

# РАЗРАБОТКА ДИЗАЙНА СВЕРХМНОГОПЕРИОДНЫХ ИЗЛУЧАЮЩИХ СТРУКТУР ТЕРАГЕРЦЕВОГО ДИАПАЗОНА, ВЫРАЩИВАЕМЫХ МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНО-ПУЧКОВОЙ ЭПИТАКСИИ

Л. Г. Герчиков<sup>a,b\*</sup>, А. С. Дашков<sup>a\*\*</sup>, Л. И. Горай<sup>a,c\*\*\*</sup>, А. Д. Буравлёв<sup>c,d,e\*\*\*\*</sup>

<sup>a</sup> Академический университет им. Ж. И. Алфёрова  
194021, Санкт-Петербург, Россия

<sup>b</sup> Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого  
195251, Санкт-Петербург, Россия

<sup>c</sup> Институт аналитического приборостроения Российской академии наук  
190103, Санкт-Петербург, Россия

<sup>d</sup> Университет при Межпарламентской ассамблее Евразийского экономического сообщества  
199106, Санкт-Петербург, Россия

<sup>e</sup> Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В. И. Ульянова (Ленина)  
197376, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 9 декабря 2020 г.,  
после переработки 24 февраля 2021 г.  
Принята к публикации 10 марта 2021 г.

Разработан дизайн источника терагерцевого (ТГц) излучения на основе сверхрешетки AlGaAs/GaAs, получаемой методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Рассчитаны коэффициент усиления и уровень оптических потерь и определены параметры источника, при которых возможна генерация ТГц-излучения. Исследовано резонансное поведение коэффициента усиления, обусловленное сильным перемешиванием туннельно-связанных электронных состояний.

DOI: 10.31857/S0044451021080058

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время рассматриваются различные подходы и устройства для создания эффективных источников терагерцевого (ТГц) излучения, в том числе перестраиваемых и работающих при комнатных температурах [1–4]. В отличие от рентгеновского излучения, терагерцевые волны не опасны, они не ионизируют среду и не повреждают биологические молекулы, что позволяет проводить безопасную для человека диагностику раковых опухолей, определять степень ожогов, исследовать верх-

ние ткани человеческого тела — кожу, сосуды, мышцы. Источники терагерцевого излучения также могут быть использованы в системах безопасности, например, для сканирования багажа и людей на значительных расстояниях. Одним из наиболее перспективных подходов для создания перестраиваемых компактных источников терагерцевого излучения является использование полупроводниковых приборов со сверхрешетками (СР), например, квантово-каскадных лазеров или гетероструктур со множественными сильно-связанными квантовыми ямами (КЯ) [5–7]. В данном исследовании разработка дизайна сверхмногопериодных (СМП — со 100 и более периодами СР) полупроводниковых AlGaAs-структур для ТГц-диапазона рассматривается в связи с созданием перестраиваемых лазерных источников, выращиваемых методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) и работающих при комнатной темпера-

\* E-mail: lgerchikov@mail.ru

\*\* E-mail: dashkov.alexander.om@gmail.com

\*\*\* E-mail: lig@pcgrate.com

\*\*\*\* E-mail: bour@mail.ioffe.ru

туре за счет образования соответствующих энергетических уровней Ванье – Штарка [8,9] и последовательного туннелирования носителей через несколько периодов при условии относительной прозрачности барьеров [10–13].

Возникновение блоховских осцилляций в подобных структурах может быть ограничено из-за статической отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП), которая связана с образованием электрических доменов и неоднородным распределением электрического поля. Вследствие этого возможно подавление усиления блоховской волны [14]. Для предотвращения возникновения электрических доменов необходимо создать СР с узкими запрещенными минизонами («слабыми» барьерами), в которой происходит зиннеровское туннелирование в достаточно сильном электрическом поле, а слабость барьеров обеспечивает большой матричный элемент переходов через несколько периодов [15, 16]. При этом может возникать динамическая ОДП, за счет которой и происходит усиление терагерцевого излучения [12, 15]. Для достижения максимального коэффициента усиления излучения на определенной частоте требуются СР с высоким уровнем легирования ( $10^{16}$ – $10^{18}$  см $^{-3}$ ) и высокой подвижностью электронов. Это приводит к необходимости создания однородных СР с большим количеством периодов (порядка нескольких сотен и даже 1000 и более), чтобы преодолеть суммарное поглощение в резонаторе генератора (контактных областях) и потери на вывод излучения.

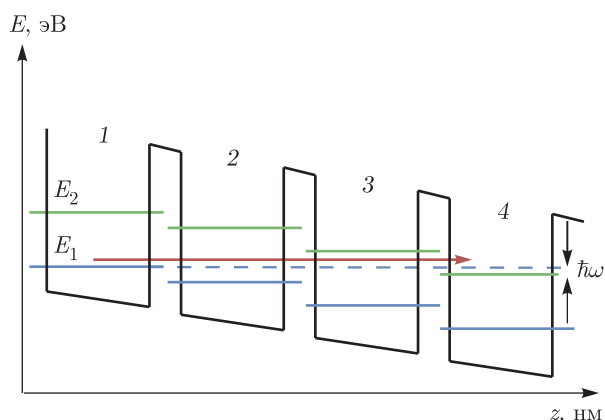
Таким образом, необходимо разработать дизайн, синтезировать и исследовать «толстые» СР, толщиной порядка 5–10 мкм и более, с заданными параметрами и высоким качеством морфологии слоев и состава. Синтез подобных СМП-структур с однородным легированием, постоянным периодом по всей толщине, субатомным уровнем шероховатости интерфейсов, малым количеством дефектов и стабильным составом является весьма сложной научной задачей [17]. Преимущество используемого нами метода МПЭ заключается в эпитаксиальном выращивании материалов высокой чистоты, наличии прецизионных методов контроля роста и сверхвысокого вакуума во время синтеза. Кроме того, возможность резкого прерывания и последующего возобновления поступления на подложку молекулярных пучков позволяет создавать резкие гетерограницы, что особенно важно для создания протяженных СР, а высокая стабильность температуры источников обеспечивает постоянство состава [18]. В частности, для синтеза СМП-структур высокого качества

с необходимым числом периодов СР мы использовали полупромышленную установку молекулярно-пучковой эпитаксии Riber 49 и современную исследовательскую установку Riber Compact 21 EB 200.

