

УДК 621.315.592

МЕЖПОДЗОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В СЛАБОСВЯЗАННЫХ СВЕРХРЕШЕТОЧНЫХ СТРУКТУРАХ С ШИРОКИМИ КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ В ПОПЕРЕЧНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Н. В. Дьяконова¹, О. А. Клименко, В. Кнап¹, Ю. А. Митягин,
В. Н. Мурзин, С. А. Савинов

В длиннопериодной сверхрешетке с широкими квантовыми ямами в условиях электрической инжекции носителей заряда в нижние подзоны размерного квантования зарегистрировано длинноволновое ИК-излучение, объясняемое межподзонными переходами. Обнаруженное излучение, по-видимому, свидетельствует о наличии сильнонеравновесного распределения носителей в подзонах, которое обусловлено различием процессов рассеяния в нижние подзоны с участием и без участия оптических фононов.

Развитие физических принципов усиления, генерации и преобразования электромагнитных колебаний широкого инфракрасного диапазона и создание на их основе активных элементов остаются одной из актуальных проблем твердотельной электроники. Принципиально новые возможности в этом направлении связаны с изучением электронных явлений в квантово-размерных структурах, в том числе обусловленных межподзонными переходами. Энергию межподзонных переходов можно изменять в широких пределах, варьируя параметры структур, что позволяет перекрыть ближнюю и среднюю ИК-области и продвинуться в терагерцовый диапазон. Важным этапом явилось создание межподзонных квантовых каскадных лазеров (ККЛ) ближнего и дальнего

¹GES Universite Montpellier II-CNRS, P1. Eugene Bataillon, 34060 Montpellier, France.

ИК-диапазона [1–4]. Рабочий интервал температур ККЛ простирается вплоть до температуры жидкого азота, а в случае лазеров ближнего ИК-диапазона даже до комнатных температур. Попытки получить излучение на межподзонных переходах в дальней ИК-области привели к регистрации узкополосного спонтанного излучения и к созданию первых лазеров дальнего ИК-диапазона [2–4], работающих при низких температурах вплоть до температуры жидкого азота.

Во всех этих работах используются сложные структуры из квантовых ям, в которых инверсия достигается за счет различия скоростей межподзонной релаксации неравновесных носителей заряда при однофононном и многофононном рассеянии на оптических фононах. Настоящая статья посвящена несколько иному подходу, основанному на резонансном туннелировании в структурах с широкими квантовыми ямами, в которых энергетическое расстояние между нижними подзонами размерного квантования может быть сделано меньше энергии оптического фонона. В результате в них можно ожидать возникновения инвертированного распределения в нижних подзонах, благодаря различию процессов рассеяния с участием и без участия оптических фононов [5].

Выполненные расчеты [6–9] показывают, что оптимальными в этом случае являются сверхрешеточные структуры, в которых энергетическое расстояние между второй и третьей подзонами размерного квантования примерно равно энергии оптического фонона. Вторая и первая подзоны в этом случае разделены энергией меньше энергии оптического фонона и время жизни носителей на втором уровне определяется другими, менее интенсивными по сравнению с рассеянием на оптических фононах механизмами рассеяния, такими, например, как рассеяние на заряженных примесях и электрон-электронное рассеяние. Оценки показывают, что подбором ширины барьеров и уровня легирования (в режиме δ -легирования) можно обеспечить условия, при которых процессы примесного и электрон-электронного рассеяния не препятствуют формированию инвертированного распределения носителей между основной и первой возбужденной подзонами.

