

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Научная сессия Отделения общей физики и астрономии Российской академии наук

(16 декабря 1998 г.)

16 декабря 1998 г. в Институте физических проблем им П.Л. Капицы РАН состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии РАН. На сессии были заслушаны доклады:

1. **Воробьев Л.Е., Фирсов Д.А., Шалыгин В.А.** (Санкт-Петербургский государственный технический университет, Санкт-Петербург), **Тулупенко В.Н.** (Донбасская государственная машиностроительная академия, Краматорск, Донецкая обл., Украина), **Леденцов Н.Н., Копьев П.С., Устинов В.М., Шерняков Ю.М., Алферов Ж.И.** (Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург). *Перспективы создания источников излучения среднего ИК диапазона на основе внутризонных межуровневых переходов носителей заряда в инжекционных лазерных гетероструктурах с квантовыми точками и ямами.*

2. **Алешкин В.Я., Андронов А.А., Гавриленко В.И.** (Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород). *Внутризонные лазеры на пространственном и междолинном переносе горячих электронов в гетероструктурах с квантовыми ямами.*

3. **Мурзин В.Н., Митягин Ю.А.** (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва). *Резонансное туннелирование, электрические и оптические явления в длиннопериодных полупроводниковых сверхрешетках.*

4. **Кулаковский В.Д.** (Институт физики твердого тела, Черноголовка, Московская обл.), **Гиппиус Н.А., Тиходеев С.Г.** (Институт общей физики РАН, Москва). *Эффекты светожесткого взаимодействия в микрорезонаторах на гетероструктурах.*

5. **Иванов С.В., Копьев П.С., Торопов А.А.** (Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург). *Сине-зеленые лазеры на основе короткопериодных сверхрешеток в системе A^2B^6 .*

6. **Квон З.Д., Литвин Л.В., Ткаченко В.А., Асеев А.Л.** (Институт физики полупроводников СО РАН). *Одноэлектронные транзисторы на основе эффектов кулоновской блокады и квантовой интерференции.*

Краткие содержания докладов 1, 3, 5, 6 публикуются ниже.

PACS numbers: 07.60.-j, 73.23.-b, 73.20.Dx, 79.60.Jv

Перспективы создания источников излучения среднего ИК диапазона на основе внутризонных межуровневых переходов носителей заряда в инжекционных лазерных гетероструктурах с квантовыми точками и ямами

Л.Е. Воробьев, Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгин, В.Н. Тулупенко, Н.Н. Леденцов, П.С. Копьев, В.М. Устинов, Ю.М. Шерняков, Ж.И. Алферов

Физические принципы инверсии населенности электронов между уровнями размерного квантования при инжекции электронов и дырок в i -область гетероструктуры с квантовыми точками (КТ) или квантовыми ямами (КЯ) позволяют получить стимулированную эмиссию среднего ИК излучения. Важными особенностями этих механизмов являются одновременная генерация межзонного ($h\nu \approx E_g$) излучения в ближнем ИК диапазоне и наличие "метастабильного" уровня. В КТ такие уровни формируются благодаря эффекту "фононного горла". В КЯ уровень может быть сформирован за счет слабого перекрытия волновых функций электронов на уровнях в КЯ специальной формы. Рассмотрены КЯ в полярных полупроводниках, где превалирует рассеяние электронов на оптических фононах. Проведены оценки коэффициента усиления среднего ИК излучения при прямых внутризонных переходах и значения тока, необходимого для генерации среднего ИК излучения в структурах с КТ и КЯ. Представлены экспериментальные результаты исследований эмиссии внутризонного спонтанного излучения среднего ИК диапазона с одновременной генерацией межзонного стимулированного ближнего ИК излучения.

Введение

Полупроводниковые лазеры среднего ИК (СИК) диапазона ($\lambda = 4-15$ мкм) могут найти широкое применение в различных областях. Тем не менее развитие обычных инжекционных лазеров для этого спектрального диапа-

зона, в которых излучение обусловлено излучательной рекомбинацией электронов и дырок, наталкивается на принципиальные трудности из-за возрастания оже-рекомбинации с уменьшением ширины запрещенной зоны E_g . Развитие физики и технологии низкоразмерных структур открывает новые перспективы в развитии СИК лазеров.

Предпринималось много попыток найти такие типы структур с КЯ, в которых возможно создание инверсии населенностей (ИН) между уровнями размерного квантования в КЯ (внутризонной ИН). Исследования в этом направлении уже привели к созданию квантово-каскадных лазеров [1], основанных на модифицированной идее, предложенной в [2], и к разработке "фонтанных" лазеров с оптической накачкой [3]. Однако реализация квантово-каскадных лазеров — это сложная технологическая проблема, а необходимость оптической накачки в "фонтанном" лазере сужает области его использования.

В настоящей работе рассматриваются принципы создания ИН в КЯ и КТ при инжекции электронов в i -область гетероструктуры. Можно отметить три особенности возникновения внутризонной ИН.

