

# Влияние поперечного электрического поля и температуры на поглощение света в туннельно-связанных квантовых ямах GaAs/AlGaAs

© Д.А. Фирсов\*, Л.Е. Воробьев\*, М.Я. Винниченко\*<sup>¶</sup>, Р.М. Балагула\*, М.М. Кулагина<sup>+</sup>, А.П. Васильев<sup>+</sup>

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

<sup>+</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 22 апреля 2015 г. Принята к печати 12 мая 2015 г.)

В структурах с туннельно-связанными квантовыми ямами GaAs/AlGaAs исследованы спектры фотолюминесценции и межподзонного поглощения света, положение пиков в которых хорошо согласуется с теоретическим расчетом энергий оптических переходов носителей заряда. Исследовано влияние поперечного электрического поля и температуры на межподзонное поглощение света. Оно обусловлено перераспределением электронов между уровнями размерного квантования и изменением энергетического спектра квантовых ям. Проведена оценка величины изменения показателя преломления в области наблюдаемых межподзонных переходов с использованием соотношений Крамерса–Кронига.

## 1. Введение

Для использования лазеров в системах оптической связи необходимо обеспечить модуляцию параметров излучения лазера [1]. Известно, что в системах связи частотная модуляция излучения более эффективна, чем модуляция интенсивности [2]. Для использования в системах оптической связи среднего ИК диапазона (длина волны около 4 мкм) хорошо подходят работающие в непрерывном режиме при комнатной температуре квантовые каскадные лазеры (ККЛ). Один из способов быстрого изменения частоты излучения ККЛ — это модуляция внешним электрическим полем показателя преломления слоев с квантовыми ямами (КЯ), внедренными в волновод ККЛ. Если в таком лазере используется распределенная обратная связь (РОС) или распределенные брэгговские зеркала (РБЗ), то во внешнем электрическом поле брэгговская частота, а значит и частота излучения каскадного лазера с РОС и РБЗ также будут меняться. Первый шаг на пути к достижению указанной цели заключается в исследовании изменения показателя преломления и коэффициента поглощения таких слоев в среднем ИК диапазоне в электрическом поле.

Влиянию продольного электрического поля, приложенного в плоскости структуры с КЯ, на оптические свойства наноструктур с КЯ посвящен ряд работ (см., например, [3–5]). Показано, что продольное поле достаточной величины разогревает электроны, что может приводить к их перераспределению между подзонами размерного квантования. Влияние поперечного электрического поля, приложенного вдоль оси роста структуры, на оптические свойства КЯ заметно сильнее, поскольку поперечное электрическое поле может существенно изменить потенциальный профиль КЯ. В одиночных

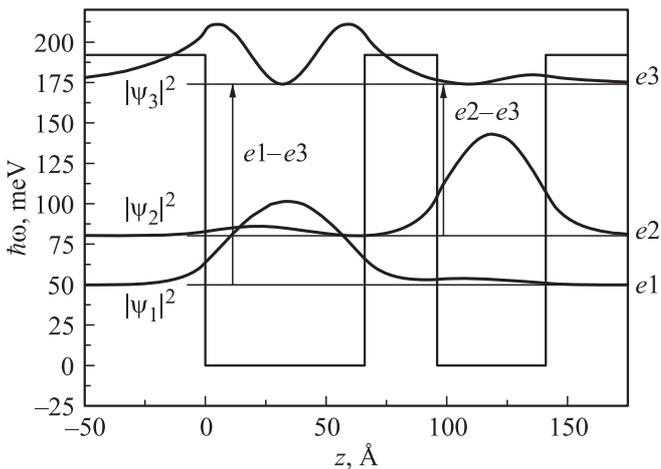
прямоугольных КЯ этот эффект невелик, шарковский сдвиг уровней составляет единицы мэВ [6,7]. Существенное влияние поперечного электрического поля на оптические свойства КЯ можно наблюдать в двойных туннельно-связанных КЯ. Поперечное электрическое поле, изменяя профиль потенциала туннельно-связанных КЯ, приводит не только к перераспределению электронов между уровнями размерного квантования, но и к спектральному сдвигу пиков межподзонного поглощения и изменению спектральной ширины пика [8].

