

Участие электрон-фононного взаимодействия в сверхбыстрой автомодуляции поглощения света в GaAs. Связь модуляции поглощения со спектром стимулированного излучения в GaAs

© Н.Н. Агеева, И.Л. Бронева[¶], А.Н. Кривонос, Т.А. Налет*, С.В. Стеганцов

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
125009 Москва, Россия

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

(Получена 24 января 2007 г. Принята к печати 23 апреля 2007 г.)

Во время пикосекундной фотогенерации носителей заряда и интенсивного собственного стимулированного излучения в GaAs происходит сверхбыстрая (меняющаяся за ~ 1 пс) автомодуляция спектра поглощения света. Под модуляцией подразумевается образование на спектре локальных усилений поглощения (выступов), объясняемых локальными обеднениями заселенностей электронов в зоне проводимости. Экспериментально обнаружено, что расположение выступов на спектре повторяется через интервал, определяемый энергией продольного оптического (LO) фонона и массами электрона и тяжелой дырки. Это подтверждает сделанное ранее предположение о существенной роли электрон-LO-фононного взаимодействия в сверхбыстрой автомодуляции спектра поглощения. Полученное ранее представление о связи формы модуляции спектра поглощения с формой интегрального по времени спектра собственного пикосекундного излучения расширено и на тот случай, когда проявляется сверхбыстрая автомодуляция спектра поглощения.

PACS: 42.60.Rn, 42.60.Fc, 42.60.Mi, 42.65.Re, 71.10.Ca, 71.35.Ee, 71.38.-k, 78.30.Fs, 78.45.+h, 78.47.+p

1. Введение

В серии наших работ [1–14 и др.] проводились продолжаемые и в настоящей работе исследования сверхбыстрых нелинейных процессов взаимодействия GaAs с собственным интенсивным стимулированным излучением. Приставка „сверх-“ в тексте статьи означает, что процессы протекают не медленнее, чем в пикосекундном диапазоне времен. Одним из обнаруженных процессов является автомодуляция спектра поглощения тонкого (~ 1 мкм) слоя GaAs, возникавшая во время накачки GaAs мощным пикосекундным импульсом света. Под автомодуляцией здесь подразумевается спонтанное возникновение локальных усилений поглощения — выступов, параметры и расположение на спектре которых определяются свойствами фотовозбужденного состояния полупроводника. Исследование автомодуляции, продолженное и в настоящей работе, представляет, по-видимому, интерес не только для оптики полупроводников, но и для кинетики сверхбыстрого взаимодействия полупроводника с собственным интенсивным стимулированным излучением, и для кинетики нефермиевской электронно-дырочной плазмы (ЭДП) в полупроводнике.

Исследования изучаемой автомодуляции начались в работе [6], в которой были обнаружены LO-фононные осцилляции в спектре пикосекундного обратимого просветления (увеличения прозрачности) GaAs. Эти осцилляции модулировали и спектр поглощения света в GaAs [7]. Спектры были измерены при различных, отличавшихся более чем на 10 пс, задержках τ зондирующего импульса, поглощение которого измерялось,

относительно импульса накачки. Автомодуляция спектра просветления (поглощения) выглядела как периодическая череда локальных минимумов (выступов) приблизительно колоколообразной формы. Период составлял

$$\Delta = \hbar\omega_{LO}(1 + m_e/m_h) \approx 41 \text{ мэВ},$$

где $\hbar\omega_{LO} = 36.2$ мэВ — энергия продольного оптического фонона, $m_e = 0.063 m_0$ — масса электрона, $m_h = 0.5 m_0$ — масса тяжелой дырки, m_0 — масса покоя электрона [15]. Ширина по основанию каждого выступа в спектре поглощения равнялась тоже Δ . Время релаксации LO-фононных осцилляций составляло более 10 пс [6]. Заметим, что это время того же порядка, что и время релаксации плотности ЭДП [9] и предполагаемое на основании [9,16] время релаксации собственного пикосекундного стимулированного излучения в GaAs. Для объяснения LO-фононных осцилляций был предложен новый физический механизм образования отклонений от фермиевского распределения электронов в зоне проводимости [6,12], который кратко состоял в следующем.

При межзонной пикосекундной фотогенерации плотной ($n = p > 10^{18} \text{ см}^{-3}$) ЭДП в GaAs создавалась инверсия заселенностей носителей, и уже во время фотогенерации возникало интенсивное стимулированное (усиленное спонтанное) излучение [2,3,8]. Опыты [6,10,11] привели к предположению, что интенсивность излучения и разогрев LO-фононов [12], сопровождавший разогрев ЭДП [1,4,5,16], оказывались достаточными, чтобы устанавливалось соотношение времен [14]:

$$\tau_F \sim \tau_{e-LO} \sim \nu^{-1}, \quad (1)$$

первая часть которого $\tau_F \sim \tau_{e-LO}$ следовала и из расчетов [12]. Здесь τ_F — время залечивания (за счет

[¶] E-mail: bil@cplire.ru

межэлектронных столкновений) отклонений от фермиевского распределения носителей, τ_{e-LO} — время энергетической релаксации электронов только за счет электрон-ЛО-фононных столкновений, ν — частота стимулированных межзонных рекомбинационных переходов электронов. При выполнении соотношения (1) становится возможным следующее. Мощная стимулированная рекомбинация создает первое обеднение заселенностей носителей на дне зоны проводимости. Это обеднение транслируется с периодом $\hbar\omega_{LO}$ по зоне благодаря взаимодействию электронов с ЛО-фононами. Каждое обеднение заселенностей приводит к локальному отклонению реально измеряемого спектра $\alpha_e(\hbar\omega)$ от спектра $\alpha_{FD}(\hbar\omega)$, рассчитанного для фермиевского распределения ЭДП, где α — коэффициент поглощения. Эти отклонения располагаются в спектре поглощения (как и в спектре просветления) с периодом Δ .

