

# Акустоэлектронное взаимодействие в квантовых лазерных гетероструктурах

© Л.А. Кулакова<sup>¶</sup>, Н.С. Аверкиев, А.В. Лютецкий, В.А. Горелов

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

(Получена 15 мая 2012 г. Принята к печати 21 мая 2012 г.)

Экспериментально и теоретически изучено воздействие ультразвуковой деформации на поляризационные свойства излучения полупроводникового лазера на квантовой яме при комнатной температуре. Показано, что наблюдаемый поворот плоскости поляризации обусловлен смешиванием уровней легких и тяжелых дырок в квантовой яме. Получены данные о величине энергии расщепления этих уровней. Продемонстрирована уникальная возможность ультразвуковой методики для получения данных о величине и распределении технологических деформаций в гетероструктуре.

## 1. Введение

В настоящее время огромный интерес вызывают явления, обусловленные модуляцией энергии и волновых функций электронных состояний полупроводниковых наноструктур внешними переменными деформациями, поскольку это делает возможным прямое детектирование сопровождающих такую модуляцию спектроскопических эффектов [1–7]. В работах [1,2] приведены результаты изучения оптических свойств полупроводниковых структур при воздействии на них акустических солитонов при температуре жидкого гелия. Однако эти исследования носят довольно эксклюзивный характер в силу большой сложности эксперимента.

Ранее нами впервые были начаты исследования воздействия ультразвуковой деформации на спектральные характеристики генерируемого излучения гетеролазеров InGaAsP/InP [3–7] при комнатной температуре. Главными результатами проведенных исследований являются:

а) демонстрация того, что в исследованных структурах можно управлять быстрой и непрерывной периодической перестройкой спектра гетеролазеров с сохранением спектрального распределения и неизменной интенсивности излучения;

б) обнаружение того, что вклады акустоэлектронного и акустооптического взаимодействий близки по величине и работают синфазно;

в) выявление возможностей управления направлением генерируемого излучения.

В последнее время наше внимание направлено на новый аспект деформационного воздействия ультразвуковых волн [8,9]: влияние ультразвуковой деформации на тонкий спектр квантовых состояний носителей заряда в активной зоне лазерной гетероструктуры. Известно, что в большинстве кубических полупроводников сильное спин-орбитальное взаимодействие формирует валентную зону и обуславливает наличие уровней в квантовой яме, отличающихся проекцией полного момента дырки на ось квантования [10]. Упругие механические напряжения изменяют величины квантово-размерных расщеплений,

смешивают состояния тяжелых и легких дырок, и в результате изменяются как частотные, так и поляризационные характеристики излучения. Введение переменной деформации может приводить к дополнительному расщеплению уровней легких и тяжелых дырок и соответствующему изменению поляризационных характеристик излучения с периодичностью ультразвуковой деформации. Изучение эффекта интересно не только с фундаментальной точки зрения, но и открывает новые возможности использования в устройствах обработки информации.

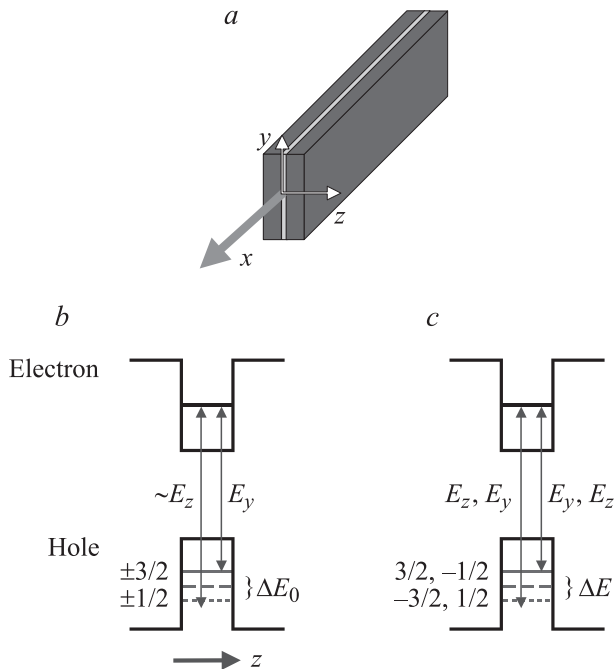
Нами впервые начаты исследования воздействия ультразвуковой деформации на поляризационные характеристики излучения гетеролазеров InGaAsP/InP при комнатной температуре. Такие эксперименты привлекают как своей относительной простотой, так и возможностью реализации одноосной деформации в квантовой яме активной (лазерной) гетероструктуры при различных ориентациях относительно оси квантования. При этом ультразвуковые исследования позволяют наблюдать процессы в реальном масштабе времени.

