

Поглощение и преломление света при межподзонных переходах горячих электронов в связанных квантовых ямах GaAs/AlGaAs

© Л.Е. Воробьев, И.Е. Титков, А.А. Торопов*, В.Н. Тулупенко†, Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгин, Т.В. Шубина*, Е. Томе⁻

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

* Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

† Донбасская государственная машиностроительная академия, 343913 Краматорск, Украина

⁻ University of Virginia, Thornton Hall, Charlottesville, VA 22903-2442, USA

(Получена 23 декабря 1997 г. Принята к печати 23 декабря 1997 г.)

Экспериментально обнаружено и исследовано изменение коэффициента поглощения и показателя преломления в продольном электрическом поле в системе пар туннельно-связанных квантовых ям GaAs/AlGaAs в спектральном диапазоне, соответствующем межподзонным переходам электронов. Наблюдаемые явления объясняются разогревом электронов в электрическом поле и их переносом в реальном пространстве. Приводятся равновесные спектры поглощения для температуры решетки 80 и 295 К.

Введение

Длины волн, соответствующие межподзонным (т.е. происходящим в пределах валентной зоны или зоны проводимости) переходам в квантовых ямах полупроводниковых гетероструктур, обычно лежат в средней и дальней инфракрасной (ИК) областях спектра ($\lambda > 5 \mu\text{м}$). Изменение конструкции квантовых ям приводит к изменению энергетического спектра, что позволяет исследовать новые явления и создавать оптоэлектронные приборы на межподзонных переходах, работающие в заданной области спектра. Классическим примером применения межподзонных переходов в оптике являются фотодетекторы среднего ИК диапазона [1]. Одним из значительных успехов в исследовании оптики межподзонных переходов является разработка лазера на квантовом каскаде [2], который позволил существенно продвинуть длину волны излучения полупроводниковых лазеров в длинноволновую область. Последней разработкой в области лазеров на межподзонных переходах является "фонтанный" лазер с оптической накачкой [3]. Межподзонные переходы электронов в квантовых ямах также используются для модуляции интенсивности излучения, прошедшего через структуру. Известны модуляторы на основе пары туннельно-связанных квантовых ям, работающие на эффектах пространственного переноса электронов между ямами в поперечном (направленном вдоль оси роста структуры) электрическом поле [4]. Также исследовалась модуляция света при межподзонных переходах в простых прямоугольных квантовых ямах при разогреве электронов продольным электрическим полем, приложенным вдоль квантово-размерных слоев [5–7]. В настоящей работе предлагается исследование модуляции коэффициента поглощения и показателя преломления при разогреве электронов продольным электрическим полем в специально сконструированной системе туннельно-связанных квантовых ям GaAs/AlGaAs.

Образцы

Для исследований была разработана и выращена структура, содержащая 150 пар туннельно-связанных квантовых ям (КЯ) GaAs/Al_xGa_{1-x}As, разделенных туннельно-непрозрачными барьерами шириной 20 нм. Ход потенциала и уровни энергии в КЯ приведены на рис. 1. Параметры структуры были подобраны таким образом, чтобы расстояние между уровнями ϵ_2 и ϵ_3 соответствовало кванту излучения CO₂-лазера, а расстояние $\epsilon_2 - \epsilon_1$ было бы меньше энергии оптического фона $\hbar\omega_0 = 37 \text{ мэВ}$. Проводилось легирование части барьера примесью Si, что уменьшало влияние примесного рассеяния на подвижность электронов в КЯ, поверхностная концентрация электронов составляла $N_s = 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