Настоящая работа посвящена исследованию влияния изменения температуры и внешнего поперечного электрического поля на межподзонное поглощение света в двойных туннельно-связанных квантовых ямах GaAs/AlGaAs.

## 2. Образец и методика эксперимента

Исследуемая структура была выращена методом молекулярно-пучковой эпитаксии на полуизолирующей подложке GaAs и содержала 100 пар двойных туннельно-связанных КЯ GaAs/Al<sub>0.25</sub>Ga<sub>0.75</sub>As. Ширины и составы твердых растворов слоев структуры были подобраны так, чтобы в паре туннельно-связанных КЯ наблюдались три уровня размерного квантования. Параметры структуры отличаются от использованных в предыдущих работах по электрооптическим свойствам туннельно-связанных квантовых ям (см., например, [8]), в частности, они выбраны таким образом, чтобы третий уровень размерного квантования располагался близко к потолку квантовой ямы, что приводит к значительной модификации волновой функции этого уровня в поперечном электрическом поле и увеличивает модуляцию поглощения полем. Связанные ямы имели ширину 6.6 и 4.5 нм и разделялись барьером шириной 3 нм. При

<sup>¶</sup> E-mail: mvin@spbstu.ru



**Рис. 1.** Профиль дна зоны проводимости одного периода туннельно-связанных КЯ GaAs/AlGaAs при  $T = 77$  К. Показаны рассчитанные положения уровней размерного квантования и квадраты модулей волновых функций электронов. Энергии уровней отсчитаны от дна зоны проводимости GaAs.

таких параметрах структуры, согласно решению уравнения Шредингера, расстояние между первыми двумя уровнями размерного квантования  $e1$  и  $e2$  составляет около 30 мэВ, а энергия переходов электронов  $e1-e3$  составляет около 125 мэВ (длина волны  $\sim 10$  мкм) при  $T = 77$  К. На рис. 1 схематично представлены профиль потенциала зоны проводимости одного периода туннельно-связанных КЯ GaAs/AlGaAs при  $T = 77$  К, рассчитанное положение уровней размерного квантования и квадраты волновых функций электронов на уровнях размерного квантования. Легирование кремнием проводилось в широкой яме в центральной ее части шириной 2.5 нм до уровня  $4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Пары туннельно-связанных КЯ разделялись барьером шириной 12 нм. Активная область структуры помещалась между сильно легированными контактными слоями GaAs: верхний слой имел толщину 0.5 мкм, а нижний — 1.5 мкм. Для приложения поперечного электрического поля образец изготавливался в виде мезы с размерами  $8 \times 3$  мм. Для проведения селективного травления в нижний сильно легированный слой встраивался стоп-слой  $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}$ . Постростовая обработка структуры включала в себя стандартную контактную фотолитографию (прямую и взрывную), ионно-лучевое и химическое травление. Перенос изображения в структуру через маску фоторезиста AZ 4562 осуществлялся пучком ионов  $\text{Ar}^+$  на установке ионно-лучевого травления MIM TLA2 (Technics) на глубину 2.8 мкм с последующим дотравливанием GaAs до стоп-слоя с помощью селективного химического травления. В качестве травителя использовалась смесь цитрата натрия ( $\text{Na}_3\text{C}_6\text{H}_5\text{O}_7$ ) и 33% пероксида водорода ( $\text{H}_2\text{O}_2$ ) в соотношении 5:1. Стоп-слой удалялся в смеси  $\text{HCl}:\text{H}_2\text{O} = 10:1$ . Формирование контактных площадок  $\text{Cr}(400 \text{ \AA})/\text{Au}(4000 \text{ \AA})$  проводилось через двухслойную

