

ОСЦИЛЛЯЦИИ ЭНЕРГИИ ПИКОСЕКУНДНЫХ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ КАК ПРОЯВЛЕНИЕ СИНХРОНИЗАЦИИ СОЗДАВАЕМЫХ ИМПУЛЬСАМИ ЛОКАЛЬНЫХ ОТКЛОНЕНИЙ ОТ КВАЗИРАВНОВЕСНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В GaAs

Н. Н. Агеева, И. Л. Бронева, Д. Н. Забегаев, А. Н. Кривоносов[¶]

Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН,
125009, Москва, Моховая, 11-7

Статья поступила в редакцию 24 февраля 2017 г.

Аннотация. Исследовались зависимости поглощения α в GaAs энергии зондирующего пикосекундного импульса света в функции от задержки τ импульса относительно пикосекундной оптической накачки GaAs. Накачка приводила к разгоранию собственного пикосекундного стимулированного излучения в GaAs. Как показано в наших предыдущих работах, из-за взаимодействия импульсов зондирующего и собственного излучений зависимость $\alpha(\tau)$ модулировалась осцилляциями. Физический механизм взаимодействия тогда не был прояснен. В настоящей работе обнаружено, что осциллирующие зависимости $\alpha(\tau)$ имеют сходную форму только при определенных сочетаниях энергий взаимодействующих импульсов. Это позволяет предполагать, что взаимодействие – процесс синхронизации создаваемых импульсами осциллирующих отклонений заселенностей носителей заряда от их квазиравновесного распределения. Этот процесс стремится восстановить детальное равновесие. Он приводит к осцилляциям энергии импульсов в функции от параметров эксперимента, определяющих исходное отличие амплитуд, частот и фаз осцилляций отклонений заселенностей.

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

Abstract. Energy absorption α of picosecond probing light pulse in GaAs was studied as a function of delay τ between the pulse and picosecond optical pumping. The pumping leads to intrinsic picosecond stimulated emission in GaAs. As shown in our previous works, interaction of the probing and intrinsic radiation pulses leads to oscillations of $\alpha(\tau)$. The physical mechanism of this interaction was not clarified at that time. In the present paper, we found that the oscillating dependences $\alpha(\tau)$ had similar forms only for certain combinations of interacting pulses' energies. This allows us to assume that the interaction is a process of synchronization of oscillating deviations (induced by the pulses) of carrier population from their quasi-equilibrium distribution. This process is the way to maintain detailed balance in GaAs. It leads to pulse energy oscillations as a function of experimental parameters that define initial differences of the amplitude, frequency and phase of the population oscillations.

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 статье [1] сообщалось об обнаружении в GaAs автосинхронизации модуляции заселенностей энергетических уровней неравновесными носителями заряда. Имеется в виду модуляция, создаваемая как собственным пикосекундным стимулированным излучением GaAs, так и зондирующим пикосекундным импульсом света. Из-за лимитированного объема публикации в ФТП в статье не удалось привести, во-первых, значительную часть графиков экспериментально полученных зависимостей. Такие зависимости могут потребоваться тем, кто захочет создать теорию обнаруженной автосинхронизации. Во-вторых, не достает достаточно подробного описания экспериментальной методики исследования автосинхронизации. Подобное описание могло бы потребоваться экспериментаторам, желающим заняться исследованием автосинхронизации. Чтобы восполнить эти пробелы, редколлегия "Журнала радиоэлектроники" любезно согласилась опубликовать

две статьи, в которые включен весь вышеупомянутый недостающий материал. Первая статья представлена ниже, вторая будет опубликована в одном из следующих выпусков журнала.

1. Введение

В работе [2] было экспериментально доказано существование осциллирующего вклада $\delta\alpha$ в коэффициент поглощения α зондирующего пикосекундного импульса света в тонком (~ 1 мкм) слое GaAs, подвергнутом мощной оптической пикосекундной накачке. Величина $\delta\alpha$ осциллировала в функции от задержки τ зондирующего (р) импульса относительно возбуждающего (ex) импульса (накачки). Это означало, что при прохождении через образец происходит автомодуляция энергии р-импульса. Было показано, что осцилляции вызваны взаимодействием между р-импульсом и спектральной компонентой собственного пикосекундного стимулированного излучения GaAs (далее объясняемой и называемой s-импульсом). На основании сходства осцилляций поглощения с обнаруженной в [3] автомодуляцией характеристик собственного стимулированного пикосекундного излучения (далее называемого s-излучением) было выдвинуто предположение, что в основе автомодуляции поглощения и излучения GaAs лежит один и тот же тип взаимодействия световых импульсов в активной среде, физический механизм которого предстояло выяснять. Такое взаимодействие не учитывалось в ранее предлагавшейся в [4] интерпретации результатов экспериментальных исследований автомодуляции спектров поглощения р-импульса. Соответственно и интерпретация нуждалась в коррекции. В настоящей работе достигнуто существенное продвижение в исследовании указанного взаимодействия.

Обнаружено, что осцилляции поглощения р-импульса света, вызванные его взаимодействием с s-импульсом, избирательны по отношению к энергиям этих импульсов. А именно, зависимости $\alpha(\tau)$ с осцилляциями подобной формы наблюдаются только при определенных сочетаниях энергий

взаимодействующих импульсов. Это позволило предполагать, что взаимодействие импульсов представляет собой процесс синхронизации автоколебаний отклонений заселенностей энергетических уровней зоны проводимости. Имеются в виду отклонения от квазиравновесного распределения электронов, созданные s- и p-импульсами. Автоколебания (исследованные также в [4]) могут возникать, согласно теории возмущений, под влиянием переменных электромагнитных полей импульсов. Процесс синхронизации представляет собой в этом случае восстановление детального равновесия между осциллирующими заселенностями уровней энергии зоны проводимости, резонансных для s- и p-импульсов. В вышеуказанном случае синхронизация происходит при участии взаимодействия электронов с продольными оптическими (LO) фононами. Процессы синхронизации подчиняются общим для связанных осцилляторов закономерностям, изложенным например в [5].

Подход с позиций синхронизации связанных осцилляторов, используемый далее, может оказаться небезынтересным и при изучении спектральных нестабильностей мощного излучения полупроводниковых лазеров. О некоторых способах борьбы с такими нестабильностями мы писали в [6]. В этой же работе и в [7] нами впервые использовалось представление о связанных осцилляторах для интерпретации полученных результатов.

