

БИСТАБИЛЬНОСТЬ АВТОМОДУЛЯЦИИ СПЕКТРА СОБСТВЕННОГО СТИМУЛИРОВАННОГО ПИКОСЕКУНДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ GaAs

Н. Н. Агеева, И. Л. Броневой, Д. Н. Забегаев, А. Н. Кривонос*

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

Поступила в редакцию 5 февраля 2013 г.

Обнаружена бистабильность автомодуляции спектра стимулированного пикосекундного излучения, возникавшего при пикосекундной оптической накачке GaAs. Излучение измерялось до достижения им торцов образца. На фронте импульса излучения в его спектре выделился один набор эквидистантных мод. На спаде излучения его заменил набор мод, расположенных в спектре посередине между первыми. Внутри каждого набора интервал между модами совпадал с расчетным интервалом между собственными модами являющегося активным резонатором слоя GaAs. Время разгорания излучения оказалось осциллирующей функцией энергии его фотона. Эволюция спектра так самосогласована, что интегральный по времени спектр и интегральная по спектру огибающая импульса излучения имели гладкую (без локальных особенностей) форму. Выявленная бистабильность разъяснила физическую природу двух состояний обеднения заселенностей, вызванного излучением, между которыми ранее были обнаружены субтерагерцевые автоколебания в поле этого же излучения. Предполагается, что автомодуляция спектра излучения является разновидностью вынужденного комбинационного рассеяния.

DOI: 10.7868/S0044451013080014

1. ВВЕДЕНИЕ

Недавно [1] были прямо измерены пикосекундные разгорание и релаксация интенсивного стимулированного излучения, возникающего в тонком (толщиной около 1 мкм) эпитаксиальном слое GaAs при его мощной пикосекундной оптической накачке. Ранее эти свойства излучения подтверждались лишь косвенно. Прямые измерения пикосекундного излучения стали возможными благодаря введению в регистрирующую часть спектрофотометрического комплекса, на котором авторы проводят исследования, электронно-оптической камеры (ЭОК) PS-1/S1, созданной в ИОФ им. А. М. Прохорова РАН. Исследование пикосекундного излучения важно, во-первых, поскольку ранее был обнаружен и продолжает исследоваться ряд оптоэлектронных пикосекундных процессов, преимущественно нелинейных, в которых существенную роль играет это из-

лучение¹⁾. Во-вторых, исследование характеристик излучения и влияющих на них процессов могло бы принести пользу при создании полупроводниковых лазеров и суперлюминесцентных диодов, предназначенных для генерации мощных пикосекундных импульсов.

В настоящей работе проводилось исследование эволюции спектра пикосекундного излучения еще до достижения им торцов образца. Обнаружилось, что уже на этом этапе в спектре образуется модовая структура, создающая бистабильную модуляцию спектра. Изменение модуляции со временем настолько взаимосогласовано, что при измерениях с разрешением около 50 пс она уже не обнаруживается. Бистабильная модуляция позволила объяснить физическую природу тех состояний обеднения заселенностей, вызванного излучением, между которыми в поле этого же излучения возникали субтерагерцевые автоколебания [2].

¹⁾ Их краткий перечень и список основных публикаций приведены на сайте ИРЭ РАН в разделе «Взаимодействие GaAs с собственным пикосекундным излучением», www.cplire.ru.

*E-mail: bil@cplire.ru

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Опыты проводились при комнатной температуре на спектрофотохронометрическом пикосекундном лазерном комплексе с автоматизированной системой сбора и обработки измеряемых величин. Краткое представление о комплексе после его недавней модернизации дано в работах [1, 3]. Накачке подвергалась изготовленная молекулярно-лучевой эпитаксией гетероструктура $Al_{0.22}Ga_{0.78}As-GaAs-Al_{0.4}Ga_{0.6}As$ с толщиной слоев соответственно 1.3–1.5–1.2 мкм, с площадью поверхности $8 \times 8 \text{ мм}^2$, освобожденная в середине на площади $4 \times 4 \text{ мм}^2$ от подложки. Длительность (FWHM) и энергия фотона импульса накачки составляли 13 пс и 1.512 эВ. Диаметр луча накачки (FWHM) равнялся 0.6 мм. Угол между лучом накачки и нормалью к эпитаксиальным слоям гетероструктуры составлял 10° . На поверхности гетероструктуры, за исключением торцевых, было нанесено антиотражающее покрытие, чтобы избежать интерференционных эффектов для накачки и для излучения, не сильно отклоняющегося от нормали к плоскости эпитаксиальных слоев. Для накачки и излучения слой $Al_xGa_{1-x}As$ были прозрачны.

