

СУБТЕРАГЕРЦОВАЯ АВТОМОДУЛЯЦИЯ ПОГЛОЩЕНИЯ ПИКОСЕКУНДНОГО ЗОНДИРУЮЩЕГО ИМПУЛЬСА СВЕТА В GaAs, ВЗАИМОСВЯЗАННАЯ С СОБСТВЕННЫМ ПИКОСЕКУНДНЫМ СТИМУЛИРОВАННЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ GaAs

Н. Н. Агеева, И. Л. Броневой, Д. Н. Забегаев, А. Н. Кривонос
Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН,
125009, Москва, Моховая, 11-7

Статья поступила в редакцию 3 апреля 2017 г.

Аннотация. Впервые измерена в реальном времени предполагавшаяся ранее субтерагерцовая автомодуляция поглощения зондирующего пикосекундного импульса света в фотонакачиваемом тонком (~ 1 мкм) слое GaAs. Накачка создавала в GaAs стимулированное пикосекундное излучение. На период, фазовую постоянную и амплитуду автомодуляции поглощения влияет её синхронизация с пикосекундной автомодуляцией обеднения заселенности электронами энергетических уровней дна зоны проводимости. Обеднение и его автомодуляция создаются собственным излучением GaAs. Синхронизация возникает для установления детального равновесия при электрон-ЛО-фононном взаимодействии.

Ключевые слова. Полупроводник, пикосекундный, стимулированное излучение, автомодуляция, осцилляции, поглощение света, электрон-фононное взаимодействие, вынужденное комбинационное рассеяние света, синхронизация, связанные осцилляторы.

Abstract. For the first time, sub-THz self-modulation of probing picosecond light pulse absorption was measured real-time in a thin (~ 1 micron) light-pumped GaAs layer. Pumping created stimulated picosecond emission in GaAs. Synchronization of the absorption self-modulation with picosecond self-modulation of depletion of conduction band bottom energy level electron population affects the period, phase constant and amplitude of absorption self-modulation. The depletion and its self-

modulation were created by GaAs intrinsic emission. Synchronization arises to set detailed balance by the electron-LO-phonon interaction.

Key words: semiconductor, picosecond, stimulated emission, self-modulation, oscillations, absorption of light, electron-phonon interaction, stimulated Raman scattering of light, synchronization, coupled oscillators.

Предисловие

В ранее опубликованной статье [1] подробно представлены результаты исследований обнаруженной в [2] синхронизации осциллирующих отклонений заселенностей носителей заряда от их квазиравновесного распределения, созданных импульсами стимулированного и зондирующего излучений. Эксперименты в [1] проводились по методике "pump-probe", широко используемой в оптической спектроскопии сверхбыстрых процессов. Настоящая работа посвящена исследованиям в реальном времени субтерагерцовой автомодуляции поглощения зондирующего импульса света. В ней приводится подробное описание экспериментальной методики исследования автомодуляции поглощения в реальном времени, а также полный набор графиков экспериментально полученных зависимостей, чего не удалось сделать в работе [2] из-за лимитированного объема публикации. Характеристики обнаруженной автомодуляции поглощения зондирующего импульса подтвердили представление об синхронизации модуляции заселенностей, данное в [1,2].

1. Введение

В наших предшествующих работах [3-5] были обнаружены следующие явления, имеющие отношение к предмету исследований в настоящей работе. Во время мощной пикосекундной оптической накачки тонкого слоя GaAs в нем создается инверсия заселенностей электронов и разгорается собственное интенсивное пикосекундное стимулированное излучение. Для краткости будем называть его далее s-излучение. Разнообразные характеристики энергий спектральных компонент s-излучения оказались согласованно

автомодулированными. Затем была обнаружена автомодуляция фундаментального поглощения в слое фотонакаченного GaAs энергии зондирующего пикосекундного импульса света. Были исследованы характеристики как спектра этого поглощения, так и поглощения энергии избранной спектральной компоненты зондирующего импульса. Установлено, что формы автомодуляции спектра поглощения зондирующего импульса и автомодуляции спектра обеднения заселенностей, "выжигаемого" s-излучением, подобны. Подобие устанавливается для восстановления детального равновесия при электрон-ЛО-фононном взаимодействии в фотовозбужденном GaAs. Автомодуляция обеднения заселенностей возникает под воздействием поля s-излучения и количественно не противоречит теории возмущений, изложенной в [6]. Возможно этим (как свидетельствует рис. 4 в [7]) была вызвана автомодуляция пикосекундного импульса излучения полупроводникового лазера, обнаруженная с помощью интерферометрического автокорреляционного метода в [8].

Заселенность того уровня зоны проводимости (назовем его p-уровень), на котором зондирующий импульс создает её отклонение от квазиравновесного распределения, автомодулируется. С уровня с энергией, меньшей на $\hbar\omega_{LO}$ чем энергия p-уровня, электроны вынужденно рекомбинируют, и его заселенность, как уже говорилось, тоже автомодулирована (здесь $\hbar\omega_{LO}$ – энергия продольного оптического (ЛО) фонона). Этот уровень далее называем s-уровнем. Зависимость автомодуляции поглощения от задержки между зондирующим импульсом и импульсом накачки (а значит и s-излучения), от интенсивности накачки (а значит s-излучения) и от интенсивности p-импульса заставили предположить следующее. Для установления детального равновесия автомодуляции заселенностей p- и s-уровней должны синхронизоваться [1,2]. Это предположение о синхронизации вкупе с предположением об автомодуляции заселенности p-уровня, которая должна проявляться, как автомодуляция поглощения p-импульса, послужили предметом исследований и были экспериментально подтверждены в настоящей работе.

2. Эксперимент

Опыты проводились при комнатной температуре на спектрофотохронометрическом пикосекундном лазерном комплексе с автоматизированной системой сбора и обработки измеряемых величин. Комплекс состоит из: задающего YAG-лазера с диодной накачкой; системы усилителей лазерного импульса; удвоителей частоты светового импульса; двух параметрических генераторов света на LiNbO_3 с температурной перестройкой длины волны – один для генерации накачивающего, второй – зондирующего импульсов света; спектрофотохронометрической системы. Наиболее важными компонентами последней являлись: (а) двойной спектрограф, используемый в режиме вычитания дисперсии в качестве полосового фильтра длин волн, не искажающего длительность излучения; (б) пикосекундная электронно-оптическая камера (ЭОК) и ПЗС-камера (ПЗС – прибор с зарядовой связью), обеспечивавшие регистрацию изменения со временем интенсивности I_p спектральной компоненты зондирующего импульса, пропущенной спектрографом. Краткое описание основных характеристик комплекса и его схема даны в работах [1,9].

