

Фемтосекундный автокоррелятор на основе качающейся двулучепреломляющей пластинки

С.М.Кобцев, С.В.Смирнов, С.В.Кукарин, В.Б.Сорокин

Рассмотрена новая схема сканирующего интерференционного автокоррелятора для измерения длительности ультракоротких световых импульсов в фемтосекундном и субпикосекундном диапазонах, отличающаяся нетребовательностью к настройке и компактностью. Переменная временная задержка составляющих светового импульса создается качающейся пластинкой из одноосного кристалла. Получены аналитические выражения для ширины диапазона сканирования и оптимальной ориентации оптической оси кристалла, численно исследовано влияние дисбаланса интенсивностей волн, прошедших по разным оптическим путям, на вид автокорреляционной функции (АКФ). Представлена экспериментальная АКФ импульсов титан-сапфирового лазера длительностью ~ 25 фс.

Ключевые слова: автокоррелятор, ультракороткие импульсы, двулучепреломляющий кристалл.

1. Введение

Автокорреляционные методы являются одними из наиболее важных источников информации о параметрах УКИ лазерного излучения. Регистрируемые автокорреляционные функции (АКФ) позволяют определять длительность импульсов и анализировать при симметричной форме их временную структуру, включая параметры фазовой модуляции (чирпа) [1–3]. К настоящему времени разработано и исследовано множество сканирующих автокорреляторов, построенных на базе интерферометра Майкельсона и предназначенных для исследования УКИ с относительно высокой частотой повторения.

Схемы этих автокорреляторов различаются, в основном, способом создания варьируемой оптической задержки УКИ в одном из плеч интерферометра и системой регистрации АКФ. Переменная оптическая задержка в автокорреляторах на основе интерферометра Майкельсона создается при линейном перемещении [4–6] или вращении [7, 8] уголкового отражателя, вращении (качании) двухзеркального перископа [9–11], вращении отражателя специальной формы [12]. Интерференционная картина регистрируемой АКФ задает метки времени, позволяющие легко и достаточно точно калибровать временной масштаб АКФ.

К недостаткам автокорреляторов, в которых временное сканирование осуществляется изменением длины одного плеча интерферометра Майкельсона, можно отнести необходимость их достаточно тщательной настройки: в центре диапазона сканирования длины плеч интерферометра Майкельсона L должны быть равны с точностью порядка $c\Delta t$, где c – скорость света, Δt – длительность исследуемого импульса. Для импульсов длительностью 100 и 10 фс это составляет соответственно 30 и 3 мкм. «Смягчить» требование равенства плеч интерферометра

Майкельсона можно увеличением диапазона сканирования. При этом неточность начального выравнивания плеч приведет лишь к тому, что разность оптического хода будет равна нулю не в центре диапазона сканирования. В этом случае для получения АКФ достаточно соблюдать условие равенства плеч интерферометра Майкельсона с точностью порядка $c\Delta T$, где ΔT – диапазон сканирования.

Таким образом, при увеличении диапазона сканирования автокоррелятора упрощается процесс его настройки, но возникает другая проблема, связанная с разъюстировкой интерферометра Майкельсона при сканировании. Эта разъюстировка проявляется, как минимум, в дополнительной (паразитной) амплитудной модуляции АКФ и, как максимум, в исчезновении интерференции между световыми пучками, выходящими из разных плеч интерферометра Майкельсона. Кроме того, в интерферометре Майкельсона УКИ могут искажаться вследствие дисперсии отражающих покрытий зеркал и «проходных» оптических элементов (делитель, ретропризма), а также из-за несимметричности конфигурации интерферометра [13].

Недостатки существующих автокорреляторов на базе интерферометра Майкельсона стимулируют поиск новых автокорреляционных устройств измерения УКИ. В работах [14, 15] предложен сканирующий интерференционный автокоррелятор принципиально другой конфигурации – с использованием призмы Волластона. Временная задержка между обыкновенной и необыкновенной волнами входного импульса может варьироваться при перемещении призмы Волластона в направлении, перпендикулярном входному пучку. Автокоррелятор такой конструкции практически не требует настройки, однако может деформировать исходные УКИ и, следовательно, АКФ из-за относительно большой толщины используемых призм Волластона, а также вследствие неоднородности оптической задержки в сечении пучка, возникающей в плоскости соединения треугольных призм.

