

03,09

Поляризационные эффекты в гетеролазерах $\text{In}_{28}\text{Ga}_{72}\text{As}/\text{GaAs}$ на квантовой яме

© Л.А. Кулакова, А.В. Лютецкий, И.С. Тарасов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
Санкт-Петербург, Россия

E-mail: L.Kulakova@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 25 февраля 2016 г.)

В окончательной редакции 20 марта 2017 г.)

Экспериментально и теоретически изучено воздействие вводимых извне переменных деформаций на поляризационные свойства излучения лазера $\text{In}_{28}\text{Ga}_{72}\text{As}/\text{GaAs}$ на квантовой яме при комнатной температуре. Проведен анализ поляризационных эффектов при различных величинах превышения рабочим током порогового. Получены данные о величине энергии расщепления уровней легких и тяжелых дырок в квантовой яме исследованной структуры. Экспериментально доказано, что эффективность воздействия переменной деформацией на поворот поляризации существенно возрастает с увеличением ширины квантовой ямы.

Работа поддержана РФФИ (грант № 11-02-00729) и научными программами Президиума РАН.

DOI: 10.21883/FTT.2017.09.44837.062x

1. Введение

Исследования управления электронными состояниями в полупроводниковых структурах не теряют своей актуальности многие годы. Одноосная деформация лазерных структур с напряженными активными областями, как известно, снимает вырождение валентной зоны и существенно изменяет ее строение [1]. Управление составами и толщинами эпитаксиальных слоев позволяет существенно изменять внутренние деформации, а значит, и излучательные характеристики полупроводниковых лазеров. Изучению статического деформационного воздействия на оптические свойства гетероструктур посвящено немало работ [2–4].

Однако в последнее время огромный интерес вызывают явления, обусловленные модуляцией энергии и волновых функций электронных состояний полупроводниковых наноструктур переменными внешними деформациями, поскольку они делают возможным прямое детектирование сопровождающих такую модуляцию спектроскопических эффектов. Воздействия переменной деформации на такие структуры с целью изучения изменения и управления частотным спектром излучения проводились в различных диапазонах частот переменной деформации: от ультразвукового до гиперзвукового [5–11].

Известно, что упругая деформация в полупроводниках приводит к изменению как свойств электронной подсистемы благодаря акустоэлектронному взаимодействию, так и диэлектрической проницаемости лазерного резонатора вследствие упругооптического эффекта. Ранее нами впервые были начаты исследования воздействия ультразвуковой деформации на спектральные характеристики излучения гетеролазеров $\text{InGaAsP}/\text{InP}$ на квантовой яме при комнатной температуре [5–8]. Такие эксперименты привлекают своей относительной простотой. При этом

ультразвуковые исследования позволяют наблюдать процессы в реальном масштабе времени.

Нами экспериментально и теоретически было показано, что обнаруженная частотная модуляция излучения возникает вследствие согласованности акустоэлектронного и упругооптического взаимодействий [7], которые приводят к модуляции как ширины запрещенной зоны, так и модовых характеристик лазерного оптического резонатора. Упругооптическое взаимодействие приводит также к модуляции направления излучения [8].

С другой стороны, известно, что поляризационные свойства излучения существенным образом определяются энергетическими параметрами валентной зоны. В большинстве кубических полупроводников сильное спин-орбитальное взаимодействие формирует валентную зону и обуславливает наличие уровней в квантовой яме, различающихся проекцией полного момента дырки на ось квантования. Упругие механические напряжения изменяют величины квантово-размерных расщеплений, смешивают состояния тяжелых и легких дырок, и в результате изменяются не только частотные, но 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 не только интересно с фундаментальной точки зрения, но и открывает новые возможности его использования в устройствах обработки информации.

Исследования воздействия ультразвуковой деформации объемных и поверхностных акустических волн на поляризационные свойства лазерного излучения впервые были проведены в лазерных структурах $\text{InGaAsP}/\text{InP}$ на квантовой яме [12–14]. В результате нам удалось обнаружить и реализовать управляемый (с периодич-

ностью ультразвуковой волны) поворот поляризации при сохранении линейной поляризации. Показано, что обнаруженный эффект является следствием акустоэлектронного взаимодействия, приводящего к смешиванию волновых функций тяжелых и легких дырок квантовой ямы под влиянием переменной деформации. При этом нами была получена оценка величины энергии расщепления ($\Delta E \approx 14 \text{ meV}$) дырочных состояний в квантовой яме, а также комплекс данных о величине и асимметрии внутренних напряжений в исследуемых лазерных гетероструктурах. Следует подчеркнуть, что проведенный тонкий анализ ультразвукового воздействия возможен лишь в рамках индуцированного (лазерного) излучения. Ширина спектра спонтанного излучения имеет величину около 30 meV . Это значит, что в указанном 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 [13].