В [11] было измерено отклонение в спектральной области усиления света, вызванное первым обеднением заселенностей и называемое „дырой“ (реальное усиление меньше расчетного). Отклонение в области поглощения света, вызванное вторым обеднением, названо „F-выступом“ (реальное поглощение больше расчетного). При зондировании с фиксированной, близкой к нулю, задержкой τ было обнаружено, что спектральные формы дыры и F-выступа, определяемые разностью $\alpha_e(\hbar\omega) - \alpha_{FD}(\hbar\omega)$, и форма интегрального по времени спектра пикосекундного стимулированного излучения оказались подобны между собой [11]. Подобие дыры и выступа было обосновано расчетом [12]. Далее, для удобства, будем называть описанную выше модуляцию, как и в [6], ЛО-фононными осцилляциями.

В работе [14] была обнаружена, если можно так назвать, „тонкая“ структура модуляции — выступы, ширина которых и расстояние между которыми меньше Δ . Тонкая структура менялась за время ~ 1 пс. Таковую модуляцию, отличающуюся по некоторым параметрам от ЛО-фононных осцилляций, будем называть, как в [14], сверхбыстрой автомодуляцией спектра поглощения.

В принятой в спектральном анализе классификации исследуемые спектры поглощения относятся к мгновенным спектрам [17]. Модуляцию спектра поглощения можно характеризовать как умножение „гладкого“ (без локальных особенностей) спектра $G(\omega, \tau)$ на множитель $1 + F(\omega, \tau) + f(\omega, \tau)$ [17], где $F(\omega, \tau)$ — модулирующая функция, определяющая ЛО-фононные осцилляции (F-выступ и др.), $f(\omega, \tau)$ — функция, представляющая сверхбыструю автомодуляцию. $G(\omega, \tau)$ по смыслу может соответствовать, например, рассчитанному для фермиевского распределения ЭДП спектру $\alpha_{FD}(\hbar\omega)$. Очевидно, что функции $F(\omega, \tau)$ и $f(\omega, \tau)$ различаются масштабами представляемых ими спектральных и временных изменений.

В [13] была обнаружена модуляция характеристик пикосекундного стимулированного излучения, позволяющая предполагать, что генерация излучения имеет пульсационный характер, и излучение автомодулируется

пикосекундными пульсациями. В [14] отмечалась видимая взаимосвязь сверхбыстрых автомодуляций излучения и поглощения. С учетом этого в [14] были сделаны предположения о физическом процессе образования сверхбыстрой автомодуляции спектра поглощения, кратко состоящие в следующем. На дне зоны проводимости сверхбыстро появляются и исчезают локальные обеднения заселенностей носителей. Это связывалось со сверхбыстрым разгоранием и угасанием отдельных спектральных компонент интенсивного стимулированного излучения. Обеднения, возникающие на дне зоны, должны транслироваться с периодом $\hbar\omega_{LO}$ по зоне благодаря взаимодействию электронов с ЛО-фононами. Создаваемая при этом сверхбыстрая периодическая модуляция заселенностей электронов в зоне проводимости должна проявляться в виде сверхбыстрой автомодуляции спектра поглощения. Как теперь становится очевидно, предполагалось, что ЛО-фононные осцилляции и сверхбыстрая автомодуляция являются разными характеристиками одного и того же процесса автомодуляции спектра поглощения. Если это так, то, во-первых, тонкая структура сверхбыстрой автомодуляции должна повторяться в спектре поглощения с периодом Δ . Во-вторых, существование сверхбыстрой автомодуляции не должно лишать смысла полученное в [11] представление о подобии формы F-выступа форме интегрального по времени спектра пикосекундного стимулированного излучения. Решению этих двух проблем были посвящены описываемые далее экспериментальные исследования.

2. Эксперимент

Спектры поглощения исследовались по методике „excite-probe“. Опыты проводились при комнатной температуре. Образец, подробнее описанный в [14], представлял собой гетероструктуру $Al_{0.22}Ga_{0.78}As-GaAs-Al_{0.4}Ga_{0.6}As$. Толщины эпитаксиальных слоев гетероструктуры — 1.2–1.6–1.2 мкм соответственно. Слои $Al_xGa_{1-x}As$ были прозрачны для света, используемого в эксперименте. На обе поверхности образца, параллельные эпитаксиальным слоям, были нанесены антиотражающие покрытия.

