

УДК 621.315.592

## О ВЛИЯНИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ПРИКОНТАКТНОЙ ОБЛАСТИ И АСИММЕТРИИ РТД СТРУКТУРЫ НА ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ ОТКЛИК И ВОЗМОЖНОСТИ РЕГИСТРАЦИИ КВАНТОВОГО РЕЖИМА УСИЛЕНИЯ ВО ВНЕШНЕМ ВЫСОКОЧАСТОТНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

О. А. Клименко, Н. В. Дьяконова<sup>1</sup>, В. Кнап<sup>1</sup>, Ю. А. Митягин, В. Н. Мурзин,  
С. А. Савинов, В. С. Сызранов, В. А. Чуенков

*Проведен теоретический анализ условий реализации квантового режима генерации микроволнового излучения в полупроводниковых резонансно-туннельных диодных (РТД) структурах. Методами численного моделирования проанализирован высокочастотный отклик в структурах с симметричными и асимметричными барьерами. Исследовано влияние фермиевского распределения носителей заряда в приконтактной области. Показано, что оптимальными с точки зрения экспериментального наблюдения квантового режима усиления являются асимметричные структуры с пониженной концентрацией примесей ( $10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) в эмиттерной области.*

Разработка физических механизмов усиления, генерации и детектирования электромагнитного излучения в наиболее коротковолновой части высокочастотного диапазона, в области субтерагерцовых и терагерцовых волн, является одной из актуальных

<sup>1</sup>GES Universite Montpellier II-CNRS, P1. Eugene Bataillon, 34060 Montpellier, France.



проблем, определяющей возможности продвижения современной твердотельной электроники в сторону сверхвысокого быстродействия. Однако этот диапазон оказывается наиболее сложным для практической реализации. Поскольку традиционные полупроводниковые приборы, такие как полевые транзисторы, лавинно-пролетные диоды, ганновские генераторы, ограничены частотным пределом порядка сотни гигагерц, принципиальным представляется поиск новых систем и механизмов усиления и генерации, в том числе основанных на использовании квантовых эффектов типа резонансного туннелирования, характеризующегося чрезвычайно малой инерционностью внутренних электронных процессов [1, 2]. В этом отношении особый интерес представляет возможность реализации предсказанного теоретически [3–5] “квантового” режима усиления в резонансно-туннельных диодных (РТД) структурах, открывающего новые перспективы в продвижении в сторону терагерцовых частот. Этот тип резонанса обусловлен электронными переходами из эмиттерной области РТД на уровень размерного квантования  $\epsilon_R$  в квантовой яме РТД при участии внешнего электромагнитного излучения в условиях, когда энергия фотонов оказывается равной разности энергий  $\epsilon - \epsilon_R$ , где  $\epsilon$  – энергия моноэнергетического пучка электронов в эмиттере. В отличие от классического режима, который обусловлен наличием области отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) в ВАХ РТД и для которого характерно быстрое  $\sim 1/\omega^4$  падение мощности излучения с увеличением частоты, в случае “квантового” режима генерации мощность зависит от обратной частоты линейно, как  $1/\omega$ , что в принципе позволяет резко повысить выходную мощность излучения в РТД на высоких частотах субтерагерцового и терагерцового диапазона [3–5].

Настоящая работа базируется на результатах этих работ и имеет целью модельное изучение влияния асимметрии РТД структуры и немоноэнергетичности электронного пучка в эмиттере, что характерно для реальных РТД структур, на высокочастотный отклик и возможности экспериментального изучения квантового режима усиления в РТД во внешнем высокочастотном электрическом поле. В нашей предыдущей работе [6] на основе полученного одним из авторов аналитического решения задачи о стационарном токе и высокочастотном отклике в РТД структуре с конечными барьерами [7] выполнен модельный анализ особенностей проявления и возможностей реализации квантового режима усиления в симметричных РТД структурах в условиях туннелирования через эмиттерный барьер моноэнергетического пучка электронов. Как известно, однако, эксперименты с моноэнергетическим потоком электронов требуют очень специфических условий, удовлетворить которым чрезвычайно сложно. Поэтому важно



проанализировать свойства и возможности наблюдения квантового режима усиления в реальных РТД структурах с фермиевским распределением электронов в приконтактной эмиттерной области РТД. В этом случае речь идет о несколько иной задаче, когда вместо направленного моноэнергетического пучка электронов в эмиттерной части РТД мы имеем электронный резервуар с электронами, движущимися во всех направлениях. Эта особенность, а также размытие стартового электронного уровня в целую полосу электронных состояний, очевидно, качественно меняют как саму картину явления, так и возможности экспериментальной регистрации квантового режима усиления. В этой ситуации оказывается актуальным учет симметрии РТД и других факторов, которые могут оказаться положительными в плане проявления квантового режима усиления. Настоящая работа посвящена этим вопросам и направлена на определение оптимальных с точки зрения реализации квантового режима усиления РТД структур и возможностей экспериментальной регистрации этого пока еще не реализованного явления.