Для корректности отметим, что осцилляции спектра поглощения, подобные исследованным нами в [8], просматривались в графиках работы [9], но на них там не сосредотачивалось внимание. СВЧ модуляция излучения полупроводникового лазера наблюдалась в работе [10]. Спектр этого излучения был автомодулирован (имел дублетную структуру).

2. Эксперимент

Поглощение p-импульса в слое GaAs исследовалось по методике "excite-probe", широко используемой в оптической спектроскопии сверхбыстрых процессов [11]. Опыты проводились при комнатной температуре на

спектрофотохронометрическом пикосекундном лазерном комплексе с автоматизированной системой сбора и обработки измеряемых величин, рис. 1.

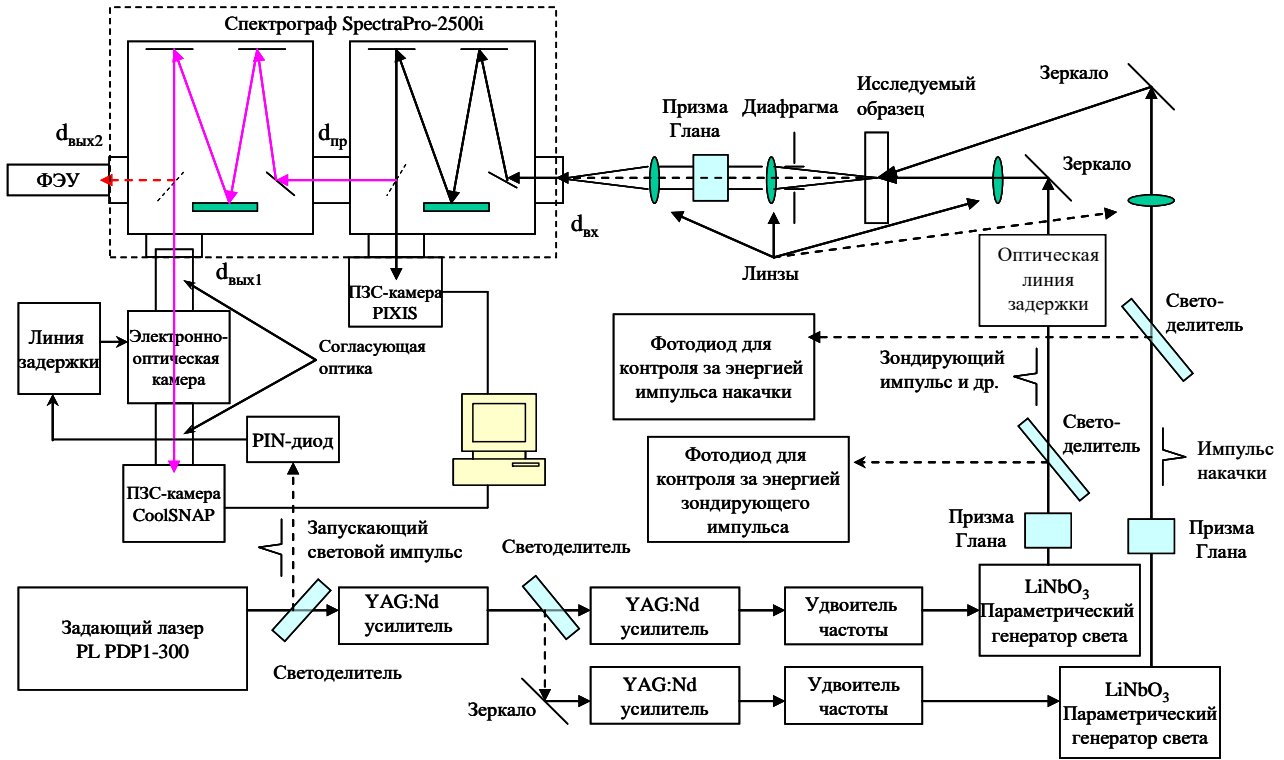


Рис. 1. Схема лазерного пикосекундного спектрофотохронографического комплекса.

Комплекс состоит из: задающего YAG-лазера с диодной накачкой PL PDP1-300; системы усилителей лазерного импульса, накачиваемых источниками питания серии 700ТС; удвоителей частоты светового импульса (кристаллов KDP); двух параметрических генераторов света на LiNbO₃ с температурной перестройкой длины волны – один для генерации накачивающего, второй – зондирующего или др. импульсов длительностью (FWHM) ≈ 10 пс с линейной поляризацией света; спектрофотохронометрической системы. Наиболее важными компонентами последней являлись: (а) двойной спектрограф SpectraPro-2500i, используемый как для спектральных измерений, так и (в режиме вычитания дисперсии) в качестве полосового фильтра длин волн, не искажающего длительность излучения; (б) пикосекундная электронно-оптическая камера (ЭОК) PS-1/S1; (в)

ПЗС-камеры PIXIS и CoolSNAP:HQ2 для регистрации соответственно спектра излучения и изменения со временем интенсивности спектральной компоненты излучения, пропущенной спектрографом (ПЗС – прибор с зарядовой связью). Краткое описание основных характеристик комплекса дано в работе [12].

Образец представлял собой гетероструктуру $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As-GaAs-Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ с толщиной эпитаксиальных слоев 1.2–1.6–1.2 мкм, соответственно. Гетероструктура была выращена молекулярно-лучевой эпитаксией на (100) подложке GaAs. Предназначавшаяся для исследований область гетероструктуры 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 $\hbar\omega_{ex} = 1.558 \text{ эВ}$, падавшего на образец под углом 10° относительно нормали к его поверхности, в слое GaAs генерировалась горячая электронно-дырочная плазма (ЭДП). Её плотность ($n = p > 10^{18} \text{ см}^{-3}$) была достаточной для сверхбыстрого возникновения в GaAs стимулированного излучения длительностью $\sim 10 \text{ пс}$ [13]. Интенсивность излучения, усиливавшегося преимущественно при его распространении вдоль слоя GaAs, могла достигать, по оценкам [4], $> 10^8 \text{ Вт}\cdot\text{см}^{-2}$.

Зондирующий 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.

Диаметр возбуждающего луча (FWHM) составлял 0.5 мм, зондирующего – 0.3 мм. Интегральная энергия возбуждающего импульса была больше на два–три порядка интегральной энергии зондирующего импульса. Изменение интенсивности света по сечению возбуждающего и зондирующего лучей было приблизительно гауссовым. На образце расстояние θ между центрами фокусных пятен возбуждающего и зондирующего лучей составляло там, где θ специально не указывалось, 123 мкм, как и в [2]. Выбор $\theta > 0$ вызван тем, что интенсивность s-излучения I_s неоднородна в пространстве [14] и при указанном θ оптимальна для наших опытов, как подробнее объясняется в [2].

