

Межподзонное поглощение света в гетероструктурах с двойными туннельно-связанными квантовыми ямами GaAs/AlGaAs

© Л.Е. Воробьев[¶], В.Ю. Паневин, Н.К. Федосов, Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгин, В.В. Капаев*, S. Hanna⁺, S. Schmidt⁺, E.A. Zibik⁺, A. Seilmeier⁺

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия

* Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,
117924 Москва, Россия

⁺ Institute of Physics, University of Bayreuth,
95440 Bayreuth, Germany

(Получена 1 июня 2004 г. Принята к печати 14 июня 2004 г.)

Исследовано межподзонное оптическое поглощение в среднем инфракрасном диапазоне в гетероструктурах с асимметричными парами туннельно-связанных квантовых ям. Исследования проведены в равновесных условиях, а также при мощной накачке пикосекундными импульсами света. На основании анализа равновесных и неравновесных спектров межподзонного поглощения найден энергетический спектр электронов в туннельно-связанных квантовых ямах. Динамика изменения межподзонного поглощения при мощной оптической накачке исследована методом спектроскопии высокого временного разрешения пикосекундного диапазона. Экспериментальные данные сопоставляются с результатами расчетов, основанных на решении скоростных уравнений. Определены времена межподзонной релаксации.

1. Введение

Одним из актуальных направлений современной полупроводниковой оптоэлектроники является разработка источников лазерного излучения на средний инфракрасный (ИК) диапазон спектра (длины волн $\lambda = 5\text{--}20$ мкм). Лазерное излучение среднего ИК диапазона имеет множество применений в науке и технике, в числе которых обнаружение химических веществ и биологических субстанций, мониторинг загрязнения окружающей среды, молекулярная спектроскопия, неинвазивная медицинская диагностика, разведка полезных ископаемых и др. В данном спектральном диапазоне наряду с широко известным каскадным лазером [1] излучает так называемый „фонтанный лазер“ [2], действие которого основано на межподзонных переходах в туннельно-связанных квантовых ямах (ТСКЯ) при внутризонной оптической накачке.

Однако инверсия населенности между возбужденными уровнями размерного квантования в ТСКЯ может быть получена и при межзонной оптической или токовой накачке, что является более удобным с точки зрения практического применения. Схема создания межподзонной инверсии населенности в структурах с квантовыми ямами, пригодная и для случая ТСКЯ, описана в [3]. В настоящей работе приводятся результаты исследований оптических свойств ТСКЯ, обусловленных межподзонными переходами электронов. Исследования проведены как в условиях межзонной оптической накачки, так и в равновесных условиях при различных температурах.

2. Образцы

Для исследований была выращена структура, содержащая 150 пар туннельно-связанных квантовых ям GaAs/Al_xGa_{1-x}As. Пары ям разделялись туннельно-непрозрачным барьером шириной 20 нм. Содержание Al в твердом растворе, формирующем барьеры, $x = 0.42$, в первой квантовой яме $x = 0$, во второй $x = 0.06$. Структура была селективно легирована в центральной части широкого барьера, поверхностная концентрация электронов составляла $N_s = 3 \cdot 10^{11}$ см⁻². Согласно расчету, в ТСКЯ имелось четыре подзоны размерного квантования.

Профиль потенциала, найденный из самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона, рассчитанные волновые функции электронов и оптические переходы электронов с наибольшим оптическим матричным элементом показаны на рис. 1. Состояния с энергиями E_{Γ_1} и E_{Γ_4} генетически связаны с первой, более узкой КЯ, тогда как состояния с энергиями E_{Γ_2} и E_{Γ_3} возникают из-за наличия второй, более широкой КЯ. Это приводит, в частности, к тому, что волновая функция основного состояния Ψ_{Γ_1} локализована преимущественно в пределах узкой ямы, а волновая функция первого возбужденного состояния Ψ_{Γ_2} локализована в широкой яме (см. рис. 1). Значения оптических матричных элементов $|M_{ik}|^2 = |\int \Psi_k^* \hat{p}_z \Psi_i dz|^2$, определяющих вероятности оптических переходов между уровнями i и k , сильно отличаются. Наибольший вклад в межподзонное поглощение дают переходы между ближайшими уровнями, генетически связанными с одной и той же КЯ, а переходы между уровнями в соседних ямах значительно слабее: $|M_{14}|^2 \gg |M_{24}|^2$, а $|M_{23}|^2 \gg |M_{13}|^2$.

