

УПРАВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРАМИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Об интерференции фемтосекундных лазерных импульсов при неколлинеарном акустооптическом взаимодействии

К.Б.Юшков, А.И.Чижиков, В.Я.Молчанов

Предложен метод когерентного сложения двух фемтосекундных лазерных пучков на основе акустооптического взаимодействия. Экспериментальные исследования показали возможность формирования стационарной интерференционной картины двух пучков на выходе акустооптической ячейки при совпадении частоты ультразвука с межмодовым интервалом спектра фемтосекундного излучения. Управление распределением интенсивности между двумя выходными пучками осуществляется амплитудой и фазой радиосигнала, подаваемого на акустооптическую ячейку.

Ключевые слова: акустооптика, интерференция, когерентное сложение, фемтосекундный лазерный импульс.

1. Введение

Одна из актуальных задач современной лазерной физики – когерентное сложение нескольких лазерных пучков [1–6]. Когерентное сложение является одним из основных инструментов масштабируемого увеличения выходной энергии и мощности импульсных лазерных систем [1 – 4] и когерентного синтеза световых полей [5, 6]. Различные принципиальные схемы когерентного сложения пучков рассмотрены в обзорах [6, 7]. К основным классам таких схем относятся системы с мозаичной апертурой, обеспечивающие когерентное сложение в дальней зоне, спектральные системы сложения на основе дихроичных светоделителей или дисперсионных элементов (призм или решеток) и системы прямого сложения пучков за счет конструктивной интерференции. Одной из основных схем когерентного сложения, относящихся к последнему классу, является объединение двух пучков в один при помощи светоделителя. Для этого требуется поддержание определенной фазовой задержки между двумя пучками, падающими на светоделитель, что может быть обеспечено при использовании общего задающего генератора, излучение которого делится между несколькими параллельными каналами усилителей, и фазовращателей, компенсирующих различные фазовые задержки в каналах и их флуктуации. Такая схема широко применяется на практике, поскольку обеспечивает взаимную когерентность суммируемых лазерных пучков и масштабирование мощности, кратное числу параллельно используемых усилителей [3, 8–10].

Другой вариант схемы – спектральное деление фемтосекундного лазерного пучка и параллельное усиление в нескольких усилителях, настроенных на различные центральные длины волн, что позволяет существенно расширить спектр выходного излучения [5]. В качестве управляемых фазовращателей, как правило, используются аку-

стооптические (АО) или электрооптические модуляторы. Интерференция двух когерентных пучков в светоделителе позволяет объединить большую часть энергии пучков в одном выходном пучке.

В настоящей работе исследуется интерференция двух фемтосекундных лазерных пучков непосредственно при АО взаимодействии. При этом АО ячейка одновременно играет роль управляемого фазовращателя и светоделителя. Ранее попытки когерентного сложения нескольких лазерных пучков в одной такой ячейке предпринимались для непрерывного излучения [11, 12]. Важной особенностью АО взаимодействия является доплеровский сдвиг несущей частоты лазерного излучения на величину частоты ультразвука f_s : сдвиг частоты положителен при дифракции в +1-й порядок и отрицателен при дифракции в –1-й порядок. В результате при интерференции нескольких лазерных пучков, принадлежащих различным дифракционным порядкам АО взаимодействия, наблюдаются биения на разностной частоте. Эти биения не позволяют получить высокую среднюю мощность излучения в одном из выходных пучков. Одним из решений этой проблемы является использование второй АО ячейки, работающей на такой же частоте ультразвука f_s и обеспечивающей противоположный по величине доплеровский сдвиг одного из пучков [12]. Также можно отметить известные схемы поляризационного сложения двух лазерных пучков при анизотропном акустооптическом взаимодействии, однако благодаря доплеровскому сдвигу, имеющему разный знак для +1-го и –1-го порядков дифракции, а также из-за ортогональных поляризаций дифрагировавших пучков данная схема обеспечивает только сложение интенсивностей двух пучков, а не когерентное сложение полей [13, 14].

В отличие от непрерывного лазерного излучения, импульсное фемтосекундное излучение обладает широким спектром, сформированным большим числом продольных мод резонатора, когерентных между собой. Фемтосекундный лазерный пучок представляет собой импульсно-периодическое излучение с частотой следования импульсов f_r , обратно пропорциональной времени обхода лазерного резонатора. Типичное значение f_r для твердотельных и волоконных фемтосекундных лазеров ближнего ИК диапазона спектра лежит в области 50–100 МГц.

К.Б.Юшков, А.И.Чижиков, В.Я.Молчанов. Университет науки и технологий МИСИС, Россия, 119049 Москва, Ленинский просп., 4; e-mail: konstantin.yushkov@misis.ru

Поступила в редакцию 25 июля 2023 г., после доработки – 15 сентября 2023 г.

Принцип когерентного сложения двух фемтосекундных лазерных пучков на основе синхронного АО взаимодействия был предложен в работе [15].