При проведении модельного анализа мы будем опираться на результаты работ [3–5], в которых в рамках модели РТД структуры с квантовой ямой и  $\delta$ -образными барьерами получены теоретические выражения для действительной части плотности высокочастотного тока (высокочастотного отклика) в симметричной и несимметричной двухбарьерной РТД структуре во внешнем высокочастотном электромагнитном поле при туннелировании через эмиттерный барьер моноэнергетического пучка электронов.

*Влияние немонотонности электронного пучка и фермиевского распределения носителей заряда в эмиттерной области РТД на высокочастотный отклик в симметричных РТД структурах.* В простейшем случае РТД с симметричными барьерами теория [3–5], развитая в приближении  $\delta$ -барьеров для условий туннелирования моноэнергетического пучка электронов через эмиттерный барьер, описывает высокочастотный отклик с помощью выражения

$$J_C(\omega, \delta) = -evq^2 \frac{\left(\frac{1}{2}eaE_\omega\right) \cdot \delta \cdot \Gamma^2}{[(\delta + \hbar\omega)^2 + \Gamma^2][(\delta - \hbar\omega)^2 + \Gamma^2]}, \quad (1)$$

где  $\delta = \epsilon - \epsilon_R$  – разница между энергией электронного пучка в эмиттере и энергией резонансного уровня в яме РТД,  $\Gamma$  – квантовая ширина резонансного уровня,  $v$  и  $q^2$  – скорость и число электронов с энергией  $\epsilon$  в потоке частиц, падающих на структуру за единицу времени,  $E_\omega$  – напряженность внешнего переменного электрического поля. В реальных РТД структурах электроны в эмиттере, участвующие в формировании активного тока, подчиняются фермиевскому распределению с уровнем Ферми  $\epsilon_F$ , определяемым их концентрацией. В этом случае вместо направленного моноэнергетического



пучка электронов в эмиттерной части РТД мы имеем дело с резервуаром движущихся во всех направлениях электронов. С целью учета в электронном ансамбле доли электронов, двигающихся в направлении туннелирования, обычно используется приведенная инжекционная функция  $N(E_Z)$  (“supply function”) [8–10], которая определяет в конечном итоге стационарный ток и вид вольт-амперных зависимостей в реальных РТД структурах:

$$N(E_Z) = \frac{kT \cdot m^*}{\pi \cdot \hbar^2} \ln \left[ 1 + \exp \left( \frac{\epsilon_F - E_Z}{kT} \right) \right]. \quad (2)$$

В случае фермиевского распределения расчет производился на основе формулы (1) с той разницей, что при этом учитывалась приведенная инжекционная функция  $N(E_Z)$  (“supply function”), которая обычно используется при описании резонансного тока в РТД и определяет долю в ансамбле электронов, двигающихся в направлении туннелирования [8–10]. Высокочастотный отклик  $J_C(\omega, \delta^*)$ , обусловленный переходами на резонансный уровень в квантовой яме со всех электронных состояний в эмиттере, рассчитывался в результате интегрирования по всем стартовым состояниям электронов в эмиттере:

$$J_C(\omega, \delta^*) = -\frac{e}{2\pi\hbar} \int_{\delta^*}^{\delta^* + \epsilon_F} \frac{\left(\frac{1}{2}eaE_\omega\right) \cdot \delta \cdot \Gamma^2 \cdot N(\delta - \delta^*) \cdot d\delta}{[(\delta + \hbar\omega)^2 + \Gamma^2][(\delta - \hbar\omega)^2 + \Gamma^2]}. \quad (3)$$

Вместо параметра смещения  $\delta$ , который использовался в случае симметричных РТД структур, в этом случае роль параметра смещения выполняет величина  $\delta^* = \epsilon_C - \epsilon_R$ , представляющая разность энергий между дном зоны проводимости эмиттера  $\epsilon_C$  и энергии резонансного уровня  $\epsilon_R$  квантовой ямы РТД. Расчеты выполнены для той же модельной GaAs/AlAs структуры РТД, которая анализировалась в работах [6, 7]. Параметры этой структуры: ширина ямы  $a = 4.5$  нм, ширина барьеров  $b_1 = b_2 = 1.8$  нм, масса электрона в яме  $m^* = 0.067m_0$  и в барьерах  $m_1 = m_2 = 0.15m_0$ , высота барьеров  $V = 0.9$  эВ, энергия резонансного уровня  $\epsilon_R = 121$  мэВ и квантовая ширина резонансного уровня  $\Gamma = 0.25$  мэВ [6]. Расчеты проводились для двух типичных концентраций электронов  $n_1 = 10^{17}$  см<sup>-3</sup> и  $n_2 = 10^{18}$  см<sup>-3</sup> в эмиттерной части структуры ( $\epsilon_F \approx 11$  мэВ и  $\epsilon_F \approx 53$  мэВ, соответственно).