Исследуемый в настоящей работе тип структуры включает в себя СР, состоящие из 10–1000 периодов 10 нм слоев GaAs и 2 нм слоев  $Al_{0.2}Ga_{0.8}As$ , легированных примесью  $n$ -типа (Si) заданной концентрации в диапазоне  $10^{16}$ – $10^{18}$  см $^{-3}$ . Структуры с отличными толщинами барьеров и КЯ также будут рассмотрены. Ранее нами были предложены метод расчета электронных спектров АЗВ5 СР [19], а также методика высокоточной характеристики морфологии и состава подобных структур [17, 20, 21], состоящая из согласованного применения нового метода глубокой рентгеновской рефлектометрии, основанного на строгом методе расчета [22], и известных методов высокоразрешающей рентгеновской рефлектометрии и дифрактометрии и просвечивающей электронной микроскопии. Данная методика позволила детально исследовать 100-периодные структуры  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  толщиной около 1.2 мкм с различным уровнем легирования на лабораторных рентгеновских источниках и с высокой точностью определить толщины слоев, их состав и шероховатость/диффузность границ, что стало первым шагом на пути анализа толстых структур на ярких источниках синхротронного излучения [23]. Настоящая работа посвящена определению дизайна МПЭ-структур подобного типа с СР GaAs/ $Al_xGa_{1-x}As$  и расчету (оценкам) важнейших электронных и оптических параметров разрабатываемого источника ТГц-излучения.

## 2. ВЫБОР СОСТАВА И ТОЛЩИН СЛОЕВ СВЕРХРЕШЕТКИ

При приложении вдоль оси СР внешнего электрического поля минизонный энергетический спектр СР трансформируется в спектр лестниц Ванье – Штарка, т.е. в дискретные уровни энергии, смещенные друг относительно друга на величину уменьшения напряжения  $U$  за период СР. Схематически такой энергетический спектр представлен на рис. 1 для случая наличия двух уровней размерного квантования в каждой из квантовых ям СР. При постепенном увеличении напряжения  $U$  уровни 1 и 2 в ямах, разделенных  $n$  периодами СР, последовательно оказываются в резонансе. Рисунок 1 иллюстрирует подобный резонанс для уровней, разделенных двумя периодами СР ( $n = 2$ ). Сближение уровней размерного



**Рис. 1.** (В цвете онлайн) Профиль потенциала зоны проводимости CP с двумя дискретными энергетическими уровнями. Красной стрелкой обозначен излучающий переход с частотой  $\omega$

квантования приводит к нескольким резонансным эффектам. Во-первых, увеличивается вероятность туннелирования между резонансными уровнями, что приводит к резонансам в вольт-амперной характеристике (ВАХ) CP [12]. Во-вторых, как будет показано ниже, одновременно с этим резонансно увеличивается вероятность оптического перехода между туннельно-связанными уровнями. Последнее может быть использовано для эффективной генерации ТГц-излучения [12].

Для реализации эффекта резонансной ТГц-генерации необходимо создать CP, обладающую рядом зачастую взаимоисключающих свойств. Поэтому выбор параметров CP является результатом компромисса, краткое описание которого приводится ниже.

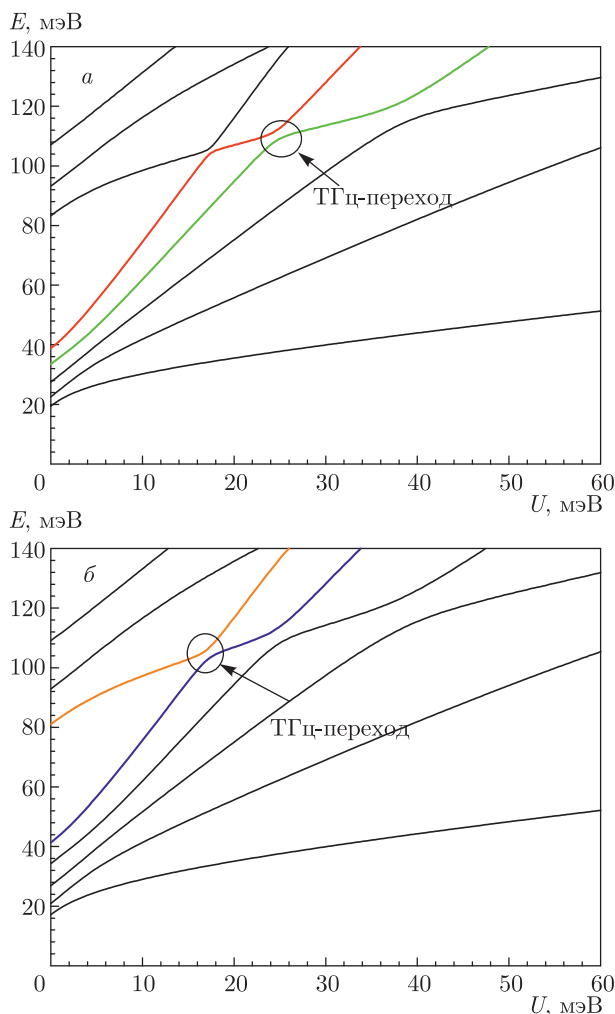
Первое условие относится к энергетическому расстоянию между резонансными уровнями, которое должно соответствовать ТГц-диапазону. Поскольку минимальное расстояние между туннельно-связанными уровнями определяется удвоенным значением туннельного матричного элемента  $V$ , его величина должна быть порядка нескольких мэВ. Туннельная прозрачность CP должна быть максимально возможной при заданной частоте генерации. Это требование необходимо для предотвращения возникновения электрических доменов в CP, т.е. для обеспечения однородного распределения электронов вдоль оси CP. Это условие налагает определенные ограничения на выбор высоты и ширины барьера CP.