Полученные результаты имеют большое фундаментальное значение. Возник естественный вопрос о возможности увеличения диапазона поворота поляризации, что актуально в рамках прикладных аспектов. Ранее [12,13] нами было показано, что величина эффекта возрастает не только при росте величины деформации, но и при уменьшении энергии расщепления состояний легких и тяжелых дырок квантовой ямы лазерной гетероструктуры. Энергия расщепления в свою очередь уменьшается при увеличении ширины квантовой ямы. Поэтому нами были продолжены исследования возможности увеличения эффективности управления поляризацией излучения в других структурах, позволяющих реализовать условия малого расщепления.

В последнее время интенсивно развивалось направление разработки лазерных гетероструктур на подложках GaAs. Применение подложки GaAs позволяет увеличить температурную стабильность лазерных характеристик благодаря более сильному ограничению носителей заряда в активной области, а также благодаря росту оптического ограничения обеспечивает повышение оптической мощности как в непрерывном, так и в импульсном режиме генерации. С другой стороны, подбор технологических режимов эпитаксии напряженного слоя $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ активной области позволяет выращивать бездислокационные слои с большими значениями x и толщины твердого раствора, а значит, и ширины квантовой ямы [15]. Увеличение доли индия в $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ведет к возрастанию несоответствия параметров решеток между подложкой GaAs и слоем твердого раствора $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, что приводит к росту упругих напряжений и уменьшению критической толщины активного слоя. В работе [16] было показано, что при толщине слоя активной области больше критической толщины происходит ухудшение фотолюминесцентных характеристик структуры. Поэтому нами были выбраны структуры InGaAs с относительно небольшим содержанием In и

соответственно с более широкой квантовой ямой, почти в 1.5 раза большей, чем в случае структур InGaAsP/InP.

В настоящей работе представлен анализ новых результатов, полученных нами при исследовании изменения поляризационных параметров излучения лазерных гетероструктур $\text{In}_{28}\text{Ga}_{72}\text{As}/\text{GaAs}$ на квантовой яме под влиянием комплекса технологических и введенных извне переменных деформаций.

2. Методика эксперимента

В качестве объекта исследований нами использовались структуры $\text{In}_{28}\text{Ga}_{72}\text{As}/\text{GaAs}$, выращенные методом МОС-гидридной эпитаксии (эпитаксии с использованием металлоорганических соединений) [17]. На базе этих структур были изготовлены лазеры мезаполосковой конструкции с шириной полоски $5 \mu\text{m}$, длиной резонатора 0.9 mm , работающие при комнатных температурах в импульсном режиме с длительностью импульса до $3 \mu\text{s}$ на длине волны излучения $1.06 \mu\text{m}$. Пороговый ток имел значение $\sim 18 \text{ mA}$, рабочие токи изменялись в интервале от порогового до трех-, четырехкратного значения. Пространственно-энергетическая схема структуры приведена на рис. 1. 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 ns . Электрический сигнал с фотодиода направлялся на широкополосный усилитель, затем визуализировался на осциллографе (полоса 200 MHz).

Для проведения исследований была использована экспериментальная установка, блок-схема которой приведена в [12,14]. Переменная упругая деформация создавалась методом возбуждения импульсов объемных

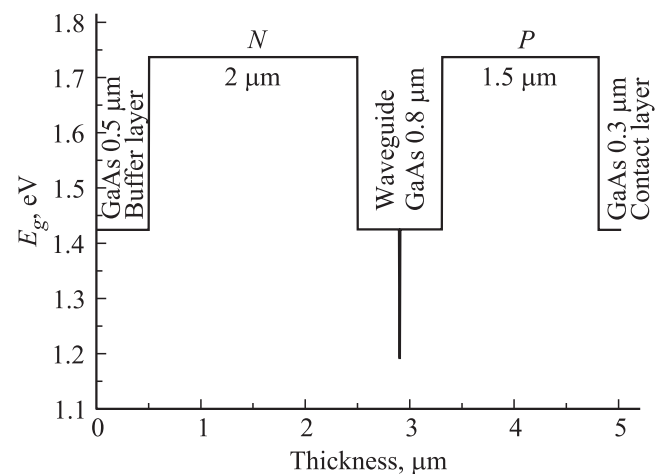


Рис. 1. Пространственно-энергетическая схема структуры. Буферный слой GaAs ($0.5 \mu\text{m}$), эмиттер N — $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ ($2 \mu\text{m}$), волновод GaAs ($0.4 \mu\text{m}$), яма $\text{In}_{0.28}\text{Ga}_{0.72}\text{As}$ (87 \AA), волновод GaAs ($0.4 \mu\text{m}$), эмиттер P — $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ ($1.5 \mu\text{m}$), контактный слой GaAs ($0.3 \mu\text{m}$).