Как видно из рис. 1, на котором приведены результаты расчета высокочастотного отклика  $J_C(\omega, \delta^*)$  для симметричных РТД с моноэнергетическим и немонаэнергетическим фермиевским распределением электронов в эмиттере, учет фермиевского распределения приводит к существенным изменениям частотных зависимостей. Вместо хорошо очерченной полосы усиления с четким максимумом в случае моноэнергетического распределения электронов, отвечающей квантовому режиму усиления (при  $\omega > \Gamma$ ,  $\delta > \Gamma$ ),



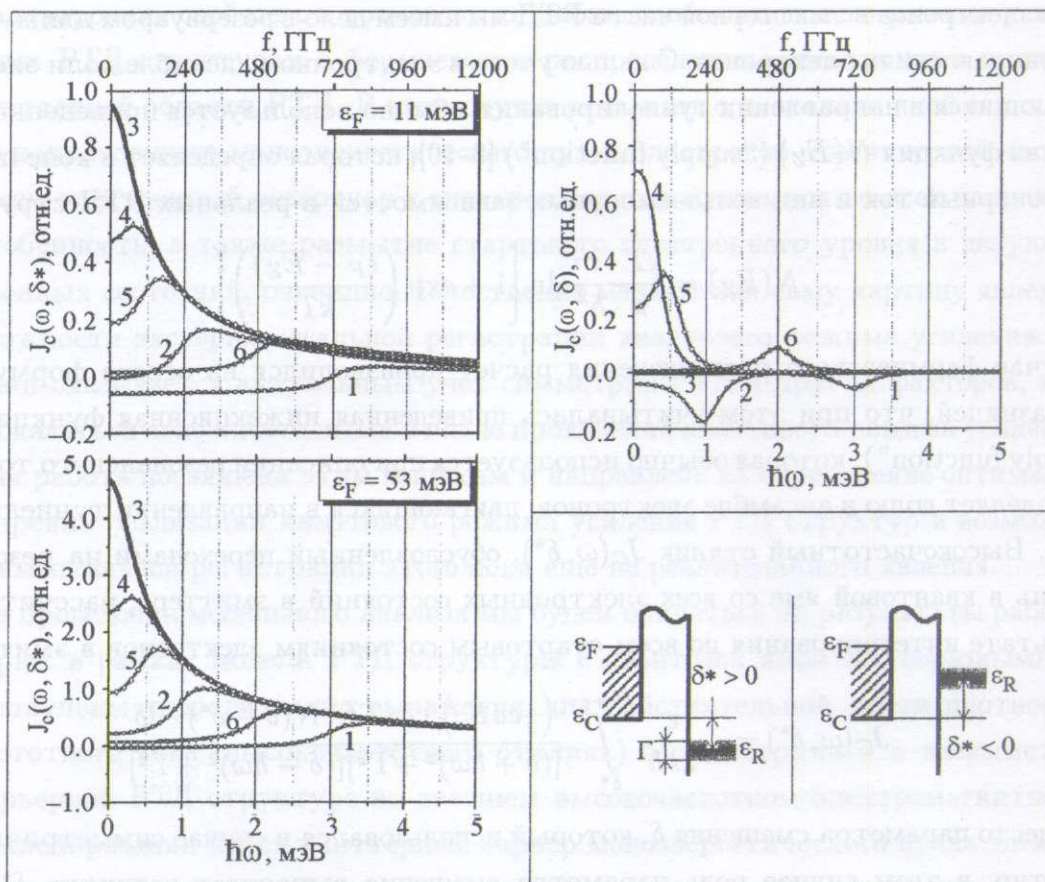


Рис. 1. Рассчитанные частотные зависимости высокочастотного отклика  $J_C(\omega, \delta^*)$  в симметричных РТД с фермиевским распределением электронов в эмиттере при различных смещениях  $\delta^* = \epsilon_C - \epsilon_R$  (дна зоны проводимости эмиттера  $\epsilon_C$  относительно резонансного уровня размерного квантования  $\epsilon_R$  в РТД): 1 -  $\delta^* = \delta = -3$  мэВ, 2 -  $\delta^* = \delta = -1$  мэВ, 3 -  $\delta^* = \delta = 0$  мэВ, 4 -  $\delta^* = \delta = 0.25$  мэВ, 5 -  $\delta^* = \delta = 0.5$  мэВ, 6 -  $\delta^* = \delta = 2$  мэВ. Для сравнения приведены рассчитанные зависимости  $J_C(\omega, \delta)$  для случая моноэнергетического пучка электронов с энергией  $\epsilon$  при различных смещениях  $\delta = \epsilon - \epsilon_R$ . Энергия резонансного уровня  $\epsilon_R = 121$  мэВ, квантовая ширина резонансного уровня  $\Gamma = 0.25$  мэВ. На вставке показаны типичные схемы расположения уровней фермиевского распределения относительно резонансного уровня  $\epsilon_R$  при положительных ( $\delta^* > 0$ ) и отрицательных ( $\delta^* < 0$ ) значениях параметра смещения  $\delta^*$ .