В настоящей работе рассмотрена новая схема сканирующего фемтосекундного автокоррелятора [16], прак-

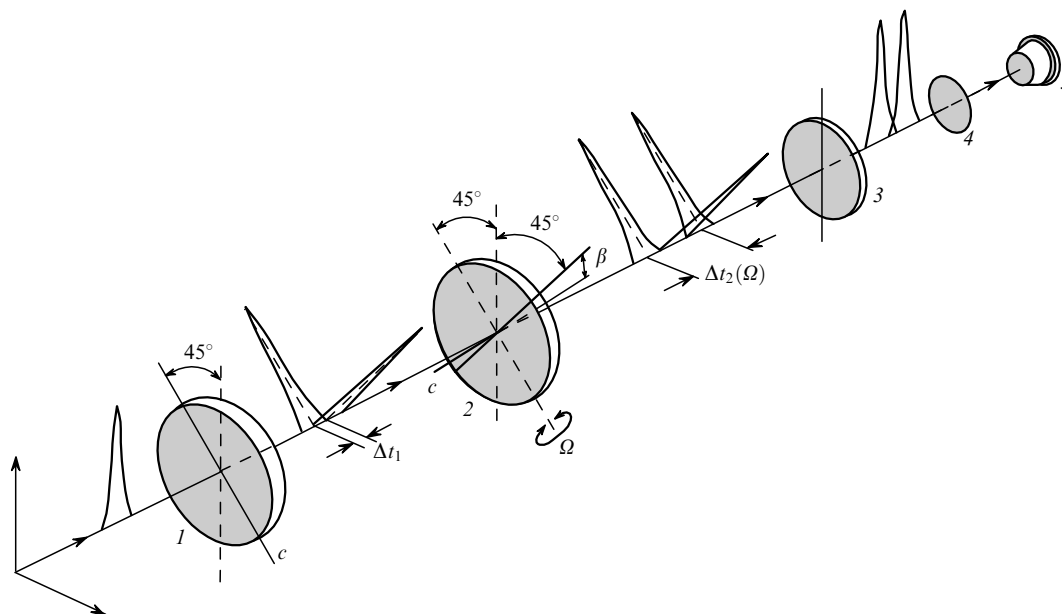


Рис.1. Схема сканирующего автокоррелятора на основе качающейся двулучепреломляющей пластинки:

1 – неподвижная двулучепреломляющая пластинка; 2 – качающаяся двулучепреломляющая пластинка; 3 – поляризационный фильтр; 4 – линза; 5 – нелинейный фотоприемник; c – оптическая ось; β – угол между оптической осью и поверхностью пластинки; Ω – угол отклонения пластинки 2 относительно оси, лежащей в плоскости пластинки и перпендикулярной проекции оптической оси на поверхность пластинки; Δt_1 и $\Delta t_2(\Omega)/2$ – задержки между обыкновенной и необыкновенной составляющими импульса после пластинок 1 и 2 соответственно.

тически не требующего настройки, достаточно простого в изготовлении и позволяющего регистрировать АКФ при меньшем уровне деформаций временной структуры исходных УКИ.

2. Схема автокоррелятора

Схема автокоррелятора изображена на рис.1. Импульс лазерного излучения проходит через двулучепреломляющую пластинку 1, оптическая ось которой параллельна ее поверхности и образует угол 45° с плоскостью поляризации падающего пучка, вследствие чего возникают обыкновенная и необыкновенная составляющие исходного импульса, поляризованные во взаимно ортогональных плоскостях и разделенные интервалом времени Δt_1 .

Далее эти составляющие проходят через двулучепреломляющую пластинку 2, оптическая ось которой образует с ее поверхностью угол β , а проекция оптической оси на поверхность пластинки ортогональна оптической оси пластинки 1. При этом составляющая исходного импульса, которая прошла через пластинку 1 как обыкновенная волна, через пластинку 2 пройдет как необыкновенная, и наоборот, так что при соответствующем выборе параметров пластинок 1 и 2 общая временная задержка Δt между составляющими исходного импульса после прохождения ими пластинок 1 и 2 может быть равна нулю и будет изменять знак при определенном изменении ориентации пластинки 2 (например, в процессе ее качания). Так может достигаться плавная знакопеременная задержка составляющих исходного импульса относительно друг друга.