В настоящей работе интерференция двух фемтосекундных лазерных пучков при АО взаимодействии исследована экспериментально. Был выбран анизотропный тип взаимодействия во внеосевой геометрии в монокристалле парателлуриата (TeO_2), широко используемый для создания акустооптических фильтров и deflectоров. Основное преимущество парателлуриата по сравнению с другими АО кристаллами – высокое АО качество для анизотропной дифракции, что позволяет получать высокую эффективность дифракции лазерного излучения видимого и ближнего ИК диапазонов при мощности управляющего высокочастотного (ВЧ) сигнала в несколько ватт. Другой причиной выбора анизотропной дифракции в TeO_2 является достаточно большой угол дифракции, составляющий приблизительно 5° в воздухе на рабочей частоте 75 МГц. Например, для изотропной дифракции на продольной акустической волне в кристалле TeO_2 угол дифракции составляет всего 0.8° , а для изотропной дифракции на сдвиговой акустической волне в кристалле $\text{KY}(\text{WO}_4)_2$, обладающей меньшей скоростью при сопоставимой величине АО качества [16], угол дифракции равен 1.5° . Из недостатков TeO_2 применительно к АО устройствам управления фемтосекундным лазерным излучением отметим достаточно большую материальную дисперсию кристалла [17].

2. Методика экспериментов

Для экспериментальных исследований выбран акустооптический deflectор (АОД), разработанный и изготовленный в МИСИСе. Схема АОД и векторная диаграмма брэгговской дифракции показаны на рис.1. Длина кристалла TeO_2 составила 20 мм, длина пьезопреобразователя – 2.5 мм, оптическая апертура – 8×8 мм, угол наклона выходной грани – 6.16° относительно входной. Геометрия взаимодействия была близка к тангенциальной, благодаря чему фазовый синхронизм осуществлялся в достаточно большой полосе длин волн лазерного излучения. Вертикальная поляризация излучения соответствовала обыкновенной (о) волне в кристалле TeO_2 с волновым вектором k_o , горизонтальная поляризация – необыкновенной (е) волне с волновым вектором k_e . Волновой вектор K составил угол 6.4° с кристаллографической осью [110], углы Брэгга были равны 0.62° для обыкновенной поляризации и -1.74° для необыкновенной поляризации. Векторная диаграмма фазового синхронизма описывается уравнением

$$k_e + K = k_o, \quad (1)$$

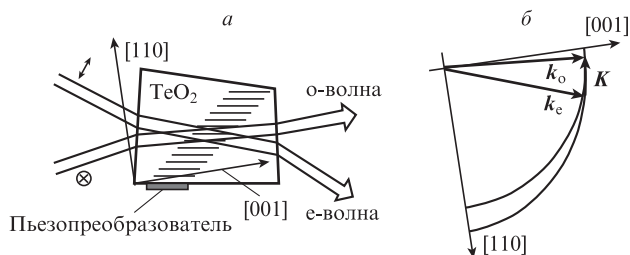


Рис.1. Схема АО ячейки (а) и векторная диаграмма дифракции (б).

следовательно, падающая е-волна дифрагирует в +1-й порядок с положительным сдвигом несущей частоты, а падающая о-волна дифрагирует в –1-й порядок с отрицательным сдвигом частоты.

Согласно выбранной схеме АО взаимодействия возможна интерференция нулевого и +1-го порядков дифракции для выходной о-волны или нулевого и –1-го порядков дифракции для выходной е-волны, т.е. сдвиг частот между взаимодействующими волнами равен частоте ультразвука f_s . Тем не менее возможно также использование вырожденной геометрии анизотропного АО взаимодействия, при которой на выходе существуют три пучка, а сдвиг частот между коллинеарными выходными пучками равен $2f_s$ [11]. Однако, как было показано в работе [15], при использовании вырожденной геометрии дифракции требуется вдвое большая мощность управляющего ВЧ сигнала, что делает применение этой геометрии необоснованной.

Как известно, помимо доплеровского сдвига частоты, излучение первого порядка дифракции приобретает фазовый сдвиг, равный начальной фазе ультразвуковой волны, что напрямую следует из решения уравнений связанных мод [18]. Данный эффект позволяет управлять относительной фазовой задержкой двух коллинеарных пучков, поскольку один из двух пучков принадлежит нулевому порядку (т.е. не имеет фазового сдвига), а другой – первому порядку дифракции.

Существенным отличием интерференции сдвинутых по частоте фемтосекундных лазерных пучков от интерференции пучков монохроматического излучения является характер биений, что обусловлено шириной спектра и импульсно-периодическим характером фемтосекундного излучения. Длительность фемтосекундного импульса на 5–6 порядков меньше характерного периода биений, возникающих при интерференции двух пучков, один из которых имеет доплеровский сдвиг частоты на величину f_s . Таким образом, гребенка фемтосекундных импульсов стробирует периодически модулированное с частотой f_s лазерное излучение. Иными словами, при интерференции двух фемтосекундных лазерных пучков с одинаковой частотой импульсов f_r и сдвинутой несущей частотой одного из пучков на частоту f_s биения возникают на разностной частоте

$$f_b = |f_s - f_r|. \quad (2)$$

В частности, можно обеспечить интерференцию пучков без биений при $f_s = f_r$. С учетом возможности управлять относительной фазовой задержкой двух интерферирующих лазерных пучков АО взаимодействие на частоте ультразвука f_s , в точности равной частоте следования фемтосекундных лазерных импульсов f_r , представляет большой практический интерес для когерентного сложения пучков.