При межзонном поглощении мощного возбуждающего (ex) импульса света с энергией фотона $\hbar\omega_{ex} = 1.558$ эВ, падавшего на образец под углом 10° относительно нормали к его поверхности, в слое GaAs генерировалась горячая ЭДП. Плотность ЭДП была достаточной для сверхбыстрого возникновения в GaAs стимулированного излучения [2,3,8]. Интенсивность излучения, по оценкам, $> 10^8$ Вт · см⁻².¹ Экспериментально исследовались спектры поглощения зондирующего (pr) импульса. Зондирующий луч проходил через центр

¹ В нашей статье [14] допущена опечатка. На стр. 808 в правом столбце, 28-я строка сверху, следует читать: „Интенсивность суперлюминесценции, по оценкам, была более 10^8 Вт/см².“

фотовозбужденной области слоя GaAs перпендикулярно плоскости слоя. Длительность t_p возбуждающего и зондирующего импульсов, определявшаяся по их кросс-корреляционной зависимости, имела в эксперименте два значения $t_p = 9.4$ и 11.4 пс. Возбуждающий свет и зондирующий свет были линейно- и взаимно-параллельно поляризованы. Интегральная энергия возбуждающего импульса была больше на 4 порядка интегральной энергии зондирующего импульса. Распределение энергии импульса по сечению луча было приблизительно гауссовым для зондирующего и трапециевидным для возбуждающего (накачки). На полувысоте вышеназванного распределения диаметр возбуждающего луча составлял 0.6 мм, зондирующего — 0.3 мм. Спектры измерялись: а) при фиксированной задержке зондирующего импульса относительно возбуждающего импульса $\tau = -0.3$ пс в спектральном интервале 2Δ ; б) при различных фиксированных значениях задержки τ в интервале, ширина которого немного превышала Δ . Ограничение ширины исследуемого спектрального диапазона отчасти связано с большой трудоемкостью и длительностью измерений спектра [14].

Спектры поглощения света определялись почти так же, как и в экспериментах [7,11,14]. Сначала описанным в [14] методом измеряли спектр оптической плотности невозбужденного образца $\alpha_0 D$, где α_0 — коэффициент поглощения света невозбужденного образца; D — толщина слоя GaAs. Затем измеряли спектральную зависимость просветления $\ln(T^1/T^0) = f(\hbar\omega_{pr})$, представляющую уменьшение оптической плотности GaAs при его накачке; индексы I и 0 означают соответственно наличие и отсутствие возбуждения (накачки). Для этого проводились измерения интегральной энергии прошедшего через образец зондирующего импульса, поочередно при возбуждающем импульсе и без него. Учитывались только те измерения, для которых интегральные энергии опорных импульсов в каналах зондирования и возбуждения отклонялись от заданных значений не более чем на $\pm 5\%$; здесь опорные импульсы — это фиксированные части возбуждающего и зондирующего импульсов, отщепляемые от последних до их падения на образец. По результатам серии из ~ 40 измерений рассчитывалось просветление $\ln(T^1/T^0) = \ln[(E_{pr}^1/E_r^1)/(E_{pr}^0/E_r^0)]$, где E_{pr} — средняя энергия зондирующего импульса, E_r — средняя энергия опорного импульса в канале зондирования. При каждом фиксированном наборе параметров возбуждения и зондирования подобные измерения $\ln(T^1/T^0)$ повторялись до тех пор, пока относительное изменение среднего по всем сериям значения $\langle \ln(T^1/T^0) \rangle$ не становилось меньше 1% в течение 4 последовательных серий. Коэффициент поглощения света α в фотовозбужденном слое GaAs определяли, пользуясь выражением $\alpha = \alpha_0 - \langle \ln(T^1/T^0) \rangle / D$.

При рассмотрении нижеследующих экспериментальных результатов следует учитывать следующее. Для зондирования использовался импульс, длительность которого превышала тот интервал изменения задержки τ ,

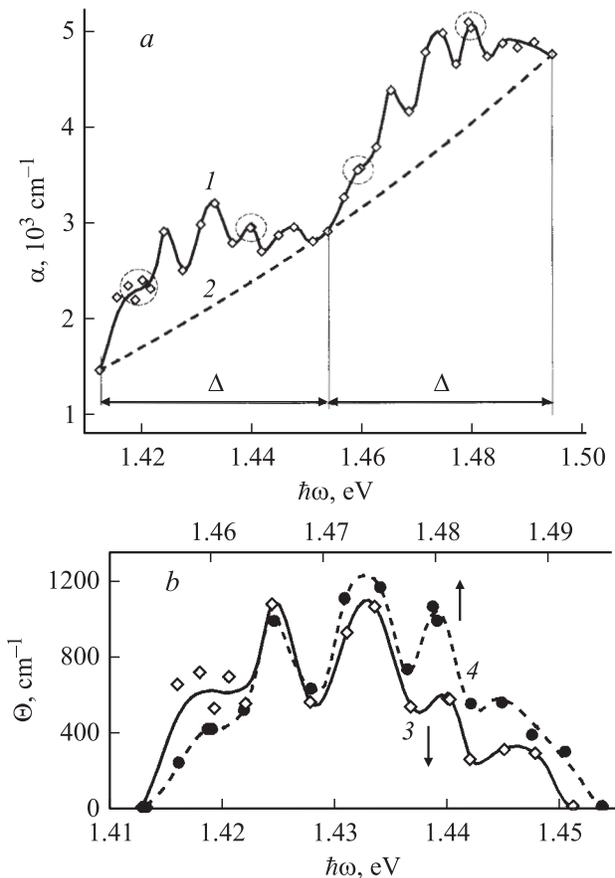


Рис. 1. а) 1 — спектр поглощения света, измеренный при времени задержки $\tau = -0.3$ пс и интегральной энергии импульса накачки $W = 0.8$ отн. ед.; 2 — участок параболы, касательный к спектру 1. б) разность Θ между спектром поглощения 1 и касательной 2 в спектральных интервалах $\hbar\omega$, эВ: 3 — $1.413-1.454$, 4 — $1.454-1.495$.