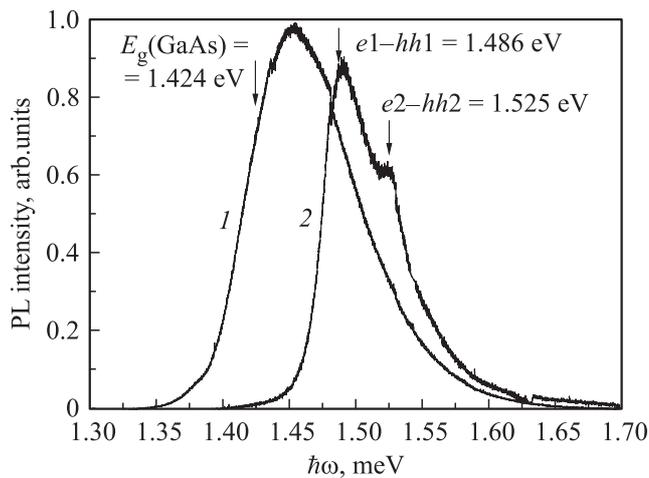
маску резистов LOR10B и AZ 1518 методом термовакуумного напыления на установке ВУП-5М. Более подробное описание применявшейся методики постростовой обработки (создание мезы, нанесение контактов) и SEM фотография образца приведены в работе [9]. Торцы образца были скошены под углом  $45^\circ$  для создания многопроходной геометрии эксперимента, которая позволила исследовать независимо межподзонное поглощение света двух поляризаций. Излучение, введенное в образец с торца, отражалось от граней образца два раза, т.е. свет четыре раза проходил через слои с квантовыми ямами. Полная оптическая длина пути составила  $L = 6.28$  мкм.

Для характеристики структуры исследовалась межзонная фотолюминесценция (ФЛ) с помощью монохроматора Horiba Jobin Yvon FHR640 с CCD-камерой Symphony II в качестве фотоприемника. Для оптической накачки использовался твердотельный YAG-лазер с удвоением частоты с длиной волны излучения 532 нм. Образцы были помещены в заливной азотный криостат с возможностью плавной регулировки температуры.

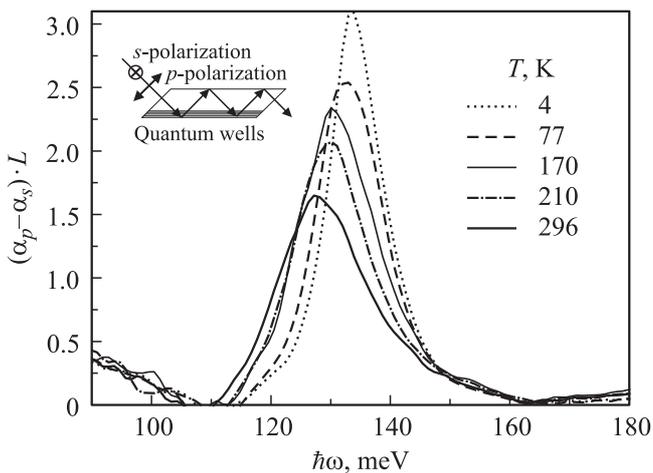
Спектры межподзонного поглощения света были получены с помощью вакуумного фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v. В качестве источника широкополосного ИК излучения использовался штатный глобар спектрометра. Для этих опытов образец помещался в криостат замкнутого цикла Janis, который позволял поддерживать температуру в диапазоне 4–320 К с точностью  $0.1^\circ$ . При измерении изменения поглощения в поперечном электрическом поле аналоговый выход фотодетектора подключался к усилителю SR560, сигнал с которого измерялся импульсным синхронным детектором SR250, синхронизованным с генератором импульсов сильного поля. Выходной сигнал от усилителя SR250 поступал в штатный АЦП спектрометра, что обеспечивало автоматизированный процесс измерения спектров.