Поглощение света определялось так же, как и в предшествующих работах. При минимально возможной энергии зондирующего импульса W_p 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 измеряли просветление $\ln(T^1/T^0) = f(\hbar\omega_p)$, представлявшее уменьшение оптической плотности GaAs при его накачке, здесь индекс 1 означает наличие возбуждения. Для этого проводились измерения интегральной энергии прошедшего через образец зондирующего импульса, поочередно по 10 измерений при накачке и без неё. 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 320 измерений рассчитывалось просветление

$$\ln(T^1/T^0) = \ln[(E_p^1/E_r^1)/(E_p^0/E_r^0)], \quad (2)$$

где E_p – средняя энергия зондирующего импульса, E_r – средняя энергия опорного импульса в канале зондирования.

Поясним, как обеспечивалась требуемая точность измерений. После каждых очередных 10 измерений при накачке и 10 без неё среднее просветление по всем прошедшим измерениям рассчитывалось и отображалось на экране монитора в режиме on line. Как правило, после 240 измерений это среднее просветление колебалось в пределах 1%. Для гарантии точности, делалось 320 измерений. Чтобы избежать влияния редких флуктуаций, цикл по 320 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 320 измерений строилась гистограмма энергий E_r . Для всех циклов отличались не более чем на 1% как значение E_r в максимуме гистограммы, так и ширина гистограммы на полувысоте (FWHM). Указанные меры достижения необходимой точности измерений обеспечивали аналогично тому, как уже нами демонстрировалось на рис. 1 в работе [15], повторение на следующий день той осцилляции, измерением которой заканчивалась работа в предшествующий день.

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

$$\alpha = \alpha_0 - \ln(T^1/T^0)/D. \quad (3)$$

Мы исследовали изменение коэффициента поглощения α в зависимости от задержки τ для двух соседних участков спектра зондирующего импульса, расположенных вблизи его вершины. Обозначим их как компонента-1 и

компонента-2. Середина компоненты-1 совпадала с максимумом спектра зондирующего импульса, прошедшего через образец в отсутствие накачки. Середина компоненты-2 была сдвинута по спектру от середины компоненты-1 в коротковолновую сторону на 0.5 мэВ. Ширина каждой компоненты $\delta\hbar\omega_p = 0.4$ мэВ выбиралась так, чтобы минимизировать влияние: (а) чирпа на разрешение по τ ; (б) изменения энергии спектральных компонент импульса в зависимости от их энергии фотона $\hbar\omega_p$. Уточним, параметрический чирп – это линейная модуляция частоты света, генерируемого, как и в нашем вышеупомянутом комплексе, параметрическим генератором света на кристалле LiNbO₃ [16]. Реально, по вышеописанной процедуре сначала измерялись спектры р-импульса при накачке и без неё. Чтобы избежать влияния остатков шумов на усредненных спектрах, последние подвергались автоматическому сглаживанию по алгоритму быстрого преобразования Фурье с отсечением высокочастотных колебаний (FFT-фильтр). После этого из спектра брались две указанные компоненты, и проводилось вышеописанное определение α .

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

На рис.2 приведены примеры измеренных модулированных зависимостей $\alpha(\tau)$ для компонент-1 и 2 при двух сочетаниях энергий импульсов накачки и зондирования: $W_{ex} = 2.5$ отн.ед. и $W_p = 12$ отн.ед. (кривые 1,2); $W_{ex} = 3.5$ отн.ед. и $W_p = 27$ отн.ед., (кривые 3,4). Как обычно в подобных случаях, зависимости $\alpha(\tau)$ могут быть разделены на две составляющие: гладко спадающую, подобную показанной пунктиром на рис.2, и осциллирующую $\delta\alpha(\tau)$. Последняя представляет разность между экспериментальной зависимостью $\alpha(\tau)$ и её гладкой составляющей.