Схема экспериментальной установки приведена на рис.2. Источником излучения служил фемтосекундный титан-сапфировый лазер с длительностью импульса 12 фс. Частота следования импульсов $f_r = 75.0768$ МГц. Спектр излучения был ограничен окном шириной 40 нм с центральной длиной волны 800 нм при помощи интерференционного фильтра, что примерно соответствовало ширине полосы фазового синхронизма в АОД, а также характерной спектральной полосе усиления регенеративных титан-сапфировых усилителей. Для используемого в эксперименте фемтосекундного задающего генератора

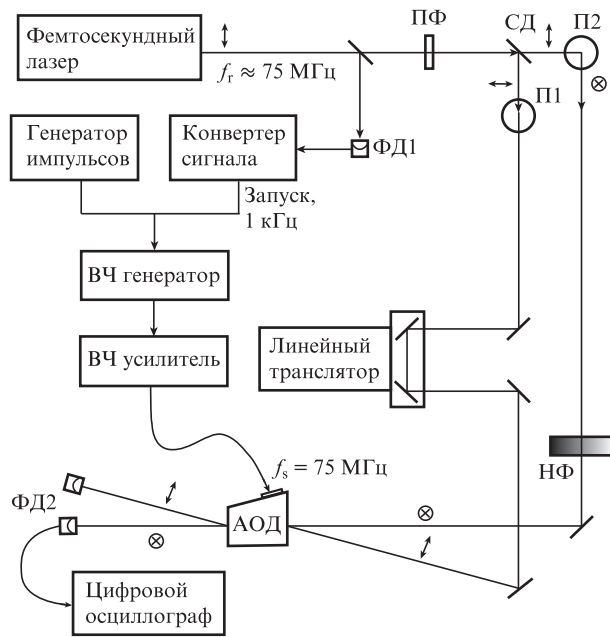


Рис.2. Схема экспериментальной установки:

ПФ – полосовой фильтр; СД – светоделитель; П1, П2 – перископы; НФ – нейтральный фильтр; ФД1, ФД2 – фотодиоды; символами \leftrightarrow и \otimes обозначены горизонтальная и вертикальная поляризации пучков.

доля энергии излучения в диапазоне длин волн 780–820 нм составляла 57%. Излучение делилось светоделителем на два равных пучка, поляризация одного из которых сохранялась горизонтальной, а поляризация второго поворачивалась на 90° угловым перископом. Далее оба пучка диаметром 1.2 мм направлялись на вход АОД, причем на пути пучка горизонтальной поляризации была установлена механическая линия задержки, выравнивающая оптические пути. Линия задержки управлялась линейным транслятором на шаговом двигателе, позволяющем менять длину пути с шагом 2.5 мкм, что соответствует оптической задержке 8.3 фс. На пути пучка вертикальной поляризации был установлен переменный фильтр нейтральной плотности для выравнивания интенсивности пучков. Программируемый генератор сигналов формировал ВЧ импульсы длительностью $T = 512$ мкс. Запуск генератора осуществлялся с частотой 1 кГц синхронно с фемтосекундными лазерными импульсами посредством преобразователя электрических сигналов в синхроимпульсы со встроенным делителем частоты. Интенсивность сигналов выходных пучков регистрировалась фотодиодом и цифровым осциллографом с полосой 4 ГГц. При работе с непрерывным лазерным излучением для запуска генератора использовался дополнительный генератор импульсов.

В экспериментах использовалась следующая методика юстировки оптической системы. На вход АОД направлялся один лазерный пучок вертикальной поляризации (о-волна) и подавался ультразвук на частоте $f_s = 75$ МГц. Угол Брэгга устанавливался таким образом, чтобы обеспечить максимальную эффективность дифракции в -1 -й порядок. Направление дифрагировавшего пучка фиксировалось диафрагмами. Далее падающий пучок перекрывался, и на кристалл направлялся пучок горизонтальной поляризации (е-волна), траектория распространения которого совпадала с зафиксированной ранее траекторией дифрагировавшего пучка -1 -го порядка. При этом, в силу обратимости АО дифракции, обеспечивался максимум

эффективности дифракции в $+1$ -й порядок. Далее оба падающих пучка одновременно направлялись на АОД, и задержка е-волны сканировалась механической линией задержки до тех пор, пока на осциллографе не наблюдались биения интенсивности на частоте $f_b = 76.8$ кГц.