В настоящей работе излагаются первые экспериментальные результаты по регистрации межподзонного излучения в сверхрешеточных структурах с широкими квантовыми ямами в условиях электрической инжекции носителей заряда в нижние состояния размерного квантования. Исследовалась серия длиннопериодных GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As сверхрешеток (СР) с квантовыми ямами шириной 25 нм и различной шириной барьеров от 4 до 10 нм, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на проводящих подложках *n*-GaAs. Все образцы равномерно легированы кремнием с концентрацией порядка 10^{16} см⁻³. Конфигурация структуры показана на рис. 1. Параметры

слоев приведены в таблице. Подложка *n*-GaAs (100) легирована кремнием с концентрацией примеси $2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Два нижних контактных слоя со стороны подложки, каждый шириной 30 нм, содержат концентрации кремния $2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $1 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, соответственно. Далее следуют слои структуры, состоящей из 30 периодов. Верхние контактные слои шириной 30 и 10 нм с уровнем легирования $2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $1 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, соответственно, являются полупрозрачными и допускают измерение спектров фотолюминесценции.

Структурные параметры изготовленных для исследований длиннопериодных GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As сверхрешеточных структур

Номер образца	Число периодов N	Ширина квантовой ямы, d_w , нм	Ширина барьера, d_b , нм	Уровень легирования, N_d , см^{-3}	Поверхностная концентрация носителей в квантовой яме, см^{-2}
94	30	25	10	$5 \cdot 10^{15}$	$5 \cdot 10^{15}$
348	30	25	4	$1 \cdot 10^{16}$	$1 \cdot 10^{16}$
352	30	25	6	$1.2 \cdot 10^{16}$	$1.2 \cdot 10^{16}$

Металлические Cr/Au контакты наносились вакуумным напылением на обратную сторону подложки и со стороны верхних частей мез, которые изготавливались методом фотолитографии и имели диаметр порядка 500 мкм. Использовались два типа верхних контактов для подвода напряжения к сверхрешетке. Часть образцов имела обычные металлические полупрозрачные контакты для электрических и фотолюминесцентных измерений. Другая часть образцов имела металлические контакты, выполненные в виде дифракционной решетки с малым периодом, позволяющей выводить излучение не только с торцов, но также с плоскости образца в направлениях, перпендикулярных слоям СР. Известно, что излучательные межподзонные переходы в таких структурах разрешены только для света, поляризованного перпендикулярно слоям. Поэтому излучение не может выходить в направлениях, не совпадающих с плоскостью структуры. Наличие решетки, являющейся рассеивающим объектом, снимает этот запрет. Энергия излучательного перехода между двумя нижними подзонами составляет 22 мэВ, что соответствует длине волны $\lambda \approx 57 \text{ мкм}$. Период дифракционной решетки ($d = 10 \text{ мкм}$) выбран существенно меньше длины волны излучения, что существенно увеличивает возможности его регистрации благодаря эффективному рассеянию в направлениях, перпендикулярных слоям структуры.

Техника эксперимента. Исследования излучательных свойств сверхрешеточных структур в терагерцовом (ТГц) диапазоне проводились квазиоптическим методом “циклотронного фильтра”. Применение обычных методов с использованием дифракционных спектрометров и Фурье-спектрометров при изучении излучательных свойств квантово-размерных структур затруднительно из-за низкой интенсивности межподзонного излучения. Поэтому приходится применять методы, при которых образец и детектор размещаются в одном и том же криостате. Это позволяет в частности использовать приемники излучения высокой чувствительности. Сканирование по спектру в методе “циклотронного фильтра” осуществляется перемещением циклотронной линии поглощения посредством изменения внешнего магнитного поля B , пропорционально которому изменяется циклотронная частота $\omega_c = \frac{eB}{m^*}$ (B – напряженность магнитного поля, m^* – эффективная масса носителя заряда в полупроводнике). Переходы между уровнями Ландау, соответствующие циклотронному резонансу, проявляются отчетливо при условии $\omega_c \tau \gg 1$, т.е. когда энергия переходов существенно больше ширины уровней Ландау. Это определяет нижнюю спектральную границу метода. Обычно в ЦР-фильтре применяют полупроводники типа n -InSb и n -GaAs [10], характеризующиеся малой величиной эффективной массы носителей. Это позволяет перекрывать большой спектральный диапазон, даже при сравнительно умеренных магнитных полях. Верхняя спектральная граница метода ограничивается областью поглощения на оптических фонах, при этом методика “циклотронного фильтра” на высоких частотах оказывается эффективнее, нежели часто используемый перестраиваемый магнитным полем детектор на основе тех же полупроводников.