[¶] E-mail: lvor@rphf.spbstu.ru

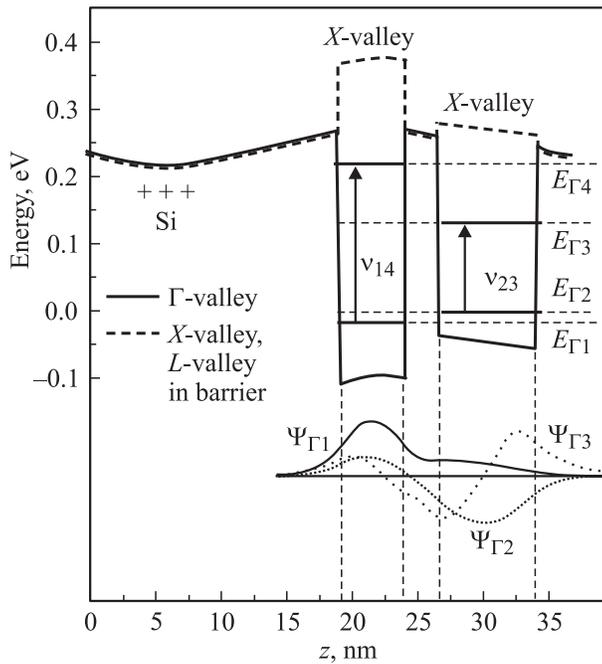


Рис. 1. Энергетический профиль структуры с ТСКЯ GaAs/Al_xGa_{1-x}As, волновые функции электронов и оптические переходы электронов в структуре.

3. Результаты и их обсуждение

Для определения положений энергетических уровней в ТСКЯ были изучены равновесные спектры межподзонного поглощения при различных температурах (см. рис. 2). Спектры состоят из двух ярко выраженных полос поглощения. Спектральное положение полос позволяет связать длинноволновую полосу с переходами 1–3 и 2–3 в Г-долине, а коротковолновую полосу с переходами 1–4 и 2–4 в этой же долине, причем пики, соответствующие переходам с уровнями 1 и 2, в каждой из полос слились. По этой причине спектры равновесного поглощения не позволяют определить энергетическое расстояние между уровнями 1 и 2.

Температурная зависимость равновесного межподзонного поглощения объясняется перераспределением электронов между основным (E_{Γ_1}) и первым возбужденным (E_{Γ_2}) состояниями в ТСКЯ: с ростом температуры происходит заполнение уровня E_{Γ_2} , а концентрация электронов на уровне E_{Γ_1} падает. Это приводит к тому, что усиливается длинноволновая полоса поглощения, в которой доминируют переходы 2–3, и одновременно ослабевает коротковолновая полоса, в которой доминируют переходы 1–4. Расчетные зависимости коэффициентов поглощения для трех температур практически совпали с экспериментально определенными спектрами.

Величина интервала $E_{\Gamma_2} - E_{\Gamma_1} = hv_{12}$ была определена путем исследования спектров поглощения при мощной межподзонной накачке с энергией фотонов $hv_{\text{pump}} = hv_{23}$, приводящей к заселению уровня 3. Это да-

ло возможность определить спектральную зависимость поглощения на переходах 3–4. Измерения проводились в импульсном режиме, длительность светового импульса накачки составляла ~ 2 пс, зондирующий импульс ($hv_{\text{probe}} \approx hv_{34}$) был задержан относительно импульса накачки на 1.5 пс. Анализ полученных спектров дает энергетический зазор $E_{\Gamma_4} - E_{\Gamma_3} = hv_{34}$, а это позволяет однозначно определить энергетический интервал между уровнями E_{Γ_2} и E_{Γ_1} : $hv_{12} = hv_{14} - hv_{23} - hv_{34}$; он составил ~ 11 мэВ.

