

ПИКОСЕКУНДНАЯ МОДУЛЯЦИЯ ФУНДАМЕНТАЛЬНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА — ОТОБРАЖЕНИЕ ОСЦИЛЛЯЦИЙ И ОБЕДНЕНИЯ НАСЕЛЕННОСТИ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЛЕ СОБСТВЕННОГО ИНТЕНСИВНОГО СТИМУЛИРОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ

$Al_xGa_{1-x}As-GaAs-Al_xGa_{1-x}As$ (ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ)

Н. Н. Агеева, И. Л. Броневой*, А. Н. Кривоносов

*Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук
125009, Москва*

Поступила в редакцию 18 марта 2022 г.
после переработки 15 июня 2022 г.
Принята к публикации 27 июня 2022 г.

Описывается новое, экспериментально обнаруженное, явление квантовой оптики. В начале мощной пикосекундной оптической накачки слоя GaAs гетероструктуры в нем возникает интенсивное пикосекундное стимулированное излучение. При этом огибающая спектра фундаментального поглощения света становится модулированной. Эта модуляция меняется со временем циклически и, в целом, отображает осциллирующее во времени и в энергетическом пространстве отклонение от фермиевского распределения электронов, возбуждаемое излучением. Происходящие при этом осцилляции электронов приводят к модуляции излучения во времени. В исследовании этого явления, помимо прочего, выявились фундаментальные процессы, требующие объяснения в нелинейной оптике полупроводников, а также получили объяснение некоторые нестабильности излучения полупроводниковых лазеров.

EDN: LFPЕСХ

DOI: 10.31857/S0044451022120215

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	1019	7. Частота модуляции	1032
2. Аппаратура и методика измерений ...	1019	8. Переключение спектральных мод излучения и синхронизация межзонных осцилляций электронов — следствие вынужденного комбинационного рассеяния мод	1036
3. Собственное пикосекундное стимулированное излучение GaAs	1023	9. Автомодуляция в GaAs собственного и направляемого извне излучения	1040
4. Интерференция s-излучения и наведение им брэгговской решетки населенности	1025	10. Роль автосинхронизации модуляции населенности при зондировании	1044
5. Образование модуляции спектра поглощения света из-за выжигания s-излучением частотных дыр	1028	Заключение	1046
6. Циклическое изменение модуляции спектра поглощения	1030	Литература	1047

1. ВВЕДЕНИЕ

Обзор представляет читателю результаты цикла экспериментальных работ, в которых была обнаружена и исследовалась автомодуляция фундаментального поглощения света, а также собственного стимулированного (усиленного спонтанного) и зондирующего излучений в слое GaAs гетероструктуры. Фундаментальное поглощение — это поглощение фотона электроном, благодаря чему он переходит из валентной зоны в зону проводимости. Автомодуляция представляла собой возникновение и исчезновение локальных максимумов и минимумов в спектре. Исследование проводилось в пикосекундном временном диапазоне. Обнаружив новые взаимосвязанные оптоэлектронные эффекты автомодуляции, возникающие при высокой интенсивности излучения, эти исследования подняли важные вопросы фундаментального и прикладного характера. Первые относятся к когерентности стимулированного излучения, аномально быстрому возникновению и релаксации излучения, наведению излучением брэгговской решетки населенности, межзонным осцилляциям электронов в поле собственного излучения в полупроводнике, синхронизации осцилляций, неразрушению этих осцилляций рассеянием носителей друг на друге, восстановлению детального равновесия при «выжигании» излучением дыры в спектре усиления, нефермиевскому распределению электронов в части зоны проводимости, возбуждению осцилляциями вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) излучения, роли ВКР в синхронизации осцилляций, сходству осциллирующих электронов с ансамблем связанных осцилляторов, и т. д. Значительная часть из перечисленного объясняется количественно или качественно в обзоре, остальное составляет новые задачи для физики полупроводников и нелинейной оптики. Учитывая «родственность» стимулированного и лазерного излучений, эти исследования дали новые объяснения таким нестабильностям излучения полупроводниковых лазеров, как многомодовость, конкуренция и переключение спектральных мод, колебания интенсивности излучения.

Автомодуляция изменения интенсивности излучения со временем была обнаружена в работе [1]. Но это было излучение полупроводникового лазера. Тогда дальнейшего исследования автомодуляции, насколько нам известно, не последовало. Большинство описываемых в обзоре экспериментов про-

водилось при сходной накачке похожих образцов. Это обеспечивало многоплановость исследования, сопоставление различных аспектов одного явления, большую возможность приблизиться к пониманию физического механизма изучаемых явлений. Использование GaAs в качестве основной части образца объясняется следующим. Во-первых, этот материал, широко используемый в полупроводниковой оптоэлектронике, является удобным для таких исследований. Во-вторых, его свойства хорошо изучены. В-третьих, генерация излучения и сопутствующие процессы не вуалируются теми особенностями, которые приносили бы, например, низкоразмерные структуры. Количество ссылок на наши работы вызвано только необходимостью указать на единственно известные нам источники информации требуемого рода и дать возможность ознакомиться с ней детально или проверить ее достоверность.

2. АППАРАТУРА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

2.1. Лазерный пикосекундный спектрофотохронометрический комплекс

Эксперименты проводились при комнатной температуре T_R на пикосекундном лазерном спектрофотохронометрическом комплексе, рис. 1. В первоначальном виде комплекс был изготовлен в НЦЛИ ВГУ [2]. После существенной модернизации, впоследствии проведенной нами, комплекс состоит из следующих компонент: задающего YAG-лазера с диодной накачкой PL PDP1-300; системы усилителей лазерного импульса, накачиваемых источниками питания серии 700TC; удвоителей частоты светового импульса (кристаллов KDP); двух параметрических генераторов света на LiNbO₃ с температурной перестройкой длины волны — один для генерации накачивающего, второй — зондирующего или др. импульсов длительностью (FWHM) примерно 10 пс с линейной поляризацией света; спектрофотохронометрической системы. Наиболее важными компонентами последней являются а) двойной спектрограф SpectraPro-2500i, используемый как для спектральных измерений, так и (в режиме вычитания дисперсии) в качестве полосового фильтра длин волн, не искажающего длительность излучения; б) пикосекундная электронно-оптическая камера (ЭОК) PS-1/S1; в) ПЗС-камеры PIXIS и CoolSNAP:HQ2 для регистрации: первая — спектра излучения, вторая —

* E-mail: bil@cplire.ru

изменения со временем интенсивности интегрального по спектру излучения или его спектральной компоненты, пропущенной спектрографом (ПЗС — прибор с зарядовой связью); г) ФЭУ — фотоэлектронный умножитель.

2.2. Исследуемый образец

Исследуемый образец представлял собой гетероструктуру $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}-\text{GaAs}-\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ с толщиной слоев соответственно около 1.3–1.5–1.2 мкм, с площадью поверхности $8 \times 8 \text{ мм}^2$. Гетероструктура была выращена молекулярно-лучевой эпитаксией на подложке (100) GaAs. Предназначавшаяся для исследований область гетероструктуры размером $4 \times 4 \text{ мм}^2$ была освобождена от подложки с помощью химико-динамического травления. Концентрации донорных и акцепторных примесей в гетероструктуре не превышали 10^{15} см^{-3} . Слои $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, предназначенные для стабилизации поверхностной рекомбинации и механической прочности, были прозрачны для света, используемого в эксперименте. На поверхности образцов, параллельные эпитаксиальным слоям, было нанесено двухслойное антиотражающее покрытие из SiO_2 и Si_3N_4 . Благодаря этому отражение света, направленного близко к нормали к поверхности образца, не превышало 2 % в реальных условиях наших экспериментов.

2.3. Методика измерений пикосекундного стимулированного излучения GaAs

При оптической накачке (ex), т. е. межзонном поглощении мощного светового импульса с энергией фотона $\hbar\omega_{ex} > E_g^0$, падающего на образец под углом 10° относительно нормали к его поверхности, в слое GaAs генерировалась электронно-дырочная плазма (ЭДП), здесь E_g^0 — ширина запрещенной зоны невозбужденного GaAs. Плотность ЭДП ($n = p \geq 1.3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) была достаточной для образования инверсии населенности и сверхбыстрого возникновения в GaAs стимулированного излучения длительностью (FWHM) примерно 10 пс с энергией фотона $\hbar\omega_S$ [3]. Вышесказанное иллюстрирует рис. 3 и вставка на нем. Излучение усиливалось преимущественно при его распространении вдоль слоя GaAs. Диаметр луча накачки (FWHM) в местоположении образца равнялся $D_{ex} \approx 0.5\text{--}0.6 \text{ мм}$.

В экспериментах исследовалось как излучение, выходящее из торца гетероструктуры, так и часть излучения, выходящая из накаченной области

слоя и распространявшаяся внутри телесного угла $\Omega \approx 1.2 \cdot 10^{-2}$ ср с осью, перпендикулярной поверхности гетероструктуры. Указанная часть излучения была выбрана для измерения по тому, что выходит прямо из активной области, не изменяясь из-за поглощения в пассивной области и отражения от торцов образца. Излучение, выходящее из торца гетероструктуры, попадало в кварцевый световод, по которому транспортировалось к монохроматору (эти измерения выполнялись еще с помощью монохроматора МДР-23 и ФЭУ, см. рис. 1 в работе [4]). Вышедшее из световода излучение фокусировалось на щель монохроматора и регистрировалось на его выходной щели фотоэлектронным умножителем (ФЭУ). Часть излучения, выходящая перпендикулярно поверхности гетероструктуры, направлялась в двойной спектрограф. Интегральный по времени спектр стимулированного излучения регистрировался ПЗС-камерой PIXIS, установленной у выходной щели первой ступени спектрографа.

При измерении временной формы (огibaющей) световых импульсов двойной спектрограф был настроен в режим вычитания дисперсии. Промежуточную щель между первой и второй ступенями спектрографа раскрывали так, чтобы она пропускала излучение заданной спектральной ширины $\delta\hbar\omega$. В результате через выходную щель спектрографа выходила только требуемая для измерения спектральная компонента излучения с той же длительностью, которая была у нее при входе в спектрограф. Эта компонента излучения направлялась в ЭОК PS-1/S1, где зависимость интенсивности излучения от времени преобразовывалась в пространственную зависимость интенсивности. Последняя зависимость, далее называемая хронограммой, регистрировалась ПЗС-камерой CoolSNAP:HQ2 (см. ниже рис. 3).

Представление о погрешностях измерений ЭОК PS-1/S1 дано в работе [5]. В экспериментах в расчет принимались только те акты накачки, для которых отклонения энергии импульса накачки от заданного значения не превышало $\pm(4\text{--}5) \%$. Накопление данных продолжалось до тех пор, пока усредненный спектр (или хронограмма) не переставал с точностью 3 % зависеть от числа импульсов накачки. При накоплении хронограмм осуществлялась автоматическая компенсация джиттера (нестабильности запуска линейной развертки) ЭОК PS-1/S1. Сам же джиттер не превышал $\pm 4.5 \text{ пс}$.

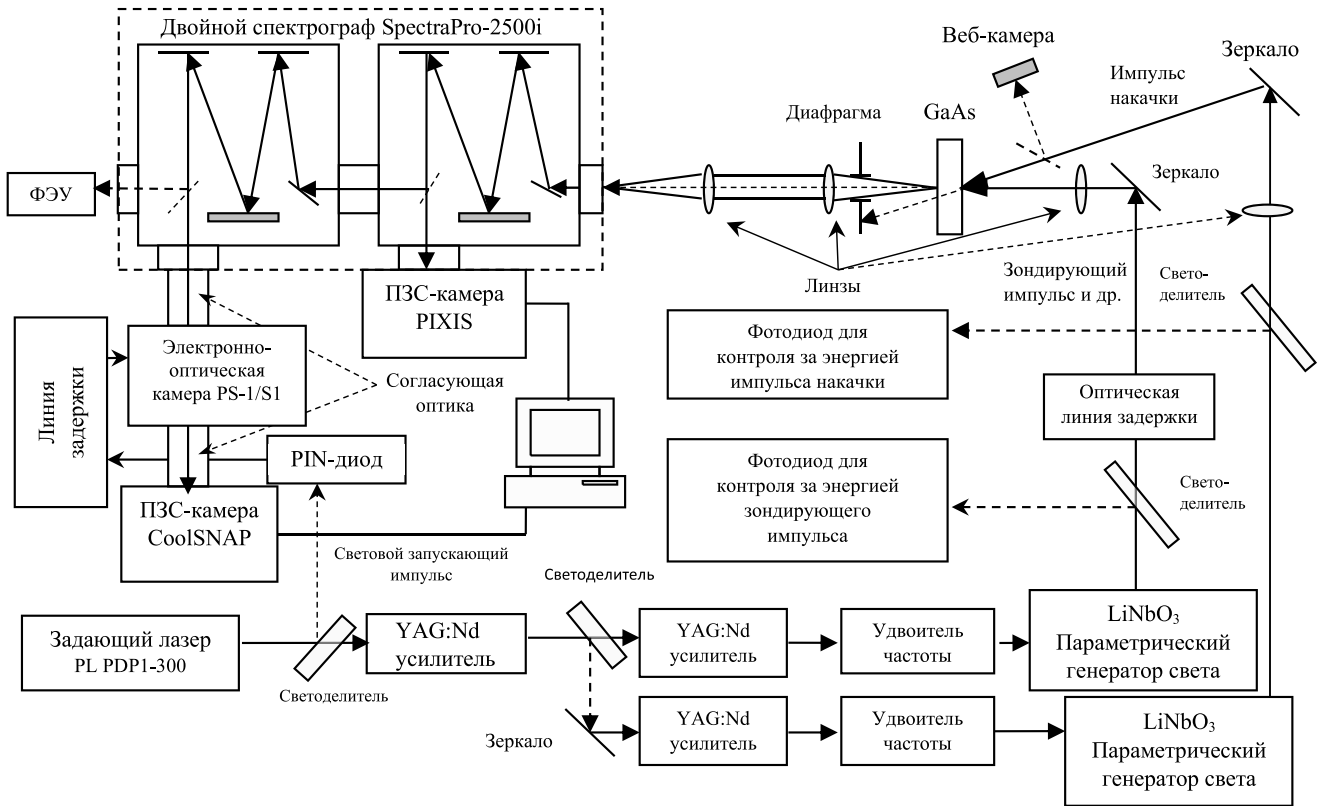


Рис. 1. Схема лазерного пикосекундного спектрофотохронметрического комплекса

2.4. Математический алгоритм устранения джиттера при измерении хронограмм излучения

Стандартная программа WinSpec32, управляющая ПЗС-камерой CoolSNAP:HQ2, позволяет регистрировать хронограммы в двух режимах: а) «однократном», когда на одном снимке присутствует одна хронограмма светового импульса; б) в режиме «суммирования», когда проводится суммирование заданного количества хронограмм и «усредненная» хронограмма выводится на один снимок. На хронограмме, измеренной в однократном режиме, присутствуют шумовые импульсы, сильно искажающие ее вид (рис. 2). Для усреднения шумовых импульсов хронограммы пикосекундных импульсов измеряют в режиме суммирования. Однако из-за джиттера полученный после суммирования импульс сильно уширен. Для решения этой проблемы был разработан алгоритм устранения джиттера.

Суть разработанного и реализованного в интегрированной среде “Visual Basic” алгоритма заключалась в совмещении хронограмм импульсов по вертикальной линии, условно делящей площадь под графиком каждого импульса на некотором задан-

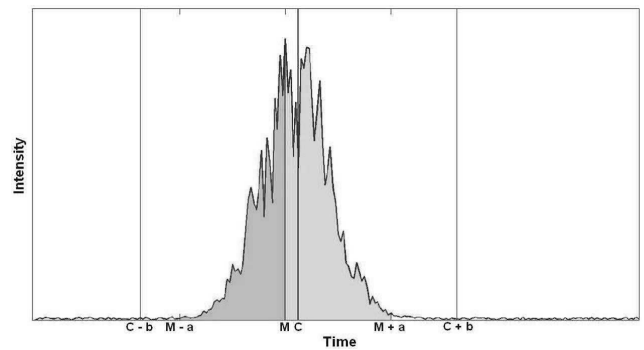


Рис. 2. Демонстрация работы алгоритма устранения джиттера

ном диапазоне на две равные части [6]. Таким образом, задача сводилась к нахождению положения этой средней линии на каждой из измеренных хронограмм. Работу алгоритма демонстрирует рис. 2. Перед началом измерений выбираются значения a и b , такие, чтобы на оси времени диапазон $2a$ примерно соответствовал ширине измеряемого импульса по основанию, а диапазон $2b$ — ширине области, представляющей интерес для исследования и включающей в себя измеряемый импульс. Во время изме-

рений программа, осуществляющая заданный алгоритм обработки экспериментальных данных, находит точку на оси абсцисс, соответствующую значению максимума хронограммы (точка M). В диапазоне $(M - a; M + a)$ рассчитывается площадь под графиком хронограммы. Далее на оси абсцисс определяется значение положения вертикальной линии, делящей эту площадь на две равные части (точка C). Вырезается диапазон $(C - b; C + b)$. Часть графика, ограниченная этим диапазоном, участвует в дальнейшей обработке данных, в том числе в суммировании хронограмм для нахождения их усредненного значения.

На рис. 3 представлены хронограммы, полученные в результате суммирования одиночных хронограмм с применением алгоритма исключения джиттера (ej -хронограммы). Как видно, эти хронограммы имеют гладкую форму. Шумовые импульсы, присутствующие на хронограммах, измеренных в однократном режиме, нивелируются. Характерные параметры ej -хронограмм соответствуют среднему значению для хронограмм,

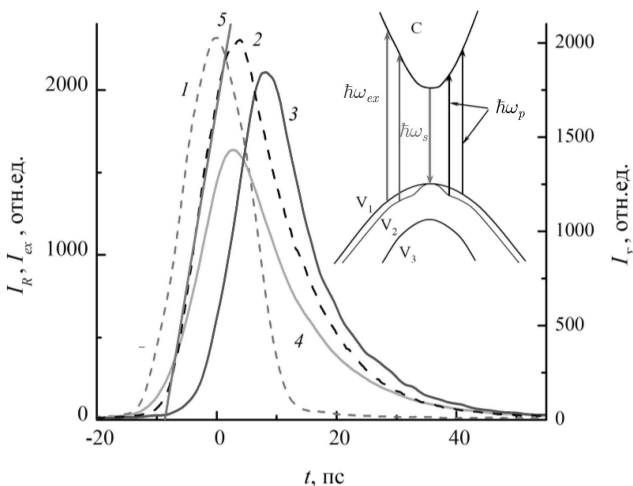


Рис. 3. (В цвете онлайн.) Хронограммы импульсов накачки $I_{ex}(t)$ (кривая 1), s -излучения, интегрального по спектру $I_{\Sigma}(t)$ (кривая 2), спектральных компонент излучения $I_R(t)$ при $\hbar\omega_s = 1.401$ эВ (кривая 3) и при $\hbar\omega_s = 1.396$ эВ (кривая 4). К фронту хронограммы 2 проведена касательная 5, иллюстрирующая линейный рост интенсивности s -излучения. На вставке: схема оптических переходов в GaAs. Здесь C — зона проводимости, V_1, V_2 — валентная зона соответственно тяжелых и легких дырок, V_3 — зона, отщепленная из-за спин-орбитального взаимодействия. Показаны возможные переходы при накачке и зондировании светом с энергией фотонов $\hbar\omega_{ex}$ и $\hbar\omega_p$, соответственно, а также вынужденные рекомбинационные переходы с излучением фотонов $\hbar\omega_s$

однократно измеренных. При фиксированных условиях эксперимента длительность излучения (FWHM), определявшаяся по ej -хронограммам, обычно флуктуировала в пределах 1 пс.

