

Диагностика тонкого спектра в квантовой яме лазерных гетероструктур ультразвуковой деформацией

Л.А.Кулакова, Н.С.Аверкиев, А.Н.Даринский, Э.З.Яхкинд

Представлен новый акустоэлектронный эффект в наноразмерных лазерных гетероструктурах, обусловленный модуляцией энергии дырочных состояний и смешиванием их волновых функций в квантовой яме лазерной структуры под влиянием ультразвуковой деформации. Экспериментально показано, что интенсивность и направление поляризации лазерного излучения изменяются с периодом ультразвуковой волны. Теоретическая обработка экспериментальных результатов позволила получить данные о параметрах квантовой ямы и распределении деформаций в гетероструктуре.

Ключевые слова: акустоэлектронное взаимодействие, поляризация излучения гетеролазеров, дырочные состояния в квантовой яме.

1. Введение

Перестраиваемые источники ИК излучения являются важным элементом лазерной спектроскопии сверхвысокого разрешения и оптических систем связи. При этом системы контроля быстропротекающих процессов так же, как и оптические системы связи, нуждаются в разработке методов быстрой перестройки частоты, поляризации и направления излучения. В связи с этим большой интерес вызывают явления, обусловленные модуляцией энергии и волновых функций электронных состояний полупроводниковых лазерных наноструктур внешними переменными деформациями, поскольку это делает возможным прямое детектирование сопровождающих такую модуляцию спектроскопических эффектов [1–7]. Результаты изучения оптических свойств полупроводниковых (в том числе и резонансных) структур при воздействии на них акустических солитонов при температуре жидкого гелия приведены в работе [1]. Однако эти исследования представляются довольно эксклюзивными в силу большой сложности эксперимента.

Нами впервые были начаты и проводятся по настоящее время исследования воздействия ультразвуковой деформации на спектральные характеристики генерируемого излучения InGaAsP/InP-гетеролазеров при комнатной температуре. Достоинством экспериментов являются как их относительная простота, так и возможность реализации одноосной деформации в квантовой яме активной (лазерной) гетероструктуры при различных ее ориентациях относительно оси квантования. Кроме того, ультразвуковые исследования позволяют наблюдать процессы в реальном масштабе времени.

Л.А.Кулакова, Н.С.Аверкиев, Э.З.Яхкинд. Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Россия, 194021 С.-Петербург, ул. Политехническая, 26;
e-mail: L.Kulakova@mail.ioffe.ru, averkiev.les@mail.ioffe.ru
А.Н.Даринский. Институт кристаллографии им. А.В.Шубникова РАН, Россия, 119333 Москва, Ленинский просп., 59

Поступила в редакцию 22 февраля 2013 г., после доработки – 3 апреля 2013 г.

Из полученных результатов [2–6] следует, что в полупроводниковых структурах можно управлять быстрой и непрерывной периодической перестройкой спектра гетеролазеров с сохранением спектрального распределения и неизменной интенсивности излучения, а также направлением генерируемого излучения.

В последнее время наше внимание направлено на новый аспект деформационного воздействия – 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. Упругие напряжения изменяют квантоворазмерные расщепления, смешивают состояния тяжелых и легких дырок, в результате чего изменяются как частотные, так и поляризационные характеристики излучения. Введение переменной деформации может приводить к дополнительному расщеплению и соответствующему изменению поляризационных характеристик излучения с периодичностью ультразвуковой деформации. Изучение эффекта интересно не только с фундаментальной точки зрения, но и открывает новые возможности его использования в устройствах обработки информации.

В настоящее время нами проводятся исследования воздействия ультразвуковой деформации, возбуждаемой объемными волнами, на поляризационные характеристики излучения InGaAsP/InP-гетеролазеров при комнатной температуре. Установлено [7], что при введении ультразвука наблюдаются модуляция интенсивности линейно поляризованного излучения и поворот плоскости поляризации; при этом звуковая волна, сохраняя линейную поляризацию, поворачивает плоскость поляризации с периодом волны. Эффект является следствием смешивания волновых функций легких и тяжелых дырок под влиянием деформации; определена энергия расщепления дырочных уровней в квантовой яме, выполнены оценки технологических деформаций в гетероструктуре.