Методом спектроскопии высокого временного разрешения пикосекундного диапазона исследовалась динамика изменения межподзонного поглощения при мощной межподзонной оптической накачке. Частоты излучения накачки и зондирующего излучения выбирались в различных комбинациях в соответствии с расстояниями

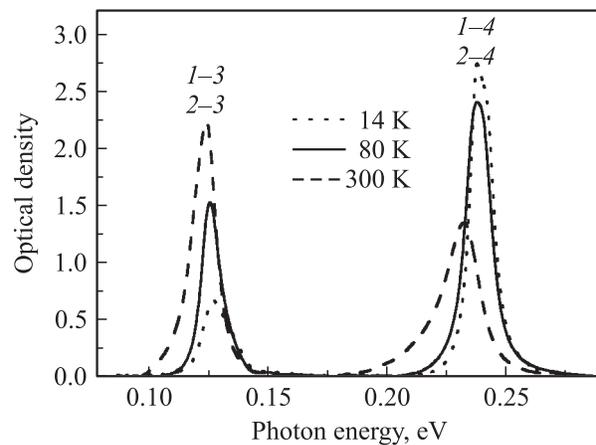


Рис. 2. Экспериментально определенные равновесные спектры внутризонного поглощения структуры с ТСКЯ.

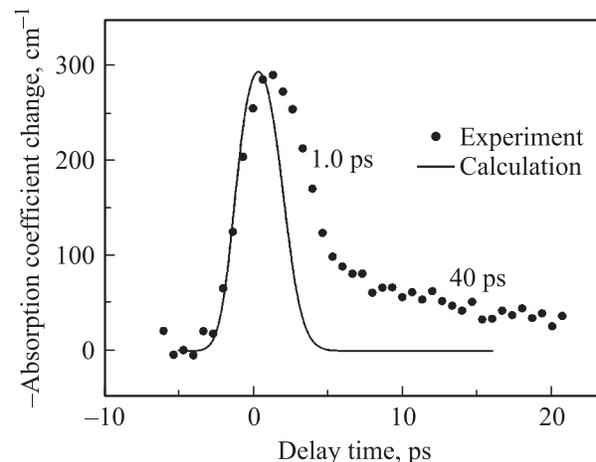


Рис. 3. Изменение поглощения в длинноволновой полосе при совпадающих частотах накачки и зондирования ($hv_{\text{pump}} = hv_{\text{probe}} = hv_{23} = 124$ мэВ) в зависимости от задержки между сильным импульсом накачки с энергией около 1 мкДж и слабым импульсом зондирования. Длительность импульсов 3 пс. $T = 300$ К.

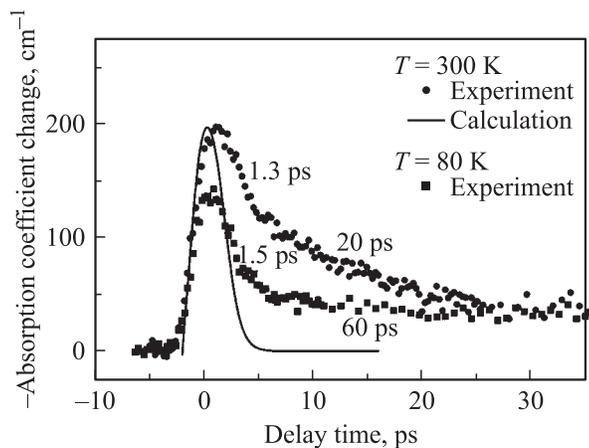


Рис. 4. Изменение поглощения в коротковолновой полосе при совпадающих частотах накачки и зондирования ($h\nu_{\text{pump}} = h\nu_{\text{probe}} = h\nu_{14}$; $h\nu_{14} = 232$ мэВ при $T = 300$ К и $h\nu_{14} = 237$ мэВ при $T = 80$ К) в зависимости от задержки между сильным импульсом накачки (~ 1 мкДж) и слабым импульсом зондирования. Длительность импульсов 3 пс.

между подзонами. На рис. 3 представлены результаты экспериментальных исследований для совпадающих частот накачки и зондирования: $\nu_{\text{pump}} = \nu_{\text{probe}} = \nu_{23}$. Эксперимент свидетельствует о биэкспоненциальном характере временной эволюции изменения поглощения.

Были проведены расчеты динамики межподзонного поглощения на основе системы скоростных уравнений с учетом межподзонных переходов электронов с участием оптических фононов и примесей. Также учитывалась форма импульсов накачки и зондирования. Такой метод позволяет оценить межподзонные времена релаксации, что необходимо для исследований условий получения инверсии населенности в ТСКЯ. Результаты расчета представлены на рис. 3. Подчеркнем, что рассмотренная модель описывает только быстрые процессы, связанные с переходами между подзонами с участием продольных оптических (ЛО) фононов. Долговременный процесс, возможно, связан с переходами электронов из состояний глубоких примесей, находящихся в барьере рядом с интерфейсом квантовой ямы, в состояния в подзонах ТСКЯ.

