

УПРАВЛЕНИЕ СПЕКТРОМ ИЗЛУЧЕНИЯ КВАНТОВОРАЗМЕРНЫХ ГЕТЕРОЛАЗЕРОВ С ПОМОЩЬЮ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Л. А. Кулакова, Н. А. Пихтин, С. О. Слипченко, И. С. Тарасов*

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

Поступила в редакцию 16 октября 2006 г.

Осуществлена частотная модуляция излучения полупроводникового лазера посредством переменной деформации. Деформация возбуждается введением объемных или поверхностных ультразвуковых волн. Проведен динамический и статический анализ изменения спектральных характеристик излучения в присутствии звука. Предложена модель и теоретически проанализированы полученные данные. Показано, что в гетероструктурах InGaAsP/InP модуляция частоты излучения, обусловленная поверхностными волнами, определяется, главным образом, модуляцией ширины запрещенной зоны активного слоя.

PACS: 42.55.Px, 42.60.Jf, 73.50.Rb, 74.25.Ld, 78.20.Nr

1. ВВЕДЕНИЕ

Начиная с 1990-х годов, оптические интерферометрические системы измерения все чаще используют частотную модуляцию полупроводниковых лазеров [1]. Перестраиваемые по частоте диодные лазеры используются также для создания спектрометров сверхвысокого разрешения. Наиболее простым способом частотной перестройки является изменение рабочего тока [2]. Сложнее, с технологической точки зрения, дело обстоит с осуществлением частотной перестройки в многосекционных диодных лазерах [3]. В определенных спектрометрах может быть использована частотная перестройка излучения, вызванная тепловыми эффектами [4]. Такие методы обладают главным дефектом, заключающимся в относительно неточной воспроизводимости частоты при ее перестройке.

С другой стороны, известно, что упругая деформация в полупроводниках приводит к изменению как диэлектрической проницаемости [5, 6], так и свойств электронной подсистемы [7, 8].

Благодаря фотоупругому эффекту [5], возникновение деформации S_{mn} в кристаллах приводит к изменению диэлектрической проницаемости $\Delta\varepsilon_{ik}$:

$$\Delta\varepsilon_{ik} = -\varepsilon_{ij}p_{jlmn}\varepsilon_{lk}S_{mn}, \quad (1)$$

где p_{jlmn} — компонента тензора фотоупругости, $i, j, k, l, m, n = 1, 2, 3$. Здесь и далее по повторяющимся индексам проводится суммирование.

В случае упругих волн ($S_{mn} \propto \sin(Qx - \Omega t)$, Q — волновое число, $\Omega = 2\pi F$ — частота звуковой волны) возникает бегущая дифракционная решетка. Следствием так называемого акустооптического взаимодействия является дифракция света на такой решетке. При этом апертура a светового луча существенно больше длины Λ_s звуковой волны, $a \gg \Lambda_s$. Вследствие эффекта Доплера происходит сдвиг частоты дифрагированного света на частоту звука, т. е. на величину порядка сотен мегагерц.

Ситуация становится нетрадиционной, когда ультразвук распространяется поперек тонкого наноразмерного (толщиной a) слоя полупроводника (представляющего собой, например, оптический резонатор), когда $a \ll \Lambda_s$. Это значит, что для света в резонаторе можно считать, что диэлектрическая проницаемость изменяется во времени по закону изменения деформации в звуковой волне. Аналогичные изменения во времени, определяемые константой Λ_{mn} деформационного потенциала [7], могут происходить и с шириной запрещенной зоны E_g :

$$\Delta E_g = \Lambda_{mn}S_{mn}. \quad (2)$$

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

Можно ожидать, что эти эффекты будут проявляться в лазерных гетероструктурах, приводя к изменению условий генерации, а значит, и спектральных характеристик излучения, в частности, частоты генерации. Ранее [9] нами впервые экспериментально было обнаружено возникновение частотной модуляции излучения гетеролазера в присутствии переменной деформации, обусловленной объемной ультразвуковой волной. В данной работе изложены экспериментальные данные по деформационному воздействию как объемных, так и поверхностных ультразвуковых волн на характеристики излучения лазерных гетероструктур InGaAsP/InP. В рамках предложенной нами модели проведена теоретическая обработка полученных экспериментальных данных.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

В качестве объекта исследований нами использовались структуры, работающие при комнатных температурах в импульсном режиме с длительностью импульса до 3 мкс на длине волны излучения 1.48 мкм. Пороговый ток имел значение около 35 мА, рабочие токи изменялись в интервале от порогового тока до трехкратного его значения. Полуширина спектра составляла 0.25–0.4 нм. Пространственно-энергетическая схема структуры приведена на рис. 1, а более подробные характеристики даны в работе [9].