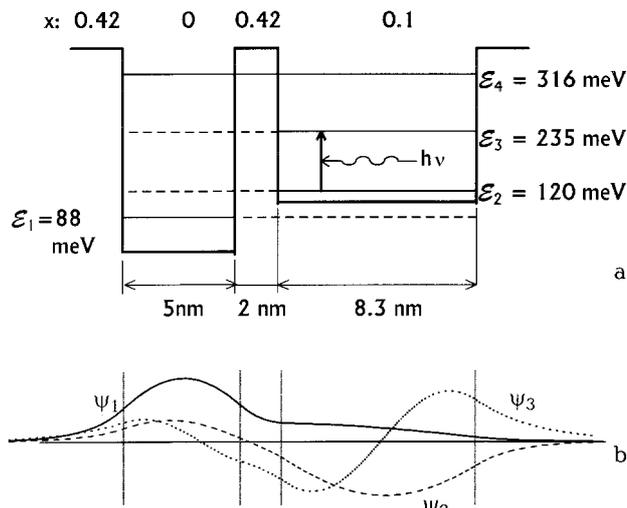


Рис. 1. *a* — профиль потенциала исследуемой структуры и рассчитанные уровни энергии в ней; *b* — волновые функции электрона на первых трех энергетических уровнях.

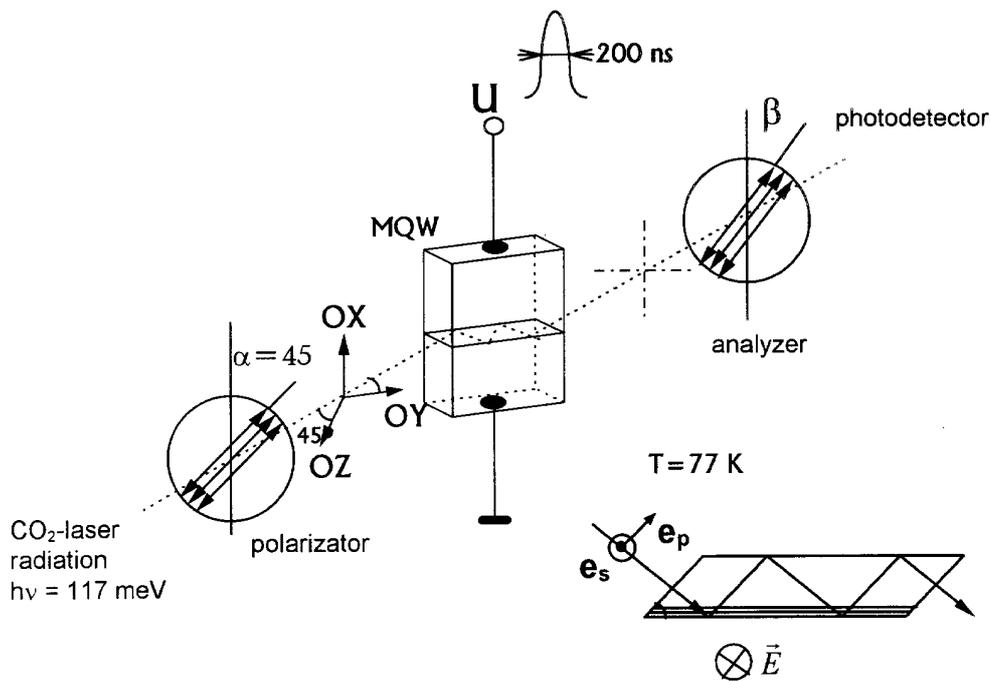


Рис. 2. Схема электрооптических измерений, направления поляризации и ход лучей в образце.

Отметим, следующие особенности данной структуры. Состояния с энергиями ϵ_1 и ϵ_4 генетически связаны с первой, более глубокой КЯ, тогда как состояния с энергиями ϵ_2 и ϵ_3 возникают из-за наличия второй, более широкой КЯ. Это приводит, в частности, к тому, что волновая функция первого состояния в основном локализована в пределах первой ямы, а волновая функция второго состояния локализована в яме 2 (см. рис. 1). Кроме того, значения оптических матричных элементов $|M_{ik}|^2 = |\int \Psi_k^* \hat{p}_z \Psi_i dz|^2$, определяющих вероятности оптических переходов между i и k уровнями, сильно отличаются. Наибольший вклад в межподзонное поглощение дают переходы между соседними уровнями, генетически связанными с одной и той же КЯ: $|M_{13}|^2 = 0.16$, $|M_{23}|^2 = 1$, $|M_{14}|^2 = 0.89$, $|M_{24}|^2 = 0.0062$ (в произвольных единицах).