наблюдается широкая полоса, спадающая по интенсивности в сторону больших частот, с размытым и сглаженным максимумом. Наиболее интересные особенности, характеризующие квантовый режим усиления в РТД структурах с фермиевским распределением,



обнаруживаются не в стороне высоких частот, соответствующих электронным переходам с приконтактных уровней вблизи уровня Ферми, а в области меньших частот, соответствующих электронным переходам с нижних уровней в эмиттерной части РТД структуры. Видно, что наиболее интересной с точки зрения проявления и возможностей регистрации квантового режима усиления оказывается ситуация при отрицательных смещениях  $\delta^* < 0$  (кривая 2,  $\delta^* = -1$  мэВ). Признаком проявления квантового режима усиления в этом случае является рост сигнала с увеличением частоты в области 100–300 ГГц. Если сравнивать результаты для двух концентраций электронов в эмиттере РТД, то более четко описанный эффект наблюдается при концентрации  $10^{17}$  см $^{-3}$ . Хотя сама величина высокочастотного сигнала в этом случае заметно меньше, чем для РТД с концентрацией электронов  $10^{18}$  см $^{-3}$ , но относительное изменение величины сигнала при малых частотах ( $\omega \approx 0$ ) и в районе максимума ( $\omega \approx 300$  ГГц) намного лучше выражено в случае концентрации  $10^{17}$  см $^{-3}$ .

*Высокочастотный отклик в асимметричных РТД структурах с различной шириной барьеров при туннелировании через барьер моноэнергетического пучка электронов.* Как следует из асимметрии выражения для высокочастотного отклика  $J_C(\omega, \delta)$  в асимметричной РТД, полученного в [4] в рамках модели РТД с квантовой ямой и  $\delta$ -образными барьерами,

$$J_C(\omega, \delta) = -evq^2 \left( \frac{\Gamma_1 \Gamma_2}{\Gamma^2 + \delta^2} \right) \frac{\left( \frac{1}{2} ea E_\omega \right) \cdot \delta \left[ (\Gamma^2 + \delta^2) \left( 1 + \frac{\Gamma_1 - \Gamma_2}{\Gamma_1 + \Gamma_2} \right) - \omega^2 \frac{\Gamma_1 - \Gamma_2}{\Gamma_1 + \Gamma_2} \right]}{[(\delta + \hbar\omega)^2 + \Gamma^2][(\delta - \hbar\omega)^2 + \Gamma^2]}, \quad (4)$$

наличие неодинаковых барьеров должно приводить к различной величине высокочастотного отклика в зависимости от того, какой из барьеров – эмиттерный или коллекторный – является менее проходимым. С целью изучения этой особенности были произведены расчеты высокочастотного отклика  $J_C(\omega, \delta)$  в РТД структурах с разными барьерами, полученные как для случая моноэнергетического распределения, так и для случая немонотонного фермиевского распределения электронов в эмиттере. Данные этих расчетов приведены на рис. 2 и 3 соответственно. В соответствии с приведенной формулой всюду указываются не ширины барьеров, а величины  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_2$ , отражающие соответствующий вклад первого и второго барьеров в квантовую ширину резонансного уровня  $\Gamma = \Gamma_1 + \Gamma_2$  и напрямую связанные с шириной барьеров при заданной высоте барьера [4]. Связь простая: чем шире барьеры, тем меньше квантовая ширина  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_2$ . При всех расчетах суммарная ширина  $\Gamma_1 + \Gamma_2$  бралась одной и той же, в данном случае, порядка 0.25 мэВ. Такие структуры в известном смысле можно рассматривать, как эквивалентные с точки зрения их резонансных свойств. Основная цель



– выявление неэквивалентной роли эмиттерного и коллекторного барьеров и использование этого обстоятельства при выборе оптимальных условий экспериментальных исследований квантового режима усиления.

