Письма в ЖЭТФ, том 116, вып. 7, с. 434 – 441

Определение длительности одноцикловой световой пули среднего инфракрасного диапазона по структуре индуцированных плазменных каналов или центров окраски

А. Е. Дормидонов[+*1)], *Е. Д. Залозная*[+*×], *В. О. Компанец*[*], *С. В. Чекалин*[*], *В. П. Кандидов*[*×]

[+]*Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова, 127055 Москва, Россия*

[*]*Институт спектроскопии РАН, 108840 Троицк, Москва, Россия*

[×]*Физический факультет, МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 2 сентября 2022 г.
После переработки 5 сентября 2022 г.
Принята к публикации 6 сентября 2022 г.

Предложен способ определения длительности и фазы высокоинтенсивных фемтосекундных одноцикловых импульсов среднего инфракрасного диапазона, основанный на записи амплитуды светового поля импульса в пространственной структуре индуцированных плазменных каналов или треков центров окраски в прозрачном диэлектрике. Структура треков записывается и регистрируется при однократном взаимодействии исследуемого импульса со средой, в которой происходит его нелинейная компрессия. Глубина модуляции профиля треков однозначно связана с числом осцилляций светового поля под огибающей распространяющегося импульса, что позволяет определить его длительность. Полученная оценка длительности световой пули среднего инфракрасного диапазона в LiF составляет менее 10 фс. Длительность световой пули, определенная предлагаемым способом, сопоставлена с измерениями автокорреляционным и кросскорреляционным методами.

DOI: 10.31857/S1234567822190041, EDN: khrtbm

Фемтосекундные лазерные импульсы являются уникальным инструментом современной спектроскопии, позволяющим регистрировать сверхбыстрые переходные процессы в атомарных и молекулярных системах, твердом теле и биологических объектах [1–3]. Сокращение длительности лазерных импульсов и переход к так называемым биполярным и униполярным импульсам, длительность которых близка к одному периоду осцилляций светового поля, позволяет изучать фундаментальные свойства вещества, чувствительные к временной структуре поля внутри огибающей импульса. В косинус-моде одноциклового биполярного импульса максимум его огибающей совпадает с максимумом оптических осцилляций и напряженность воздействующего электрического поля существенно выше, чем в синус-моде, при которой в максимуме огибающей поле обращается в нуль. Таким образом, в экспериментах становится необходимым контролировать не только длительность огибающей, но и фазу осцилляций светового поля одноциклового импульса, главным образом определяющую нелинейно-оптический отклик вещества [4]. Следует учитывать, что в процессе распространения одноциклового импульса в среде с материальной дисперсией происходит периодическая смена косинус- и синус-мод, а, следовательно, и режима нелинейно-оптического взаимодействия вследствие сдвига фазы между огибающей импульса и несущей частотой, вызванного различием фазовой и групповой скоростей [4–6].

Определение длительности и структуры поля одноцикловых импульсов является нетривиальной задачей из-за экстремально широкой спектральной полосы и сложного временного профиля интенсивности. Прохождение такого импульса через любые оптические компоненты неизбежно вносит дисперсионные искажения временного профиля и фазы, что ограничивает точность измерений. Широко используемый автокорреляционный метод измерения длительности ультракоротких импульсов оказывается неприменим для решения поставленной задачи, поскольку позволяет зарегистрировать лишь зависимость интенсивности импульса от времени и является инвариантным к изменению абсолютной фазы. Для прямой регистрации светового поля ультракороткого импульса наиболее перспективными на данный момент являются методы частотно-временного оптического стробирования (FROG) [7],