Вследствие интенсивной накачки в GaAs образовывалась плотная ($n = p > 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) электронно-дырочная плазма (ЭДП), возникали инверсия населенностей носителей и стимулированное излучение. Последнее усиливалось вдоль эпитаксиального слоя. Из-за несовершенства волноводных качеств гетероструктуры часть излучения вытекала через ее поверхность. Доля излучения, распространявшаяся внутри телесного угла $9 \cdot 10^{-4}$ ср с осью, ортогональной поверхности гетероструктуры, направлялась в двойной спектрограф. Чтобы ослабить долю рассеянного в образце света накачки, попадающую в спектрограф, перед его входной щелью был установлен анализатор (призма Глана), настроенный на пропускание излучения с поляризацией, ортогональной поляризации накачки.

При измерении огибающей импульса двойной спектрограф был настроен в режим вычитания дисперсии. Промежуточную щель между первой и второй ступенями спектрографа раскрывали так, чтобы она пропускала излучение спектральной ширины $\delta\hbar\omega = 7.6 \text{ мэВ}$. 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 из-

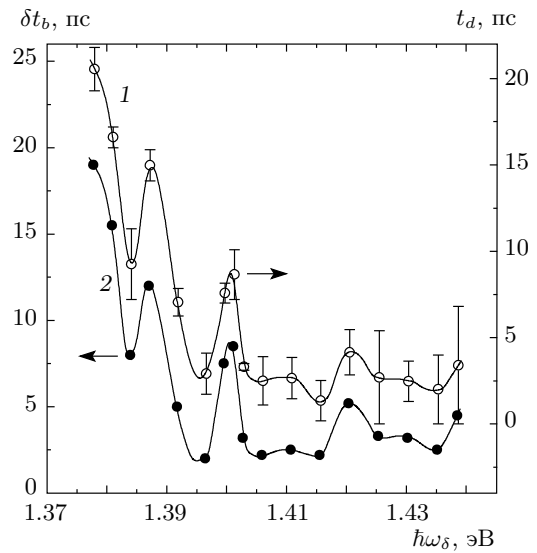


Рис. 1. Зависимости времени задержки t_d (1) и времени разгорания δt_b (2) излучения от энергии его фотона $\hbar\omega_\delta$

лучения направлялась в ЭОК PS-1/S1, где зависимость интенсивности излучения от времени преобразовывалась в пространственную зависимость интенсивности. Последняя зависимость, далее называемая хронограммой, регистрировалась CCD-камерой (CCD — charge-coupled device). Интегральный по времени спектр стимулированного излучения регистрировался другой CCD-камерой, установленной у второй выходной щели первой ступени спектрографа. Процедура измерений и последующего сглаживания хронограмм, чтобы избежать влияния остатков шумов, была такой же, как в работе [1].

При регистрации хронограмм импульсов накачки и хронограмм излучения с разными энергиями фотона $\hbar\omega_\delta$ в середине интервала $\delta\hbar\omega$ определялось также время задержки t_d — интервал между моментами, когда интенсивность накачки и интенсивность излучения становятся равными половине своих амплитуд. На зависимости $t_d(\hbar\omega_\delta)$ обнаружилась немонотонность, которая в длинноволновой области принимала характер явно выраженных осцилляций (рис. 1, кривая 1). В соответствии с осцилляциями, излучение, для которого время t_d находится в одном из локальных минимумов зависимости, разгоралось раньше, чем две соседствующие с ним в спектре компоненты излучения, как иллюстрирует рис. 2.

На основании хронограмм накачки и излучения и зависимости $t_d(\hbar\omega_\delta)$, во-первых, была установлена зависимость времени δt_b разгорания излучения от

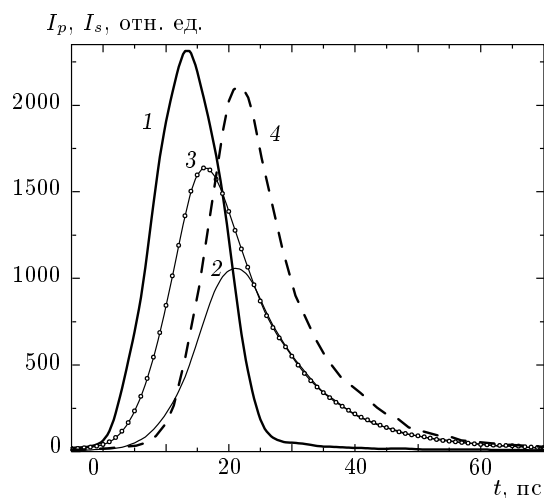


Рис. 2. Зависимости интенсивности накачки I_p (1) и интенсивности излучения I_s от времени t при энергии фотона излучения $\hbar\omega_\delta = 1.392$ эВ (2), 1.396 эВ (3), 1.401 эВ (4)

энергии фотона $\hbar\omega_\delta$, тоже осциллирующая (рис. 1, кривая 2). Моментом разгорания излучения (началом накачки) мы условно считали тот, на который приходилась максимальная положительная кривизна на фронте импульса излучения (накачки). Во-вторых, были воссозданы спектры излучения для моментов времени t , разделенных интервалами в 2 пс. Время t , как и на рис. 2, отсчитывалось от начала накачки.