2.5. Корреляционный метод измерения поглощения света

Для измерений коэффициента α поглощения света использовался зондирующий импульс (p) света с энергией фотона $\hbar\omega_p$, который проходил через фотовозбужденную область слоя GaAs перпендикулярно плоскости слоя (см. рис. 1 и вставку на рис. 3). Лучи возбуждающий и зондирующий были параллельно линейно поляризованы. Диаметр зондирующего луча (FWHM) D_p составлял около 0.2–0.3 мм. Интегральная энергия возбуждающего импульса W_{ex} была больше на два-три порядка интегральной энергии зондирующего импульса W_p . Изменение интенсивности света по сечению возбуждающего и зондирующего лучей было приблизительно гауссовым.

Поглощение света определялось следующим образом. При минимальной энергии зондирующего импульса измеряли оптическую плотность невозбужденного образца

$$\alpha_0 d = \ln \frac{T^0(\hbar\omega_p^*)}{T^0(\hbar\omega_p)}, \quad (1)$$

где α_0 — коэффициент поглощения света невозбужденного образца, d — толщина слоя GaAs, T — прозрачность образца, $\hbar\omega_p^*$ — энергия фотона зондирующего импульса, при которой еще не возникает фундаментального поглощения света; индекс «0» означает (здесь и далее) отсутствие накачки. Затем измеряли просветление $\ln(T^1/T^0) = f(\hbar\omega_p)$, представляющее и уменьшение оптической плотности GaAs при его накачке (здесь и далее индекс «1» означает наличие возбуждения). Для этого проводились измерения энергии прошедшего через образец зондирующего импульса, поочередно по 10 измерений при накачке и без нее. Учитывались только те измерения, для которых интегральные энергии опорных импульсов в каналах зондирования и накачки отклонялись от заданных значений не более чем на ± 4 %. По результатам сделанных измерений рассчитывалось просветление

$$\ln \frac{T^1}{T^0} = \ln \frac{(E_p^1/E_r^1)}{(E_p^0/E_r^0)}, \quad (2)$$

где E_p — средняя энергия зондирующего импульса, E_r — средняя энергия опорного импульса в канале

зондирования. Измерение просветления продолжалось, пока оно не переставало с точностью 3 % зависеть от числа указанных измерений энергии зондирующего импульса.

Коэффициент поглощения света α в оптически накаченном слое GaAs определяли, пользуясь выражением

$$\alpha = \alpha_0 - \frac{\ln(T^1/T^0)}{d}. \quad (3)$$

Коэффициент α определялся при фиксированной задержке τ зондирующего импульса относительно импульса накачки. Корреляционным методом, варьируя τ , получали из зависимости $\alpha(\tau)$ косвенное представление об изменении α со временем.

Следует отметить, что фундаментальное поглощение света связано с функциями распределения f_c и f_v и энергиями электронов ϵ_c и ϵ_v в зонах проводимости и валентной, соответственно, соотношением

$$\alpha \propto [f_v(\mathbf{k}) - f_c(\mathbf{k})] \delta[\epsilon_c(\mathbf{k}) - \hbar\omega - \epsilon_v(\mathbf{k})], \quad (4)$$

где \mathbf{k} — волновой вектор. Таким образом, коэффициент фундаментального поглощения отображает разность населенностей неравновесными носителями заряда энергетических уровней в валентной зоне и зоне проводимости, связанных прямым оптическим переходом.

2.6. Измерение поглощения света в реальном времени

Измерялись хронограммы зондирующего импульса $I_p(t)$. Промежуточную щель между первой и второй ступенями спектрографа раскрывали так, чтобы она пропускала излучение спектральной шириной $\delta\hbar\omega \approx 0.5$ мэВ. Через выходную щель спектрографа выходила только требуемая для измерения спектральная компонента зондирующего импульса той же длительности, которая была у нее при входе в спектрограф. Определяли, как описано выше, оптическую плотность $\alpha_0 d$ невозбужденного образца. Затем просветление $\ln(T^1/T^0) = f(t)$ измеряли в функции от времени t . Для этого проводились циклами измерения хронограмм $I_p(t)$ прошедшего через образец зондирующего импульса. Цикл состоял из десяти измерений при накачке и десяти измерений без накачки. Рассчитывалось просветление

$$\ln \frac{T^1}{T^0} = \ln \frac{I_p^1}{I_p^0} = f(t), \quad (5)$$

где I_p — интенсивность зондирующего импульса в момент времени t , средняя по всем циклам.

С помощью формулы (3) определяли зависимость $\alpha(t)$. Точность измерений обеспечивалась следующим. Среднее по каждому циклу просветление рассчитывалось по формуле (2), однако здесь

$$E_p = \int_{-8 \text{ пс}}^{8 \text{ пс}} I_p(t) dt$$

— интегральная в указанном интервале времени энергия зондирующего импульса, прошедшего через образец, $t = 0$ в максимуме импульса. Затем рассчитывалось среднее просветление по всем прошедшим к этому моменту циклам, и оно отображалось на экране монитора в режиме онлайн. Измерение заканчивалось, когда новые циклы измерений гарантированно не меняли в пределах 1 % среднее по всем циклам просветление.

3. СОБСТВЕННОЕ ПИКОСЕКУНДНОЕ СТИМУЛИРОВАННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ GaAs

Причиной автомодуляции фундаментального поглощения света в слое GaAs гетероструктуры $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-\text{GaAs}-\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ является собственное пикосекундное стимулированное излучение GaAs. Для краткости оно называется далее *s*-излучение. В настоящем разделе дается краткое представление об его обнаружении и исследовании. В работах [7, 8] при измерении спектра просветления слоя GaAs обнаружилось, что площадь под спектральной кривой, соответствующая плотности неравновесных носителей, возрастала и убывала в пикосекундном диапазоне времени. Одним из двух возможных объяснений аномально быстрого убывания было предположение о возникновении стимулированной пикосекундной рекомбинации, генерирующей *s*-излучение. Позднее аналогичные опыты и предположение были сделаны в работах [9, 10]. То, что подобное излучение возникает в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, было показано в работе [9] сравнением интегральных по времени спектров излучения, измеренных через 12 и 24 пс после начала накачки. В работе [11] возникновение *s*-излучения доказывалось характером зависимости энергии излучения GaAs от пикосекундной задержки между двумя импульсами накачки с различающимися энергиями фотонов. В реальном времени хронограммы *s*-излучения впервые измерены в работах [3, 12]. «Разгоралось» *s*-излучение, отставая от начала накачки на несколько пикосекунд, см. рис. 3. Пороговая плотность неравновесных носителей, при

которой при температуре T_R в GaAs возникает стимулированное (усиленное спонтанное) излучение, равна $n_{th} = p_{th} \approx 1.3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Из аномально быстрого возникновения s -излучения следовало, что скорость спонтанной рекомбинации приобретает значение, соответствующее плотности n_{th} накаченных носителей, с инерционностью не более нескольких пикосекунд. Экспериментально доказано присутствие у s -излучения характерных свойства стимулированного излучения, перечисленных ниже.

- Наличие в спектре фундаментального поглощения света области усиления света [13, 14].
- Появление излучения при пороговой энергии накачки W_{ex-th} и плотности n_{th} [11].
- Узкая диаграмма направленности излучения, при которой основная часть излучения выходит из торцов образца [14].
- Спектр s -излучения уже спектра спонтанного излучения и сужается при увеличении энергии импульса и диаметра луча накачки [15]. Последнее объяснено в работе [16].

Обозначим аббревиатурой ЭТН транспорт неравновесных носителей в энергетическом пространстве на уровни в области экстремумов зон проводимости и валентной, откуда они рекомбинируют. Из-за высокой интенсивности s -излучения (до $1 \text{ ГВт}/\text{см}^2$) устанавливается режим насыщения усиления. Это возникает, когда для баланса скоростей вынужденной рекомбинации и ЭТН появляется провал в спектре усиления [14] и пр. До этого усиление s -излучения происходит экспоненциально, в режиме усиления «слабого» сигнала по закону Бугера. Режим насыщения усиления осуществляется на большей части s -излучения, и интенсивность s -излучения возрастает линейно, см. рис. 3 (кривая 5). Условие перехода от экспоненциального к линейному возрастанию теоретически получено в работе [17], а экспериментально для s -излучения — в работе [18]. Связь между энергиями спектральных компонент s -излучения (в режиме насыщения усиления), W_{s-m} , и спонтанного излучения, W_{sp} , экспериментально подтверждена в работах [19, 20] и описывается выражением

$$W_{s-m} \approx -W_{sp}\alpha(1 + R_B)L, \quad (6)$$

где $\alpha < 0$ — коэффициент поглощения зондирующего света в той области спектра $\alpha(\hbar\omega)$, где свет усиливается (см. ниже рис. 7, приведенный в разд. 5), L — диаметр активной области спектральной компоненты s -излучения (называемой далее s -компонентой), R_B — коэффициент отражения s -излучения брэгговской решеткой населенности элек-

тронов, наводимой в гетероструктуре s -излучением (см. разд. 4).

Независимо от энергий импульса $W_{ex} > W_{ex-th}$ и фотона $\hbar\omega_{ex} > E_g$ накачки, но с диаметром фокусного пятна ее луча на образце $D_{ex} \gtrsim 0.5 \text{ мм}$ устанавливается пороговое состояние ЭДП при окончании s -излучения. В этом состоянии выполняются условия электронейтральности и отсутствия усиления,

$$n = p, \quad \mu_e - \mu_h \approx E_g, \quad (7)$$

где n и p — плотности, μ_e и μ_h — квазиуровни Ферми соответственно электронов и дырок, E_g — ширина запрещенной зоны [21]. При насыщении усиления расстояние между квазиуровнями Ферми близко к соотношению (7). В пренебрежении той малой долей плотности ЭДП, которая образует инверсию населенностей, это приближение позволило объяснить в GaAs следующее: обратимое пикосекундное просветление [22, 23], распределение электронов между долинами зонной структуры, величину сужения запрещенной зоны из-за кулоновского взаимодействия носителей заряда, усиление s -излучения в результате стимулированного им рамановского рассеяния света накачки на плазмон-фононных колебаниях [24, 25]. В приближении (7) возникает и взаимосвязь между плотностью n и температурой T_c ЭДП [25, 26]:

$$n - n_{th} = k(T_c - T_R)^{3/2}, \quad (8)$$

где k — коэффициент, не требующий здесь уточнения. Влияние разогрева носителей, вызванного внутризонным поглощением ими света, на просветление слоя GaAs, а значит, и на плотность носителей было прямо доказано в эксперименте [27].

В теории [28] получено аналитическое выражение характерного времени τ_T остывания оптически накаченных носителей заряда в присутствии s -излучения. Соотношение (8) позволяет связать время τ_T с измеряемым характерным временем $\tau_R \approx 10 \text{ пс}$ релаксации плотности носителей и интенсивности s -излучения, интегральной по спектру [26]:

$$\tau_R \approx \frac{2}{3}\tau_T \approx \frac{2}{3}(A + B\tau_p T_c^{1/2} E_g)\tau_h, \quad (9)$$

$$\tau_p^{-1} \approx \frac{c_0}{n_0}(\gamma + D^{-1}), \quad (10)$$

где $A = 6.3$, $B = 0.36$, $\tau_h \approx 0.8 \text{ пс}$ — время релаксации энергии ЭДП за счет эмиссии оптических фононов с учетом разогрева последних [29], τ_T , τ_p , τ_h измеряются в пс, T_c — в К, E_g — в эВ, c_0 — скорость света в вакууме, $n_0 = 3.6$ — показатель преломления GaAs, $\gamma = \sigma n$ — коэффициент внутризонного поглощения света, $\sigma = 1.5 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ [30], D —

диаметр активной области. Из аналитического определения τ_T следует, что взаимодействие излучения с неравновесными носителями приводит к замедлению их энергетической релаксации. Упрощенно это взаимодействие включает 1) вынужденную рекомбинацию «холодных» носителей, энергия которых меньше средней энергии носителей в ЭДП; 2) внутризонное поглощение электронами излучения. Теоретическое значение $\tau_R \approx (2/3)A\tau_h$ остаточного характерного времени релаксации в формуле (9), к которому при уменьшении D стремятся τ_R и характерное время τ_r релаксации s -компоненты, подтверждается экспериментом [20]. Это значение представляется на сегодня универсальным в том смысле, что никакая миниатюризация активной области предположительно не может сделать его меньше при горячей ЭДП. Экспериментально обнаружено, что время τ_T , а наряду с ним τ_R и τ_r , может характеризовать замедление ЭТН, возникающее из-за взаимодействия s -излучения с носителями, не только на спаде, но и на фронте, и в максимуме как интегрального по спектру s -излучения, так и s -компонент.

Можно упомянуть еще следующие экспериментально доказанные свойства s -излучения с существенной ролью ЭТН: антикорреляция между максимальной интенсивностью s -излучения и временем τ_T [16]; влияние замедления ЭТН на максимальную плотность энергии s -компоненты в активной среде, на время достижения максимума и на длительность s -компоненты [20, 31]; уменьшение как дифференциального коэффициента усиления, так и инверсии населенности при линейном возрастании интенсивности s -компоненты [18]. Эти и другие свойства s -излучения подробно представлены в посвященном им обзоре [32].

4. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ s -ИЗЛУЧЕНИЯ И НАВЕДЕНИЕ ИМ БРЭГГОВСКОЙ РЕШЕТКИ НАСЕЛЕННОСТИ

В работе [12] с начала s -излучения наблюдалась не предполагавшаяся ранее автомодуляция спектра его интенсивности $I_s(\hbar\omega_s)$. Модуляционная компонента спектра δI_s определяется как разность экспериментального (кривая 1) и усредненного сглаженного (кривая 2) спектров, рис. 4а. На рис. 4б приведены примеры модуляционной компоненты $\delta I_s/I_{s-max} = f(\hbar\omega_s)$, нормированной на амплитуду сглаженного спектра I_{s-max} . Рассмотрим эволюцию модуляционной компоненты. В начале s -

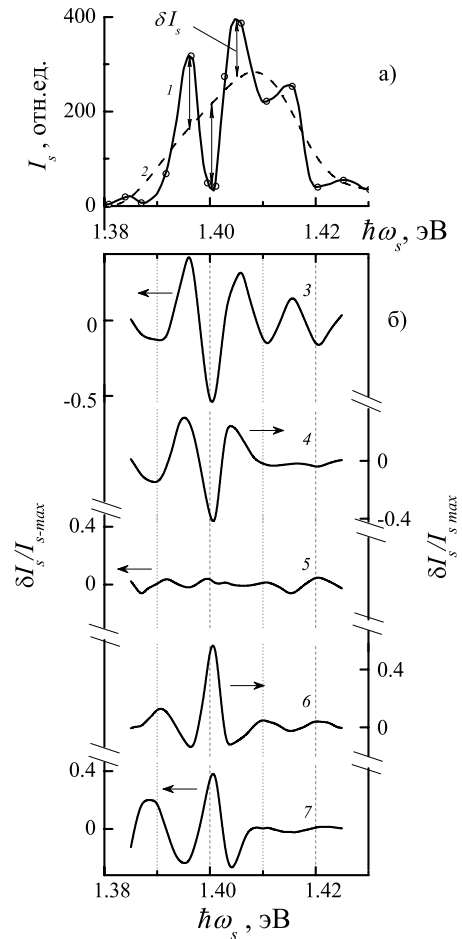


Рис. 4. а) Экспериментальный спектр s -излучения в момент времени $t = 6$ пс (кривая 1). Усредненный сглаженный спектр s -излучения — штриховая кривая 2. Стрелки показывают модуляционную компоненту спектра излучения δI_s при некоторых энергиях фотона $\hbar\omega_s$. б) Модуляционная компонента спектра излучения, нормированная на амплитуду сглаженного спектра, $\delta I_s/I_{s-max} = f(\hbar\omega_s)$, в моменты времени 6 пс (3), 14 пс (4), 19 пс (5), 26 пс (6), 32 пс (7)

излучения, например при $t = 6$ пс, на спектре (кривая 3 на рис. 4б) обнаруживаются эквидистантные локальные максимумы (ЛМ) при фиксированных энергиях фотона $\hbar\omega_s \approx 1.405$ эВ $\pm k\xi$, где $k = 0, 1, 2$ и $\xi \approx 10$ мэВ. Излучение, составляющее локальную особенность спектра при такой величине $\hbar\omega_s$, названо i -модой.

С ростом интенсивности I_Σ s -излучения, интегрального по спектру, глубина модуляции и число ЛМ уменьшались. Ко времени $t = 14$ пс в спектре (кривая 4) остались явно выделенными две i -моды. В области максимума интенсивности I_Σ при $t = 19$ пс и эти ЛМ почти нивелировались, см. кривую 5. При спаде s -излучения, на месте бывших ло-

кальных минимумов возникали уже ЛМ и наоборот. Так проявились четыре новых (два из них слабые) ЛМ, означающих усиление на спектре мод с энергиями фотона $\hbar\omega_s \approx 1.40 \text{ эВ} \pm k\xi$, которые названы h -модами, кривая b . Из этих ЛМ к $t = 32 \text{ пс}$ (кривая 7) остались четко выраженными ЛМ, соответствующие h -модам с $\hbar\omega_s \approx 1.40 \text{ эВ}$ и с $\hbar\omega_s \approx 1.39 \text{ эВ}$, а остальные нивелировались.

Образование ЛМ представляется следующим [33]. В волноводной гетероструктуре плоские однородные волны s -излучения, называемые парциальными, движутся зигзагообразно, отражаясь от гетерограниц. Поле в волноводе рассматривают как результат сложения парциальных волн (концепция Бриллюэна [34]). При используемой накачке GaAs суперпозиция парциальных волн должна быть симметричной. Рассмотрим ее для парциальных волн s -компоненты с длиной волны в вакууме λ_0 , распространяющихся в слое GaAs в направлении вдоль диаметра активной области. Выделим две симметричные траектории, наклоненные под углом β к гетерограницам, показанные штриховой и сплошной линиями на рис. 5а. По каждой траектории навстречу друг другу движутся две парциальные волны, как указано стрелками на рис. 5а, формируя почти стоячую волну. Расположение в пространстве пучностей образовавшихся стоячих волн схематически показано на рис. 5б. Один набор эквидистантных параллельных пучностей показан сплошной линией, а второй — штриховой.