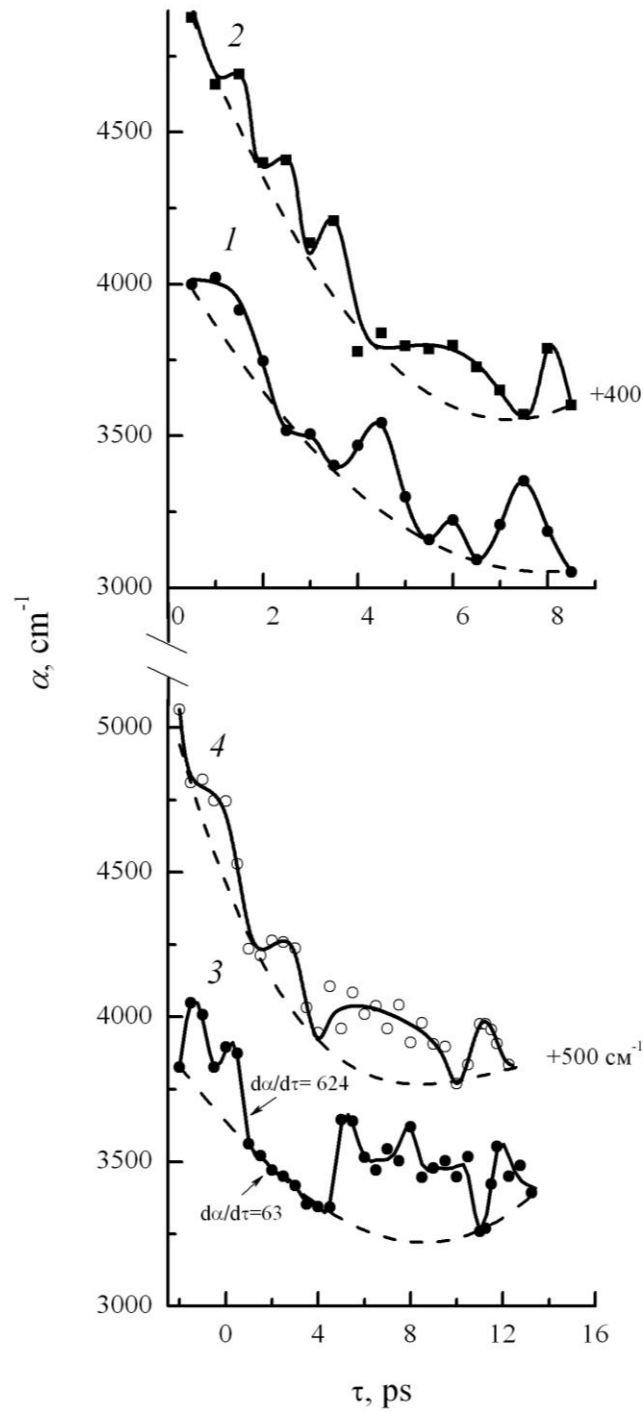


Рис.2. Зависимость коэффициента поглощения α от задержки τ : 1 – $\hbar\omega_p = 1.4405$ эВ (спектральная компонента-2), 2 – $\hbar\omega_p = 1.440$ эВ (спектральная компонента-1), $W_{ex} = 2.5$ отн.ед., $W_p = 12$ отн.ед.; 3 – $\hbar\omega_p = 1.4405$ эВ, 4 – $\hbar\omega_p = 1.440$ эВ, $W_{ex} = 3.5$ отн.ед., $W_p = 27$ отн.ед. Пунктиром показана гладко спадающая компонента зависимости $\alpha(\tau)$. Сплошные линии здесь и на рис. 3-5 проведены для наглядности.

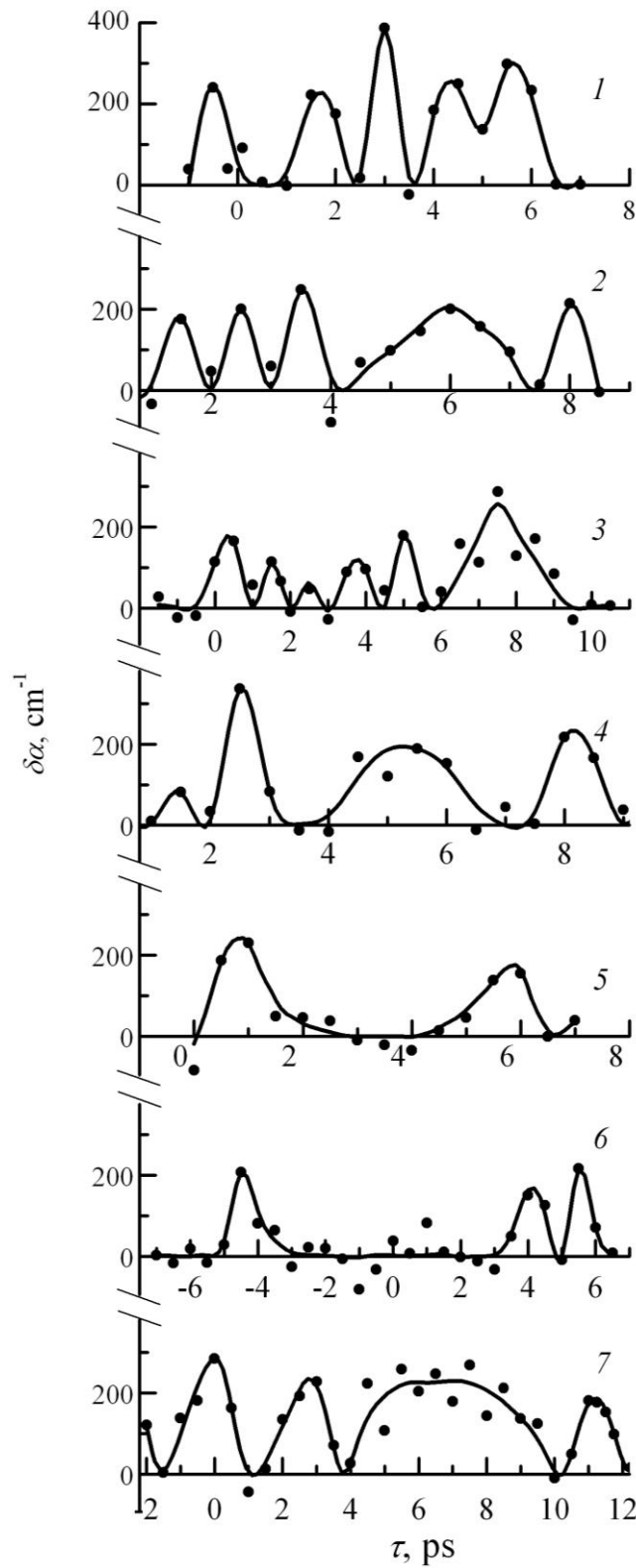


Рис.3. Зависимость $\delta\alpha(\tau)$ – осциллирующая составляющая зависимости $\alpha(\tau)$ – для компоненты-1 при $W_{ex} = 2.5$ отн.ед. и W_p , отн.ед.: 1 – 6, 2 – 12, 3 – 16.7, 4 – 22; при $W_{ex} = 3$ отн.ед. и $W_p = 16.7$ отн.ед. – 5; при $W_{ex} = 3.5$ отн.ед. и W_p , отн.ед.: 6 – 22, 7 – 27.

Широкая область τ , где осцилляции отсутствовали, наблюдалась и на зависимости $\delta\alpha(\tau)$, измеренной при $W_{ex} = 3.5$ отн.ед. и $W_p = 22$ отн.ед. (кривая 6 рис.3). Но когда, сохраняя $W_{ex} = 3.5$ отн.ед., увеличили W_p до 27 отн.ед., то зависимость $\delta\alpha(\tau)$ стала сходной с s-формой (кривая 7 рис.3).

Из вышеприведенных зависимостей $\delta\alpha(\tau)$ можно заключить, что они становились близки к s-форме только при избранных сочетаниях энергий W_{ex} , W_p . На рис.4 представлены примеры зависимостей $\delta\alpha(\tau)$, подтверждающие это заключение и для компоненты-2. При $W_{ex} = 3.5$ отн.ед. и $W_p = 22$ отн.ед. зависимость $\delta\alpha(\tau)$ имеет примерно s-форму (кривая 1 рис.4). Когда при той же $W_{ex} = 3.5$ отн.ед. увеличили W_p до 27, то форма осцилляций на зависимости $\delta\alpha(\tau)$ заметно исказилась, и появилась область τ , где осцилляции отсутствовали (кривая 2 рис.4).