Исследуемый образец представлял собой гетероструктуру $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}$ - GaAs - $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ с толщиной слоев, соответственно, 1.3 – 1.5 – 1.2 мкм, с площадью поверхности $8 \times 8 \text{ мм}^2$. Гетероструктура была выращена молекулярно-лучевой эпитаксией на (100) подложке 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.

При межзонном поглощении мощного возбуждающего импульса (накачки) с энергией фотона $\hbar\omega_{ex} = 1.558$ эВ, падавшего на образец под углом 10° относительно нормали к его поверхности, в слое GaAs генерировалась электронно-дырочная плазма (ЭДП). Её плотность ($n = p > 10^{18}$ см⁻³) была достаточной для сверхбыстрого возникновения в GaAs стимулированного излучения длительностью ~ 10 пс [4]. Излучение усиливалось преимущественно при его распространении вдоль слоя GaAs.

Зондирующий (р) луч проходил через фотовозбужденную область слоя GaAs перпендикулярно плоскости слоя. Лучи возбуждающий и зондирующий были параллельно линейно поляризованы. Длительность возбуждающего и зондирующего импульсов на полувысоте (FWHM) составляла около 10 пс (см. вставку на рис.4). Диаметр возбуждающего луча (FWHM) составлял 0.5 мм, зондирующего – 0.2 мм. Изменение интенсивности света по сечению возбуждающего и зондирующего лучей было приблизительно гауссовым. На образце центры возбуждающего и зондирующего лучей совпадали.

В экспериментах измерялась огибающая зондирующего импульса $I_p(t)$. Промежуточную щель между первой и второй ступенями спектрографа раскрывали так, чтобы она пропускала излучение спектральной ширины $\delta\hbar\omega = 0.5$ мэВ. В результате через выходную щель спектрографа выходила только требуемая для измерения спектральная компонента зондирующего импульса той же длительности, которая была у неё при входе в спектрограф. Эта компонента (далее называемая р-импульсом) направлялась в ЭОК, где зависимость интенсивности зондирующего импульса от времени преобразовывалась в пространственную зависимость интенсивности. Последняя зависимость, далее называемая хронограммой, регистрировалась ПЗС-камерой. При накоплении хронограмм осуществлялась автоматическая компенсация джиттера (нестабильности запуска линейной развертки) ЭОК.

Поглощение света определялось следующим образом. При минимально возможной энергии зондирующего импульса E_r измеряли оптическую плотность невозбужденного образца

$$\alpha_0 D = \ln[T^0(\hbar\omega_p^*)/T^0(\hbar\omega_p)], \quad (1)$$

где α_0 – коэффициент поглощения света невозбужденного образца; D – толщина слоя GaAs; T – прозрачность образца; $\hbar\omega_p$ – энергия фотона зондирующего импульса света, $\hbar\omega_p^*$ – энергия фотона, при которой еще не возникает межзонного поглощения света; индекс 0 означает (здесь и далее) отсутствие возбуждения (накачки).

Затем просветление $\ln(T^1/T^0) = f(t)$, представлявшее уменьшение оптической плотности GaAs при его накачке, измеряли в функции от времени t , далее отсчитываемого от вершины р-импульса, индекс 1 означает наличие возбуждения (накачки). Для этого проводились измерения хронограмм $I_p(t)$ прошедшего через образец р-импульса, поочередно по 10 измерений при накачке и без накачки. Учитывались только те измерения, для которых интегральные энергии опорных импульсов в каналах зондирования и возбуждения отклонялись от заданных значений не более чем на $\pm 4\%$; здесь опорные импульсы – это фиксированные части возбуждающего и зондирующего импульсов, отщепляемые от последних до их падения на образец. По результатам $N = 400$ измерений рассчитывалось просветление

$$\ln(T^1/T^0) = \ln[I_p^1/I_p^0] = f(t), \quad (2)$$

где I_p – средняя интенсивность зондирующего импульса в момент времени t . Точность измерений обеспечивалась следующим образом. После каждых очередных 10 измерений хронограмм при накачке и 10 без неё среднее просветление по этим 20 измерениям рассчитывалось по формуле

$$\langle \ln(T^1/T^0) \rangle = \ln[(E_p^1/E_r^1)/(E_p^0/E_r^0)], \quad (3)$$

где $E_p = \int_{-15nc}^{+15nc} I_p(t) dt$ – интегральная по времени энергия р-импульса, прошедшего через образец, E_r – средняя энергия опорного импульса в канале зондирования, соответственно, при накачке (1) и без неё (0). Затем рассчитывалось среднее просветление по всем прошедшим к этому моменту измерениям, и оно отображалось на экране монитора в режиме on line. При приближении к $N = 400$, на последних ~ 5 этапах измерений, разброс средних значений просветления, как правило, не превышал 1%. Чтобы избежать влияния редких флуктуаций, цикл по $N = 400$ измерений повторялся ещё несколько раз до тех пор, пока новые циклы гарантированно не меняли среднее по всем циклам просветление в пределах 1%. Для каждого цикла из 400 измерений строилась также гистограмма энергий E_r . Для всех циклов как значение E_r в максимуме гистограммы, так и ширина гистограммы на полувысоте (FWHM) отличались не более чем на 1%.

Коэффициент поглощения света α в фотовозбужденном слое GaAs определяли, пользуясь выражением

$$\alpha = \alpha_0 - \ln(T^1/T^0)/D, \quad (4)$$

Мы исследовали изменение коэффициента поглощения α в зависимости от времени t при различных временах задержки τ зондирующего импульса света относительно импульса накачки. Чтобы избежать влияния остатков шумов на усредненных хронограммах, последние подвергались автоматическому сглаживанию по алгоритму быстрого преобразования Фурье с отсечением высокочастотных колебаний (FFT-фильтр). Последующему анализу подвергалась зависимость $\alpha(t)$, измеренная центральной частью зондирующего импульса, для которой исправление отклонений, связанных с аппаратной функцией ЭОК, было просто и надежно.

Чтобы избежать термооптических искажений при усилении импульсов, предназначенных для накачки ПГС-ов, частота следования импульсов в комплексе составляла 1.5 Гц. Это, вкпе с другими требованиями к постановке эксперимента, существенно его замедляло, что вынуждало ограничивать диапазоны варьирования параметров измерений.