Для проведения исследований была разработана

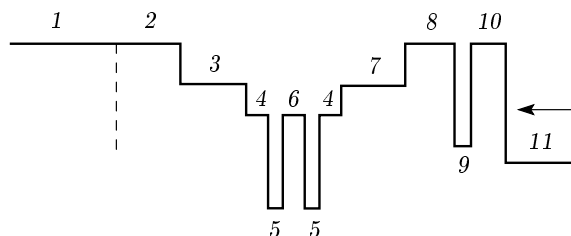


Рис. 1. Лазерные гетероструктуры InGaAsP/InP раздельного ограничения с напряженными квантовыми ямами: 1 — подложка InP:Si (толщина 100 мкм); 2 — эмиттер n-InP:Si (0.7 мкм); 3 — волновод InGaAsP (0.35 мкм); 4 — волноводные слои InGaAsP (45 нм); 5 — квантовые ямы InGaAsP (каждая 6.5 нм); 6 — барьер InGaAsP (20 нм); 7 — волновод InGaAsP (0.35 мкм); 8 — эмиттер p-InP:Zn (0.3 мкм); 9 — стоп-слой InGaAsP (15 нм); 10 — эмиттер InP:Zn (0.9 мкм); 11 — контактный слой InGaAsP:Zn (0.3 мкм). Стрелка соответствует направлению звуковой волны

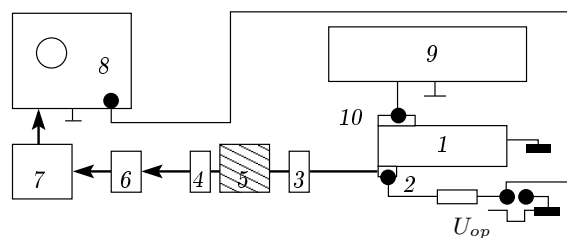


Рис. 2. Блок-схема установки: 1 — металлическая подложка; 2 — лазерная гетероструктура; 3, 4 — фокусирующие системы; 5 — эталон Фабри – Перо; 6 — фотодиод; 7 — усилитель; 8 — осциллограф; 9 — СВЧ-генератор; 10 — пьезопреобразователь; U_{op} — рабочее напряжение

экспериментальная установка, блок-схема которой приведена на рис. 2. Переменная упругая деформация создавалась методом возбуждения ультразвуковых волн в лазерных гетероструктурах. Объемные продольные ультразвуковые волны интенсивностью до 100 Вт/см^2 возбуждались в исследуемых структурах с помощью резонансных пластинок пьезокерамики в диапазоне 6.5–10 МГц (см. рис. 2). Нами разработана технология формирования гетероструктур на диэлектрических пьезоподложках Y-среза LiNbO_3 , являющихся звукопроводом для поверхностных акустических волн (ПАВ) Рэлея. Геометрия воздействия поверхностной волной отличается от ситуации с объемной волной. Имеются в виду пространственные соотношения длины волны звука и длины взаимодействия, обеспечивающие соответствующие временные параметры воздействия переменной деформации на активную область структуры. Для объемного звука (волна распространяется поперек волновода гетероструктуры) обеспечивается выполнение соотношения $a \ll \Lambda_s$ ($a \approx 2 \text{ мкм}$, см. рис. 1, $\Lambda_s \approx 400 \text{ мкм}$). В случае поверхностного звука волна распространяется в плоскости активного слоя, т. е. роль параметра a играет ширина активного слоя, в данном случае ширина d полоски (электрического контакта, через который подводится рабочий ток). Для обеспечения выполнения указанного выше соотношения нами была использована структура с $d = 6 \text{ мкм}$. Такая структура была смонтирована на подложку (рис. 3). Поверхностная волна (с частотой 10 МГц), возбуждаемая встречно-штыревыми преобразователями, распространялась по пьезоподложке в z -направлении. Длительность и задержка импульсов звука могли изменяться, чтобы обеспечить различные режимы полного или частичного перекрытия с импульсом рабочего тока гетеролазера.

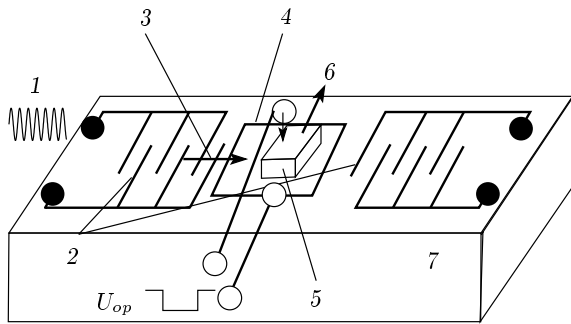


Рис. 3. Схема возбуждения поверхностных акустических волн: 1 — ВЧ-импульс; 2 — встречно-штыревые преобразователи; 3 — ПАВ; 4 — тонкая металлическая пленка; 5 — лазерный диод; 6 — лазерный луч; 7 — пьезоподложка

Для регистрации генерируемого излучения предварительно коллимированный пучок фокусировался и детектировался скоростными фотодиодами с различным временем τ_d нарастания фототока (от 60 до 5 нс). При этом использовались три конфигурации детектирования: прямое; после эталона Фабри–Перо (динамический дисперсионный диапазон 18 Å); посредством анализа спектра излучения с использованием монохроматора МДР23, модифицированного для приема импульсного излучения.