1) e-mail: dormidonov@gmail.com

спектрально-фазовая интерферометрия для непосредственного восстановления электрического поля (SPIDER) [8] и эволюционная реконструкция фазы по интерферометрическим автокорреляционным измерениям EPRIAC [9]. Несмотря на то, что данные методы позволяют получать информацию не только о временной развертке интенсивности импульса, но и о временной форме его фазы, существует ряд факторов, ограничивающих возможность их применения для характеризации одноцикловых импульсов среднего инфракрасного диапазона. К ним относится, например, ограничение на ширину спектра измеряемого импульса и низкий отклик кремниевого детектора в инфракрасном спектральном диапазоне, что требует многоимпульсной регистрации, при которой точность измерений ограничивается стабильностью излучения лазерной системы [10]. В работе [11] предложена модификация классического метода SPIDER, в которой информация о фазе кодируется с помощью пространственной карты спектральной интерференции (X-SEA-F-SPIDER). Такой подход, адаптированный для измерений импульсов среднего инфракрасного (ИК) диапазона, позволяет существенно уменьшить ошибки и избежать артефактов при восстановлении структуры поля сверхкоротких импульсов [10, 12]. Тем не менее, перечисленные методы сложны в реализации, как на этапе создания экспериментальной установки, так и при математической обработке полученных результатов.

Основным механизмом получения одноцикловых импульсов является нелинейная самокомпрессия фемтосекундных импульсов ИК диапазона в среде с аномальной дисперсией групповой скорости (АДГС). Одной из возможных реализаций такого метода является солитонное сжатие импульсов ближнего и среднего ИК диапазонов в полых фотонно-кристаллических световодах [13, 14]. Широкополосная аномальная дисперсия, необходимая для солитонного преобразования импульсов, обеспечивается структурой световодной системы, оптимизируемой в классе полых фотонно-кристаллических световодов с антирезонансной оболочкой. Другим способом получения импульса, содержащего одно колебание светового поля, не требующего направляющих волноводных структур, является формирование световой пули (СП) при филаментации фемтосекундных лазерных импульсов в объеме прозрачной среды в условиях АДГС [15]. Наиболее подходящими известными средами, имеющими АДГС в ближнем и среднем ИК диапазоне, являются фториды щелочных металлов: CaF_2, BaF_2, LiF. Спектральные окна прозрачности фторидов перекрывают ультрафиолетовый и инфракрасный диапазоны, что необходимо для генерации суперконтинуума – сверхуширения спектра, сопровождающего экстремальное сжатие импульса. Сформированная СП представляет собой волновой пакет, который при дифракции и АДГС экстремально сжимается в пространстве и во времени в отсутствие каких-либо направляющих структур вследствие фазовой самомодуляции в среде с керровской нелинейностью [16]. Световое поле СП локализовано в ее ядре, длительность которого составляет около одного периода оптических осцилляций, диаметр – порядка нескольких длин волн [17]. Ядро СП содержит около 10% энергии начального импульса, пиковая напряженность электрического поля соответствует интенсивности ~ 100 ТВт/см^2. Распространяясь в среде, высокоинтенсивная СП приводит к фотоионизации и формированию протяженных плазменных каналов, отражающих структуру поля СП [6]. В LiF образуется пунктирный трек долгоживущих центров окраски (ЦО), профиль концентрации которых отражает периодическую смену косинус- и синус-мод одноцикловой СП и позволяет получить информацию о трансформации светового поля с расстоянием после воздействия единичного лазерного импульса, избегая тем самым ошибок эксперимента из-за разброса параметров импульсов от выстрела к выстрелу.

В настоящей статье предлагается способ определения длительности и фазы одноцикловых СП среднего ИК диапазона по структуре плазменных каналов или треков ЦО, индуцируемых при однократном взаимодействии лазерного импульса со средой. Плазменный канал или трек ЦО записывается и регистрируется непосредственно в среде, в которой происходит формирование одноцикловой СП. Данный способ принципиально лишен дисперсионных и нелинейных искажений, связанных с наличием дополнительных оптических элементов в измерительной схеме.

Рассмотрим линейно поляризованный импульс с гауссовой огибающей и гармонической несущей на частоте ω_0, распространяющийся в линейной прозрачной диэлектрической среде с групповой скоростью v_g. В бегущей системе координат $\tau = t - z/v_g$ эволюция напряженности электрического поля $E(z,\tau)$ описывается выражением:

$$E(z,\tau) = E_0 \exp\left(-\frac{\tau^2}{2{\tau_e}^2}\right) \exp(-i\omega_0\tau + i\phi(z)) + \text{c.c.}, \quad (1)$$

где E_0 – амплитуда напряженности, τ_e – половинная длительность импульса по уровню e^{-1} квадра-