## 2. Методика эксперимента

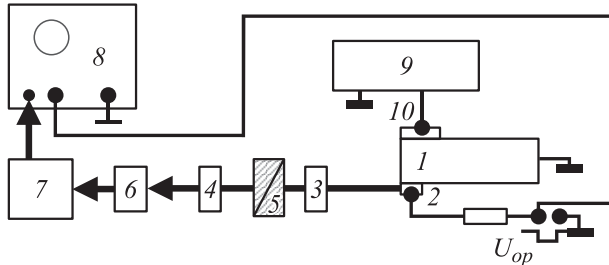
В качестве объекта исследований нами использовались структуры InGaAsP/InP, работающие при комнатных температурах в импульсном режиме с длительностью до 3 мкс на длине волны излучения 1.48 мкм. Пороговый ток имел значение  $\sim 35$  мА, рабочие токи изменялись в интервале от порогового до двукратного их значения. Пространственно-энергетическая схема структуры и ее подробные характеристики приведены в работе [4]. Схема энергетических уровней в квантовой яме активного слоя гетероструктуры и геометрия эксперимента приведены на рис. 1.

Для проведения исследований была разработана экспериментальная установка, блок-схема которой приведена на рис. 2. Переменная упругая деформация создавалась методом возбуждения импульсов продольных ультразвуковых волн длительностью до 3 мкс, в диапазоне частот  $F = 5\text{--}20$  МГц, с помощью резонанс-

<sup>¶</sup> E-mail: L.Kulakova@mail.ioffe.ru



**Рис. 1.** *a* — геометрия эксперимента, *b* — оптические переходы в недеформированной яме, *c* — оптические переходы в деформированной яме.  $E_z, E_y$  — компоненты электрического поля излучаемой волны;  $\pm 3/2, \pm 1/2$  — проекции полного момента дырок на ось роста.



**Рис. 2.** Блок-схема установки. 1 — металлическая подложка; 2 — лазерная гетероструктура; 3, 4 — фокусирующие системы; 5 — поляризационный анализатор; 6 — фотодиод; 7 — усилитель; 8 — осциллограф; 9 — СВЧ генератор; 10 — пьезопреобразователь.

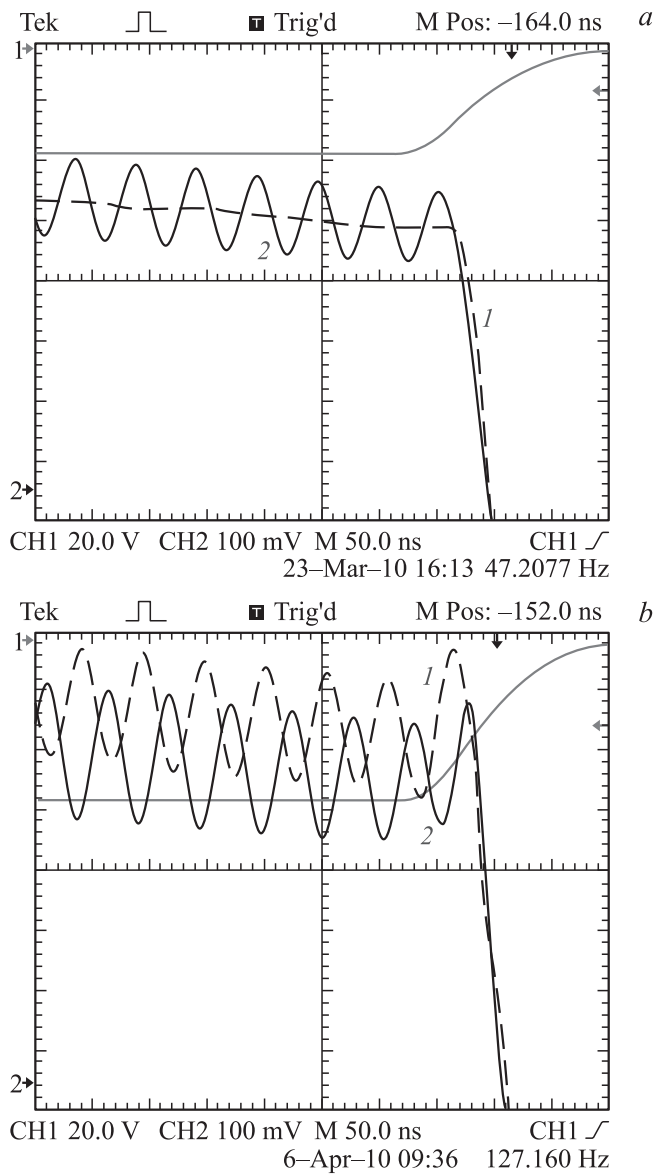
ных пластинок пьезокерамики. Размер преобразователя  $0.7 \times 1.2$  мм (определяемый необходимостью достижения максимальной интенсивности звука) максимально приближен к планарному размеру гетероструктуры. Благодаря этому достигались интенсивности до  $300 \text{ Вт/см}^2$  (амплитуда деформации до  $1.1 \cdot 10^{-4}$ ). Волна распространяется перпендикулярно активному слою гетероструктуры. При этом (как и прежде) все эксперименты проводились в геометрии бесконечно узкого лазерного резонатора по сравнению с длиной  $\Lambda_s$  звуковой волны —  $a \ll \Lambda_s$ . Это приближение вполне соответствует условиям наших экспериментов:  $a \approx 6 \text{ мкм}$ ,  $\Lambda_s \geq 250 \text{ мкм}$ . Такая геометрия позволяет осуществить режим прак-