Пучности составляют симметричную решетку, удовлетворяющую следующим граничным условиям. Пересечение с гетерограницей двух соседних пучностей (штриховой и сплошной линий) из одного и другого наборов происходит в одном и том же месте, как, например, в точках C и G на рис. 5б. Каждому пересечению пучностей на одной гетерогранице соответствует такое пересечение пучностей на противоположной гетерогранице, что эти пересечения находятся на концах одной нормали к гетерограницам, например, в точках C и G на рис. 5б. Для получающейся решетки пучностей угол β должен удовлетворять соотношению

$$\sin \beta = \frac{k\lambda_0}{2n_0d}, \quad (11)$$

где k — целое число, отчего решетка (точнее угол β) может меняться только дискретно. Структура решетки для $k = 1$ приведена на рис. 5б, а для $k = 2$ — на рис. 5в. Что определяет, какое именно целочисленное значение приобретает k , пока не име-

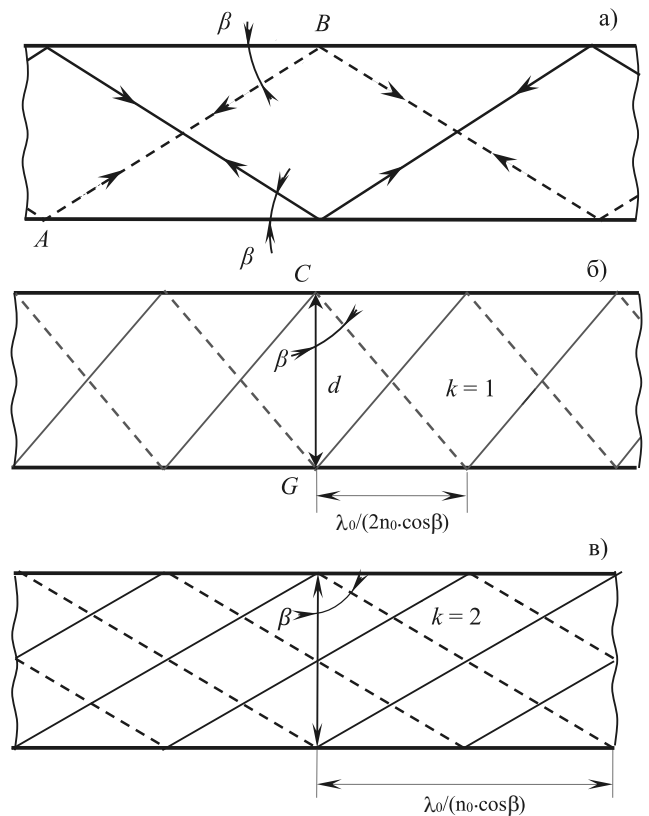


Рис. 5. а) Схема движения в слое GaAs навстречу друг другу парциальных волн спектральной компоненты излучения с длиной волны λ_0 . б) и в) Схемы расположения в слое GaAs пучностей стоячих волн при $k = 1$ и $k = 2$ в формуле (11)

ет объяснения. Примем для оценки, что $k = 1$ и $\lambda_0 = 0.886 \text{ мкм}$ h -моды с $\hbar\omega_0 = 1.40 \text{ эВ}$, составляющей максимум спектра на спаде s -излучения. Для такой моды показатель преломления GaAs $n_0 = 3.6$ при $T_R \approx 300 \text{ К}$ [30]. Получаем $\beta \approx 4.7^\circ$. Решетка узлов подобна решетке пучностей, но сдвинута в диаметральном направлении на $\lambda_0/4n_0 \cos \beta$. Пучности создают ЛМ распределения интенсивности s -излучения в пространстве. В них населенность энергетических уровней зоны проводимости обедняется s -излучением по сравнению с населенностью в местоположении локальных минимумов интенсивности, т. е. узлов. В результате возникает модуляция распределения в пространстве плотности n неравновесных электронов. Из-за зависимости показателя преломления n_0 от плотности n возникает аналогичная модуляция n_0 в пространстве, которую можно рассматривать как модификацию брэгговской решетки.

Положительная обратная связь (ПОС) для излучения создается брэгговской решеткой, когда волна, рассеиваясь на периодических неоднородностях, меняет направление распространения на обратное. При этом все отраженные волны должны быть синфазны и интерферировать конструктивно. Условие такого отражения от периодической структуры выполняется для лучей обоих направлений. В результате возникают две связанные волны одинаковой частоты, распространяющиеся в противоположных направлениях. Таким образом, периодическая решетка создает обратную связь в обоих направлениях и на всей протяженности решетки. Этот эффект реализуется, если один из оптических параметров среды промодулирован в направлении распространения волны по какому-либо периодическому закону, причем период модуляции a удовлетворяет условию Брэгга–Вульфа

$$a = \frac{m_0 \lambda_0}{2n_0}, \quad (12)$$

где m_0 — целое число. В направлении вдоль любой из траекторий на рис. 5а набор перпендикулярных ей пучностей и узлов вызывает осцилляции n_0 в пространстве с периодом

$$a_1 = \frac{\lambda_0}{2n_0}. \quad (13)$$

Выражение (13) — это условие Брэгга–Вульфа для $m_0 = 1$. Следовательно, каждый из двух вышеназванных наборов пучностей и узлов наводит свою брэгговскую решетку модуляции показателя преломления n_0 , создающую ПОС для излучения с длиной волны λ_0 , движущегося перпендикулярно плоскостям этой решетки. Благодаря ПОС, эта спектральная мода усиливается и создает ЛМ на спектре. Заметим, что для этого излучения при пересечении им второй решетки под углом 2β к ее нормали преломление на пути между двумя противоположными гетерограницами пренебрежимо мало. Согласно, например, работе [35], брэгговская решетка должна способствовать появлению в спектре излучения помимо ЛМ при λ_0 еще других ЛМ, приблизительно разделенных с ним интервалами, кратными

$$\xi_B [\text{эВ}] = \frac{hc_0}{2n_0 l}, \quad (14)$$

где l — протяженность брэгговской структуры, h — постоянная Планка, c_0 — скорость света в вакууме. Каждая из мод, создающих ЛМ в спектре, будет создавать свою брэгговскую решетку населенности, подобную описанной для моды λ_0 . Эти ре-

шетки совместимы, поскольку каждая будет способствовать созданию ЛМ, расположенных в спектре там же, где и ЛМ, созданные модой λ_0 . Похожего мнения придерживаются, например, авторы работы [36], поскольку оно согласуется с их лазерными экспериментами. Относительно решетки с $k = 1$ и $\beta = 4.7^\circ$ заметим, что движение в GaAs наиболее интенсивной части s -излучения под близким углом $\beta \approx 5^\circ$ следовало и из диаграммы направленности s -излучения (см. рис. 3 в [33]). Согласно этой диаграмме, излучение максимальной интенсивности выходило из торца образца под углом к гетерограницам $\phi \approx 20^\circ$, как и следовало по закону Снеллиуса: $n_0 \sin \beta = \sin \phi$. Эквидистантные ЛМ в спектре s -излучения разделены интервалом $\xi \approx 10$ мэВ, см. выше. Интервал ξ близок к оценке интервала $\xi_{B1} = 9.4$ мэВ, получаемой в случае, если в выражении (14) принять за l длину участка траектории, проходимого излучением между двумя последовательными его отражениями от гетерограниц, например отрезок AB на рис. 5а, т. е. $l = d/\sin \beta$, где $\beta = 4.7^\circ$ при $k = 1$. Таким образом, экспериментально установленный интервал ξ близок к интервалу ξ_{B1} , который должен возникать под влиянием брэгговской решетки.

Образование пространственной решетки обеднения населенности предполагалось ранее в лазерах [37]. Авторы статьи [36] объясняли наблюдающуюся модуляцию спектра мощного излучения (предполагаемого сверхизлучением) полупроводникового лазера, как и ряд обнаруженных ими эффектов [38], образованием решетки населенности в активной среде лазера.

Оценка изменения плотности носителей из-за обеднения их населенности выполнена в [33]. Допускалось, что обеднение населенности сконцентрировано там, где располагаются пучности, а в местоположении узлов обеднения нет. Для оценок воспользовались спектром просветления $\lg(T^1/T^0)$, характеризующего увеличение прозрачности из-за неравновесных носителей заряда. Плотности носителей с обеднением n_d и без него n_F соотносятся, по оценке, как $n_F/n_d = 1.1$. Для излучения с длиной волны λ_0 и $n = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, как в [14], получалось изменение показателя преломления, вызванное наличием неравновесных электронов, без обеднения населенности $\Delta n_{0-F} \approx -0.0068$, а с обеднением $\Delta n_{0-d} \approx -0.0062$. Отношение показателей преломления областей с обеднением населенности и областей без обеднения составляет

$$\frac{n_1}{n_2} = \frac{n_0 + \Delta n_{0-d}}{n_0 + \Delta n_{0-F}} = 1.00017. \quad (15)$$

Для оценки коэффициента отражения излучения вышеописанной брэгговской решеткой, или, иначе, распределенным брэгговским отражателем (РБО), использовалось выражение [39]

$$R_B = \left[\frac{1 - (n_1/n_2)^{2m}}{1 + (n_1/n_2)^{2m}} \right]^2, \quad (16)$$

где $m \approx 2Dn_0 \cos \beta / \lambda_0 = 4048$ — число периодов осцилляций показателя преломления на всей длине РБО. Принимая величину D равной диаметру $D_{ex} = 0.05$ см фокусного пятна луча накачки на полувысоте (FWHM), получаем $R_B \approx 0.36$, т. е. созданный излучением РБО должен отражать с коэффициентом R_B те спектральные компоненты излучения, которые движутся под углом β к гетерограницам и составляют ЛМ на спектре излучения. Оказалось, что полученное значение $R_B \approx 0.36$ согласовалось с оценками коэффициента отражения полного s -излучения, сделанными двумя другими методами [33], что соответствует и эксперименту [20]. Причина этого, возможно, в том, что а) спектральные компоненты, составляющие ЛМ — это значительная часть полного излучения; б) в области максимума излучения происходит переключение мод и решетки, описываемое в разд. 8, и т. д. То, что РБО создается еще и модуляцией в пространстве коэффициента усиления [35], пока игнорировалось.

Для появления ПОС, например, для i -мод, и образования ими ЛМ в спектре необходимо еще, чтобы коэффициент оптического усиления моды превышал некоторый порог [35]. Этот порог тем выше, чем а) дальше ЛМ отстоит в спектре от ЛМ, образованного самой интенсивной i -модой; б) меньше глубина пространственной модуляции показателя преломления. Разное изменение порогов для разных мод во время эволюции излучения приводит к различию в возникновении и затем исчезновении ЛМ (подробнее см. [33]). Последнее, в случае лазеров, называют конкуренцией мод. Так что возникает объяснение конкуренции мод, как следствия наведения излучением брэгговской решетки.

В итоге оказалось, что s -излучение создает в слое GaAs гетероструктуры брэгговскую решетку населенности электронов. Для ее образования существенно отражение s -излучения от гетерограниц и выполнение выявленных граничных условий. Решетка может являться причиной появления такой «многомодовости» излучения лазера, параметры которой определяются размерами его волновода. Вышеизложенному предшествовало исследование эффекта выжигания пространственных дыр и многомодовой генерации в твердотельном [40, 41], следом

в полупроводниковом [42] лазере, а позднее в лазерах на квантовых точках [43, 44].

Интерференционная картина спектра s -излучения свидетельствовала о когерентности спектральных мод s -излучения. Поскольку спонтанное излучение считается стохастическим, его усиление не должно было приводить к существенно когерентному стимулированному излучению, при этом без влияния отражения от торцов или зеркал, считаемого атрибутом когерентизации в лазере. Из когерентности следует, что электроны, излучая фотоны одинаковой энергии, колеблются сфазировано. Следовательно, их можно представлять как связанные осцилляторы. Подобное предполагалось Дике как результат воздействия электромагнитного поля, излучаемого одним осциллирующим электроном, на осцилляции других излучающих электронов [45]. По Дике, это должно приводить к сверхизлучению, но не оно, а s -излучение возникло в описанных условиях. Кроме того, вывод Дике получен для инвертированных двухуровневых атомов и, значит, монохроматического излучения, что существенно отличается от ЭДП полупроводника в поле собственного излучения, представляющего световой континуум. На будущее возникает задача выяснения механизма обнаруженной когерентизации s -излучения и корреляции излучающих его электронов.

5. ОБРАЗОВАНИЕ МОДУЛЯЦИИ СПЕКТРА ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА ИЗ-ЗА ВЫЖИГАНИЯ s -ИЗЛУЧЕНИЕМ ЧАСТОТНЫХ ДЫР

В работе [46] обнаружилось, что в присутствии s -излучения возникает модуляция спектра фундаментального поглощения света в слое GaAs. Это следовало из модуляции измеренного спектра просветления, которое связано с поглощением выражением (3). Наиболее простая форма модуляции просветления представлена кривыми 1 и 2 на рис. 6а. Подобная модуляция просматривалась в графиках работы [9], но не получила серьезного внимания.

Появление такой модуляции объясняется следующим. S -излучение создает обеднение инверсной населенности энергетических уровней на дне зоны проводимости, иначе говоря, выжигает дыру в спектре усиления. Созданное обеднение населенности электронов транслируется вверх по зоне с периодом, равным энергии продольного оптического (LO) фонона $\hbar\omega_{LO}$. Это происходит для восстановления детального равновесия переходов электронов с из-

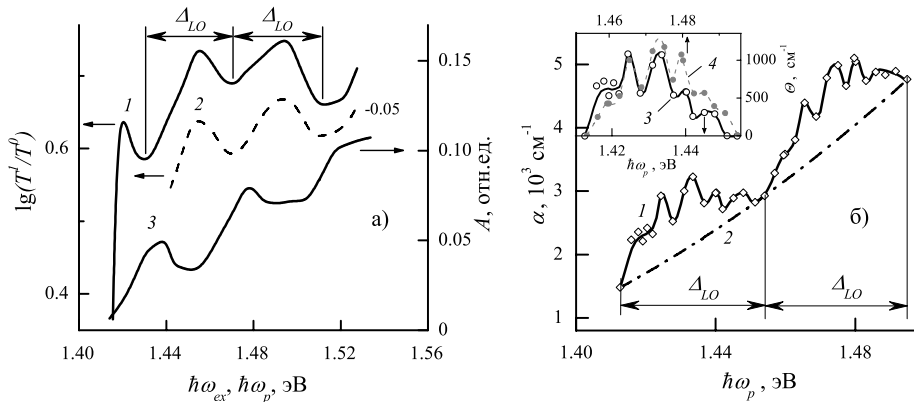


Рис. 6. а) Зависимость просветления $\lg(T_1/T_0)$ от энергии фотона $\hbar\omega_p$ зондирующего импульса при $\tau = -3$ пс: 1 — $\hbar\omega_{ex} = 1.558$ эВ; 2 — $\hbar\omega_{ex} = 1.579$ эВ. 3 — Зависимость амплитуды спектра s -излучения от энергии фотона накачки, $A = f(\hbar\omega_{ex})$. б) 1 — спектр поглощения света, измеренный при $\tau = -0.3$ пс и фиксированной энергии W_{ex} ; 2 — участок параболы, касательный к спектру 1. На вставке: разность Θ между спектром поглощения 1 и касательной 2 в спектральных интервалах $\hbar\omega = 1.413\text{--}1.454$ эВ (3), $1.454\text{--}1.495$ эВ (4)

лучением и с поглощением LO -фононов, нарушенного появлением дыры [14]. Из-за образовавшегося в зоне проводимости периодического обеднения населенности электронов и возникает модуляция спектров просветления и поглощения. В согласии с этим период модуляции равен

$$\Delta_{LO} \approx \hbar\omega_{LO}(1 + m_e/m_h), \quad (17)$$

где m_e и m_h — эффективные массы электрона и тяжелой дырки.

На рис. 7 представлены измеренные при одинаковой накачке спектр энергии s -излучения $W_{s-m}(\hbar\omega)$, интегральной по времени; область усиления света и граничаций с ней выступ в спектре поглощения света. Спектр выжигаемой дыры определяется в области усиления света выражением

$$\alpha_H(\hbar\omega) = \alpha_{FD}(\hbar\omega) - \alpha(\hbar\omega), \quad (18)$$

где $\alpha_{FD}(\hbar\omega)$ — расчетный спектр поглощения света при фермиевском распределении ЭДП, $\alpha(\hbar\omega)$ — экспериментальный спектр поглощения света. Выступ определялся выражением

$$\alpha_P(\hbar\omega) = \alpha(\hbar\omega) - \alpha_{FD}(\hbar\omega). \quad (19)$$

У названных спектров на рис. 7 обнаруживается следующее подобие.

1. Спектральные положения максимальной глубины дыры и максимума спектра s -излучения совпадали. Максимум спектра s -излучения и максимум выступа в спектре поглощения разделены спектральным интервалом Δ_{LO} .

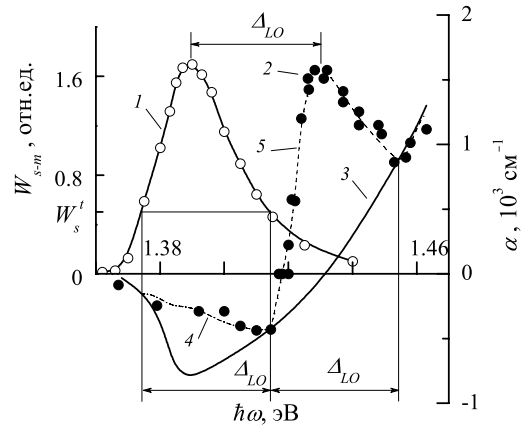


Рис. 7. Спектр энергии $W_{s-m}(\hbar\omega)$ s -излучения (кривая 1). Спектр поглощения света $\alpha(\hbar\omega)$ при $\tau = -3$ пс (кривая 2). Спектр поглощения, рассчитанный для фермиевского распределения ЭДП, $\alpha_{FD}(\hbar\omega)$ при $T_c = 52$ мЭВ, $n = p \approx 4.7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (кривая 3). Кривая 4 — $\alpha_{FD}(\hbar\omega) + b[W_{s-m}(\hbar\omega) - W_s^t]$; кривая 5 — $\alpha_{FD}(\hbar\omega) + b_1[W_{s-m}(\hbar\omega - \hbar\omega_{LO}) - W_s^t]$. $\hbar\omega_{ex} = 1.558$ эВ

2. Спектральная ширина выступа в спектре поглощения, как и спектральная ширина дыры в области усиления, оказалась равной Δ_{LO} . По-видимому, процессы излучения электронами LO -фононов, стимулированные невыполнением принципа детального равновесия, ограничивают спектральную ширину и дыры, и выступа.

3. Обозначим W_s^t энергию s -излучения при двух значениях $\hbar\omega$, при которых находятся границы дыры. Часть спектра s -излучения, расположенная выше уровня W_s^t , подобна по форме дыре в области

усиления,

$$W_{s-m}(\hbar\omega) - W_s^t \propto -\alpha_H(\hbar\omega), \quad (20)$$

и выступу в спектре поглощения,

$$\alpha_P(\hbar\omega) \propto W_{s-m}(\hbar\omega - \Delta_{LO}) - W_s^t. \quad (21)$$

4. Соответственно дыра в области усиления и выступ в спектре поглощения тоже подобны по форме $\alpha_P(\hbar\omega) \propto -\alpha_H(\hbar\omega - \Delta_{LO})$.