Измерения проводились с использованием одночастотных ВЧ сигналов переменной амплитуды $A(t)$, имеющих вид

$$U(t) = A_{\max} \frac{t}{T} \sin(2\pi f_s t), \quad (3)$$

где A_{\max} – максимальная амплитуда сигнала, соответствующая мощности ВЧ сигнала приблизительно 5.4 Вт. Таким образом, осциллограммы интенсивности пучков нулевого и первого порядков позволили определить оптимальную амплитуду A_{opt} и соответствующую мощность ультразвука, обеспечивающую максимальную эффективность дифракции. Поскольку полная длительность ВЧ сигнала $T = 512$ мкс существенно больше характерных периодов биений, составляющих $1/f_s \approx 13$ нс (для непрерывного лазерного излучения) или $1/f_b \approx 13$ мкс (для импульсного фемтосекундного лазерного излучения), регистрируемая интенсивность при наблюдении интерференции двух лазерных пучков представима в виде произведения осциллирующей компоненты на частоте f_s или f_b соответственно и огибающей, характеризующей зависимость амплитуды биений от амплитуды ВЧ сигнала.

3. Результаты экспериментов

3.1. Непрерывный режим

Дифракция непрерывного излучения исследовалась для определения оптимального режима работы АОД. Титан-сапфировый лазер, работающий в режиме свободной генерации без синхронизации мод, служил источником излучения с длиной волны 800 нм. На рис.3 приведены зависимости интенсивности лазерных пучков от амплитуды ультразвука, нормированной на величину A_{opt} . Оптимальная мощность ВЧ сигнала, обеспечивающая максимум эффективности дифракции, составляла 3.2 Вт. Интенсивность падающего лазерного пучка была выбрана в качестве референтного уровня, равного 100%. На рис.3,а показан случай падения на АОД одной е-волны и ее дифракции в $+1$ -й порядок (кривые 1 и 2 соответствуют усредненным данным). Среднеквадратичное отклонение сигнала от усредненных кривых равно 1.3%. При оптимальной мощности сигнала интенсивности нулевого и первого порядков дифракции составляют 4% и 90%.

Интерференция двух е-волн нулевого и -1 -го порядков дифракции показана на рис.3,б и в. Интенсивности падающих волн при этом были равны. Амплитуда биений при одновременном падении двух лазерных пучков на АОД максимальна при амплитуде ВЧ сигнала $A(t) = 0.5A_{\text{opt}}$, т.е. при мощности ВЧ сигнала 0.8 Вт, что соответствует приблизительно одинаковой интенсивности интерферирующих пучков. Штриховые кривые на рис.3,б показывают огибающую осциллограммы. Амплитуда биений при этом составляет около 75%. Фрагмент исходной осциллограммы с частотой выборки 1 ГГц при $A(t) = 0.5A_{\text{opt}}$ в увеличенном масштабе по времени приведен на рис.3,в.

Распределения интенсивности дифракционных картин при падении на АОД одной о-волны и ее дифракции

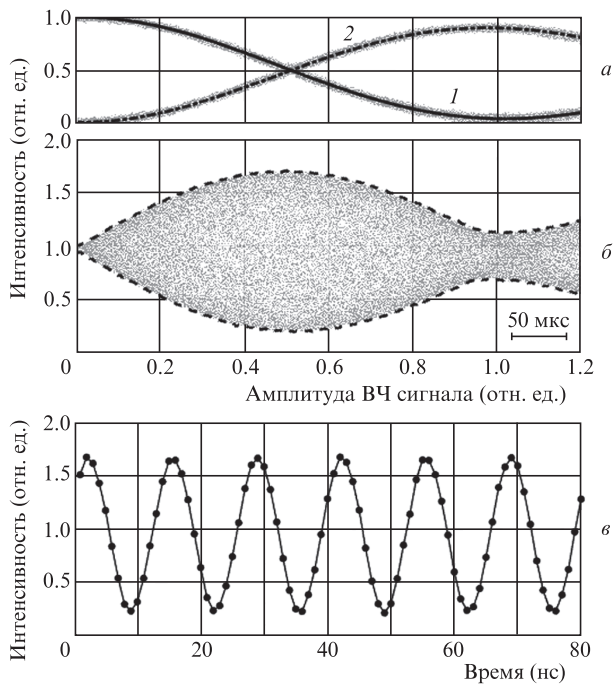


Рис.3. Осциллограммы интенсивности непрерывного лазерного излучения при линейно возрастающей амплитуде ВЧ сигнала: *a* – на АОД падает только е-волна, отдельно регистрируется интенсивность нулевого (1) и первого (2) порядков; *б* – на АОД падают оба лазерных пучка, измеряется интенсивность е-волны; *в* – биения интенсивности при падении на АОД двух лазерных пучков в увеличенном масштабе.

в -1 -й порядок, а также при регистрации интерференции нулевого и $+1$ -го порядков дифракции для о-волны аналогичны приведенным на рис.3. Максимум интенсивности дифракции наблюдался при той же амплитуде ВЧ сигнала $A(t) = 0.5A_{\text{opt}}$; при этом интенсивности нулевого

и первого порядков были равны 5% и 92% соответственно. Максимальная амплитуда биений при $A(t) = 0.5A_{\text{opt}}$ составляла 72%.