При одинаковых W_{ex} , W_p зависимости $\delta\alpha(\tau)$ для компонент-1 и 2 различаются. Различие видно из сопоставления зависимостей при: (а) $W_{ex} = 3.5$ отн.ед. и $W_p = 22$ отн.ед. (см. рис.3 (кривая 6) и рис.4 (кривая 1)); (б) $W_{ex} = 3.5$ отн.ед. и $W_p = 27$ отн.ед. (см. рис.3 (кривая 7) и рис.4 (кривая 2)); (в) $W_{ex} = 2.5$ отн.ед. и $W_p = 12$ отн.ед. (см. рис.3 (кривая 2) и рис.4 (кривая 3)). На последней зависимости, рис.4 (кривая 3), отметим, имеются две области, расположенные вблизи $\tau \approx 3$ пс и 6 пс, где осцилляции почти "погашены". Только отчасти указанное различие может быть связано с тем, что компоненты-1 и 2 спектра р-импульса имеют несколько отличные интегральные энергии, и что при фиксированной τ они облучают образец в разное время вследствие чирпа.

Мы отложили на будущее исследование природы широкой осцилляции и, соответственно, некоторого перемещения её положения по оси τ при изменении W_{ex} , W_p . Но выбирали измеряемый диапазон τ так, чтобы в него,

по-возможности, попадала широкая осцилляция для компоненты-1 или 2. Это объясняет, почему исследованные интервалы τ не одинаковы, хотя и перекрываются на большей их части. Заметим ещё, что каждый раз, получив при варьировании энергий зависимость $\delta\alpha(\tau)$ подобную s-форме, мы ограничивались этим. Заниматься далее прецизионным варьированием W_{ex} и W_p , чтобы отыскать самую упорядоченную s-форму с наиболее узкими осцилляциями, было нереально из-за уже оговоренной длительности экспериментов.

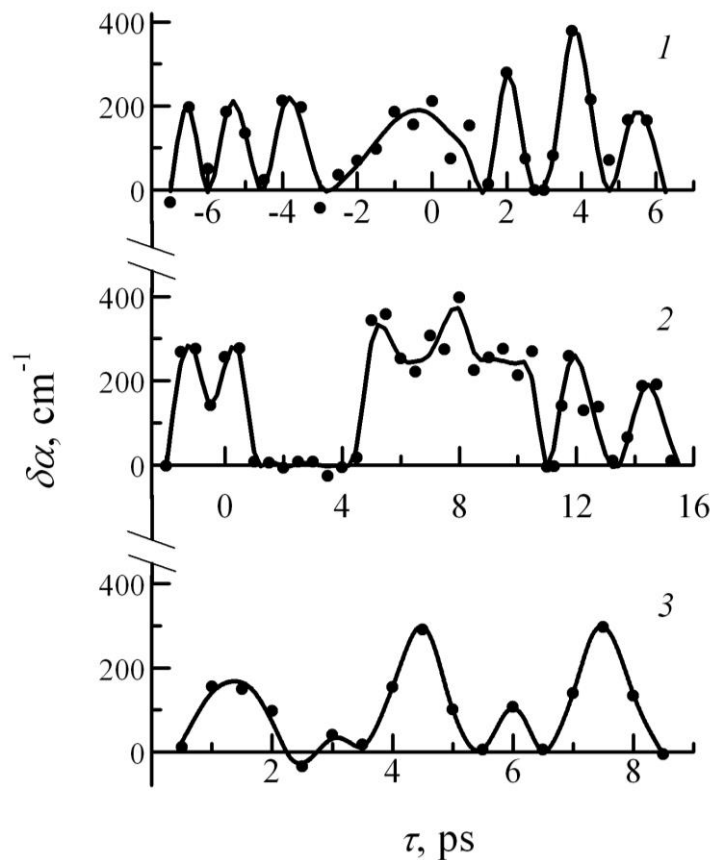


Рис.4. Зависимость $\delta\alpha(\tau)$ для компоненты-2 при $W_{ex} = 3.5$ отн.ед. и W_p , отн.ед.: 22 – 1, 27 – 2; при $W_{ex} = 2.5$ отн.ед. и $W_p = 12$ отн.ед. – 3.

При фиксированных W_{ex} , W_p можно, меняя расстояние θ , изменить характер осциллирующей зависимости $\delta\alpha(\tau)$, как это иллюстрирует рис. 5. Так, для зависимости $\delta\alpha(\tau)$, измеренной при $\theta = 98$ мкм (кривая 1), амплитуда и период осцилляций возрастают с увеличением времени задержки τ . А для

зависимости, измеренной при $\theta = 123$ мкм, амплитуда осцилляций приблизительно постоянна и их период уменьшается при возрастании τ (см. кривую 2). Обе приведенные на рис.5 зависимости измерены для компоненты 1. Осцилляции, представленные на рис.5, были измерены на другом образце, ещё при выполнении исследований [2], но тогда опубликование измерений при $\theta = 98$ мкм было отложено.

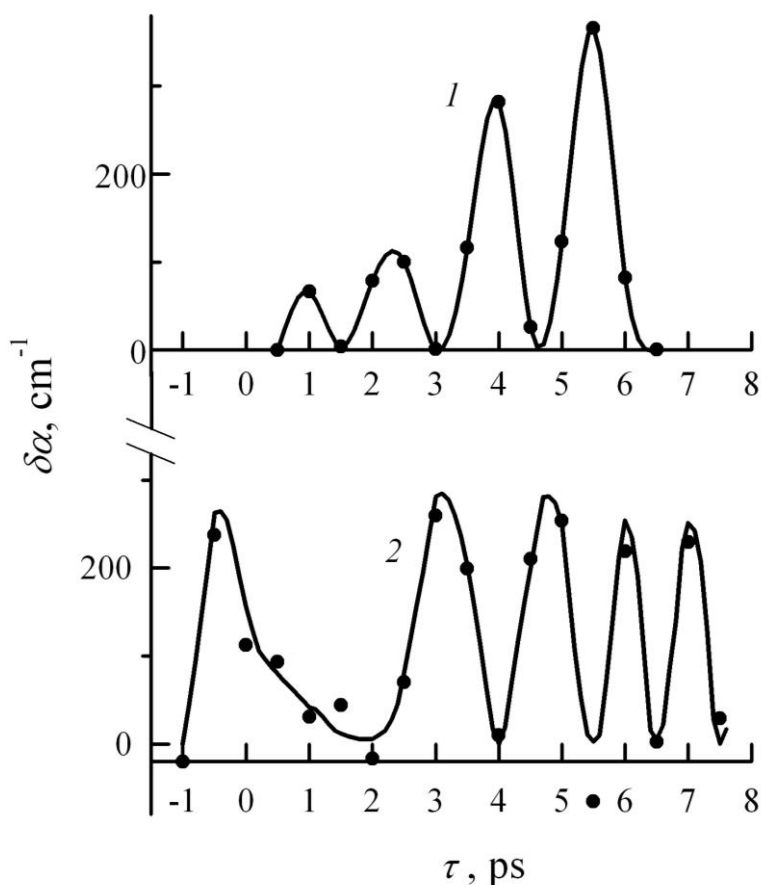


Рис.5. Зависимость $\delta\alpha(\tau)$ при $W_{ex} = 2.5$ отн.ед., $W_p = 6$ отн.ед., $\hbar\omega_p = 1.440$ эВ и θ , мкм: 98 – 1, 123 – 2.