тически постоянного пространственного распределения упругой деформации в каждый данный момент времени. Это значит, что деформационное воздействие  $\varepsilon(t)$  изменяется во времени с периодичностью звуковой волны:  $S \approx S_0 \sin \Omega t$ ,  $\Omega = 2\pi F$ . Длительность и задержка импульсов звука могли изменяться, чтобы обеспечить различные режимы полного или частичного перекрытия с импульсом рабочего тока гетеролазера. Для регистрации генерируемого излучения предварительно коллимированный пучок проходил через поляризационный анализатор (призму Глана), фокусировался и детектировался скоростными фотодиодами с временем нарастания фототока не более 5 нс. Электрический сигнал с фотодиода направлялся на широкополосный усилитель, затем визуализировался на осциллографе (полоса 200 МГц). Контроль спектрального распределения интенсивности излучения осуществлялся с помощью эталона Фабри–Перо (разрешение до десятых долей Å) в диапазоне длин волн  $\pm 9 \text{ Å}$  относительно положения максимума интенсивности [5,6]. Для расширения динамического диапазона до  $\pm 300 \text{ Å}$  ( $\pm 17 \text{ мэВ}$ ) использовался акусто-оптический фильтр на основе  $\text{TeO}_2$  [11]. Измерения велись в квазирезонансном режиме генерации [5,6] в диапазоне рабочих токов от порогового до двукратного его превышения. Ширина линии усиления имела величину до 0.2 мэВ.

### 3. Экспериментальные результаты

Форма импульса излучения в равновесном состоянии близка к прямоугольной (рис. 3, *a*, кривая 1). Зависимость интенсивности излучения от угла  $\alpha$  ( $\alpha$  — угол отклонения направления выходной поляризации анализатора от направления поляризации максимальной интенсивности лазерного излучения, которое с точностью до  $1^\circ$  совпадает с направлением оси  $y$ ) хорошо описывается зависимостью  $I = I^0 \cos^2 \alpha = I_0(1 + \cos 2\alpha)$ ,  $I_0 = I^0/2$  (рис. 4, *a*). Этот факт свидетельствует в пользу того, что исследуемый нами лазер дает линейную поляризацию в широких пределах изменения рабочих токов ( $I_{op}$ ).

Введение звука приводит к появлению переменной составляющей, имеющей периодичность звуковой волны (рис. 3, *a*, кривая 2), причем наблюдается четкая смена фазы модуляции на противоположную при повороте анализатора на  $90^\circ$  относительно направления максимальной интенсивности (рис. 3, *b*, кривые 1, 2). Амплитуда переменного сигнала составляет около 0.5 В. Однако, поскольку частота переменного сигнала совпадает с частотой звука, можно выделить этот вклад с большой точностью и отдельно анализировать его. Угловые зависимости амплитуды  $I_{\sim}$  этой составляющей представлены на рис. 4, *b*. Анализ экспериментальных данных показывает, что угловые зависимости постоянного и амплитуды переменного сигналов хорошо аппрок-



**Рис. 3.** Осциллограммы, верхний и нижний лучи — импульсы рабочего тока и интенсивности излучения соответственно: *a* — равновесное излучение (1), в присутствии звука (2); *b* —  $\alpha = 84$  град,  $\alpha = 96$  град. (2).