На рис.1-3 кривыми 1 представлены полученные зависимости поглощения $\alpha_{\Sigma}(t)$, где

$$\alpha_{\Sigma} = \alpha_0 - \ln(S^1/S^0)/D, S = \int_{-8nc}^{+8nc} I_p(t)dt . \quad (5)$$

Измерения проводились: (а) со спектральной компонентой-1 зондирующего импульса, расположенной в максимуме его спектра при энергии фотона $\hbar\omega_p = 1.44$ эВ, при двух энергиях $E_r = 0.27$ и 1 отн. ед., обозначим их соответственно компонента 1а и компонента 1б; (б) с компонентой-2, расположенной на склоне зондирующего импульса при энергии фотона $\hbar\omega_p = 1.4405$ эВ и энергии $E_r = 1$ отн. ед., обозначаемой компонента 2с. Измерения для компонент 1б и 2с проводились в более узком диапазоне τ , чем для компоненты 1а из-за большой трудоемкости и длительности измерений.

Указанные зависимости $\alpha_{\Sigma}(t)$, полученные из хронограмм I_p , осциллировали при изменении τ подобно зависимостям, полученным в предыдущих работах. Но в тех работах для определения α использовались выражения (4) и (3), и измерения энергии E_p производились с помощью ФЭУ (фотоэлектронного умножителя) или ПЗС-камеры. Для компонент 1а, 1б, 2с зависимости $\alpha_{\Sigma}(t)$ отличалась, как видно из сравнения кривых 1 на рис.1-3. Это различие согласуется с одним из выводов работ [1,2], в которых было обнаружено, что автомодуляция зависимости $\alpha(\tau)$ меняется с энергией зондирующего импульса и его энергией фотона $\hbar\omega_p$.

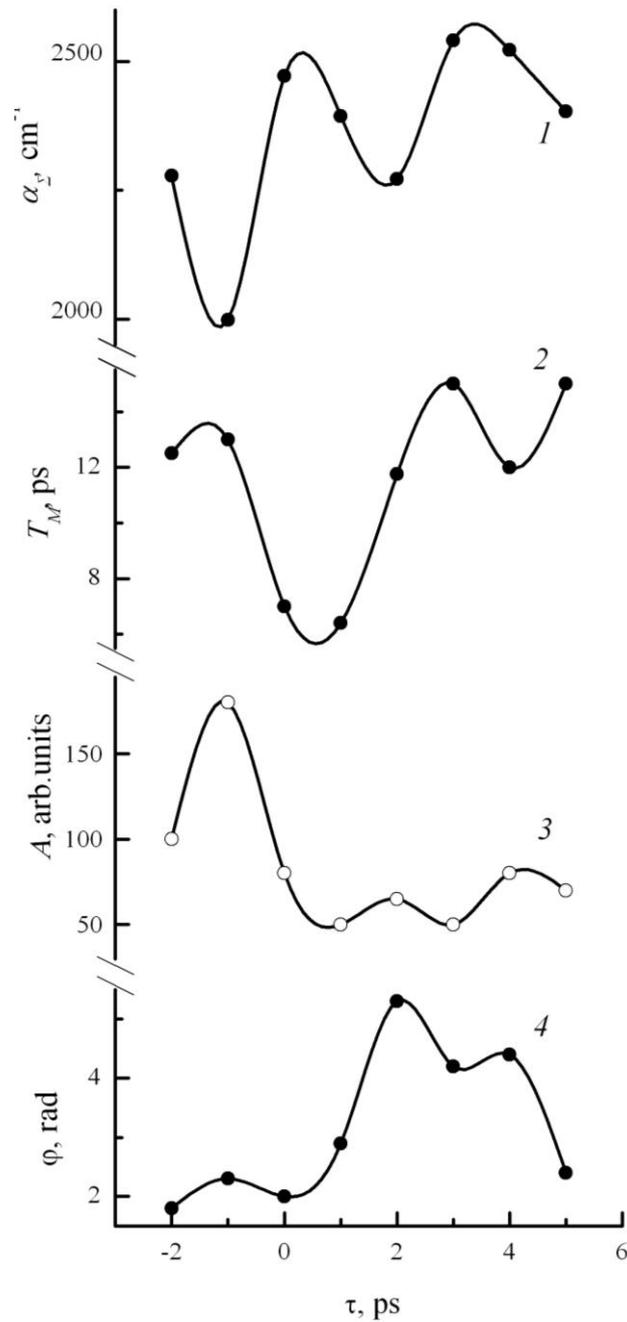


Рис.1. Зависимости коэффициента поглощения α_{Σ} – (1), периода модуляции T_M – (2), амплитуды A – (3) и фазовой постоянной φ – (4) от времени задержки τ , измеренные при энергии фотона $\hbar\omega_p = 1.44$ эВ и энергии $E_r = 0.27$ отн. ед. Сплошные линии здесь и на рис.2,3,6 проведены для наглядности.