Таким образом, найдена амплитуда ультразвукового сигнала A_{opt} , необходимая для дальнейших экспериментов в фемтосекундном режиме.

3.2. Фемтосекундный импульсный режим

Основной целью настоящей работы было исследование интерференции двух пучков фемтосекундного лазерного излучения. Согласно (2) при различии частот следования лазерных импульсов f_l и частоты ультразвукового сигнала f_s в результате интерференции возникают осцилляции интенсивности импульсов на разностной частоте f_b . При нулевой разностной частоте интерференция может приводить к когерентному сложению двух пучков, т.е. к стационарному перераспределению энергии между пучками с частичной перекачкой энергии из одного пучка в другой.

Аналогично рассмотренной ранее дифракции непрерывного лазерного излучения, взаимодействие лазерных пучков было исследовано экспериментально в режиме медленного сканирования амплитуды ВЧ сигнала, описываемого выражением (3). Полученные данные приведены на рис.4 для всех комбинаций лазерных пучков: нулевой и первый порядки при падении на АОД одного из двух лазерных пучков и картины интерференции обоих выходных пучков при одновременном падении на АОД о- и е-волн. Максимальная амплитуда ультразвука и масштаб осциллограмм по оси времени на рис.4 такие же, как и на рис.3, *a* и *б*. Отметим, что осцилляции интенсивности на частоте $f_b \approx 77$ кГц, наблюдаемые на рис.4, *в* и *е*, связаны не с зависимостью эффективности дифракции от амплитуды ВЧ сигнала, а с временным характером регистрируемой осциллографом интенсивности лазерного из-

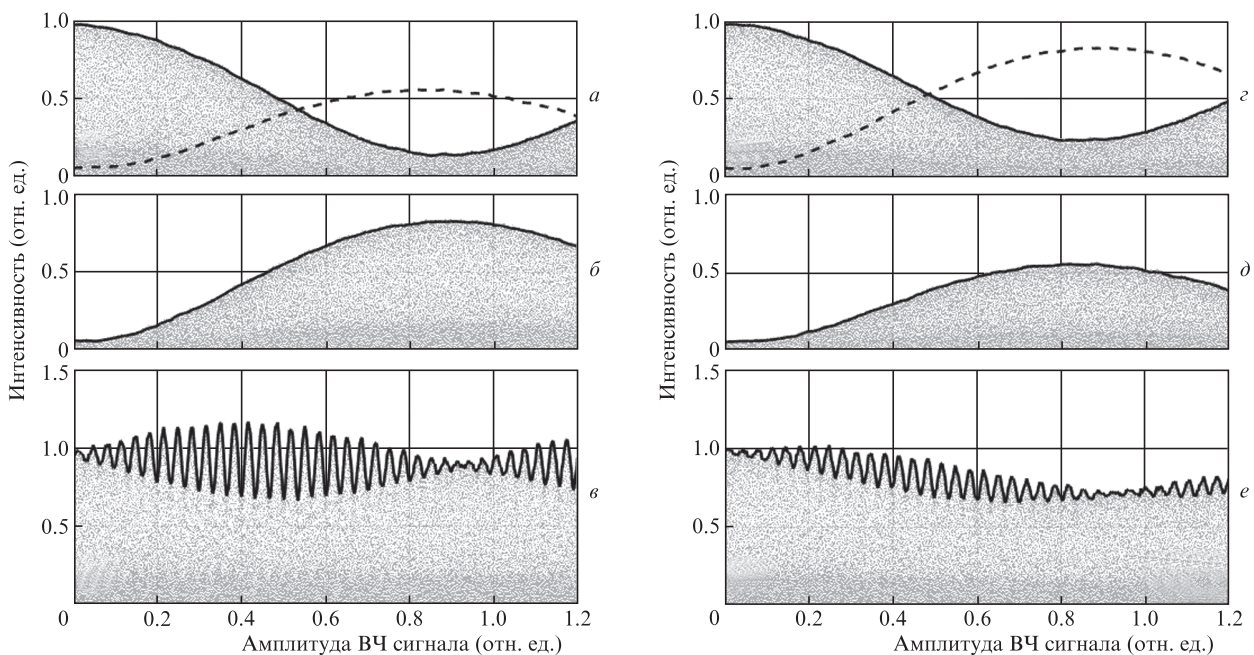


Рис.4. Осциллограммы интенсивности фемтосекундного лазерного излучения при линейно возрастающей амплитуде ВЧ сигнала: *a* – нулевой порядок, е-волна; *б* – минус 1-й порядок, е-волна; *в* – интерференция двух пучков, е-волна; *г* – нулевой порядок, о-волна; *д* – $+1$ -й порядок, о-волна; *е* – интерференция двух пучков, о-волна (штриховые кривые на фрагментах *a* и *г* – огибающие интенсивности соответствующих первых порядков дифракции).