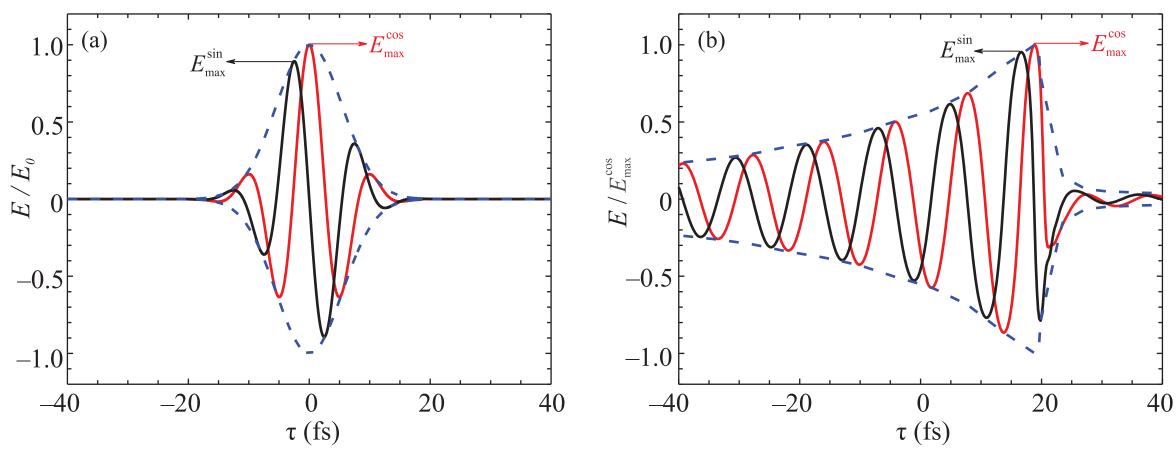

Рис. 1. (Цветной онлайн) Напряженность электрического поля $E(\tau)$ на центральной длине волны $\lambda_0 = 3350$ нм: (a) – в гауссовом импульсе, длительность τ_e которого равна периоду осцилляций T_0, и (b) – в сформировавшейся в LiF световой пуле. Красная кривая – косинус-мода ($\phi = \pi m$), черная кривая – синус-мода ($\phi = \frac{\pi}{2} + \pi m$)

та модуля амплитуды, $\phi(z) = \omega_0(\frac{1}{v_{ph}} - \frac{1}{v_g})z$ – фаза гармонической несущей, $v_{ph} = c/n(\omega_0)$ – фазовая скорость, $v_{gr} = c/\left[n(\omega_0) + \omega_0 \frac{\partial n}{\partial \omega}\Big|_{\omega_0}\right]$ – групповая скорость, $n(\omega)$ – показатель преломления среды.

Фаза $\phi(z)$ определяет положение гармонической несущей светового поля относительно максимума огибающей при распространении с групповой скоростью v_g на расстояние z. При $\phi(z) = \pi m$ ($m \in \mathbb{Z}$) максимум оптических осцилляций несущей совпадает с максимумом огибающей – формируется косинус-мода импульса, а при $\phi(z) = \frac{\pi}{2} + \pi m$ – синус-мода, при которой поле обращается в нуль в максимуме огибающей (рис. 1a). Таким образом, различие фазовой и групповой скоростей приводит к периодической смене косинус- и синус-моды при распространении импульса через каждый пройденный отрезок Δz:

$$\Delta z = \frac{\lambda_0 v_g}{2n(\omega_0)(v_{ph} - v_g)} \approx \frac{1}{2}\left(\frac{\partial n}{\partial \lambda}\bigg|_{\lambda_0}\right)^{-1}, \qquad (2)$$

где $\lambda_0 = c/T_0$ – длина волны несущей, $T_0 = 2\pi/\omega_0$ – ее период. Период Δz определяется материальной дисперсией среды и, как правило, составляет от 10 до 100 мкм, например, в LiF при $\lambda_0 = 3350$ нм $\Delta z \approx 30$ мкм [6].