симируются выражениями:

$$I_{\pm} = A_{\pm}(1 + \cos 2\alpha), \quad (1)$$

$$I_{\sim} = A_{\sim}(1 + \cos 2\alpha) + B_{\sim} \sin 2\alpha, \quad (2)$$

где  $A_{\pm}$ ,  $A_{\sim}$  и  $B_{\sim}$  зависят от величины тока и при  $I_{\text{оп}}/I_{\text{th}} = 1.9$  равны:  $A_{\pm} = 25.75$  В,  $A_{\sim} = 0.27$  В,  $B_{\sim} = 0.5$  В. Суммарная интенсивность может быть представлена следующим выражением:

$$I = I_{\pm} + I_{\sim} = (A_{\pm} + A_{\sim}) \left( 1 + \cos 2\alpha + \frac{B_{\sim}}{A_{\pm} + A_{\sim}} \sin 2\alpha \right). \quad (3)$$

Из соотношения (3) можно сделать два основных вывода.

1. В присутствии ультразвуковой деформации наблюдается модуляция интенсивности излучения.

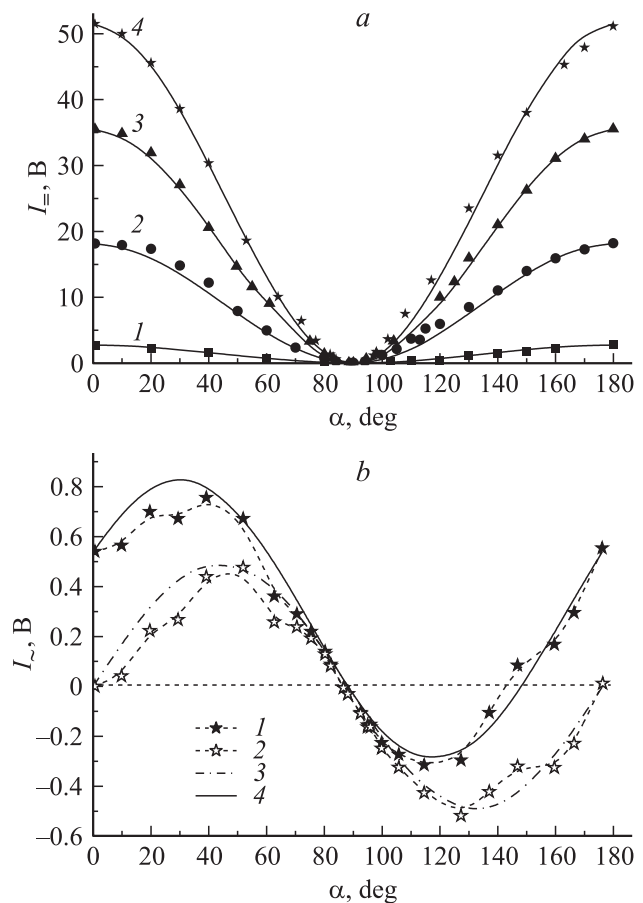
2. Сохраняется линейная поляризация излучения. Дополнительный член  $\frac{B_{\sim}}{A_{\pm} + A_{\sim}} \sin 2\alpha$ , обусловленный наличием переменной деформации, появляется вследствие поворота поляризации излучения на угол  $\varphi_{\sim}$ :

$$\sin 2\varphi_{\sim} = \frac{B_{\sim}}{(A_{\pm} + A_{\sim})},$$

$$\varphi_{\sim} \approx \frac{B_{\sim}}{2(A_{\pm} + A_{\sim})} \approx 10^{-2} = 0.55 \text{ град.}$$

Это значит, что угол поворота изменяется в интервале 1.1 град. за половину периода звуковой волны.

Оба эффекта имеют периодичность звуковой волны. Следует отметить, что в случае поворота плоскости поляризации коэффициент перед  $\cos 2\alpha$  должен быть



**Рис. 4.** Угловые зависимости интенсивностей: *a* — равновесного излучения  $I_{\pm}$ , точки — эксперимент: 1–4 —  $I_{\text{оп}}/I_{\text{th}} = 1.04, 1.25, 1.6$  и  $1.9$  соответственно, сплошные линии — аппроксимация зависимостью  $\cos^2 \alpha$ . *b* — амплитуды переменной компоненты излучения ( $I_{\text{оп}}/I_{\text{th}} = 1.9$ ), точки — эксперимент: 1 —  $I_{\sim}$ , 2 —  $[I_{\sim} - A_{\sim}(1 + \cos 2\alpha)]$ ; линии — расчет: 3 — зависимость  $B_{\sim} \sin 2\alpha$ , 4 — согласно выражению (2).