Затем эти составляющие проходят через поляризационный фильтр 3, после чего их суперпозиция фокусируется линзой 4 на нелинейный фотоприемник 5, электрический отклик которого пропорционален квадрату интенсивности регистрируемого излучения УКИ. В качестве

нелинейного фотоприемника используется светодиод [14, 17]. Основное требование к светодиоду: ширина его запрещенной зоны должна быть больше энергии кванта входного излучения, тогда переход электрона в зону проводимости произойдет при одновременном поглощении двух фотонов. Этим достигается необходимый нелинейный электрический отклик фотоприемника 5 [18].

В качестве нелинейных фотоприемников в автокорреляторах могут использоваться как свето-, так и фотодиоды [19–21], лазерные диоды [22], полупроводниковые световоды [23] и другие устройства [24, 25]. В отличие от применявшихся ранее для регистрации АКФ традиционных пар нелинейный кристалл–линейный фотоприемник, перечисленные выше элементы обеспечивают в качестве приемников излучения нелинейный электрический отклик в более широкой спектральной области без необходимости их подстройки (пока выполняется условие $E/2 < h\nu < E$, где E – ширина запрещенной зоны, $h\nu$ – энергия кванта излучения), не искажают временную структуру УКИ при регистрации (нелинейный кристалл может существенно деформировать временную структуру УКИ при неточном фазовом синхронизме, при недостаточном спектральном синхронизме [10] и т. д.), более чувствительны (нелинейный отклик $\sim 10^{-2} - 10^{-5}$ нА/мВт² [18]) и более долговечны (по сравнению с нелинейным кристаллом), а также относительно недороги. В рассматриваемом автокорреляторе в качестве нелинейного фотоприемника в спектральной области 700–1000 нм используется светодиод АЛ307, но могут быть использованы и другие нелинейные фотоприемники.

3. Расчет параметров качающейся двулучепреломляющей пластинки

Рассмотрим прохождение светового пучка через наклонную двулучепреломляющую пластинку (рис.2). Оптическая задержка между обыкновенной и необыкновен-

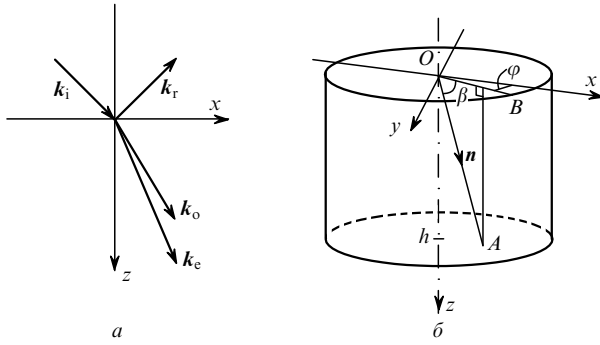


Рис.2. Прохождение светового пучка через наклонную двулучепреломляющую пластинку в используемой системе координат (ось z направлена по нормали к пластинке, плоскость xz является плоскостью падения, содержащей волновые векторы) (а) и в геометрии двулучепреломляющей пластинки (OA – оптическая ось, OB – ее проекция на поверхность пластинки, n – единичный вектор, направленный вдоль оптической оси, h – толщина пластинки, β – угол между оптической осью и поверхностью пластинки, φ – угол между проекцией оптической оси на поверхность пластинки и плоскостью падения xz) (б).

ной волнами на выходе двулучепреломляющей пластинки складывается из разности фаз $\delta\varphi$, набираемой внутри пластинки ($\delta\varphi_{in}$) и вне ее ($\delta\varphi_{ext}$):

$$\delta\varphi = \delta\varphi_{in} + \delta\varphi_{ext} = \left(\frac{k_o S_o}{S_{oz}} - \frac{k_e S_e}{S_{ez}} \right) h + \left(\frac{k_i S_e}{S_{ez}} - \frac{k_i S_o}{S_{oz}} \right) h, \quad (1)$$

где k_i, k_r, k_o и k_e – волновые векторы падающей, отраженной, обыкновенной и необыкновенной волн соответственно; S_o, S_e – векторы Пойнтинга; S_{oz}, S_{ez} – их проекции на ось z ; h – толщина пластинки.