Как видно из (1), величина максимальной амплитуды электрического поля импульса $E_{\max}(z) = \max_\tau(|E(\tau,z)|)$ определяется фазой $\phi(z)$. В косинус-моде величина максимальной амплитуды $E_{\max}^{\cos} = E_{\max}(\phi = \pi m)$ совпадает со значением E_0. В синус-моде максимум гармонической несущей сдвинут на четверть периода относительно максимума огибающей, и величина максимальной амплитуды $E_{\max}^{\sin} = E_{\max}(\phi = \frac{\pi}{2} + \pi m)$ становится в $\exp\left(-T_0^2/32\tau_e^2\right)$ раз меньше E_0. Отличие максимальных амплитуд напряженности электрического поля в косинус- и синус-моде импульса резко возрастает с уменьшением в нем числа оптических осцилляций и наиболее существенно для одноцикловых импульсов $\tau_e \le T_0$.

Параметром, определяющим изменение максимальной амплитуды при периодической смене косинус- и синус-моды импульса, является глубина модуляции G_E квадрата напряженности поля $E_{\max}^2$, равная:

$$G_E = \frac{E_{\max}^2(\phi = \pi m) - E_{\max}^2(\phi = \frac{\pi}{2} + \pi m)}{E_{\max}^2(\phi = \pi m) + E_{\max}^2(\phi = \frac{\pi}{2} + \pi m)}. \qquad (3)$$

На рисунке 2a сплошной кривой представлена зависимость G_E от отношения τ_e/T_0, характеризующего число периодов колебаний светового поля, укладывающихся под огибающей импульса. Видно, что при $\tau_e/T_0 = 0.3$ глубина модуляции G_E составляет более 30 % и падает до величины $G_E = 3\,\%$ при $\tau_e/T_0 = 1$. Следует отметить, что полученная зависимость не зависит от несущей длины волны λ_0 и определяется только отношением τ_e/T_0.

Периодическое изменение максимальной амплитуды $E_{\max}(z)$ при распространении импульса приводит к пространственной модуляции нелинейно-оптического воздействия светового поля на диэлектрик. При достаточной величине амплитуды светового поля фотоионизация среды приведет к формированию плазменного канала, концентрация электронов $N_e(z)$ в котором без учета процессов рекомбинации вычисляется интегрированием уравнения:

$$\frac{\partial N_e(z,\tau)}{\partial \tau} = W_F\left(1 - \frac{N_e}{N_0}\right) + W_A N_e, \qquad (4)$$