Электрический сигнал с фотодиода направлялся на усилитель, затем визуализировался на осциллографе (полоса пропускания 100 МГц).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Прямое детектирование генерации оптического излучения (рис. 4а) продемонстрировало нормальный пороговый характер процесса с более медленным монотонным возрастанием интенсивности излучения при токах выше пороговых. При введении эталона Фабри–Перо зависимость уровня сигнала (рис. 4б, кривая 1) от величины рабочего тока принимала осциллирующий характер. Поскольку пропускание эталона Фабри–Перо зависит от частоты, такая зависимость говорит о том, что с увеличением рабочего тока происходит изменение частоты генерируемого излучения. Действительно, независимый спектральный анализ показывает соответствующее смещение линии генерации при изменении рабочего тока (рис. 4, верхняя ось). Таким образом, спектральный анализ с использованием эталона Фабри–Перо позволяет получить картину динамики

изменения спектральных характеристик излучения в масштабе реального времени.

Исследование динамики влияния переменной акустической деформации проводилось нами в двух случаях. Использование относительно медленного ($\tau_d \approx 60$ нс) приемного фотодиода и относительно узкополосного (полоса пропускания до 5 МГц) усилителя позволило увеличить динамический диапазон и провести грубые измерения. Тонкие измерения с использованием высокоскоростного ($\tau_d \approx 5$ нс) приемного фотодиода и относительно широкополосного (полоса пропускания до 400 МГц) усилителя позволило выявить тонкую (во времени) структуру спектра оптического излучения, обусловленную переменной ультразвуковой деформацией.

В условиях грубых измерений при введении в гетероструктуру ультразвуковой волны (как объемной, так и поверхностной) мы наблюдали следующие эффекты. В случае нахождения в минимуме пропускания эталона Фабри–Перо введение звука (рис. 4б, кривая 2) вызывало увеличение пропускания: сигнал на фотодиоде возрастал в 1.5–2 раза. Обратный результат, т. е. уменьшение пропускания эталона Фабри–Перо, наблюдался, когда мы находились в максимуме дисперсионной кривой пропускания. Оба эти эффекта носили интегральный характер, т. е. добавка к сигналу была практически постоянной при длительности импульса излучения $\tau_L = 2.5\text{--}3$ мкс и такой же длительности импульса звука. Полученный результат понятен, если предположить, что деформация различного знака приводит к соответствующему по знаку сдвигу частоты света, $\pm\Delta F$. Таким образом, наблюдаемые нами эффекты могут быть следствием изменения частоты излучения полупроводникового лазера.

Используя определенную нами дисперсионную кривую пропускания эталона Фабри–Перо (рис. 4б, кривая 1) и данные о возрастании или уменьшении интенсивности лазерного излучения при введении объемной (продольной) ультразвуковой волны ($f = 6.5$ МГц) (рис. 4б, кривая 2), мы получили оценки изменения длины волны излучения. При акустической мощности около 1 Вт (интенсивность примерно 100 Вт/см²) амплитуда частотной перестройки равна $\Delta\lambda \approx 4$ Å, а полный интервал перестройки составляет $2\Delta\lambda \approx 8$ Å, что соответствует полному изменению частоты $2\Delta F \approx 110$ ГГц.

Как уже упоминалось выше, наблюдаемая добавка к оптическому сигналу, обусловленная присутствием звука, была практически постоянной в пределах длительностей импульсов излучения и звука, хотя следовало бы ожидать, что пропускание этало-