Во-первых, внутризонная инверсия как в КТ, так и в КЯ достигается при инжекции электронно-дырочных ($e-h$) пар электрическим током. Во-вторых, необходимо наличие энергетического уровня с большим временем жизни электрона ("метастабильный" уровень). Третья особенность состоит в одновременной генерации ближнего ИК (БИК) излучения ($h\nu \approx E_g$). Несмотря на то, что дальнейшее рассмотрение будет проводиться для конкретных гетероструктур, принципы получения ИН являются общими и могут быть использованы для получения ИН и в других типах структур с КТ и КЯ.

Необходимо отметить, что ранее в [4] было предложено использовать стимулированное БИК излучение для получения ИН между электронными уровнями в КЯ с двумя уровнями размерного квантования. Идея, предложенная в [4], интересна, но ее реализовать в простой прямоугольной квантовой яме практически невозможно, так как на верхнем уровне время жизни электронов мало.

Квантовые точки

Внутризонная инверсия населенности электронов в квантовых точках. Рассмотрим механизм инверсии населенности в КТ. Для примера возьмем слой КТ InGaAs/AlGaAs с двумя электронными уровнями в центральной части $p^+ - i - n^+$ диодной гетероструктуры (рис. 1).

Электроны и дырки после инжекции из p^+ - и n^+ -областей в i -область диодной структуры быстро достигают смачивающего слоя [5] и затем захватываются состояниями КТ приблизительно за время 10^{-12} с [6]. Время жизни электронов на уровне E_2 велико (около 10 пс [6]) из-за эффекта "фононного узкого горла" ("phonon bottleneck effect"). Поэтому при высоком уровне инжекции (ток накачки превышает пороговое значение: $J > J_{th}$) ИН между уровнями E_2 и E_1 может быть получена из-за быстрого опустошения уровня E_1 интенсивным стимулированным межзонным излучением, лежащим в БИК диапазоне ($h\nu_{NIR}^{st} \approx E_g$).

Населенность уровней в структуре с десятью слоями КТ в стационарных условиях могут быть описаны следующими скоростными уравнениями:

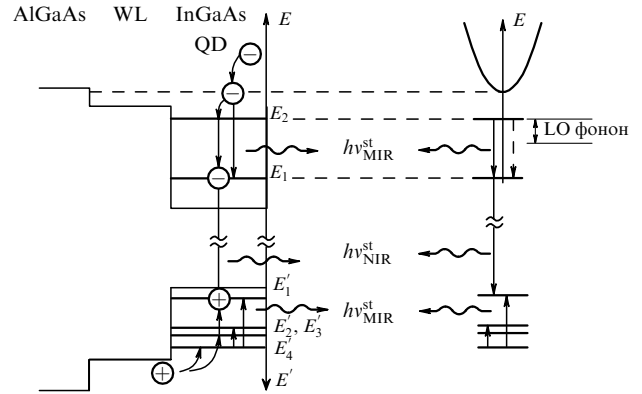


Рис. 1. Схема электронных и дырочных переходов и положение уровней в КТ в i -слое $p^+ - i - n^+$ диодной гетероструктуры. WL — смачивающий слой. Энергии квантов $h\nu_{MIR}^{st}$ и $h\nu_{NIR}^{st}$ отвечают, соответственно, стимулированной эмиссии СИК и БИК излучения.

$$10 \left[n_2 (\tau_{v2}^{sp})^{-1} + n_2 \left(1 - \frac{n_1}{m_1 N} \right) (\tau_{21})^{-1} \right] = \eta J A_2 \left(1 - \frac{n_2}{m_2 N} \right), \quad (1)$$

$$10 \left[n_1 (\tau_{v1}^{sp})^{-1} + B_1^{st} N_v - n_2 \left(1 - \frac{n_1}{m_1 N} \right) (\tau_{21})^{-1} \right] = \eta J A_1 \left(1 - \frac{n_1}{m_1 N} \right), \quad (2)$$

где N — плотность КТ в одном слое; n_1 и n_2 — электронные плотности на уровнях E_1 и E_2 ; m_1 и m_2 — число состояний на уровнях КТ; коэффициент η учитывает уменьшение носителей за счет рекомбинации в i -слое вне КТ; τ_{21} — время жизни электронов на уровне E_2 относительно безызлучательных переходов $E_2 \rightarrow E_1$; τ_{v2}^{sp} и τ_{v1}^{sp} — времена межзонной излучательной рекомбинации относительно спонтанных переходов электронов с уровня E_2 и E_1 соответственно; коэффициенты A_1 и A_2 пропорциональны вероятностям захвата на уровни E_1 и E_2 ($A_1 + A_2 \cong 1$). Опустошение уровня E_1 из-за стимулированного БИК излучения описывается вторым членом в левой части (2). Этот член превалирует при инжекционных токах J , превышающих пороговый ток J_{th} начала генерации БИК излучения. Экспериментально установлено, что при $J > J_{th}$ плотность фотонов $N_v \propto (J/J_{th} - 1)$. Полагая кроме того, что коэффициент $B_1^{st} \propto n_1$ [7], с помощью (1) и (2) можно показать, что при этих токах n_1 не зависит от J . Далее можно легко получить значение n_2 как функцию тока инжекции и определить ток возникновения ИН.