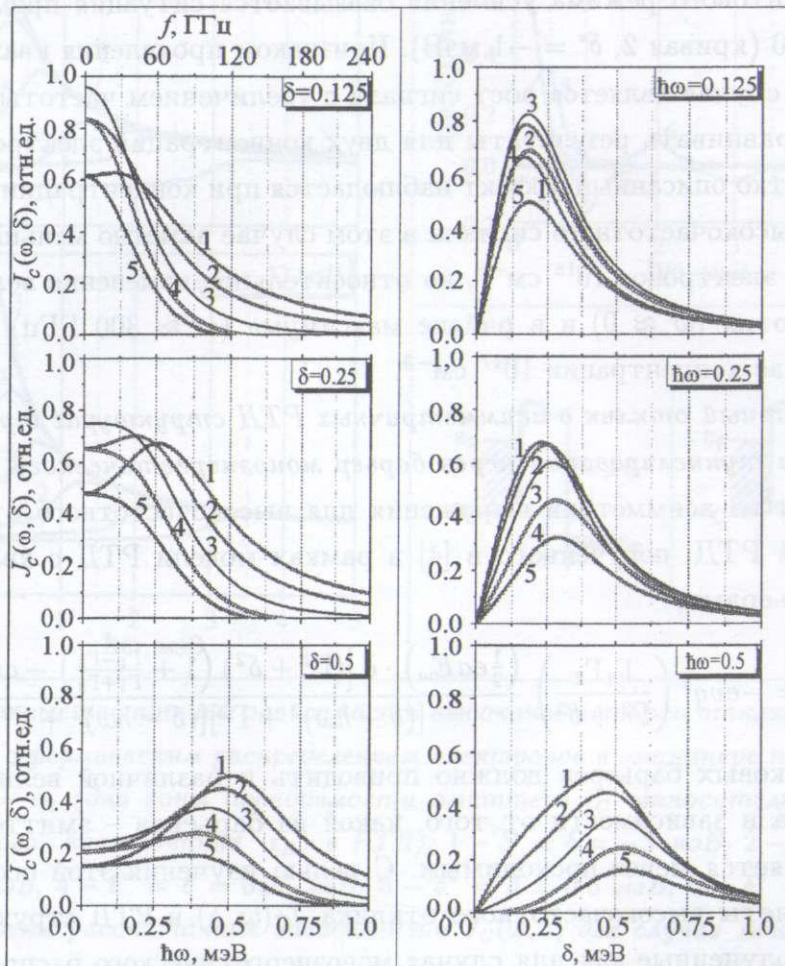


Рис. 2. Рассчитанные зависимости высокочастотного отклика  $J_C(\omega, \delta)$  в асимметричных РТД с разной шириной эмиттерного и коллекторного барьеров при туннелировании через структуру моноэнергетического пучка электронов при различных соотношениях величин  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_2$ , обозначающих вклад разных барьеров в квантовую ширину резонансного уровня  $\Gamma = \Gamma_1 + \Gamma_2 = 0.25$  мэВ: 1 –  $\Gamma_1/\Gamma_2 = 1/4$ , 2 –  $\Gamma_1/\Gamma_2 = 1/2$ , 3 –  $\Gamma_1/\Gamma_2 = 1$ , 4 –  $\Gamma_1/\Gamma_2 = 2$ , 5 –  $\Gamma_1/\Gamma_2 = 4$ .

Анализируя данные расчетов, приведенные на рис. 2, можно убедиться, прежде всего, в том, что зависимости  $J_C(\omega, \delta)$  от  $\omega$  (левая часть рисунка) и от  $\delta$  (правая часть рисунка) действительно заметно меняются с увеличением ширины эмиттерного барьера



и разницы ширин барьеров. Общей закономерностью, характерной для всех частотных зависимостей в асимметричных РТД, является падение сигнала при малых значениях смещения  $\delta$  с увеличением асимметрии структуры, причем независимо от того, какой из барьеров является эмиттерным или коллекторным. Это падение обусловлено нарушением интерференции электронных волновых функций. Интерференция электронных функций в симметричных РТД обеспечивает в резонансе стопроцентную электронную прозрачность и максимально возможный стационарный ток, равный падающему на структуру электронному потоку. Независимость величины падения высокочастотного сигнала от относительного расположения барьеров в области классического режима усиления означает, что с точки зрения резонансных свойств вся РТД структура проявляется в этом случае, как единое целое. Описанные особенности характерны и для стационарного тока в РТД, величина которого также не меняется при перестановке неодинаковых барьеров.

С увеличением смещения  $\delta$  и переходом в область квантового режима усиления ситуация меняется кардинальным образом. Совпадающие при  $\delta \approx 0$  частотные зависимости  $J_C(\omega, \delta)$  для РТД с асимметричными барьерами, не зависящие от порядка расположения менее прозрачного и более прозрачного барьеров, согласно расчетам начинают расходиться с увеличением смещения  $\delta$ . Из рис. 2 видно, что в случае более прозрачного первого барьера кривые просто понижаются. В случае же, когда первый барьер менее прозрачен, зависимость  $J_C(\omega, \delta)$  меняется функционально. По мере увеличения смещения  $\delta$  в частотной зависимости возникает хорошо выраженный максимум, характерный для квантового режима усиления. С переходом от условий обычного классического режима усиления ( $\delta < \Gamma$  и  $\omega < \Gamma$ ) (зависимости в верхней части рисунка) к условиям "квантового" режима усиления ( $\delta > \Gamma$  и  $\omega > \Gamma$ ) (зависимости в нижней части рисунка), как видно из рис. 2, признаки квантового режима усиления проявляются все более и более отчетливо. Обращаясь к данным расчетов зависимостей  $J_C(\omega, \delta)$  от величины смещения  $\delta$  (правая часть рисунка), можно отметить, что и в этом случае наблюдается различие зависимостей от порядка расположения барьеров разной ширины в структуре РТД. Однако эти изменения менее выражены и менее информативны.

*Высокочастотный отклик в асимметричных РТД структурах с фермиевским распределением носителей заряда в эмиттерной области.* С учетом результатов, полученных в предыдущем разделе, ниже приводятся данные теоретического анализа высокочастотного отклика в РТД структурах, которые являются асимметричными и включают эмиттерный и коллекторный барьеры различной ширины с фермиевским



распределением носителей заряда в эмиттерной области (рис. 3). В качестве оптимальной выбрана концентрация падающих на РТД структуру электронов  $10^{17} \text{ см}^{-3}$  ( $\epsilon_F = 11 \text{ мэВ}$ ). В анализе использованы структуры с разным соотношением ширин барьеров  $\Gamma_1/\Gamma_2 = 1/4, 1/2, 2, 4$ . Данные для такой же структуры с симметричными барьерами ( $\Gamma_1/\Gamma_2 = 1$ ) приведены на рис. 1. Видно, что использование асимметричных РТД структур с более широким эмиттерным барьером позволяет рельефней обозначить признаки квантового режима усиления в частотных зависимостях  $J_C(\omega, \delta^*)$  и тем самым открывает некоторые новые возможности в плане практической реализации квантового режима усиления в РТД.