В данной работе использован метод “циклотронного фильтра”, основанный на циклотронном поглощении в двумерном электронном газе высокой подвижности в GaAs/AlGaAs структуре [13]. Благодаря высокой подвижности носителей заряда в этом случае удается получить высокое спектральное разрешение вплоть до величин порядка 2 см^{-1} . Длинноволновая граница измерений определялась низкочастотным краем полосы чувствительности Si болометра, а коротковолновая – максимально достижимой в данной установке величиной магнитного поля ($B \leq 10 \text{ Т}$).

Схема экспериментальной установки, использованной в данных измерениях, приведена на рис. 2. Перестройка частоты циклотронной полосы поглощения фильтра осуществлялась в диапазоне $40 - 150 \text{ см}^{-1}$ посредством сверхпроводящего магнита ($B = 0 - 10 \text{ Т}$). Излучение от образца, расположенного на расстоянии 38 см от приемника, направлялось к приемнику с помощью медного конусообразного волновода. В

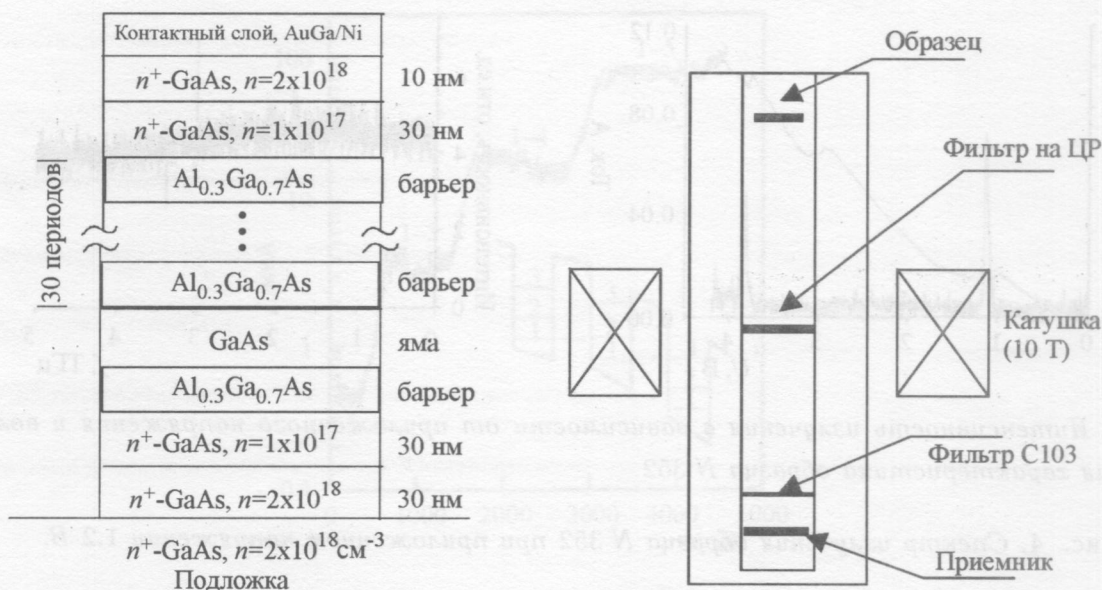


Рис. 1. Схематичное изображение сверхрешеточной структуры.

Рис. 2. Схема измерений спектра с использованием узкополосного фильтра, перестраиваемого магнитным полем.