В настоящей работе представлены новые результаты деформационного воздействия на поляризационные па-

раметры излучения, обусловленного введением поверхностных акустических волн в квантоворазмерную лазерную InGaAsP/InP-гетероструктуру.

2. Методика эксперимента

Использовались InGaAsP/InP-структуры, работающие при комнатной температуре в импульсном режиме (длительность импульсов до 3 мкс, длина волны излучения 1.48 мкм). Поверхностные акустические волны (ПАВ) Рэлея (источник переменной деформации, $F = 10$ МГц) возбуждались встречно-штыревыми преобразователями, нанесенными на пьезоактивную подложку из монокристаллического LiNbO₃ Y-среза (рис.1). Лазерная структура монтировалась на подложку, покрытую тонкой металлической пленкой.

Энергетические диаграммы квантовой ямы активного слоя представлены на рис.2. Детальное описание структуры и экспериментальной установки приведены в работах [2, 5, 7]. Волна распространяется вдоль активного слоя (ось z подложки), при этом, как и в прежних экспериментах, длина акустической волны (350 мкм) существенно больше ширины (~6 мкм) активного слоя вдоль направ-

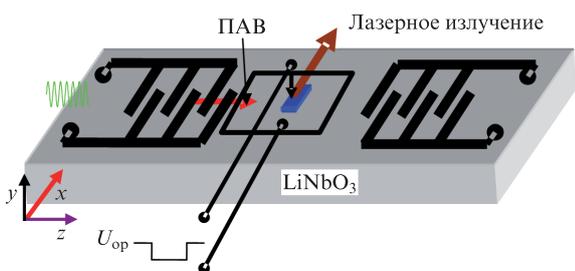


Рис.1. Схема возбуждения поверхностных акустических волн.

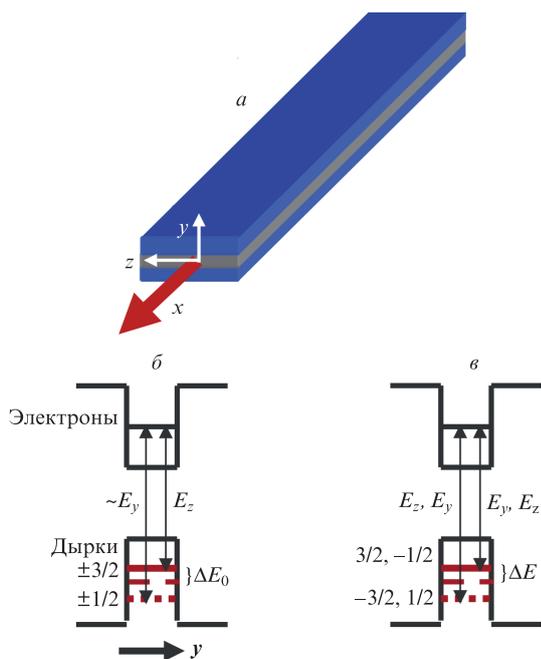


Рис.2. Лазерная структура – излучение распространяется вдоль оси x (а); энергетическая схема состояний в напряженной квантовой яме активного слоя гетероструктуры (б) и в квантовой яме в присутствии механических напряжений (в) (y – ось квантования).

ления распространения ПАВ. В этих условиях можно полагать, что распределение деформации постоянно вдоль квантовой ямы и изменяется только во времени с периодом ПАВ: $\varepsilon(t) \approx \varepsilon_0 \sin \Omega t$.