Предположим, что генерация БИК излучения начинается при заполнении $2/3$ состояний на уровне E_1 , т.е. $n_1/(m_1 N) = 2/3$. Тогда ИН ($n_2 > n_1$) возникнет при токе инжекции большем, чем $6J_{th}$ (рассчитано при $A_1 \ll A_2$; $\tau_{21} \ll \tau_{v2}^{sp}, \tau_{v1}^{sp}$; $m_1 = 2, m_2 = 4$ [8] и $N = 4 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$ [6, 9]).

Генерация стимулированного СИК излучения в структурах с квантовыми точками. Найдем ток, обеспечивающий усиление и генерацию СИК излучения при переходах электронов $E_2 \rightarrow E_1$. Коэффициент усиления можно записать в виде

$$\alpha_{2 \rightarrow 1} = \sigma_{12} \frac{N}{L} \left[\frac{n_2}{N} \left(1 - \frac{n_1}{m_1 N} \right) - \frac{n_1}{N} \left(1 - \frac{n_2}{m_2 N} \right) \right], \quad (3)$$

где сечение поглощения $\sigma_{12} = 1,6 \times 10^{-15} \text{ см}^2$ [9], а L — ширина слоя КТ (положим $L = 100 \text{ \AA}$). Далее, для условия $n_1/(m_1 N) = 2/3$ из (3) следует, что коэффициент усиления $\alpha_{2 \rightarrow 1} > 0$ при $n_2/m_2 N > 1/2$, что справедливо при $J > 25J_{\text{th}}$.

Генерация СИК излучения в структуре с КТ может быть получена, если существует волноводное ограничение одновременно для БИК и СИК излучения. Волновод такого типа может быть создан путем выращивания i -слоев $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ с переменным составом, полная ширина которых соответствует длине волны СИК излучения в структуре. В этом случае оптическое ограничение (Γ) для структуры с 10 слоями КТ составляет около 0,1. Тогда, из условия СИК генерации,

$$\Gamma \alpha_{2 \rightarrow 1} = \frac{1}{l_r} \ln \frac{1}{R}; \quad (4)$$

при длине резонатора $l_r = 1 \text{ мм}$ и коэффициенте отражения $R = 0,3$ вычисляем необходимое значение коэффициента усиления: $\alpha_{2 \rightarrow 1} = 30 \text{ см}^{-1}$. Чтобы обеспечить такое усиление, согласно (3), необходим инжекционный ток $J \cong 100 J_{\text{th}}$.

Ситуация может быть значительно улучшена в КТ с тремя электронными уровнями. Как показывают последние уточненные расчеты энергетического спектра [10], такие КТ могут быть реализованы на практике. Для получения необходимого коэффициента усиления ($\alpha_{3 \rightarrow 2} = 30 \text{ см}^{-1}$) достаточен на порядок более слабый ток: $J = 6 J_{\text{th}}$.

Спонтанное излучение среднего ИК диапазона из структур $\text{InGaAs}/\text{AlGaAs}$ с квантовыми точками. Впервые экспериментальные исследования спонтанного излучения СИК диапазона из лазерных структур с КТ в условиях одновременной генерации БИК излучения были описаны в [11]. Исследовались диодные структуры с вертикально связанными КТ. Эти структуры были сконструированы для генерации в БИК диапазоне с длиной волны около 0,9 мкм. Активная область этих лазеров состоит из слоев $\text{Al}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}$ со встроенными самоорганизованными КТ $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}$; число слоев равно 10. Нелегированные

слои формируют волновод для рабочей длины волны. Излучение БИК диапазона регистрировалось кремниевым фотодиодом. Для обнаружения СИК излучения из этих структур использовались фоторезисторы Ge/Cu и Si/V для диапазона $\lambda = 5\text{--}29 \text{ мкм}$. Фильтры из Ge и InSb , помещенные перед фоторезистором, не пропускали БИК излучения ($\lambda = 0,9 \text{ мкм}$). Измерения проводились в импульсном режиме при $T = 30 \text{ К}$.

На рисунке 2а показана интенсивность БИК стимулированного и СИК спонтанного излучений как функция инжекционного тока. Обе зависимости имеют пороговый характер с близкими значениями порога около 0,33 А. С помощью набора оптических фильтров было найдено, что СИК излучение лежит в диапазоне 10–20 мкм.

Во-первых, была исследована целая серия подобных образцов с КТ. В структурах, в которых не было эмиссии стимулированного БИК излучения, не наблюдалось и СИК излучение.