Также для резонансной генерации необходимо, чтобы разность энергий уровней размерного кван-

тования в одной КЯ намного превосходила энергию ТГц-перехода. Энергия размерного квантования зависит от ширины и глубины КЯ, причем последняя ее фактически и ограничивает. С другой стороны, глубина КЯ, т.е. высота барьера CP, должна быть минимально возможной для обеспечения высокой туннельной прозрачности CP. Понятно, что наилучший компромисс для выполнения этих условий возможен при наличии в КЯ только двух уровней размерного квантования, а энергия верхнего из них должна быть сопоставима с высотой барьера.

Приведенные выше условия и определяют выбор состава и ширины слоев CP. Критерии выбора оптимальной длины CP и уровня ее легирования будут обсуждены в следующих разделах. В качестве материала CP мы используем структуру GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , технология выращивания которой хорошо отработана и способна обеспечить высокое качество создаваемой СМП CP. Используя приведенные выше критерии, мы разработали дизайн CP GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  для резонансных переходов между КЯ, разделенными двумя,  $n = 2$ , и тремя,  $n = 3$ , периодами CP. Для  $n = 2$  в качестве такой оптимальной структуры нами выбрана CP1 GaAs(10 нм)/ $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ (2 нм). Структура, оптимизированная для переходов через три периода CP2, имеет более узкие барьеры при той же концентрации Al: GaAs(10 нм)/ $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ (1.5 нм). Меньшая толщина барьеров во второй структуре CP2 делает каждый ее барьер более прозрачным, чем у CP1, с тем, чтобы матричный элемент туннелирования  $V$  через два периода в CP1 был сопоставим с матричным элементом туннелирования  $V$  через три периода в CP2.

Для структур CP1 и CP2 нами были проведены численные расчеты по моделированию участков статической ВАХ в области предполагаемых резонансных переходов методом Монте-Карло. В самосогласованном квазиклассическом расчете по методу Монте-Карло [24] учитывались электронные состояния двух нижних минизон размерного квантования CP [25,26]. Отметим, что использованная модель не учитывает когерентности туннельно-связанных электронных состояний (см. ниже). Поэтому она описывает нерезонансный вклад в статическую ВАХ. Целью проведенного расчета была проверка отсутствия ОДП в ВАХ в области предполагаемых резонансных переходов [15]. Так, например, при достаточно слабом внешнем электрическом поле вертикальный электронный транспорт оказывается локализованным в нижней минизоне, что приводит к возникновению ОДП.



**Рис. 2.** Зависимости положений уровней энергии размерного квантования  $E$  от приложенного напряжения на один период СР  $U$  для исследуемых структур СР1 (а) и СР2 (б)

Проведенные расчеты показали монотонный рост ВАХ со значениями удельной дифференциальной проводимости  $1.2 \cdot 10^3 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$  и  $1.5 \cdot 10^3 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$  для структур СР1 и СР2 соответственно, при температуре  $T = 300 \text{ К}$  и концентрации электронов  $n_e = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Рост тока с увеличением приложенного поля обусловлен увеличением вероятности межминизонных электронных переходов. В пределах расчетной погрешности производные ВАХ не принимают отрицательных значений. Полученный результат означает, что нежелательный эффект статической ОДП отсутствует в разработанных структурах СР1 и СР2.

Отметим также, что транспортные свойства аналогичных СР исследовались экспериментально в ра-

ботах [15, 16]. В полученных там ВАХ отсутствуют области ОДП. Анализ этих ВАХ также установил [16], что в подобных сверхрешетках не возникает неоднородности электрического поля, препятствующей генерации ТГц-излучения.

На рис. 2 приведены зависимости положений краев подзон размерного квантования в структурах СР1 и СР2, состоящих из 5 периодов каждая, от величины приложенного напряжения на один период СР  $U$ . Энергетический спектр СР рассчитывался методом эффективной массы в однозонном приближении. Стационарное уравнение Шредингера для электрона в СР решалось методом матриц переноса [24–26]. Профиль потенциала дна зоны проводимости и эффективная масса электрона  $m_e(z)$  вычислялись на основе кр-метода [25, 27, 28] и справочных данных из [29, 30].