лучения, т. е. с биениями между двумя импульсно-периодическими сигналами с одинаковой частотой повторения f_r и несущими частотами, сдвинутыми на частоту f_s . При изменении частоты ВЧ сигнала в эксперименте период наблюдаемых биений изменялся как $1/f_b$. При этом глубина модуляции определялась именно амплитудой ВЧ сигнала.

Из полученных экспериментальных данных можно сделать следующие выводы.

Во-первых, максимум эффективности дифракции фемтосекундного излучения наблюдается при несколько большей амплитуде ВЧ сигнала, чем для непрерывного излучения, а именно $A \approx 0.85A_{\text{opt}}$. Данный эффект можно объяснить нестационарным характером АО взаимодействия при анизотропной дифракции, вызванным различием групповых скоростей о- и е-волн в двулучепреломляющем кристалле [19]. Максимальная эффективность дифракции при этом ниже, чем для непрерывного излучения.

Во-вторых, эффективность дифракции различна для о- и е-волн, падающих на АОД. Как видно из рис.4,з, при наличии только о-волны максимальная эффективность дифракции составляет примерно 75%, а суммарная интенсивность нулевого и первого порядков близка к 100%. В случае же падения на кристалл е-волны (рис.4,а) минимальная интенсивность нулевого порядка составляет около 13%, но одновременно с этим максимальная интенсивность первого порядка не превышает 55%. Таким образом, суммарная интенсивность нулевого и первого порядков близка к 70%. Основными причинами такого расхождения являются асимметрия векторной диаграммы анизотропной дифракции (рис.1,б) и угловая дисперсия АО взаимодействия. Количественные оценки обнаруженного эффекта приведены в разд.4.

Различие эффективностей дифракции для различных поляризацій падающего фемтосекундного лазерного излучения приводит к тому, что огибающая интерференционной картины, практически симметричная для е-волны (рис.4,в), становится существенно асимметричной для о-волны (рис.4,е).

Важной особенностью АО взаимодействия, необходимой для его применения при когерентном сложении лазерных пучков, является возможность управления относительной фазовой задержкой взаимодействующих пучков. В следующем эксперименте продемонстрировано влияние фазовой задержки, определяемой подаваемым на дефлектор ВЧ сигналом, на интерференцию выходных лазерных пучков.

Частота ВЧ сигнала была установлена равной частоте следования лазерных импульсов, $f_s = f_r = 75.0768$ МГц, что устраняло биения при интерференции двух взаимодействующих пучков. Измерения проводились при постоянной амплитуде ВЧ сигнала $A = 0.45A_{\text{opt}}$, соответствующей максимальной амплитуде биений выходной е-волны. ВЧ сигнал длительностью $T = 512$ мкс был разбит на 32 равных сегмента, при переходе между которыми фаза скачкообразно увеличивалась на $\pi/16$. Таким образом, осциллограммы на рис.5 охватывают полный диапазон изменения фазы ВЧ сигнала на 2л. Из представленных данных видно, что осцилляции интенсивности для выходной е-волны противофазны осцилляциям интенсивности для выходной о-волны. Наблюдаемый небольшой сдвиг фазы между данными на рис.5,а и б обусловлен джиттером ВЧ сигнала, поскольку задающий тактовый синтезатор генератора ВЧ сигналов (частота выборки 1 ГГц) не был синхронизирован с фемтосекундным лазером.

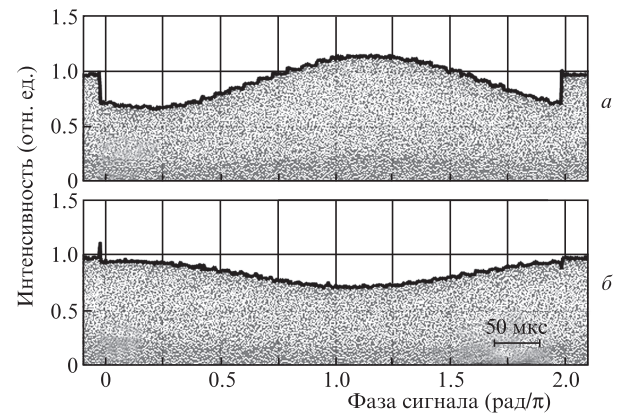


Рис.5. Осциллограммы интенсивности фемтосекундного лазерного излучения при изменении фазы ВЧ сигнала в случае интерференции двух пучков: а – е-волна; б – о-волна.

4. Обсуждение результатов

Как показано выше, количественные характеристики дифракции фемтосекундных лазерных пучков в АОД на основе анизотропной дифракции существенно различаются для двух противоположных направлений рассеяния света, что влияет на эффективность интерференции нескольких пучков. Для количественной оценки этого эффекта рассмотрим геометрию АО взаимодействия более подробно.