Преобразуя (1) с помощью выражений для k_{oz} и k_{ez} , найденных из решения уравнения Френеля [26], и зависимостей между углами, характеризующими положение оптической оси двулучепреломляющей пластинки [27], получаем задержку во времени между обыкновенной и необыкновенной волнами на выходе наклонной двулучепреломляющей пластинки:

$$\delta t = \frac{h}{c} \left\{ (n_o^2 - \sin^2 i)^{1/2} + \frac{\delta_n \sin \beta \cos \beta \sin i \cos \varphi}{\delta_n \sin^2 \beta + n_e^{-2}} - \frac{1}{\delta_n \sin^2 \beta + n_e^{-2}} \left[\delta_n^2 \sin^2 \beta \cos^2 \beta \sin^2 i \cos^2 \varphi - (\delta_n \sin^2 \beta + n_e^{-2}) (\delta_n \cos^2 \beta \sin^2 i \cos^2 \varphi + n_e^{-2} \sin^2 i - 1) \right]^{1/2} \right\}, \quad (2)$$

где i – угол падения; β – угол между оптической осью и поверхностью пластинки; φ – угол между осью x и проекцией оптической оси на поверхность пластинки (рис.2,б); $\delta_n = n_o^{-2} - n_e^{-2}$.

Для двулучепреломляющей пластинки 2 (рис.1), качающейся с угловой амплитудой Ω_{max} (так, что угол падения i изменяется от $-\Omega_{max}$ до Ω_{max}), ширина диапазона изменения оптической задержки определяется вторым слагаемым в (2), так как только оно содержит зависимость от угла i в первой степени (члены, не содержащие $\sin i$, не влияют на ширину диапазона изменения δt , а

члены более высоких четных порядков можно не учитывать, если коэффициент при $\sin i$ достаточно большой, что реально имеет место). В этом случае

$$\delta t_{max} - \delta t_{min} = \left| 2 \frac{h \delta_n \sin \beta \cos \beta \cos \varphi}{c \delta_n \sin^2 \beta + n_e^{-2}} \sin \Omega_{max} \right|. \quad (3)$$

4. Оптимизация параметров двулучепреломляющих пластинок автокоррелятора

С целью увеличения ширины диапазона сканирования, определяемой (3), необходимо, во-первых, выбрать материал для изготовления пластинки с максимальным $|\delta_n|$, а во-вторых, выбрать соответствующую ориентацию оптической оси двулучепреломляющей пластинки и оси её качания (углы β и φ на рис.2,б). Угол φ должен быть равен нулю, т. е. оптическая ось кристалла должна лежать в плоскости падения; оптимальный угол β между оптической осью и поверхностью пластинки 2 на рис.1 получается из равенства нулю производной выражения (3) по β :

$$\beta_{opt} = \arcsin \left(\frac{n_o^2}{n_o^2 + n_e^2} \right)^{1/2}. \quad (4)$$

Выражение (3) при подстановке в него оптимальных значений углов β и φ приводится к виду

$$\delta t_{max} - \delta t_{min} = \frac{h |n_o^2 - n_e^2|}{c n_o n_e} \sin \Omega_{max}. \quad (5)$$

Для зафиксированной двулучепреломляющей пластинки 1 толщиной h_1 при $i = 0$ и $\beta = 0$ (световой пучок падает по нормали, оптическая ось лежит в плоскости пластинки) оптическая задержка Δt_1 , как следует из (2), имеет вид

$$\delta t_1 = \frac{h_1}{c} (n_o - n_e). \quad (6)$$

Для регистрации АКФ в симметричных по времени пределах (в пренебрежении нелинейностью зависимости δt от угла наклона Ω) толщину h_1 зафиксированной двулучепреломляющей пластинки 1 необходимо выбрать такой, чтобы создаваемая ею оптическая задержка была равна оптической задержке в пластинке 2 при $\Omega = 0$. Из (6) и (2) при $i = 0$ имеем

$$h_1 = \frac{h}{n_o - n_e} \left[n_o - \left(\frac{n_o^2 + n_e^2}{2} \right)^{1/2} \right] \approx \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{8} \frac{n_o - n_e}{n_e} \right). \quad (7)$$

В табл.1 приведены оптимальные значения угла β и соответствующая им ширина диапазона сканирования δt для пластинок из одноосных кристаллов кальцита (CaCO_3), ванадата иттрия (YVO_4) и рутила (TiO_2), характеризующихся относительно большим двулучепреломлением. Данные рассчитаны для пластинок толщиной 1 мм (пластинка 2) при $\Omega_{max} = 15^\circ$ и длине волны 800

Табл.1.