равен  $\cos 2\varphi_{\sim} = 1 - 2 \sin^2 \varphi_{\sim}$ . В исследуемом случае малого угла поворота поправка  $2 \sin^2 \varphi_{\sim}$  имеет 2-й порядок малости и оказывается на пределе точности измерений, с данной точностью следует считать, что коэффициент перед  $\cos 2\alpha$  в (3) равен единице.

#### 4. Теоретический анализ полученных результатов

В результате проведения эксперимента были получены зависимости интенсивности лазерного излучения от угла поворота поляризатора в отсутствие и при наличии управляемой ультразвуковой деформации ( $I_{\sim}$  и  $I$  соответственно). Отметим, что сигнал  $I$  не информативен для оценки деформаций и их влияния на исследуемые структуры, так как отличие  $I_{\sim}$  от него мало по сравнению с величиной  $I_{\sim}$ . Однако использование дифференциальных методик позволяет с высокой точностью измерить разность  $I$  и  $I_{\sim}$ , которая и составляет сигнал  $I_{\sim}$ .

Нами была рассчитана зависимость сигналов  $I_{\sim}$  и  $I_{\sim}$  от параметров изучаемой структуры. Активная область представляет собой 2 квантовые ямы, разделенные барьером [2]. Можно показать, что при данных значениях толщин квантовых ям и высоты и ширины барьера квантовые ямы можно считать несвязанными и для анализа излучения рассматривать только одну из них. В расчете ямы принимались бесконечно глубокими, поскольку положение основного уровня в них незначительно отличается от положения основного уровня в яме с бесконечно высокими стенками. Расчет показывает, что в случае существенного отличия от нуля волнового вектора носителей  $k$  в плоскости квантовой ямы степень поляризации существенно отлична от 1. Поскольку наблюдаемая в эксперименте степень поляризации близка к 100%, далее будем считать, что  $k \approx 0$ . Излучательные переходы в исследуемой структуре происходят из зоны проводимости на уровни в валентной зоне, соответствующие тяжелым дыркам, что приводит к стопроцентной поляризации выходного излучения вдоль оси  $u$ . В случае возникновения в системе слабых деформаций к состояниям тяжелых дырок подмешиваются состояния легких дырок, изменяются величина расщепления между энергетическими подуровнями и толщина квантовой ямы. Переходы из зоны проводимости в состояния легких дырок характеризуются поляризацией излучения вдоль оси  $z$ . В результате в случае слабого подмешивания состояний легких дырок вследствие деформации возможен поворот плоскости поляризации с сохранением степени поляризации, равной 1. Исследование волноводных свойств структуры показывает, что наблюдаемой длине волны соответствует как ТЕ-, так и ТМ-мода, и, следовательно, волновод не накладывает ограничений на поляризационные свойства излучения.

Детальный расчет спектра и волновых функций дырок в квантовой яме с учетом деформационных полей был

выполнен в рамках теории возмущений. Гамильтониан  $H$  носителей заряда в кубических полупроводниках в вершине валентной зоны типа  $\Gamma_8$  с учетом деформации при волновом векторе в плоскости квантовой ямы  $k$ , равно нулю, в рассматриваемой геометрии структуры имеет вид [10]:

$$H = \begin{pmatrix} f & h & j & 0 \\ h^* & g & 0 & j \\ j^* & 0 & g & -h \\ 0 & j^* & -h^* & f \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где

$$f = a \text{Sp} \hat{\mathcal{E}} - \frac{3}{2} b \varepsilon'_{zz} + (A - B) \hat{\mathbf{k}}_Z^2;$$

$$g = a \text{Sp} \hat{\mathcal{E}} + \frac{3}{2} b \varepsilon'_{zz} + (A - B) \hat{\mathbf{k}}_Z^2;$$

$$h = -d(\varepsilon_{xz} + i\varepsilon_{yz}); \quad j = \sqrt{\frac{3}{2}} b(\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{yy}) - id\varepsilon_{xy};$$

$$\text{Sp} \hat{\mathcal{E}} = \varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}; \quad \varepsilon'_z = \varepsilon_{zz} - \frac{1}{3} \text{Sp} \hat{\mathcal{E}}; \quad \hat{\mathbf{k}}_Z = \frac{1}{i} \frac{\partial}{\partial Z}.$$

Здесь  $A, B$  — параметры Латтинджера, определяющие эффективные массы дырок в валентной зоне;  $\varepsilon_{ij}$  — компоненты тензора деформаций;  $a, b$  и  $d$  — константы деформационного потенциала.