Избранные примеры спектров излучения $I_s(\hbar\omega_\delta)$, дающие представление об их эволюции, представлены на рис. 3, где I_s — мгновенная интенсивность спектральной компоненты излучения. Используемая при обсуждении спектров хронограмма импульса излучения, интегрального по спектру, $I_\Sigma(t)$, с максимумом при $t = 17$ пс представлена на рис. 4 (кривая 2). В начале фронта импульса излучения, например при $t = 6$ пс, на спектре обнаруживаются локальные максимумы при $\hbar\omega_\delta \approx 1.405$ эВ $\pm k\xi_e$, где $k = 0, 1, 2$ и $\xi_e \approx 10$ мэВ. Излучение, составляющее локальную особенность спектра при таком значении $\hbar\omega_\delta$, будем называть i -модой. Ко времени $t = 14$ пс в спектре остались явно выделенными только две i -моды, амплитуды которых выросли. В области максимума импульса излучения, к моменту времени $t = 18$ пс, глубина локального минимума между этими модами сделалась незначительной. Самая длинноволновая i -мода с $\hbar\omega_\delta \approx 1.385$ эВ возрастала до $t = 20$ пс, но к

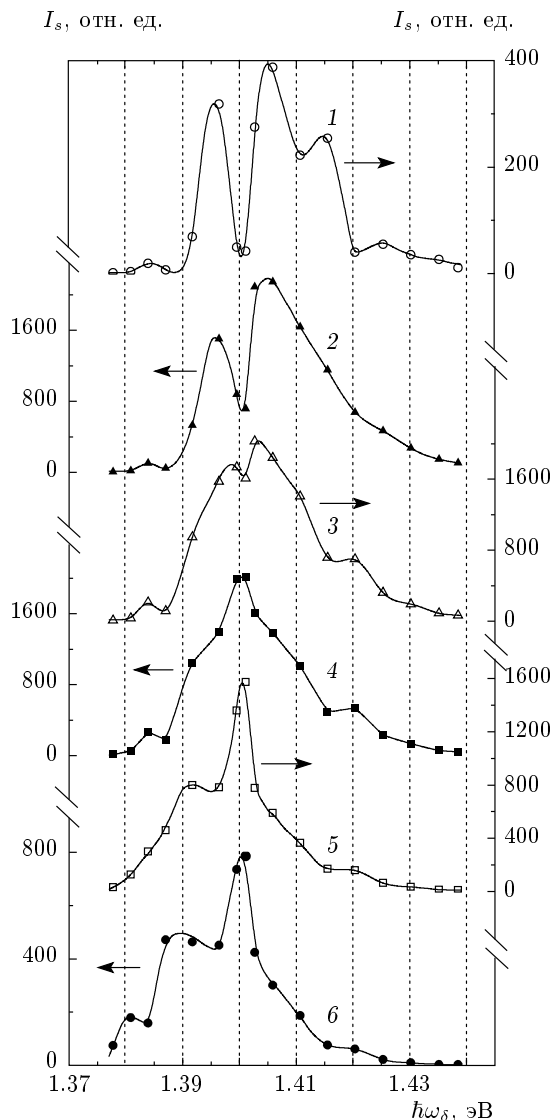


Рис. 3. Спектры излучения в различные моменты времени t , пс: 6 (1), 14 (2), 18 (3), 20 (4), 26 (5), 32 (6)

$t = 26$ пс и она перестала выделяться на спектре.

В начале спада импульса излучения при $t = 20$ пс на спектре возник новый максимум с энергией фотона $\hbar\omega_\delta \approx 1.40$ эВ. Затем к моменту времени $t = 26$ пс через интервал $-\xi_e$ от этого максимума на спектре образовывалось «плечо», а к моменту $t = 32$ пс еще через интервал $-\xi_e$ появилось и второе плечо. Последним термином обозначают локальное усиление излучения на склоне спектра, в данном случае на длинноволновом. Таким образом, примерно к середине спада импульса излучения на спектре стали выделенными уже локальные усиления излучения при $\hbar\omega_\delta \approx 1.40$ эВ $- k\xi_e$. Излучение, составляющее