Материал пластинок	n_o	n_e	δ_n	$\beta_{opt} (^\circ)$	δt (фс)	h_1 (мм)
Кальцит (CaCO_3)	1.649	1.482	-0.0876	48.1	184.6	0.46
Ванадат иттрия (YVO_4)	1.972	2.186	0.0479	42.1	178.1	0.51
Рутил (TiO_2)	2.520	2.792	0.0292	42.1	177.2	0.51

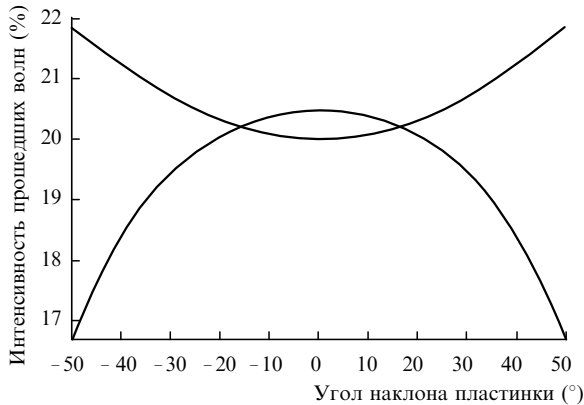


Рис.3. Зависимости интенсивностей прошедших через поляризационный фильтр волн от угла наклона качающейся двулучепреломляющей пластинки. Верхняя и нижняя кривые соответствуют необыкновенной и обыкновенной волнам.

нм. Приведена также соответствующая толщина h_1 зафиксированной пластинки l , найденная из (7).

Рассматриваемые одноосные кристаллы имеют широкие области прозрачности, включающие часть видимого диапазона спектра (500–800 нм) и ближнюю ИК область (800–2000 нм), в пределах которой находятся длины волн излучения многочисленных лазерных источников УКИ (лазеры с активными средами из Ti:сапфира, Cr:LiSAF, Cr/Yb/Nd:YAG, Cr:форстерита, Nd:YVO₄, Yb:YCOB/GdCOB, Er:Yb, а также полупроводниковые и другие лазеры).

Ширина диапазона сканирования, определяемая выражением (5), может быть увеличена за счет увеличения толщины пластинки h и угловой амплитуды её качания Ω_{\max} , однако при этом нужно иметь в виду следующие обстоятельства. Для минимизации дисперсионного расплывания входных импульсов при прохождении пластинок необходимо использовать наиболее тонкие пластинки. Их толщина должна обеспечивать ширину диапазона сканирования как минимум порядка длительности входного импульса, но отношение $\delta t_{\max}/\Delta\tau$ не следует увеличивать без необходимости из-за возможного существенного дисперсионного расплывания входных импульсов.

Использование же достаточно большой угловой амплитуды качания пластинки приводит к появлению существенной нелинейности в зависимости оптической задержки от угла падения, а также к дисбалансу интенсивностей волн, прошедших через качающуюся двулучепреломляющую пластинку. Дисбаланс интенсивностей волн возникает из-за отличия угла β от нуля. Зависимости интенсивностей волн от угла Ω после прохождения их через поляризационный фильтр показаны на рис.3. Они получены в результате численного решения задачи Френеля о прохождении монохроматической волны через кальцитовые пластинки автокоррелятора.

Для исследования влияния дисбаланса интенсивностей интерферирующих волн на вид АКФ нами была построена автокорреляционная функция импульса с гауссовой огибающей:

$$f(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \left[g(t) + \sqrt{\xi} g(t + \tau) \right]^4, \quad (8)$$

$$g(t) = e^{-t^2/T^2} \cos \omega t,$$

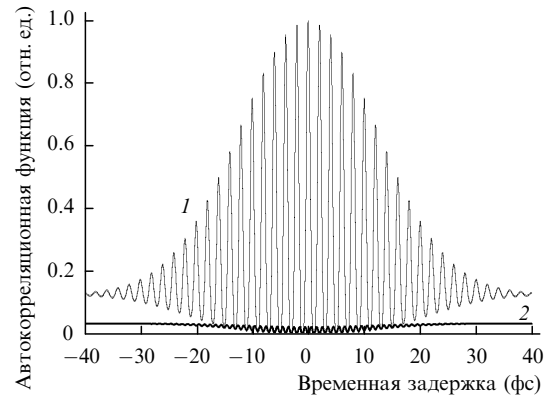


Рис.4. Расчетная АКФ при неравенстве интенсивностей составляющих излучения ($\xi = 1.3$) (1) и увеличенный в 10 раз модуль разности независимо нормированных АКФ, соответствующих интерференции волн разной и равной интенсивности (2).