Описанное выше подобие выступа, дыры и спектра излучения, установленное в работе [14], подтверждает интерпретацию представленной на рис. 6а модуляции, где каждый выступ имел гладкую колоколообразную форму. Такая модуляция наблюдалась при определенных задержках τ . В промежутках между ними, при других задержках, огибающая каждого выступа дополнительно модулировалась как, например, на рис. 6б кривая 1 или ниже на рис. 9 в разд. 6 кривые 1 и 3. Эта модуляция тоже является результатом «выжигания» модулированным излучением обеднения (или частотных дыр) в населенности электронов в зоне проводимости. Подтверждается это опять же подобием модуляции спектров излучения и поглощения света. Так, очевидно сходство модуляции 1) спектра поглощения 1 на рис. 6б и спектра s -излучения на рис. 4а; 2) спектров поглощения 1 и 3 на рис. 9 и спектра s -излучения 4 на рис. 4б. То, что интервалы между ЛМ на спектрах поглощения и s -излучения немного различаются, связано с тем, что спектры измерялись в разных работах на разных образцах с несколько различающейся толщиной слоя GaAs. Обсуждаемая модуляция приближенно соответствует брэгговской решетке с $k = 1$ в формуле (11) и интервалом ξ_{B1} .

В работе [33] на рис. 5 приведены два спектра поглощения (кривые 1 и 3), измеренные при меньших интенсивностях накачки и на других образцах. В этих спектрах интервал между ЛМ составлял 23 и 21 мэВ соответственно, что приблизительно соответствует решетке с интервалом ξ_{B2} при $k = 2$. Наблюдение модуляции с ξ_{B1} и ξ_{B2} подтверждает, что наводимая s -излучением брэгговская решетка меняется дискретно, в соответствии с целым k . Трансляция с периодом Δ_{LO} модуляции, у которой интервал между выступами равен ξ_{B1} , подтверждается приближенно спектром поглощения на рис. 6б.

Таким образом, выясняется, что выжигание пространственных дыр в населенности носителей приводит, через посредство создаваемой интерференции s -излучения, к выжиганию модулированного обед-

нения населенности электронов в зоне проводимости (иначе, частотных дыр). Последнее вызывает модуляцию спектра поглощения. Хотя, казалось бы, электрон-электронное рассеяние не позволит образовываться частотным дырам. В работе [47] предполагается, что образование модуляции населенности в зоне проводимости становится возможным из-за возникающего замедления «залечивания» отклонений от фермиевского распределения носителей заряда. Подразумевается залечивание посредством взаимодействия носителей заряда. С этим согласуется утверждение [48], что в вырожденной плазме, электрон-электронное рассеяние преимущественно «заморожено» в силу принципа Паули. Электронный газ в зоне проводимости в нашем случае в значительной степени вырожден [21]. Модуляция поглощения наблюдалась в интервале значений $\hbar\omega$ от E_g до $\hbar\omega_{ex}$. Значит, в области от энергетического уровня, на который накачивались электроны, до дна зоны проводимости не экранировалось электрон- LO -фононное взаимодействие, несмотря на высокую плотность носителей. Возможно, направленный транспорт электронов в этой области затрудняет им перераспределение для экранирования и для залечивания [47, 49]. Однако окончательно причины замедления залечивания и отсутствия экранирования пока не установлены.

6. ЦИКЛИЧЕСКОЕ ИЗМЕНЕНИЕ МОДУЛЯЦИИ СПЕКТРА ПОГЛОЩЕНИЯ

Обнаружилось, что модуляция спектра поглощения циклически меняется (осциллирует) при изменении задержки τ , но при фиксированной энергии накачки W_{ex} [50]. Измерения проводились внутри спектрального интервала шириной не более Δ_{LO} . В указанной работе на рис. 2 представлены измеренные спектры поглощения света а) в невозбужденном образце; б) в накачиваемом образце при различных $-7 \text{ пс} \leq \tau \leq -2 \text{ пс}$. В случае б) на спектрах обнаружались локальные увеличения поглощения в виде ЛМ либо излома. Ступенеобразный излом на спектре возникал, когда локальное увеличение поглощения было не настолько сильным, чтобы на фоне «гладкого» возрастания α с ростом $\hbar\omega_p$ образовывать ЛМ. В оптической спектроскопии подобную особенность называют «плечо». ЛМ или излом на спектре далее обобщенно называем «выступом». Будем характеризовать положение выступа на спектре энергией фотона $\hbar\omega_{jut}$, при которой располагается вершина выступа. Это либо вершина ЛМ, либо

та точка излома на спектре, где находится максимум отрицательной кривизны. При изменении τ в указанной области положение выступов на спектре менялось приблизительно циклически, как представлено символами 1 на графике $\hbar\omega_{jut} = f(\tau)$, рис. 8. Средняя скорость такого перемещения выступа примерно 6 мэВ/пс.

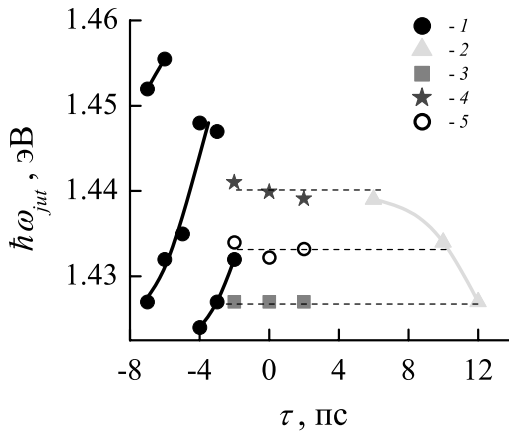


Рис. 8. (В цвете онлайн.) Зависимости энергии фотона $\hbar\omega_{jut}$, при которой в спектре поглощения располагается вершина выступа, от времени задержки τ , когда вершина зондирующего импульса сдвигается вдоль фронта (1), вдоль спада (2), в области вершины импульса s -излучения (3–5) (подробные пояснения см. в тексте)

При той же W_{ex} , но большей на 1.8 пс длительности (FWHM) импульсов накачки и зондирующего вместо выступа на спектре при $\tau = -2$ пс возникал локальный минимум. С ростом задержки при $\tau = -2, 0, 2$ пс на спектре поглощения, приблизительно при фиксированных энергиях фотонов, возникали два ЛМ. Эта модуляция нивелировалась при $\tau = -3, -1, 1, 4$ пс. Такое циклическое изменение модуляции для интервала $\tau = 0-4$ пс иллюстрирует рис. 9. Значениям τ и $\hbar\omega_{jut}$ указанных ЛМ соответствуют на рис. 8 символы 3, 4, а τ и энергии фотона, при которых провал между ЛМ достигал наибольшей глубины — символы 5. В области задержек $4 \text{ пс} \leq \tau \leq 12 \text{ пс}$ измеренную пока при трех значениях τ модуляцию спектра можно приблизительно характеризовать как образование одного «широкого» выступа, перемещение которого по спектру показано на рис. 8 символами 2.

Вырисовывается следующая картина. В области $\tau < -2$ пс, когда вершина зондирующего импульса «сдвигалась» вдоль фронта s -излучения, перемещение выступов по спектру соответствовало осцилляциям поглощения света с разными энергиями фотонов, когда спектр фазовых постоянных ос-

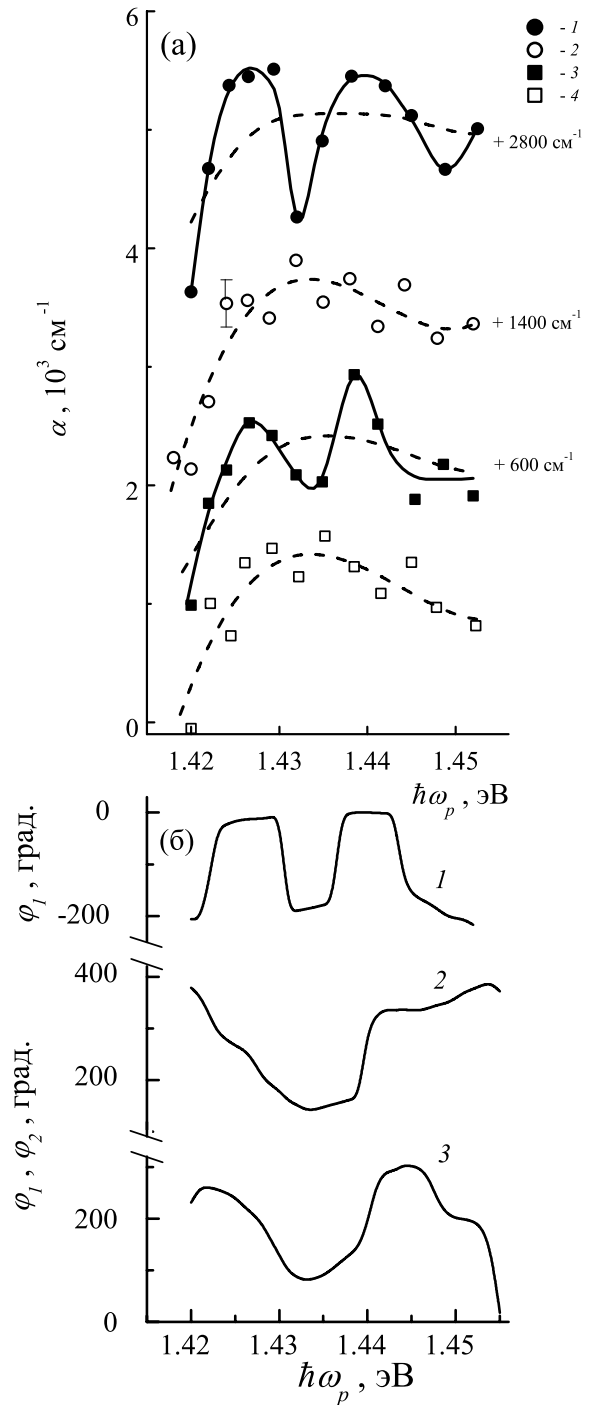


Рис. 9. а) Спектры поглощения зондирующего импульса света при задержке τ [пс]: 0 (1), 1 (2), 2 (3), 4 (4) и энергии накачки $W_{ex} = 1.6$ отн. ед. Для наглядности спектры 1–3 сдвинуты по оси ординат относительно своего истинного положения на величину, указанную справа от кривых. Штриховыми линиями показаны математически нивелированные спектры поглощения; б) Спектры фазовых постоянных первой ϕ_1 (3) и второй ϕ_2 (2) гармоник при $W_{ex} = 0.2$ отн. ед. и первой ϕ_1 (1) гармоники при $W_{ex} = 1.6$ отн. ед.

цилляции квазилинейный. При фиксированном значении τ спектральный интервал между двумя выступами $\xi_{T2} \approx 22$ мэВ. В области значений τ от -2 пс до 4 пс, когда вершина зондирующего импульса «сдвигалась» в области вершины импульса s -излучения, возникновению и исчезновению ЛМ соответствует спектр фазовых постоянных осцилляций, имеющий форму меандра (кривая 1 на рис. 9б), подробнее см. в разд. 7. Спектральный интервал между ЛМ составлял $\xi_{T1} \approx 13$ мэВ. В области $\tau > 6$ пс, когда вершина зондирующего импульса сдвигалась вдоль спада s -излучения, спектр фазовых постоянных осцилляций поглощения подобен отрезку параболы с отрицательным коэффициентом. В значительной части спектра поглощения его модуляция менялась синхронизовано (но не везде синфазно). Приблизительно повторяющееся (циклическое) появление и исчезновение локальных особенностей, составляющих автомодуляцию спектра поглощения, наблюдалось и при изменении энергии W_{ex} , но теперь уже при фиксированном значении $\tau = 3$ пс. Это описывается в работе [51].

Из обнаруживаемого циклического изменения модуляции спектра поглощения естественно следовало следующее предположение. Поглощение зондирующего импульса с «фиксированной» энергией фотона $\hbar\omega_p$, выбранной с учетом модуляции спектра, должно иметь компоненту, осциллирующую а) с изменением τ при фиксированной величине W_{ex} ; б) с изменением W_{ex} при фиксированной задержке τ . Осциллирующий вклад в зависимость $\alpha(\tau)$ для случая а) был обнаружен в работе [52]. На зависимости $\alpha(\tau)$, измеренной при $\hbar\omega_p = 1.44$ эВ и представленной кривой 1 на рис. 10, наблюдалось монотонное уменьшение интервала между вершинами выступов, происходившее при изменении τ (об этом еще см. в разд. 7). Осцилляционная компонента $\delta\alpha(\tau)$, представляющая разность между экспериментальной зависимостью $\alpha(\tau)$ (кривая 1) и ее гладкой компонентой (кривая 2), показана кривой 3 на том же рисунке. Для случая б) осциллирующий вклад в зависимость $\alpha(W_{ex})$ при фиксированных τ и $\hbar\omega_p$ был обнаружен в работе [52].

Таким образом, выявилось, что модуляция спектра поглощения меняется циклически (осциллирует) при изменении задержки τ или энергии W_{ex} . В согласии с этим, в поглощении зондирующего импульса с «фиксированной» энергией фотона возникает компонента, осциллирующая при изменении указанных параметров. Дальнейшее исследование этих осцилляций описывается в последующих разделах.

7. ЧАСТОТА МОДУЛЯЦИИ

Циклически меняющуюся модуляцию можно представить внутри спектрального периода Δ_{LO} как разность экспериментального α и математически нивелированного $\alpha_F(\hbar\omega)$ спектров поглощения: $\alpha_u = \alpha - \alpha_F = f(\omega, \tau)$. Из совокупности спектров $\alpha_u = f(\hbar\omega)$ для разных задержек -4 пс $> \tau > 4$ пс были получены зависимости $\alpha_u = f(\tau)$ при различных $\hbar\omega$ и W_{ex} . Зависимости $\alpha_u = f(\hbar\omega)$ и $\alpha_u = f(\tau)$, которые будем называть экспериментальными, представляли колебания. В указанном интервале задержек τ оказалось возможным приближенно представить зависимость $\alpha_u = f(\tau)$ при энергиях $W_{ex} = 0.2, 0.8$ отн.ед. как сумму постоянной A_0 и двух гармоник:

$$\alpha_u = A_0 + A_1 \cos(2\pi F\tau + \phi_1) + A_2 \cos(4\pi F\tau + \phi_2). \quad (22)$$

При $W_{ex} = 1.6$ отн.ед. в подобном представлении нет второй гармоники, т. е. $A_2 = 0$. Параметры A_0, A_i, F, ϕ_i , где i — номер гармоники, определялись подгонкой. Рассчитанные при подстановке этих параметров в (22) зависимости $\alpha_u = f(\tau)$ и полученные из них $\alpha_u = f(\hbar\omega)$ удовлетворительно отображали экспериментальные зависимости, см. рис. 2 и рис. 3 в [53]. Таким образом, модуляция зависимости $\alpha_u = f(\tau)$ коэффициента поглощения света с фиксированной энергией фотона $\hbar\omega$ может быть представлена как автоколебания с частотой F , составленные одним или еще и вторым (с частотой $2F$) гармоническими колебаниями, плюс постоянная A_0 . При фиксированной энергии $W_{ex} \leq 1.6$ отн. ед. частота F не зависела от $\hbar\omega$ в заметной части интервала Δ_{LO} . Это говорит о синхронизации автомодуляции поглощения света с разными $\hbar\omega$. Такую модуляцию будем называть синхронизованной. Вышеизложенное количественно поясняет циклическое повторение формы автомодуляции спектра поглощения через время $T_\alpha = F^{-1}$. Полученные указанным образом три экспериментальных значения F представлены символами 1 в функции от W_{ex} на рис. 11а. Такая зависимость $F(W_{ex})$ объясняла еще циклическое появление и исчезновение локальных особенностей, составляющих автомодуляцию спектра поглощения, при изменении энергии импульса накачки W_{ex} и фиксированной задержке τ [51].

В работе [15] было установлено, что энергия s -излучения, интегрального по спектру, пропорциональна W_{ex} . Отсюда предполагалось, что и максимальная интенсивность $I_{\Sigma-max}$ s -излучения,

интегрального по спектру, пропорциональна энергии W_{ex} . Позднее появилась возможность измерять хронограммы излучения, и этому предположению не противоречили изменения $I_{\Sigma-max}$ при изменении W_{ex} в работе [54]. С учетом этого удается получить оценку зависимости F от интенсивности s -излучения. Сначала сделаем оценку интенсивности $I_{\Sigma-max}$ в абсолютных единицах для эксперимента с $W_{ex} = 1.6$ отн. ед. В единице объема скорость генерации излучения со средней по его спектру энергией фотона $\hbar\omega = 1.4$ эВ равна

$$\chi = \frac{\hbar\omega}{\tau_R} \left(n_{max} - \frac{n_{max}}{e} \right) = 3.4 \cdot 10^{29} \text{ эВ} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (23)$$

Максимальная плотность n_{max} носителей заряда в GaAs при его накачке пикосекундным импульсом света с диаметром фокусного пятна $D_{ex} = 0.06$ см определялась по ширине запрещенной зоны E_g , перенормированной из-за кулоновского взаимодействия носителей и, соответственно, зависящей от их плотности [25]. Значение E_g определялось по длинноволновому краю интегрального по времени спектра s -излучения. В работе [16] с условиями экспериментов, близкими к рассматриваемому случаю, были получены зависимости $n_{max}(D_{ex})$ и $\tau_R(D_{ex})$, где τ_R — характерное время релаксации s -излучения. В соответствии с этими зависимостями $n_{max} = 6.06 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $\tau_R = 13$ пс при $D_{ex} = 0.06$ см. Скорость генерации излучения в зондируемой части активной области слоя GaAs равна

$$X = \chi(\pi D_p^2/4)d = 4.34 \cdot 10^{22} \text{ эВ} \cdot \text{с}^{-1}, \quad (24)$$

здесь $D_p \approx 0.3$ мм — диаметр (FWHM) зондирующего импульса, $d = 1.5$ мкм.

Интенсивность излучения, выходящего из зондируемой части активной области, равна

$$I_{\Sigma} \approx X/\pi D_p d = 4.9 \cdot 10^8 \text{ Вт/см}^2. \quad (25)$$

Считая эту интенсивность излучения максимальной $I_{\Sigma-max}$ при $W_{ex} = 1.6$ отн. ед., можем теперь хронограмму s -излучения представить в абсолютных единицах. Сопоставляя ее затем с хронограммой накачки, определяем мгновенные интенсивности I_{Σ} s -излучения в течение той модуляции, для которой преобразованием (22) определялась частота F . Полагая, что интенсивности $I_{\Sigma-max}$ соотносятся, как энергии накачки, получаем их абсолютные значения для двух оставшихся энергий $W_{ex} = 0.2$,

0.8 отн. ед., а потом вышеописанным способом определяем I_{Σ} . На основании таких оценок получен график зависимости $F = f(I_{\Sigma})$, рис. 11а. На графике каждый горизонтальный отрезок показывает интервал интенсивности I_{Σ} , на протяжении которого частота синхронизированной модуляции оставалась приблизительно неизменной, а точки, показанные символами 1, обозначают частоту F при средней интенсивности $I_{\Sigma-m}$ такого интервала.