Во-вторых, были проведены аналогичные исследования лазерных диодных структур с квантовыми ямами $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}/\text{GaAs}$ вместо квантовых точек. В КЯ этих структур было 2 уровня. Пороговый ток стимулированного излучения был порядка 0,25 А. Спонтанное СИК излучение также обнаружено и в этих структурах, причем интенсивность была на порядок слабее, чем в случае КТ. Зависимость СИК излучения от инжекционного тока не имела порога (рис. 2б).

Дадим качественное объяснение наблюдаемых явлений. Ориентируясь на расчеты [5] для аналогичных структур с самоорганизующимися КТ, мы предположили наличие двух электронных уровней в нашей структуре. Когда электроны инжектируются в i -слой диодной структуры, они захватываются состоянием в смачивающем слое за время в несколько пикосекунд, затем переходят на электронный уровень в КТ (см. рис. 1). Аналогичные процессы происходят и с дырками. Затем электроны и дырки могут совершать внутри- и межзонные переходы в КТ. Внутризонные переходы сопровождаются эмиссией фононов или СИК фотонов (на рис. 1 в данном случае следует заменить $h\nu_{\text{MIR}}^{\text{st}}$ на $h\nu_{\text{MIR}}^{\text{sp}}$). Время жизни относительно фононных процессов в КТ значительно больше, чем в квантовых ямах, из-за эффекта "фононного узкого горла".

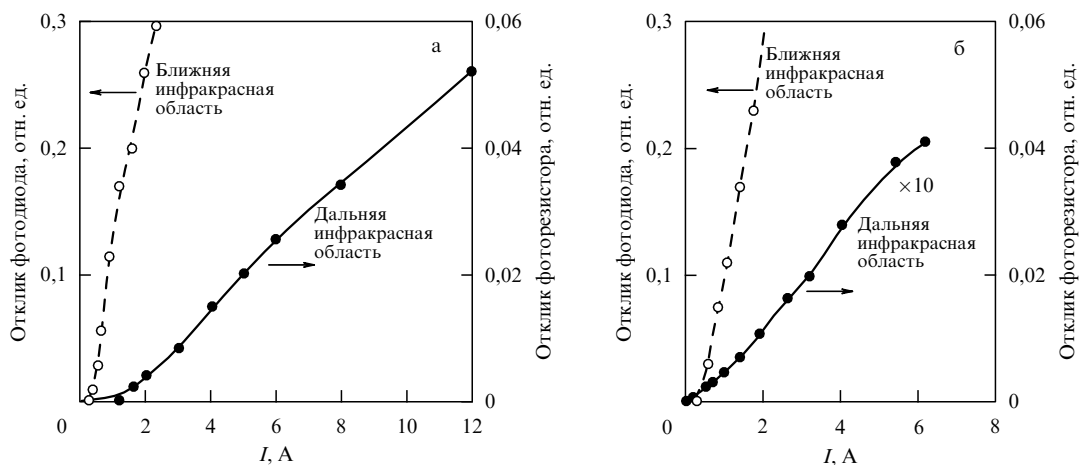


Рис. 2. Интенсивность излучения ближнего ИК и среднего ИК излучения из структур с КТ (а) и КЯ (б).

При инжекционных токах, близких к порогу, основные уровни как для электронов, так и для дырок могут быть заполнены. Следовательно, оптические переходы на них с возбужденных состояний невозможны.

При превышении тока над пороговым имеет место эмиссия стимулированного БИК излучения, и соответствующие межзонные переходы опустошают основные состояния. Переходы носителей на них с возбужденных состояний вызывают эмиссию спонтанного СИК излучения. Его интенсивность возрастает с ростом тока, так как возбужденные состояния заполняются электронами. С ростом тока все больше КТ разного размера включаются в процесс генерации БИК излучения. Поэтому интенсивность СИК излучения возрастает суперлинейно.

В КЯ, в отличие от КТ, внутризонные переходы возможны при любом токе, так как в основной подзоне всегда есть свободные состояния. Поэтому внутризонное СИК излучение из КЯ не имеет порога по току. Интенсивность его в КЯ слабее, чем в КТ, так как в КЯ меньше времена жизни электронов на возбужденных состояниях.

Итак, основные черты экспериментальных зависимостей нашли качественное объяснение. Наблюдение СИК спонтанного излучения — это первый шаг в разработке СИК лазеры, работающего на межуровневых переходах носителей заряда в КТ.