Как уже указывалось выше, для простоты мы рассматривали бесконечно глубокую прямоугольную квантовую яму, и это позволило нам получить аналитические выражения для энергии размерного квантования и интенсивности излучения в присутствии деформаций. Расчет показывает, что энергетическое расстояние между основными подуровнями легких и тяжелых дырок в случае произвольных деформаций определяется формулой:

$$\Delta E = 2\sqrt{\left(\frac{\delta}{2} + \langle B \rangle \frac{\pi^2}{c^2}\right)^2 + [d^2(\varepsilon_{yz}^2 + \varepsilon_{xy}^2 + \varepsilon_{xz}^2) + (br)^2]},$$

$$r = -\frac{\sqrt{3}}{2} (\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{yy}), \quad \delta = \delta_0 + \delta(t),$$

$$\delta_0 = b[(\varepsilon_{zz} - \varepsilon_{xx}) + (\varepsilon_{zz} - \varepsilon_{yy})],$$

$$\delta = b[(\varepsilon_{zz} - \varepsilon_{xx}) + (\varepsilon_{zz} - \varepsilon_{yy})], \quad (5)$$

где  $\langle B \rangle$  — параметр, который выражается через массы легких и тяжелых дырок следующим образом:  $\langle B \rangle = \hbar^2 \frac{m_{hh} - m_{lh}}{4m_{hh}m_{lh}}$  (для простоты здесь использовано сферическое приближение для описания состояний в валентной зоне);  $c$  — ширина квантовой ямы. В отсутствие звуковой деформации лазерное излучение полностью линейно поляризовано в направлении оси  $u$  и введение ультразвука не изменяет характера поляризации. Это обстоятельство и анализ (5) позволяют заключить, что расщепление  $\Delta E$  формируется в основном за счет эффектов размерного квантования и технологических деформаций  $\delta_0$ . Это означает, что внутренние сдвиговые деформации  $\varepsilon_{ij}$  и асимметрия продольных деформаций

в плоскости квантовой ямы, а также переменные внешние  $\varepsilon_{ij}(t)$  должны быть малы:

$$d\varepsilon_{ij}, br, \delta(t) \ll \Delta E \quad (6)$$

и величину расщепления  $\Delta E$  можно считать равной

$$\Delta E = \delta_0 + 2\langle B \rangle \frac{\pi^2}{a^2}. \quad (7)$$

Отметим, что в случае сжатия структуры деформация  $\varepsilon_{zz} < 0$  уменьшает расщепления, а в случае растяжения  $\varepsilon_{zz} > 0$  исходное расщепление увеличивается.

Волновые функции основного состояния возмущенной системы рассчитывались во 2-м порядке теории возмущений по малым параметрам (6). Исходя из этого можно рассчитать в относительных единицах интенсивности излучения с поляризациями в направлениях  $y$  и  $z$  и получить следующее выражение для зависимости интенсивности излучения от угла  $\alpha$  (начало отсчета от оси  $y$ ):

$$I = I_0(1 + C \cos 2\alpha + D \sin 2\alpha), \quad (8)$$

$$I_0 = N \left\{ 1 + \frac{2br}{\sqrt{3}\Delta E} + \frac{\frac{5}{3}[d^2(\varepsilon_{yz}^2 + \varepsilon_{xy}^2 + \varepsilon_{xz}^2) + (br)^2]}{(\Delta E)^2} - \frac{2br\delta(t)}{3\sqrt{3}(\Delta E)^2} \right\}, \quad (8a)$$

$$1 - C^2 - D^2 = \frac{16}{3} (\Delta E)^{-2} [d^2(\varepsilon_{xy}^2 + \varepsilon_{xz}^2) + (br)^2], \quad (8б)$$

$$C = 1 - \frac{8[d^2(\varepsilon_{yz}^2 + \varepsilon_{xy}^2 + \varepsilon_{xz}^2) + (br)^2]}{3(\Delta E)^2}, \quad (8в)$$

$$D = \frac{4d\varepsilon_{yz}\delta(t)}{\sqrt{3}(\Delta E)^2} - \frac{4d\varepsilon_{yz}}{\sqrt{3}\Delta E} + \frac{8d\varepsilon_{yz}br}{3(\Delta E)^2}, \quad (8г)$$