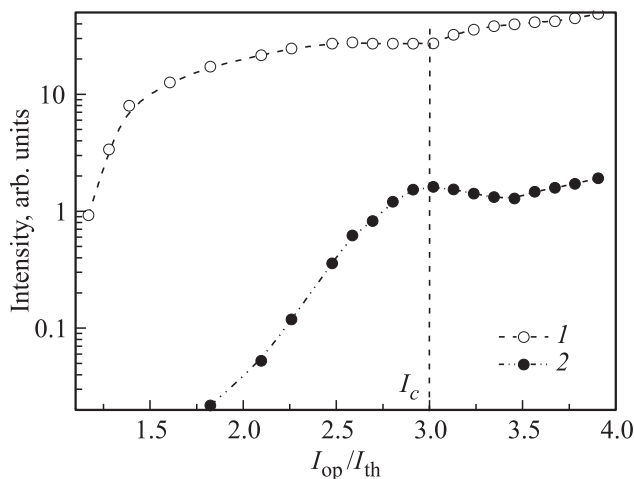


Рис. 2. Зависимость интенсивности излучения от величины надкритичности. 1 — I_Y , 2 — I_Z .

ультразвуковых волн длительностью до $3\mu\text{s}$ с частотой $F = 20\text{ MHz}$ с помощью резонансных пластинок пьезокерамики. Размер преобразователя $0.7 \times 1.2\text{ mm}$ (определяемый необходимостью достижения максимальной интенсивности звука) максимально приближен к планарному размеру гетероструктуры. Благодаря этому достигались интенсивности до 300 W/cm^2 (амплитуда деформации до $1.1 \cdot 10^{-4}$). Волна распространялась вдоль оси роста (ось Z) квантовой ямы. Все эксперименты (как и прежде) проводились в геометрии бесконечно узкого лазерного резонатора по сравнению с длиной Λ_S звуковой волны: $c \ll \Lambda_S$. Это приближение вполне соответствует условиям наших экспериментов: $c \approx 1\mu\text{m}$, $\Lambda_S \geq 250\mu$. Это значит, что деформационное воздействие $\varepsilon(z, t) \approx \text{const}(z)$ и изменяется во времени с периодичностью звуковой волны: $\varepsilon(t) = \sin \Omega t$, $\Omega = 2\pi F$.

3. Результаты и их обсуждение

3.1. Поляризационные свойства равновесного излучения. Для получения данных о поляризационных свойствах излучения исследуемых структур нами изучалась ориентационная зависимость интенсивности равновесного (в отсутствие внешнего деформационного воздействия) излучения $I(\alpha)$, где α — угол отклонения направления выходной поляризации анализатора от направления поляризации максимальной интенсивности лазерного излучения, которое с точностью до 0.5° совпадает с направлением оси Y . Указанная точность определяется приборной точностью. Абсолютное положение Y -направления определялось поворотом анализатора на 90° от направления минимальной (близкой к нулевой) интенсивности в режиме малого превышения рабочим током (I_{op}) его порогового (I_{th}) значения: $I_{\text{op}} \approx 1.1I_{\text{th}}$.

В условиях малой надкритичности ($I_{\text{op}} < 1.8I_{\text{th}}$) равновесное излучение линейно поляризовано вдоль оси Y (E_Y , ТЕ-мода). Ориентационная зависимость интенсивности хорошо описывается соответствующим выражением $I(\alpha) = E_Y^2 \cos^2 \alpha$. Изменение интенсивности ТЕ-моды ($I_Y = E_Y^2$) с изменением рабочего тока представлено на рис. 2 (кривая 1).

С возрастанием рабочего тока ($I_{\text{op}} > 1.8I_{\text{th}}$) появляется и быстро нарастает E_Z -компонента (ТМ-мода), как это видно из рис. 2 (кривая 2), при этом $E_Z \ll E_Y$. Из рисунка видно, что с нарастанием рабочего тока в области токов I_c ($2.8I_{\text{th}} < I_{\text{op}} < 3.8I_{\text{th}}$) нелинейные процессы приводят к „волнообразной“ конкуренции ТЕ- и ТМ-мод: с возрастанием ТМ-моды в условиях дефицита носителей тока наблюдается уменьшение интенсивности ТЕ-моды ($I_{\text{op}} < I_c$, рис. 2, кривые 1, 2); дальнейшее увеличение тока ($I_c < I_{\text{op}} < 3.4I_{\text{op}}$) приводит к очередному нарастанию ТЕ-моды и соответственно падению интенсивности ТМ-моды; и наконец, при $I_{\text{op}} > 3.4I_{\text{th}}$ устанавливается некоторое равновесное соотношение между уровнями ТЕ- и ТМ-мод.