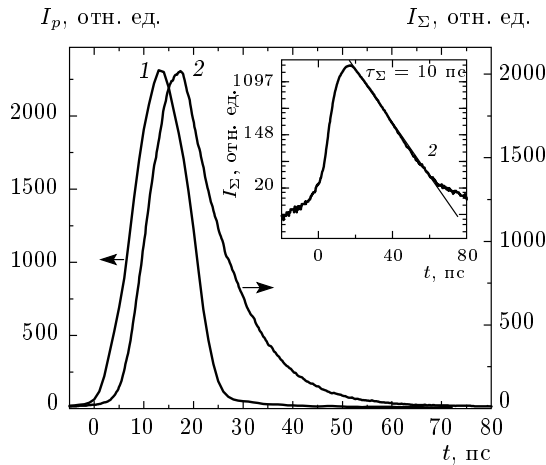


Рис. 4. Зависимости интенсивности накачки I_p (1) и интенсивности излучения I_Σ (2), интегральной по спектру, от времени. На вставке: к спаду хронограммы I_Σ проведена касательная, подтверждающая экспоненциальную релаксацию излучения с характерным временем $\tau_\Sigma = 10$ пс

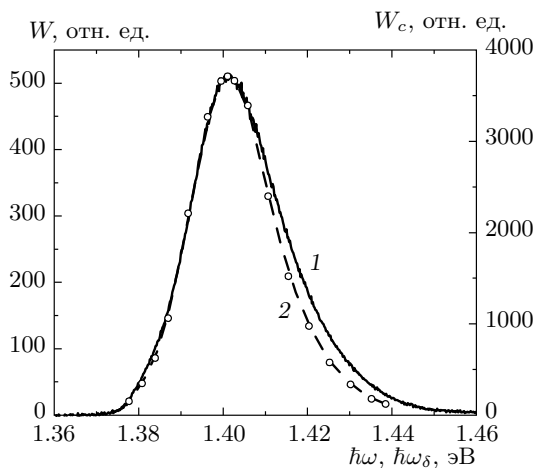


Рис. 5. Интегральные по времени спектры излучения: 1 — $W(\hbar\omega)$ — измеренный на выходе первой ступени спектрографа; 2 — $W_c(\hbar\omega_\delta)$ — рассчитанный на основании измеренных хронограмм. Поскольку спектры получены при измерениях разными приборами, относительные единицы на правой и левой осях ординат различаются

локальные особенности спектра при этих последних значениях $\hbar\omega_\delta$, будем называть h -модами.

Отметим, что если при $t = 26$ пс h -мода с $\hbar\omega_\delta \approx 1.39$ эВ четко выделена, то при $t \approx 32$ пс из-за избранного шага изменения $\hbar\omega_\delta$ строго этого утверждать нельзя. И еще, неупомянутая выше самая коротковолновая h -мода с $\hbar\omega_\delta \approx 1.42$ эВ выделилась

при $t = 18$ пс, но сгладилась ко времени $t = 26$ пс.

Измеренный, интегральный по времени, спектр излучения $W(\hbar\omega)$ имел гладкую (без локальных особенностей) форму (рис. 5).

Описанные выше результаты были получены при накачке наименее дефектной области гетероструктуры. В другой ее области, которая ранее накачивалась в работе [1], а до этого многократно подвергалась еще более интенсивной накачке, мгновенные спектры излучения не имели явно выделенных мод и были гладкими. Гладкой, без осцилляций, была в этой области гетероструктуры и зависимость $\delta t_b(\hbar\omega_\delta)$, см. рис. 1 и 3 в работе [1].

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На мгновенных спектрах при $t = 6$ пс i -моды разделены приблизительно равным интервалом ξ_e (см. рис. 3). Этот интервал совпадает с расчетным интервалом ξ_c между резонансными модами излучения, распространяющегося внутри слоя GaAs, рассматриваемого как активный резонатор, под углом $\beta \approx 5^\circ \sim \theta$ к границам раздела слоев $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ и GaAs:

$$\xi_c = \frac{c \sin \beta}{2d\chi} = 10 \text{ мЭВ}, \quad (1)$$

где c — скорость света в вакууме, $d = 1.5$ мкм — толщина слоя GaAs, $\chi \approx 3.6$ — показатель преломления GaAs, $\theta \sim \lambda/d\chi$, рад = 9° — угол дифракционной расходимости излучения слоя GaAs, $\lambda = 0.88$ мкм — длина волны, средняя для спектра излучения. Излучение, распространяющееся под углом β , должно испытывать полное внутреннее отражение от границы (если она совершенна) между слоями GaAs и $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Выделение i -мод и равенство $\xi_e = \xi_c$ свидетельствует о том, что накачиваемая гетероструктура, даже без участия отражения излучения от ее торцов, обладает в определенной степени качествами лазера. Напомним, мы рассматриваем спектры излучения, не успевшего еще достигнуть торцов образца.