качестве приемника применялся высокочувствительный Si болометр. Непосредственно перед приемником находился фильтр C103 (Quartz – AR – Garnet), с коротковолновой границей пропускания 30 мкм (330 см^{-1}). Все элементы, включая образец, приемник и систему фильтрации, размещались в одном гелиевом дьюаре, при этом образец охлаждался парами гелия. Измерение излучения от образца производилось методом синхронного детектирования (7265 DSP Lock-in Amplifier) при подаче на образец напряжения в виде меандра амплитудой до 5 В, частотой повторения 30 Гц.

Результаты измерений. С помощью описанной методики было зарегистрировано длинноволновое ИК-излучение в образцах структуры N 352 (сверхрешетка GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As с шириной барьеров 6 нм), параметры которой приведены в таблице. На образцах структур N 94 и N 348 с шириной барьеров 10 и 4 нм, соответственно, излучение не наблюдалось. Как видно из рис. 3, излучение наблюдается в двух узких интервалах электрического поля при $U \approx 1.2 \text{ В}$ и $U \approx 3.8 \text{ В}$.

Данные измерений спектрального состава обнаруженного излучения в области $U \approx 1.2 \text{ В}$, приведены на рис. 4. Как видно из рисунка, никакой более или менее выраженной

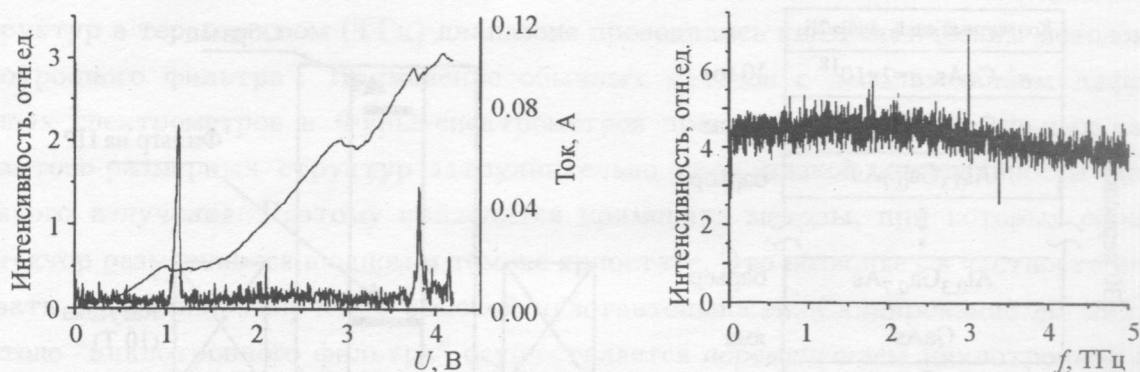


Рис. 3. Интенсивность излучения в зависимости от приложенного напряжения и вольт-амперная характеристика образца N 352.

Рис. 4. Спектр излучения образца N 352 при приложенном напряжении 1.2 В.

структуры в исследованном спектральном диапазоне 1 – 5 ТГц не наблюдается. Никакой структуры не наблюдается и в случае излучения при $U \approx 3.8$ В.

Вольт-амперные характеристики исследуемых структур, измеренные в тех же условиях, приведены на рис. 3. Вольт-амперная характеристика (ВАХ) является немонотонной со ступенчатой структурой, определяемой формированием в СР областей с различной напряженностью электрического поля (электрополевых доменов). Эта структура более четко выражена в случае структуры N 94 с более широкими барьерами $d = 10$ нм (рис. 5). Платообразные участки ВАХ обусловлены возникновением нового домена с резонансным туннелированием электронов в более высокие возбужденные подзоны размерного квантования. Наблюдаемая на платообразных участках мелкая периодическая структура определяется скачкообразным перемещением доменной границы через последовательность квантовых ям сверхрешетки в результате расширения домена сильного электрического поля с ростом приложенного к сверхрешетке напряжения [5, 7, 8, 14]. В сверхрешетках с узкими барьерами (4 и 6 нм) и сильным перекрытием волновых функций в соседних ячейках эта структура выражена менее четко. Можно заметить, что наблюдаемые области генерации излучения соответствуют начальным участкам плато ВАХ.