*Обсуждение результатов.* Прежде всего о высокочастотных свойствах и особенностях проявления квантового режима усиления в реальных РТД с фермиевским распределением электронов в эмиттерной части РТД. Эти данные представляют интерес как с точки зрения физики электронных процессов, так и в плане практического использования обнаруженных закономерностей с целью реализации и обнаружения квантового режима усиления в РТД структурах. Одна из особенностей, вытекающая из результатов анализа, заключается в том, что наиболее интересные особенности частотных зависимостей высокочастотного отклика, характеризующие квантовый режим усиления, в случае структур с фермиевским распределением обнаруживаются не в области высоких частот, соответствующих электронным переходам с приконтактных уровней вблизи уровня Ферми, а в области меньших частот, соответствующих переходам с нижних уровней в эмиттерной части структуры. Именно здесь в области частот  $f \approx 100\text{--}300 \text{ ГГц}$  ( $\hbar\omega \approx 0.3\text{--}1 \text{ мэВ}$ ) отчетливо проявляются участки кривых с подъемом величины высокочастотного отклика с ростом частоты при смещениях  $\delta = \delta^* = -1 \text{ мэВ}$  и  $\delta = \delta^* = +1 \text{ мэВ}$  (рис. 1 и 3). В то же время особенности частотных зависимостей в области высоких частот ( $\hbar\omega \approx 10 \text{ мэВ}$ ), отвечающих переходам электронов с области вблизи уровня Ферми на резонансный уровень в квантовой яме РТД ( $\hbar\omega \geq \epsilon_F$ ), почти полностью сглажены. Основная физическая причина этой особенности объясняется специфическим поведением приведенной инжекционной функции  $N(E_Z)$ , которая быстро спадает по мере приближения энергии электронного состояния в эмиттере, с которого происходят переходы, к уровню Ферми в той же эмиттерной области РТД. Таким образом, именно переходы с нижней части фермиевского распределения электронов в эмиттере определяют особенности частотных зависимостей высокочастотного отклика в асимметричных РТД структурах, и эти особенности также могут быть использованы при проведении экспериментальных исследований квантового режима усиления в РТД