3.2. Изменение поляризационных свойств под влиянием ультразвуковой деформации. Форма импульса излучения в равновесном состоянии близка к прямоугольной (рис. 3, кривая 1). Введение звука приводит (как и ранее в лазерных структурах InGaAsP/InP [13–15]) к появлению переменной составляющей, имеющей периодичность звуковой волны (рис. 3, кривая 2). При относительно небольших величинах надкритичности $I_{\text{op}} < 1.8I_{\text{th}}$ наблюдается четкая смена фазы модуляции на противоположную при повороте анализатора на 90° относительно направления максимальной интенсивности (рис. 3, *a, b*, кривые 2). Анализ экспериментальных данных показывает, что угловая зависимость суммарной интенсивности постоянной и амплитуды переменного сигналов (как и в [12–14]) хорошо аппроксимируется выражением

$$I(\alpha) = (I_{\text{TE}}^0 + I_{\text{TM}}^0) \cos^2 \alpha + I_{\text{TM}}^0 \sin 2\alpha, \quad (1)$$

где первый член представляет линейно поляризованную ТЕ-компоненту, модулированную по интенсивности с периодичностью ультразвуковой деформации, а второй член возникает вследствие вращения (с периодичностью звуковой деформации) направления линейной поляризации относительно $\alpha = 0$. В условиях малости эффекта ($\frac{I_{\text{TM}}^0}{I_{\text{TE}}^0 + I_{\text{TM}}^0} \ll 1$) амплитуда угла поворота φ_{ae}^0 ($\varphi_{\text{ae}} = \varphi_{\text{ae}}^0 \sin \Omega t$) определяется соотношением

$$\sin 2\varphi_{\text{ae}}^0 = \frac{2I_{\text{TM}}^0}{I_{\text{TE}}^0 + I_{\text{TM}}^0}. \quad (2)$$

Ранее в [12,13] было показано, что модуляция интенсивности излучения происходит вследствие модуляции квантовой эффективности излучательных переходов продольной ультразвуковой деформацией ε_{33} , в то время как вращение направления поляризации есть следствие слабого подмешивания состояний легких дырок к состояниям тяжелых дырок вследствие воздействия сдвиговой деформации ε_{32} . Из анализа экспериментальных данных,

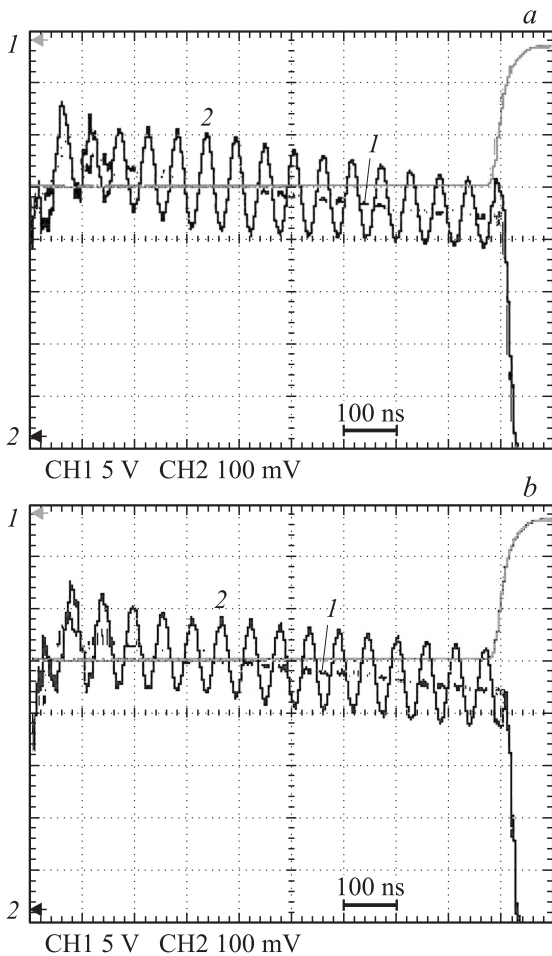


Рис. 3. Осциллограммы: верхний луч (первый канал — 5 V/dev) — импульс рабочего тока, нижний луч (второй канал — 100 mV/dev) — импульс интенсивности излучения $I(\alpha)$. $\epsilon_{32} \approx 2 \cdot 10^{-5}$. $\alpha = 78$ (a) и 102° (b). 1 — равновесное излучение, 2 — в присутствии звука.