где  $N$  — коэффициент, пропорциональный матричному элементу оператора импульса, вычисленного для переходов из зоны проводимости в валентную зону. Выражение (8) для полной интенсивности содержит часть, не зависящую от времени, и часть, величина которой изменяется во времени с частотой ультразвука. Выражение (8б) означает, что деполяризация излучения возникает только во 2-м порядке по технологическим деформациям. Поворот поляризации возникает только при наличии сдвиговой деформации  $\varepsilon_{yz}$ . В линейном по технологическим деформациям приближении поворот плоскости поляризации, согласно (8г), возникает на угол  $\varphi_- = 2d\varepsilon_{yz}/\sqrt{3}\Delta E$ . Напомним, что в эксперименте  $\alpha$  — угол отклонения направления выходной поляризации анализатора от направления поляризации максимальной интенсивности лазерного излучения, которое совпадало с направлением оси  $y$  с точностью до  $1^\circ$ . Отсюда мы можем сделать вывод, что величина  $\varphi_-$  не превышает погрешности измерения, т.е.  $\varphi_- \leq 10^{-2}$ .

Проанализируем полученные соотношения в рамках условий эксперимента. Продольная звуковая волна

вдоль  $z$  создает соответствующую одноосную деформацию ( $\varepsilon_{zz}(t) \approx 10^{-4}$ ). Это значит, что  $\varphi_-$  определяется первым членом (8г):

$$\varphi_- = \frac{2d\varepsilon_{yz}\delta(t)}{\sqrt{3}(\Delta E)^2},$$

где  $\delta(t) = 2b\varepsilon_{zz}(t)$ . Поскольку из выше приведенной оценки следует, что  $2d\varepsilon_{yz}/\sqrt{3}\Delta E \leq 10^{-2}$ , согласие с экспериментальными данными ( $\varphi_- \approx 10^{-2}$ ) возможно, только если  $\Delta E \leq 0.6$  мэВ. Однако величина  $\Delta E$ , определяемая размерным квантованием, как показывают оценки, составляет около 100 мэВ, что на 2 порядка не соответствует величине, полученной из эксперимента.

Согласие с экспериментом можно получить, если предположить, что возбуждается не только продольная  $\varepsilon_{zz}(t)$ , но и сдвиговая  $\varepsilon_{yz}(t)$  компоненты. Такое предположение естественно, если учесть конфигурацию преобразователя (определяемую необходимостью достижения максимальной интенсивности звука), при которой размер вдоль оси  $y$  не превышал 0.7 мм. Наши расчеты и экспериментальное моделирование показывают, что вследствие дифракционной расходимости возникает сдвиговая деформация  $\varepsilon_{yz}(t) \approx 3 \cdot 10^{-5}$ . Тогда угол поворота плоскости поляризации за счет ультразвука определяется главным образом линейным по деформации членом (8г):

$$\varphi_- = \frac{2d\varepsilon_{yz}(t)}{\sqrt{3}\Delta E}.$$

В этом случае мы можем оценить величину расщепления дырочных уровней в квантовой яме исследуемых структур:

$$\text{при } d = 4 \text{ эВ } \Delta E \approx 14 \text{ мэВ}. \quad (9)$$

Полученный результат свидетельствует о том, что помимо размерного квантования на величину расщепления существенно влияют внутренние технологические деформации, причем определяющими являются деформации сжатия  $\varepsilon_{zz}$  вдоль оси роста ямы, сопровождающиеся вследствие упругих свойств деформациями растяжения в плоскости ямы. Если принять 100 мэВ как вклад в  $\Delta E$  размерного квантования, то, используя (5) и (7), можно получить значения внутренних деформаций, обуславливающих (9):

$$\text{при } b = 3 \text{ эВ } -(2\varepsilon_{zz} - \varepsilon_{xx} - \varepsilon_{yy}) \approx 3 \cdot 10^{-2}. \quad (10)$$

