

# Фазовая модуляция излучения среднего ИК диапазона в структурах с двойными квантовыми ямами в продольном электрическом поле

© Р.М. Балагула, М.Я. Винниченко, И.С. Махов, А.Н. Софронов,  
Д.А. Фирсов, Л.Е. Воробьев

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,  
195251 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: sofronov@rphf.spbstu.ru

(Получена 7 сентября 2016 г. Принята к печати 19 сентября 2016 г.)

Проведены исследования модуляции поляризованного света структурами с двойными туннельно-связанными квантовыми ямами GaAs/AlGaAs в сильных продольных электрических полях. Представлены результаты экспериментального исследования спектра изменения показателя преломления структуры продольным электрическим полем в области межподзонного резонанса.

DOI: 10.21883/FTP.2017.03.44211.8400

## 1. Введение

Структура с системой квантовых ям в спектральной области вблизи резонансного межподзонного поглощения света свободными носителями заряда подобна одноосному кристаллу из-за разного вклада свободных носителей заряда в диэлектрическую проницаемость для света с вектором напряженности поля электромагнитной волны вдоль оси роста структуры и перпендикулярно ей (с поляризацией света вдоль оси роста структуры  $OZ$  и в плоскости структуры). Тензор диэлектрической проницаемости имеет при этом ненулевые диагональные компоненты  $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy}$  и  $\epsilon_{zz}$ , где  $x$  и  $y$  — направления в плоскости слоев квантовых ям. Микроскопически разница компонентов тензора диэлектрической проницаемости связана с вкладом электронных межподзонных переходов, разрешенных только для света с ненулевой  $z$ -компонентой вектора поляризации. В общем случае приложение сильного продольного электрического поля снижает симметрию системы так, что все три диагональных компонента тензора диэлектрической проницаемости становятся различными, а структура — оптически двуосной. Однако в большинстве практических случаев прикладываемое электрическое поле влияет только на значения компонент тензора диэлектрической проницаемости, сохраняя его симметрию. Поперечное электрическое поле, приложенное вдоль оси роста структуры, меняет показатель преломления необыкновенной волны (с поляризацией вдоль оси роста  $OZ$ ) особенно эффективно для системы туннельно-связанных асимметричных ям из-за перераспределения носителей заряда между квантовыми ямами и соответственно изменения спектра межподзонного поглощения света свободными носителями заряда [1,2]. Если систему двойных квантовых ям встроить в волновод квантового каскадного лазера (ККЛ) с распределенной обратной связью и распределенными брэгговскими зеркалами, то электрическим полем можно быстро менять эффективный показатель

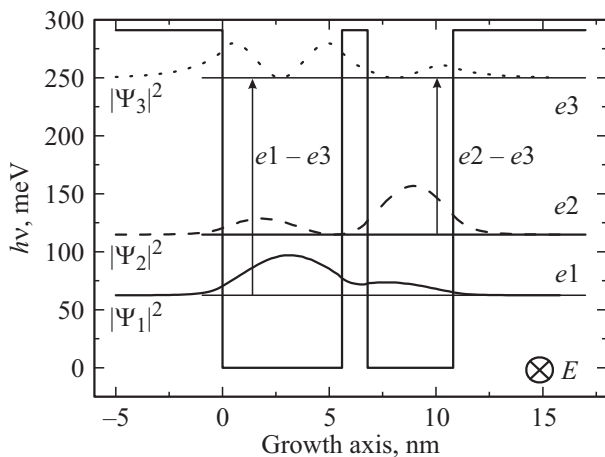
преломления волновода и соответственно частоту излучения ККЛ. Это дает возможность на порядок повысить отношение сигнал/шум в системах оптической связи по сравнению с амплитудной модуляцией [3–5].

Модуляция коэффициента межподзонного поглощения света и показателя преломления структуры с двойными квантовыми ямами может быть осуществлена продольным электрическим полем. В этом случае в электрическом поле происходит разогрев носителей заряда и их перераспределение между квантовыми ямами. Если модуляция света структурами с двойными квантовыми ямами в поперечном поле изучена достаточно детально [1,2,6], то подобные работы других авторов по исследованию изменения показателя преломления и коэффициента поглощения света в продольных полях отсутствуют. Между тем такие исследования могут быть полезны при создании быстродействующих модуляторов излучения среднего ИК диапазона.

Результаты исследования влияния продольного электрического поля на спектры поглощения излучения среднего ИК диапазона в двойных туннельно-связанных квантовых ямах GaAs/AlGaAs приведены в работе [7]. Данная работа посвящена экспериментальному исследованию фазовой модуляции излучения вблизи межподзонного резонанса в туннельно-связанных квантовых ямах GaAs/AlGaAs в продольном электрическом поле.