представленных на рис. 3, a, b (кривые 2), согласно (1) и (2) нами получена оценка величины амплитуды угла поворота $\varphi_{\text{ae}}^0 \approx 1.5^\circ$ в условиях $\epsilon_{32} \approx 3 \cdot 10^{-5}$. Это значит, что за период ультразвуковой деформации угол поворота изменяется в диапазоне $\Delta\varphi_{\text{ae}}^0 \approx 3^\circ$. При такой же сдвиговой деформации в лазерах $\text{InGaAsP}/\text{InP}$ (см. [12]) величина $\Delta\varphi_{\text{ae}}^0 \approx 1.1^\circ$. Таким образом, в исследованных структурах диапазон вращения направления поляризации почти в 3 раза выше, чем в ранее исследованных структурах $\text{InGaAsP}/\text{InP}$. Напомним, что, согласно модели, предложенной в [12,13], величина угла поворота возрастает не только с ростом сдвиговой деформации, но и с уменьшением энергии расщепления

$$\varphi_{\text{ae}}^0 = \frac{2d\epsilon_{32}(t)}{\sqrt{3}\Delta E}. \quad (3)$$

Используя экспериментальные данные о величине φ_{ae}^0 , получаем при тех же деформациях ($\epsilon_{32} = 3 \cdot 10^{-5}$) и значениях констант деформационного потенциала ($d \approx 4 \text{ eV}$), что и в структурах $\text{InGaAsP}/\text{InP}$, оценку

величины энергии расщепления в исследуемых структурах $\text{In}_{28}\text{Ga}_{72}\text{As}/\text{GaAs}$: $\Delta E \approx 5 \text{ meV}$. Такой результат является ожидаемым в структуре с относительно широкой квантовой ямой, поскольку энергия расщепления, как известно [13], в значительной степени определяется шириной квантовой ямы.

Для теоретической оценки величины ΔE мы использовали соответствующие представления и параметры исследуемой структуры $\text{In}_{28}\text{Ga}_{72}\text{As}/\text{GaAs}$. Энергия расщепления уровней легких и тяжелых дырок в квантовой яме ΔE формируется в основном за счет эффектов размерного квантования и технологических деформаций ϵ_x , ϵ_y и ϵ_z ([12])

$$\Delta E = b\delta_0 + 2B\frac{\pi^2}{a^2}, \quad (4a)$$

$$\delta_0 = [(\epsilon_z - \epsilon_x) + (\epsilon_z - \epsilon_y)], \quad B = \hbar^2 \frac{m_{hh} - m_{lh}}{4m_{hh}m_{lh}}, \quad (4b)$$

b — константа деформационного потенциала, a — ширина квантовой ямы, m_{hh} , m_{lh} — эффективные

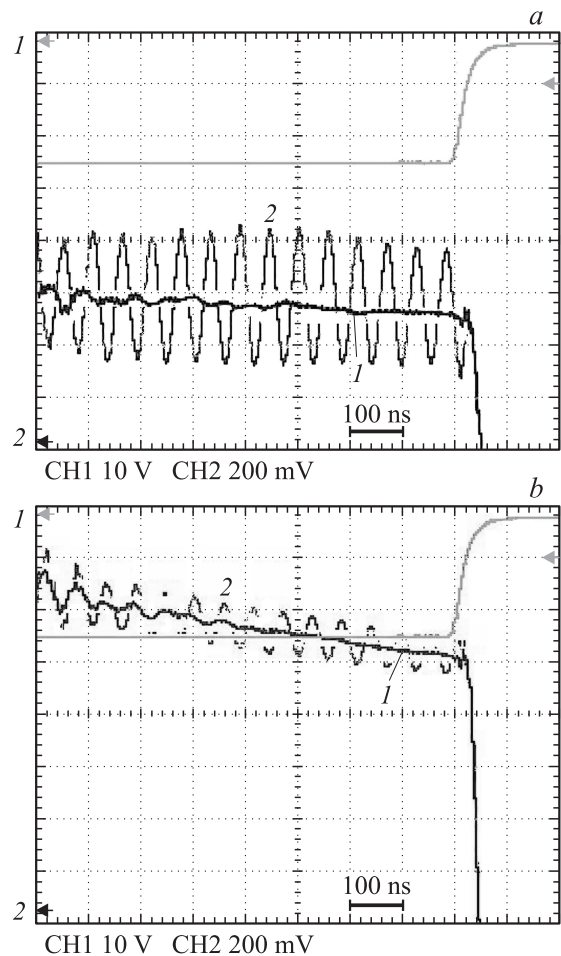


Рис. 4. Осциллограммы: верхний луч (первый канал — 10 V/dev) — импульс рабочего тока, нижний луч (второй канал — 200 mV/dev) — импульс интенсивности излучения. 1 — равновесное излучение, 2 — в присутствии звука. a — $\alpha = 90^\circ$ (I_z), b — $\alpha = 0^\circ$ (I_y , уменьшенная в 30 раз поглощающим фильтром).