Заканчивая этот раздел, отметим ещё, что обращает на себя внимание скачкообразное изменение $d\alpha/d\tau$ на порядок при изменении τ не более чем на 0.5 пс (см. рис.2 (кривая 3)). При этом область гашения осцилляций в интервале $\tau = 0.5\text{--}5$ пс по форме близка к прямоугольной яме. Такое "поведение" $d\alpha/d\tau$ может оказаться небезынтересным для разработчиков элементной базы оптического компьютера.

3. Обсуждение результатов

Из вышеприведенных сравнений следует, что форма осцилляционной зависимости $\delta\alpha(\tau)$ меняется, вплоть до исчезновения осцилляций на некотором интервале τ , при изменении W_{ex} , W_p , и спектральной компоненты р-импульса. Но $\delta\alpha(\tau)$ становится подобной s-форме при избранных сочетаниях этих трёх параметров. Этот новый для автомодуляции поглощения результат позволил предположить важное дополнение к интерпретации осцилляций поглощения р-импульса, формировавшейся в предшествующих работах. Таким дополнением является процесс синхронизации связанных осцилляторов, сформированных р- и s-импульсами вкупе с созданными ими отклонениями заселенности носителями заряда энергетических уровней зоны проводимости. Ниже мы обсудим это дополнение, излагая сложившуюся на сегодня интерпретацию автомодуляций поглощения с периодом ~ 1 пс, наблюдавшихся в настоящей и предшествующих работах.

Выделим, для дальнейшего, тот резонансный (s) уровень зоны проводимости, энергия которого меньше на $\hbar\omega_{LO}$ энергии (p) уровня, на который генерируются электроны при поглощении р-импульса, здесь $\hbar\omega_{LO}$ – энергия продольного оптического (LO) фонона. При рекомбинации электронов с s-уровня излучаются фотоны с энергией

$$\hbar\omega_{sr} = \hbar\omega_p - \Delta_{LO}, \quad (4)$$

где $\Delta_{LO} = \hbar\omega_{LO}(1 + m_e/m_h)$, m_e и m_h – массы электрона и тяжелой дырки соответственно, $\hbar\omega_p$ – энергия фотона компоненты (-1 или -2) зондирующего импульса. Именно компоненту s-излучения, имеющую энергию фотона $\hbar\omega_{sr}$, далее будем называть s-импульсом. Далее уже совокупности уровней, удовлетворяющих соотношению (4), мы будем обобщенно называть соответственно р-уровень и s-уровень.

Обеднения заселенностей в зоне проводимости, созданные s-излучением,

должны осциллировать в поле s-излучения с периодом ~ 1 пс. Это показывают сделанные в соответствии с теорией возмущений оценки, согласовавшиеся с экспериментально полученной зависимостью частоты автоколебаний поглощения p-импульса от W_{ex} [4,17]. Оценки делались для экспериментов, проводившихся в условиях, сходных с настоящими. Осцилляции обеднения заселенности s-уровня должны приводить к модуляции s-импульса. Этому соответствуют экспериментальные результаты работы [10]. В ней с помощью интерферометрического автокорреляционного метода была обнаружена автомодуляция огибающей светового импульса длительностью >10 пс, генерировавшегося полупроводниковым лазером. Частота модуляции была 1 ТГц при интенсивности излучения лазера ~ 1 ГВт/см², что удовлетворительно согласуется с зависимостями экспериментальной частоты F_e автоколебаний поглощения света и расчетной частоты F_c автоколебаний обеднения заселенностей от интенсивности стимулированного излучения I_Σ , как показано квадратиком на рис. 6 (I_Σ бралась, как интегральная по спектру излучения, и оценивалась из следовавших из эксперимента параметров ЭДП), [6]. Назовем осцилляции обеднения s-уровня вкупе со связанной с ними модуляцией s-импульса осциллятором O_s .

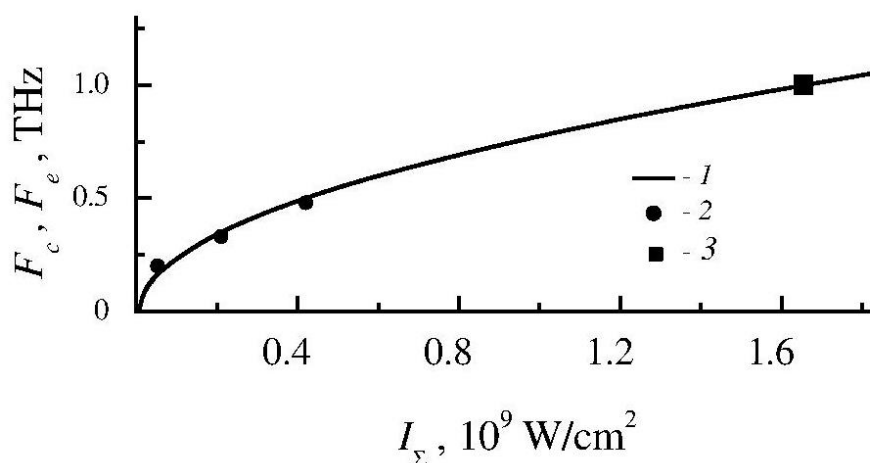


Рис. 6. Зависимость оценочной частоты F_c – 1 и экспериментально полученной частоты F_e – 2 от интенсивности I_Σ излучения, [6]. Пояснение – 3 и прочие подробности см. в тексте.