Физика явления модуляции коэффициента поглощения в продольном электрическом поле в такой структуре заключается в следующем. При температуре решетки $T_0 = 77$ К все электроны сосредоточены на первом энергетическом уровне ϵ_1 . Продольное электрическое поле, разогревая электроны, приводит к заполнению вышележащих состояний этого уровня (подзоны). В результате становятся возможными переходы электронов во вторую подзону ϵ_2 вследствие рассеяния на фононах или примесях. Увеличение концентрации электронов во второй подзоне приводит к возникновению (существенному увеличению) поглощения на переходах $\epsilon_2 \rightarrow \epsilon_3$. Увеличению коэффициента поглощения α_{23} способствует также выполнение условия $\epsilon_2 - \epsilon_1 < \hbar\omega_0$, что уменьшает вероятность обратного рассеяния электронов со второй подзоны в первую с испусканием оптического

фонона. Объемный заряд, возникающий при селективном легировании, несколько видоизменяет описанную выше картину, о чем будет сказано далее.

Методика эксперимента

Электрооптические измерения проводились при температуре $T_0 = 80$ К. Электрическое поле прикладывалось вдоль слоев квантово-размерной структуры с помощью омических контактов из Au, нанесенных на торцы пластины. Длительность импульса электрического поля составляла 200 нс. Оптическое излучение в структуру вводилось через скошенные края пластины и испытывало в ней ряд внутренних отражений. Такая геометрия опыта позволяла исследовать поглощение и преломление света как s -, так и p -поляризаций (см. рис. 2). Схема электрооптических измерений приведена на рис. 2. Исследовалось изменение поглощения излучения CO_2 -лазера на длине волны $\lambda = 10.6$ мкм. Вектор поляризации падающего излучения \mathbf{e}_ω составлял угол $\alpha = 45^\circ$ с осью OX , так что падающая волна содержала как s - ($\mathbf{e}_\omega \parallel OX$)-, так и p - ($\mathbf{e}_\omega \perp OX$)-поляризации. Изменение поглощения света квантово-размерной структурой в продольном электрическом поле регистрировалось фотоприемником Ge(Hg) при азимутальных углах анализатора $\beta = 0^\circ$ (s -поляризация) и 90° (p -поляризация). Наряду с амплитудной модуляцией мы измеряли и фазовую модуляцию, обусловленную анизотропным изменением показателя преломления структуры в электрическом поле. Информацию о сдвиге фаз между s - и p -компонентами световой волны можно было получить, измеряя сигнал на выходе при других значениях угла β : $0 < \beta < 90^\circ$.

Результаты эксперимента и их обсуждение

С целью уточнения параметров структуры и положения энергетических уровней мы исследовали равновесные спектры коэффициента поглощения. Результаты для двух температур решетки приведены на рис. 3. Спектры состоят из двух ярко выраженных полос поглощения. Спектральное положение полос позволяет связать длинноволновую полосу с переходами $1 \rightarrow 3$ и $2 \rightarrow 3$, а коротковолновую полосу с переходами $1 \rightarrow 4$ и $2 \rightarrow 4$, причем пики, соответствующие переходам с 1 и 2 уровней, слились. Мы объясняем температурную зависимость интенсивностей полос следующим образом. При температуре 80 К электроны сосредоточены в основном на первом уровне размерного квантования ε_1 . С ростом температуры происходит заполнение второго уровня ε_2 . Однако в силу соотношения между матричными элементами $M_{23} \gg M_{12}$ даже незначительное увеличение концентрации электронов на втором уровне с ростом температуры приводит к заметному увеличению поглощения. Поскольку поглощение в пределах второй полосы определяется практически только электронами первого уровня ($M_{14} \gg M_{24}$), небольшое уменьшение концентрации электронов на этом уровне при увеличении температуры слабо влияет на интенсивность поглощения во второй полосе.