Спектр СР в зависимости от приложенного напряжения имеет вид веерной диаграммы. При  $U = 0$  спектр представлен двумя группами уровней (число уровней в группе равно числу КЯ в СР), соответствующих первой,  $e_1$ , и второй,  $e_2$ , электронным минизонам СР. С увеличением приложенного поля расстояния между уровнями в группе начинают расти как разность потенциалов  $U$  соседних КЯ, образуя лестницу Ванье–Штарка из минизонных состояний  $e_1$  и  $e_2$ . Пересечения уровней Ванье–Штарка для лестниц  $e_1$  и  $e_2$  соответствуют искомому резонансу, когда уровень  $e_1$  в одной КЯ оказывается близок к уровню  $e_2$  в другой КЯ, отстоящей от первой на  $n + 1$  периодов СР. Если ввести значения энергий уровней квантования  $e_1$  и  $e_2$  в изолированной КЯ  $E_{e_{1,2}}$ , то условие резонанса можно приближенно записать как

$$E_{21} = E_{e_2} - E_{e_1} \simeq (n + 1)U. \quad (1)$$

На рис. 2 выделены области резонансного перехода для планируемой ТГц-генерации в СР1 и СР2. Видно, что вследствие туннельной связи уровней их пересечение заменяется на квазипересечение. Изменяя величину приложенного напряжения, можно плавно перестраивать частоту излучения, начиная с минимальной в центре резонанса. Для обеих структур эта минимальная энергия оптического перехода составляет около 3.5 мэВ, но достигается она при разных значениях приложенного напряжения,  $U = 24.5 \text{ мэВ}$  для СР1 и  $U = 17.1 \text{ мэВ}$  для СР2. Помимо указанных переходов для каждой структуры возможны резонансные переходы между КЯ, разделенными другим числом периодов СР. Величина напряжения  $U$ , соответствующая этим резонансам,

определяется условием (1) — на рис. 2 это области квазипересечений уровней. Минимальное расстояние между пересекающимися уровнями убывает с ростом числа периодов СР между туннельно-связанными КЯ. Так, для СР1 они составляют 7.5, 3.4, 1.9 мэВ для  $n = 1, 2, 3$ . А для СР2 они составляют 10.3, 5.5, 3.5 мэВ для тех же значений  $n$ .

Сравнение рис. 2а и 2б показывает зависимость спектра СР от толщины барьера. Она плавная, с увеличением толщин барьеров уменьшаются размеры областей квазипересечений уровней, а их положение меняется слабо. При изменении же ширины КЯ происходит изменение энергии размерного квантования, а с ней плавно меняются положения областей квазипересечений уровней. Размер областей квазипересечений уровней также меняется. С увеличением ширины КЯ уменьшаются энергии уровней размерного квантования, а с ними уменьшаются вероятности туннелирования между КЯ и, соответственно, ширины областей квазипересечений уровней.

Зависимость энергии оптического перехода  $\hbar\omega$  от приложенного напряжения представлена на рис. 3 для выделенных резонансных переходов обеих структур. Там же показана зависимость от  $U$  дипольного матричного элемента перехода

$$D = \langle \Psi_d | z | \Psi_u \rangle. \quad (2)$$

Здесь  $\Psi_{u,d}$  обозначают волновые функции верхнего и нижнего электронных состояний оптического перехода. Оптический матричный элемент  $D$  вычислялся по волновым функциям  $\Psi_{u,d}$ , найденным ранее при численном решении уравнения Шредингера.

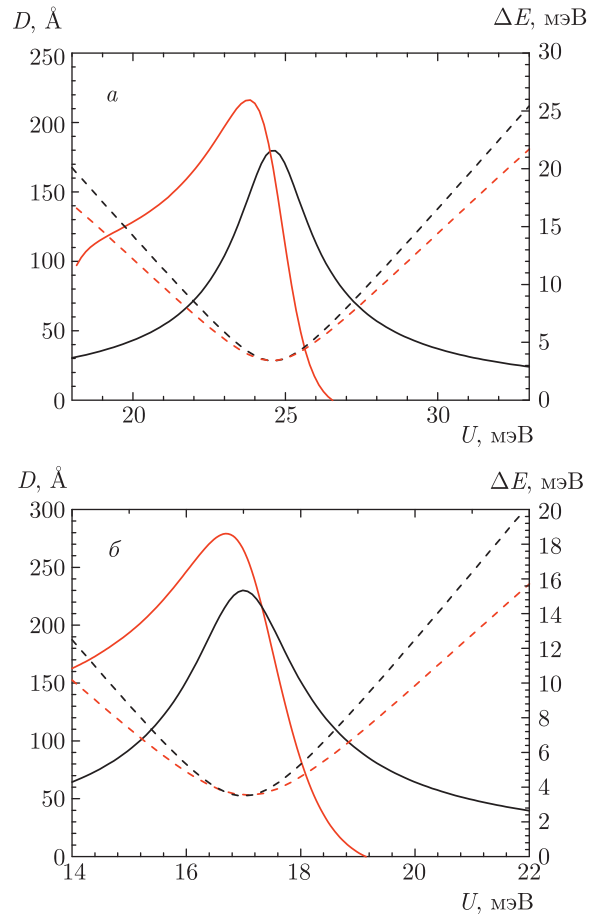
На рис. 3 видно, что оптический матричный элемент  $D$  имеет характерный максимум в области резонанса. Этот факт может быть качественно проиллюстрирован в простой двухуровневой модели. В рамках этой модели электронная волновая функция представляется в виде суперпозиции,

$$\Psi_{u,d} = C_1\psi_1 + C_2\psi_2, \quad (3)$$

двух ванье-состояний  $\psi_{1,2}$ , локализованных на уровне  $e_1$  в одной КЯ и на уровне  $e_2$  в другой КЯ. Амплитуды  $C_{1,2}$  и энергии состояний  $\Psi_{u,d}$  находятся диагонализацией гамильтониана

$$\hat{H} = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & V \\ V & \varepsilon_2 \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где энергии ванье-состояний 1 и 2 равны соответственно  $\varepsilon_1 = E_{e_1} + (n + 1)U$  и  $\varepsilon_2 = E_{e_2}$ , а  $V$  — матричный элемент туннелирования между ямами.