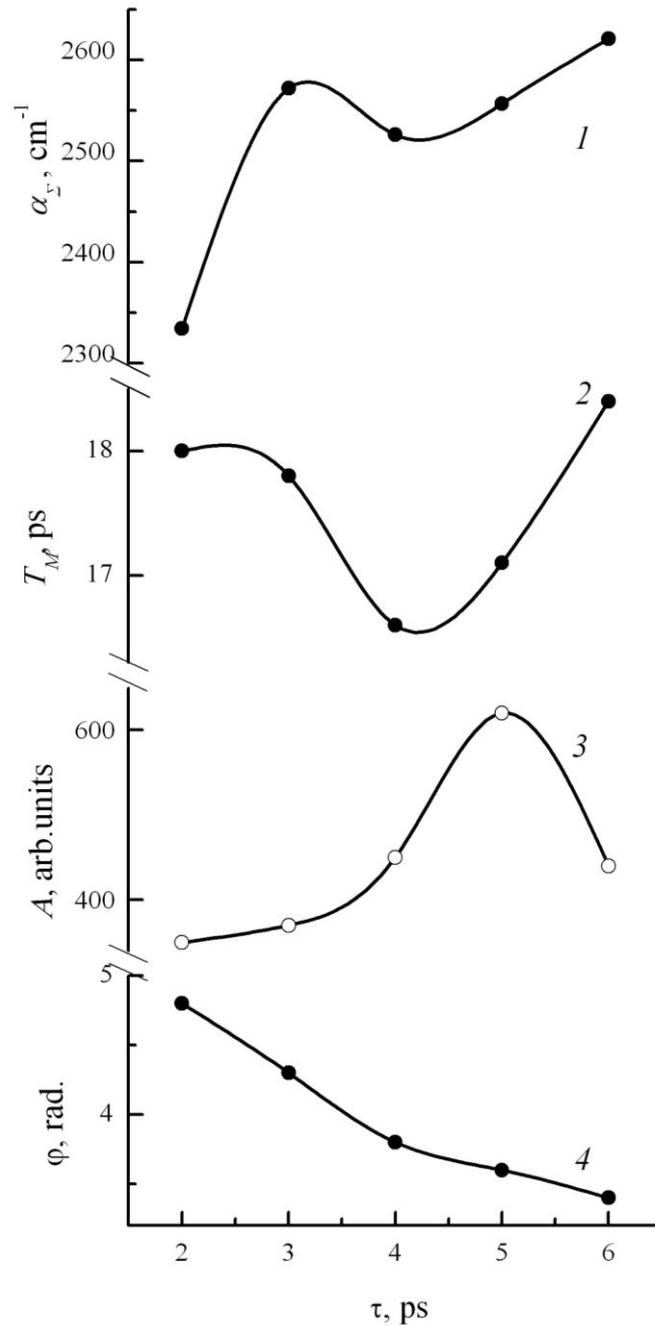


Рис.2. Зависимости коэффициента поглощения α_{Σ} – (1), периода модуляции T_M – (2), амплитуды A – (3) и фазовой постоянной φ – (4) от времени задержки τ , измеренные при энергии фотона $\hbar\omega_p = 1.4405$ эВ и энергии $E_r = 1$ отн. ед.

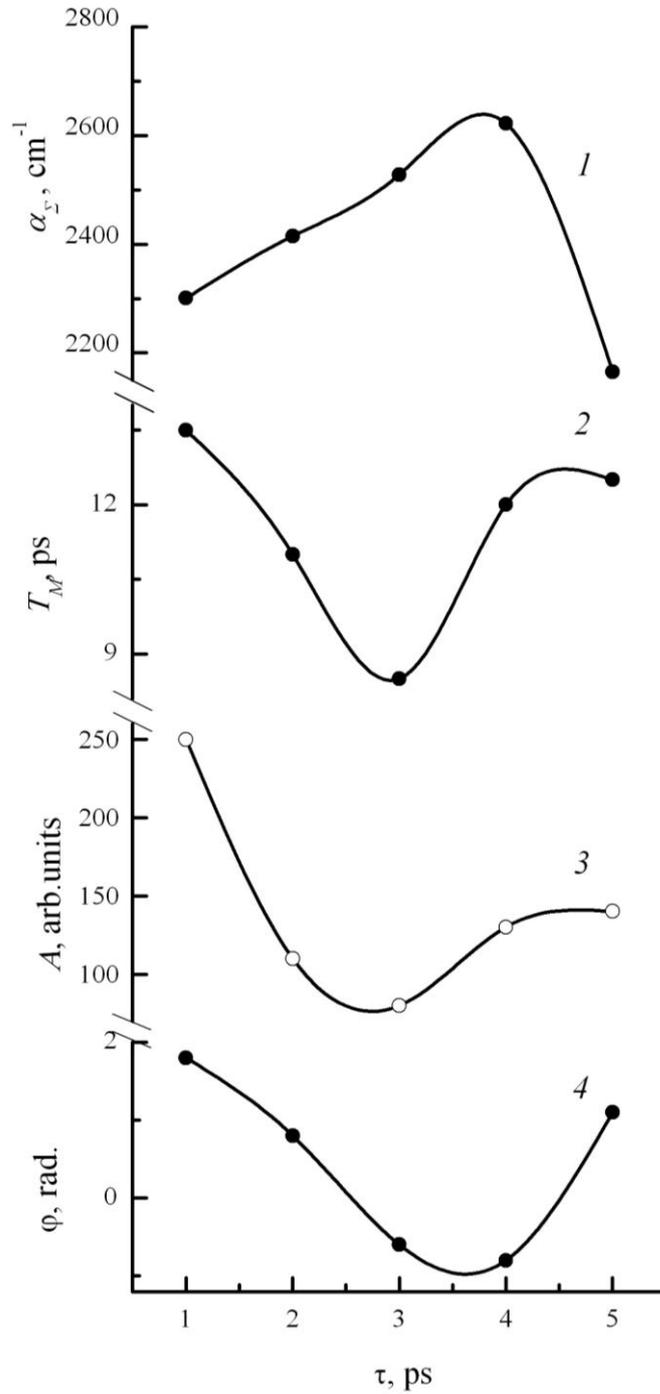


Рис.3. Зависимости коэффициента поглощения α_{Σ} – (1), периода модуляции T_M – (2), амплитуды A – (3) и фазовой постоянной φ – (4) от времени задержки τ , измеренные при энергии фотона $\hbar\omega_p = 1.44$ эВ и энергии $E_r = 1$ отн. ед.

Примеры зависимостей $\alpha(t)$, которые получены из хронограмм $I_p(t)$, измеренных при разных τ представлены на рис.4. Зависимости $\alpha(t)$ откорректированы с учетом аппаратной функции ЭОК. Обнаруживается, что зависимости $\alpha(t)$ модулированы. Это и предполагалось, поскольку косвенно проявлялось в наших предыдущих работах. Модуляция зависимости $\alpha(t)$, как и максимальное поглощение α при фиксированной τ , изменялись при изменении τ и различались для разных компонент. Модуляция $\alpha(t)$ для фиксированной τ изменялась также при изменении энергии E_r . Наблюдавшиеся изменения представлены и проанализированы в следующем разделе.