Феномен угловой дисперсии АОД в принципе аналогичен угловой дисперсии неколлинеарных АО фильтров [20]: при анализе можно разделить дисперсию угла дифракции при изменении частоты ультразвука (т. е. при выполнении условия фазового синхронизма на каждой длине волны) и дисперсию угла дифракции при постоянной частоте ультразвука (т. е. при выполнении условия фазового синхронизма только для одной длины волны). Эти два типа угловой дисперсии ведут себя качественно по-разному. В рассматриваемой задаче играет роль второй тип угловой дисперсии, поскольку частота ВЧ сигнала фиксирована, и условие синхронизма выполняется только на центральной длине волны спектра фемтосекундного излучения $\lambda = 800$ нм. При этом работа вблизи тангенциальной геометрии анизотропного АО взаимодействия приводит к двум отличиям от АО фильтров. Во-первых, полес частот фазового синхронизма существенно шире, чем в фильтрах, и, во-вторых, частотно-угловые характеристики дифракции сильно асимметричны.

На рис.6 приведены частотно-угловые характеристики АОД с углом среза $\alpha = 6.4^\circ$ кристалла TeO_2 . Для наглядности выбран более широкий, чем в эксперименте, диапазон длин волн 750–850 нм. Другие ветви анизотропной дифракции, не задействованные в экспериментах, на рисунке не показаны. Точками отмечены углы Брэгга $\theta_o = 0.62^\circ$ и $\theta_e = -1.74^\circ$ для центральной длины волны. Для выбранной конфигурации АОД рабочая частота $f_s = 75$ МГц лежит выше низкочастотной дефлекторной геометрии (~ 52 МГц) и ниже точки вырождения (~ 85 МГц).

Угол дифракции и величина фазовой расстройки вычислялись в соответствии с одномерной моделью связанных мод в акустически анизотропной среде [18, 20, 21]. Результаты расчетов представлены на рис.7. Углы дифракции на рис.7,а приведены относительно углов дифракции на центральной длине волны, θ_o и θ_e соответственно.

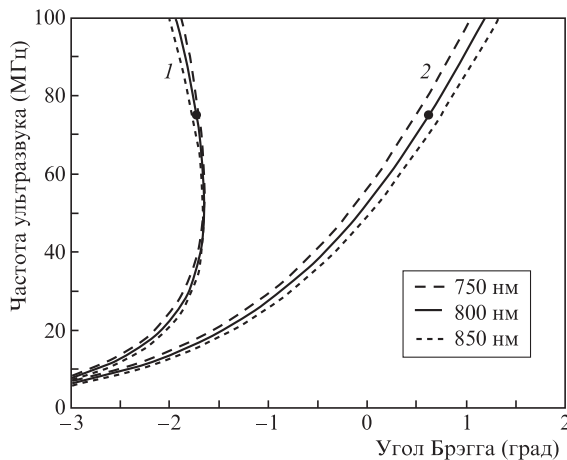


Рис.6. Частотно-угловые характеристики анизотропной дифракции в АОД на различных длинах волн: дифракция е-волны (1) и о-волны (2) (черные точки – рабочие точки на центральной длине волны 800 нм при $f_s = 75$ МГц).

Видно, что угловая дисперсия для двух волн примерно одинакова по абсолютной величине (приблизительно 0.05 мрад/нм для угла дифракции внутри кристалла) и противоположна по знаку. Различие абсолютных величин дисперсии угла дифракции составляет $\sim 5\%$. Фазовая расстройка R на рис.7,б указана в безразмерных абсолютных единицах; падение эффективности дифракции, определяемой выражением

$$H = \frac{\pi^2}{4} \operatorname{sinc}^2\left(\frac{1}{2}\sqrt{1+R^2}\right), \quad (4)$$

на 50% от максимума при $R = 0$ соответствует $R \approx 0.8$. Фазовая расстройка при дифракции е-волны в +1-й порядок примерно в 3.8 раза меньше по абсолютной величине, чем для дифракции о-волны в -1-й порядок, что объясняет более высокую интегральную эффективность дифракции широкополосного излучения, наблюдавшуюся в экспериментах (рис.4).

Как было показано в работе [20], изменение угла наклона выходной грани АО устройства может существенно сказываться на угловой дисперсии дифрагировавшего пучка. Использованный нами АОД имел угол наклона выходной грани 6.16° . В результате преломления пучков угловая дисперсия для выходной е-волны составила по

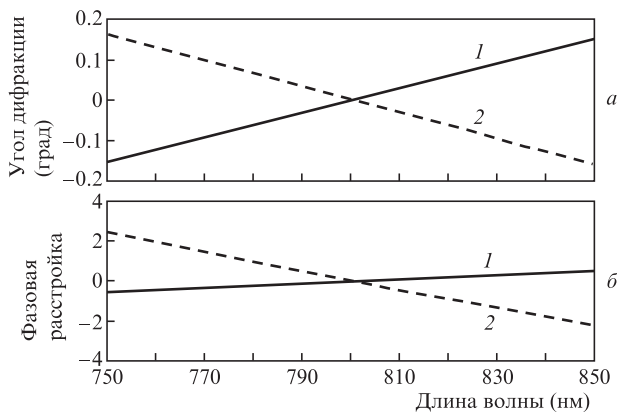


Рис.7. Зависимости угла дифракции (а) и фазовой расстройки (б) от длины волны: дифракция е-волны в +1-й порядок (1) и дифракция о-волны в -1-й порядок (2).