**Рис. 3.** (В цвете онлайн) Зависимости дипольного матричного элемента  $D$  и энергии перехода  $\Delta E$  для СР1 (а) и СР2 (б) от приложенного напряжения  $U$ . Красные кривые — численный расчет  $D$  (сплошные) и  $\Delta E$  (штриховые). Черные кривые — двухуровневая модель  $D$  (сплошные) и  $\Delta E$  (штриховые)

Энергия оптического перехода в этой модели оказывается равной

$$\Delta E = \sqrt{\Delta\varepsilon^2 + 4V^2}, \quad (5)$$

где  $\Delta\varepsilon = \varepsilon_1 - \varepsilon_2$ . Оптический матричный элемент в пренебрежении перекрытия волновых функций  $\psi_1$  и  $\psi_2$  равен

$$D = \frac{(n + 1)dV}{\sqrt{\Delta\varepsilon^2 + 4V^2}}. \quad (6)$$

Резонансное увеличение дипольного матричного элемента, описываемое этой формулой, вызвано сильным перемешиванием состояний 1 и 2 в области резонанса. Максимальное значение  $D = (n + 1)d/2$ , равное половине расстояния между ямами, достигается в центре резонанса при максимальном перемешивании состояний, когда  $|C_{1,2}| = 1/\sqrt{2}$ . Таким образом, большая величина дипольного матричного элемента структуры СР2 по сравнению с СР1



(см. рис. 3) объясняется большим расстоянием между связанными КЯ в СР2.

На рис. 3 проводится сравнение зависимостей (5), (6) с результатами численных расчетов. Величина туннельного матричного элемента двухуровневой модели подбиралась для лучшего согласия модельных и точных расчетов:  $V = 1.7$  мэВ для СР1 и  $V = 1.75$  мэВ для СР2. Достигнутое согласие свидетельствует об адекватной интерпретации полученных результатов в терминах двухуровневой модели. Этот факт позволяет нам использовать двухуровневую модель в расчетах генерации ТГц-излучения.

### 3. ТЕРАГЕРЦЕВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Для генерации ТГц-излучения необходимо добиться условия, при котором генерация излучения в СР превосходит потери этого излучения. Условие такого баланса записывается в виде [31]

$$\alpha_g \Gamma > \alpha_l, \quad (7)$$

где  $\alpha_{g,l}$  — коэффициенты усиления и поглощения электромагнитной волны, множитель  $\Gamma$  показывает степень перекрытия электромагнитной волны с активной областью СР. Излучение электромагнитной волны происходит в СР за счет оптических переходов между электронными состояниями  $\Psi_u$  и  $\Psi_d$ . Соответствующий коэффициент усиления определяется выражением

$$\alpha_g(\omega) = \frac{(2\pi eD)^2 \omega}{\text{cn}(\omega)} (f_u - f_d) \delta(E_u - E_d - \hbar\omega), \quad (8)$$

где  $\omega$  — частота излучения,  $n(\omega)$  — показатель преломления СР,  $f_{u,d}$  — средняя концентрация электронов в состояниях  $\Psi_u$  и  $\Psi_d$ , дипольный матричный элемент перехода  $D$  (2) обсуждался в предыдущем разделе.

Заселенности электронных состояний можно найти из решения стационарного кинетического уравнения

$$i[\hat{H}\hat{\rho}] = \text{Sp}\{\hat{\rho}\}, \quad (9)$$

где  $\hat{\rho}$  — матрица электронной плотности,  $\text{Sp}\{\hat{\rho}\}$  — интеграл столкновений. Кинетическое уравнение рассматривается в базисе двухуровневой системы  $\psi_{1,2}$  [32, 33]. Гамильтониан в кинетическом уравнении (9) есть гамильтониан двухуровневой системы (4). Интеграл столкновений записывается в приближении постоянного времени релаксации:

$$\text{Sp}\{\hat{\rho}\} = \begin{pmatrix} \gamma(f_1^{(0)} - \rho_{11}) & -\gamma\rho_{12} \\ -\gamma\rho_{21} & \gamma(f_2^{(0)} - \rho_{22}) \end{pmatrix}, \quad (10)$$

где  $\gamma = \hbar/\tau$  — скорость релаксации, предполагаемая одинаковой для всех состояний,

$$f_1^{(0)} = \frac{n_e}{1 + \exp(-E_{21}/kT)}, \quad f_2^{(0)} = \frac{n_e}{1 + \exp(E_{21}/kT)}$$

— равновесные плотности в отсутствие резонансных туннельных переходов,  $n_e$  — средняя концентрация электронов в СР,  $E_{21} = E_{e_2} - E_{e_1}$ .

Решение кинетического уравнения (9) дает значения матрицы плотности в базисе  $\psi_{1,2}$ . Мнимая часть недиагональной компоненты матрицы плотности дает величину тока электронов, обусловленную резонансными туннельными переходами:

$$I = 2V \text{Im}\{\rho_{12}\} = \frac{2V^2 \gamma (f_1^{(0)} - f_2^{(0)})}{\Delta\varepsilon^2 + 4V^2 + \gamma^2}. \quad (11)$$

Это выражение совпадает с результатами [12, 32]. Значения электронных плотностей  $f_{u,d}$  получаются унитарным преобразованием матрицы плотности  $\rho_{ij}$  к базису  $\Psi_{u,d}$ . Для разности электронных плотностей мы получили простое соотношение

$$f_u - f_d = (f_1^{(0)} - f_2^{(0)}) \frac{\Delta\varepsilon}{\Delta E}, \quad (12)$$

где разность энергий уровней  $\Delta E = E_u - E_d$  определяется выражением (5) двухуровневой модели.