Предварительно коллимированное лазерное излучение после поляризационного анализатора (призма Глана) детектируется высокочастотным фотодиодом (время нарастания фототока не более 5 нс). Сигнал с фотодиода после широкополосного усилителя визуализируется осциллографом Tektronics TDS 2022B (полоса 200 МГц). Точность измерений напряжения сигнала составляет 20 мВ. Порог чувствительности в режиме усреднения близок к точности измерений осциллографа. Режим регистрации был импульсно-периодический (частота следования импульсов 100 Гц). Синхронизация сигнала осуществлялась по заднему фронту импульса рабочего тока. Измерения велись в квазиодночастотном режиме генерации лазера [5, 6] в диапазоне рабочих токов (I_{op}) от порогового значения I_{th} до $2I_{th}$ (мощность излучения около 100 мВт). Ширина линии усиления достигала 0.2 нэВ.

3. Результаты и их обсуждение

Форма импульса излучения при выключенном ультразвуке близка к прямоугольной (рис.3,а). В этом случае зависимость интенсивности излучения от угла α – угол отклонения направления выходной поляризации анали-

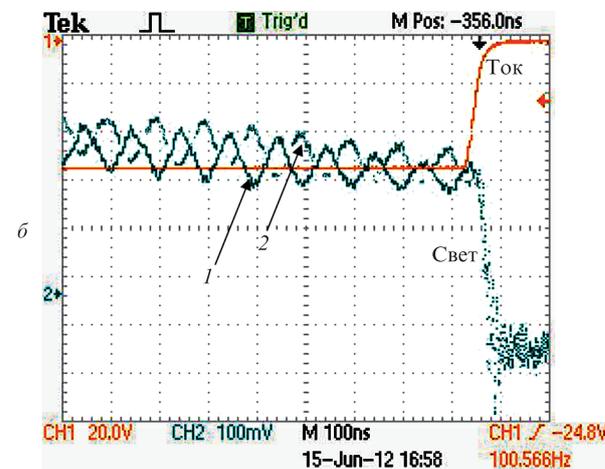
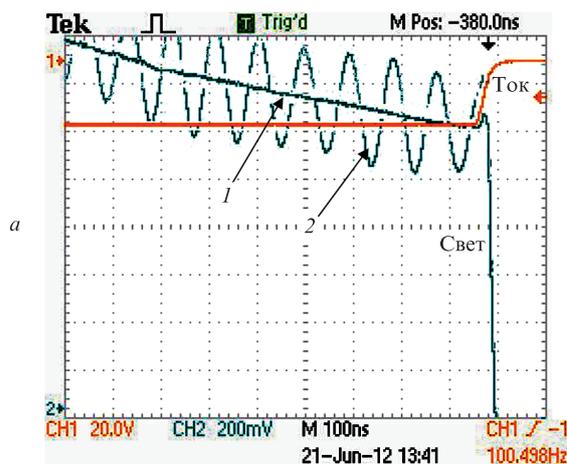


Рис.3. Осциллограммы импульсов рабочего тока и интенсивности излучения при $I_{op} \approx I_{th}$ в отсутствие (1) и в присутствии звука (2) (а), а также при $I_{op} \approx 2I_{th}$ в присутствии звука для $\alpha = 85^\circ$ (1) и 95° (б).

затора от направления поляризации, соответствующего максимальной интенсивности лазерного излучения, которое с точностью до 1° совпадает с направлением оси z хорошо описывается зависимостью $I_z = 2I_0 \cos^2 \alpha = I_0(1 + \cos 2\alpha)$ (рис.4,а). Этот факт свидетельствует в пользу того, что излучение исследуемого лазера имеет линейную поляризацию в широких пределах изменения рабочих токов.

При $I_{op} \approx I_{th}$ ($I_{th} \approx 40$ мА) введение звука приводит к мощной модуляции интенсивности излучения лазера с периодом звуковой волны (рис.3,а), причем угловая зависимость амплитуды переменной компоненты (\tilde{I}) такая же, как и в отсутствие звука. При увеличении рабочего тока величина \tilde{I} ($\alpha = 0$) быстро уменьшается и при $I_{op} \approx 2I_{th}$ ее уровень оказывается ниже порога чувствительности. Переменная компонента интенсивности излучения наблюдается лишь при ненулевых значениях α ; также наблюдается четкая смена фазы модуляции на противоположную при повороте анализатора на 90° относительно направления максимальной интенсивности (рис.3,б), а максимум амплитуды интенсивности достигается при $\alpha = 45^\circ$ и 135° (см. рис.4,б). Угловая зависимость амплитуды переменной компоненты интенсивности в случае $I_{op} \approx 2I_{th}$ хорошо описывается выражением $\tilde{I} \approx \tilde{B} \sin 2\alpha$, где $\tilde{B} = 0.22$ В. Таким образом, полная интенсивность может быть представлена в виде