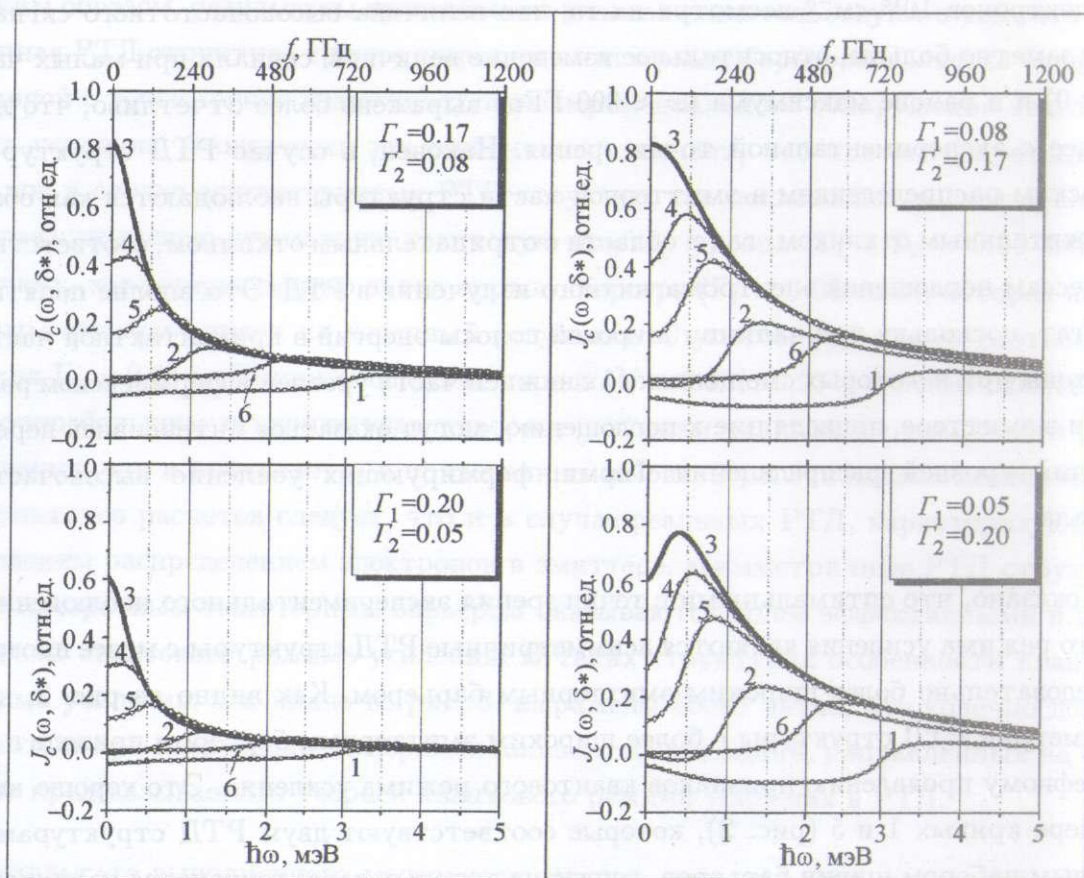


Рис. 3. Рассчитанные частотные зависимости высокочастотного отклика  $J_c(\omega, \delta^*)$  в асимметричных РТД структурах с фермиевским распределением электронов в эмиттере при концентрации электронов в эмиттерной области  $10^{17} \text{ см}^{-3}$  ( $\epsilon_F = 11 \text{ мэВ}$ ). Зависимости рассчитаны при разных значениях  $\delta^* = \epsilon_C - \epsilon_R$  параметра смещения: 1 –  $\delta^* = -3 \text{ мэВ}$ , 2 –  $\delta^* = -1 \text{ мэВ}$ , 3 –  $\delta^* = 0 \text{ мэВ}$ , 4 –  $\delta^* = 0.25 \text{ мэВ}$ , 5 –  $\delta^* = 0.5 \text{ мэВ}$ , 6 –  $\delta^* = 2 \text{ мэВ}$ . Энергия резонансного уровня  $\epsilon_R = 121 \text{ мэВ}$ .

структурах. Более интересной с точки зрения проявления и возможностей регистрации квантового режима усиления оказывается ситуация при отрицательных смещениях  $\delta^* < 0$  (кривая 2 на рис. 1 и 3,  $\delta^* = \delta = -1 \text{ мэВ}$ ). Признаком проявления квантового режима усиления в этом случае является рост сигнала с увеличением частоты в области 100–300 ГГц. В случае аналогичной ситуации при  $\delta^* > 0$  (кривые 5 и 6 на рис. 1 и 3,  $\delta^* = \delta = +0.5 \text{ мэВ}$  и  $+2 \text{ мэВ}$ ) относительное изменение величины сигнала в той же области частот гораздо меньше. Наиболее четко описанный эффект наблюдается при концентрации электронов в эмиттере РТД  $10^{17} \text{ см}^{-3}$ . В случае РТД с концентраци-



ей электронов  $10^{18} \text{ см}^{-3}$  несмотря на то, что величина высокочастотного сигнала при этом заметно больше, относительное изменение величины сигнала при малых частотах ( $\omega \approx 0$ ) и в районе максимума ( $\omega \approx 300 \text{ ГГц}$ ) выражено более отчетливо, что намного важнее с экспериментальной точки зрения. Наконец, в случае РТД структур с фермиевским распределением в эмиттерной части структуры наблюдаются как области с положительным откликом, так и области с отрицательным откликом, соответствующие процессам поглощения электромагнитного излучения в РТД. Это вполне понятный результат, поскольку при наличии широкой полосы энергий в приконтактной части РТД переходы при некоторых смещениях  $\delta^*$  с нижней части уровней в фермиевском распределении в эмиттере, приводящие к поглощению, могут оказаться интенсивней переходов с верхних уровней распределения Ферми, формирующих усиление высокочастотного сигнала.

Показано, что оптимальными с точки зрения экспериментального наблюдения квантового режима усиления являются асимметричные РТД структуры с менее прозрачным и следовательно более широким эмиттерным барьером. Как видно из рис. 2, наличие асимметрии РТД структуры с более широким эмиттерным барьером приводит к более рельефному проявлению признаков квантового режима усиления. Это хорошо видно на примере кривых 1 и 5 (рис. 2), которые соответствуют двум РТД структурам с одинаковым набором ширин барьеров, первая из которых характеризуется наличием более широкого эмиттерного и более узкого коллекторного барьеров. Вторая структура (кривая 5) характеризуется обратным порядком барьеров. Суммарная квантовая ширина обоих барьеров  $\Gamma = \Gamma_1 + \Gamma_2 = 0.25 \text{ мэВ}$ . В области малых частот  $\omega \approx 0$ , соответствующих классическому режиму усиления (верхний фрагмент рисунка), как уже отмечалось, порядок расположения барьеров, характеризующихся большой и малой величиной квантовой ширины  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_2$ , никак не влияет на величину  $J_C(\omega, \delta)$  высокочастотного отклика. Однако при более высоких частотах и больших значениях смещения  $\delta$  частотные зависимости 1 и 5 расходятся. Частотная зависимость, представленная кривой 5, практически не меняется по форме и лишь понижается, что связано с уменьшением величины высокочастотного отклика. В случае же зависимости, представленной кривой 1 и отвечающей РТД структуре с менее прозрачным эмиттерным барьером, частотная зависимость  $J_C(\omega, \delta)$  претерпевает существенное изменение. С ростом смещения  $\delta$  в этом случае вырисовывается хорошо выраженный максимум, характеризующий квантовый режим усиления. При переходе к значениям смещения 0.25 и 0.5 мэВ этот признак квантового режима усиления проявляется в еще большей мере.