Подставив это выражение в коэффициент усиления (8) и заменив дельта-функцию профилем Лоренца, получим

$$\alpha_g(\omega) = \frac{4\pi\omega e^2 n_e}{\text{cn}(\omega)} \frac{\gamma D^2}{(\Delta E - \omega)^2 + \gamma^2} \times \frac{\Delta\varepsilon}{\Delta E} \text{th}\left(\frac{E_{21}}{2kT}\right). \quad (13)$$

Если в этом выражении использовать значение дипольного матричного элемента двухуровневой модели (6), получим приближенное аналитическое выражение для  $\alpha_g$  в области резонанса:

$$\alpha_g(\omega) = \frac{4\pi\omega e^2 n_e}{\text{cn}(\omega)} \frac{\gamma((n+1)d)^2}{(\Delta E - \omega)^2 + \gamma^2} \times \frac{\Delta\varepsilon V}{(\Delta\varepsilon^2 + 4V^2)^{3/2}} \text{th}\left(\frac{E_{21}}{2kT}\right). \quad (14)$$

На рис. 4 приведены зависимости максимальных значений коэффициента усиления  $\alpha_g(\omega = \Delta E/\hbar)$  от приложенного напряжения, рассчитанных по формуле (13) для структур СР1 и СР2, параметр времени релаксации был выбран  $\gamma = 3.3$  мэВ, концентрация электронов  $n_e = 1 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>. Полученные зависимости подобны для обеих рассматриваемых структур. Максимальное значение усиления достигается при небольшом положительном смещении

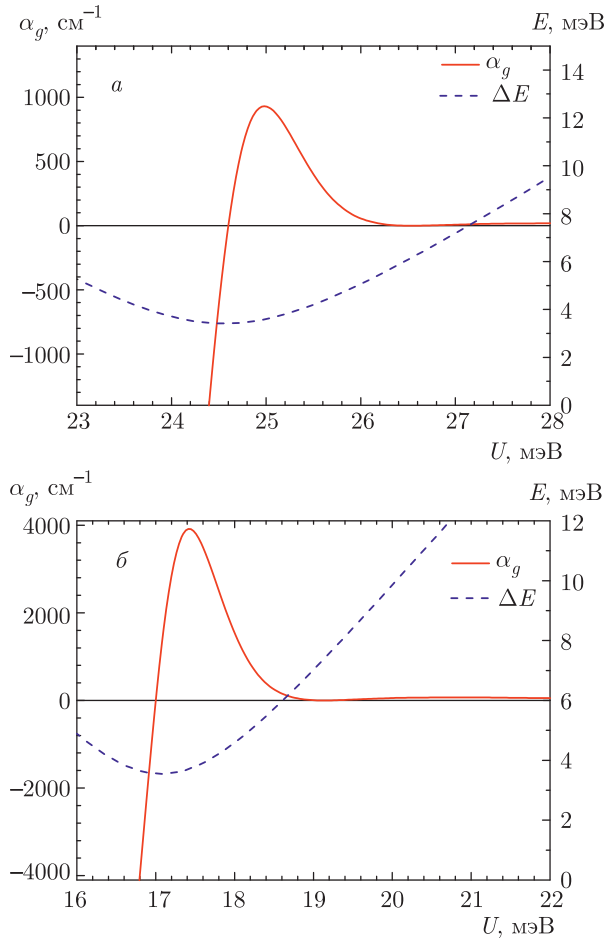


Рис. 4. Зависимости коэффициента усиления  $\alpha_g$  и энергии перехода  $\Delta E$  для CP1 (а) и CP2 (б) от приложенного напряжения  $U$

относительно точки пересечения уровней  $\Delta\varepsilon = 0$ , необходимом для создания инверсной заселенности  $f_u > f_d$ . При дальнейшем увеличении  $\Delta\varepsilon$  коэффициент усиления быстро убывает в связи с резким уменьшением дипольного матричного элемента при выходе из области резонанса. При отрицательных смещениях  $\Delta\varepsilon < 0$  значения  $\alpha_g < 0$ , что соответствует поглощению излучения при нормальной заселенности уровней  $f_u < f_d$ . Увеличение максимального значения  $\alpha_g$  у CP2 по сравнению с CP1 объясняется большим значением дипольного матричного элемента  $D$  у CP2, но главным образом тем обстоятельством, что максимум в зависимости  $D(U)$  у CP2 лежит ближе к точке пересечения уровней, чем у CP1 (см. рис. 3). Численный расчет дипольного матричного элемента дает некоторое смещение максимума  $D(U)$  от положения резонанса в сторону  $\Delta\varepsilon < 0$ . Генерация же излучения начинается при

$\Delta\varepsilon > 0$ , когда возникает инверсная заселенность уровней. Этот факт приводит к уменьшению максимального значения  $\alpha_g$ . Для CP2 указанное смещение максимума  $D$  оказывается меньше, а максимальное значение  $\alpha_g$ , соответственно, больше.

Для определения коэффициента потерь излучения  $\alpha_l$  и множителя  $\Gamma$  важно устройство резонатора и волновода. В данной работе для оценки приборных характеристик мы используем классическую структуру волновода с двумя параллельными металлическими контактами. Стоит отметить, что очевидным минусом использования такой конструкции является дороговизна и технологическая сложность производства. Однако она позволяет добиться довольно высокого значения  $\Gamma$ -фактора, а также в этом случае относительно просто оценивать потери [34, 35].