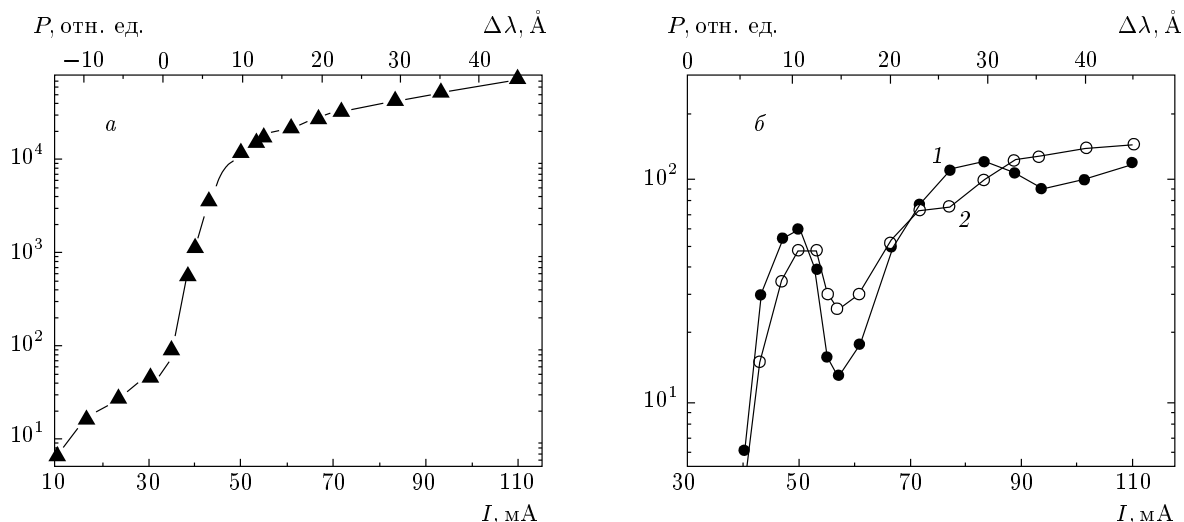


Рис. 4. Зависимости уровня излучения от величины рабочего тока при прямом детектировании (а) и после эталона Фабри – Перо (б): 1 — звук отсутствует; 2 — в присутствии ультразвуковой волны ($f = 6.5$ МГц)

на Фабри–Перо должно быть промодулировано с частотой ультразвуковой волны, что вызвано, по нашему мнению, неудовлетворительными частотными характеристиками приемного канала.

Для визуализации ожидаемой модуляции частоты генерируемого излучения под влиянием звука нами были проведены тонкие измерения, уменьшающие динамический диапазон измерений, но улучшающие частотные характеристики приемного канала. Результаты таких измерений представлены на осциллограммах (рис. 5). Импульс излучения в отсутствие звуковой волны (рис. 5а) имеет форму, близкую к прямоугольной. Введение звука, как видно из рис. 5б, приводит к почти 100-процентной амплитудной модуляции импульса излучения с частотой, равной частоте ультразвуковой волны. Увеличение частоты звука вызывало соответствующее уменьшение периода модуляции импульса излучения. При уменьшении задержки импульса тока, приводящем к частичному перекрытию этих импульсов, наблюдается частичная по времени модуляция импульса излучения. При увеличении рабочего тока до значений, обеспечивающих прохождение всего дисперсионного диапазона эталона, наблюдалась смена фазы модуляции (на 180°) пропускания эталона Фабри–Перо, т. е. переход от прямой зависимости пропускания эталона от длины волны к обратной (или наоборот).

Совершенно очевидно, что наблюдаемая модуляция является следствием изменения пропускания эталона Фабри–Перо из-за частотной модуляции

проходящего через него излучения. Напомним, что эффект модуляции частоты может в основном осуществляться посредством двух известных нам механизмов.

1. Акустооптическое взаимодействие обуславливает изменения во времени диэлектрической проницаемости $\Delta\epsilon$ и коэффициента преломления Δn . Для оптически изотропных материалов из выражения (1) следует, что

$$\Delta n_i = \frac{1}{2} \epsilon_0^{3/2} p_{ij} S_j^0 \sin \Omega t, \tag{3}$$

где ϵ_0 — невозмущенная диэлектрическая проницаемость резонатора гетеролазера, S_j^0 — амплитуда деформации, $i = kl, j = mn; k, l, m, n, = 1, 2, 3$. Модуляция коэффициента преломления приводит к изменению $\Delta\lambda_r^k$ резонансных длин волн оптического резонатора гетероструктуры:

$$\frac{\Delta\lambda_r^k}{\lambda_r^k} = \frac{\Delta n}{n}, \tag{4}$$

где k — номер резонансной частоты. В нашем случае, когда $(\lambda_r^k - \lambda_m^0)/\lambda_m^0 \ll 1$ (λ_m^0 — длина волны в максимуме излучения), с достаточной степенью точности можно полагать, что величины $\Delta\lambda_r^k$ одинаковы для всех частот, $\Delta\lambda_r^k = \Delta\lambda_r$. Тогда из соотношения (3) находим

$$\Delta\lambda_r^i = L_r^i \sin \Omega t, \tag{5}$$

где $L_r^i = \lambda_m^0 \epsilon_0 p_{ij} S_j$.