Немонотонность становится четко выраженной в форме осцилляций в длинноволновой части зависимости $\delta t_b(\hbar\omega_\delta)$, см. рис. 1, т.е. для того излучения, которое возникает по мере образования новых разрешенных состояний в ходе сужения ширины запрещенной зоны $\delta E_g \propto n^{1/3}$ из-за кулоновского взаимодействия носителей [4]. Рисунок 2 иллюстрирует, что излучение, входящее в состав i -моды, разгорается быстрее, чем излучение, соседствующее с ним в спектре с длинно- и коротковолновой сторон. Это позволяет предполагать, что при разгорании

излучения, по крайней мере для его спектральной части, указанной выше, функция $\alpha - \gamma = f(\hbar\omega_\delta)$ немонотонная и ее локальные максимумы расположены при энергиях фотонов i -мод (здесь α — коэффициент усиления, γ — коэффициент распределенных потерь излучения). Немонотонность последней функции позволяет предполагать ее нелинейность по отношению к напряженности $E(\hbar\omega_\delta)$ электрического поля излучения. Нелинейность должна возникать уже потому, что интенсивное излучение создает обеднение заселенностей энергетических уровней (см. ниже).

В начале возрастания интенсивности I_Σ на спектре выделяются i -моды. Их выделение слабеет с ростом I_Σ . После прохождения интенсивностью I_Σ максимума исчезают признаки выделения i -мод, кроме одной самой длинноволновой, которая исчезает позднее при спаде I_Σ . В спектре выделяются h -моды. При уменьшении интенсивности I_Σ число выделенных h -мод возрастает. Таким образом, чем меньше интенсивность I_Σ , тем больше выделенных i -мод на фронте импульса излучения или h -мод на его спаде. В области вблизи максимума I_Σ происходит переключение от выделения в спектре i -мод к выделению h -мод. Обнаруживается бистабильность спектра излучения, заключающаяся в следующем. При одной и той же интенсивности I_Σ в спектре выделяются i -моды на фронте зависимости $I_\Sigma(t)$ и h -моды на ее спаде.

Спектр при этом оказывается модулирован следующим образом. В начале фронта (в конце спада) излучения локальные максимумы или выпуклости соответствуют i -модам (h -модам), а локальные минимумы или вогнутости h -модам (i -модам). По мере увеличения интенсивности излучения количество выделенных в спектре мод сокращается.

Отмеченные в разд. 2 особенности эволюции самой длинноволновой i -моды с $\hbar\omega_\delta \approx 1.385$ эВ и самой коротковолновой h -моды с $\hbar\omega_\delta \approx 1.42$ эВ, по-видимому, связаны с изменениями усиления света при охлаждении ЭДП и сужении запрещенной зоны E_g .

Положение в спектре i -мод и h -мод отличалось на $\xi_e/2$. Это позволяет предполагать, что помимо набора собственных мод резонатора, для которых на пути $2L$ между тремя последовательными отражениями от границ между слоями GaAs и $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ укладывается целое число волн $m = 2L\chi/\lambda$, существует и второй набор собственных мод (здесь λ — длина волны света в вакууме). Для этого второго набора m — полуцелое число.

Измеренные интегральный спектр $W(\hbar\omega)$ и ин-

тегральная огибающая импульса излучения $I_\Sigma(t)$ имели гладкую форму (см. рис. 4, 5), что обнаружило самосогласованность эволюции i -мод и h -мод. Эта самосогласованность предположительно обусловлена нелинейностью функции $\alpha - \gamma = f(\hbar\omega_\delta)$ по отношению к $E(\hbar\omega_\delta)$. Нелинейность могла бы приводить к тому, что в спектре излучения h -моды становятся способными конкурировать с i -модами.

Релаксация интенсивности I_Σ была экспоненциальной с характерным временем 10 пс (см. вставку на рис. 4). Подобная релаксация обнаружена и объяснена в работе [1]. На рис. 5 приведен также интегральный по времени спектр $W_c(\hbar\omega_\delta)$, рассчитанный на основании измеренных хронограмм. Одновременно он представляет и сумму мгновенных спектров. Поскольку спектр $W_c(\hbar\omega_\delta)$ соответствует излучению в течение 50 пс и не учитывает значительной части спонтанного излучения, часть его коротковолнового склона проходит ниже склона измеренного спектра $W(\hbar\omega)$, в котором есть и вклад от спонтанного излучения.

В той области гетероструктуры, которая накачивалась в работе [1], мгновенные спектры излучения и зависимость $\delta t_b(\hbar\omega_\delta)$ были гладкими. Это объясняется следующим. Многократное облучение интенсивными импульсами накачки привело к образованию радиационных дефектов в образце. Из-за них длина когерентности излучения, по-видимому, снижалась до такой степени, что лазерные свойства у гетероструктуры отсутствовали, соответственно и спектры были гладкими.