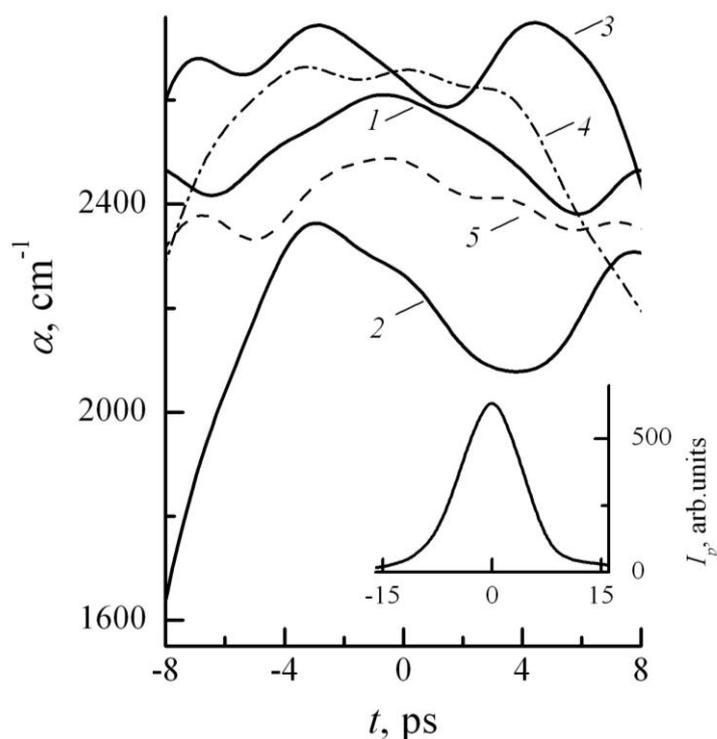


Рис.4. Зависимости коэффициента поглощения $\alpha(t)$, полученные из хронограмм для различных τ , пс: 1 – (- 2), 2 –(- 1), 3 – 0, 4 – 1, 5 – 2. На вставке показана зависимость интенсивности I_p зондирующего импульса от времени, измеренная без образца.

3. Обсуждение результатов

Чтобы рассмотреть модуляцию поглощения компонент 1a, 1b, 2c при фиксированной величине τ , удобнее выделить разность $\alpha_M = \alpha(t) - \alpha(t=0)$. Обнаружилось, что все зависимости $\alpha_M(t)$, полученные из эксперимента, можно аппроксимировать как участок синусоидальной зависимости, представляемой выражением

$$\alpha_M = A \sin[(2\pi/T_M)(t + (\tau_0 - \tau)) + \varphi] + kt + b, \quad (6)$$

где τ_0 – начальная задержка τ в каждой серии измерений для фиксированной компоненты. Примеры экспериментальной зависимости $\alpha_M = f(t)$ (сплошные линии) и её синусоидальной аппроксимации (пунктир) представлены на рис.5. Разделим зависимость $\alpha_M(t)$, как это обычно делается при рассмотрении модуляции, на осциллирующую (первое слагаемое в (6)) и гладкую (второе и третье слагаемые) составляющие. Далее в этой работе мы будем рассматривать только осциллирующую составляющую. Её параметрами являются: период T_M , амплитуда A , фазовая постоянная φ . В функции от времени задержки τ они и α_Σ приведены на рис.1–3.

Также, в качестве пока предварительной характеристики модуляции, на рис.6 (кривые 1 – 3) представлена в функции от интенсивности света I_c ширина диапазона изменения этих параметров ($\Delta\varphi$, ΔA , ΔT_M), т.е. разность максимального (max) и минимального (min) значений параметра в области $2 \leq \tau \leq 5$ пс, общей для всех измерений. Здесь $I_c = 0.27, 1, 0.76$ отн.ед. – интенсивность, соответственно, компонент 1a, 1b, 2c, нормированная на интенсивность компоненты 1b. Средние для диапазонов значения параметров, т.е. $(\max + \min)/2 - \langle T_M \rangle$, $\langle A \rangle$, $\langle \varphi \rangle$ – представлены на том же рис.6 (кривые 4 – 6).

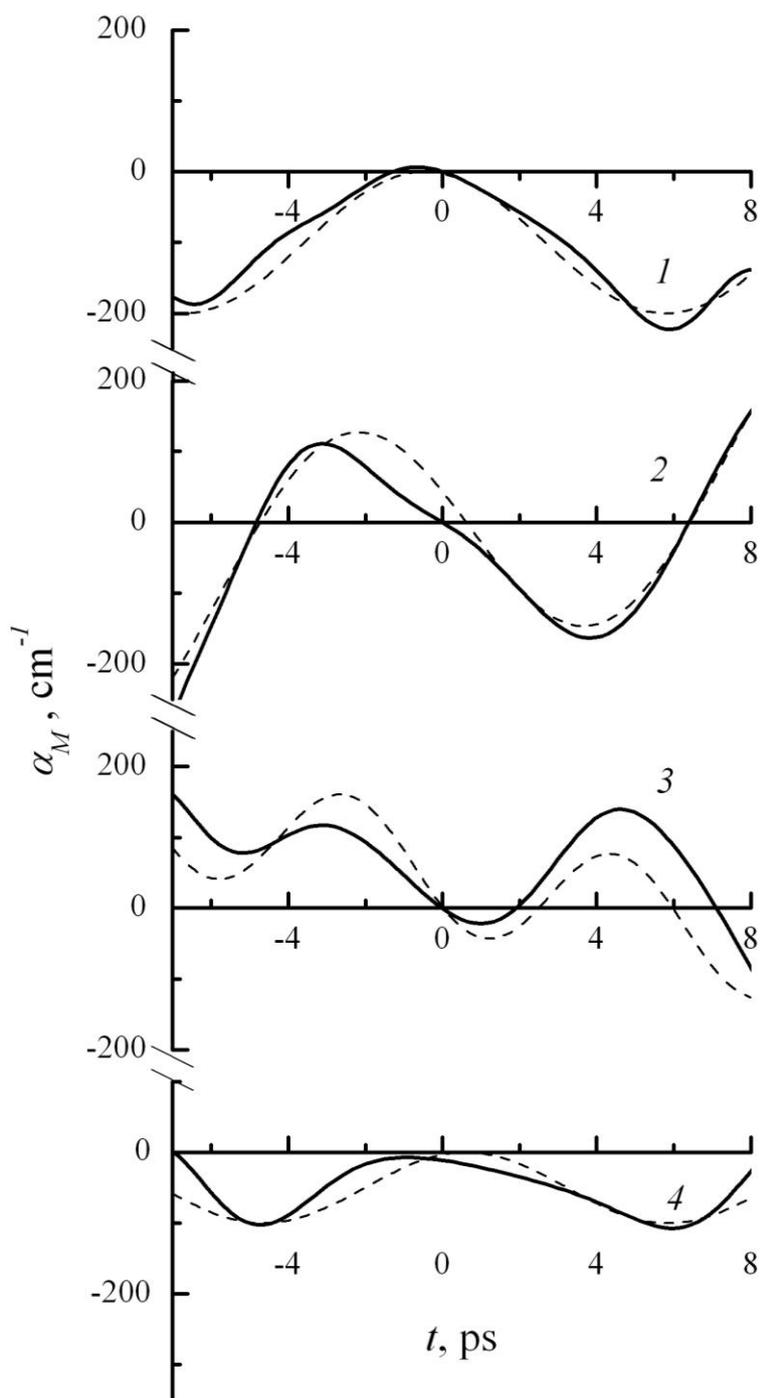


Рис.5. Разность $\alpha_M = \alpha(t) - \alpha(t=0)$, см. в тексте, (сплошные линии) и её синусоидальная аппроксимация (пунктир) для τ , пс: 1 – (- 2), 2 – (- 1), 3 – 0, 4 – 2.