На рис. 4 приведена зависимость изменения коэффициента поглощения структуры от напряженности продольного электрического поля. Как и следовало ожидать, изменение поглощения наблюдается только для излучения p -поляризации, которая является активной для оптических межподзонных переходов. Модуляционная кривая состоит из двух участков: нарастание в относительно слабых электрических полях и незначительный спад в области больших полей.

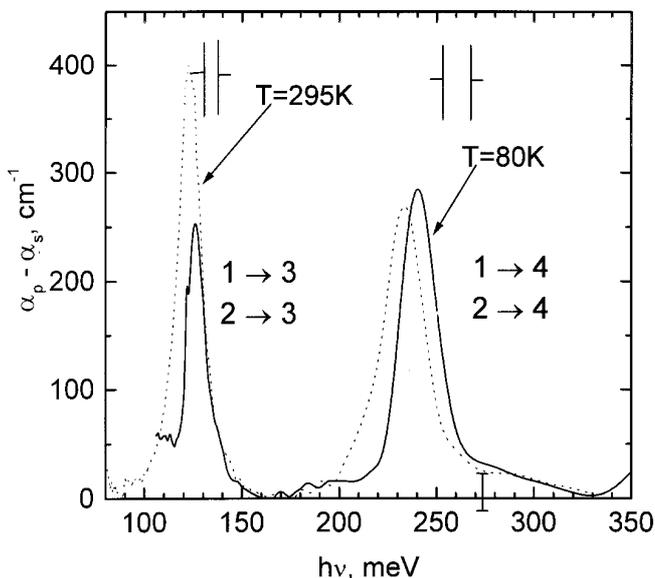


Рис. 3. Равновесные спектры поглощения.

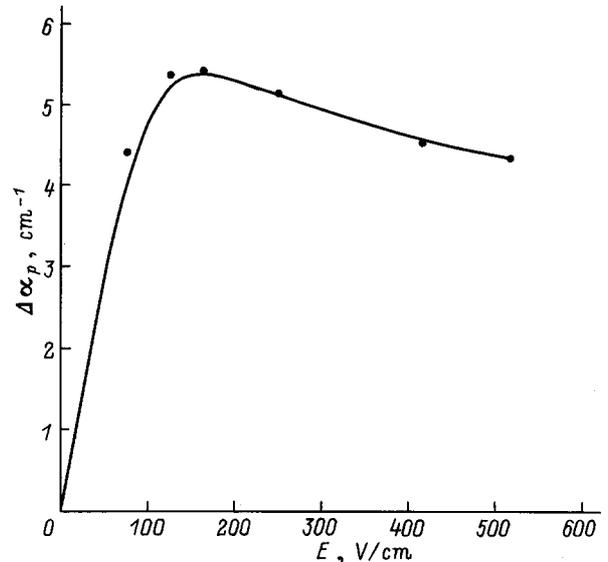


Рис. 4. Зависимость изменения коэффициента поглощения света p -поляризации от напряженности продольного электрического поля. $T = 80\text{K}$. $\lambda = 10.6\text{мкм}$.