Обсуждение результатов. Поскольку спектральный состав обнаруженного излучения в данных экспериментах установить не удалось, можно лишь предположительно обсуждать возможную природу наблюдаемого излучения. На основании данных эксперимента можно утверждать, что обнаруженное излучение лежит в области длин волн

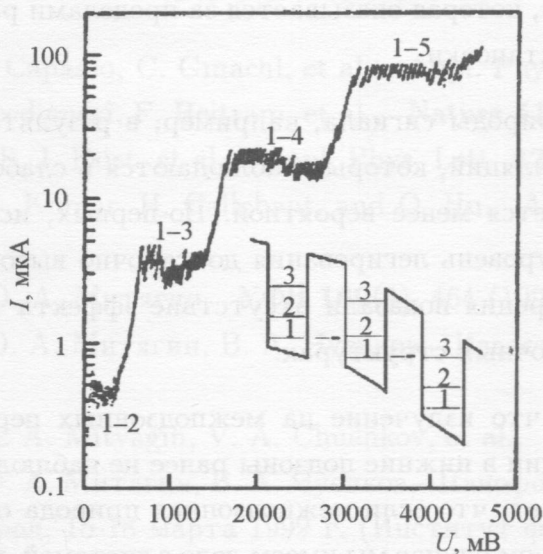


Рис. 5. Вольт-амперная характеристика образца N 94. Обозначение типа 1-4 означает, что платообразный участок обусловлен формированием домена электрического поля, который соответствует резонансному туннелированию из 1-й в 4-ю подзону размерного квантования. На вставке схематично изображена граница доменов 1-2 и 1-3.

длиннее 30 мкм и попадает в полосу чувствительности используемого кремниевого болометра. Использованная методика “циклотронного фильтра” в нашем случае позволяла исследовать спектр излучения только в области длин волн 67 – 250 мкм ($40 - 150 \text{ см}^{-1}$). Поскольку никаких спектральных особенностей в этом интервале зарегистрировано не было, можно предположить, что спектр наблюдаемого излучения находится в более коротковолновой области 30 – 65 мкм. Можно думать, что в данном случае мы имеем дело с излучательными переходами в сверхрешетке между различными подзонами размерного квантования. Наиболее вероятный переход, который может быть ответственным за наблюдаемое излучение, это переход из 2-й подзоны в 1-ю подзону. Энергия этого перехода $\Delta\epsilon_{21} = 22 \text{ мэВ}$, что меньше энергии оптического фона (36 мэВ), вследствие чего 2-я подзона должна быть наиболее “долгоживущей”, поскольку для всех подзон, начиная с третьей, время релаксации определяется, в первую очередь, испусканием оптических фононов и должно быть существенно меньшим, чем для второй. В рассматриваемой структуре энергетический спектр: $\epsilon_1 = 7 \text{ мэВ}$, $\epsilon_2 = 29 \text{ мэВ}$, $\epsilon_3 = 64 \text{ мэВ}$, $\epsilon_4 = 113 \text{ мэВ}$, $\epsilon_5 = 173 \text{ мэВ}$. Энергия перехода $\Delta\epsilon_{21}$ соответствует длине волны излучения 22 мэВ

(57 мкм, 5.3 ТГц, 175 см^{-1}), которая оказывается за пределами рабочего спектрального интервала используемой установки.

Возможность другой природы сигнала, например, в результате возникновения незатухающих токовых осцилляций, которые наблюдаются в слабо легированных сверхрешетках [15], представляется менее вероятной. Во-первых, исследуемые кристаллы специально легированы и уровень легирования достаточно высокий, а во-вторых, специально проведенные измерения показали отсутствие эффекта токовых осцилляций в исследованных сверхрешеточных структурах.