## 2. Образцы и методика эксперимента

Исследована структура, выращенная на полуизолирующей подложке GaAs методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Структура содержит 100 пар туннельно-связанных квантовых ям GaAs/Al<sub>0,38</sub>Ga<sub>0,62</sub>As шириной 56 и 40 Å, разделенных туннельно-прозрачным барьером шириной 12 Å. Ширина туннельно-непрозрачного барьера между периодами структуры составляет 120 Å. Квантовые ямы равномерно легированы кремнием до поверхностной концентрации доноров  $N_d = 6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ .



**Рис. 1.** Профиль дна зоны проводимости пары туннельно-связанных квантовых ям GaAs/AlGaAs при температуре  $T = 77$  К, рассчитанные положения уровней размерного квантования, и квадраты модулей волновых функций электронов. Стрелками показаны межподзональные переходы  $e1-e3$  и  $e2-e3$ . Вектор электрического поля  $E$  показывает направление приложения продольного электрического поля.

Использование двояных туннельно-связанных ям удобно с точки зрения управления положением уровней энергии электронов и энергий межподзонных резонансов. Положение уровней размерного квантования и огибающие волновых функций для одного периода структуры были рассчитаны методом матриц переноса. Параметры зонной диаграммы твердых растворов были взяты из обзорной статьи [8]. Результаты расчетов представлены на рис. 1. В структуре имеются три уровня размерного квантования, два из которых локализованы в области широкой ямы, а один — в узкой. При  $T = 77$  К энергии межподзонных резонансов  $e1-e2$ ,  $e1-e3$  и  $e2-e3$  составляют 52, 187 и 135 мэВ соответственно. Результаты характеристики структуры при разных температурах с помощью измерения межзонной фотолуминесценции и равновесного межподзонного поглощения показали хорошее соответствие расчета реальной зонной диаграмме структуры [7].

Из структуры изготавливались образцы для оптических исследований в многопроходной геометрии (см., например, [7]). Противоположные грани образца были сточены под углом  $45^\circ$  к поверхности, обеспечивая возможность освещения структуры светом с активной поляризацией ( $p$ -поляризацией), имеющей компоненту вектора поляризации вдоль оси роста. На поверхности образца была сформирована пара индиевых контактов, обеспечивающих приложение продольного электрического поля (направление поля  $E$  отмечено на рис. 1).

Оптические измерения проводились на фурье-спектрометре Bruker Vertex 80v. В качестве источника среднего ИК излучения использовался штатный глобар спектрометра. Образец в азотном криостате с окнами ZnSe устанавливался в точке фокуса оптической схемы спектро-

метра. Перед входным окном криостата устанавливался поляризатор, за выходным окном — анализатор. Интенсивность излучения на выходе анализатора измерялась широкополосным фотоприемником на основе КРТ. Реакция структуры на короткие импульсы продольного электрического поля длительностью 250 нс изучалась в режиме пошагового сканирования с временным разрешением. При этом равновесные коэффициенты преломления и экстинкции определялись в моменты времени до и после действия импульса, а их изменение с полем определялось в момент действия импульса.

В используемой многопроходной геометрии эксперимента нормальными волнами являются волны с линейной  $s$ - и  $p$ -поляризацией [7]. Вектор электрического поля световой волны  $s$ -поляризации лежит в плоскости структуры и не может индуцировать межподзонные резонансы в дипольном приближении. Вектор электрического поля световой волны  $p$ -поляризации содержит равные компоненты в плоскости структуры и вдоль оси роста. Последняя способна вызывать межподзонные переходы электронов. Таким образом, даже в равновесных условиях имеется существенная разница в показателях преломления  $\Delta n = n_p - n_s$  и экстинкции  $\Delta k = k_p - k_s$  для волн  $s$ - и  $p$ -поляризаций, обусловленная вкладом электронных межподзонных резонансов. Электрическое поле  $E$  приводит к дополнительному изменению разницы в показателях преломления и экстинкции:  $\delta n = \Delta n(E) - \Delta n(E = 0)$ ,  $\delta k = \Delta k(E) - \Delta k(E = 0)$ .

В эксперименте угол поворота входного поляризатора фиксирован и составляет  $45^\circ$  (при этом  $90^\circ$  соответствует  $s$ -поляризации, а  $0^\circ$  соответствует  $p$ -поляризации). Таким образом, в образце возбуждаются одновременно две нормальные волны. На выходе образца они складываются, имея разные фазу и амплитуду, и формируют эллиптическую поляризацию выходного пучка. Изменяя ее параметры, можно восстановить спектральные зависимости  $\Delta n$ ,  $\Delta k$  и  $\delta n$ ,  $\delta k$ .