### 3. Результаты и обсуждение

С целью определения энергетического спектра носителей заряда были измерены спектры межзонной ФЛ в широком диапазоне мощностей оптической накачки и температур (77–300 К). При проведении анализа полученных спектров ФЛ было обнаружено сильное маскирующее влияние на них относительно толстого поверхностного сильно легированного слоя GaAs. Полученные при комнатной температуре спектры (кривая 1 на рис. 2) демонстрировали смещение максимума ФЛ от энергии кванта, соответствующей ширине запрещенной зоны GaAs, на величину порядка энергии Ферми, что, по видимому, соответствует люминесценции поверхностного слоя GaAs. Для получения спектров ФЛ туннельно-связанных КЯ, не замаскированных легированным слоем, он был удален. Это позволило получить спектры, в которых при комнатной температуре наблюдались два пика, соответствующие рассчитанным значениям энергии переходов  $e1-hh1$  и  $e2-hh2$  (кривая 2 на рис. 2).



**Рис. 2.** Нормированные спектры фотолуминесценции при наличии поверхностного легированного слоя GaAs (кривая 1) и при его отсутствии (кривая 2) при комнатной температуре. Стрелками показаны рассчитанные энергии основных переходов носителей заряда и ширина запрещенной зоны GaAs.



**Рис. 3.** Спектры межподзонаного поглощения света в области переходов  $e1-e3$  при разных температурах.  $L$  — оптическая длина пути,  $\alpha_p$  и  $\alpha_s$  — коэффициенты поглощения для света  $p$ - и  $s$ -поляризации соответственно. На вставке приведена схема эксперимента в многопроходной геометрии.

Отметим, что при низких температурах пик  $e2-hh2$  отсутствует. Появление этого пика при увеличении температуры объясняется перераспределением носителей заряда между уровнями размерного квантования, локализованными в широкой и узкой ямах. Наблюдаемое смещение пика ФЛ, соответствующего переходам  $e1-hh1$ , в коротковолновую область при уменьшении температуры связано с увеличением ширины запрещенной зоны.

Спектры межподзонаного поглощения света двух поляризаций ( $s$  и  $p$ ) исследовались в диапазоне температур 4–300 К в многопроходной геометрии. Согласно правилам отбора, межподзонаные оптические переходы

электронов могут происходить только под действием света, имеющего компоненту поляризации, направленную вдоль оси роста структуры, т.е. под действием света  $p$ -поляризации (см. вставку к рис. 3). Таким образом, вклад межподзонаных переходов в поглощение света структурой с квантовыми ямами может быть получен из отношения спектров пропускания для двух поляризаций света с использованием закона Бугера–Ламберта–Бера.

Величина пропускания света образцом определяется как поглощением света квантовыми ямами, так и отражением от различных границ раздела. Поскольку для расчета коэффициента поглощения света при межподзонаных переходах электронов, мы используем отношение спектров пропускания для двух поляризаций света, отражение при нормальном падении от передней и задней граней образца не влияет на конечный результат. Отражением света, падающего под углом  $45^\circ$  на различные слои внутри структуры, можно пренебречь, поскольку разность показателей преломления различных слоев структуры мала. Отметим также, что в спектрах пропускания образцов в многопроходной геометрии отсутствовали интерференционные эффекты, которые могли быть связаны с отражением света от внутренних слоев структуры, тогда как при измерениях пропускания под углом Брюстера наблюдалась отчетливая интерференция излучения  $s$ -поляризации.

При исследованиях межподзонаного поглощения света в структурах с квантовыми ямами также следует учитывать интерференционные эффекты, которые возникают при полном внутреннем отражении и приводят к возникновению стоячей волны вблизи поверхности образца [10]. В нашей структуре присутствовали сильно легированный поверхностный слой и поверхностная металлизация, что должно приводить к стоячей волне с узлом на поверхности для света  $s$ -поляризации и пучностью для света  $p$ -поляризации. Однако толщина активного слоя структуры, содержащего 100 сдвоенных квантовых ям, составляет около трех микрон, что приводит к тому, что на его толщине укладывается несколько периодов стоячей волны, интерференционные эффекты усредняются и ими можно пренебречь [11].