Зависимости $F = f(I_{\Sigma-m})$ не противоречит и модуляция спектра поглощения в интервале τ от -7 пс до -2 пс. Эта модуляция описана в начале разд. 6. Частота F для этой модуляции определяется с помощью графиков экспериментальных зависимостей $\hbar\omega_{jut} = f(\omega)$, см. рис. 8. Из приблизительно эквидистантных кривых, аппроксимирующих экспериментальные точки, следовало, что выступы возникали повторно в той же точке спектра через $T_{\alpha} \approx 4$ пс. Соответствовавшая этой модуляции средняя интенсивность $I_{\Sigma-m}$ в указанном временном интервале определена описанным выше способом. Полученная в результате частота $F = 0.25$ ТГц при $I_{\Sigma-m} = 0.16$ ГВт/см² представлена символом 2 на рис. 11а и согласуется с линейной аппроксимацией 4 экспериментальной зависимости $F = f(I_{\Sigma-m})$.

Фундаментальное поглощение света связано с функциями распределения электронов соотношением (4). Учитывая это, вышеописанные осцилляции модуляции поглощения обнаруживают синхронизованные осцилляции населенности электронов. Инверсная населенность уровней в области дна зоны проводимости осциллирует из-за предположительно межзонных осцилляций электронов, возбуждаемых полем s -излучения. А населенность расположенных выше уровней осциллирует для поддержания детального равновесия, как описано в разд. 5. При межзонных осцилляциях электрон совершает прямые оптические переходы между двумя квантовыми состояниями, одно из которых находится в зоне проводимости, а другое — в валентной зоне. В таком представлении F является не только частотой осцилляций поглощения, но одновременно и частотой межзонных осцилляций электронов. Последние осцилляции аналогичны тем анализировавшимся в теории возмущений осцилляциям системы между двумя состояниями с разными энергиями, которые должны возникать при наличии периодического возмущения с резонансной или близкой к ней частотой [55]. Зависимость $F = f(I_{\Sigma})$ свидетельствует о том, что частоту осцилляций определяет интенсивность интегрального по спектру s -излучения. С появлением возможности

измерения хронограмм излучения уточнилось, что это относится к синхронизованным осциллирующим коэффициентам поглощения света с разными энергиями фотонов (кратко, к синхронизованной модуляции поглощения).

На рис. 10 приведена осциллирующая зависимость коэффициента α поглощения зондирующего импульса с энергией фотона $\hbar\omega_{p1} = 1.44$ эВ в функции от задержки τ . Как следует из хронограмм на рис. 3, эта задержка менялась так, что вершина зондирующего импульса перемещалась а) вблизи максимума s -излучения, где I_Σ меняется мало и немонотонно; б) при сильном возрастании интенсивности I_R (вдоль фронта) s -компоненты с энергией фотона $\hbar\omega_{s1} = \hbar\omega_{p1} - \Delta_{LO} = 1.40$ эВ. Если бы частота F осцилляций коэффициента α зависела только от I_Σ , то она при том же возрастании τ менялась бы или немонотонно, преимущественно уменьшаясь, или оставалась неизменной. Но этого не происходит. Учитывая трансляцию модуляции населенности электронов по зоне проводимости, видимо, указанная интенсивность I_R определяет период T_α осцилляций поглощения света с энергией фотона $\hbar\omega_{p1}$. Из графиков $\alpha(\tau)$ и $I_R(t)$ (соответственно рис. 10 и 3) следует, что период T_α уменьшался и, значит, частота F возрастала при возрастании I_R . Соответствующая зависимость $F(I_R)$ представлена на рис. 11б символами 1. Влияния на эту зависимость синхронизации с осцилляциями поглощения света с другими $\hbar\omega$ не наблюдалось, видимо, поскольку не удовлетворялись условия синхронизации, о которых см. разд. 10. Уточним еще, что на рис. 3 показана хронограмма, измеренная [12] для s -компоненты с максимумом интенсивности при $\hbar\omega_s = 1.401$ эВ, а не при $\hbar\omega_{s1} = 1.40$ эВ. Но при спектральной ширине 7.6 мэВ измеряемой s -компоненты (это обеспечивало интенсивность, требуемую для пикосекундного временного разрешения измерений) различие в 1 мэВ не существенно.

В согласии с вышеизложенным предполагаем, что частоту собственных осцилляций электронов между двумя энергетическими уровнями, разность энергий которых равна $\delta E > E_g$, определяет интенсивность I_R резонансной s -компоненты излучения, у которой энергия фотона $\hbar\omega = \delta E$. Оценить спектральную ширину $\delta\hbar\omega$ такой компоненты можно попробовать из принципа неопределенности [56],

$$\delta_1 \hbar\omega \geq \hbar T_\alpha = 0.66 \text{ мэВ}, \quad (26)$$

где $T_\alpha = 1$ пс. При близкой спектральной ширине $\delta_2 \hbar\omega \approx 0.4\text{--}0.8$ мэВ измеряемой части зондирующего импульса удавалось регистрировать модуляцию

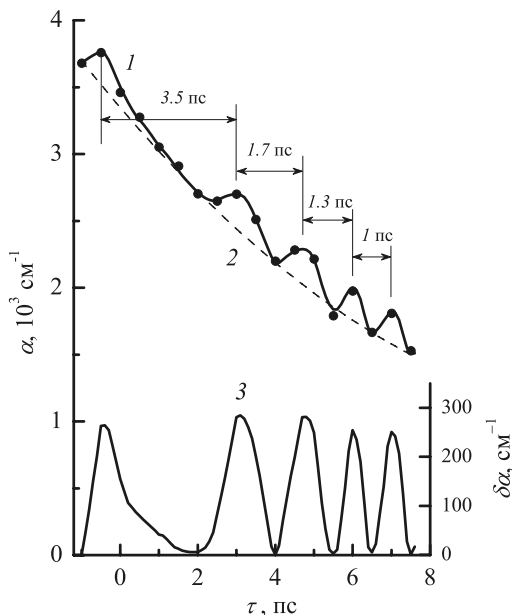


Рис. 10. Зависимости коэффициента поглощения α от задержки τ при $\hbar\omega_p = 1.44$ эВ (1), ее гладкой $\alpha(\tau)$ (2) и осцилляционной $\delta\alpha(\tau)$ (3) компонент

поглощения света с периодами $T_\alpha \geq 1$ пс. В реальном времени измерялась модуляция поглощения спектральных компонент шириной $\delta_3 \hbar\omega = 0.5$ мэВ мощного зондирующего импульса [57, 58]. Поскольку три указанных ширины, $\delta_1 \hbar\omega$, $\delta_2 \hbar\omega$, $\delta_3 \hbar\omega$, близки, можно принять их среднее $\delta\hbar\omega \approx 0.6$ мэВ за ширину резонансной s -компоненты, интенсивность I_R которой определяет частоту собственных осцилляций электронов.

Оценка интенсивности I_R s -компоненты с энергией фотона $\hbar\omega_{p1}$ и спектральной шириной $\delta\hbar\omega$ была выполнена по следующей схеме, близкой к методу определения I_Σ . Используется сделанная выше оценка $I_{\Sigma-max} = 0.49$ ГВт/см². Определяется отношение S_m/S_Σ , где $S_\Sigma = 49.9$ отн. ед. — площадь спектра излучения в тот момент t_{max} , когда достигается интенсивность $I_{\Sigma-max}$, а $S_m = I_R \delta\hbar\omega = 0.83$ отн. ед. — часть площади, занимаемая компонентой I_R в спектре излучения в момент t_{max} . Определяется интенсивность компоненты излучения $I_R = I_{\Sigma-max}(S_m/S_\Sigma) = 8.2 \cdot 10^6$ Вт/см² в момент t_{max} . Зная I_R в момент t_{max} , можно перевести хронограмму компоненты из относительных в абсолютные единицы. Такой оценке соответствуют экспериментальные точки зависимости $F(I_R)$, показанные символами 1 на рис. 11б.

Таким образом, можно принять, что частоту собственных осцилляций электронов определяет интенсивность I_R соответствующей резонансной s -

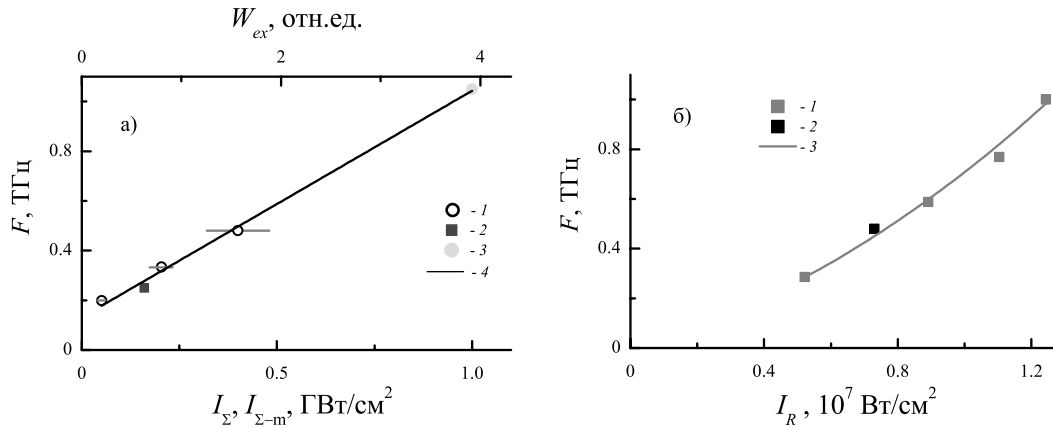


Рис. 11. (В цвете онлайн.) а) Зависимости частоты F осцилляций поглощения света от энергии импульса накачки W_{ex} (1), от средней $I_{\Sigma-m}$ (1, 2) и мгновенной I_Σ интенсивностей s -излучения, интегрального по спектру. Горизонтальный отрезок показывает интервал интенсивности I_Σ , на протяжении которого частота синхронизованной модуляции оставалась приблизительно неизменной. Приведены также частота автомодуляции огибающей импульса лазерного излучения в работе [1], см. разд. 9 (3) и аппроксимация (4) экспериментальных точек (1–3) линейной зависимостью $F = f(I_{\Sigma-m})$. б) Зависимость частоты F осцилляций поглощения света с энергией фотона $\hbar\omega_{p1} = 1.44$ эВ от интенсивности I_R s -компоненты с энергией фотона $\hbar\omega_{s1} = 1.401$ эВ (1), средняя интенсивность I_M синхронно модулированных с частотой $F = 0.48$ ТГц s -компонент (2), аппроксимация (3) экспериментальных точек 1, 2 отрезком параболической зависимости $F = f(I_R)$, для наглядности

компоненты. S -излучение представляет собой световой континуум, в котором I_R существенно меняется с $\hbar\omega$. Синхронизованная модуляция поглощения означает, что происходят связанные синхронизованные межзонные осцилляции электронов, т. е. осцилляции электронов между одной парой уровней происходят синхронизовано с осцилляциями электронов между другими парами уровней с другими значениями δE и I_R . В этой ситуации частоту синхронизованных осцилляций может определять помимо I_Σ , возможно, еще и средняя интенсивность I_M s -компонент. Подразумевается средняя для той части спектра s -излучения, которая создает синхронизованную модуляцию соответственной области спектра поглощения. Экспериментальных данных хватает пока только на то, чтобы показать это для осцилляций с частотой $F = 0.48$ ТГц. Сделаем оценку I_M для этого случая.

Фазовая характеристика модуляции поглощения, следующая из фурье-разложения (22), для указанного случая имеет форму приблизительно прямоугольного меандра, см. рис. 9б. Скачок фазы между верхним и нижним горизонтальными участками меандра равен π . Сопоставляя мгновенный спектр s -излучения в момент $t = 14$ пс (соответствующий $\tau \approx 0$, см. кривую 2 на рис. 3 в [12]) с фазовой диаграммой, определяем границы $\hbar\omega_1 = 1.391$ эВ, $\hbar\omega_2 = 1.418$ эВ той части (обозначим ее 1) спектра,

внутри которой осцилляции синхронизованы. Для указанного времени t интенсивности излучения интегрального по части 1 спектра ($I_{\Sigma-1}$) и по всему спектру ($I_\Sigma = 0.408$ ГВт/см²) относятся, как площади под спектральными кривыми части 1 спектра ($S_1 = 38.3$ отн. ед.) и всего спектра ($S = 47.2$ отн. ед.). Отсюда получаем $I_{\Sigma-1} = 0.33$ ГВт/см². Предполагаем, что часть 1 спектра разбита на N равных интервалов шириной $\delta\hbar\omega = 0.6$ мэВ, откуда $N = (\hbar\omega_2 - \hbar\omega_1)/\delta\hbar\omega \approx 45$. С помощью этого получаем оценку $I_M = I_{\Sigma-1}/N \approx 7.3$ МВт/см². Соответствующая этой интенсивности и частоте $F = 0.48$ ТГц точка, показанная символом 2 на рис. 11б, согласуется с предположением, что $F(I_M) \approx F(I_R)$. Мы отметили это обстоятельство как возможный первый шаг на пути к выяснению связи между частотными зависимостями собственных и синхронизованных осцилляций.

Подчеркнем еще, что зависимость $F = f(I_\Sigma)$ на рис. 11а обнаруживает следующее важное свойство синхронизованной модуляции поглощения, отображаемое горизонтальными прямолинейными отрезками, составляющими график зависимости. Хотя частота F зависит от интенсивности s -излучения, которая непрерывно меняется во времени, но при образовании синхронизованной модуляции ее частота F становится на некоторое время устойчивой к изменению интенсивности s -

излучения, оставаясь неизменной. Это тоже может составить предмет будущих исследований.

Таким образом, частотные характеристики осцилляций поглощения света представляются на сегодня экспериментальными зависимостями $F(I_{\Sigma})$ для синхронизованных осцилляций и $F(I_R)$ для собственных осцилляций. Оценка по теории возмущений интенсивности излучения, возбуждающего осцилляции электронов, которые приводили бы к модуляции поглощения с частотой $F = 0.48$ ТГц, в 19 раз меньше оценки интенсивности $I_M \approx 7.3$ МВт/см² или $I_R \approx 7.7$ МВт/см², полученной выше из эксперимента. Очевидно, условия, в которых экспериментально обнаруживаются описываемые в обзоре осцилляции, находятся за рамками применимости теории возмущений.

8. ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ МОД ИЗЛУЧЕНИЯ И СИНХРОНИЗАЦИЯ МЕЖЗОННЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ ЭЛЕКТРОНОВ — СЛЕДСТВИЕ ВЫНУЖДЕННОГО КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ МОД

В физике полупроводниковых лазеров известно явление, называемое переключением спектральных мод излучения. В нашем случае — это когда на месте ЛМ интерференционной картины спектра излучения со временем образуются локальные минимумы, а на месте локальных минимумов — ЛМ. В монографии [59] приведены допустимые причины этого явления, в частности, флуктуации спектра спонтанного излучения. Описываемые ниже результаты экспериментальных исследований обнаруживают еще один механизм переключения мод. В его основе лежит вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) s -компонент. О ВКР вообще см. [60, 61]. Есть основания считать, что и синхронизацию осцилляций электронов осуществляет ВКР, по крайней мере в описываемой ниже ситуации. В ней ВКР предположительно происходит с участием взаимодействия электронов в валентной зоне, которое усиливается, когда входит в состав ВКР. Возникает ВКР исходно для того, чтобы скомпенсировать те отклонения населенности носителями энергетических уровней, которые возникают при осцилляциях электронов.

Как описано в разд. 4, в начале s -излучения на его спектре выделились эквидистантно расположенные ЛМ, образованные i -модами (см. рис. 4). Такая модуляция спектра слабела со временем. К моменту $t = 14$ пс в спектре остались явно выделенны-

ми только две i -моды. Ко времени $t = 20$ пс изначально возникшие ЛМ заменились слабыми локальными минимумами. А на спектре, посередине между i -модами, проявились четыре слабых новых ЛМ, означающих усиление h -мод. Из этих слабых ЛМ ко времени $t = 26$ пс значительно усилился ЛМ, соответствующий h -моду с $\hbar\omega_s \approx 1.40$ эВ, и в меньшей степени ЛМ при $\hbar\omega_s \approx 1.39$ эВ, остальные ЛМ нивелировались. Сосредоточим внимание на том, что вместо двух ЛМ, образованных сначала на спектре i_1 - и i_2 -модами с $\hbar\omega_s = 1.395$ эВ и $\hbar\omega_s = 1.405$ эВ, возник затем ЛМ с $\hbar\omega_s \approx 1.400$ эВ, образованный h -модой. Это преобразование на спектре, иллюстрируемое кривыми 2–5 на рис. 4б, можно называть переключением мод.

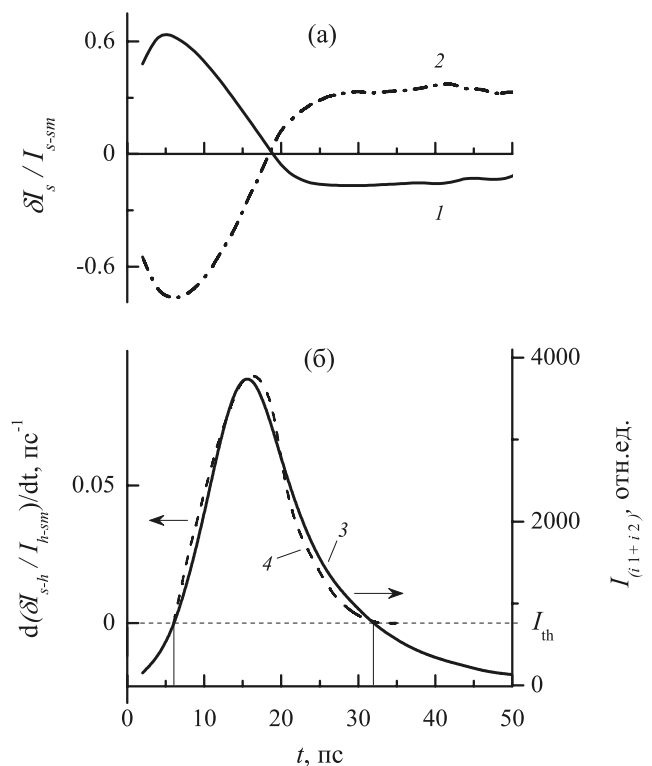


Рис. 12. Изменение со временем а) интенсивности модуляционной компоненты моды δI_s , нормированной на интенсивность моды на сглаженном спектре I_{s-sm} , при энергиях фотона излучения $\hbar\omega_s = 1.395$ эВ (кривая 1) и 1.4 эВ (кривая 2); б) суммарной интенсивности $I_{(i1+i2)}$ мод i_1 и i_2 (кривая 3) и производной $d(\delta I_{s-h} / I_{h-sm}) / dt$ в области, где эта производная положительная (кривая 4). I_{th} — пороговая для образования ВКР сумма интенсивностей мод i_1 и i_2

8.1. Доказательство ВКР спектральных мод

Из-за отсутствия полноценной аналитической теории изучаемой области будем в дальнейшем изложении, соответствующем работе [47], использовать известные соотношения, близкие к нашим случаям, порою адаптируя их к ним. Чтобы исключить из рассмотрения изменение модуляции просто при релаксации излучения, использована нормировка. Для i_1 -, i_2 - и h -мод определено изменение со временем модуляционной компоненты интенсивности моды, показанной на рис. 4а, нормированной на интенсивность моды на сглаженном спектре I_{s-sm} :

$$\delta I_S / I_{s-sm} = f(t). \quad (27)$$

На рис. 12а представлены графики зависимости (27) для i_2 - и h -мод (кривые 1 и 2). Для i_1 -моды зависимость (27) не иллюстрируется, поскольку аналогична зависимости для i_2 -моды. Из графиков следует, что при $t > 32$ пс отношение $\delta I_S / I_{s-sm}$ не меняется со временем. Таким образом, нормировка позволила разделить по времени области линейного и нелинейного изменений модуляции спектра. Установившаяся к $t \approx 32$ пс модуляция сохраняется при релаксации излучения и далее благодаря брэгговской решетке. В данном разделе внимание сосредоточено на нелинейном изменении модуляции спектра в интервале $6 \text{ пс} < t < 32 \text{ пс}$, где зависимости (27) соответствуют ВКР между i_1 -, i_2 - и h -модами, как показано далее.