Обеднение заселенностей возникает из-за дисбаланса между энергетическим транспортом носителей на дно зоны проводимости и их вынужденной рекомбинацией. Существование на дне зоны проводимости GaAs обеднения заселенностей, вызванного собственным пикосекундным излучением, и подобие форм спектра излучения и «ям», создаваемой обеднением в области усиления света в спектре поглощения, было доказано в работе [5]. Однако подобие нуждалось в дальнейшем подтверждении, поскольку в работе [5] оно было получено лишь для одной колоколообразной формы ямы, определенной с помощью измерений усиления света по методу «накачка-зондирование» (pump-probe) при одном времени задержки τ зондирующего импульса относительно импульса накачки. К тому же сравнение проводилось со спектром излучения, интегральным по времени.

Трансляция с периодом $\hbar\omega_{LO}$ обеднения вверх по зоне проводимости, вызывающая модуляцию с периодом Δ спектра фундаментального поглощения све-

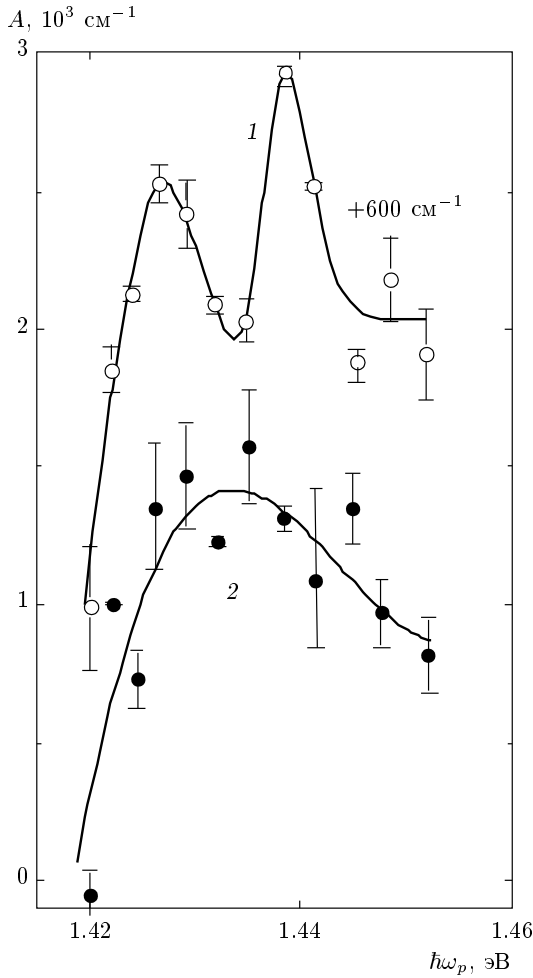


Рис. 6. Спектры поглощения света (из рис. 4 работы [7]) в фотовозбужденном GaAs, измеренные при задержках $\tau = 2$ пс (1) и $\tau = 4$ пс (2). Спектр 1 сдвинут по оси ординат относительно своего истинного положения на величину, указанную справа от него

та, была обнаружена в работе [6] и исследовалась в работах [5, 7] (здесь $\hbar\omega_{LO}$ — энергия продольного оптического (LO) фонона, $\Delta = \hbar\omega_{LO}(1 + m_e/m_h) \approx 40$ мэВ, m_e и m_h — массы соответственно электрона и тяжелой дырки. Трансляция происходит при взаимодействии электронов с LO-фононами с тем, чтобы восстановить детальное равновесие, нарушаемое при образовании обеднения только на дне зоны.

На рис. 6 приведены примеры меняющейся во времени автомодуляции поглощения, взятые из рис. 4 работы [7]. М-образная кривая 1 представляет поглощение, измеренное при задержке $\tau = 2$ пс, а колоколообразная кривая 2 — при $\tau = 4$ пс. Видно, что эти графики подобны по форме графикам модуляции излучения соответственно при $t = 14$ пс

и при $t = 18, 20$ пс. Интервал между локальными максимумами поглощения на спектре 1 на рис. 6 примерно совпадает с ξ_e . Это сравнение служит еще одним необходимым подтверждением подобия форм модуляции спектров излучения и поглощения.

При представленном выше сравнении надо учитывать, что, поскольку регистрация автомодуляции поглощения проводилась при длительности зондирующего импульса около 10 пс, измеренная модуляция поглощения должна быть несколько более сглаженной по сравнению с ее истинной формой. Кроме того, точного подобия форм модуляции спектров излучения и поглощения ожидать нельзя и потому, что в условиях опытов в настоящей работе и в работе [7] несколько различались параметры накачки и исследовался не один и тот же образец. По тем же причинам нельзя ожидать, чтобы разница в спектральном положении подобных по форме модуляций спектров излучения в настоящей работе и поглощения в работе [7] была точно Δ , как это получилось в работе [5].