На рис. 4 показана зависимость от времени задержки изменения поглощения для переходов 1–4 (излучение накачивающего импульса имело частоту $\nu_{\text{pump}} = \nu_{14}$, зондирование велось на той же частоте, $\nu_{\text{probe}} = \nu_{14}$). Коротковременные процессы релаксации вызваны главным образом переходами электронов с участием оптических фононов из подзоны 4 в подзону 1 с последующим их захватом в Γ -подзоны. Долговременные процессы можно связать с переходами неравновесных электронов из X - и L -долин в барьере в Γ -подзоны квантовых ям. С ростом температуры этот процесс становится более быстрым (время уменьшается от 60 пс при $T = 80$ К до 20 пс при

$T = 300$ К), что можно связать с тепловым выбросом электронов из X - и L -долин.

Полученные из опытов значения быстрых времен релаксации поглощения света в длинноволновой (ν_{23}) и коротковолновой (ν_{14}) полосах при 300 К оказались равными $\tau_{32} = 1$ пс и $\tau_{41} = 1.3$ пс. Эти времена должны превышать времена межподзонных переходов электронов 3–2 и 4–1.

Расчет времен межподзонного рассеяния электронов 3–2 и 4–1 (остальные каналы рекомбинации, например, 4–3–1, 4–3–2–1, согласно расчетам, являются более медленными) с участием оптических фононов и примесей дает при комнатной температуре значения 0.65 и 1.4 пс соответственно. Из-за непараболичности энергетического спектра вклад в поглощение на этих частотах дают электроны вблизи дна подзон 2 и 1. Поэтому время релаксации поглощения будет больше времени межподзонного рассеяния примерно на время испускания каскада из соответствующего числа оптических фононов. Время испускания одного фонона при внутривозонном рассеянии электрона составляет ~ 0.1 пс. Тогда окончательно для времен релаксации поглощения для оптических переходов между подзонами 3 и 2 получим $\tau_{32} = 0.95$ пс, а для переходов между подзонами 4 и 1 $\tau_{41} = 2$ пс, что близко к приведенным выше экспериментальным данным.

4. Заключение

В работе исследованы оптические явления, связанные с межподзонными переходами электронов в туннельно-связанных квантовых ямах. Обнаружен биэкспоненциальный характер изменения межподзонного поглощения со временем. Дано объяснение коротковременной и долговременной составляющих релаксационных кривых.

Работа поддержана INTAS, DFG, ISTC, РФФИ, Министерством образования и науки РФ.

Список литературы

- [1] J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivco, C. Sirtori, A.L. Hutchinson, A.Y. Cho. Science, **264**, 553 (1994).
- [2] O. Gauthier-Lafaye, P. Boucaud, F.H. Julien, S. Sauvage, S. Cabaret, J.-M. Lourtioz, V. Thierry-Mieg, R. Planel. Appl. Phys. Lett., **71**, 3619 (1997).
- [3] A. Kastalsky, L.E. Vorobjev, D.A. Firsov, V.L. Zerova, E. Towe. IEEE J. Quant. Electron., **37**, 1356 (2001).

Редактор Л.В. Шаронова

Intersubband light absorption in heterostructures with double tunnel-coupled GaAs/AlGaAs quantum wells

*L.E. Vorobjev, V.Yu. Panevin, N.K. Fedosov, D.A. Firsov,
V.A. Shalygin, V.V. Капаев*, S. Hanna⁺, S. Schmidt⁺,
E.A. Zibik⁺, A. Seilmeier⁺*

St. Petersburg State Polytechnical University,
195251 St. Petersburg, Russia

* P.N. Lebedev Physical Institute,
Russian Academy of Sciences,
117924 Moscow, Russia

⁺ Institute of Physics, University of Bayreuth,
95440 Bayreuth, Germany

Abstract Intersubband absorption of mid-infrared radiation was studied in asymmetrical tunnel-coupled quantum wells both in equilibrium conditions and under powerful picosecond intersubband optical pumping. Electron energy spectrum in tunnel-coupled quantum wells was found from equilibrium and nonequilibrium intersubband absorption spectra. Dynamics of intersubband absorption was studied using pump-and-probe picosecond technique and compared with the results of calculations based on the rate equations. Intersubband relaxation times were determined.