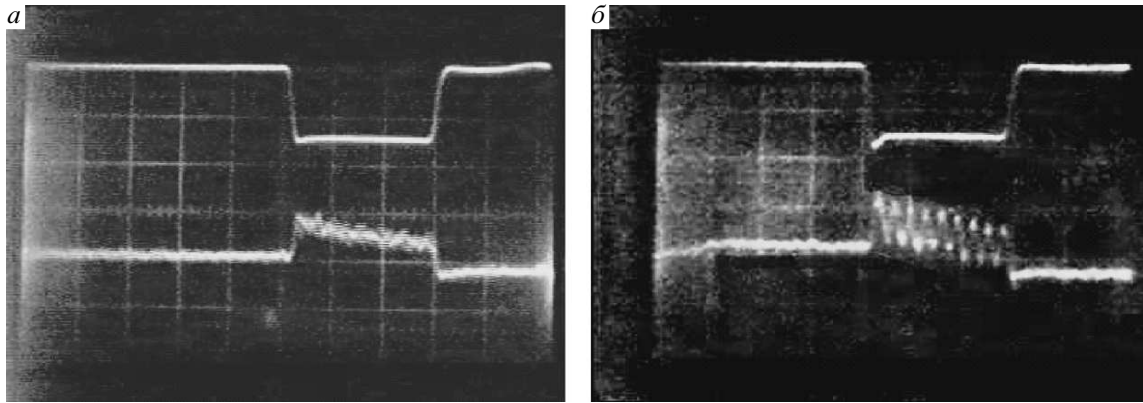


Рис. 5. Осциллограммы: верхний луч — импульс рабочего тока (33 мА/дел.), нижний луч — импульс лазерного излучения; а — звук отсутствует; б — в присутствии звука ($f = 6.5$ МГц). Скорость развертки 0.5 мкс/дел.

2. Акустоэлектронное взаимодействие приводит к изменению электронных зонных параметров активной области. Согласно выражению (2), получаем

$$\Delta E_g = \Lambda_j S_j^0 \sin \Omega t. \quad (6)$$

Изменение ширины зоны должно приводить к изменению во времени как квантовой эффективности лазерной структуры, так и частоты ω_m (длины волны) максимального усиления:

$$\omega_m = \omega_m^0 + 2\pi F \sin \Omega t, \quad (7)$$

$$\lambda_m = \lambda_m^0 + L_e \sin \Omega t. \quad (8)$$

Амплитуда F частотной модуляции (девиация) может быть вычислена из формулы (6),

$$F = \Lambda_j S_j^0 / h,$$

либо из экспериментальных данных по изменению спектра под влиянием деформации. Из выражений (7) и (8) следует соотношение между амплитудами модуляции длины волны (L_e) и частоты (F):

$$F = L_e c / (\lambda_m^0)^2,$$

c — скорость света, h — постоянная Планка.

Знание роли и относительного вклада этих механизмов имеет не только фундаментальное, но и важное практическое значение. Последнее обстоятельство диктует нам поиск структур, в которые оба механизма взаимодействия будут вносить эффективный вклад, причем необходимо, чтобы результаты воздействия на электронные и оптические свойства приводили к сложению эффектов. В таком случае возможно наиболее эффективное управление частотой генерируемого излучения.

Проанализируем вклад этих механизмов в наблюдавшиеся эффекты частотной модуляции. Если такая модуляция является следствием модуляции ширины запрещенной зоны E_g , вызываемой деформацией, т. е. $E_g \propto \sin \Omega t$, то помимо наблюдения частотно-модулированной компоненты следует ожидать проявления модуляции квантовой эффективности, а значит, и коэффициента усиления из-за модуляции концентрации возбужденных электронов. Поскольку, по нашим оценкам, глубина модуляции величины ΔE_g невелика (порядка 10^{-3}), этот эффект должен наблюдаться в непосредственной близости от порога, т. е. должно выполняться соотношение $(I_{op} - I_{th}) / I_{th} \ll 1$, где I_{op} и I_{th} — рабочий и пороговый токи. При этом важно, чтобы гетероструктура была в высокой степени однородной по длине лазерного резонатора. Наши измерения интенсивности излучения вблизи порога с использованием режима прямого детектирования быстро нарастающих процессов выявили амплитудную модуляцию генерируемого излучения с периодом, равным периоду звуковой волны. Величина амплитудно-модулированной компоненты составляла около 10% от уровня излучения в припороговой области. С возрастанием рабочего тока эта компонента (как и следовало бы ожидать) становится незначительной по сравнению с уровнем генерации (10^{-2} – 10^{-1})%. Таким образом, обнаруженная нами компонента амплитудной модуляции является, с одной стороны, принципиальным свидетельством воздействия переменной деформации на электронную систему активной области гетеролазера, с другой стороны, демонстрирует высокое качество исследуемых структур. В свете сказанного выше все это свидетельствует в пользу заметного

вклада акустоэлектронного взаимодействия. Однако все наблюдавшиеся эффекты являются необходимыми, но не достаточными для утверждения о преимуществе акустоэлектронного взаимодействия относительно акустооптического. Разделить эти вклады, по нашему мнению, можно, лишь используя спектрометрические данные.

Для выявления роли указанных механизмов нами был проведен анализ обусловленного ПАВ изменения спектра излучения посредством монохроматора МДР23, модифицированного нами для регистрации импульсных сигналов. Исследование спектрального распределения лазерного излучения представляет собой статический вариант спектрального анализа, в отличие от динамического анализа спектра, осуществляемого в реальном масштабе времени посредством эталона Фабри–Перо. Поэтому он позволяет получать данные о тонкой структуре спектрального распределения излучения и является удобным методом для решения поставленной задачи о выявлении различных механизмов взаимодействия. Вкратце поясним, как может изменяться наблюдаемая картина под влиянием ультразвука для случаев различных механизмов взаимодействия.