В спектральной области, соответствующей межподзонным переходам, в силу выполнения правил отбора по поляризации падающего излучения квантовые ямы обладают сильной оптической анизотропией. Вследствие этого, даже в отсутствие электрического поля, показатели преломления для волн s - и p -поляризации отличаются. В электрическом поле эта разница в показателях преломления изменяется. Пояснить это явление можно, например, с помощью соотношения Крамерса–Кронига:

$$\Delta n = |\Delta(n_p - n_s)| = \frac{c}{\pi} \int \frac{\Delta\alpha(\omega')d\omega'}{\omega'^2 - \omega^2}. \quad (1)$$

На рис. 5 приведена экспериментально определенная зависимость Δn от напряженности электрического поля. Поведение этой кривой сходно с поведением зависимости $\Delta\alpha_p(E)$.

Обсудим характер наблюдаемых зависимостей. Исследуемые нами структуры были селективно легированы. Вследствие возникновения поля объемного заряда электронов, локализованных в КЯ, и примесных ионов, находящихся в барьере, потенциал КЯ искажается. Точное распределение потенциала в пространстве может быть получено с помощью самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона. В данной работе мы ограничимся только качественным описанием. Примерный вид потенциала КЯ с учетом эффектов объемного заряда приведен на рис. 6. Искажение потенциального рельефа приводит к понижению энергии уровней ε_2 и ε_3 и к уменьшению энергетического расстояния между уровнями ε_1 и ε_2 . Возможно, сближением этих уровней до энергий порядка 10мэВ объясняется слияние пика $1 \rightarrow 3$ с пиком $2 \rightarrow 3$, а также пика $1 \rightarrow 4$ с пиком $2 \rightarrow 4$ в равновесных спектрах поглощения (см. рис. 3).

Рассмотрим явления, возникающие в греющем электрическом поле. В отсутствие поля электроны находятся на первом уровне ϵ_1 и пространственно локализованы в первой КЯ. Разогрев электронов электрическим полем приводит к увеличению их средней энергии. Вследствие рассеяния на акустических фонах, примесях и шероховатостях гетерограниц электроны из первой подзоны переходят во вторую подзону размерного квантования, что приводит к росту коэффициента поглощения на переходах $\epsilon_2 \rightarrow \epsilon_3$. Схематично этот процесс отображен на рис. 6. Заполнением второй подзоны в электрическом поле объясняется участок роста коэффициента поглощения на рис. 4. Но наряду с механизмом, обеспечивающим рост коэффициента поглощения, в сильных полях начинают проявляться и конкурирующие факторы. Как уже упоминалось, электроны, занимающие второй энергетический уровень, в значительной степени локализованы во второй КЯ, тогда как электроны с энергией ϵ_1 находятся в первой КЯ. Таким образом, при переходах электронов в электрическом поле с первого на второй уровень происходит их перераспределение в реальном пространстве, причем это перераспределение соответствует уменьшению пространственного заряда. Изгиб потенциала уменьшается, что приводит к тому, что уровни 2 и 3 начинают возвращаться к положению, определенному прямоугольным потенциалом. Положение 2 и 3 подзон в электрическом поле показано на рис. 6 штрихпунктирной линией. Такой сдвиг уровня ϵ_2 в электрическом поле уменьшает долю активных электронов этого уровня, дающих вклад в поглощение. Действительно, вклад в поглощение $\epsilon_2 \rightarrow \epsilon_3$ дают практически только электроны, находящиеся под уровнем энергии оптического фотона $\hbar\omega_0$. Из-за сильного рассеяния с испусканием оптического фотона и переходом электрона обратно в первую зону число электронов с энергией $\epsilon > \hbar\omega_0$ мало. Для иллюстрации на рис. 6 приведен ка-