Известно множество источников потерь лазерного излучения [31]. Однако, в отличие от более коротковолновых лазеров, в случае источника ТГц-излучения их число существенно уменьшается в силу того, что значительная их часть действует вне ТГц-диапазона. Так, переходы между другими квантовыми уровнями лестниц Ванье – Штарка имеют энергии, на порядок превышающие энергию основного ТГц-перехода. Это относится и к переходам с участием оптических фононов. Таким образом, потери ТГц-излучения сводятся к потерям на зеркалах при выводе излучения и потерям, обусловленным поглощением излучения в волноводе:

$$\alpha_l = \alpha_w + \alpha_m, \tag{15}$$

$$\alpha_m = \frac{-\ln(R_f R_b)}{2L}, \tag{16}$$

$$\alpha_w = \frac{4\pi \text{Im}[\tilde{n}]}{\lambda}, \tag{17}$$

где  $\alpha_w$  — коэффициент поглощения в волноводе,  $\alpha_m$  — величина потерь на зеркалах,  $\tilde{n}$  — эффективный показатель преломления волновода,  $\lambda$  — длина волны излучения,  $L$  — длина резонатора,  $R_f, R_b$  — коэффициенты отражения передней и задней граней волновода.

В качестве конечной структуры рассматривается конструкция волновода, состоящая из двух параллельных металлических слоев Ti/Au толщиной 10/500 нм, контактных областей GaAs 100/75 нм и легированием  $10^{18}, 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  соответственно, а также активной области, состоящей из большого числа периодов CP. Длина резонатора составляет 3 мм, а ширина полоски 150 мкм.

Для рассматриваемой конструкции прибора  $\alpha_m \approx 4 \text{ см}^{-1}$ . Эта величина оказывается на два

порядка меньше коэффициента усиления в области резонанса (см. рис. 4) при концентрации электронов в активной области  $n = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  и более.

Поэтому самым существенным фактором при выборе уровня легирования и толщины рабочей области являются потери излучения в волноводе. По проведенным нами оценкам аналогично [34] для СР1 величина  $\alpha_w$  монотонно убывает при увеличении числа периодов СР от значения  $\alpha_w = 80 \text{ см}^{-1}$  при числе периодов  $N = 50$  до  $\alpha_w = 30 \text{ см}^{-1}$  при  $N = 800$ . При этом наблюдается довольно слабая зависимость  $\alpha_w$  от степени легирования активной области  $n$ . Приведенные выше значения  $\alpha_w$  были рассчитаны при уровне легирования  $n = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ .

Значения  $\Gamma$ -фактора также зависят от числа периодов СР  $N$ , но сильной эта зависимость является для СР с  $N < 50$ . А для  $N > 100$  изменение  $\Gamma$  составляет не более 10%. Так, для рассматриваемой здесь структуры мы получили при  $N = 100$  значение  $\Gamma = 0.88$  и  $\Gamma = 0.97, 0.99$  при  $N = 400, 800$  соответственно.

Таким образом, проведенные оценки показывают, что начиная с  $N = 100$  периодов и степени легирования  $n = 10^{16} \text{ см}^{-3}$  можно ожидать генерации ТГц-излучения в рассматриваемых структурах. Действительно, при этих параметрах  $\alpha_w = 75 \text{ см}^{-1}$  и полный коэффициент поглощения  $\alpha_l = \alpha_w + \alpha_m = 79 \text{ см}^{-1}$  оказывается меньше, чем максимальное значение усиления  $\Gamma\alpha_g = 96 \text{ см}^{-1}$  в области резонанса для СР1 (см. рис. 4).

С увеличением уровня легирования активной области левая часть неравенства условия генерации (7) растет быстрее, чем правая. Поэтому для источника ТГц-излучения следует выбирать уровень легирования  $n > 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Однако для значительного повышения уровня легирования существуют серьезные ограничения, связанные с сохранением высокого структурного качества СР. Анализ спектров фотолюминесценции СР [17] показывает, что уширение электронного энергетического спектра СР при  $n \simeq 10^{18} \text{ см}^{-3}$  превышает энергию ТГц-перехода, что делает такую СР непригодной для использования в качестве активной области источника ТГц-излучения.

Поэтому мы считаем оптимальным ограничиться уровнем легирования СР  $n \simeq 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . При этом, с одной стороны, уширение спектра электронов еще не нарушает резонансного характера электронных переходов для генерации ТГц-излучения. С другой стороны, при таком уровне легирования возможно создание СМП СР с высоким структурным качеством [23]. Так, при числе периодов  $N = 400$  и

$n = 10^{17} \text{ см}^{-3}$  в рассматриваемых структурах  $\Gamma = 0.98$  и  $\alpha_l = 54 \text{ см}^{-1}$ . Это обеспечит значительное превышение усиления ТГц-излучения  $\Gamma\alpha_g$  над потерями  $\alpha_l$  в условии генерации (7) для обеих рассматриваемых структур СР1 и СР2. Для СР2 это превышение составляет почти два порядка, что позволяет изменять приложенное напряжение в интервале  $17 \text{ мЭВ} < U < 19 \text{ мЭВ}$  при сохранении условия  $\alpha_l < \alpha_g$ . При этом энергия перехода меняется от минимального значения 3.5 мЭВ до значения 6.5 мЭВ. Этот интервал перекрывается с энергией следующего резонансного перехода с туннелированием через две КЯ, минимальная энергия которого составляет 5.5 мЭВ. Тем самым появляется возможность для одной структуры, меняя приложенное напряжение, плавно перестраивать частоту генерации в широком диапазоне.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной статье представлен разработанный дизайн источника ТГц-излучения на основе СМП СР GaAs/Al<sub>0.2</sub>Ga<sub>0.8</sub>As. Для рассматриваемой конструкции источника были рассчитаны коэффициент усиления и уровень оптических потерь.