в котором происходило заметное изменение тонкой структуры модуляции спектра поглощения. К тому же указанное выше распределение интенсивности зондирующего и возбуждающего света в пространстве было неоднородным. Это могло приводить, в частности, к „сглаженности“ экспериментально обнаруживаемой тонкой структуры по сравнению с ее истинным видом. Однако при этом измерения правильно отображают спектральный и временной масштабы сверхбыстрой автомодуляции.

На рис. 1, а представлены результаты измерений автомодулированного спектра поглощения в спектральном интервале шириной 2Δ при интегральной энергии импульса накачки $W = 0.8$ относительных единиц и задержке $\tau = -0.3$ пс. Темп наших измерений и требования к их скрупулезности не позволяли провести измерения за один день. В один день мы измеряли два равной протяженности $\leq \Delta/2$ участка спектра, начала которых разделял интервал Δ . Одни и те же спектральные точки, измеренные в разные дни и обведенные на рисунке

кружками, вполне удовлетворительно совпадали. Это характеризует точность и воспроизводимость наших измерений. Заметим, что в области $\hbar\omega \approx 1.417-1.422$ эВ отклонение точек имело систематический характер (одни легли чуть выше других), поскольку параметры опытов в соответствующие два дня незначительно отличались.

На рис. 1, *a* видно, что в двух соседних, имеющих ширину Δ , участках спектра обнаруживается сходная тонкая структура автомодуляции. Для более подробного сравнения модуляцию спектра в каждом из двух (указанных на рис. 1, *a*) интервалов Δ можно представить разностью между измеренным спектром 1 и проведенным участком параболы 2, касательным к спектру снизу, т.е. разделить гладкую $G(\omega, \tau)$ и модулированную, соответствующую $[F(\omega, \tau) + f(\omega, \tau)]G(\omega, \tau)$, части спектра. Выделенная так модуляция спектра на участках $\hbar\omega = 1.413-1.454$ эВ и $\hbar\omega = 1.454-1.495$ эВ представлена на рис. 1, *b* соответственно спектральными кривыми 3 и 4. Спектр 3 относится к нижней оси абсцисс, а спектр 4 к верхней. Шкалы на верхней и нижней осях абсцисс сдвинуты одна относительно другой на Δ . Видно, что количество и спектральное расположение выступов, составляющих тонкую структуру модуляции, на обеих кривых фактически одинаково. Таким образом, экспериментально обнаруживается правильность изложенного выше предположения, что тонкая структура сверхбыстрой автомодуляции повторяется с периодом Δ на спектре поглощения.

Насколько должны отличаться амплитуды выступов тонкой структуры, отстоящих друг от друга на Δ , ответить сложно — теоретически это еще не рассматривалось. На рис. 1, *b* амплитуды двух выступов вблизи центров спектров 3 и 4 почти одинаковы, а амплитуды боковых выступов несколько отличаются.

Второй задачей настоящей работы было показать, что обнаружение в [14] тонкой структуры сверхбыстрой автомодуляции не лишает смысла полученного до этого в [11] представления о подобии формы F-выступа форме интегрального по времени спектра пикосекундного стимулированного излучения. Для этого надо показать, что, когда на спектре обнаруживается тонкая структура сверхбыстрой автомодуляции, F-выступ есть реально определяемая и имеющая физический смысл величина.

В работах [7,11] при близких к нулю задержках τ модуляцию спектра поглощения на интервале Δ , граничащем со спектром излучения, составлял только F-выступ. Попробуем представить, почему при этом не наблюдалась тонкая структура сверхбыстрой автомодуляции. Объяснить последнее недостаточным спектральным разрешением затруднительно. Обратимся к участку измеренного спектра $\alpha(\hbar\omega)$ с тонкой структурой, представленному на рис. 2, *a*. Там же проведен математически нивелированный спектр $\alpha_F(\hbar\omega)$, который имеет ту же интегральную площадь под кривой, что и экспериментальный спектр, но нивелирует тонкую структуру модуляции. Для нивелирования спектра мы