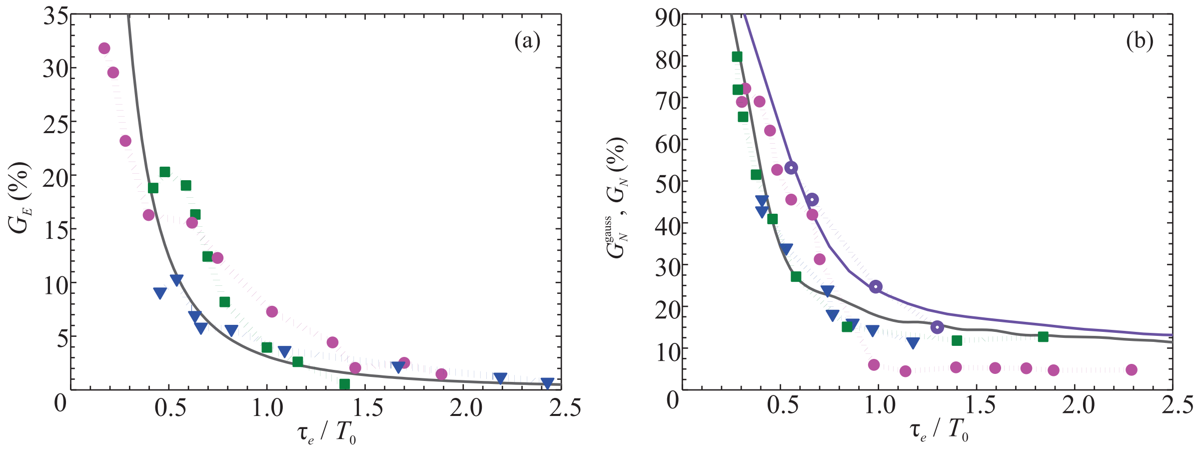

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Зависимость (3) глубины модуляции G_E квадрата максимальной напряженности $E^2_{\max}$ электрического поля гауссового импульса (сплошная кривая) и численно рассчитанных световых пуль (символы) на различных длинах волн в LiF от количества периодов поля T_0 под огибающей с длительностью τ_e. (b) – Зависимость глубины модуляции G_N концентрации электронов (аналогично (3)) в плазменном канале от количества периодов поля под огибающей. Сплошные кривые – аналитическая оценка для модельного гауссова импульса для LiF ($\lambda_0 = 3350$ нм) (черная кривая) и SiO_2 ($\lambda_0 = 2600$ нм) (сиреневая кривая), символы – результаты численного моделирования плазменных каналов световых пуль в LiF и SiO_2. Приведены результаты моделирования в LiF на длинах волн 3100 нм (синие треугольники), 3350 нм (зеленые квадраты), 4000 нм (розовые круги) и в SiO_2 на длине волны 2600 нм (сиреневые пустые круги)

где N_0 – концентрация нейтральных атомов, W_F и W_A – соответственно скорости фото- и лавинной ионизации среды, монотонно зависящие от амплитуды действующего светового поля [18]. Следовательно, профиль концентрации электронов $N_e(z)$ в наведенном плазменном канале также будет иметь пространственную модуляцию с периодом Δz, "отслеживая" периодическую смену косинус- и синус-мод импульса. Глубина модуляции концентрации электронов G_N^{gauss} определяется выражением, аналогичным (3). На рисунке 2b сплошными кривыми изображены зависимости глубины модуляции G_N^{gauss} концентрации электронов в плазменном канале от отношения τ_e/T_0 действующего гауссова импульса в LiF на длине волны $\lambda_0 = 3350$ нм и в SiO_2 на $\lambda_0 = 2600$ нм. Амплитуда импульса E_0 соответствовала интенсивности, характерной для одноцикловой СП $I = 5 \cdot 10^{14}$ Вт/см^2. В диапазоне изменения центральной длины волны импульса от 2500 до 4000 нм, полученная зависимость $G_N^{\text{gauss}}(\tau_e/T_0)$ практически не зависит от центральной длины волны импульса λ_0 и ставит однозначное соответствие между глубиной модуляции G_N и отношением τ_e/T_0. Это позволяет по профилю концентрации электронов $N_e(z)$ определять длительность огибающей и фазу несущей для одноцикловых импульсов в случае $\tau_e \le T_0$ в рассмотренном спектральном диапазоне. Видно, что при $\tau_e < T_0$ глубина модуляции G_N^{gauss} концентрации электронов резко возрастает, достигая значения $G_N^{\text{gauss}} = 35\,\%$ при $\tau_e/T_0 = 0.5$ и $G_N^{\text{gauss}} = 90\,\%$ при $\tau_e/T_0 = 0.25$. С увеличением длительности импульса τ_e до периода осцилляций T_0 глубина модуляции G_N^{gauss} падает до 20 % и мало меняется с дальнейшим ростом τ_e, сокращаясь до величины $G_N^{\text{gauss}} = 15\,\%$ при $\tau_e/T_0 = 2$, что ограничивает точность определения длительности импульса по глубине модуляции плазменного канала в случае $\tau_e > T_0$.

Обобщим установленную закономерность на СП, формирующиеся при филаментации фемтосекундных лазерных импульсов в объеме прозрачной среды в условиях АДГС. Распределение напряженности электрического поля на оси пучка $E(r = 0, z, \tau)$ СП (рис. 1b), полученное в результате решения однонаправленного уравнения распространения импульсного излучения [19] на центральной длине волны 3350 нм в LiF средствами компьютерного кода [20], качественно отличается от поля гауссова импульса (рис. 1a). Спектр СП является существенно уширенным вследствие генерации высших гармоник и суперконтинуума [21]. Определим огибающую СП, как гладкую кривую, проходящую через максимумы модуля напряженности электрического поля $E(r = 0, \tau)$ на рассматриваемом расстоянии z, ее длительность τ_e, как половину временного интервала, на котором квадрат напряженности электрического поля на оси СП удовлетворяет условию:

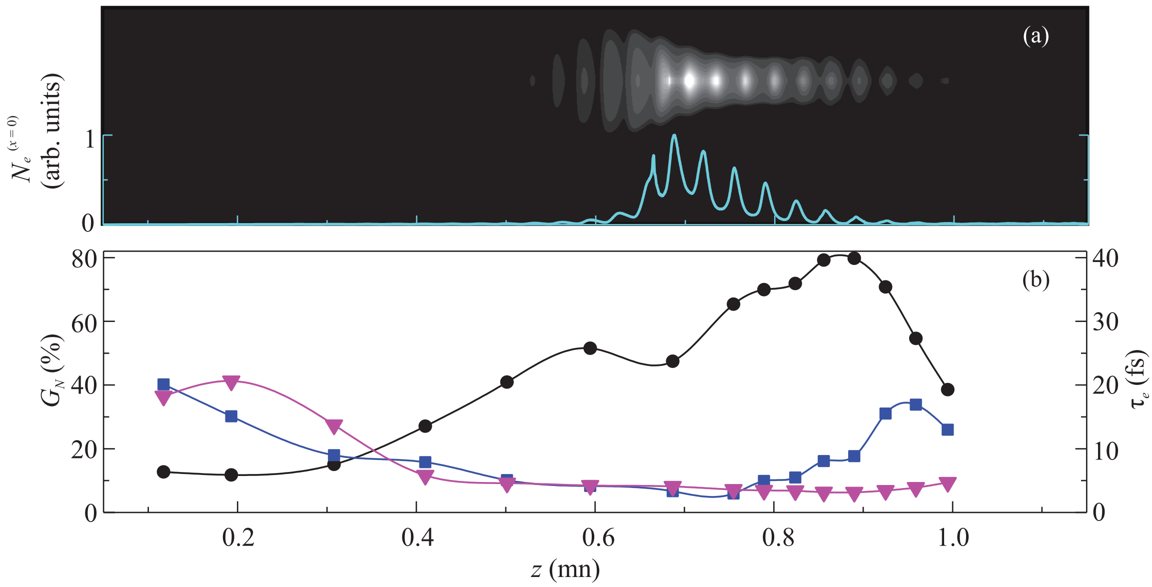

Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Численно полученное распределение концентрации свободных электронов $N_e(x,z)$ в LiF при распространении СП на длине волны 3350 нм. Голубая кривая – профиль концентрации электронов на оси плазменного канала $N_e(x=0,z)$. (b) – Изменение с расстоянием глубины модуляции $G_N(z)$ профиля концентрации свободных электронов (круглые символы), длительности СП $\tau_e(z)$, рассчитанной по профилю светового поля (квадратные символы), и по глубине модуляции плазменного канала $G_N(z)$ (треугольные символы)

$$|E|^2 \geq e^{-1}E^2_{\max}. \qquad (5)$$

Такое определение длительности световой пули соответствует длительности τ_e огибающей гауссова импульса (1).

Максимум напряженности электрического поля $E_{\max}$ на оси СП периодически меняется вдоль ее распространения вследствие сдвига фазы несущей относительно огибающей, как и в гауссовом импульсе. На расстоянии z_1 сдвиг фазы несущей относительно огибающей в СП обращается в нуль ($\phi = \pi m$), где $E_{\max} = E^{\cos}_{\max}$ достигает максимума (косинус-мода СП), и равен $\phi = \frac{\pi}{2} + \pi m$ на расстоянии z_2, где $E_{\max} = E^{\sin}_{\max}$ – минимально (синус-мода СП) (рис. 1b). Глубина модуляции G_E максимального значения квадрата напряженности электрического поля $E^2_{\max}$, определяемая по (3), для численно рассчитанных СП на центральных длинах волн λ_0 начального фемтосекундного импульса, равных 3100, 3350 и 4000 нм, представлена на рис. 2a различными символами. Серии значений G_E для каждой длины волны λ_0 на рис. 2a соответствуют различной длительности импульса, изменяющейся в процессе его самокомпрессии и распространения сформировавшейся СП в LiF. Видно, что глубина модуляции $E^2_{\max}$ в сжимающемся импульсе при формировании СП возрастает с уменьшением длительности τ_e, качественно и количественно соответствуя зависимости $G_E(\tau_e/T_0)$, полученной для гауссова импульса.