В известных нам монографиях, например [60], обычно теоретически рассматривается ВКР двух мод при фиксированной интенсивности «накачивающей» моды и отмечается, что развитая теория — это грубое приближение. Комбинационный переход приводит к поглощению волны с частотой ω_1 и усилению волны с частотой ω_2 . Его характеризует следующее соотношение. Изменение среднего числа комбинационных фотонов волны с частотой ω_2 на единицу длины равно

$$dn_2/dz = (G_R - \alpha_2)n_2, \quad (28)$$

где G_R играет роль коэффициента вынужденного усиления, пропорционального интенсивности I_1 накачивающей моды,

$$G_R \propto I_1(\rho_e - \rho_f), \quad (29)$$

ρ_e и ρ_f — населенности состояний начального $|e\rangle$ и конечного $|f\rangle$, α_2 — коэффициент потерь на частоте ω_2 . Изменение длины z сопровождается изменением времени t , в течение которого происходит

ВКР. Поэтому соотношение (28) с учетом (29), по видимому, можно упрощенно представить в более близком для нашего случая виде:

$$dI_2/dt \propto I_1 I_2 - \eta I_2, \quad (30)$$

где η — константа с размерностью интенсивности света, I_2 — интенсивность усиливаемой моды.

В приведенном выше случае получают, что, во-первых, скорость энергообмена при ВКР должна быть пропорциональна интенсивностям взаимодействующих мод. В выбранном нами приближении функцию накачивающей моды предположительно выполняет сумма i_1 - и i_2 -мод, а усиливаемой модой можно считать h -моду. Во-вторых, ВКР возникает порогово, когда $I_1 > \eta$. Представленные на рис. 12б графики экспериментальных зависимостей (кривые 3 и 4), описываемые соотношениями

$$I_{i_1+i_2} = I_{i_1} + I_{i_2} = f(t), \quad (31)$$

$$d(\delta I_{s-h} / I_{h-sm}) / dt = f(t) \quad (32)$$

в области, где приведенная выше производная положительна, совпадают по форме при $I_{i_1} + I_{i_2} > I_{th}$ (физический смысл I_{th} выясняется несколько ниже). Таким образом, экспериментально обнаруживается возникающая порогово пропорциональность

$$d(\delta I_{s-h} / I_{h-sm}) / dt \propto I_{i_1} + I_{i_2} - I_{th}. \quad (33)$$

Обозначая δI_{s-h}^R вклад в величину δI_{s-h} предполагаемого ВКР, выражение (33) можно представить как

$$d(\delta I_{s-h}^R / I_{h-sm}) / dt \propto I_{i_1} + I_{i_2} - I_{th}. \quad (34)$$

Дифференцирование в левой части соотношения (34), см. [47], приводит его к виду

$$\frac{d(\delta I_{s-h}^R)}{dt} \propto I_{h-sm}(I_{i_1} + I_{i_2}) - I_{h-sm}I_{th} + \frac{\delta I_{s-h}^R}{I_{h-sm}} \frac{d(I_{h-sm})}{dt}, \quad (35)$$

близкому к приведенному выше для ВКР соотношению (30). Тем самым подтверждается, что энергообмен между i_1 -, i_2 -модами и h -модой осуществляется через ВКР и I_{th} — пороговая для образования ВКР сумма интенсивностей i_1 - и i_2 -мод. Наличие третьего слагаемого в (35), возможно, возникает из-за различия условий ВКР в теории [60] и в эксперименте.

8.2. Межзонные осцилляции электронов и ВКР

Для образования ВКР необходимо наличие отклонений, желательного противоположного знака, от квазиравновесного (в нашем случае метастабильного) распределения носителей заряда в энергетическом пространстве. Межзонные осцилляции электронов и создают такие отклонения. Метастабильным можно предполагать такое распределение носителей, при котором излучение «выжигает» определенное обеднение инверсной населенности энергетических уровней на дне зоны проводимости. Это — то обеднение, из-за которого возникают «гладкие» провал в области усиления и граничащий с ним выступ на спектре поглощения, показанные выше на рис. 7. Обеднение обеспечивает сбалансированность ЭТН и вынужденной излучательной рекомбинации носителей.

При межзонных осцилляциях электронов модулируется населенность энергетических уровней, между которыми осциллируют электроны. Поскольку интервал между ЛМ на спектре излучения $\xi \approx 10$ мэВ (см. рис. 4а), то этому соответствуют осцилляции спектра поглощения с похожим интервалом между ЛМ, представленные выше на рис. 9а. Близкие по форме, гладкие штриховые кривые на этом рисунке, нивелирующие экспериментальные спектры, показывают, какими бы были спектры поглощения при метастабильном распределении носителей. Изменение формы спектров при изменении τ , демонстрируемое рис. 9а, создает следующее упрощенное представление. После установления метастабильного распределения одни группы электронов в процессе первого полупериода межзонной осцилляции рекомбинируют, излучая фотоны i_1 - и i_2 -мод и образуя на спектре поглощения два ЛМ. В то же время другая группа электронов поглощает фотоны h -моды, углубляя локальный минимум между образовавшимися ЛМ. Так формируются спектры 1 и 3 на рис. 9а. В следующие полпериода осцилляции происходит обратное. Две группы электронов поглощают фотоны i_1 - и i_2 -мод, а третья группа излучает фотоны h -моды. В итоге спектр поглощения будет опять соответствовать метастабильному распределению: спектры 2 и 4 на рис. 9а.

Предположим теперь, какой может быть схема, при которой ВКР удовлетворяет следующим необходимым условиям: 1) должны выполняться законы сохранения энергии и импульса; 2) включать межзонные переходы электронов в поле излучения, составлявшие некоторую долю от осцилляционных пе-

реходов, т. е. комбинационные переходы при ВКР должны быть согласованы с межзонными осцилляциями электронов; 3) должен возникать как бы энергообмен между модами s -излучения; 4) ВКР стремится скомпенсировать отклонения от метастабильного распределения носителей заряда, создаваемые осцилляциями электронов.

Возможная схема ВКР, рис. 13а, относится к тому полупериоду осцилляций, когда осуществляется переход от максимальной модуляции населенности электронов к их метастабильному распределению. Два электрона с двух различных квантовых состояний энергетического уровня E_{h-c} зоны проводимости из области максимума населенности (создающего локальный минимум поглощения света) стимулированно рекомбинируют, излучая два h -фотона (на рис. 13а это переходы 1). Перейдя на уровень E_{h-v} валентной зоны, эти два электрона неупруго взаимодействуют, переходя с уровня E_{h-v} на уровни E_{i1-v} и E_{i2-v} (переходы 2). Затем с уровней E_{i1-v} и E_{i2-v} эти электроны, поглощая соответственно i_1 - и i_2 -фотоны, переходят на уровни E_{i1-c} и E_{i2-c} зоны проводимости, нивелируя там минимумы населенности (переходы 3). Происходит сглаживание локальных экстремумов населенности электронов в зоне проводимости. В обратном направлении ВКР не происходит в следующий полупериод по двум причинам. Во-первых, межзонные переходы в этот полупериод создают и увеличивают отклонения от метастабильного распределения, а это противоречит пункту 4) схемы ВКР. Во-вторых, вероятность переходов, обратных переходам 2, очень мала. Приведенная схема ВКР, по-видимому, соответствует сохранению энергии и импульса.

Переходы 2 (см. рис. 13а) уводят электроны с уровня E_{h-v} валентной зоны. Тем самым они замедляют уменьшение инверсии населенности уровня E_{h-c} зоны проводимости, способствуя вынужденной рекомбинации электронов с этих уровней с излучением h -фотонов. Усиление этой рекомбинации вызывает увеличение ЭТН на уровень E_{h-c} , что тоже поддерживает излучательную рекомбинацию, но замедляет уменьшение максимума населенности, расположенного на этом уровне. Те же переходы 2 доставляют электроны на уровни E_{i1-v} и E_{i2-v} . Этим они тормозят уменьшение коэффициента поглощения i_1 - и i_2 -фотонов, соответственно, поддерживая их поглощение. Тем самым увеличивается и приток электронов, поглотивших эти фотоны, на уровни E_{i1-c} и E_{i2-c} . От этого замедляется ЭТН на эти уровни. В итоге в один полупериод осцилляций возникает ВКР, ЭТН на уровни E_{h-c} , E_{i1-c} , E_{i2-c} пере-

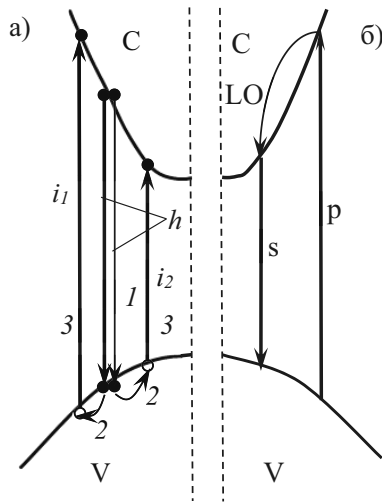


Рис. 13. Схемы вынужденного комбинационного рассеяния: а) h -моды и i_1 - и i_2 -мод, б) s - и p -компонент с участием LO -фононов, см. разд. 9

распределяется, а излучение h -фотонов и поглощение i_1 - и i_2 -фотонов происходят в большем количестве, чем поглощение h -фотонов и излучение i_1 - и i_2 -фотонов в следующий полупериод осцилляции, протекающий без ВКР. Этот дисбаланс поддерживается благодаря тому, что осцилляции электронов в поле s -излучения регулярно восстанавливают модуляцию населенности. Со временем это приводит к сглаживанию модуляции спектра излучения. Исчезает и брэгговская решетка, созданная самой интенсивной в начале i_1 -модой. Потом возникает пик (максимум) на спектре излучения при энергии h -фотона $\hbar\omega_s = 1.40$ эВ. И уже h -мода создает свою брэгговскую решетку. В результате последнего на спектре выделялись и усиливались h -моды. Так, благодаря ВКР, возникающему из-за осцилляций населенности, происходит переключение мод.

8.3. Синхронизация осцилляций электронов посредством ВКР

Очевидно, имеется некоторая вероятность, что электрон, в процессе осцилляций излучающий h -фотон, примет участие в ВКР. Координируя межзонные переходы электронов, происходящие с излучением фотонов h -моды и поглощением фотонов i_1 - и i_2 -мод, ВКР синхронизирует осцилляции. Предположению о синхронизации осцилляций благодаря ВКР соответствует и следующее изменение фурье-представления модуляции поглощения (22). При $W_{ex} = 0.2$ отн. ед. синхронизация осцилляций была не полной. Во-первых, фурье-представление

состояло из первой и второй гармоник. Во-вторых, спектры фазовых постоянных этих двух гармоник $\phi_{1,2}(\hbar\omega_p)$ имели неправильную форму, например, кривые 3 и 2 на рис. 9б. При увеличении энергии до $W_{ex} = 1.6$ отн. ед. вторая гармоника исчезла, а спектр фазовой постоянной первой гармоники $\phi_1(\hbar\omega_p)$ приобрел форму прямоугольного меандра (кривая 1 на рис. 9б). Это упорядочение модуляции сопутствовало увеличению интенсивности s -излучения, а значит, и ВКР. Последнее, усилившись, усовершенствовало синхронизацию осцилляций. Скачок фазы между верхним и нижним горизонтальными участками вышеуказанного меандра приблизительно равен π . Последнее соответствует противоположному направлению межзонных электронных переходов 1 и 3 в процессе ВКР, рис. 13а. Установление единой частоты F и единой фазовой характеристики — меандра — соответствует предположению о синхронизирующем действии ВКР. Для других объектов синхронизирующее действие ВКР проявлялось неоднократно, например, в генерации когерентных фононов [62]. С помощью ВКР происходит резонансная раскачка и фазирование молекулярных колебаний [63].

Очевидно, внутризонные электронные переходы 2, рис. 13а, интенсифицируются, когда становятся составной частью ВКР. То, что световым воздействием можно интенсифицировать внутризонные переходы электронов в GaAs, доказывает ВКР s -излучения и света накачки а) при участии плазмонов [24, 25]; б) создававшее LO -фононные осцилляции амплитуды спектра s -излучения в функции от энергии фотона накачки, кривая 3 на рис. 6а [49]. Селективное наведение или усиление определенных процессов в среде мощным световым воздействием известно и используется в активной спектроскопии.

Таким образом, показано, что переключение спектральных мод s -излучения является результатом их ВКР. При этом ВКР еще и синхронизирует межзонные осцилляции электронов. В подтверждение того, что ВКР возникало для устранения отклонений от метастабильного распределения носителей, интегральный по времени спектр s -излучения и огибающая импульса s -излучения, интегрального по спектру, имели гладкую форму без локальных особенностей [12].

9. АВТОМОДУЛЯЦИЯ В GaAs СОБСТВЕННОГО И НАПРАВЛЯЕМОГО ИЗВНЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

9.1. Исследование автомодуляции собственного излучения корреляционными методами

Межзонные осцилляции электронов, возбуждаемые излучением, должны происходить с эмиссией/поглощением фотонов. При синхронизации осцилляций это должно приводить к модуляции интенсивности излучения. Подобная модуляция проявлялась в экспериментальных работах. Так, с помощью интерферометрического автокорреляционного метода в работе [1] была обнаружена автомодуляция огибающей светового импульса длительностью (FWHM) 3 пс, генерированного AlGaAs/GaAs-лазером. Частота модуляции была 1–1.1 ТГц при интенсивности излучения лазера примерно 1 ГВт/см². Такие параметры модуляции согласуются с зависимостью $F(I_{\Sigma-m})$, см. символ \mathcal{Z} на рис. 11а. В работе допускалось, что модуляция вызвана межзонными осцилляциями электронов (автор работы использовал термин «осцилляции Раби»). То, что период осцилляций $T_L = 0.9\text{--}1.0$ пс, несмотря на изменение интенсивности излучения в течение лазерного импульса, существенно не менялся со временем, теперь кажется допустимым, если осцилляции электронов относились к создающим синхронизованную модуляцию населенности. В работе [4] была обнаружена согласованная автомодуляция характеристик s -излучения, выходящего из торца слоя GaAs. Это следовало из экспериментально установленного соотношения

$$\frac{2\pi}{\Delta\omega_s} \approx \Delta\tau \approx \frac{4\Delta Y}{c_g} \approx T_s, \quad (36)$$

обозначения поясняются далее вместе с интерпретацией этого соотношения, выявляющей, что $T_s \approx 4$ пс — это период модуляции s -излучения. Соответствующая периоду частота $F = 0.25$ ТГц совпадает с частотой одной из экспериментальных точек на графике $F(I_{\Sigma-m})$ на рис. 11а.

Спектр исследовавшейся части s -излучения, интегральной по времени, оказался автомодулирован, рис. 14 кривые 2 и 4. Для спектра $W_{s-m} = f(\hbar\omega_s)$ степень модуляции можно представить по графику $(W_{s-m} - W_B)/W_B = f(\hbar\omega_s)$, вставка к рис. 14. Здесь W_{s-m} — энергия s -компоненты, интегральная по времени, $W_B = f(\hbar\omega_s)$ — участок параболы, касательный к спектру, например, кривая 5 на рис. 14. Объяснить такую модуляцию как результат образо-

вания резонатора торцами образца невозможно [4]. Известно [64], что при сложении двух гармоник, собственная частота которых отличается на $\Delta\omega_s$, биения результирующего колебания должны происходить с периодом $T_s = 2\pi/\Delta\omega_s$. Так что обнаруженная модуляция спектра s -излучения может рассматриваться как признак модуляции этого излучения с периодом T_s . Модуляция спектра лазерного излучения с подобным соотношением между интервалом, разделяющим ЛМ, и периодом T_L наблюдалась в работе [1].

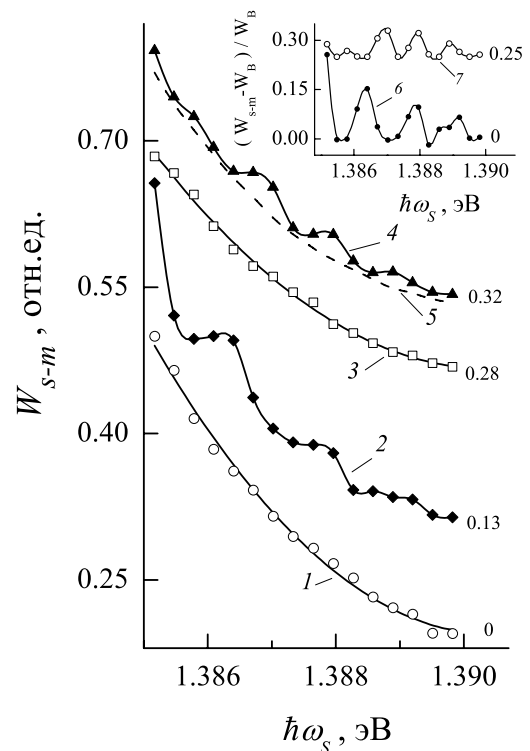


Рис. 14. Спектры s -излучения при различных сдвигах δY фокусного пятна накачки к торцу образца: 0.16 мм (1); 0.18 мм (2); 0.20 мм (3); 0.24 мм (4). Приведен участок параболы, касательный к спектру (5). На вставке — спектры относительной модуляции $(W_{s-m} - W_B)/W_B = f(\hbar\omega_s)$ $\delta Y = 0.18$ мм (6), $\delta Y = 0.24$ мм (7). Для наглядности каждая кривая на рисунке и вставке к нему сдвинута по оси ординат относительно истинного положения на величину, указанную справа от кривой

В работе [4] был также поставлен опыт, в котором помимо накачки образец облучался еще мощным световым p -импульсом. Энергия фотона p -импульса равнялась $\hbar\omega_p \approx 1.43$ эВ. Изменялись зависимости $W_{s-m}(\tau)$, где τ — время задержки p -импульса относительно накачки. Обнаружилось, что зависимость энергии $W_{s-m}(\tau)$ для s_1 -компоненты с энергией фотона $\hbar\omega_1 = 1.387$ эВ

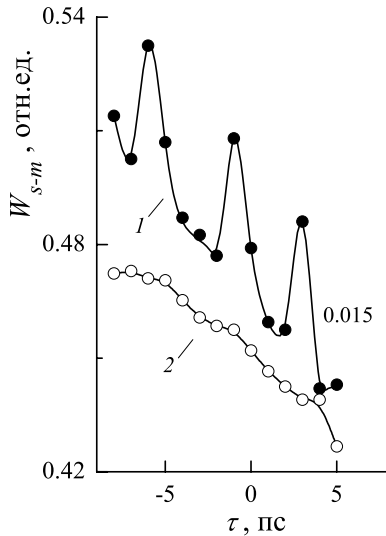


Рис. 15. Зависимости от времени задержки τ энергии W_{s-m} s -излучения при фиксированной энергии фотона: 1 — $\hbar\omega_s = 1.387$ эВ, $\delta Y = 0.29$ мм; 2 — $\hbar\omega_s = 1.388$ эВ, $\delta Y = 0.15$ мм. Кривая 1 сдвинута по оси ординат относительно истинного положения на величину, указанную справа от кривой