При межзонном поглощении р-импульса создается превышение над квазиравновесной заселенностью р-уровня. Здесь под квазиравновесной заселенностью понимается заселенность при квазиравновесном распределении носителей. Этот излишек заселенности представляет собой, как минимум, одну осцилляцию заселенности р-уровня. Допустимо еще и предположение (опять в соответствии с теорией возмущений), что отклонение от равновесной заселенности р-уровня может неоднократно осциллировать в течение р-импульса под влиянием его электромагнитного поля¹. Одна ли, или несколько осцилляций заселенностей р-уровня происходят, это вызовет соответствующую модуляцию р-импульса из-за модуляции его поглощения. Модуляцию заселенности р-уровня вкупе со связанной с нею модуляцией р-импульса назовём осциллятором – O_p .

При создании р-импульсом избытка заселенности р-уровня и s-импульсом обеднения заселенности s-уровня – нарушается детальное равновесие переходов электронов между р- и s-уровнями, происходящих путем излучения или поглощения LO-фононов. Стремясь его восстановить, электроны, как подтверждается в [8,15,18,19], путем излучения LO-фононов, совершают переходы с р-уровня на s-уровень. Поскольку заселенности р- и s-уровней изначально модулируются по-разному, эти переходы, в согласии с нижеследующим, стремятся синхронизовать осцилляторы O_p и O_s .

Параметры осцилляторов – это период или частота осцилляций, их фазовая постоянная и амплитуда. Согласно [5], взаимодействие между осцилляторами избирательно (селективно) по отношению к этим параметрам в следующем смысле. Если исходное различие параметров не выходит за

¹ Оценить частоту модуляции заселенности в поле р-импульса тем же косвенным методом, как аналогичную частоту в поле s-излучения в [4], невозможно. А средствами для приобретения измерителя энергии одиночных пикосекундных импульсов, знание которой необходимо для оценки, авторы не располагают.

определенные пределы (иначе, зоны захвата), то осцилляторы, взаимодействуя, синхронизируются. Синхронизация включает в себя: (а) установление определенной разности фазовых постоянных осцилляторов, которая может быть и не нулевой; (б) установление одинаковой или кратной частоты осцилляторов; (в) энергообмен между осцилляторами. Взаимодействие осцилляторов происходит через среду, в которой они находятся. В нашем случае такой средой является фотовозбужденный GaAs. Пусть осцилляторы O_p и O_s взаимодействуют синхронизуясь. При этом интегральная энергия δE , отдаваемая одним осциллятором другому, должна, по-видимому, осциллировать в зависимости от начальной разности их фаз $\varphi_p - \varphi_s$. Последнюю в нашем случае задает τ . То есть зависимость $\delta E(\tau)$ должна быть промодулирована осцилляциями. Этому и соответствует осцилляционная зависимость $\delta\alpha(\tau)$, имеющая s-форму и отображающая осцилляции энергии зондирующего импульса.

Если различие параметров осцилляторов оказывается вне области захвата, то возникают сильные искажения формы осцилляций, гашение осцилляций [5]. Таким случаям соответствуют наблюдавшиеся зависимости $\delta\alpha(\tau)$, сильно искаженные по сравнению с s-формой.

Таким образом, имеющие s-форму осцилляции $\delta\alpha(\tau)$, наблюдавшиеся только при избранных сочетаниях W_p , W_{ex} и спектральной компоненты р-импульса, позволяют считать, что они отображают синхронизацию осцилляторов O_p и O_s . Поясним, что изменение энергий W_p и W_{ex} должно было приводить к изменению частот модуляций, создаваемых соответственно р-импульсом и s-излучением. Поэтому, чтобы разность частот осцилляторов оставалась в зоне захвата частоты, и синхронизация осуществлялась, надо при увеличении W_p увеличивать и W_{ex} , как и наблюдалось в эксперименте. Вообще, частота модуляции должна быть пропорциональна корню квадратному

из интенсивности излучения, что подтвердилось в [4,17]. Но в настоящей работе эта пропорциональность не проверяется. Потому что, как уже объяснялось выше, прецизионно варьировать W_{ex} и W_p , чтобы отыскать s-форму с наиболее узкими осцилляциями, было нереально.

Заметим, что в пользу приведенного ранее предположения, что p-импульс мог быть модулирован несколькими осцилляциями, говорит следующее. При изменении W_p форма зависимости $\delta\alpha(\tau)$ менялась, искажаясь по сравнению с s-формой, или, наоборот, приобретая s-форму. Такое могло происходить из-за изменения частоты осциллятора O_p , то попадавшей в разные точки зоны захвата частоты, то оказывавшейся вне зоны.

Аналогично вышеизложенному можно было бы объяснить наблюдавшиеся в [2] осцилляции поглощения при изменении W_{ex} и фиксированных W_p и τ . Увеличение W_{ex} приводит к возрастанию энергии излучения W_s [20,21] и, вероятнее всего, интенсивности s-импульса, а значит и частоты осциллятора O_s . По мере увеличения этой частоты она то попадает в область захвата, то покидает таковую. В зависимости от этого синхронизация осцилляторов O_s и O_p , с соответствующим их энергообменом, по мере изменения W_{ex} то устанавливается, то не возникает. Под частотой осциллятора здесь подразумевалась частота осцилляций заселенностей резонансного уровня, являющаяся и частотой модуляции импульса излучения. Напомним также, что синхронизоваться могут осцилляторы, отношение частот которых допустимо (в пределах захвата фазы) отличается от целого числа [5].

Из приведенных выше экспериментальных результатов и их обсуждения очевидно, что при фиксированной W_p можно подстройкой величины W_{ex} получить упорядоченные осцилляции $\delta\alpha(\tau)$ вместо неупорядоченных. Согласно нашей работе [4] на параметры осцилляций влияет W_{ex} потому, что

она определяет энергию W_s и интенсивность s-излучения. То, что именно интенсивность s-излучения определяет осцилляции, доказывает, например, следующее. В [2] пояснялось, что при фиксированной W_{ex} , меняя расстояние θ , тем самым меняют интенсивность и энергию s-излучения в области зондирования. Поэтому, изменяя интенсивность s-излучения путем изменения θ при фиксированной W_{ex} , можно изменить характер осцилляции $\delta\alpha(\tau)$. Как это, например, происходило при изменении θ с 98 мкм до 123 мкм демонстрирует рис. 5.