Генерация ТГц-излучения происходит при оптических резонансных переходах между туннельно-связанными состояниями электрона в СР. Проведенные численные расчеты показали наличие сильного максимума оптического матричного элемента этих переходов в области резонанса. Этот эффект обусловлен сильным перемешиванием туннельно-связанных электронных состояний в области резонанса, что было продемонстрировано в работе в рамках двухуровневой модели. Двухуровневая модель была также использована для расчета инверсной заселенности электронных уровней и коэффициента усиления ТГц-излучения. Проведенные расчеты позволили определить параметры источника, при которых возможна генерация. В качестве источника ТГц-излучения предложена структура, состоящая из 400 периодов СР GaAs/Al<sub>0.2</sub>Ga<sub>0.8</sub>As, с уровнем легирования активной области  $10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Данная структура также позволяет проводить перестройку длины волны генерируемого излучения в широком диапазоне.

Дальнейшие исследования должны быть направлены на экспериментальное и теоретическое изучение транспорта носителей в создаваемых СМП-структурах, включая моделирование ВАХ



и оценку реальных потерь в приконтактных и контактных областях образца. Также следует уделить внимание другим конструкциям волноводов с целью упрощения технологии производства таких источников ТГц-излучения.

**Финансирование.** Работа частично поддержана Министерством образования и науки Российской Федерации (FSRM-2020-0008) и Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 19-29-12053).

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Генерация и усиление сигналов терагерцового диапазона*, под ред. А. Е. Храмова, А. Г. Баланова, В. Д. Еремки и др., Изд. Саратов. гос. техн. унив., Саратов (2016).
2. R. Leyman, N. Bazieva, T. Kruczek et al., *Recent Pat. Signal Process.* **2**, 12 (2012).
3. A. E. Yachmenev, S. S. Pushkarev, R. R. Reznik et al., *Prog. Cryst. Growth Charact. Mater.* **66**, 100485 (2020).
4. L. Bosco, M. Franckić, G. Scalari et al., *Appl. Phys. Lett.* **115**, 010601 (2019).
5. R. Köhler, A. Tredicucci, F. Beltram et al., *Nature* **417**, 156 (2002).
6. C. Gmachl, D. L. Sivco, R. Colombelli et al., *Nature* **415**, 883 (2002).
7. A. Wacker, *Phys. Rep.* **357**, 1 (2002).
8. G. H. Wannier, *Phys. Rev.* **117**, 432 (1960).
9. H. M. James, *Phys. Rev.* **76**, 1611 (1949).
10. T. Unuma and S. Maeda, *Appl. Phys. Express* **12**, 041003 (2019).
11. I. V. Altukhov, S. E. Dizhur, M. S. Kagan et al., *JETP Lett.* **103**, 122 (2016).
12. A. A. Andronov, E. P. Dodin, D. I. Zinchenko et al., *JETP Lett.* **102**, 207 (2015).
13. M. I. Amanti, G. Scalari, R. Terazzi et al., *New J. Phys.* **11**, 125022 (2009).
14. F. Klappenberger, K. N. Alekseev, K. F. Renk et al., *Eur. Phys. J. B* **39**, 483 (2004).
15. A. A. Andronov, E. P. Dodin, D. I. Zinchenko et al., *Quant. Electron.* **40**, 400 (2010).
16. A. A. Andronov, E. P. Dodin, D. I. Zinchenko et al., *Semiconductors* **43**, 228 (2009).
17. L. I. Goray, E. V. Pirogov, M. S. Sobolev et al., *J. Phys. D: Appl. Phys.* **53**, 455103 (2020).
18. H. Asahi and Y. Horikoshi, *Molecular Beam Epitaxy: Materials and Device Applications*, Wiley (2019).
19. A. V. Subashiev, L. G. Gerchikov, and A. N. Ipatov, *J. Appl. Phys.* **96**, 1511 (2004).
20. L. I. Goray, E. V. Pirogov, M. S. Sobolev et al., *Semiconductors* **53**, 1910 (2019).
21. L. I. Goray, E. V. Pirogov, E. V. Nikitina et al., *Semiconductors* **53**, 1914 (2019).
22. L. I. Goray and G. Schmidt, *Boundary Integral Equation Methods for Conical Diffraction and Short Waves in Gratings: Theory and Numerical Applications*, ed. by E. Popov, Ch. 12, Presses Universitaires de Provence, Marseille (2014).
23. Л. И. Горай, Е. В. Пирогов, М. С. Соболев и др., *ЖТФ* **90**, 1906 (2020).
24. A. S. Dashkov and L. I. Goray, *J. Phys.: Conf. Ser.* **1410**, 012085 (2019).
25. C. Sirtori, F. Capasso, J. Faist, and S. Scandolo, *Phys. Rev. B* **50**, 8663 (1994).
26. C. Jirauschek, *IEEE J. Quant. Electron.* **45**, 1059 (2009).
27. E. O. Kane, *Handbook on Semiconductors*, ed. by W. Paul, **1**, 193 Amsterdam (1982).
28. R. Ferreira and G. Bastard, *Phys. Rev. B* **40**, 1074 (1989).
29. I. Vurgaftman, J. R. Meyer, and L. R. Ram-Mohan, *J. Appl. Phys.* **89**, 5815 (2001).
30. S. Adachi, *Properties of Group-IV, III-V and II-VI Semiconductors*, Wiley (2005).
31. L. A. Coldren and S. W. Corzine, *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*, Wiley, New York (1995).
32. П. Ф. Казаринов, Р. А. Сурис, *ФТП* **5**, 797 (1971).
33. П. Ф. Казаринов, Р. А. Сурис, *ФТП* **6**, 148 (1972).
34. B. S. Williams, *Nat. Photonics* **1**, 517 (2007).
35. R. A. Khabibullin, N. V. Shchavruk, D. S. Ponomarev et al., *EPJ Web Conf.* **195**, 04002 (2018).