абсолютной величине до 5.7×10^{-3} град/нм, а для о-волны – до 7.4×10^{-3} град/нм.

Отметим, что задача оптимизации геометрии АОД для дифракции фемтосекундного излучения и максимизации интерференции двух лазерных пучков в настоящей работе не рассматривалась. С учетом полученных экспериментальных результатов и количественных оценок можно сделать вывод, что решение данной задачи позволит существенно повысить эффективность интерференции двух фемтосекундных лазерных пучков для применения АОД в качестве оптического устройства когерентного сложения. Оптимизация конструкции АОД для широкополосного лазерного излучения актуальна и для других практических задач фемтосекундной оптики, например для многофотонной конфокальной микроскопии [17].

5. Заключение

Предложен новый метод когерентного сложения двух фемтосекундных лазерных пучков на основе АО взаимодействия. Для достижения эффекта применена синхронная АО дифракция, при которой частота доплеровского сдвига дифрагировавшего пучка совпадает с межмодовым интервалом спектра фемтосекундного излучения. Экспериментальные исследования показали возможность формирования стационарной интерференционной картины на выходе АО ячейки, в которой управление распределением интенсивности между двумя выходными пучками осуществляется фазой управляющего ВЧ сигнала.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 21-12-00247).

1. Mourou G., Brocklesby B., et al. *Nat. Photonics*, **7**, 258 (2013).
2. Bagayev S.N., Trunov V.I., et al. *Laser Phys.*, **24**, 074016 (2014).
3. Müller M., Klenke A., Steinkopf A., et al. *Opt. Lett.*, **43**, 6037 (2018).
4. Высоцкий Д.В., Напартович А.П. *Квантовая электроника*, **49**, 989 (2019) [*Quantum Electron.*, **49**, 989 (2019)].
5. Chang W., Zhou T., et al. *Opt. Express*, **21**, 3897 (2013).
6. Manzoni C., Mucke O.D., Cirmi G., et al. *Laser Photon. Rev.*, **9**, 129 (2015).
7. Fan T.Y. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **11**, 567 (2005).
8. Багаев С.Н., Трунов В.И., Пестряков Е.В., Лещенко В.Е., Фролов С.А., Васильев В.А. *Квантовая электроника*, **44**, 415 (2014) [*Quantum Electron.*, **44**, 415 (2014)].
9. Albrodt P., Jamal M.T., Hansen A.K., Jensen O.B., Blume G., Paschke K., Crump P., Georges P., Lucas-Leclin G. *Opt. Express*, **27**, 928 (2019).
10. Müller M., Aleshire C., Klenke A., et al. *Opt. Lett.*, **45**, 3083 (2020).
11. Волошинов В.Б., Юшков К.Б. *Радиотехника и электроника*, **52**, 727 (2007) [*J. Commun. Technol. Electron.*, **52**, 678 (2007)].
12. Антонов С.Н., Вайнер А.В., Проклов В.В., Резвов Ю.Г. *ЖТФ*, **77** (5), 75 (2007) [*Tech. Phys.*, **52**, 610 (2007)].
13. Волошинов В.Б., Молчанов В.Я., Бабкина Т.М. *ЖТФ*, **70** (9), 93 (2000) [*Tech. Phys.*, **45**, 1186 (2000)].
14. Антонов С.Н. *ИТЭ*, **4**, 51 (2021) [*Instrum. Exp. Tech.*, **64**, 546 (2021)].
15. Yushkov K.B., Molchanov V.Ya. *Proc. 8th Int. Conf. Photon. Opt. Laser Technol. (PHOTOPTICS 2020)* (Valletta, Malta: INSTICC, 2020, pp 86–91).
16. Chizhikov A.I., Mukhin A.V., Egorov N.A., Gurov V.V., Molchanov V.Ya., Naumenko N.F., et al. *Opt. Lett.*, **47**, 1085 (2022).
17. Maak P., Barocsi A., Feher A., et al. *Opt. Commun.*, **530**, 129213 (2023).
18. Балакшиев В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. *Физические основы акустооптики* (М.: Радио и связь, 1985).
19. Юшков К.Б., Молчанов В.Я. *Квантовая электроника*, **41**, 1112 (2011) [*Quantum Electron.*, **41**, 1112 (2011)].
20. Аникин С.П., Есипов В.Ф., Молчанов В.Я., Татарников А.М., Юшков К.Б. *Оптика и спектроскопия*, **121**, 124 (2016)].
21. Yushkov K.B., Chizhikov A.I., Makarov O.Yu., Molchanov V.Ya. *Appl. Opt.*, **59**, 8575 (2020).