В работе [7] смена М-образной модуляции спектра поглощения на колоколообразную происходила трижды в области максимума накачки, где последнюю можно принять квазистационарной. Это было одним из проявлений автоколебаний сверхбыстрой автомодуляции поглощения, обнаруженной и исследовавшейся ранее в работах авторов. Частотная характеристика таких автоколебаний поглощения была объяснена в работе [2] по аналогии с полученными в теории возмущений осцилляциями между двумя состояниями (стационарными для невозмущенной системы). Осцилляции должны возникать при наличии периодического возмущения с фиксированной частотой [8]. Возмущением для автоколебаний поглощения являлось электромагнитное поле собственного излучения. В работах [7, 9] оставалось неясным, почему автоколебания, когда они принимали форму стоячей волны, происходили между двумя вышеназванными (М-образной и колоколообразной) формами модуляции поглощения. Соответственно была необъяснима и экспериментально полученная фазовая характеристика автоволны модуляции поглощения. Теперь можно полагать, что автоколебания поглощения отображали автоколебания энергетического распределения обеднения носителей между двумя его состояниями. Из них одно соответствовало модуляции спектра излучения i -модами, а второе — h -модами. Это объясняет и фазовую характеристику автомодуляции поглощения.

В настоящей работе мы наблюдали смену формы спектра излучения с М-образной на колоколообразную только один раз. Последнее может иметь

несколько предположительных объяснений, но мы приведем только одно. Условия, необходимые для возникновения автоколебаний модуляции поглощения, еще не изучены. Поэтому неоднократные автопереключения i - и h -мод излучения, инициирующие автоколебания поглощения, могли не возникать в настоящей работе из-за отсутствия необходимых условий. Например, автоколебания поглощения обнаружались в работе [7] в гетероструктуре, такой же по составу, как и использованная в настоящей работе. Но через наружные поверхности гетероструктуры, параллельные плоскостям эпитаксиальных слоев, в работе [7] стимулированное излучение не вытекало. Это свидетельствовало о существенно меньшей дефектности гетероструктуры в работе [7] и, значит, о большей длине когерентности излучения в ней, чем для гетероструктуры в настоящей работе. Поэтому кажется допустимой гипотеза, что одним из условий возникновения автоколебаний обеднения заселенностей является достаточно значительная (пока количественно не определенная) длина когерентности излучения.

Обратим внимание и на следующее. Интенсивность пикосекундного излучения является высокой, достигающей до 1 ГВт/см^2 [1, 2]. Вероятность заполнения тех энергетических уровней зоны проводимости, с которых электроны вынужденно рекомбинируют, составляет около 0.9 [10], что, учитывая принцип запрета Паули, существенно ограничивает фазовый объем для процессов электрон-электронных столкновений. При этих условиях можно предположить, что межзонные и внутризонные переходы электронов становятся взаимосогласованными, комбинационными и автомодуляция спектра излучения является разновидностью вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР). Такому предположению косвенно способствуют наблюдения рассеяния света свободными носителями при их плотности порядка 10^{18} см^{-3} [11, 12], активность пикосекундного излучения по отношению к ВКР, ранее проявившаяся в стимулированном излучении рассеянии света накачки с участием оптических плазмонов [13, 14], а также корреляции взаимодействующих тождественных частиц (электронов) [15].

Возможная схема комбинационного перехода, уже упоминавшегося в работе [2], представлена на рис. 7. Два электрона из валентной зоны V , поглощая фотоны $\hbar\omega_{h1}$ и $\hbar\omega_{h2}$, переходят в зону проводимости $C-1$. После их кулоновского взаимодействия они переходят на один и тот же уровень C -зоны — 2. С этого уровня они, излучая по фотону $\hbar\omega_i = (\hbar\omega_{h1} + \hbar\omega_{h2})/2$, переходят на один уровень