$$I = I_0[1 + \cos 2\alpha + (\tilde{B}/I_0)\sin 2\alpha]. \tag{1}$$

Из (1) следует, что при воздействии ПАВ и $\alpha = 0$ модуляция интенсивности не наблюдается, в отличие от случая воздействия объемными волнами [7, 8]. Однако, как и в случае объемных волн, имеет место поворот поляризации с периодом ПАВ на угол, амплитуда которого определяется как $\varphi \approx \tilde{B}/2I_0 \approx 7 \times 10^{-3}$ рад $\approx 0.4^\circ$; это соотношение сохраняется для всех рабочих токов $I_{op} > I_{th}$.

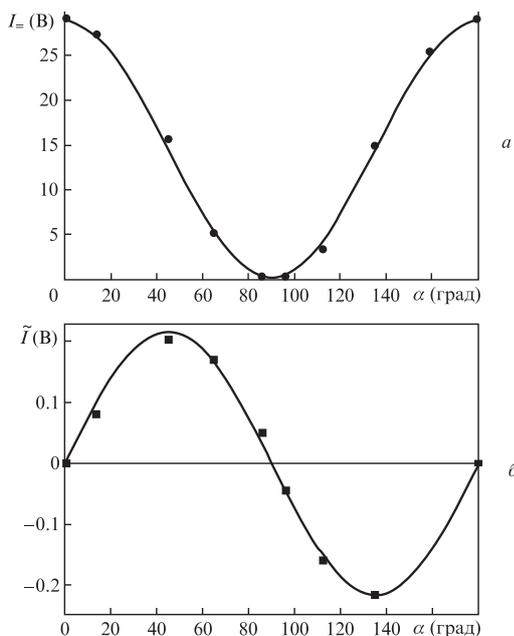


Рис.4. Угловые зависимости интенсивности излучения при $I_{op} \approx 2I_{th}$ в отсутствие звука (точки – эксперимент, кривая – аппроксимация зависимостью $2I_0 \cos^2 \alpha$, $I_0 = 14$ В) (а) и в присутствии звука (точки – эксперимент, кривая – аппроксимация зависимостью $\tilde{B} \sin 2\alpha$, $\tilde{B} = 0.22$ В) (б).

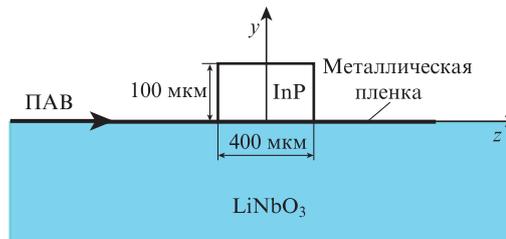


Рис.5. Схема модельного объекта для расчета амплитуд различных компонент деформации, возбуждаемых ПАВ в исследуемой структуре.

Для анализа полученных данных необходимо определить величины и соотношение амплитуд различных компонент $|\epsilon_{ij}(z)|$ переменной деформации, возбуждаемых ПАВ в активном слое гетероструктуры, смонтированной на подложке (с металлической пленкой) из LiNbO₃ Y-срезы, и распространяющихся в z-направлении. Расчет распределения деформаций $|\epsilon_{ij}(z)|$ был выполнен методом конечных элементов (детали методики расчета см. в [9]). В качестве модели исследуемой структуры при расчете нами использовались параметры монокристаллического InP (рис.5), упругие свойства которого весьма близки к структуре InGaAsP/InP. Размеры лазера составили 100 × 400 × 900 мкм (в соответствии с рис.5). Предполагалось, что амплитуда смещения ПАВ на входе в структуру равна 1 Å, дифракция в плоскости xz не учитывалась. Результаты расчета распределения амплитуд деформации ϵ_{ij} в активной зоне лазера ($-5 \text{ мкм} < z < 5 \text{ мкм}$ и $y \approx 2 \text{ мкм}$) приведены на рис.6, из которого следует, что в исследуемом случае ПАВ возбуждает в структуре три компоненты деформации. Детальный расчет излучательных переходов, представленный в [8], показал, что все эти компоненты должны влиять на поляризационные параметры излучения. В соответствии с теорией [8] интенсивность излучения в присутствии ПАВ (учитывая все компоненты деформации, создаваемые ПАВ) может быть рассчитана согласно выражению