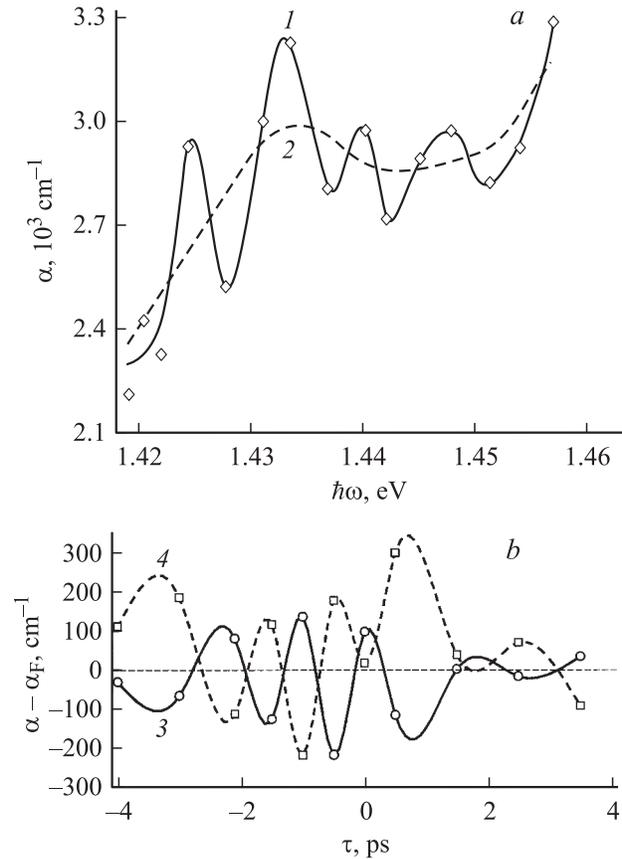


Рис. 2. *a*) 1 — спектр поглощения света $\alpha(\hbar\omega)$, измеренный при времени задержки $\tau = -0.3$ пс и интегральной энергии импульса накачки $W = 0.8$ отн. ед.; 2 — нивелированный спектр поглощения света $\alpha_F(\hbar\omega)$. *b*) зависимость $\alpha - \alpha_F$ от времени задержки при фиксированной энергии фотона $\hbar\omega$, эВ: 3 — 1.434, 4 — 1.439.

вычитали из него фурье-компоненты, сложение которых может приближенно формировать сходную тонкую структуру. В принятом представлении модуляции нивелированный спектр $\alpha_F(\hbar\omega)$ приближенно соответствует $[1 + F(\omega, \tau)]G(\omega, \tau)$, а разность $\alpha - \alpha_F$ соответствует $f(\omega, \tau)G(\omega, \tau)$. На рис. 2, *b* представлены зависимости разности $\alpha - \alpha_F$ от τ для двух избранных энергий $\hbar\omega$. Эти зависимости, представляющие собой осцилляции, были определены на основании спектров, измеренных при разных τ и фиксированной энергии накачки W . При различных фиксированных $\hbar\omega$ эти осцилляции происходят несинхронно (рис. 2, *b*). Из-за этой асинхронности осцилляций тонкая структура модуляции спектра поглощения может в одни моменты времени становиться сильно выраженной, в другие ослабевать или даже исчезать, точнее, не превышать ошибку измерений. Последнее соответствует приближительному обращению в нуль модулирующей функции $f(\omega, \tau)$. В этом последнем случае участок спектра шириной Δ окажется на какое-то время модулирован только F-выступом, что и позволяет выявить последний.

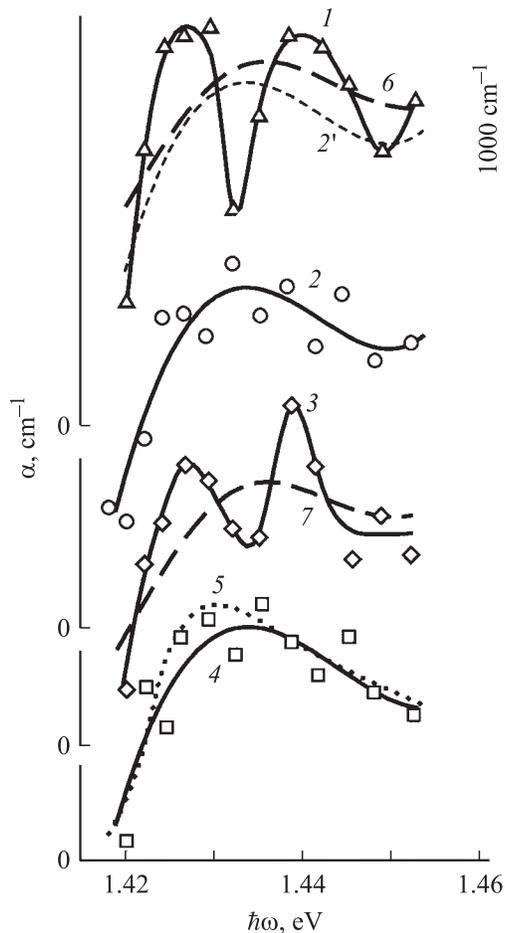


Рис. 3. Спектры поглощения света, измеренные при длительности импульсов зондирования и накачки $t_p = 11.4$ пс и энергии импульса накачки $W = 1.6$ отн. ед.: 1 — $\tau = 0$, 2 и 2' — $\tau = 1$ пс (подробнее см. в тексте), 3 — $\tau = 2$ пс, 4 — $\tau = 4$ пс (взято из [14]). Кривая 5 — спектр поглощения света в GaAs при $t_p = 14.1$ пс, $\tau = -3$ пс (взято из [11]). Кривые 6, 7 — математически нивелированные спектры для $\tau = 0$ пс и $\tau = 2$ пс. Кривые 1, 2', 6 относятся к первой шкале вертикальной оси, кривая 2 — ко второй, кривые 3, 7 — к третьей, кривые 4, 5 — к четвертой.