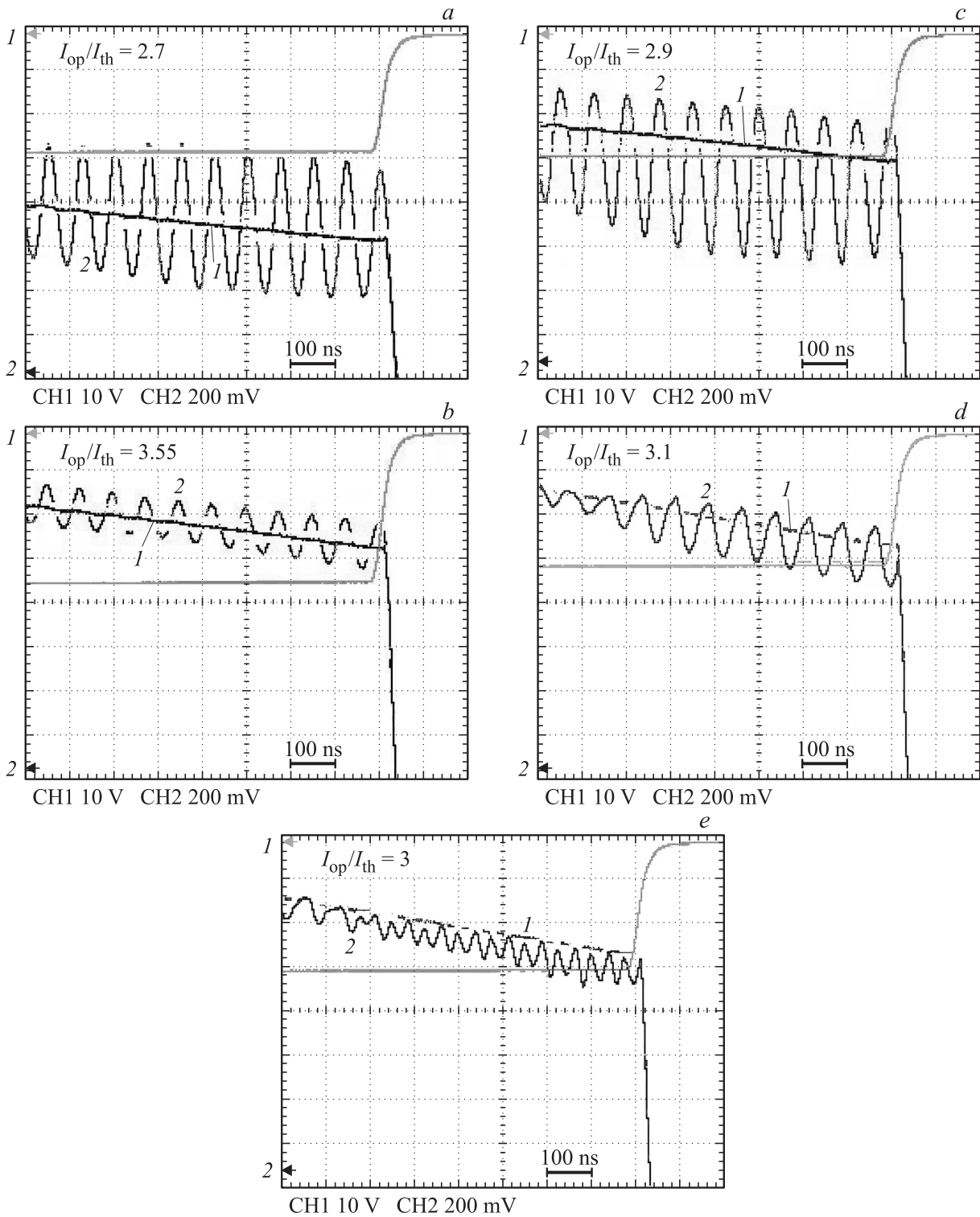


Рис. 5. Осциллограммы: верхний луч (первый канал — 10V/dev) — импульс рабочего тока, нижний луч (второй канал — 200mV/dev) — импульс интенсивности излучения (I_z) при различных рабочих токах. 1 — равновесное излучение, 2 — в присутствии ультразвуковой деформации.