Квантовые ямы

Внутризонная инверсия населенности в квантовых ямах при наличии стимулированного межзонного излучения. Рассмотрим для примера $p^+ - i - n^+$ структуру, в i -слое которой встроена квантовая яма в форме воронки (см. рис. 3). Узкая центральная часть квантовой ямы обра-

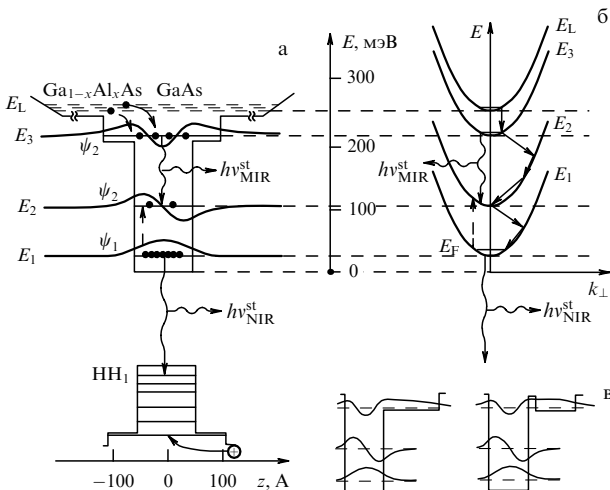


Рис. 3. (а) Схема электронных переходов в квантовой яме, находящейся в i -слое лазерной $p^+ - i - n^+$ структуры, уровни энергии E_i и волновые функции электрона. Сплошными стрелками обозначены переходы электронов между уровнями с испусканием оптических фононов, волнистые стрелки показывают оптические переходы в СИК и БИК спектральных областях, штриховые линии — тепловые забросы. (б) Схема меж- и внутризонных переходов электронов с эмиссией оптических фононов. Приведены только основные переходы. Волнистыми вертикальными стрелками показаны оптические переходы при стимулированном испускании СИК и БИК фотонов. (в) Профили потенциала КЯ, позволяющие минимизировать перекрытие волновых функций электронов верхнего и двух нижних уровней.

зована слоем GaAs толщиной 11 нм; к нему примыкают два симметрично расположенные слоя $Al_{0,25}Ga_{0,75}As$ толщиной по 5,5 нм. Слева и справа от квантовой ямы находятся два слоя $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ суммарной толщиной 100 нм, а затем — слои $Al_xGa_{1-x}As$ с переменным составом x , меняющимся от 0,3 до 0,8. Слои переменного состава формируют в i -слое волновод одновременно для излучения СИК и БИК диапазонов.

Согласно расчетам, в такой сложной КЯ имеются три уровня размерного квантования с энергиями $E_1 = 28$, $E_2 = 106$ и $E_3 = 206$ мэВ, причем КЯ близка к резонансной. Отметим, что спектр энергий в надбарьерной области шириной 100 нм является квазидискретным с расстоянием между уровнями порядка 1 мэВ.

Электроны, инжектированные в i -область, попадают на квазидискретные уровни в надбарьерной области и затем захватываются на уровни E_1, E_2, E_3 КЯ в результате рассеяния на оптических фононах (как показывают оценки, рассеянием на акустических фононах и несовершенствах интерфейса можно пренебречь).

В стационарных (но неравновесных) условиях концентрация электронов на уровнях может быть найдена из системы скоростных уравнений, учитывающих только основные процессы:

$$\eta J A_3 - N_3 W_{23} - N_3 W_{13} - N_3 (\tau_{v3}^{sp})^{-1} = 0, \quad (5)$$

$$\eta J A_2 + N_3 W_{23} - N_2 W_{12} - N_2 (\tau_{v2}^{sp})^{-1} + \beta_{12} N_1 = 0, \quad (6)$$

$$\eta J A_1 + N_3 W_{13} + N_2 W_{12} - N_1 (\tau_{v1}^{sp})^{-1} - B_1^{st} N_v - \beta_{12} N_1 = 0, \quad (7)$$

где N_1, N_2, N_3 — поверхностные электронные концентрации на уровнях 1, 2 и 3; τ_{vi}^{sp} — время жизни электрона на уровне E_i по отношению к излучательной рекомбинации при спонтанной эмиссии: электрон в зоне проводимости \rightarrow дырка в валентной зоне; N_v — плотность фотонов; B_1^{st} — коэффициент пропорциональности. Предпоследний член в (7) описывает опустошение уровня 1 из-за стимулированного БИК излучения; при $J > J_{th}$ он пропорционален $(J/J_{th} - 1)$. Члены $\beta_{12} N_1$ описывают тепловые забросы, коэффициент

$$\beta_{12} = W_{12} \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{k_B T}\right).$$

На инверсию населенностей наиболее существенно будет влиять заброс электронов с уровня с наибольшей концентрацией, которым является уровень E_1 . Поэтому мы учли только этот процесс теплового заброса. Коэффициент η учитывает часть электронов, достигающих квантовой ямы; A_1, A_2, A_3 — коэффициенты, которые определяются вероятностями захвата электронов из надбарьерной области на уровни КЯ. Наконец, W_{ij} — вероятности безызлучательных переходов с уровня j на уровень i при взаимодействии с полярными оптическими (ПО) фононами. Взаимодействием с акустическими фононами и несовершенствами интерфейса пренебрегаем. Оценки показывают, что роль акустических фононов на порядок слабее, чем оптических. Что касается рассеяния на несовершенствах поверхности раздела, то в КЯ GaAs/AlGaAs оно существенно лишь при размерах квантовых ям, не превышающих 7 нм [12].