На рис. 3 представлены спектры межподзонаного поглощения света при различных температурах. В каждом из полученных спектров присутствует пик, положение которого близко к рассчитанной энергии переходов электронов с основного уровня размерного квантования  $e1$  на третий уровень  $e3$ . Величина интегрального поглощения, рассчитанная как площадь спектра поглощения и примерно отражающая величину концентрации электронов на уровне  $e1$ , слабо убывает с ростом температуры. Наблюдаемая эволюция спектров с изменением температуры может быть связана с изменением функции распределения электронов по энергиям и перераспределением электронов между первыми уровнями размерного квантования в парах туннельно-связанных квантовых ям, а также с изменением матричного элемента оптического

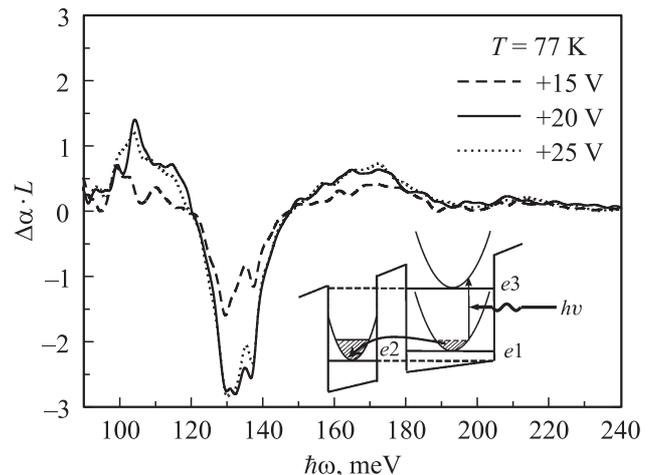
перехода. С ростом температуры часть электронов переходит с уровня  $e1$  на уровень  $e2$ . Поскольку ионизованные доноры сосредоточены в широкой КЯ, а состояния уровня  $e2$  локализованы в основном в пределах узкой КЯ, возникает поверхностный заряд и, как следствие, встроенное поперечное электрическое поле, что приводит к увеличению энергетического интервала между уровнями  $e1$  и  $e2$ . Увеличение интервала между этими уровнями приводит к замедлению роста концентрации электронов на уровне  $e2$  с ростом температуры. Оценки концентрации электронов на уровнях размерного квантования, сделанные в приближении полной ионизации доноров, показали, что как при комнатной температуре, так и при температуре жидкого азота электроны сосредоточены в основном на первом уровне размерного квантования, поэтому в спектре межподзонного поглощения наблюдается только один пик, соответствующий переходам электронов  $e1-e3$ . Подобное изменение межподзонного поглощения с температурой было ранее обнаружено в аналогичной структуре [9].

В поперечном электрическом поле были измерены спектры изменения пропускания света  $p$ -поляризации в многопроходной геометрии эксперимента (для излучения  $s$ -поляризации в электрическом поле спектр поглощения не менялся). Как и в случае измерения равновесного поглощения, изменение пропускания света определяется изменением как поглощения, так и отражения в электрическом поле. Отметим, что и в данном случае влиянием изменения отражения можно пренебречь, в силу малости самого коэффициента отражения света от внутренних слоев структуры. Действительно, как будет показано далее, характерные изменения интенсивности излучения, прошедшего через образец, в электрическом поле составляют десятки процентов, тогда как изменение показателя преломления не превышает 0.3, что с учетом показателя преломления GaAs, составляющего 3.3, приводит к изменению коэффициента отражения на  $\sim 0.2\%$ .