Как известно, на выходе спектрометра регистрируется усредненный во времени спектр, т.е. одна или несколько линий (в зависимости от режима генерации, одночастотного или многочастотного). Ширина линий определяется добротностью, значения резонансных частот (длин волн) и расстояние между ними — длиной оптического резонатора и коэффициентом преломления структуры, интенсивность линий и их количество — шириной линии усиления активного слоя и положением ее на оси частот. Введение звука в случае преобладающего акустооптического взаимодействия должно приводить к колебанию линий излучения вокруг равновесного положения со скоростью изменения ультразвуковой деформации. При усреднении спектра во времени такой процесс приводит к видимому уменьшению интенсивности линии в центре и ее уширению. Аналогичный эффект имеет место и в случае акустоэлектронного взаимодействия, однако все эти особенности относятся уже к линии усиления. В последнем случае должно наблюдаться перераспределение интенсивности линий излучения: интенсивность основной равновесной линии уменьшается, а боковых линий возрастает.

На рис. 6 (светлые кружки) представлены экспериментальные данные спектрального распределения интенсивности излучения исследуемой гетероструктуры, где в качестве переменной использовано

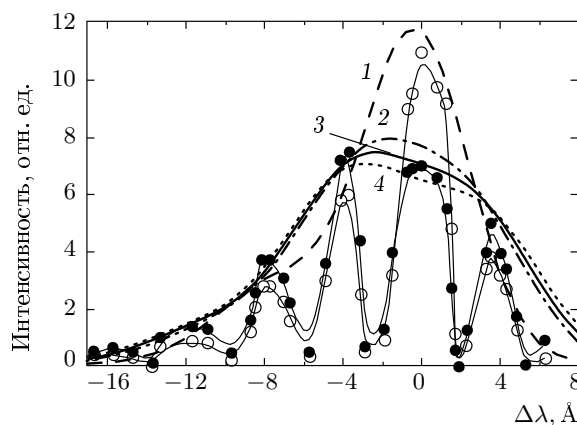


Рис. 6. Спектральное распределение излучения гетеролазера; точки — экспериментальные данные без (○) и в присутствии (●) упругой волны, кривая 1 — теоретическая подгонка огибающей исходного распределения согласно соотношению (9); кривые 2, 3, 4 — теоретический расчет ее изменения (согласно (11)) под влиянием ПАВ с амплитудой перестройки длины волны излучения соответственно $L_e = 4, 4.5, 5 \text{ \AA}$

отклонение $\Delta\lambda$ длины волны излучения от длины волны λ_m^0 , регистрируемой в максимуме интенсивности: $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_m^0$, $\lambda_m^0 = 1.48 \text{ мкм}$. Введение поверхностной волны (рис. 6, темные кружки) приводит к описанному выше перераспределению интенсивности излучения между линиями, в то время как заметного уширения линий не наблюдается.

Проанализируем полученные данные количественно. Поскольку, в силу природы эффектов, линия усиления лазерной гетероструктуры не является симметричной, для ее описания воспользуемся функцией распределения Гаусса с двумя максимумами:

$$I_e(\lambda) = I_0 + A_1 \exp \left[-\frac{2(\Delta\lambda - \Delta\lambda_{m1})^2}{w_1^2} \right] + A_2 \exp \left[-\frac{2(\Delta\lambda - \Delta\lambda_{m2})^2}{w_2^2} \right], \quad (9)$$

где I_0 — постоянный фоновый уровень, $\Delta\lambda_{m1,m2} = \lambda_{m1,m2} - \lambda_m^0$, $\lambda_{m1,m2}$ — длины волн максимумов, а w_1, w_2 — ширины соответствующих распределений. Подгонка данных в отсутствие звука согласно соотношению (9) представлена на рис. 6 кривой 1 со следующими значениями параметров: $I_0 = 0.1$, $A_1 = 11.5$, $w_1 = 5.4 \text{ \AA}$, $\Delta\lambda_{m1} = -0.3 \text{ \AA}$, $A_2 = 2.8$, $w_2 = 6.2 \text{ \AA}$, $\Delta\lambda_{m2} = -7.4 \text{ \AA}$.

Согласно выражению (8), влияние звука можно учитывать как изменение положения максимума из-

лучения на оси длин волн с периодом звуковой волны, т. е. в присутствии звука изменение спектральной функции распределения во времени может быть представлено следующим выражением:

$$I_e(\lambda, t) = I_0 + A_1 \exp \left[-\frac{2(\Delta\lambda - \Delta\lambda_{m1} + L_e \sin \Omega t)^2}{w_1^2} \right] + A_2 \exp \left[-\frac{2(\Delta\lambda - \Delta\lambda_{m2} + L_e \sin \Omega t)^2}{w_2^2} \right]. \quad (10)$$

Для получения данных об изменении усредненного спектра под влиянием упругой волны достаточно усреднить выражение (10) по периоду ультразвуковой волны:

$$I_e(\lambda) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} I_e(\lambda, \Omega t) d(\Omega t). \quad (11)$$

Результаты численного интегрирования, согласно (11), с подынтегральной функцией из (10) представлены для различных значений L_e кривыми 2–4 на рис. 6, откуда видно, что наилучшее совпадение экспериментальных и расчетных данных наблюдается для $L_e = 4.5 \text{ \AA}$. Это означает, что величина девиации $F = 60 \text{ ГГц}$ хорошо согласуется с данными, полученными ранее из динамического спектрального анализа.