Необходимо отметить, что излучение на межподзонных переходах в такого рода сверхрешетках при инжекции в нижние подзоны ранее не наблюдалось из-за его низкой интенсивности. Это означает, что если межподзонная природа обнаруженного излучения подтвердится, то в данном случае мы имеем дело с системой, в которой заселенность второй подзоны оказывается существенно выше равновесной. Возможно, что в данном случае начинает проявляться обсуждавшийся в работах [5–9, 11] эффект возможного формирования сильнонеравновесного распределения носителей в нижних подзонах, который, в принципе, может привести к возникновению инверсной заселенности этих подзон в сверхрешеточных резонансно-туннельных структурах с широкими квантовыми ямами в соответствующих электрических полях. Физическая природа эффекта заключается в качественном различии механизмов рассеяния носителей с участием и без участия оптических фононов в нижних подзонах и в возможности интенсивного селективного выноса носителей из нижней подзоны в результате резонансного туннелирования в соседнюю ячейку.

Таким образом, в данной работе впервые в условиях электрической инжекции носителей заряда в нижние состояния размерного квантования зарегистрировано длинноволновое ИК-излучение при последовательном резонансном туннелировании в сверхрешетках с широкими квантовыми ямами, которое может быть отнесено на счет межподзонных переходов в нижних состояниях и которое может свидетельствовать о возможности реализации сильно-неравновесного распределения носителей по подзонам, обусловленного различием вероятности рассеяния носителей заряда с участием и без участия оптических фононов в нижних подзонах размерного квантования.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (N 05-02-17549), НП ОФН РАН “Когерентное оптическое излучение полупроводниковых соединений и структур” и GDRE “Semiconductor sources and detectors of Terahertz radiation”.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] A. Tredicucci, F. Capasso, C. Gmachl, et al., *Appl. Phys. Lett.* **73**(15), 2101 (1998).
- [2] R. Koehler, A. Tredicucci, F. Beitram, et al., *Nature* **417**, 156 (2002).
- [3] G. Scalari, L. Ajili, J. Faist, et al., *Appl. Phys. Lett.* **82**(19), 3165 (2003).
- [4] B. S. Williams, S. Kumar, H. Callebaut, and Q. Hu, *Appl. Phys. Lett.* **83**(11), 2124 (2003).
- [5] В. Н. Мурзин, Ю. А. Митягин, *УФН* **169**(4), 464 (1999).
- [6] В. Н. Мурзин, Ю. А. Митягин, В. А. Чуенков, *Известия РАН (серия физ.)*, **64**(2), 235 (2000).
- [7] V. N. Murzin, Yu. A. Mityagin, V. A. Chuenkov, et al., *Physica E*, **7**, 58 (2000).
- [8] В. Н. Мурзин, Ю. А. Митягин, В. А. Чуенков, *Нанофотоника, Материалы совещания*, г. Н. Новгород, 15-18 марта 1999 г. (Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, 1999), с. 51.
- [9] В. А. Чуенков, В. Н. Мурзин, Ю. А. Митягин, Л. Ю. Щурова, *Известия РАН (серия физич.)*, **65**(2), 264 (2001).
- [10] E. Puttley, *Phys. Stat. Sol.* **6**, 571 (1964).
- [11] M. Helm, P. England, E. Colas, F. DeRosa and S. J. Allen, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 74 (1989).
- [12] L. H. Dmowski, M. Cheremisin, C. Skierbiszewski and W. Knap, *Acta Physica Polonica A*, **92**(4), 733 (1997).
- [13] C. Skierbiszewski, W. Knap, D. Dur, et al., *J. Appl. Phys.* **84**, 433 (1998).
- [14] Ю. А. Митягин, В. Н. Мурзин, *Письма в ЖЭТФ* **64**(3), 146 (1996).
- [15] Ю. А. Ефимов, Ю. А. Митягин, В. Н. Мурзин, А. А. Пищулин, *Краткие сообщения по физике ФИАН N 5*, 13 (2000).
- [16] M. Helm, E. Colas, P. England, et al., *Appl. Phys. Lett.* **53**, 1714 (1988).

Поступила в редакцию 23 января 2007 г.