$$I = I_0(1 + \cos 2\alpha + B \sin 2\alpha), \tag{2}$$

где

$$I_0 \approx N \left[1 + \frac{2b^2 r [2\epsilon_{yy}(t) - \epsilon_{zz}(t)]}{3\sqrt{3} \Delta E^2} \right], \quad r = -\frac{\sqrt{3}}{2} (\epsilon_{xx} - \epsilon_{zz}); \tag{3}$$

$$B \approx \frac{4d\epsilon_{yz}(t)}{\sqrt{3} \Delta E};$$

N – коэффициент, пропорциональный матричному элементу оператора импульса, вычисленного для переходов из зоны проводимости в валентную зону при $k = 0$; ΔE – энергия расщепления состояний тяжелых и легких дырок; b, d – константы деформационного потенциала; r – параметр, характеризующий асимметрию технологических деформаций.

Анализируя экспериментальные данные, а также данные расчета (рис.6) и выражения (3), (4), можно сделать следующие выводы.

1. Угол вращения $\varphi \approx B/2 \approx 7 \times 10^{-3}$ рад. Используя оценку для энергии расщепления $\Delta E \approx 14$ мэВ [7, 8] и $d = 4$ эВ, находим, что $|\epsilon_{yz}| \approx 2 \times 10^{-5}$.

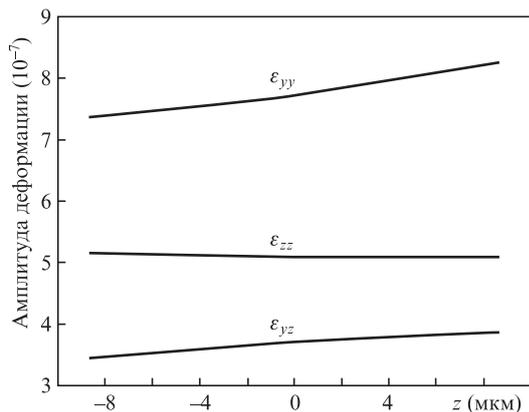


Рис.6. Распределение амплитуд ультразвуковой деформации ϵ_{yy} , ϵ_{yz} и ϵ_{zz} в yz -плоскости активного слоя гетероструктуры.

2. Амплитуды других переменных компонент напряжения в активном слое лазера согласно расчету их соотношения (рис.6) со значением $\epsilon_{yz} \approx 2 \times 10^{-5}$ таковы: $\epsilon_{zz} \approx 3 \times 10^{-5}$ и $\epsilon_{yy} \approx 4 \times 10^{-5}$.

3. Глубина модуляции линейно поляризованной переменной компоненты излучения \tilde{I}_0/I_0 определяется вторым членом в выражении (3) и при $b = 3$ эВ, $r = 3 \times 10^{-3}$ [8] составляет $\sim 2 \times 10^{-3}$. Мы не обнаружили эту переменную компоненту, что может быть следствием недостаточной чувствительности (порог определения $\tilde{I}_0/I_0 \sim 10^{-3}$), обусловленной погрешностями расчетов.

Увеличение эффективности воздействия с помощью как радиотехнических методов для увеличения интенсивности возбуждаемых ПАВ, так и сложных конфигураций возбуждения (например, при одновременном возбуждении объемных и поверхностных волн) позволит получить более подробную информацию.