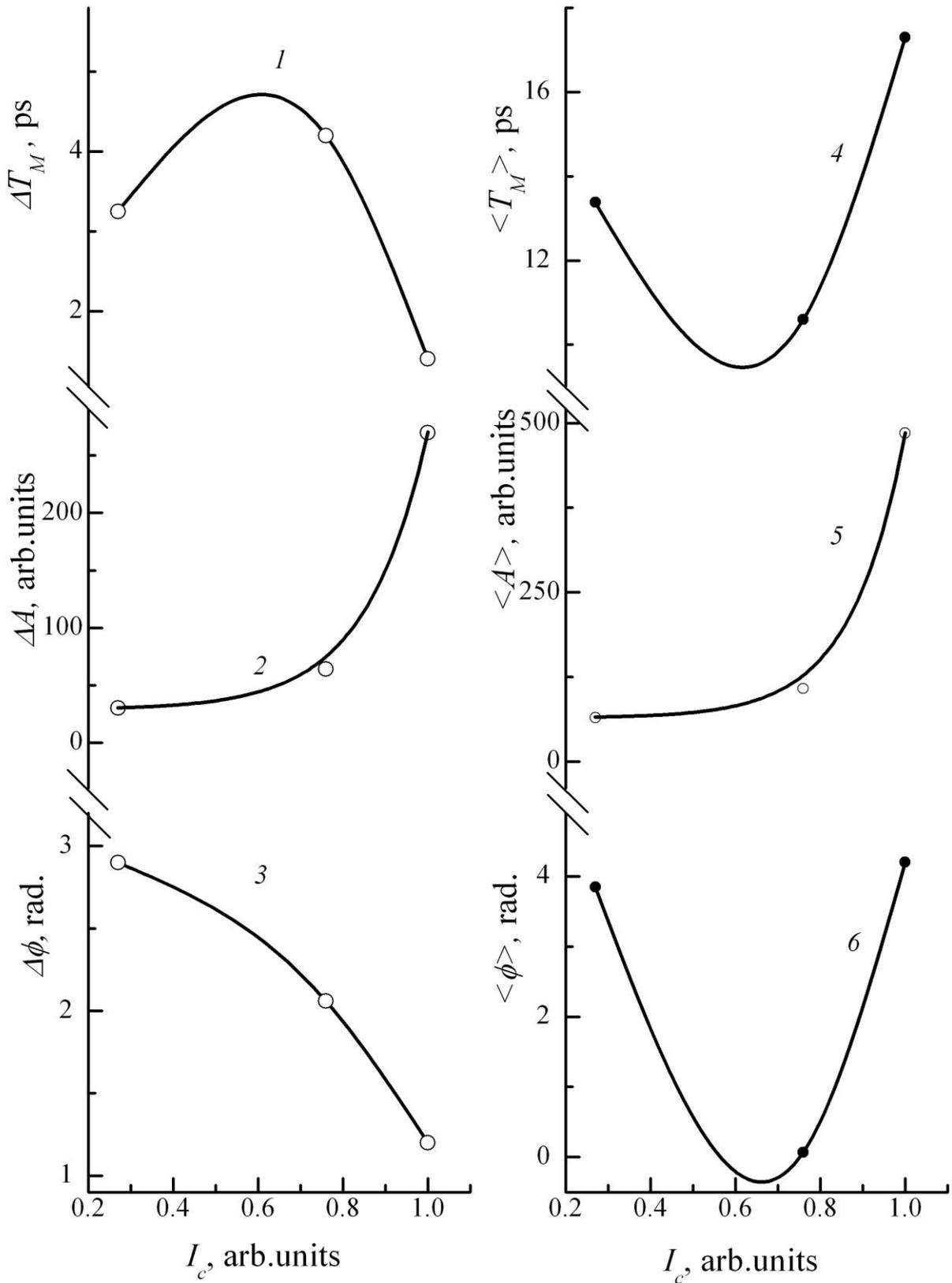


Рис.6. Зависимости от интенсивности I_c диапазонов ΔT_M (1), ΔA (2), $\Delta \phi$ (3), средних значений $\langle T_M \rangle$ (4), $\langle A \rangle$ (5), $\langle \phi \rangle$ (6) для области $2 \leq \tau \leq 5$ пс (см. пояснения в тексте).

Как видно из рис.1–3, при изменении τ менялись все три параметра модуляции T_M , A , φ . При изменении I_c менялись как ширина диапазона изменения, так и среднее значение этих параметров, рис.6. Мы не можем сравнить эти изменения с теорией за неимением на сегодня теории синхронизации заселенностей носителей в фотовозбужденном полупроводнике. По той же причине мы в основном воздержимся от обсуждения некоторых, и так заметных читателю, корреляций между зависимостями $\alpha_\Sigma(\tau)$, $T_M(\tau)$, $A(\tau)$, $\varphi(\tau)$ при фиксированной E_r на рис.1–3, а также между зависимостями, представленными на рис.6.

Автомодуляция поглощения α является, по-видимому, продуктом автомодуляции заселенности носителями того (p-) энергетического уровня зоны проводимости, на который генерируются электроны при поглощении зондирующего (p-) импульса. Напомним, что, в первом приближении коэффициент поглощения определяется выражением

$$\alpha = \alpha_0(1 - f_e - f_h), \quad (7)$$

где f_e и f_h – степень заполнения соответственно электронами и дырками энергетических уровней зоны проводимости и подзоны тяжелых дырок (если учитывать только их), связанных прямым оптическим переходом с поглощением фотона p-импульса.