Выражение для зависимости интенсивности света  $I$  от угла поворота выходного анализатора  $\alpha$  может быть получено в рамках формализма матриц Джонса [9]. Состояние поляризации излучения после анализатора

$$I \equiv \begin{pmatrix} I_x \\ I_y \end{pmatrix} = P \cdot W \cdot I_0, \tag{1}$$

где  $I_0 \begin{pmatrix} I_x \\ I_y \end{pmatrix}$  — состояние поляризации падающего на образец излучения,

$$W = \begin{pmatrix} \exp\left(-in_p^* \frac{\omega}{c} L\right) & 0 \\ 0 & \exp\left(-in_s^* \frac{\omega}{c} L\right) \end{pmatrix} \tag{2}$$

— матрица, описывающая распространение света в оптически одноосной поглощающей среде с эффективными показателями преломления нормальных волн

$n_p^* = n_p + ik_p$  и  $n_s^* = n_s + ik_s$  на длину оптического пути  $L$ ,  $\omega$  и  $c$  — частота и скорость света;

$$P = R(-\alpha) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} R(\alpha) \quad (3)$$

описывает действие анализатора,

$$R(\alpha) = \begin{pmatrix} \cos(\alpha) & \sin(\alpha) \\ -\sin(\alpha) & \cos(\alpha) \end{pmatrix} \quad (4)$$

— матрица поворота. После несложных преобразований интенсивность света после анализатора (на входе фотоприемника) может быть получена в виде

$$I(\alpha) = |I_x|^2 + |I_y|^2 \sim \cos^2(\alpha) (1 + 2\beta\gamma \operatorname{tg}(\alpha) + \beta^2 \operatorname{tg}^2(\alpha)), \quad (5)$$

где

$$\beta = \exp\left(-\Delta k L \frac{2\pi}{\lambda}\right), \quad (6a)$$

$$\gamma = \cos\left(\Delta n L \frac{2\pi}{\lambda}\right), \quad (6b)$$

а  $\lambda$  — длина волны света в вакууме.

Таким образом, для получения равновесных спектральных зависимостей  $\beta$  и  $\gamma$  (и соответственно  $\Delta n$  и  $\Delta k$ ) достаточно провести измерения спектров при трех значениях угла поворота анализатора. Например, при  $\alpha = \pm 45^\circ, 0^\circ$  из (5) немедленно следует, что

$$\beta^2 = \frac{I(45^\circ) + I(-45^\circ)}{I(0^\circ)} - 1, \quad (7a)$$

$$\gamma^2 = \frac{I(45^\circ) - I(-45^\circ)}{2\beta I(0^\circ)}. \quad (7b)$$

### 3. Экспериментальные результаты и обсуждение

Нами были экспериментально получены спектральные зависимости интенсивности излучения на выходе анализатора в разные моменты времени относительно импульса электрического поля при трех положениях угла анализатора ( $\alpha = \pm 45^\circ$  и  $0^\circ$ ). Таким образом, одновременно проводились измерения спектров и равновесного, и индуцированного греющим электрическим полем двулучепреломления. Все измерения были проведены при температуре решетки около 80 К.

На рис. 2 изображен интегральный оптический отклик образца на импульс электрического поля с азимутальным углом анализатора  $\alpha = +45^\circ$ . Формы оптического отклика и электрического сигнала очень близки. Таким образом, исследуемое изменение двулучепреломления вызвано перераспределением носителей заряда, а не разогревом решетки образца.

Равновесные спектры коэффициентов преломления и экстинкции, полученные с помощью выражений (6)

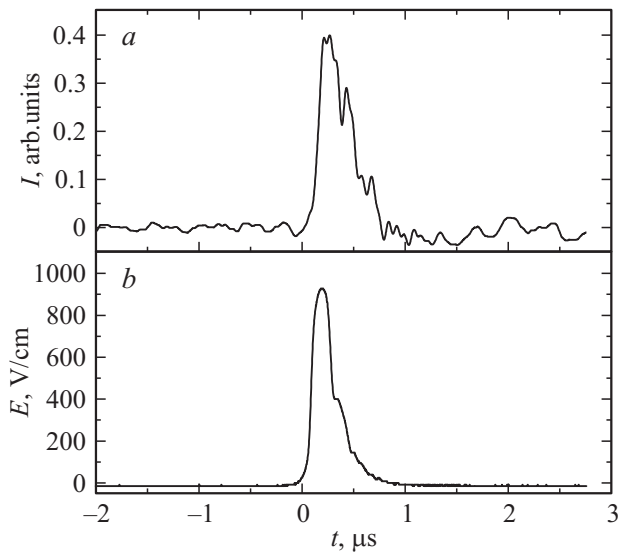


Рис. 2. Интегральный оптический отклик (а) образца с туннельно-связанными квантовыми ямами GaAs/AlGaAs на импульс электрического поля (b) при азимутальном угле анализатора  $\alpha = +45^\circ$  при  $T = 80$  К.