Отдельно следует отметить, что двулучепреломление, наведенное внешней сдвиговой деформацией, может существенным образом изменить поляризацию излучения, проходящего через резонатор Фабри–Перо полупроводникового лазера. Угол поворота плоскости поляризации определяется фотоупругой постоянной (p_{44}) материала волновода и (в пассивном режиме) его длиной. Оценки для кристаллов GaAs (основа исследуемой гетероструктуры) вдали от края поглощения для $\epsilon_{yz} \approx 2 \times 10^{-5}$ в условиях нашего эксперимента (длина гетероструктуры равна 0.9 мм) дают поворот на $\sim 1.5^\circ$. Это значит, что при наличии переменной деформации этот эффект должен наблюдаться уже в допороговой области, однако ни до порога, ни в области порога эффекта мы не наблюдали ни для объемных, ни для поверхностных волн.

С другой стороны, известно, что величина p_{44} в кубических полупроводниках зависит от длины волны излучения. Так, для арсенида галлия вблизи края оптического поглощения p_{44} оказывается близким к нулю. Этот факт экспериментально и теоретически проанализирован в работе [10].

Отмеченное отсутствие влияния наведенного двулучепреломления на угол поворота плоскости поляризации подтверждает тот факт, что существование значительного поворота в режиме генерации за счет многократного прохождения фотона через резонатор привело бы к срыву генерации из-за поворота на 90° плоскости поляризации, а оптические переходы с поляризацией света, параллельной оси роста квантовой ямы (ось y в нашем эксперименте), запрещены. Существование срыва генерации при вводе в структуру звуковой волны должно было бы проявиться, как минимум, в значительной модуляции интенсивности излучения лазера на удвоенной частоте звука, однако ничего подобного мы не наблюдали.

Все это позволяет сделать вывод, что роль наведенного двулучепреломления в наших экспериментах не существенна.

4. Заключение

Таким образом, в данной работе изучено деформационное воздействие поверхностных акустических волн Рэлея на поляризационные свойства излучения полупроводникового лазера на квантовой яме. Показано, что при сохранении линейной поляризации деформация ПАВ (так же, как и в случае объемных волн) поворачивает направление поляризации, что является следствием смешивания волновых функций тяжелых и легких дырок. На основании экспериментальных данных о величине угла поворота получена оценка амплитуды сдвиговой компоненты деформации, возбуждаемой ПАВ. Выполнен расчет распределения компонент деформации, возбуждаемых ПАВ в модельной лазерной структуре. Определены реальные значения всех ультразвуковых компонент деформации, возбуждаемых ПАВ в исследуемой лазерной структуре.

Авторы благодарны И.С.Тарасову и его коллегам из ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН за предоставленные высококачественные лазерные гетероструктуры.

Работа поддержана РФФИ (грант №11-02-00729) и Научными программами РАН (№ 24 и 27).

1. Akimov A.V., Schebakov A.V., Yakovlev D.R., Bayer M., Kent A. *J. Lumin.*, **131**, 404, (2011).
2. Кулакова Л.А., Тарасов И.С. *Письма в ЖЭТФ*, **78**, 67 (2003).
3. Кулакова Л.А., Пихтин Н.А., Слипченко С.И., Тарасов И.С. *ЖЭТФ*, **131**, 790 (2007).
4. Кулакова Л.А. *ФТТ*, **51**, 73 (2009).
5. Kulakova L.A. *Appl. Opt.*, **48**, 1128 (2009).
6. Кулакова Л.А., Лютецкий А.В., Волошинов В.Б. *Письма в ЖЭТФ*, **36**, 48 (2010).
7. Kulakova L., Gorelov V., Lutetskiy A., Averkiev N. *Solid State Commun.*, **152**, 1690 (2012).
8. Кулакова Л.А., Аверкиев Н.С., Лютецкий А.В., Горелов В.А. *ФТТ*, **47**, 137 (2013).
9. Darinskii A.N., Weihnacht M., Schmidt H. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, **57**, 2042 (2010).
10. Higginbotham C.W., Cardona Manuel, Pollak F.H. *Phys. Rev.*, **184** (3), 821 (1969).