При этой генерации создается отклонение от квазиравновесной заселенности p-уровня. Отклонение заселенности могло бы осциллировать в электромагнитных полях собственного и зондирующего излучений. Это предполагается исходя из того, что в [10] удалось удовлетворительно количественно описать частоту автоколебаний обеднений заселенности уровней, с которых вынужденно рекомбинируют электроны, с помощью выражения теории возмущений. Это было адаптированное для полупроводника выражение, определявшее частоту осцилляций системы (т.е. энергетического распределения электронов) между двумя её состояниями, возникающих в

возмущающем периодическом поле, [10]. Нельзя пока исключать и того, что модуляцией заселенности p -уровня может являться то отклонение от квазиравновесной заселенности, которое создается при поглощении p -импульса. Такое отклонение может рассматриваться, как единичная осцилляция длительностью, близкой к длительности p -импульса. К этому предположению подталкивает и следующее. В работах [11 и др.] и [1] интенсивности p -импульса отличались не менее чем на порядок. Но это отличие не привело к существенным изменениям периода модуляции $\alpha(\tau)$. Пока в предыдущих работах период заметно менялся при изменении интенсивности накачки, а следовательно при изменении интенсивности собственного стимулированного излучения [7,10].

Автомодуляции заселенностей тех p -уровня и s -уровня, разность энергий которых равна энергии ЛО-фонона, должны стремиться синхронизоваться. Это вызвано стремлением восстановить детальное равновесие тех переходов электронов между этими уровнями, которые происходят путем излучения и поглощения ЛО-фононов [12–14]. Напомним, что в физической системе, выведенной из состояния термодинамического равновесия возникают релаксационные процессы, восстанавливающие детальное равновесие. Суть последнего заключается в равенстве вероятностей прямого ($l \rightarrow m$) и обратного ($l \leftarrow m$) переходов между дискретными состояниями системы l и m . Детальное равновесие близко к нашему конкретному случаю подробнее представлено в [15].

По аналогии с синхронизацией двух связанных осцилляторов [16] можно предполагать в нашей ситуации следующее. Процесс синхронизации, происходящий в нестационарных условиях, и достигаемая в результате степень синхронизации должны зависеть от разностей фаз, частот и амплитуд ещё не синхронизованных, т.е. в самом начале облучения p -импульсом, автомодуляций заселенностей p -уровня и s -уровня. От этого и должны зависеть фазовая постоянная, частота и амплитуда результирующей наблюдаемой

автомодуляции заселенности р-уровня. Теории, описывающей эту связь, как мы уже говорили, пока нет.

Изменение задержки τ приводит к изменению разности фаз р- и s-модуляций в начале облучения р-импульсом. Как было обнаружено и выше проиллюстрировано, изменение τ приводит к изменению периода T_M . Границы изменения T_M не должны выходить за значения периодов не синхронизованных р-модуляции T_p и s-модуляции T_s . Значения периода осцилляций обеднения заселенностей, получавшиеся ранее из автомодуляции поглощения в функции от τ , были ≤ 5 пс. Поэтому можно предполагать, что нижний предел изменения T_M определяется периодом осцилляций заселенностей s-уровня T_s . В этом случае верхний предел изменения T_M определяется периодом модуляции заселенностей р-уровня T_p . Причём T_s и T_p это значения периодов, которые бы были в отсутствие синхронизации. Тогда изменение периода осцилляций р-уровня происходит в пределах $T_s < T_M < T_p$.

Предположим такой случай. При максимально достигавшейся степени синхронизации при какой-то τ электроны интенсивно переходят с р- на s-уровень, излучая ЛО-фононы. Из-за этого поглощение р-импульса дополнительно возрастает, и T_M приближается к T_s . А при минимальной степени синхронизации при другой τ поток электронов с р- на s-уровень слабее, добавка к поглощению меньше, и T_M ближе к T_p . В этом случае зависимости $\alpha_\Sigma(\tau)$ и $T_M(\tau)$ должны быть в противофазе. Приближающееся к этому соотношение зависимостей $\alpha_\Sigma(\tau)$ и $T_M(\tau)$ наблюдалось для компоненты 1а и для компоненты 2с (см. рис.1,3).

Предположим второй случай. При синхронизации, тоже "подтягивающей" T_M к T_s , электроны преимущественно переходят уже с s- на

p -уровень, поглощая LO-фононы. Это означало бы что, когда уменьшается T_M , то уменьшается и поглощение p -импульса. Зависимости $\alpha_\Sigma(\tau)$ и $T_M(\tau)$ тогда должны приближаться к синфазности, к которой приближаются зависимости $\alpha_\Sigma(\tau)$ и $T_M(\tau)$ для компоненты 1b (см. рис.2).

Измерения с компонентами 1b и 2c выполнялись (в разных экспериментах) для компонент приблизительно одного импульса. Отношение интенсивностей компонент 1b и 2c равнялось 1.3. Поэтому можно допустить, что при синхронизации компоненты меньшей интенсивности LO-фононы поглощаются, а при синхронизации компоненты большей интенсивности того же импульса они генерируются и т.п. Это не противоречит наблюдавшемуся и прежде отличию автомодуляции зависимости $\alpha(\tau)$ для разных спектральных компонент зондирующего импульса.

Для последующих исследований можно выдвинуть предположение, что процесс синхронизации – это процесс вынужденного комбинационного рассеяния p - и s -импульсов, происходящий с участием электрон-LO-фононного рассеяния. Тем более, что об активности собственного стимулированного излучения по отношению к ВКР свидетельствует обнаруженное ранее ВКР с участием плазмонов [17]. Кроме того возникновение комбинационных переходов, типа трехволнового смешения, уже приходилось предположить для объяснения как автомодуляции спектра собственного излучения в [5], так и автомодуляции спектра поглощения зондирующего импульса в [18]. Причём, по крайней мере в первом случае, с течением времени направление перехода должно меняться на противоположное.

4. Заключение

Основное значение настоящей, чисто экспериментальной работы в следующем. Обнаружена автомодуляция поглощения p -импульса в реальном времени, предположение о которой вытекало из наших предшествующих исследований и лежало в основе их интерпретации. Обнаружено изменение параметров этой автомодуляции при изменении, во-первых, задержки между

импульсом зондирующим и накачкой, а значит и собственным излучением; во-вторых, интенсивности зондирующего импульса. Изменение параметров должно происходить при синхронизации автомодуляций заселенностей тех уровней зоны проводимости, которые, во-первых, участвуют в прямых межзонных переходах электронов при поглощении или излучении фотонов зондирующего света и собственного излучения, во-вторых, связаны электрон-ЛО-фононными переходами. Экспериментально установленное изменение параметров говорит в пользу существования вышеназванной синхронизации.