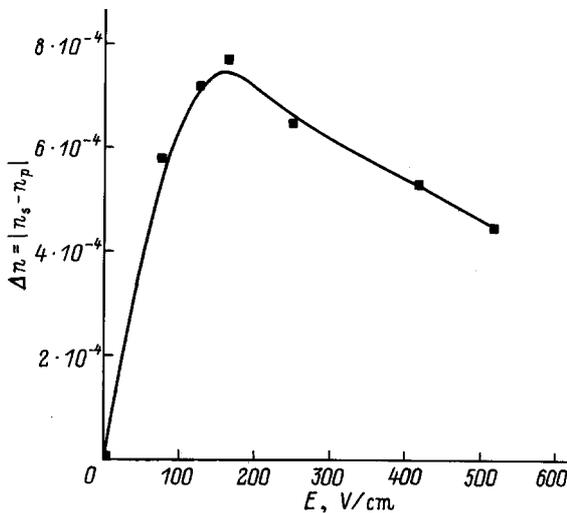


Рис. 5. Зависимость изменения разности показателей преломления света *s*- и *p*-поляризации от напряженности продольного электрического поля. $T = 80$ К. $\lambda = 10.6$ мкм.

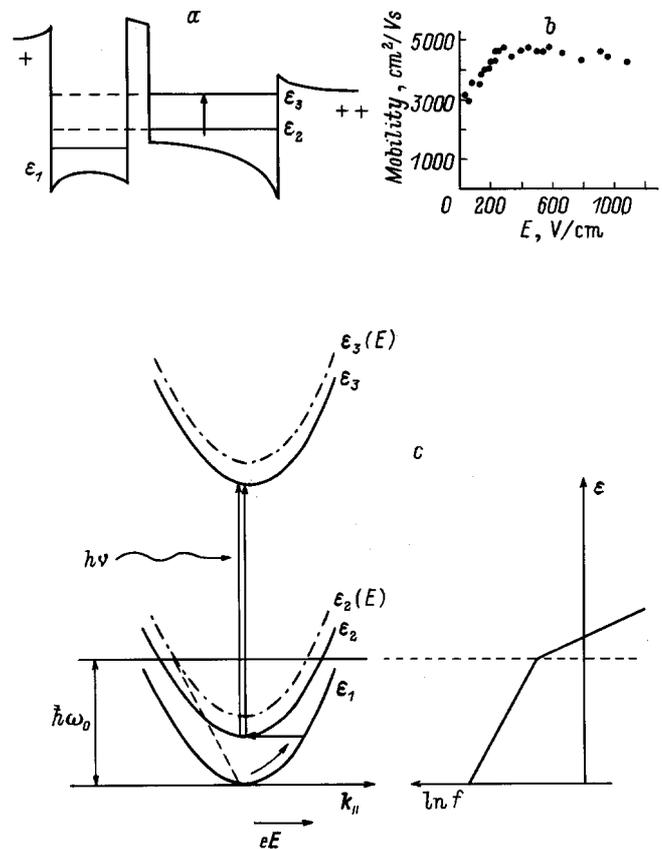


Рис. 6. Иллюстрация к предложенной модели наблюдаемых явлений: *a* — ход потенциала с учетом объемного заряда; *b* — зависимость подвижности от напряженности электрического поля; *c* — разогрев и перераспределение электронов между 1 и 2 подзонами в электрическом поле E .

чественный вид неравновесной функции распределения $f(\epsilon)$, которая резко уменьшается при энергиях $\epsilon > \hbar\omega_0$. Уменьшение доли поглощающих свет электронов приводит к уменьшению роста коэффициента поглощения с полем. Кроме этого в сильных полях проявляется также более сильный разогрев электронов во второй подзоне по сравнению с первой. Это связано с относительным ослаблением роли рассеяния на несовершенствах интерфейсов (гетерограниц) во второй, более широкой яме. Увеличение средней энергии во второй подзоне приводит к интенсивному рассеянию с испусканием оптических фононов с переходом электронов обратно в первую подзону, что приводит к насыщению и даже небольшому спаду поглощения в сильном электрическом поле, что и было зарегистрировано в эксперименте (см. рис. 4). Подтверждением роли переноса электронов в реальном пространстве в рассматриваемых явлениях является поведение подвижности электронов в сильном поле, приведенное на рис. 6. Малое значение подвижности в

¹ В условиях сильного рассеяния на оптических фотонах неравновесная функция распределения может быть представлена в виде двух отрезков бoльцмановских функций с различными температурами, считых при энергии оптического фотона $\hbar\omega_0$.