массы тяжелых и легких дырок соответственно. Для оценки энергии расщепления ненапряженной структуры ($\text{In}_{28}\text{Ga}_{72}\text{As}/\text{GaAs}$, $a = 87 \text{ nm}$) нами использованы значения соответствующих параметров из базы данных [18]

$$(m_{hh} = 0.482m_0, m_{lh} = 0.063m_0)$$

$$\Delta E_0 = \hbar^2 \frac{m_{hh} - m_{lh}}{8m_{hh}m_{lh}} \frac{1}{a^2} = 65 \text{ meV}, \quad \delta_0 = 0.$$

Деформации ε_X и ε_Y в активном слое ($In_{28}Ga_{72}As$), определяющие δ_0 , оцениваем из разности постоянных решетки GaAs ($a_{GaAs} = 5.6533 \text{ \AA}$) и $In_{28}Ga_{72}As$ ($a_{In_{28}Ga_{72}As} = 5.7667 \text{ \AA}$): $\varepsilon_X \approx \varepsilon_Y \approx (\Delta a/a_{GaAs})/2 \sim -10^{-2}$, а $\varepsilon_Z = 0$ — из соотношений теории упругости. Принимая $\varepsilon_X + \varepsilon_Y \approx -2 \cdot 10^{-2}$ и $b \approx -3 \text{ eV}$, получаем оценку для величины энергии расщепления $\Delta E \approx 5 \text{ meV}$, хорошо согласующуюся с полученными выше экспериментальными данными. Отметим, что полученные при расчете величины носят оценочный характер.

Далее при возрастании рабочего тока ($1.8I_{th} < I_{op} < 2.8I_{th}$) появляется и нарастает I_Z -компонента. Введение переменной деформации приводит также к симметричной относительно равновесного уровня модуляции ее интенсивности (рис. 4, а), причем фаза модуляции противоположна фазе модуляции I_Y -компоненты (рис. 4, б).

Однако при токах выше $2.8I_{th}$ ($I_{op} > 2.8I_{th}$) динамика модуляции интенсивностей ТЕ- и ТМ-компонент с возрастанием рабочего тока изменяется удивительным образом. Осциллограммы для $I_Z(t)$ в этом диапазоне рабочих токов представлены на рис. 5. Наблюдаемые особенности легко объясняются, если обратить внимание на то, что между воздействием деформации и рабочего тока на динамику изменения интенсивности излучения есть аналогия: и то, и другое, по существу, изменяет квантовую эффективность. Это подтверждается анализом соответствия изменения интенсивностей $I_Z(t)$ (рис. 5) и $I_Z(I_{op})$ (рис. 2) при различных рабочих токах. Осциллограммы $I_Z(t)$ на рис. 5, а и б, соответствующие токам слева от максимума (рис. 2, $I_{op} < 2.8I_{th}$) и справа от минимума ($I_{op} > 3.5I_{th}$) на кривой $I_Z(I_{op})$ в областях линейной ее зависимости (рис. 2, кривая 2), показывают амплитудную модуляцию, симметричную относительно равновесного уровня. Далее при приближении к максимуму $I_Z(I_{op})$ слева ($2.8I_{th} < I_{op} < I_c$) и справа ($I_c < I_{op} < 3.2I_{th}$) (рис. 2, кривая 2) симметрия модуляции исчезает, как это видно на осциллограммах, приведенных на рис. 5, в и д, в соответствии с поведением $I_Z(I_{op})$ в этих областях рабочих токов. Отличаются они, как и следует ожидать (следствие противоположного наклона $I_Z(I_{op})$), противоположными фазами модуляции. Как известно, переменная (ультразвуковая) деформация изменяется во времени: деформация растяжения сменяется деформацией сжатия. Поэтому наиболее ярко особенности ее воздействия проявляются в максимуме $I_Z(I_{op})$ ($I_{op} \approx I_c$): деформация обоих знаков приводит, как и следует ожидать, к уменьшению интенсивности излучения (рис. 5, е) в каждый полупериод. Аналогичная динамика амплитудной модуляции для всех рассмотренных режимов (но с противоположным знаком) наблюдается и для ТЕ-моды ($I_Y(t)$).

4. Заключение

Таким образом, в работе экспериментально и теоретически изучено воздействие внутренних технологических деформаций и вводимых извне ультразвуковых

деформаций на особенности поляризационных свойств излучения сильнонапряженных лазерных гетероструктур $In_{28}Ga_{72}As/GaAs$ на квантовой яме.