Для расчета влияния акустооптического взаимодействия на спектр генерируемого излучения необходимо учесть спектр $I_r(\lambda)$ оптического резонатора гетероструктуры. Окончательное выражение для спектра излучения лазера имеет вид

$$I(\lambda) = I_e I_r, \quad (12)$$

$$I_r(\lambda) = \sum_k \exp \left[-\frac{2(\Delta\lambda - k\Delta\lambda_r)^2}{w_r^2} \right], \quad (13)$$

где $\Delta\lambda_r$ — расстояние между линиями оптического резонатора, w_r — их ширина, $k = 1, 2, 3, \dots$. Подгонка экспериментальных данных равновесного спектрального распределения интенсивности излучения, согласно выражению (12) с учетом (13), при $\Delta\lambda_r = 3.9 \text{ \AA}$, $w_r = 1.6 \text{ \AA}$ и с приведенными выше параметрами для I_e представлена кривой 3 на рис. 7. При этом значение k изменялось в интервале от -4 до 2 , достаточном для описания эксперимента. Учет влияния звука на окончательный спектр при акустоэлектронном взаимодействии, согласно выражениям (10)–(13), представлен кривой 4 на рис. 7.

Далее, учтем воздействие звука на оптические свойства резонатора (считая несущественными изменения электронных зонных параметров). Учитывая соотношение (5), получаем

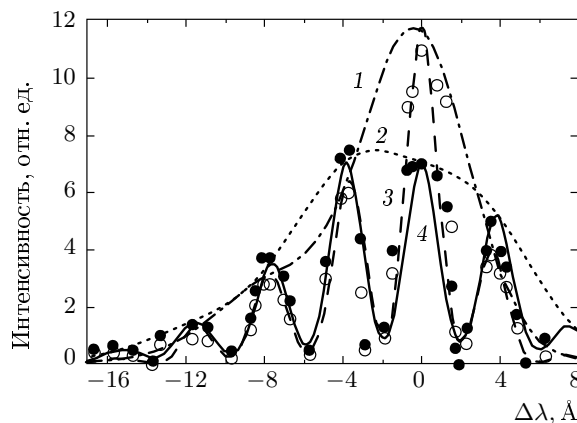


Рис. 7. Расчет влияния звука на спектральное распределение при акустоэлектронном взаимодействии: точки — экспериментальные данные; кривые 1, 2 — расчет огибающей спектра; 3, 4 — расчет спектральных распределений, равновесных (○, 1, 3) и в присутствии звука (●, 2, 4)

$$I_r(\lambda, t) = \sum_k \exp \left[-\frac{2(\Delta\lambda - k\Delta\lambda_r + I_r \sin \Omega t)^2}{w_r^2} \right]. \quad (14)$$

Усредняя, согласно (11), выражение (12), получим спектральное распределение, обусловленное влиянием ультразвуковой деформации на параметры оптического резонатора. Из сопоставления результатов расчета (рис. 8, кривые 2, 3) с экспериментальными данными (рис. 8, темные точки) видно, что акустооптическое взаимодействие, приводящее к уширению спектральных линий и уменьшению их уровня в максимуме, не является (в отличие от акустоэлектронного (рис. 8, кривая 4) существенной причиной наблюдаемого изменения спектрального распределения под влиянием ПАВ в исследуемых структурах.

Результаты проведенного анализа позволяют вычислить значение константы деформационного потенциала активного слоя. Поскольку нами достаточно однозначно установлен преимущественный вклад акустоэлектронного взаимодействия при воздействии ПАВ, речь пойдет о некотором эффективном значении Λ_{eff} . Это является следствием того, что волна Рэля определяется двумя компонентами деформации: сдвиговой (смещение перпендикулярно плоскости подложки) и продольной. Наличие гофра поверхности подложки (определяемого сдвиговой компонентой) позволяет измерить интенсивность ПАВ оптическим методом [10] по интенсивности дифрагированного на нем лазерного луча. Нами