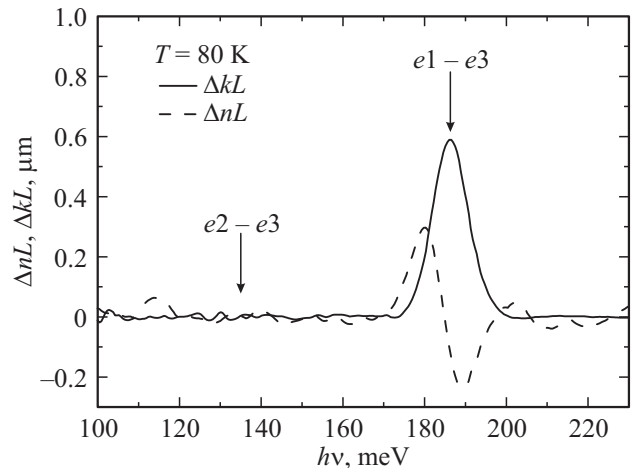
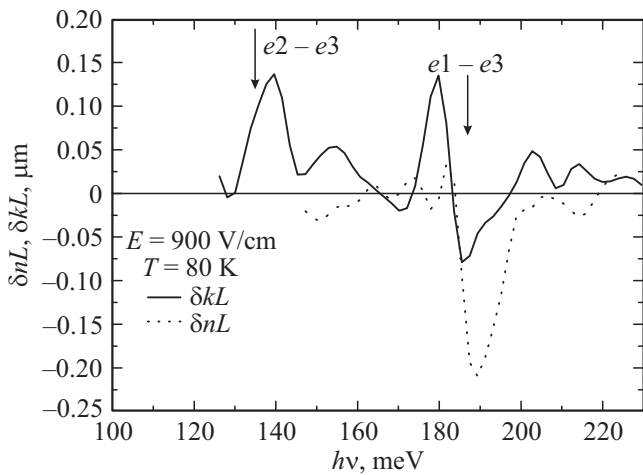


Рис. 3. Экспериментальные равновесные спектры разницы в коэффициентах преломления  $\Delta nL$  (пунктирная линия) и экстинкции  $\Delta kL$  (сплошная линия) для  $p$ - и  $s$ -поляризаций, обусловленной вкладом межподзонного резонанса  $e1-e3$  (показано стрелкой) при  $T = 80$  К.

и (7) из измеренных при температуре жидкого азота зависимостей в отсутствие поля, показаны на рис. 3. Четкий симметричный пик в экспериментальном спектре поглощения соответствует межподзонному резонансу на оптических переходах  $e1-e3$ , его положение хорошо соответствует расчетной энергии перехода (см. рис. 1). Спектральный ход коэффициента преломления вблизи резонанса демонстрирует характерное переколебание, при этом экспериментальная кривая находится в хорошем согласии со спектром показателя преломления, восстановленным из экспериментальной кривой  $\Delta k$  помощью соотношения Крамерса–Кронига.



**Рис. 4.** Спектры фазовой  $\delta nL$  (пунктирная линия) и амплитудной  $\delta kL$  (сплошная линия) модуляции при температуре жидкого азота в продольном электрическом поле  $E = 900$  В/см.

На рис. 4 показаны спектры амплитудной и фазовой модуляции излучения, т.е. изменение коэффициентов преломления  $\delta n$  и экстинкции  $\delta k$  в продольном электрическом поле напряженностью  $E = 900$  В/см. Кривая амплитудной части модуляции соответствует сдвигу основного пика поглощения на переходах  $e1-e3$  в длинноволновую область, при этом дополнительно проявляется вклад переходов  $e2-e3$  в области энергий квантов 130–140 мэВ. Такое поведение спектра межподзонного электропоглощения хорошо коррелирует с полученными ранее результатами [7] прямого измерения электронного вклада в оптическое пропускание подобных структур с двойными квантовыми ямами при разных температурах. Приложение сильного продольного электрического поля приводит к неравновесному распределению электронов по энергии, которое при высокой концентрации носителей заряда можно характеризовать эффективной температурой электронов  $T_e$ . Разогрев электронного газа приводит к перераспределению носителей между подзонами размерного квантования и к заполнению второй подзоны, обеспечивая экспериментально наблюдаемый вклад переходов  $e2-e3$  в поглощение. При этом, учитывая, что огибающие волновых функций первого и второго уровня локализованы в разных ямах пары, перераспределение электронов между уровнями изменяет объемный заряд и соответственно профиль ограничивающего потенциала и положение уровней, что приводит к сдвигу межподзонного резонанса  $e1-e3$ .