и $\delta Y = 0.29$ мм промодулирована осцилляциями с периодом $\Delta\tau \approx T_s$ (рис. 15, кривая 1), а для s_2 -компоненты с $\hbar\omega_2 = 1.388$ эВ и $\delta Y = 0.15$ мм зависимость гладкая (рис. 15, кривая 2). δY — сдвиг фокусного пятна накачки к торцу образца, уменьшающий исходную дистанцию $Y = 1.2$ мм. Причина осцилляций может состоять в следующем. Пусть в поле s -излучения происходят с эмиссией/поглощением фотона $\hbar\omega_1$ осцилляции электронов между уровнем E_{c-s} зоны проводимости и уровнем E_{v-s} валентной зоны. Осцилляции модулируют населенность электронами уровня E_{c-s} . Аналогично в поле p -импульса возникают осцилляции электронов, в частности, между уровнем E_{c-p} зоны проводимости и уровнем E_{v-p} валентной зоны, происходящие с эмиссией/поглощением фотона $\hbar\omega_{p1} = \hbar\omega_1 + \Delta_{LO}$ p_1 -компоненты p -импульса. Эти осцилляции модулируют населенность электронами уровня E_{c-p} . Уточним, что спектральная ширина p -импульса (FWHM) равна примерно 3.5 мэВ, к тому же m_e перенормируется из-за кулоновского взаимодействия носителей. Поэтому допустимо, что уровни E_{c-p} и E_{c-s} разделены интервалом $\hbar\omega_{LO}$. Исходные модуляции населенности уровня E_{c-s} и уровня E_{c-p} различны. Это различие приводит к нарушению детального равновесия переходов электронов с поглощением и излучением LO -фононов между этими уровнями. Чтобы вос-

становить его, а для этого нужно и синхронизовать модуляции этих уровней, возникает ВКР s_1 - и p_1 -компонент. В ВКР участвуют переходы электронов между уровнями E_{c-p} и E_{c-s} , происходящие путем поглощения и излучения LO -фононов. Схема ВКР приведена выше на рис. 13б. Интенсивность и направление ВКР зависят, в частности, от разности фазовых постоянных модуляций одного и другого уровня, которая меняется при изменении τ . Из-за этого интенсивность ВКР должна модулироваться осцилляциями с периодом $\Delta\tau$, меняя с той же периодичностью энергию $W_{s-m}(\tau)$ s_1 -компоненты и энергию p_1 -компоненты, участвующих в ВКР. Подобное изменение $W_{s-m}(\tau)$ в функции τ и наблюдалось в эксперименте, рис. 15 кривая 1. Период $\Delta\tau$ равен наименьшему из исходных периодов двух синхронизуемых модуляций. Согласно $\Delta\tau$ с соотношением (36) позволяет считать, что наименьшим является период T_s модуляции s -излучения, а значит, и населенности уровня E_{c-s} . Заметим, что ВКР s -излучения, подобное описанному, но со светом накачки, создавало LO -фононные осцилляции на зависимости амплитуды спектра s -излучения от $\hbar\omega_{ex}$ (см. выше рис. 6а, кривая 3). Как оно влияет на другие параметры спектра s -излучения, на ЭТН и на обратимое просветление GaAs, фактически показано в работе [65].

Как обсуждалось выше, модуляции населенностей должны быть синхронизованы для поддержания детального равновесия внутри зоны проводимости. Для его восстановления возникает ВКР, благодаря чему модуляции становятся связанными. Здесь уместно напомнить следующее. Параметры осцилляторов — это период или частота осцилляций, их фазовая постоянная и амплитуда. Согласно работе [66], взаимодействие между осцилляторами селективно по отношению к этим параметрам. В нашем случае к этим параметрам надо еще, видимо, добавить скорость изменения со временем частоты осцилляций (частотную модуляцию). Если исходное различие параметров не выходит за определенные пределы (иначе, зоны захвата), то осцилляторы, взаимодействуя, синхронизируются. Синхронизация включает в себя 1) установление определенной разности фазовых постоянных осцилляторов, которая может быть и не нулевой; 2) установление одинаковой или кратной частоты осцилляторов; 3) энергообмен между осцилляторами. С последним согласуется вышеприведенное объяснение модуляции зависимости $W_{s-m}(\tau)$ для s_1 -компоненты. Если различие параметров осцилляторов оказывается вне области захвата, то, в частности, возможно га-

шение осцилляций. Последним, видимо, объясняется отсутствие модуляции зависимости $W_{s-m}(\tau)$ для s_2 -компоненты с $\hbar\omega_1 = 1.388$ эВ, рис. 15 кривая 2.

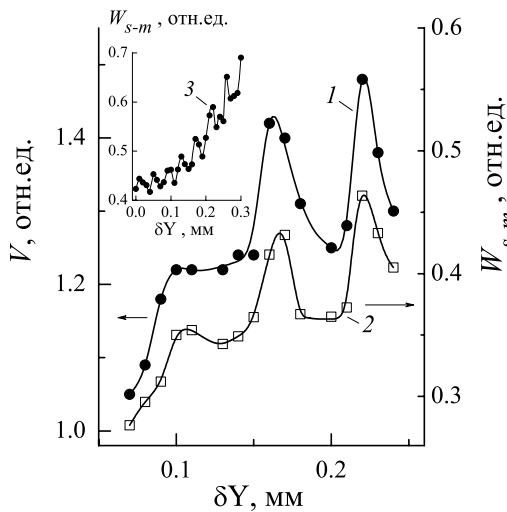


Рис. 16. Зависимости от сдвига δY : 1 — энергии V s -излучения из торца, интегральной в диапазоне $\hbar\omega_s = 1.385-1.390$ эВ; 2 и 3 (на вставке) — энергии W_{s-m} s -излучения при энергии фотона $\hbar\omega_s = 1.386$ эВ (кривая 3 измерена в отдельном опыте, где энергия излучения была больше, чем при измерении кривой 2)

На рис. 16 кривой 1 представлена зависимость $V(\delta Y)$, где V — энергия s -излучения из торца, интегральная и по времени, и по спектру в диапазоне $\hbar\omega_s = 1.385-1.390$ эВ. Зависимость $V(\delta Y)$ промодулирована так, что интервал между ЛМ $\Delta Y \approx 60$ мкм. Пространственный интервал между ЛМ s -излучения в GaAs должен составлять $L_m \approx c_0 T_s / n_g = 235$ мкм, где $n_g \approx 5.1$ — групповой показатель преломления GaAs, $c_0 / n_g = c_g$ — групповая скорость. Каждый сдвиг $\delta Y = \Delta Y \approx L_m / 4$ приводит к тому, что отраженная от торца s -компонента окажется в активной области в фиксированный момент времени сдвинутой по фазе на π . В активной области движущаяся к торцу s -компонента возбуждает осцилляции между одними парами квантовых состояний, а отраженная от торца s -компонента — между другими парами состояний. Возникает ВКР, стремящееся синхронизовать созданные модуляции населенности. Интенсивность ВКР должна меняться в функции от разности фазовых постоянных $\Delta\phi$ указанных s -компонент, а значит, от δY , приблизительно периодически. Зависимость $V(\delta Y)$ соответствует такому процессу синхронизации модуляций, сопровождаемому энергообменом между s -компонентами через ВКР, меняющемуся с равным π периодом при изменении $\Delta\phi$. По-видимому,

при каких-то $\Delta\phi$ происходит синхронизация, при других — гашение модуляций населенности, создаваемых s -компонентами, движущейся к торцу и отраженной от него. Поэтому зависимость $W_{s-m}(\hbar\omega_s)$ оказывается при изменении δY то модулированной, то гладкой, см. рис. 14.

На рис. 16 еще представлена зависимость от δY энергии W_{s-m} s -компоненты с $\hbar\omega_s = 1.386$ эВ, кривая 2. Эта зависимость модулирована практически так же, как $V(\delta Y)$. На вставке дан график $W_{s-m}(\delta Y)$ для s -компоненты с той же $\hbar\omega_s$, полученный в отдельном опыте, где W_{s-m} была больше, чем при измерении кривой 2. В этом случае зависимость $W_{s-m}(\delta Y)$ модулирована с интервалом 40 мкм между ЛМ. Такое уменьшение интервала согласовалось с уменьшением периода T_s (до 2.7 пс), которое должно возникать при увеличении интенсивности s -компоненты, сопровождавшем увеличение W_{s-m} . Это тоже свидетельствует о том, что модуляция зависимости $W_{s-m}(\delta Y)$ проистекает от модуляции s -излучения. В целом, сам факт согласованной, как показывает соотношение (36), автомодуляции характеристик s -излучения, их интерпретация, а также вытекающий из этого период T_s модуляции s -излучения, соответствующий частоте одной из экспериментальных точек на графике $F(I_{\Sigma-m})$ на рис. 11а, — все это указывает на автомодуляцию s -излучения, соответствующую автомодуляции населенности.

9.2. Автомодауляция зондирующего импульса в реальном времени

Наблюдать модуляцию на измерявшихся нами ранее хронограммах s -излучения практически невозможно из-за следующего. Ограниченная чувствительность ЭОК вынуждает увеличивать интенсивность измеряемой части s -излучения за счет увеличения ее спектральной ширины до 7.5 мэВ. А это уже сравнимо с периодом модуляции спектра s -излучения. Измеряется s -излучение, рассеянное в активной области, значит, усредненное по ней, выходящее ортогонально поверхности гетероструктуры. На крутых фронте и спаде импульса s -излучения модуляция становилась бы трудно заметной. Чтобы выявить ее, надо было бы к тому же сравнивать огибающие s -излучения при наличии и в отсутствие модуляции, что пока не осуществимо. Этих препятствий не возникает, если измеряется автомодауляция во времени p -компоненты зондирующего импульса, падающего на образец извне. Одно из преимуществ такого измерения в том, что излу-

чение на всей приемной площадке фотоприемника имеет приблизительно одинаковую фазу модуляции в один и тот же момент времени. Модуляция зондирующего импульса, возникавшая при его прохождении через гетероструктуру, когда в слое GaAs генерировалось *s*-излучение, была измерена в реальном времени в работе [57]. Измерялись, см. разд. 2, огибающие $I_p(t)$ *p*-компонент зондирующего импульса, энергия фотона которого $\hbar\omega_p = 1.44$ эВ. Для возможности измерений с ЭОК энергия зондирующего импульса более чем на порядок превышала энергию в экспериментах, в которых использовался корреляционный метод. Поглощение *p*-компоненты в GaAs, подвергнутом накачке, определяли, пользуясь выражениями (5) и (3). Изменение коэффициента поглощения α в зависимости от времени t определяли при различных временах задержки τ . Анализировали зависимость $\alpha(t)$, измеренную центральной частью зондирующего импульса, для которой исправление отклонений, связанных с аппаратной функцией ЭОК, было просто и надежно.

Примеры зависимостей $\alpha(t)$, которые получены из хронограмм $I_p(t)$, измеренных при разных τ , представлены на рис. 17. Как и предполагалось, зависимости $\alpha(\tau)$ модулированы. Их модуляция менялась при изменении τ . Для анализа модуляции поглощения *p*-компоненты при фиксированной τ удобнее выделить разность $\alpha_M = \alpha(t) - \alpha(t = 0)$. Обнаружилось, что $\alpha_M(t)$ можно аппроксимировать выражением, основной составляющей которого является участок синусоидальной зависимости:

$$\alpha_M = A \sin[(2\pi/T_M)(t + (\tau_0 - \tau)) + \phi] + kt + b, \quad (37)$$

где τ_0 — начальная задержка τ для каждой серии измерений для фиксированной *p*-компоненты, A — амплитуда колебаний, T_M — период модуляции, ϕ — фазовая постоянная, k , b — константы. Примеры экспериментальной зависимости $\alpha_M = f(t)$ (сплошные линии) и ее синусоидальной аппроксимации (37) (штриховые) представлены на рис. 18.

Экспериментально полученные графики на рис. 17 и 18 показывают, что поглощение *p*-компоненты, а значит, и ее интенсивность модулируются при прохождении через GaAs, в котором высокая плотность $n = p \geq 1.3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ неравновесных носителей и *s*-излучение. Параметры этой модуляции и ее соответствие процессу синхронизации через ВКР обсуждаются в разд. 10. Таким образом, экспериментально обнаруженная модуляция в реальном времени *p*-компоненты прямо подтверждает, что при прохождении через накаченный GaAs интенсивное электромагнитное

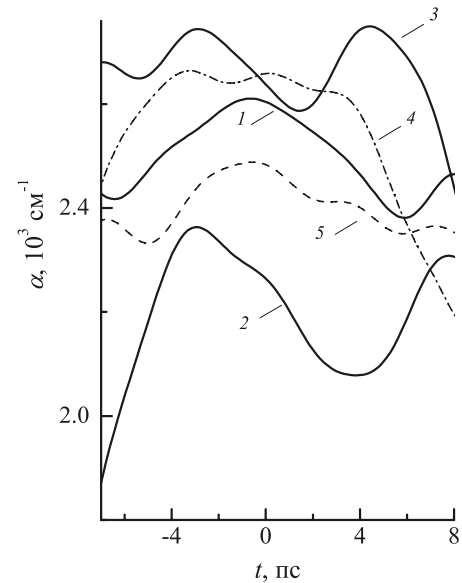


Рис. 17. Зависимости коэффициента поглощения $\alpha(t)$, полученные из хронограмм *p*-компоненты мощного зондирующего импульса для различных $\tau = -2$ пс (1), -1 пс (2), 0 пс (3), 1 пс (4), 2 пс (5)

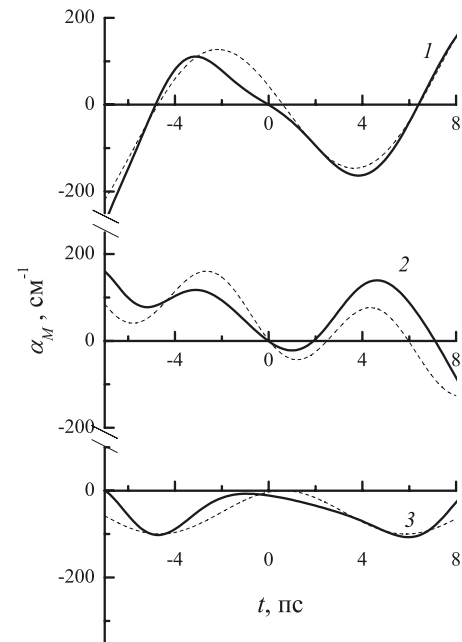


Рис. 18. Разность $\alpha_M = \alpha(t) - \alpha(t = 0)$ (сплошные линии) и ее синусоидальная аппроксимация в соответствии с (37) (штриховые линии) для $\tau = -1$ пс (1), 0 пс (2), 2 пс (3)

излучение с $\hbar\omega > E_g$ автомодулируется. Предположительно это вызвано возбуждаемыми им межзонными осцилляциями электронов.

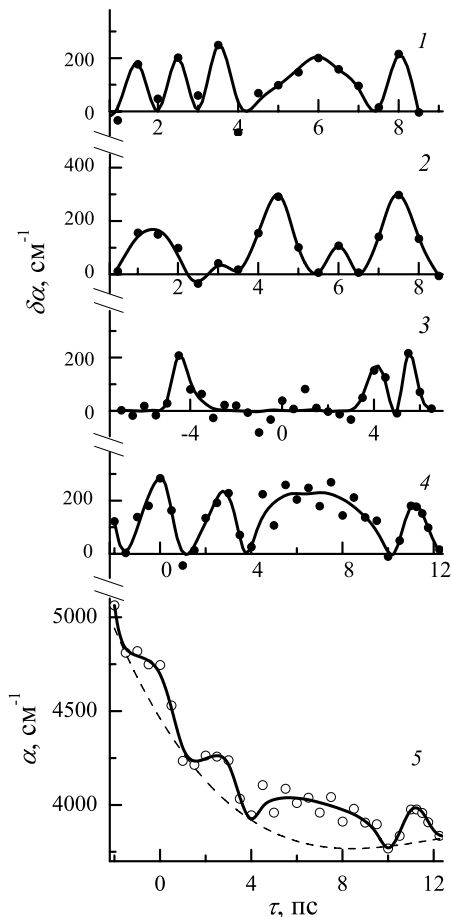


Рис. 19. Зависимости осциллирующей составляющей $\delta\alpha$ коэффициента поглощения от задержки τ для $\hbar\omega_p = 1.44$ эВ (p_1 -компонента) при $W_{ex} = 2.5$ отн. ед. и $W_p = 12$ отн. ед. (1), при $W_{ex} = 3.5$ отн. ед. и $W_p = 22$ отн. ед. (3), 27 отн. ед. (4), а также для $\hbar\omega_p = 1.4405$ эВ (p_2 -компонента) при $W_{ex} = 2.5$ отн. ед. и $W_p = 12$ отн. ед. (2). Приведена зависимость коэффициента поглощения α от задержки τ для p_1 -компоненты при $W_{ex} = 3.5$ отн. ед., $W_p = 27$ отн. ед. (5). Штрихами показана гладко спадающая компонента этой зависимости. Сплошные линии здесь и на следующем рисунке проведены для наглядности

10. РОЛЬ АВТОСИНХРОНИЗАЦИИ МОДУЛЯЦИИ НАСЕЛЕННОСТИ ПРИ ЗОНДИРОВАНИИ

Численное моделирование показывает, что зондирующим гауссовым импульсом длительностью на полувысоте (FWHM) 10 пс выявить модуляцию поглощения света, когда период модуляции около 1 пс, мало реально, если импульс только пассивно поглощается в GaAs. Однако зондирование отображало такую модуляцию. Это объясняется процессом ВКР, см. рис. 13б, возникающим для син-

хронизации модуляций населенности уровней E_{c-p} и E_{c-s} , чтобы восстановить детальное равновесие. Как пояснялось в разд. 9, при изменении τ интенсивность ВКР должна осциллировать с периодом $\Delta\tau \approx T_s = 1/F$, меняя с той же периодичностью энергии s -компоненты и p -компоненты, участвующих в ВКР. Подобное изменение энергии выявилось в эксперименте: для s -компоненты это описано в разд. 9, а для p -компоненты — ниже. Процесс синхронизации модуляций населенности обеспечивает временное разрешение зондирования, позволявшее обнаружить пикосекундную модуляцию поглощения.