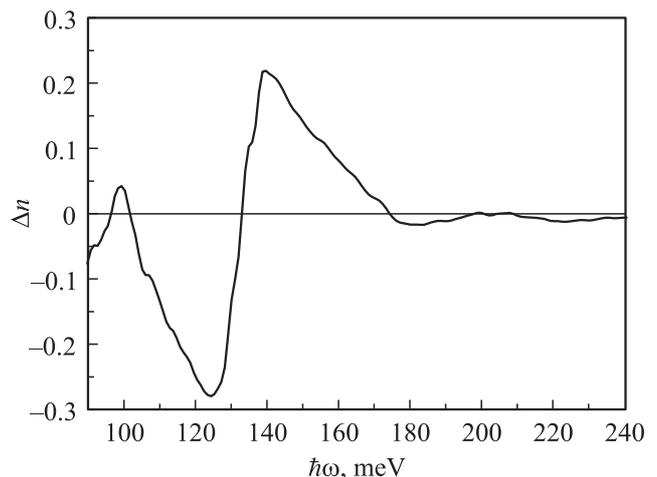
Спектр изменения интенсивности излучения  $p$ -поляризации  $\Delta I(\hbar\omega)$  в электрическом поле нормировался на интенсивность излучения  $I(\hbar\omega)$ , прошедшего через образец без поля. Из закона Бугера–Ламберта–Бера легко получить, что для малого изменения интенсивности  $\Delta I$ :

$$\Delta I/I \approx -[\alpha_p(U) - \alpha_p(0)]L = -\Delta\alpha L, \quad (1)$$

где  $\alpha_p(U)$ ,  $\alpha_p(0)$  — коэффициент поглощения света  $p$ -поляризации при наличии и отсутствии поперечного электрического поля ( $U$  — приложенное напряжение),  $\Delta\alpha = \alpha_p(U) - \alpha_p(0)$  — изменение коэффициента поглощения света в электрическом поле. На рис. 4 представлены спектры изменения поглощения света  $p$ -поляризации при разных значениях приложенного напряжения при  $T = 77$  К. В области энергий кванта около 130 мэВ, соответствующей межподзонному поглощению света при переходах электронов  $e1-e3$  (см. рис. 3), наблюдается уменьшение поглощения в электрическом поле. Такое



**Рис. 4.** Спектры изменения поглощения света  $p$ -поляризации при разных значениях приложенного напряжения при  $T = 77$  К. На вставке схематично показано перераспределение электронов между уровнями размерного квантования КЯ при приложении внешнего поперечного электрического поля.



**Рис. 5.** Спектр изменения показателя преломления  $\Delta n$  для света  $p$ -поляризации под действием поперечного электрического поля, соответствующего напряжению  $U = 20$  В при  $T = 77$  К.

изменение поглощения в электрическом поле объясняется перераспределением электронов между уровнями  $e1$  и  $e2$  (см. вставку к рис. 4). Спектры изменения поглощения при напряжениях 20 и 25 В почти идентичны. Это может быть объяснено полным опустошением уровня  $e1$  при напряжении около 20 В. Заметим, что, согласно оценкам, напряжения 20 В действительно достаточно для того, чтобы в электрическом поле уровень  $e1$  находился по энергии выше, чем уровень  $e2$  (см. вставку к рис. 4).

Электрическое поле другой полярности не приводит к существенному увеличению заселенности уровня  $e1$ , поэтому в таком поле изменения межподзонного поглощения обнаружено не было.

Для нахождения изменения показателя преломления  $\Delta n(\omega)$  под действием поперечного электрического поля мы использовали соотношение Крамерса–Кронига в виде [12]

$$\Delta n(\omega) = \frac{c}{\pi} \text{v.p.} \int \frac{\Delta \alpha(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega', \quad (2)$$

где  $\omega$  — частота колебания света,  $c$  — скорость света,  $\Delta \alpha$  — изменение коэффициента межподзонного поглощения (см. рис. 4 и формулу (1)). Интегрирование в формуле (2) проводилось только в области энергий кванта, соответствующих межподзонному поглощению света (см. рис. 4). Результат расчета изменения показателя преломления  $\Delta n$  при приложении поперечного электрического поля, соответствующего напряжению  $U = 20$  В при  $T = 77$  К, представлен на рис. 5. Из полученной зависимости видно, что величина изменения показателя преломления в электрическом поле составляет порядка 10% от полного показателя преломления GaAs, что говорит о возможности использования туннельно-связанных квантовых ям для создания частотных электрооптических модуляторов среднего ИК диапазона.