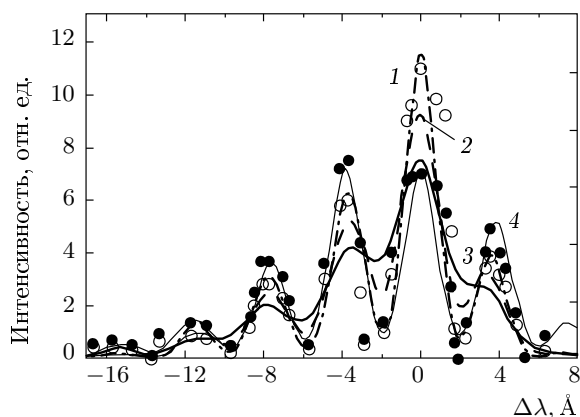


Рис. 8. Расчет влияния звука на спектральное распределение при акустооптическом взаимодействии: точки — экспериментальные данные; кривая 1 — расчет равновесного распределения; 2, 3 — расчет его изменения под влиянием ПАВ с амплитудой перестройки длины волн излучения $L_r = 0.8 \text{ \AA}$ (2) и $L_r = 4.5 \text{ \AA}$ (3); 4 — расчет спектрального распределения при акустоэлектронном взаимодействии, $L_e = 4.5 \text{ \AA}$

были проведены соответствующие измерения с помощью He–Ne-лазера ($\lambda = 0.63 \text{ мкм}$). Однозначная связь между сдвиговой U^t и продольной U^l компонентами смещения в волне Рэлея позволяет считать эффективные амплитуды смещения U_{eff} , а значит, и деформации S_{eff} . При интенсивности звука около 1 Вт/см^2 (максимальное значение в нашем эксперименте) получаем величину $U_{eff} = 33 \text{ \AA}$, которой соответствует значение $S_{eff} = 5.9 \cdot 10^{-5}$ при частоте звука 10 МГц . Используя приведенное выше соотношение $F = \Lambda_{eff} S_{eff} / h$ и рассчитанную из экспериментальных данных величину $F = 60 \text{ ГГц}$, получаем значение $\Lambda_{eff} = 4.2 \text{ эВ}$ для эффективной константы деформационного потенциала активного слоя (напряженная квантовая яма шириной 65 \AA) исследуемой структуры.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана и реализована методика эффективного возбуждения переменной деформации в лазерных гетероструктурах путем введения объемных и поверхностных звуковых волн.

Проведены динамический и статический спектральный анализ излучения лазерных гетероструктур InGaAsP/InP в присутствии ультразвуковой деформации. Данные динамического анализа ПАВ качественно и количественно близки к данным для объемных волн. Однозначно показано, что введение

ультразвуковой волны в лазерную гетероструктуру приводит к модуляции частоты генерации с периодом, равным периоду звуковой волны.

Из данных статического спектрального анализа установлено, что в исследуемых структурах под влиянием поверхностной акустической волны происходит, главным образом, модуляция ширины запрещенной зоны гетероструктуры, приводящая к модуляции частоты максимального усиления. Предложена теоретическая модель изменения спектрального распределения под влиянием переменной деформации. Из сравнения экспериментальных данных с теоретическим расчетом получено значение девиации $F = 60 \text{ ГГц}$ (что соответствует диапазону 120 ГГц перестройки частоты за период), которое хорошо согласуется с оценками, полученными из динамического анализа спектра. На основе полученных данных показана преобладающая роль акустоэлектронного взаимодействия в исследуемых условиях.

По измеренным значениям амплитуды смещения ПАВ и полученным значениям девиации определено значение эффективной константы деформационного потенциала ($\Lambda_{eff} = 4.2 \text{ эВ}$) активного слоя гетероструктуры.

Работа выполнена при совместной поддержке РФФИ и Президиума РАН (грант № 04-02-16205).

ЛИТЕРАТУРА

1. Yanzhou Zhou, Wenyan Tang, RenCheng Wang, and Junzhang He, Meas. Sci. Technol. **12**, 1473 (2001).
2. А. Н. Именков, Н. М. Колчанова, П. Кубат и др., ФТП **35**, 375 (2001).
3. Н. Hillmer, A. Grabmaier, S. Hansmann et al., IEEE J. Select. Top. Quant. Electron. **1**, 356 (1995); Н. А. Пихтин, А. Ю. Лешко, А. В. Лютецкий и др., Письма в ЖТФ **23**, 10 (1997).
4. Л. А. Кулакова, В. А. Матвеев, and В. Т. Мелех, J. Non-Cryst. Sol. **266–269**, 969 (2000).
5. F. Pockels, Ann. Phys. Chem. (Leipzig) **37**, 269 (1889).
6. Н. С. Аверкиев, Ю. В. Илизавский, Л. А. Кулакова, ФТТ **38**, 3556 (1996).
7. Г. Л. Бир, Г. Е. Пикус, *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках*, Наука, Москва (1972).
8. Ю. В. Илизавский, Л. А. Кулакова, ФТТ **23**, 3299 (1982).
9. Л. А. Кулакова, И. С. Тарасов, Письма ЖЭТФ **78**, 77 (2003).
10. G. I. Stegeman, IEEE Trans., Sonics and Ultrasonics **SU-23**, 33 (1976).