Эволюция модуляции, подобная предположенной выше, происходила со спектрами, измеренными в [14] приблизительно при той же энергии импульса накачки W , что и в [6,7,11]. Эти спектры представлены на рис. 3 и для наглядности нули отсчета для разных спектров разнесены по оси ординат. Видно, что при $\tau = 0$ пс (кривая 1) на спектре обнаруживалась тонкая структура автомодуляции. А при $\tau = 1$ пс (кривая 2) модуляция была почти такой же, как в [11], т.е. наблюдался F-выступ близкой формы. Если теперь спектральную кривую 2 построить при той же оси ординат, что и кривая 1, то она будет представлена кривой 2'. Кривые 1 и 2' иллюстрируют истинное положение спектров друг относительно друга при $\tau = 0$ и 1 пс. Сравнение показывает, что при изменении τ от 0 до 1 пс тонкая

структура исчезала; модуляция становилась почти такой же, как в [11], т.е. наблюдался близкой формы F-выступ; интегральные площади под спектральными кривыми 1 и 2' отличаются на 9%. Вслед за рассмотренными выше спектрами при $\tau = 0$ и 1 пс возникает спектр снова с тонкой структурой при $\tau = 2$ пс (кривая 3). Далее, при $\tau = 4$ пс (кривая 4) форма спектра практически повторяет форму спектра при $\tau = 1$ пс (кривая 2) и очень близка к форме F-выступа в [11]. Последнее подтверждается сравнением кривой 4 с кривой 5, представляющей F-выступ из работы [11]. Кривые 4 и 5 отличаются не более чем на величину разброса экспериментальных точек (точность измерений в [14] была несколько ниже, чем в настоящей работе). Полного совпадения формы кривых 2, 4 с формой кривой 5 не следовало ожидать и потому, что спектр 5 измерялся при той же энергии W , но немного отличной длительности t_p импульса накачки.

Если одну из кривых 2 или 4 переместить по оси ординат так, чтобы интегральная площадь под кривой совпадала с площадью для кривой 1 или кривой 3, то перемещенная кривая вполне хорошо изображала бы результат нивелирования тонкой структуры на кривых 1 и 3. Мы не демонстрировали это на рис. 3, чтобы не перегружать рисунок.

Результаты математического нивелирования спектров при $\tau = 0$ и $\tau = 2$ пс представлены соответственно кривыми 6 и 7. Выступы, представляемые кривыми 6 и 7, немного отличаются от вышеописанных экспериментально полученных F-выступов (кривые 2, 4 и 5). Но это отличие может быть отчасти связано с выбором метода математического нивелирования и несовершенством нивелирования у краев спектра. При сравнении выступов вообще надо еще учитывать, что модуляция „накладывается“ на гладкий спектр, ассоциируемый с расчетным спектром при фермиевском распределении ЭДП. А крутизна расчетного спектра в исследуемом спектральном интервале меняется при изменении плотности и температуры ЭДП (см. рис. 1 в работе [14]).

На основании проведенных сравнений можно полагать, что выступ, остающийся на спектре после нивелирования тонкой структуры, является приблизительно F-выступом. И соответственно он приблизительно подобен по форме с интегральным по времени спектром пикосекундного стимулированного излучения. Это и то, что при изменении τ тонкая структура на спектре циклически исчезает, и тогда на спектре остается только F-выступ, позволяет расширить полученное в [11] представление о подобии форм спектра излучения и модуляции спектра поглощения. Новая редакция дана в разделе Обсуждение результатов.

Проведенное сравнение спектров делает экспериментально обоснованным представление (соответствующее классификации модуляции, изложенной во Введении), что тонкая структура обусловлена сверхбыстрыми осцилляциями поглощения относительно F-выступа. Этому вполне соответствует и форма спектра на рис. 1, а.