#### 4. Заключение

В работе приведены результаты исследования спектров фотолюминесценции и межподзонного поглощения структур с туннельно-связанными квантовыми ямами GaAs/AlGaAs, положение пиков в которых хорошо согласуется с расчетом энергий межзонных и межподзонных оптических переходов электронов. Исследовано влияние поперечного электрического поля и температуры на поглощение и преломление излучения в области межподзонных оптических переходов, которое объясняется перераспределением электронов между первыми квантовыми состояниями и изменением энергетического спектра структуры.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 14-02-31489, 14-02-00336) и Министерства образования и науки России (государственное задание).

#### Список литературы

- [1] S. Luryi, M. Gouzman. *Int. J. High Speed Electron. Syst.*, **16** (2), 559 (2006).
- [2] R. Martini, C. Bethea, F. Capasso, C. Gmachl, R. Paiella, E.A. Whittaker, H.Y. Hwang, D.L. Sivco, J.N. Baillargeon, A.Y. Cho. *Electron. Lett.*, **38** (4), 181 (2002).
- [3] V.L. Zerova, L.E. Vorob'ev, D.A. Firsov, E. Towe. *Semicond.*, **41** (5), 596 (2007).
- [4] L.E. Vorobjev, M.Ya. Vinnichenko, D.A. Firsov, V.L. Zerova, V.Yu. Panevin, A.N. Sofronov, P. Thumrongsilapa, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, A.P. Vasiljev, L. Shterengas, G. Kipshidze, T. Hosoda, G. Belenky. *Semicond.*, **44** (11), 1402 (2010).
- [5] L.E. Vorob'ev, S.N. Danilov, V.L. Zerova, D.A. Firsov. *Semicond.*, **37** (5), 586 (2003).
- [6] Д.Н. Бычковский, Т.П. Воронцова, О.В. Константинов. *ФТП*, **26** (12), 2118 (1992).
- [7] K. Bajema, R. Merlin, F.-Y. Juang et al. *Phys. Rev. B*, **36** (2), 1300 (1987).
- [8] E. Dupont, D. Delacourt, V. Berger et al. *Appl. Phys. Lett.*, **62**, 1907 (1993).
- [9] D.A. Rybalko, M.Ya. Vinnichenko, L.E. Vorobjev, D.A. Firsov, R.M. Balagula, V.Yu. Panevin, M.M. Kulagina, A.P. Vasil'iev. *J. Phys.: Conf. Ser.*, **541**, 012 081 (2014).
- [10] K.L. Vodopyanov, V. Chazapis, C.C. Phillips, B. Sung, J.S. Harris, jr. *Semicond. Sci. Technol.*, **12**, 708 (1997).
- [11] H. Schneider, C. Schönbein, M. Walther, P. Koidl, G. Weimann. *Appl. Phys. Lett.*, **74** (1), 16 (1999).
- [12] А.И. Ансельм. *Введение в теорию полупроводников* (М., Наука, 1978) с. 616.

Редактор А.Н. Смирнов

### Influence of the transverse electric field and temperature on the light absorption in GaAs/AlGaAs tunnel-coupled quantum wells

D.A. Firsov\*, L.E. Vorobjev\*, M.Ya. Vinnichenko\*, R.M. Balagula\*, M.M. Kulagina<sup>+</sup>, A.P. Vasil'iev<sup>+</sup>

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

<sup>+</sup> Ioffe Institute, 194021 St. Petersburg, Russia

**Abstract** Photoluminescence and intersubband absorption spectra were studied in GaAs/AlGaAs tunnel-coupled quantum well structures. Peak positions in photoluminescence and absorption spectra correlate well with theoretically calculated energies of optical carrier transitions. Influence of transverse electric field and temperature on intersubband absorption was investigated. The observed modification of absorption spectra is attributed to the electron energy spectrum modification and electron redistribution between lower subbands of dimensional quantization. Spectrum of refraction index variation related to the change of intersubband absorption in electric field was calculated using Kramers–Kronig relations.