где ξ – отношение интенсивностей интерферирующих волн; $g(t)$ – зависимость напряженности поля от времени для модельного гауссова импульса; T – его длительность; ω – несущая (средняя) частота. На рис.4 представлены автокорреляционная функция $f(t)$ с $\xi = 1.3$ и увеличенный в 10 раз модуль разности независимо нормированных АКФ, соответствующих интерференции волн разной и равной интенсивности. Параметр $\xi = 1.3$ соответствует расчетному дисбалансу интенсивностей составляющих импульса для кальцитовой пластинки при угле наклона $\Omega = 50^\circ$. Расчетная относительная погрешность измерения АКФ импульса автокоррелятором с кальцитовыми пластинками при $\Omega_{\max} = 50^\circ$, связанная с эффектом дисбаланса интерферирующих волн, не превышает 3%.

Экспериментальный образец автокоррелятора был выполнен с использованием пластинок из кальцита толщиной 0.5 и 1 мм, качание пластинки толщиной 1 мм в диапазоне $\pm \Omega = 15^\circ$ осуществлялось электромеханическим приводом на базе двигателя постоянного тока ДПР-52. В качестве поляризующего элемента автокоррелятора использовался пленочный поляризатор. Для получения автокорреляционной функции входных импульсов было необходимо только совместить сфокусированный

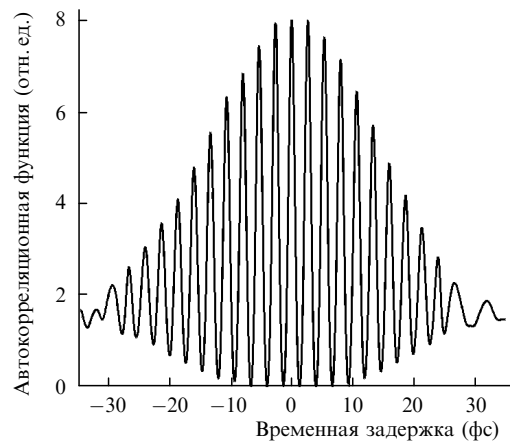


Рис.5. Экспериментальная АКФ импульсов фемтосекундного Ti:сапфирового лазера «FEMoS» (разработка Лаборатории лазерных систем НГУ); ширина по полувысоте АКФ равна 39 фс, расчетная длительность импульсов в предположении sech^2 -образной огибающей – 25 фс.

линзой пучок излучения с рабочей зоной нелинейного фотоприемника, другой настройки автокоррелятора не требовалось. Оптические элементы автокоррелятора не имели каких-либо покрытий, регистрация АКФ становилась возможной при средней мощности входного излучения 1 мВт и частоте следования импульсов 90 МГц. С помощью созданного автокоррелятора получены автокорреляционные функции импульсов фемтосекундного Ti:сапфирового лазера (рис.5). В предположении sech^2 -образной огибающей импульсов измеренная длительность импульсов лазера составила 25 фс.

5. Заключение

Таким образом, использование новой схемы сканирующего интерференционного автокоррелятора для измерения длительности ультракоротких световых импульсов показало, что при наличии двух двулучепреломляющих пластинок толщиной 0.5 и 1 мм из кальцита, ванадата иттрия и рутила диапазон сканирования автокоррелятора составляет около 180 фс на длине волны 800 нм при качании более толстой пластинки с амплитудой 15° . Найдены оптимальные для достижения максимального диапазона сканирования ориентации оптических осей разных кристаллов.

Численно исследован присущий рассмотренному автокоррелятору дисбаланс интенсивностей составляющих импульса, выявлено слабое влияние этого эффекта на вид регистрируемой АКФ.