В результате проведенных исследований получены следующие результаты.

1. В условиях малой надкритичности ($I_{op} < 1.8I_{th}$) равновесное излучение (E_Y -компонента, ТЕ-мода) линейно поляризовано. Введение переменной деформации приводит к вращению направления поляризации, аналогичному выявленному ранее в лазерных структурах $InGaAsP/InP$, при этом эффективность его почти в 3 раза выше обнаруженного ранее.

2. Оценки энергии расщепления ($\Delta E \approx 5 \text{ meV}$) состояний тяжелых и легких дырок в квантовой яме исследованной структуры, полученные из эксперимента и теоретического расчета, не противоречат друг другу (качественно хорошо согласуются между собой).

3. При возрастании рабочего тока ($1.8I_{th} < I_{op} < 2.8I_{th}$) появляется и линейно нарастает ТМ-мода ($I_Z \ll I_Y$).

4. Обнаружено, что с нарастанием рабочего тока ($I_{op} > 2.8I_{th}$) нелинейные процессы, обусловленные дефицитом носителей тока, определяют изменение интенсивностей ТЕ- и ТМ-мод, а особенности модуляции интенсивностей ТЕ- и ТМ-мод переменной деформацией в нелинейной области токов возникают вследствие модуляции квантовой эффективности конкурирующих мод.

Авторы выражают благодарность Н.С. Аверкиеву за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] Г.Л. Бир, Г.Е. Пикус. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. Наука, М. (1972). С. 485.
- [2] Е.Л. Портной. Письма в ЖТФ **6**, 12, 705 (1980).
- [3] Г.С. Соколовский, А.Г. Дерягин, В.И. Кучинский. Письма в ЖТФ **23**, 9, 87 (1997).
- [4] Н.С. Аверкиев, Ю.Л. Иванов, А.А. Красивичев, Н.П. Петров, Н.И. Саблина, В.Е. Седов. ФТП **42**, 3, 322 (2008).
- [5] Л.А. Кулакова, И.С. Тарасов. Письма в ЖЭТФ **78**, 2, 77 (2003).
- [6] Л.А. Кулакова, Н.А. Пихтин, С.И. Слипенченко, И.С. Тарасов. ЖЭТФ **131**, 5, 790 (2007).
- [7] Л.А. Kulakova. Appl. Opt. **48**, 6, 1128 (2009).
- [8] Л.А. Кулакова, А.В. Лютецкий, В.Б. Волошинов. Письма в ЖТФ **36**, 12, 48 (2010).
- [9] A.V. Scherbakov, T. Berstermann, A.V. Akimov, D.R. Yakovlev, G. Beaudoin, D. Bajoni, I. Sagnes, J. Bloch, M. Bayer. Phys. Rev. B **78**, 24, 241302 (2008).
- [10] A.V. Akimov, A.V. Scherbakov, D.R. Yakovlev, M. Bayer, A. Kent. J. Lumin. **131**, 3, 404, 2011.
- [11] I.V. Rozhansky, M.B. Lifshits, S.A. Tarasenko, N.S. Averkiev. Phys. Rev. B **80**, 8, 085314 (2009).
- [12] Л.А. Кулакова, В.А. Горелов, А.В. Лутетский, Н.С. Аверкиев. Solid State Commun. **152**, 17, 1690 (2012).
- [13] Л.А. Кулакова, Н.С. Аверкиев, А.В. Лютецкий, В.А. Горелов. ФТП **47**, 1, 137 (2013).

- [14] Л.А. Кулакова, Н.С. Аверкиев, А.Н. Даринский, Э.З. Яхкин. Квантовая электроника **43**, 5, 410 (2013).
- [15] T.K. Sharma, M. Zorn, U. Zeimer, H. Kissel, F. Bugge, M. Weyers. Cryst. Res. Technol. **40**, 9, 877 (2005).
- [16] Д.А. Винокуров, В.А. Капитонов, Д.Н. Николаев, З.Н. Соколова, А.Л. Станкевич, В.В. Шамахов, И.С. Тарасов. ФТП **43**, 10, 1374, (2009).
- [17] Д.А. Винокуров, С.А. Зорина, В.А. Капитонов, А.В. Мурашова, Д.Н. Николаев, А.Л. Станкевич, М.А. Хомылев, В.В. Шамахов, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Т.А. Налет, Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, Н.В. Фетицова, И.С. Тарасов. ФТП **39**, 3, 388 (2005).
- [18] Electronic archiv: New semiconductor materials. characteristics and properties; <http://www.ioffe.rssi.ru/SVA/NSM>