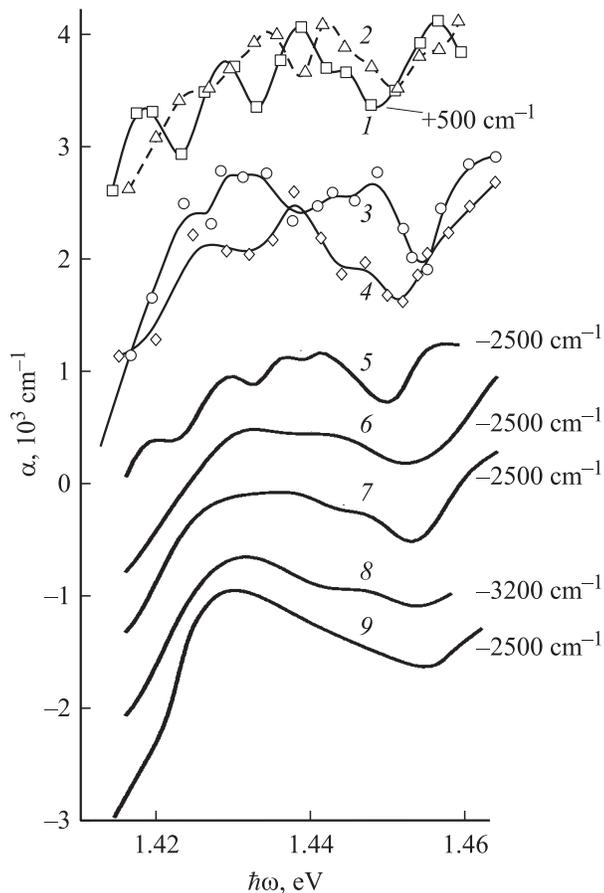


Рис. 4. Спектры поглощения света. При длительности импульсов (зондирующего и накачки) $t_p = 11.4$ пс, энергии импульса накачки $W = 0.8$ отн. ед.: 1 — $\tau = -0.5$ пс, 2 — $\tau = -1$ пс. При $t_p = 9.4$ пс, $W = 1.6$ отн. ед.: 3 — $\tau = 1.5$ пс, 4 — $\tau = 3$ пс. Усредненные спектры поглощения света, каждый из которых является полусуммой отдельной пары спектров поглощения (в каждой паре один спектр измерялся при задержке τ_1 , второй при задержке τ_2). 5 — $\tau_1 = -1$ пс, $\tau_2 = -0.5$ пс, $t_p = 11.4$ пс, $W = 0.8$ отн. ед. При $\tau_1 = 1.5$ пс, $\tau_2 = 3$ пс, $t_p = 9.4$ пс: 6 — $W = 1.2$ отн. ед., 7 — $W = 1.6$ отн. ед., 8 — $W = 1.9$ отн. ед. Кривая 9 — спектр поглощения света в GaAs при $t_p = 14.1$ пс, задержке $\tau = -3$ пс (взято из [11]). Спектры 1 и 5–9 сдвинуты вдоль оси ординат на величину, указанную справа от соответствующей кривой.

Это представление еще и подтверждается описываемым далее нивелированием тонкой структуры путем усреднения экспериментальных спектров по времени. Покажем это на простом примере. Возьмем несколько пар спектров, две из которых, для примера, представлены на рис. 4 (кривые 1 и 2, 3 и 4). Каждая пара измерялась при отдельной фиксированной энергии импульса накачки W . Спектры каждой пары имели разную тонкую структуру модуляции и отличались временем задержки τ не более чем на 1.5 пс. На рис. 4 представлены и усредненные спектры, каждый из которых является полусуммой отдельной пары спектров. Видно, что даже при таком упрощенном усреднении тонкая структура

на усредненных спектрах становится слабо выраженной. Формы усредненных спектров приближаются, по мере увеличения W , к форме F-выступа в [11], представленного для сравнения кривой 9 на рис. 4.

Отметим еще следующее обстоятельство. Выше мы описывали усреднение двух спектров, измеренных при немного отличающихся задержках, которые обозначим τ_1 и τ_2 , и длительности зондирующего импульса t_p . Такое усреднение должно, по своему смыслу, давать результат, сходный с результатом измерения поглощения зондирующим импульсом большей длительности, а именно $t_p + \tau_2 - \tau_1$. Поэтому наблюдение только F-выступа и отсутствие тонкой структуры модуляции на спектре, измеренном в [11], может быть связано еще и с конкретной длительностью зондирующего импульса $t_p = 14$ пс, большей, чем в [14] и в настоящей работе.

3. Обсуждение результатов

Основные итоги вышеописанного экспериментального исследования сверхбыстрой автомодуляции в GaAs состоят в следующем.

Обнаружено, что тонкая структура сверхбыстрой автомодуляции повторяется в спектре поглощения через интервал Δ . Это подтвердило сделанное в [14] предположение, что в механизме сверхбыстрой автомодуляции спектра поглощения существенную роль имеет взаимодействие электронов с LO-фононами.

Принята и экспериментально обоснована классификация, в которой модулированный спектр представляется выражением $(1 + f(\omega, \tau) + F(\omega, \tau))G(\omega, \tau)$. Функция $F(\omega, \tau)$ отображает крупномасштабную, более медленно меняющуюся компоненту модуляции (LO-фононные осцилляции со временем релаксации более 10 пс). Тонкую структуру модуляции, меняющуюся за время ~ 1 пс (сверхбыструю автомодуляцию), отображает осциллирующая функция $f(\omega, \tau)$. Гладкий спектр $G(\omega, \tau)$ может соответствовать, например, спектру, рассчитанному для фермиевского распределения ЭДП.