Несмотря на относительно небольшую толщину двулучепреломляющих пластинок, используемых в автокорреляторе, длительность УКИ, проходящих через них, может увеличиваться вследствие дисперсионного расплывания. Детальному рассмотрению этого эффекта при разных длительностях входных импульсов в разных спектральных областях будет посвящена отдельная работа, однако предварительные расчеты дисперсионного расплывания позволяют сделать вывод о том, что при длительности входных спектрально-ограниченных импульсов 20 фс и более их дисперсионное расплывание в материале пластинок (при общей толщине кальцита, например, 1.5 мм) не превышает 10 % их начальной длительности на длине волны 800 нм. В более длинноволновой области спектра дисперсионное расплывание составляющих УКИ в пластинках автокоррелятора уменьшается и минимизируется в области нулевой дисперсии их матери-

ала (для кальцита – 0.83 и 1.06 мкм, для ванадата иттрия – 1.26 и 1.36 мкм; первое значение соответствует обычной волне, второе – необыкновенной).

Работа выполнена при частичной поддержке программы «Фундаментальная спектроскопия». Авторы благодарят компанию UTAR Scientific Inc. (Канада) за интерес к работе и ее поддержку.

1. Sarger L., Oberle J. In: *Femtosecond laser pulses. Principles and experiments* (Berlin, Springer-Verlag, 1998).
2. Diels J.-C.M., Fontaine J.J., McMichael I.C., Simoni F. *Appl.Optics*, **24**, 1270 (1985).
3. Yan C., Diels J.-C.M. *J.Opt.Soc.Amer.B*, **8**, 1259 (1991).
4. Kurobori T., Cho Y, Matsuo Y. *Optics Comms.*, **40**, 156 (1981).
5. Watanabe A., Tanaka S., Kobayashi H. *Rev.Sci.Instr.*, **56**, 2259 (1985).
6. Watanabe A., Saito H., Ishida Y., Yajima T. *Optics Comms.*, **69**, 405 (1989).
7. Harde H., Burggraf H. *Optics Comms.*, **38**, 211 (1981).
8. Xinan G., Lambsdorff M., Kuhl J., Biachang W. *Rev.Sci.Instr.*, **59**, 2088 (1988).
9. Yasa Z.A., Amer N.M. *Optics Comms.*, **36**, 406 (1981).
10. Baraulya V.I., Kobtsev S.M., Korablev A.V., Kukarin S.V., Yurkin A.M. *Techn.Progr. of IX Intern.Conf. «Laser Optics»* (St.Petersburg, Russia, 1998, p. 79).
11. Riffe D.M., Sabbah A.J. *Rev.Sci.Instr.*, **69**, 3099 (1998).
12. Wang C.L., Pan C.L. *Patent USA* No. 5,907,423 (1999).
13. Spielmann C., Xu L., Krausz F. *Appl.Optics*, **36**, 2523 (1997).
14. Reid D.T., Padgett M., McGowan C., Sleat W.E., Sibbett W. *Optics Letts*, **22**, 233 (1997).
15. Reid D.T., Sleat W.E., Sibbett W. *Patent USA* No. 6,195,167 (2001).
16. Kobtsev S.M., Kukarin S.V., Sorokin V.B. *Digest CLEO/Europe-2000* (Nice, France, 2000, CTuK103, p. 138).
17. Барауля В.И., Кобцев С.М., Кораблев А.В. *Письма в ЖТФ*, **24**, № 1, 62 (1998).
18. Reid D.T., Sibbet W., Dudley J.M., Barry L.P., Thomsen B., Harvey J.D. *Appl.Optics*, **37**, 8142 (1998).
19. Ranka J.K., Gaeta A.L., Baltuska A., Pshenichnikov M.S., Wiersma D.A. *Optics Letts*, **22**, 1344 (1997).
20. Kikuchi K. *Electron.Letts*, **34**, 123 (1998).
21. Streltsov A.M., Moll K.D., Gaeta A.L., Kung P., Walker D., Razeghi M. *Appl.Phys.Letts*, **75**, 3778 (1999).
22. Loza-Alvarez P., Sibbet W., Reid D.T. *Electron.Letts*, **36**, 631 (2000).
23. Skovgaard P.M., Mullane R.J., Nikogosyan D.N., McInerney J.G. *Optics Comms.*, **153**, 78 (1998).
24. Rudolph W., Sheik-Bahae M., Bernstein A., Lester L.F. *Optics Letts*, **22**, 313 (1997).
25. Streltsov A.M., Ranka J.K., Gaeta A.L. *Optics Letts*, **23**, 798 (1998).
26. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. *Электродинамика сплошных сред* (М., Наука, 1992, с. 495).
27. Кобцев С.М., Свенцицкая Н.А. *Оптика и спектроскопия*, **73**, 196 (1992).