Рассмотрим случай низких температур, когда $k_B T \ll \hbar\omega_0$ ($\hbar\omega_0$ — энергия ПО фонона).

Полная вероятность перехода из состояния $E_i(\mathbf{k}_{\perp i})$ в подзону E_j есть

$$W_{ji}(\mathbf{k}_{\perp i}) = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{k_{\perp j}} \sum_{q_z} |C_q|^2 |J_{ji}(q_z)|^2 \delta_{q_{\perp}, k_{\perp j} - k_{\perp i}} \times \delta \left[E_i + \frac{\hbar^2 k_{\perp i}^2}{2m_e} - E_j - \frac{\hbar^2 k_{\perp j}^2}{2m_e} - \hbar\omega_0 \right], \quad (8)$$

где C_q определяет энергию электрон-фононного взаимодействия:

$$|C_q|^2 = \frac{2\pi e^2 \hbar\omega_0}{V(q_{\perp}^2 + q_z^2) \epsilon^*}, \quad \frac{1}{\epsilon^*} = \frac{1}{\epsilon_{\infty}} - \frac{1}{\epsilon_0}, \quad (9)$$

V — нормировочный объем; q_{\perp} и q_z — перпендикулярная и параллельная оси роста структуры компоненты волнового вектора фонона; ϵ_{∞} и ϵ_0 — высоко- и низкочастотные диэлектрические проницаемости полярного кристалла. Интеграл J_{ji} характеризует перекрытие волновых функций электрона на уровнях i и j :

$$J_{ji}(q_z) = \int \psi_j^*(z) \exp(-iq_z z) \psi_i(z) dz. \quad (10)$$

Из (8) следует, что вероятность рассеяния из подзоны E_j в подзону E_i увеличивается с уменьшением q_{\perp} (т.е. с увеличением энергетического зазора между уровнями i и j) и с увеличением перекрытия волновых функций электрона на уровнях i и j . Расчеты дают следующие результаты для нашей КЯ: $W_{12} = 2 \times 10^{12} \text{ с}^{-1}$; $W_{23} = 4 \times 10^{11} \text{ с}^{-1}$; $W_{13} = 2 \times 10^{11} \text{ с}^{-1}$; $A_1 = 0,054$; $A_2 = 0,086$; $A_3 = 0,86$. Кроме того, вероятность внутризонных переходов с эмиссией фонона W_{ii} превышает вероятность межподзонных переходов W_{ji} : $W_{ii} \gg W_{ij}$. Таким образом, W_{13} , $W_{23} \ll W_{12}$, и A_1 , $A_2 \ll A_3$, следовательно, уровень E_3 можно назвать "метастабильным".

Движение электрона между уровнями в КЯ может быть описано следующим образом. После испускания ПО фонона электрон захватывается на уровень E_3 (рис. 3). Испустив следующий ПО фонон, электрон оказывается в подзоне E_2 и быстро релаксирует на дно этой подзоны с испусканием еще двух ПО фононов. Далее, быстро испустив очередной ПО фонон, электрон переходит в первую подзону и, наконец, испуская последний фонон, оказывается вблизи дна этой подзоны, в состоянии вблизи квазиуровня Ферми E_F .

Из (5)–(7) вблизи порога ($J < J_{\text{th}}$) получаем: N_3 , $N_2 \ll N_1$ и $J_{\text{th}} \cong \eta^{-1} N_{1\text{th}} (\tau_{v1}^{\text{sp}})^{-1}$.

Обычно при высоком уровне инжекции вблизи порога в GaAs/AlGaAs гетеролазерах основным типом рекомбинации является излучательная ($\tau_{vi}^{\text{sp}} \cong 10^{-9} \text{ с}$), и пороговый ток в структурах с КЯ составляет примерно $J_{\text{th}} = 200 \text{ А см}^{-2}$.

При $J > J_{\text{th}}$ плотность фотонов $N_v \sim (J/J_{\text{th}} - 1)$, и если приближенно считать, что $B_1^{\text{st}} \sim N_1$ [7], то из (5)–(7) получим для достаточно больших инжекционных токов ($J \gg J_{\text{th}}$), что концентрация электронов на уровне E_1 не зависит от тока: $N_1 \cong \text{const} = N_{1\text{th}}$ (при $N_{1\text{th}} = 5,5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ уровень Ферми $E_F \approx 20 \text{ мэВ}$). Это хорошо известный факт: после начала генерации вероятность стимулированного излучения растет с ростом тока из-за

увеличения N_v , в результате чего концентрация электронов остается близкой к пороговой, несмотря на увеличение с ростом J числа инжектированных электронно-дырочных пар.