Расширено представление о связи формы модуляции спектра поглощения с формой интегрального по времени спектра интенсивного стимулированного излучения, полученное ранее в [11]. Это сделано для того, чтобы учитывать возможность присутствия на спектрах тонкой структуры сверхбыстрой автомодуляции. Было показано, что в спектральном интервале Δ крупномасштабную модуляцию представлял колоколообразный F-выступ, а тонкая структура может рассматриваться как сверхбыстрые осцилляции поглощения относительно F-выступа. Определить F-выступ можно, во-первых, нивелированием тонкой структуры модуляции, например, математически или усреднением спектров по малому интервалу задержек τ . Во-вторых, определить F-выступ можно непосредственным его измерением в „чистом“ виде, что достижимо при отдельных значениях длительности зондирующего импульса и задержки τ . Первое соответствует вычитанию из модуляции осциллирующей функции $f(\omega, \tau)$, а

второе — обращению $f(\omega, \tau)$ в нуль. Утверждение [11] о подобии форм выступа и интегрального спектра излучения (см. Введение) теперь, по-видимому, приобретает следующую редакцию. Форма выступа, остающегося на спектре поглощения после нивелирования сверхбыстро меняющейся тонкой структуры модуляции (если она имела), подобна форме интегрального по времени спектра собственного стимулированного пикосекундного излучения. Напомним, что это относится к самому длинноволновому выступу на спектре поглощения, измеренном при близкой к нулю задержке τ . Дальнейшие исследования могли бы, возможно, показать, что этим не ограничивается подобие между модуляцией спектра поглощения и спектром собственного сверхкороткого излучения.

В итоге полученные в описанной работе результаты внесли определенный вклад в изучение физического механизма сверхбыстрой автомодуляции спектра поглощения, которое мы планируем продолжать.

Авторы глубоко признательны Л.В. Левкину и Э.А. Манькину за обсуждение рукописи статьи и полезные советы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 07-02-00777-а и № 06-02-03076-б).

Список литературы

- [1] И.Л. Броневои, С.Е. Кумекон, В.И. Перель. Письма ЖЭТФ, **43**, 368 (1986).
- [2] Н.Н. Агеева, И.Л. Броневои, Е.Г. Дядюшкин, Б.С. Явич. Письма ЖЭТФ, **48**, 252 (1988).
- [3] N.N. Ageeva, I.L. Bronevoi, E.G. Dyadyushkin, V.A. Mironov, S.E. Kumekov, V.I. Perel'. Sol. St. Commun., **72**, 625 (1989).
- [4] N.N. Ageeva, V.B. Borisov, I.L. Bronevoi, V.A. Mironov, S.E. Kumekov, V.I. Perel', B.S. Yavich. Sol. St. Commun., **75**, 167 (1990).
- [5] N.N. Ageeva, I.L. Bronevoi, V.A. Mironov, S.E. Kumekov, V.I. Perel'. Sol. St. Commun., **81**, 969 (1992).
- [6] I.L. Bronevoi, A.N. Krivonosov, V.I. Perel'. Sol. St. Commun., **94**, 805 (1995).
- [7] I.L. Bronevoi, A.N. Krivonosov, T.A. Nalet. Sol. St. Commun., **98**, 903 (1996).
- [8] И.Л. Броневои, А.Н. Кривоносов. ФТП, **32**, 537 (1998).
- [9] И.Л. Броневои, А.Н. Кривоносов. ФТП, **32**, 542 (1998).
- [10] И.Л. Броневои, А.Н. Кривоносов. ФТП, **33**, 13 (1999).
- [11] Н.А. Агеева, И.Л. Броневои, А.Н. Кривоносов, С.Е. Кумекон, С.В. Стеганцов. ФТП, **36**, 144 (2002).
- [12] Г.С. Алтыбаев, И.Л. Броневои, С.Е. Кумекон. ФТП, **38**, 674 (2004).
- [13] Н.Н. Агеева, И.Л. Броневои, А.Н. Кривоносов, С.Е. Кумекон, Т.А. Налет, С.В. Стеганцов. ФТП, **39**, 681 (2005).
- [14] Н.А. Агеева, И.Л. Броневои, А.Н. Кривоносов, Т.А. Налет, С.В. Стеганцов. ФТП, **40**, 806 (2006).
- [15] J.S. Blakemore. J. Appl. Phys., **53**, R123 (1982).
- [16] Ю.Д. Калафати, В.А. Кокин. ЖЭТФ, **99**, 1793 (1991).
- [17] А.А. Харкевич. *Спектры и анализ* (М., Гостехиздат, 1957) с. 236.

Редактор Л.В. Беляков

Participation of electron-phonon interaction in ultrafast self-modulation of light absorption in GaAs. Relation of absorption modulation with stimulated emission spectrum in GaAs

N.N. Ageeva, I.L. Bronevoi, A.N. Krivonosov, T.A. Nalet*, S.V. Stegantsov

Institute of Radioengineering and Electronics,
Russian Academy of Sciences,
125009 Moscow, Russia
* Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract During picosecond photogeneration of carriers and intense intrinsic stimulated emission, ultrafast (~ 1 ps) self-modulation of light absorption spectrum in GaAs occurs. Modulation is meant here as formation of local amplification of absorption (juts) in the spectrum, due to local electron population depletions in the conduction band. As is found experimentally, the pattern of juts in absorption spectrum repeats itself through an interval determined by longitudinal optical (LO) phonon energy and by the masses of electron and heavy hole. This confirms earlier assumption that electron-LO-phonon interaction plays essential role in ultrafast self-modulation of absorption spectrum. Also, earlier discovered concept that relates absorption spectrum modulation shape with the shape of time-integral spectrum of intrinsic picosecond emission is extended to the case when ultrafast self-modulation of absorption spectrum is observed.