Обнаруженные при зондировании автомодуляция и проявления синхронизации свидетельствуют о том, что подобное же должно происходить с заселенностями энергетических уровней на дне зоны проводимости. То есть, их автомодуляция и синхронизация (последняя, по-видимому, путем комбинационного рассеяния). Мы подразумеваем заселенности уровней, с которых вынужденно рекомбинируют электроны, генерируя интенсивное стимулированное излучение GaAs.

Литература

1. Агеева Н.Н., Бронева И.Л., Забегаев Д.Н., Кривонос А.Н. Осцилляции энергии пикосекундных световых импульсов, как проявление синхронизации создаваемых импульсами локальных отклонений от квазиравновесного распределения электронов в GaAs // Журнал радиоэлектроники. – 2017. – № 3. – С. 1-24. URL: <http://jre.cplire.ru/jre/mar17/2/text.pdf>
2. Агеева Н.Н., Бронева И.Л., Забегаев Д.Н., Кривонос А.Н. Автосинхронизация модуляции заселенности энергетических уровней электронами, создаваемой пикосекундными импульсами зондирующего и собственного стимулированного излучений в GaAs // ФТП. – 2016. – Т.50, вып.10. – С.1333-1342.

3. Ageeva N.N., Bronevoi I.L., Krivonosov A.N., Zabegaev. Autowave of electron population depletion and sub terahertz selfmodulations of light absorption and intrinsic stimulated emission in GaAs // *Physica Status Solidi C*. – 2011. – V.8, No.4. – P. 1211-1215.
4. Агеева Н.Н., Броневой И.Л., Забегаев Д.Н., Кривоносов А.Н. Пикосекундные “разгорание” и релаксация интенсивного стимулированного излучения GaAs // *ЖЭТФ*. – 2013. – Т.143, вып.4. – С. 634-642.
5. Агеева Н.Н., Броневой И.Л., Забегаев Д.Н., Кривоносов А.Н. Бистабильность автомодуляции спектра собственного стимулированного пикосекундного излучения GaAs // *ЖЭТФ*. – 2013. – Т.144, вып.2(8). – С. 227-234.
6. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. – М.: Физматлит., 2001. – т.3, с.185, задача 1.
7. Агеева Н.Н., Броневой И.Л., Забегаев Д.Н., Кривоносов А.Н. Модуляция характеристик стимулированного пикосекундного излучения GaAs, рекомендации по её использованию и борьбе с ней. Визуализация ямы в области усиления спектра поглощения света, "выжигаемой" излучением // *Журнал радиоэлектроники*. – 2012. – № 10. – С. 1-21. URL: <http://jre.cplire.ru/jre/oct12/3/text.html>.
8. Васильев П.П. Экспериментальное наблюдение когерентных оптических осцилляций в сильных полях пикосекундных полупроводниковых лазеров // *Квантовая электроника*. – 1994. – Т.21, №6. – С. 585-587.
9. Ageeva N.N., Bronevoi I.L., Zabegaev D.N., Krivonosov A.N., Vorobiev N.S., Gornostaev P.B., Lozovoi V.I., Pelipenko V.I., Schelev M.Ya., Shashkov E.V. PS-1/S1 picosecond streak camera time-intensity profile measurements of stimulated radiation from GaAs // *Proceedings of the 30th International*

Congress on High-Speed Imaging and Photonics ICHSIP-30. – 2012. – P.109-114.

10. Агеева Н.Н., Броневой И.Л., Забегаев Д.Н., Кривонос А.Н. Субтерагерцовые автоколебания обеднения заселенностей электронов в зоне проводимости GaAs при наличии накачки и собственного стимулированного излучения // ФТП. – 2010. – Т.44, №9. – С. 1157-1164.
11. Агеева Н.Н., Броневой И.Л., Кривонос А.Н., Стеганцов С.В. Сверхбыстрая автомодуляция спектра поглощения света, возникающая при сверхкоротких оптической накачке и суперлюминесценции в GaAs // ФТП. – 2006. – Т.40, №7. – С. 806-814.
12. Bronevoi I.L., Krivonosov A.N., Perel' V.I. Phonon oscillations in the spectrum of the reversible bleaching of gallium arsenide under interband absorption of a high-power picosecond light pulse // Solid State Communications. – 1995. – V.94, № 9. – P. 805-808.
13. Агеева Н.Н., Броневой И.Л., Кумекоев С.Е., Кривонос А.Н., Стеганцов С.В. "LO - фононная" корреляция между спектром пикосекундной суперлюминесценции и особенностями спектра поглощения света в GaAs при нефермиевском распределении носителей заряда, генерированных пикосекундным импульсом света // ФТП. – 2002. – Т.36, №2. – С. 144-148.
14. Агеева Н.Н., Броневой И.Л., Кривонос А.Н., Налет Т.А., Стеганцов С.В. Участие электрон-фононного взаимодействия в сверхбыстрой автомодуляции поглощения света в GaAs. Связь модуляции поглощения со спектром стимулированного излучения в GaAs. // ФТП. – 2007. – Т.41, №12. – С. 1418-1424.
15. Алтыбаев Г. С., Броневой И. Л., Кумекоев С. Е. Выступ на спектрах поглощения GaAs, возбужденного мощными пикосекундными импульсами света // ФТП. – 2004. – Т.38, №6 – С. 674-677.

16. Пиковский А., Розенблюм М., Куртс Ю. Синхронизация. Фундаментальное нелинейное явление. – М.: Техносфера, 2003. – 496 с.
17. Bronevoi I.L., Krivonosov A.N., Perel` V.I. Effect of plasmon assisted stimulated raman scattering on the reversible bleaching of gallium arsenide by a high power picosecond light pulse // Solid State Communications. – 1995. – V.94, № 5. – P. 363-368.
18. Агеева Н.Н., Броневой И.Л., Кривоносков А.Н. Субтерагерцовые автоколебания в сверхбыстрой автомодуляции поглощения света в GaAs // ФТП. – 2008. – Т.42, №12. – С. 1426-1433.

Ссылка на статью:

Н.Н.Агеева, И.Л.Броневой, Д.Н.Забегаев, А.Н.Кривоносков. Субтерагерцовая автомодуляция поглощения пикосекундного зондирующего импульса света в GaAs, взаимосвязанная с собственным пикосекундным стимулированным излучением GaAs. Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2017. №4. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/apr17/3/text.pdf>