Решив систему уравнений (5) и (6), получим

$$N_3 - N_2 = \eta J \left(A_3 \frac{W_{12} - W_{23}}{W_{12}(W_{13} + W_{23})} - A_2 W_{12}^{-1} \right) - N_1 W_{12} \exp \left(-\frac{E_2 - E_1}{k_B T} \right). \quad (11)$$

Как отмечалось выше, $W_{12} \gg W_{23}$ и $A_3 \gg A_2$. При $T < 200 \text{ К}$ последним членом в (11) можно пренебречь, тогда получаем для инверсии населенностей: $N_3 - N_2 = 6 \times 10^8 J/J_{\text{th}} \text{ см}^{-2}$. Еще раз подчеркнем, что важным условием достижения ИН является генерация БИК излучения. Стимулированное БИК излучение "сбрасывает" электроны с уровня E_1 и при увеличении тока J поддерживает неизменной концентрацию электронов на этом уровне. Если бы стимулированное БИК излучение отсутствовало, то уже при $J/J_{\text{th}} = 10$ концентрация стала бы настолько большой, что межэлектронное взаимодействие привело бы к уменьшению инверсии населенностей. Помимо этого, из-за повышения уровня Ферми до значений $E_F > E_2 - E_1$, электроны оказались бы в зоне E_2 .

Если использовать асимметричные КЯ (рис. 3в), то увеличить время жизни электронов на уровне E_3 можно, еще более уменьшив перекрытие волновых функций электронов на уровнях E_3 и E_2 , E_1 .

Усиление СИК излучения и лазерный эффект в квантовых ямах. Следуя [13], можно найти коэффициент усиления при прямых оптических переходах между уровнями 3 и 2:

$$\alpha_{32} = \frac{4\pi e^2 (N_3 - N_2) \cos^2 \theta}{cnL_w} \omega_{32} |Z_{32}|^2 \frac{\gamma}{\gamma^2 + (\hbar\omega - \hbar\omega_{32})^2}, \quad (12)$$

где $Z_{32} = \int \psi_3^* z \psi_2 dz$; θ — угол между осью z и вектором поляризации волны \mathbf{e}_{ω} , γ — уширение, n — показатель преломления. Вычисления дают $Z_{32} = 23 \text{ А}$.

Условие наблюдения стимулированного СИК излучения:

$$\Gamma \alpha_{32} = \frac{1}{l_r} \ln \frac{1}{R} + \alpha_l, \quad (13)$$

где l_r — длина резонатора, R — коэффициент отражения зеркал, Γ — фактор оптического ограничения для СИК излучения, α_l — коэффициент поглощения СИК излучения, связанный со свободными носителями заряда в активной и пассивной областях. Фактор Γ приблизительно равен отношению ширины КЯ к ширине волновода для СИК излучения. В нашем случае $\Gamma \cong 10^{-2}$.

Если можно пренебречь потерями СИК излучения ($\alpha_l \cong 0$), $l_r = 1 \text{ мм}$, $R = 0,3$, то для того, чтобы удовлетворить условию (13), требуется $\alpha_{32} = 1200$. Это значение, согласно (12), может быть достигнуто при $\omega = \omega_{32}$, $\gamma = 2 \text{ мэВ}$, если $N_3 - N_2 = 3 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Тогда, согласно (11) при $T < 200 \text{ К}$ ток начала генерации СИК излучения $J_{\text{th}}^{\text{MIR}} = 60 J_{\text{th}}^{\text{NIR}}$. Ситуация может быть улучшена, если использовать несколько слоев КЯ. Для 10 КЯ лазерная генерация может быть достигнута при $J_{\text{th}}^{\text{MIR}} = 6 J_{\text{th}}^{\text{NIR}}$.

Заключение

Предложены принципы создания инверсии населенностей и генерации излучения среднего ИК диапазона при внутризонных переходах носителей заряда в квантовых точках и ямах в инжекционных лазерных структурах. Впервые обнаружено спонтанное излучение среднего ИК диапазона, связанное с внутризонными переходами в квантовых точках и квантовых ямах носителей заряда, находящихся в i -слое инжекционного гетеролазера. Выполнены расчеты, подтверждающие возможность создания инверсии населенностей и генерации излучения среднего ИК диапазона в инжекционных гетеролазерах при одновременной генерации излучения ближнего ИК диапазона.

Авторы выражают искреннюю благодарность С.А. Гуревичу, Г.Г. Зегре и Р.А. Сурису за плодотворное обсуждение результатов работы.

Работа частично поддержана РФФИ (гранты 96-02-17404 и 98-02-16967), INTAS–РФФИ (грант 0615i96), INTAS Open Call 97 (грант 751); программой "Физика твердотельных наноструктур" Министерства науки и технологий РФ (грант 96-1029), Федеральной программой "Интеграция" (грант 75).