Далее, из (8a) и (8г) можно получить соотношение для экспериментальных коэффициентов  $B_-, A_-$ , характеризующих поворот плоскости поляризации и модуляцию интенсивности излучения ультразвуковой деформацией:

$$\frac{B_-}{A_-} = -\frac{6d\varepsilon_{yz}(t)\Delta E}{br\delta(t)}.$$

Используя экспериментальные данные, получаем оценку для асимметрии  $r$  в плоскости квантовой ямы:

$$r \approx 8 \cdot 10^{-3}. \quad (11)$$

Отметим, что определяющая роль указанных деформаций связана с геометрией эксперимента. В данной геометрии в отсутствие деформации  $\varepsilon_{zz}$  даже при наличии прочих деформаций поляризационные свойства излучения не меняются, и излучение линейно поляризовано вдоль оси  $y$ . Наличие асимметрии в плоскости квантовой ямы, определяемой параметром  $r$ , существенно, так как отвечает за величину  $A_{\sim}$ , наблюдаемую в эксперименте для всех значений рабочих токов.

Выражения (5)–(8) выведены для переходов в состоянии с  $k = 0$  и не могут быть применены для анализа зависимости  $I_{\sim}$  от степени надкритичности. Точный расчет для значений  $k$ , отличных от 0, может объяснить эту зависимость, но представляется громоздким и в данной работе не приводится.

## 5. Заключение

Таким образом, в данной работе экспериментально и теоретически изучено воздействие ультразвуковой деформации на поляризационные свойства излучения полупроводникового лазера на квантовой яме. Показано, что:

1. при сохранении линейной поляризации звук поворачивает направление поляризации;
2. получена величина расщепления дырочных состояний в квантовой яме исследуемых лазерных гетероструктур;
3. продемонстрирована уникальная возможность ультразвуковой методики для изучения не только деформационного воздействия на тонкий спектр состояний в квантовой яме лазерных гетероструктур, но и для получения данных о величине и распределении технологических деформаций в гетероструктуре.

Следует подчеркнуть, что проведенный тонкий анализ ультразвукового воздействия возможен лишь в рамках индуцированного (лазерного) излучения. Ширина спектра спонтанного излучения имеет величину около 30 мЭВ. Это значит, что в этом случае и легкие, и тяжелые дырки участвуют в излучательных переходах. Однако лазерный эффект в таких структурах реализуется лишь между зоной проводимости и подзоной тяжелых дырок, что подтверждается узкой шириной линии генерации в исследуемых структурах [5,6].

Работа поддержана грантами РФФИ (№ 09-02-12413-офи\_м и № 11-02-00729) и научными программами РАН.

## Список литературы

- [1] A.V. Scherbakov et al. Phys. Rev. B, **78**, 241 302 (R) (2008).
- [2] A.V. Akimov et al. J. Luminesc., **131**, 404 (2011).
- [3] Л.А. Кулакова, И.С. Тарасов. Письма ЖЭТФ, **78** (2), 67 (2003).
- [4] Л.А. Кулакова, Н.А. Пихтин, С.И. Слипченко, И.С. Тарасов. ЖЭТФ, **131** (5), 790 (2007).
- [5] Л.А. Кулакова. ФТТ, **51** (1), 73 (2009).
- [6] L. Kulakova. Appl. Optics, **48**, 1128 (2009).
- [7] Л.А. Кулакова, А.В. Лютецкий, В.Б. Волошинов. Письма ЖТФ, **36** (12), 48 (2010).
- [8] L. Kulakova. Proc. Int. Congr. on ultrasonics (Gdan'sk, Poland, Sept. 5–8, 2011) (в печати).
- [9] Л.А. Кулакова, А.В. Лютецкий, И.С. Тарасов. Сб. Тр. науч. конф. „Сессия Научного совета РАН по акустике и XXIV сессия Российского акустического общества“ (Саратов, 2011) (М., ГЕОС, 2011) т. I, с. 270.
- [10] Г.Л. Бир, Г.Е. Пикус. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках (М., Наука, 1972).
- [11] V.B. Voloshinov, L.N. Magdich, G.A. Knyazev. Quant. Electron., **35**, 1057 (2005).

Редактор Т.А. Полянская

## Acoustoelectronics interaction in quantum laser heterostructures

L.A. Kulakova, N.S. Averkiev, A.V. Lyutetskiy,  
V.A. Gorelov

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

**Abstract** Effect of ultrasonic deformation on polarizing properties of radiation of the semiconductor laser on a quantum well is studied both experimentally and theoretically at room temperature. It is shown that rotation of the plane of polarization, revealed in the experiment, is due to mixing of light and heavy hole states. The data on the energy splitting value is obtained. The unique possibility of an ultrasonic technique is demonstrated to obtain data about values and distribution of technological deformations in heterostructure.