Возникновение при зондировании процессов, стремящихся синхронизовать названные модуляции населенности, подтверждалось экспериментально еще и соответствием модуляции поглощения следующему, уже называвшемуся в разд. 9, условию. Если исходное различие параметров не выходит за пределы зон захвата, то осцилляторы, взаимодействуя, синхронизируются. В противном случае возникают биения или еще более сильные искажения формы осцилляций, вплоть до их гашения [66]. В работе [57] зависимость $\alpha(\tau)$ определялась корреляционным методом по отдельности для p_1 - и p_2 -компонент зондирующего импульса. Середина p_1 -компоненты совпадала с максимумом спектра зондирующего импульса, прошедшего через образец в отсутствие накачки. Середина p_2 -компоненты была сдвинута по спектру от середины p_1 -компоненты в коротковолновую сторону на 0.5 мэВ. Соответственно, ее интенсивность была меньше. Ширина каждой компоненты $\delta\hbar\omega_p = 0.4$ мэВ. На рис. 19 кривая 5 представляет пример измеренной модулированной зависимости $\alpha(\tau)$ для p_1 -компоненты. Зависимость $\alpha(\tau)$ можно разделить на две составляющие: гладко спадающую, показанную штрихами на рисунке, и осциллирующую $\delta\alpha(\tau)$. Последняя представляет разность между экспериментальной зависимостью $\alpha(\tau)$ и ее гладкой составляющей. Понималось, что изменение энергий накачки W_{ex} и зондирующего импульса W_p меняет исходные параметры синхронизирующихся модуляций. Обнаружилось, что сходную форму зависимость $\delta\alpha(\tau)$ приобретает только при определенных сочетаниях энергий W_{ex} и W_p . Это иллюстрируется на примере p_1 -компоненты, на рис. 19. При $W_{ex} = 2.5$ отн. ед. и $W_p = 12$ отн. ед. зависимость $\delta\alpha(\tau)$ представляла собой непрерывную череду близких по амплитуде, узких по оси τ осцилляций, между которыми размещалась одна существенно более широкая осцилляция (кривая 1). Назовем такую форму

зависимости $\delta\alpha(\tau)$ m -формой. После увеличения W_p до 16.7 отн. ед. зависимость $\delta\alpha(\tau)$ стала походить на биения (на рис. 19 не показано). При $W_{ex} = 3.5$ отн. ед. и $W_p = 22$ отн. ед. на зависимости $\delta\alpha(\tau)$ образовалась широкая область τ , где осцилляции отсутствовали (кривая 3). Но когда, сохраняя $W_{ex} = 3.5$ отн. ед., увеличили W_p до 27 отн. ед., зависимость $\delta\alpha(\tau)$ стала опять сходной с m -формой (кривая 4). При одном и том же сочетании W_{ex} , W_p форма зависимости $\delta\alpha(\tau)$ для p_1 - и p_2 -компонент различалась, как иллюстрирует сравнение кривой 1 с кривой 2, измеренной для p_2 -компоненты. Различие вызвано разной интенсивностью компонент и, возможно, чирпом зондирующего импульса [67], из-за которого реальные задержки τ зондирования этими компонентами различались.

Из описанных измерений следует, что форма осцилляционной зависимости $\delta\alpha(\tau)$ меняется при изменении W_{ex} , W_p и спектральной компоненты p -импульса вплоть до исчезновения (тушения) осцилляций на некотором интервале τ или, например, появления биений (кривая 2 на рис. 19). С другой стороны, при избранных сочетаниях W_{ex} и W_p график $\delta\alpha(\tau)$ становится подобным m -форме. Все это сочетается с названными выше характерными проявлениями взаимодействия связанных осцилляторов в случаях, когда условие синхронизации удовлетворяется или нет.

По измерениям в реальном времени, описанным в разд. 9, на рис. 20 представлена полученная зависимость поглощения $\alpha_\Sigma(\tau)$ для p -компоненты зондирующего импульса, где

$$\alpha_\Sigma = \alpha_0 - \ln(E_p^1/E_p^0)/d, \quad E_p = \int_{-8 \text{ пс}}^{8 \text{ пс}} I_p(t) dt. \quad (38)$$

I_p — интенсивность p -компоненты в момент времени t , индексы «0» и «1» означают отсутствие и наличие накачки. Поглощение α_Σ осциллировало при изменении τ , как на аналогичных зависимостях, полученных корреляционным методом. Модуляция поглощения p -компоненты $\alpha_M(t)$ при фиксированной τ аппроксимировалась выражением (37) как участок синусоидальной зависимости. Ее период T_M осциллирует в функции τ , рис. 20. Границы изменения T_M не должны выходить за пределы $T_s < T_M < T_p$, где T_p и T_s — периоды исходных (т. е. если бы одна с другой не синхронизовались) модуляций населенности уровней E_{c-p} и E_{c-s} . Как объяснялось в разд. 9, период T_s равен периоду ос-

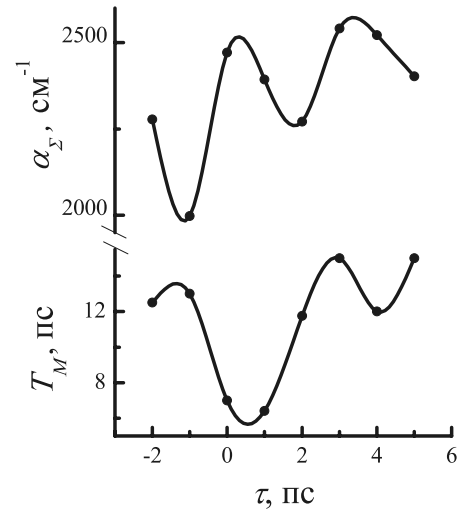


Рис. 20. Зависимости от задержки τ коэффициента поглощения α_Σ , периода модуляции T_M и p -компоненты зондирующего импульса с $\hbar\omega_p = 1.44$ эВ

цилляций на зависимости $\alpha_\Sigma(\tau)$, который в данном случае примерно 3.3 пс.

Предположим следующее. При максимально достигнутой степени синхронизации при каком-то значении τ электроны интенсивно переходят с уровня E_{c-p} на уровень E_{c-s} , излучая LO -фононы (уровни определены в разд. 9). Из-за этого поглощение p -компоненты дополнительно возрастает, а T_M приближается к T_s . При минимальной степени синхронизации (или ее отсутствии) и другом значении τ поток электронов с уровня E_{c-p} на уровень E_{c-s} слабее, добавка к поглощению меньше и T_M ближе к T_p . В таком представлении зависимости $\alpha_\Sigma(\tau)$ и $T_M(\tau)$ должны антикоррелировать, что приближенно и наблюдается, см. рис. 20. Осцилляции энергии p -компоненты (соответствующие осцилляциям α_Σ) в функции τ , как и вся картина поглощения зондирующего импульса в реальном времени (см. рис. 17, 18, 20), согласуются с представлением в разд. 9 и в начале настоящего раздела об участии p -компоненты в осциллирующем с τ ВКР, синхронизирующем модуляцию населенности.

Таким образом, при измерениях корреляционным методом и в реальном времени наблюдаемые изменения в поглощении зондирующего импульса, возникающие при варьировании его энергии и задержки, а также энергии накачки, подтверждают представление о возникновении процесса синхронизации модуляций населенностей, повышающего временное разрешение зондирования.

11. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описанные экспериментальные исследования обнаружили цепь не предполагавшихся ранее следующих оптоэлектронных явлений, завершающихся автотомодуляцией как фундаментального поглощения света, так и стимулированного излучения.

В начале мощной пикосекундной оптической накачки слоя гетероструктуры GaAs в нем возникает интенсивное пикосекундное стимулированное излучение. Каждая спектральная компонента стимулированного излучения генерируется когерентной. Стоячая волна самой интенсивной компоненты создает (выжигает) пространственную брэгговскую решетку обеднения населенности. Создаваемое решеткой отражение приводит к интерференции излучения, модулирующей его спектр.

Модуляция, аналогичная модуляции спектра излучения, возникает, повторяясь с периодом Δ_{LO} , в спектре поглощения света. Она интерпретируется как результат выжигания излучением обеднения инверсной населенности электронами энергетических уровней на дне зоны проводимости. Обеднение транслируется вверх по зоне для восстановления детального равновесия переходов электронов с излучением/поглощением LO -фононов. Распределение электронов в зоне проводимости становится нефермиевским.

Модуляция значительной части спектра поглощения синхронизованно осциллирует со временем. Возникают и не синхронизованные друг с другом модуляции поглощения импульсов света с разными $\hbar\omega$. Судя по модуляции различных характеристик излучения, его спектральные компоненты тоже модулированы во времени. Модуляция во времени поглощения и излучения интерпретируется как следствие межзонных осцилляций электронов, возбуждаемых полем излучения или еще и полем зондирующего света и происходящих с излучением/поглощением фотонов.

Во время осцилляций в периодическом возвращении к метастабильному распределению носителей принимало участие ВКР компонент излучения, возникавшее для устранения отклонений от метастабильного распределения носителей. Благодаря ВКР, во-первых, происходила синхронизация в противофазе модуляций соседних участков спектра поглощения, во-вторых, интерференционные максимумы на спектре излучения со временем менялись на минимумы, отчего интегральный по времени спектр был гладким.

Модуляция фундаментального поглощения и интенсивности зондирующего импульса света, подтвержденная измерениями в реальном времени, интерпретируется следующим образом. В поле импульса возбуждаются упомянутые межзонные осцилляции электронов, модулирующие огибающую импульса и населенность (p -) уровня, на который импульс генерирует электроны. Модуляция населенности p -уровня и модуляция инверсной населенности другого (s -) уровня синхронизируются (частоты модуляций становятся кратными) под влиянием процессов восстановления детального равновесия. Это происходит, если разность энергий уровней составляет $\hbar\omega_{LO}$, $2\hbar\omega_{LO}$, $3\hbar\omega_{LO}$ и параметры обеих модуляций находятся в зонах захвата. Для переносов электронов в энергетическом пространстве, синхронизирующих модуляции населенностей, возникает ВКР как зондирующего импульса, так и спектральной компоненты излучения, исходно возбуждающей модуляцию населенности s -уровня. В итоге огибающая зондирующего импульса модулируется с периодом синхронизованных осцилляций, а поглощение его энергии осциллирует в функции от его задержки относительно накачки. Последняя зависимость возникает, потому что задержка влияет на исходную разность фазовых постоянных, следовательно, и на синхронизацию обеих модуляций.

Учитывая «родственность» стимулированного и лазерного излучений, исследования модуляции дали новые объяснения таким формам нестабильности излучения полупроводниковых лазеров, как многомодовость, конкуренция и переключение спектральных мод, колебания интенсивности излучения.

Выявились эффекты, не имеющие на сегодня объяснения и ставящие вопросы, адресуемые нелинейной оптике полупроводников для решения в будущем. Каков механизм когерентизации спектральной компоненты собственного стимулированного излучения гетероструктуры? Каким образом электромагнитное поле собственного и зондирующего излучения так влияет на взаимодействие носителей заряда, что последнее не нивелирует обнаружившуюся модуляцию? Каков механизм синхронизации осцилляций поглощения света с разными энергиями фотонов, когда спектр фазовых постоянных осцилляций квазилинейный и когда осцилляции синфазны в части спектра? Из чего аналитически следуют частотные характеристики модуляции поглощения, установленные экспериментально? Все эти задачи требуют отдельных исследований.

Финансирование. Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Фотоника-2», регистрационный номер 122041900161-1.

ЛИТЕРАТУРА

1. П. П. Васильев, КЭ **21**, 585 (1994).
2. Р. Гадонас, Р. Данелюс, А. Пискаускас, КЭ **8**, 669 (1981).
3. Н. Н. Агеева, И. Л. Броневои, Д. Н. Забегаев и др., ЖЭТФ **143**, 634 (2013).
4. Н. Н. Агеева, И. Л. Броневои, А. Н. Кривоносов и др., ФТП **39**, 681 (2005).
5. Н. Н. Агеева, И. Л. Броневои, Д. Н. Забегаев и др., ПТЭ № 4, 108 (2011).
6. Н. Н. Агеева, И. Л. Броневои, Д. Н. Забегаев и др. Ж. радиоэлектр. **11**, 1 (2018); <http://jre.cplire.ru/jre/nov18/13/text.pdf>
7. И. Л. Броневои, Р. А. Гадонас, В. В. Красаускас и др., Письма в ЖЭТФ **42**, 322 (1985).
8. И. Л. Броневои, С. Е. Кумеков, В. И. Перель, Письма в ЖЭТФ **43**, 368 (1986).
9. D. Hulin, M. Joffre, A. Migus et al., J. de Phys. **48**, 267 (1987).
10. A. M. Fox, R. J. Manning, and A. Miller, J. Appl. Phys. **65**, 4287 (1989).
11. Н. Н. Агеева, И. Л. Броневои, Е. Г. Дядюшкин и др., Письма в ЖЭТФ **48**, 252 (1988).
12. Н. Н. Агеева, И. Л. Броневои, Д. Н. Забегаев и др., ЖЭТФ **144**, 227 (2013).
13. I. L. Bronevoi, A. N. Krivonosov, and T. A. Nalet, Sol. St. Comm. **98**, 903 (1996).
14. Н. Н. Агеева, И. Л. Броневои, А. Н. Кривоносов и др., ФТП **36**, 144 (2002).
15. И. Л. Броневои, А. Н. Кривоносов, ФТП **32**, 537 (1998).
16. Н. Н. Агеева, И. Л. Броневои, Д. Н. Забегаев и др., ФТП **54**, 25 (2020).
17. L. W. Casperson, J. Appl. Phys. **48**, 256 (1977).
18. Н. Н. Агеева, И. Л. Броневои, Д. Н. Забегаев и др., ФТП **56**, 394 (2022).
19. Н. Н. Агеева, И. Л. Броневои, Д. Н. Забегаев и др., ФТП **55**, 121 (2021).
20. Н. Н. Агеева, И. Л. Броневои, Д. Н. Забегаев и др., ФТП **56**, 307 (2022).
21. N. N. Ageeva, I. L. Bronevoi, E. G. Dyadyushkin et al., Sol. St. Comm. **72**, 625 (1989).
22. N. N. Ageeva, I. L. Bronevoi, S. E. Kumekov et al., Proc. SPIE **1842**, 70 (1992).
23. Н. Н. Агеева, И. Л. Броневои, А. Н. Кривоносов и др., Изв. РАН, серия физ. **58**, 89 (1994).
24. I. L. Bronevoi, A. N. Krivonosov, and V. I. Perel', Sol. St. Comm. **94**, 363 (1995).
25. Н. Н. Агеева, И. Л. Броневои, А. Н. Кривоносов, ФТП **35**, 65 (2001).
26. Н. Н. Агеева, И. Л. Броневои, Д. Н. Забегаев и др., ФТП **53**, 1471 (2019).
27. N. N. Ageeva, V. B. Borisov, I. L. Bronevoi et al., Sol. St. Comm. **75**, 167 (1990).
28. Ю. Д. Калафати, В. А. Кокин, ЖЭТФ **99**, 1793 (1991).
29. С. Е. Кумеков, В. И. Перель, ЖЭТФ **94**, 346 (1988).
30. J. S. Blakemore, J. Appl. Phys. **53**, R123 (1982).
31. Н. Н. Агеева, И. Л. Броневои, Д. Н. Забегаев и др., ФТП **55**, 434 (2021).
32. Н. Н. Агеева, И. Л. Броневои, А. Н. Кривоносов, Радиотехн. и электрон. (2023), принята в печать.
33. Н. Н. Агеева, И. Л. Броневои, Д. Н. Забегаев и др., ФТП **54**, 1018 (2020).
34. Н. А. Семенов, *Техническая электродинамика*, Связь, Москва (1973).
35. В. Н. Лукьянов, А. Т. Семенов, Н. В. Шелков и др., КЭ **2**, 2373 (1975).
36. P. P. Vasil'ev, R. V. Penty, and I. H. White, Light Sci. Appl. **5** (6), e16086 (2016).
37. А. В. Андреев, УФН **160**, 1 (1990).
38. P. P. Vasil'ev, R. V. Penty, and I. H. White, Opt. Express **26**, 26156 (2018).
39. C. W. Willemsen, L. A. Coldren, and H. Temkin, *Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers: Design, Fabrication, Characterization, and Applications*, Cambridge Univ. Press, Cambridge (2001).
40. C. L. Tang, H. Statz, and G. deMars, J. Appl. Phys. **34**, 2289 (1963).
41. О. Звелто, *Принципы лазеров*, Лань, Санкт-Петербург (2008).

42. H. Statz, C. L. Tang, and J. M. Lavine, *J. Appl. Phys.* **35**, 2581 (1964).
43. Л. В. Асрян, Р. А. Сурис, *ФТП* **33**, 1076 (1999).
44. А. В. Савельев, В. В. Коренев, М. В. Максимов и др., *ФТП* **49**, 1546 (2015).
45. R. H. Dicke, *Phys. Rev.* **93**, 99 (1954).
46. I. L. Bronevoi, A. N. Krivonosov, and V. I. Perel', *Sol. St. Comm.* **94**, 805 (1995).
47. Н. Н. Агеева, И. Л. Броневой, Д. Н. Забегаев и др., *Радиотехн. и электрон.* **63**, 1130 (2018).
48. Ф. Платцман, П. Вольф, *Волны и взаимодействия в плазме твердого тела*, Мир, Москва (1975).
49. Н. Н. Агеева, И. Л. Броневой, Д. Н. Забегаев и др., *ФТП* **46**, 944 (2012).
50. Н. Н. Агеева, И. Л. Броневой, А. Н. Кривоносов и др., *ФТП* **40**, 806 (2006).
51. Н. Н. Агеева, И. Л. Броневой, Д. Н. Забегаев и др., *ФТП* **44**, 1328 (2010).
52. Н. Н. Агеева, И. Л. Броневой, Д. Н. Забегаев и др., *ЖЭТФ* **147**, 765 (2015).
53. Н. Н. Агеева, И. Л. Броневой, А. Н. Кривоносов, *ФТП* **42**, 1426 (2008).
54. Н. Н. Агеева, И. Л. Броневой, Д. Н. Забегаев и др., *ФТП* **51**, 594 (2017).
55. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика*, Физматлит, Москва (2001).
56. Д. Бом, *Квантовая теория*, Наука, Москва (1962).
57. Н. Н. Агеева, И. Л. Броневой, Д. Н. Забегаев и др., *ФТП* **50**, 1333 (2016).
58. Н. Н. Агеева, И. Л. Броневой, Д. Н. Забегаев и др., *Ж. радиоэлектрон.* **4**, 1 (2017); <http://jre.cplire.ru/jre/apr17/3/text.pdf>
59. *Физика полупроводниковых лазеров*, под ред. Х. Такумы, Мир, Москва (1989).
60. И. Р. Шен, *Принципы нелинейной оптики*, Наука, Москва (1989).
61. *Рассеяние света в твердых телах*, под ред. М. Кардоны, Мир, Москва (1979).
62. О. В. Мисочко, А. А. Мельников, С. В. Чекалин и др., *Письма в ЖЭТФ* **102**, 262 (2015).
63. *Нелинейная спектроскопия*, под ред. Н. Бломбергена, Мир, Москва (1979).
64. Ф. Крауфорд, *Волны*, Наука, Москва (1974).
65. И. Л. Броневой, А. Н. Кривоносов, *ФТП* **33**, 13 (1999).
66. А. Пиковский, М. Розенблюм, Ю. Куртс, *Синхронизация. Фундаментальное нелинейное явление*, Техносфера, Москва (2003).
67. А. Пискаркас, А. Стабинис, А. Умбрасас и др., *КЭ* **12**, 2335 (1985).