Указанные эффекты перераспределения горячих электронов между квантовыми ямами пары приводят и к изменению электронного вклада в показатель преломления. Экспериментальный спектр фазовой модуляции в целом, несмотря на некоторый сдвиг в длинноволновую область, соответствует изменению показателя преломления, восстановленному из экспериментальной кривой  $\delta k$  с помощью соотношения Крамерса-Кронига. Следует

отметить, что вблизи межподзонного резонанса изменение электронного вклада в показатель преломления в греющем электрическом поле находится на уровне десятых долей на 1 микрон оптического пути, что является довольно существенной величиной.

#### 4. Заключение

Из анализа эллиптичности световой волны, прошедшей через образец с туннельно-связанными квантовыми ямами GaAs/AlGaAs, используя формализм Джонса, определены спектры равновесного и индуцированного продольным греющим электрическим полем двулучепреломления в поглощающей среде. Наблюдаемое в работе изменение коэффициентов преломления и экстинкции хорошо согласуется с полученными ранее спектрами поглощения в структуре, а также со спектрами изменения показателя преломления, найденными с помощью соотношения Крамерса–Кронига. Наблюдаемые особенности можно объяснить перераспределением носителей заряда между квантовыми ямами и изменением объемного заряда, вызванными разогревом носителей заряда сильным продольным электрическим полем.

Полученные экспериментальные данные свидетельствуют о возможности использования структур с двойными туннельно-связанными квантовыми ямами для фазовой модуляции излучения среднего ИК диапазона благодаря существенному изменению электронного вклада в показатель преломления в сильном продольном электрическом поле вблизи межподзонного резонанса.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 14-02-00336, 16-32-60085), гранта президента Российской Федерации для молодых кандидатов наук МК-4616.2016.2 и Министерства образования и науки России (государственное задание).

#### Список литературы

- [1] E. Dupont, D. Delacourt, V. Berger, N. Volodin, M. Papuchon. Appl. Phys. Lett., **62**, 1907 (1993).
- [2] R. Kapon, N. Cohen, A. Sa'ar, V. Thierry-Mieg, R. Planel. Appl. Phys. Lett., **75** (11), 1583 (1999).
- [3] S. Luryi, M. Gouzman. Int.J. High Speed Electron. Syst., **16** (2), 559 (2006).
- [4] R.R. Hayes. Appl. Optics, **40** (35), 6445 (2001).
- [5] R. Martini, C. Bethea, F. Capasso, C. Gmachl, R. Paiella, E.A. Whittaker, A.Y. Cho. Electron. Lett., **38** (4), 181 (2002).
- [6] D.A. Firsov, L.E. Vorobjev, M.Ya. Vinnichenko, R.M. Balagula, M.M. Kulagina, A.P. Vasil'iev. Semiconductors, **49** (11), 1425 (2015).
- [7] Р.М. Балагула, М.Я. Винниченко, И.С. Махов, Д.А. Фирсов, Л.Е. Воробьев. ФТП, **50** (11), 1445 (2016).
- [8] I. Vurgaftman, J.R. Meyer, L.R. Ram-Mohan. J. Appl. Phys., **89** (11), 5815 (2001).
- [9] R.C. Jones. J. Opt. Soc. Am. (JOSA), **31** (7), 488 (1941).

Редактор Г.А. Оганесян

## **Phase modulation of the mid IR radiation in double quantum well structures under lateral electric field**

*R.M. Balagula, M.Ya. Vinnichenko, I.S. Makhov,  
A.N. Sofronov, D.A. Firsov, L.E. Vorobjev*

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University,  
195251 St. Petersburg, Russia

**Abstract** In this work we report the study of modulation of polarized radiation by structures with tunnel-coupled GaAs/AlGaAs quantum wells in strong lateral electric field. The spectra of refraction index variation under lateral electric field were experimentally investigated in the vicinity of the intersubband resonance.