Представление о том, как меняется δE в зависимости от $\hbar\omega_p$, можно получить, в первом приближении, из графиков автомодуляции спектров поглощения, измерившейся в [22,23]. Именно на основании фурье-анализа этой автомодуляции [24], во-первых, было сделано предположение о наличии осцилляций $\delta\alpha(\tau)$ при фиксированной $\hbar\omega_p$ [4]. Во-вторых, получена зависимость амплитуды и фазовой постоянной осцилляций от частоты зондирующего света ω_p (АФЧХ) [24]. Мы указали выше, что "в первом приближении", из-за того, что спектры поглощения измерялись по точкам и с крупным шагом, а фурье-анализ проводился по усредненным (сглаженным) спектрам. Поскольку АФЧХ является осциллирующей, то уже из этого следует, что форма осцилляционной зависимости $\delta\alpha(\tau)$ должна меняться в зависимости от спектральной компоненты р-импульса. Что и наблюдалось в эксперименте. Фазовая зависимость была подтверждена ещё и в [2] сопоставлением зависимостей $\alpha(\tau)$ для двух разных энергий $\hbar\omega_p$.

4. Заключение

В настоящей работе обнаружено, что в основе взаимодействия импульсов зондирующего и собственного излучений в GaAs лежит процесс синхронизации создаваемых импульсами осциллирующих отклонений заселенностей носителей заряда от их квазиравновесного распределения. Этот процесс

стремится восстановить нарушаемое импульсами детальное равновесие внутризонных переходов электронов, происходящих путем поглощения и излучения ЛО-фононов. Поскольку каждый импульс и отклонение заселенности, создаваемое им и подвергающееся синхронизации, взаимосвязаны, то синхронизация заселенностей сопровождается переносом энергии между импульсами. Переносимая энергия осциллирует в функции от параметров эксперимента, определяющих исходное отличие амплитуд, частот и фаз осцилляций отклонений заселенностей. Из-за взаимосвязи импульса и создаваемого им модулированного обеднения заселенностей, вкуче, они также могут рассматриваться как осциллятор, способный синхронизоваться с другими осцилляторами, обмениваясь с ними энергией. Изложенное выше представление, объясняющее осцилляции энергии пикосекундных световых импульсов, подтвердилось также в измерениях модуляции поглощения зондирующего импульса в реальном времени. Статью об этих опытах запланировано опубликовать в одном из следующих выпусков «Журнала радиоэлектроники».

Литература

1. Агеева Н.Н., Бронева И.Л., Забегаев Д.Н., Кривоносов 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.
2. Агеева Н.Н., Бронева И.Л., Забегаев Д.Н., Кривоносов А.Н. Осцилляции поглощения зондирующего пикосекундного импульса света, вызванные его взаимодействием с собственным пикосекундным стимулированным излучением в GaAs // ЖЭТФ. – 2015. – Т.147, вып. 4. – С. 765-774.
3. Агеева Н.Н., Бронева И.Л., Кумекоев С.Е., Кривоносов А.Н., Налет Т.А., Стеганцов С.В. "Модуляция" характеристик интенсивного пикосекундного

- стимулированного излучения из GaAs // ФТП. – 2005. – Т.39, №6. – С. 681-688.
4. Агеева Н.Н., Броневои И.Л., Забегаев Д.Н., Кривоносов 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.
 5. Пиковский А., Розенблюм М., Куртс Ю. Синхронизация. Фундаментальное нелинейное явление. – М.: Техносфера, 2003. – 496 с.
 6. Агеева Н.Н., Броневои 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>.
 7. 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.
 8. 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.
 9. Hulin D., Joffre M., Migus A., Oudar J.L., Dubard J., Alexandre F. Ultrafast recovery of absorption saturation in GaAs/AlGaAs multiple quantum wells // Journ. de Physique. – 1987. – V.48, №C5. – P. 267-270.
 10. Васильев П.П. Экспериментальное наблюдение когерентных оптических осцилляций в сильных полях пикосекундных полупроводниковых лазеров // Квантовая электроника. – 1994. – Т.21, №6. – С. 585-587.

11. Сверхкороткие световые импульсы / Под ред. Шапиро С. – М.: Мир, 1981. – 479 с.
12. 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.
13. Агеева Н.Н., Броневой И.Л., Забегаев Д.Н., Кривоносков А.Н. Пикосекундные “разгорание” и релаксация интенсивного стимулированного излучения GaAs // ЖЭТФ. – 2013. – Т.143, вып.4. – С. 634-642.
14. Casperson L.W. Threshold characteristics of mirrorless lasers // Journal of Applied Physics. – 1977. – V.48, № 1. – P. 256-262.
15. Агеева Н.Н., Броневой И.Л., Кривоносков 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.
16. Пискараскас А., Стабинис А., Умбрасас А., Янкаускас А. Параметрический чирп и 20-кратное сжатие импульсов квазинепрерывного пикосекундного ПГС // Квантовая электроника. – 1985. – Т.12. – С. 2335-2337.
17. Агеева Н.Н., Броневой И.Л., Забегаев Д.Н., Кривоносков А.Н. Повторение формы сверхбыстрой автомодуляции спектра поглощения света при изменении энергии импульса накачки GaAs // ФТП. – 2010. – Т.44, №10. – С. 1328-1331.
18. Агеева Н.Н., Броневой И.Л., Кумеков С.Е., Кривоносков 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.

19. Алтыбаев Г. С., Броневои И. Л., Кумеков С. Е. Выступ на спектрах поглощения GaAs, возбужденного мощными пикосекундными импульсами света // ФТП. – 2004. – Т.38. – С. 674-677.
20. Ageeva N.N., Bronevoi I.L., Dyadyushkin E.G., Mironov V.A., Kumekov S.E., Perel' V.I. Superluminescence and brightening of gallium arsenide under interband absorption of picosecond light pulses // Solid State Communications. – 1989. – V.72, №7. – P. 625-629.
21. Броневои И.Л., Кривоносов А.Н. Спектр стимулированного излучения, возникающего при межзонном поглощении пикосекундного импульса света в тонком слое GaAs // ФТП. – 1998. – Т.32, №5. – С. 537-541.
22. Агеева Н.Н., Броневои И.Л., Кривоносов 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.
23. Агеева Н.Н., Броневои И.Л., Кривоносов А.Н., Налет Т.А. Цикличность сверхбыстрой автомодуляции спектра поглощения света, возникающей при накачке и стимулированном излучении в GaAs // ФТП. – 2008. – Т.42, №9. – С.1053-1060.
24. Агеева Н.Н., Броневои И.Л., Кривоносов 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.Броневои, Д.Н.Забегаев, А.Н.Кривоносов. Осцилляции энергии пикосекундных световых импульсов как проявление синхронизации создаваемых импульсами локальных отклонений от квазиравновесного распределения электронов в GaAs. Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2017. №3. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/mar17/2/text.pdf>