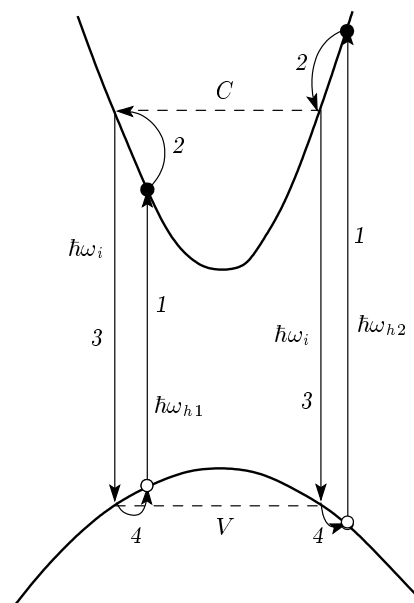


Рис. 7. Схема комбинационного перехода

V -зоны — 3. Оттуда, после кулоновского взаимодействия, они попадают на исходные уровни — 4. Здесь $\hbar\omega_{h1}$ и $\hbar\omega_{h2}$ энергии фотонов h -мод, а $\hbar\omega_i$ — энергия фотона i -моды. Энергии $\hbar\omega_{h1}$, $\hbar\omega_{h2}$, $\hbar\omega_i$ превышают ширину запрещенной зоны возбужденного полупроводника, поэтому комбинационный процесс может иметь характер резонансного и при высокой интенсивности излучения его вероятность может стать значительной.

Поскольку излучение импульсное, частично вырожденное четырехволновое смешение (так можно охарактеризовать комбинационный процесс, представленный на рис. 7) должно носить нестационарный характер. По аналогии с параметрической генерацией света при импульсной накачке [16] можно ожидать, в зависимости от параметров излучения, возникновения переключений направления перекачки энергии между модами излучения (т. е. изменений направления компонент комбинационного перехода) на обратное. Это согласуется с наблюдавшимися в экспериментах изменениями со временем автомодуляции спектров излучения и поглощения.

Комбинационные переходы являются нелинейно-оптическими, что согласуется с нелинейностью коэффициентов усиления α и распределенных потерь γ излучения. То, что в начале излучения фотоны h -мод, родившись, затем, при возникновении комбинационных переходов, должны перепоглощаться, объясняет задержку разгорания h -мод. При комбинационных переходах и квазиста-

ционарном излучении (в области максимума его импульса) должен сохраняться объем обеднения заселенностей, и если возникают автоколебания формы обеднения в зоне проводимости, то они должны происходить с частотой, определяемой вероятностью вынужденных межзонных переходов. Это и наблюдалось в экспериментах, как показано при их анализе [2]. Таким образом, возникновение комбинационных переходов качественно объясняет экспериментально установленные свойства модуляций излучения и обеднения заселенностей.

Авторы глубоко признательны Э. А. Маныкину за обсуждение рукописи статьи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Н. Агеева, И. Л. Броневои, Д. Н. Забегаев, А. Н. Кривоносов, *ЖЭТФ* **143**, 634 (2013).
2. Н. Н. Агеева, И. Л. Броневои, Д. Н. Забегаев, А. Н. Кривоносов, *ФТП* **44**, 1157 (2010).
3. N. N. Ageeva, I. L. Bronevoi, P. V. Gornostaev et al., in *Proc. of the 30th Int. Congress on High-Speed Imaging and Photonics ICHSIP-30* (16–21 September 2012 CSIR International Convention Centre Pretoria, South Africa), in press.
4. J. Shah, R. F. Leheny, and C. Lin, *Sol. St. Comm.* **18**, 1035 (1976).
5. Н. Н. Агеева, И. Л. Броневои, Д. Н. Забегаев, А. Н. Кривоносов, *ФТП* **36**, 144 (2002).
6. I. L. Bronevoi, A. N. Krivonosov, and V. I. Perel', *Sol. St. Comm.* **94**, 805 (1995).
7. Н. Н. Агеева, И. Л. Броневои, А. Н. Кривоносов, С. В. Стеганцов, *ФТП* **40**, 806 (2006).
8. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика*, Физматлит, Москва (2001), т. 3, с. 185, задача 1.
9. Н. Н. Агеева, И. Л. Броневои, А. Н. Кривоносов, *ФТП* **42**, 1426 (2008).
10. N. N. Ageeva, I. L. Bronevoi, E. G. Dyadyushkin et al., *Sol. St. Comm.* **72**, 625 (1989).
11. *Рассеяние света в твердых телах*, под ред. М. Кордоны, Мир, Москва (1979).
12. Ф. Платцман, П. Вольф, *Волны и взаимодействия в плазме твердого тела*, Мир, Москва (1975).
13. I. L. Bronevoi, A. N. Krivonosov, and V. I. Perel', *Sol. St. Comm.* **94**, 363 (1995).
14. Н. Н. Агеева, И. Л. Броневои, А. Н. Кривоносов, *ФТП* **35**, 65 (2001).
15. Н. Ашкрофт, Н. Мермин, *Физика твердого тела*, т. 1, Мир, Москва (1979).
16. Р. Данелюс, А. Пискаускас, В. Сируткайтис, А. Стабинис, Я. Ясевичюте, *Параметрические генераторы света и пикосекундная спектроскопия*, Мокслас, Вильнюс (1983).