Список литературы

1. Faist J et al. *Science* **264** 553 (1994)
2. Казаринов Р Ф, Сурис Р А *ФТП* **5** 797 (1971); **6** 148 (1972) [*Sov. Phys. Semicond.* **5** 707 (1971); **6** 120 (1972)]
3. Gauthier-Lafaye O et al. *Appl. Phys. Lett.* **70** 1 (1997)
4. Kastalsky A *IIEEE J. Quantum Electron.* **QE-29** 1112 (1993)
5. Grundmann M, Stier O, Bimberg D *Phys. Rev. B* **52** 11969 (1995)
6. Ledentsov N N "Ordered arrays of quantum dots", in *The Physics of Semiconductors* Vol. 1 (Eds M Sheffler, R Zimmerman) (Singapore: World Scientific, 1997) p. 19
7. *Semiconductor Injection Lasers* Ch. 2 (Semiconductors and Semimetals, Vol. 2, Ed. W Tsang) (New York: Acad. Press, 1985)
8. Miller B T et al. *Phys. Rev. B* **56** 6764 (1997)
9. Sauvage S et al. *Appl. Phys. Lett.* **71** 2785 (1997)
10. Jiang H, Singh J *Appl. Phys. Lett.* **71** 3239 (1997)
11. Vorobjev L E et al. *Письма в ЖЭТФ* **67** 275 (1998)
12. Sakaki H et al. *Appl. Phys. Lett.* **51** 1 (1997)
13. Ando T, Fowler A B, Stern F *Rev. Mod. Phys.* **54** (2) 437 (1982)

PACS numbers: 73.20.Dx, 73.40.Gk

Резонансное туннелирование, электрические и оптические явления в длиннопериодных полупроводниковых сверхрешетках

В.Н. Мурзин, Ю.А. Митягин

Введение

Разработка физических принципов усиления, генерации и преобразования электромагнитных колебаний широкого инфракрасного (ИК) диапазона и создание на их основе активных элементов остаются одной из актуальных проблем физики полупроводников и твердотельной электроники. Важным шагом в этом направлении явилось обнаружение новых механизмов усиления электромагнитного излучения, основанных на динамическом разогреве носителей тока в сильных электрических и магнитных полях, приведшее к созданию лазеров и

мазеров на горячих дырках — первых твердотельных квантовых генераторов дальнего ИК и субмиллиметрового диапазона [1].

Принципиально новые возможности в этом направлении связаны с изучением электронных явлений в квантово-размерных структурах, в частности, обусловленных переходами между состояниями размерного квантования. Энергию межподзонных переходов можно изменять в широких пределах, варьируя параметры структур, что позволяет перекрыть ближнюю и среднюю ИК области спектра и продвинуться в дальний ИК диапазон [2, 3]. В самое последнее время созданы нового типа лазеры ближнего ИК диапазона, основанные на идеях Казаринова и Суриса о резонансном туннелировании электронов в сверхрешеточных структурах [4]. Лазерная генерация получена на межподзонных переходах в системе достаточно узких и сильно связанных квантовых ям в режиме токовой инжекции ("квантовые каскадные" лазеры) [5] и при оптической накачке ("фонтовые" лазеры) [6]. В основе механизма формирования инвертированных распределений в обеих системах лежит различие скоростей релаксации неравновесных носителей заряда при межподзонных переходах, обусловленное различием однофононных и многофононных процессов рассеяния носителей заряда на оптических фононах.

В данной работе, посвященной проблеме инвертированных распределений в квантово-размерных системах, обсуждается принципиально другой подход, основанный на явлении резонансного туннелирования в структурах с широкими квантовыми ямами, энергетическое расстояние между нижними подзонами размерного квантования в которых меньше энергии оптического фонона. Время жизни носителей заряда на первом возбужденном уровне в таких структурах может определяться относительно медленными процессами релаксации, например, обусловленными рассеянием носителей на акустических фононах. При обеспечении достаточно быстрого оттока носителей с нижнего состояния в результате резонансного туннелирования в соседнюю квантовую яму в таких условиях можно ожидать возникновение сильно неравновесных и инвертированных распределений и лазерной генерации на этих переходах.

В действительности ситуация является более сложной, если учесть другие каналы релаксации (рассеяние на ионизированных примесях, интерфейсах и пр.), понижающие время жизни носителей в первом возбужденном состоянии и приводящие к заселению основного состояния. С учетом сказанного, а также других известных в лазерной физике вопросов, в частности, связанных с поглощением излучения на свободных носителях, фононах, трудностями осуществления оптического ограничения в квантово-размерных структурах на длинных волнах, проблема резонансного туннелирования оказывается одной из наиболее важных, ключевой во всей этой задаче.

При таком подходе возникают дополнительные вопросы, обусловленные особенностями самих систем с широкими квантовыми ямами. Очень существенно, насколько разделены или перекрыты нижние подзоны размерного квантования в реально изготавливаемых структурах. Возможно ли резонансное туннелирование с этих состояний, тем более обеспечивающие селективный отток носителей одной из подзон? Насколько согласо-