слабых полях объясняется значительным рассеянием на несовершенствах интерфейса, когда электроны локализованы в первой, относительно узкой КЯ. С ростом поля происходит заполнение состояний 2 подзоны, электроны частично локализуются во второй, более широкой яме, в которой рассеяние на интерфейсе относительно слабее, и подвижность начинает расти. В сильных полях вступают в действие описанные выше механизмы обратного оттока электронов в первую подзону, и подвижность начинает уменьшаться.

Отметим, что электрон-электронное рассеяние между подзонами ε_1 и ε_2 сильно ослаблено из-за пространственного разделения электронов этих подзон. Поэтому средние энергии и функции распределения электронов на этих уровнях (подзонах) могут быть различными.

Заключение

В настоящей работе исследованы оптические свойства туннельно-связанных квантовых ям, определяемые межподзонными переходами электронов в продольном электрическом поле. Обнаружена модуляция коэффициента поглощения и показателя преломления в электрическом поле, которая объясняется на основе модели разогрева и пространственного переноса электронов.

Работа частично поддержана РФФИ, грант 96-02-17404; РФФИ–INTAS, грант 00615i96; МНТРФ, грант 96-1029; Государственной целевой программой "Интеграция", проект № 75; НАТО, грант НТЕСН LG 960931.

Список литературы

- [1] B.F. Levine. J. Appl. Phys., **74**, R1 (1993).
- [2] J.Faist, F. Capasso, D.L. Sivco, C. Sirtori, A.L. Hutchinson, A.Y. Cho. Science, **264**, 533 (1994).
- [3] O. Gauthier-Lafaye, S. Sauvage, P. Boucaud, F.H. Julien, R. Prazeres, F. Glotin, J.-M. Ortega, V. Thierry-Mieg, R. Planel, J.-P. Leburton, V. Berger. Appl. Phys. Lett., **70**, 3197 (1997).
- [4] E. Dupont, D. Delacourt, V. Berger, N. Vodjdani, M. Papuchon. Appl. Phys. Lett., **62**, 1907 (1993).
- [5] Л.Е. Воробьев, Е.А. Зибик, Ю.В. Кочегаров, С.Н. Данилов, Д.А. Фирсов, Е. Тове, D. Sun, А.А. Торопов, Т.В. Шибина. ФТП, **29**, 1136 (1995).
- [6] E. Towe, D. Sun, L.E. Vorobjev, S.N. Danilov, D.A. Firsov, E.A. Zibik. Superlat. Microstruct., **17**, № 2, 129 (1995).
- [7] Л.Е. Воробьев, И.И. Сайдашев, Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгин. Письма ЖЭТФ, **65**, 525 (1997).

Редактор В.В. Чалдышев

Light absorption and refraction due to intersubband transitions of hot electrons in coupled GaAs / AlGaAs quantum wells

L.E. Vorobjev, I.E. Titkov, A.A. Toropov*, V.N. Tulupenko†, D.A. Firsov, V.A. Shalygin, T.V. Shubina*, E. Towe–

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

* A.F. Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St.Petersburg, Russia

† Donbass State Engineering Academy,
343913 Kramatorsk, Ukraine

– University of Virginia,
Thornton Hall, Charlottesville,
VA 22903-2442, USA

Abstract The change of absorption coefficient and refraction index under longitudinal electric field in the tunnel-coupled GaAs/AlGaAs quantum wells is found and investigated in the spectral region corresponding to intersubband electron transitions. The observed phenomena are explained by electron heating in electric field and electron transfer in real space. The equilibrium absorption spectra are measured at lattice temperatures 80 and 295 K.

E-mail: dmfir@phsc2.stu.neva.ru