Таким образом, результаты проведенного анализа свидетельствуют о том, что асимметричная РТД структура с более широким эмиттерным барьером является более перспективной с точки зрения возможностей экспериментального обнаружения квантового режима усиления. Фактически эта особенность означает, что при интерпретации результатов в случае асимметричных РТД структур, как показывают расчеты, следует учитывать не только суммарную квантовую ширину уровня ( $\Gamma_1 + \Gamma_2 = 0.25$  мэВ), но и величину, характеризующую вклад первого барьера ( $\Gamma_1 = 0.05$  мэВ), которая вполне заметным образом влияет на конечный результат. С учетом сказанного соотношение  $\delta/\Gamma_1$  (для  $\Gamma_1 = 0.05$  мэВ) при смещениях порядка  $\delta = 0.125, 0.25$  и  $0.5$  мэВ оказывается достаточно большим и вполне удовлетворяет условиям реализации квантового режима усиления, что и проявляется в приведенных на рис. 2 рассчитанных зависимостях. Из результатов расчетов следует, что и в случае реальных РТД, характеризующихся фермиевским распределением электронов в эмиттере, асимметричные РТД структуры с менее прозрачным эмиттерным барьером оказываются более эффективными в плане проявлений квантового режима усиления. В таких структурах особенности квантового режима усиления, как видно из рис. 3, выражены более четко, что конечно должно учитываться при проведении экспериментальных исследований, направленных на обнаружение предсказываемого теорией квантового режима усиления в РТД.

В результате выполненного модельного анализа показано, что в симметричных и асимметричных РТД структурах при туннелировании моноэнергетического пучка электронов, как и в случае предыдущей работы [6], квантовый режим усиления проявляется в виде четко выраженной полосы усиления в области субтерагерцовых и терагерцовых частот. Наиболее эффективными с точки зрения наблюдения квантового режима усиления являются асимметричные РТД структуры с менее прозрачным эмиттерным барьером. Показано, что в случае реальных РТД структур, характеризующихся наличием фермиевского распределения электронов в эмиттере, полоса усиления существенно расширяется и наиболее рельефные особенности, связанные с проявлением квантового режима усиления, наблюдаются в ее низкочастотной части, т.е. в области нескольких сотен гигагерц. Признаком квантового режима усиления в этом случае является характерное возрастание высокочастотного сигнала с частотой в области этих частот, что исключено в случае обычного классического режима усиления. Показано, что оптимальными в плане экспериментального обнаружения квантового режима усиления в реальных РТД структурах с фермиевским распределением электронов в эмиттере являются асимметричные РТД структуры с менее прозрачным эмиттерным барьером. В таких



структурах особенности квантового режима усиления выражены более четко при сохранении интенсивности высокочастотного отклика, что может быть использовано при постановке экспериментов по обнаружению и изучению предсказываемого теорией квантового режима усиления. Приведенные результаты расчетов относятся к случаю низких гелиевых температур ( $T = 4.2$  К). При переходе к комнатным температурам даже в лучших РТД структурах проявление квантового режима усиления оказывается менее выраженным, и экспериментальное наблюдение этого режима становится практически невозможным.

Авторы выражают благодарность В. Ф. Елесину за ценные замечания. Работа выполнена в рамках Европейского соглашения GDRE "Semiconductor sources and detectors of Terahertz radiation" при финансовой поддержке РФФИ (N 08-02-00513), ПФИ Президиума РАН "Квантовые наноструктуры", НП ОФН РАН "Проблемы радиофизики" (Раздел: Освоение терагерцового диапазона), НП ОФН РАН "Когерентное оптическое излучение полупроводниковых соединений и структур", программы УНК ФИАН.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] E. R. Brown, T.C.L.G. Sollner, C. D. Parker, et al., *Appl. Phys. Lett.* **55**, 1777 (1989).
- [2] E. R. Brown, J. R. Soderstrom, C. D. Parker, et al., *Appl. Phys. Lett.* **58**, 2291 (1991).
- [3] В. Ф. Елесин, *ЖЭТФ* **116**, 704 (1999).
- [4] В. Ф. Елесин, *ЖЭТФ* **121**, 925 (2002).
- [5] В. Ф. Елесин, *ЖЭТФ* **124**, 379 (2003).
- [6] О. А. Клименко, Н. В. Дьяконова, В. Кнап и др. *Краткие сообщения по физике ФИАН*, **36**(1), 24 (2009).
- [7] В. А. Чуенков, *Краткие сообщения по физике ФИАН*, **35**(10), 21 (2008).
- [8] С. В. Duke, *Tunneling in Solids* (Academic, New York, 1969), Chap. 5.
- [9] V. J. Goldman, D. C. Tsui, and J. E. Cunningham, *Phys. Rev. Letts* **58**(12), 1256 (1987).
- [10] C. Weisbuch and B. Vinter, *Quantum Semiconductor Structures* (Academic Press, Inc., Boston, San Diego, New York, London, Sydney, Tokyo, Toronto, 1991).

Поступила в редакцию 25 сентября 2008 г.