Влияние модуляции $E^2_{\max}$ в СП на распределение концентрации свободных электронов $N_e(x,z)$ в плазменном канале СП иллюстрирует рис. 3a. Здесь представлено в LiF на центральной длине волны $\lambda_0 = 3350$ нм рассчитанное распределение, проинтегрированное по одной из поперечных координат: $N_e(x,z) = \int N_e(r,z)dy$, что обеспечивает прямое сравнение численных результатов с экспериментальными. В распределении $N_e(x,z)$ отчетливо видны регулярные осцилляции, вызванные периодической сменой косинус- и синус-моды одноцикловой СП. Голубой линией на рис. 3a изображен профиль концентрации электронов $N_e(x=0,z)$ на оси плазменного канала. На рисунке 3b черной кривой с круглыми символами изображена глубина модуляции $G_N(z)$, рассчитанная аналогично (3) как отношение разности соседних локальных максимумов профиля концентрации электронов к их сумме, а синей кривой с квадратными символами – длительность СП $\tau_e(z)$, определенная по (5) на протяжении существования СП и плазменного канала. Сопоставляя значения $G_N(z)$ и $\tau_e(z)$, получим зависимость $G_N(\tau_e/T_0)$ для СП в различных точках z плазменного канала (рис. 2b – квадратные точки). Аналогичные расчетные зависимости $G_N(\tau_e/T_0)$ для СП на длинах волн $\lambda_0 = 3100$ и 4000 нм изображены на рис. 2b треугольными и круглыми символами, соответственно. Видно, что глубина модуляции $G_N(\tau_e/T_0)$ плазменных каналов СП различных длин волн хорошо согласуется с зависимостью $G_N^{\text{gauss}}(\tau_e/T_0)$, полученной для гауссова импульса. Таким образом, зависимость $G_N^{\text{gauss}}(\tau_e/T_0)$ для гауссова импульса может быть использована для определения длительности одноциклового импульса среднего ИК диапазона, записывающего информацию о фазовых соотношениях светового поля и его огибающей в пространственной структуре индуцированных плазменных каналов в среде. Длительность импульса τ_e, определенная по глубине модуляции плазменного канала СП в различных точках z из аналитической зависимости $G_N^{\text{gauss}}(\tau_e/T_0)$, приведена на рис. 3b (треугольные символы). Полученные значения τ_e находятся в хорошем соответствии со значениями длительности СП, рассчитанными по профилю напряженности светового поля $E(r=0,\tau,z)$ (5) (рис. 3b, квадратные символы).

Сплошные кривые на рис. 2 являются градуировочными зависимостями для определения длительности соответственно гауссова импульса и СП одноцикловой длительности по измеренной глубине модуляции, наведенной концентрации электронов или ЦО. Из приведенных кривых видно, что при длительности $\tau_e < 0.5T_0$ чувствительность предложенного способа снижается и значительные изменения модуляции слабо влияют на величину определяемой длительности. С другой стороны, при $\tau_e > 1.5T_0$ глубина модуляции мала и погрешность в определении длительности существенно возрастает.

Экспериментально глубина модуляции возмущений, наведенных СП, регистрировалась по трекам ЦО, формируемых в одноимпульсном режиме при распространении СП в LiF. Люминесценция микроструктуры из долгоживущих ЦО в LiF, сформированной при многофотонном воздействии фемтосекундного лазерного импульса, отражает распределение напряжения светового поля в СП [22]. Она столь интенсивна, что созданные при воздействии всего одного фемтосекундного импульса микроструктуры могут быть легко зарегистрированы и исследованы после записи при подсветке слабым излучением в полосе их поглощения. Пространственное распределение интенсивности люминесценции структур ЦО, наведенных в образце одноцикловыми СП, фотографировалось на ПЗС камеру с помощью микроскопа при подсветке непрерывным излучением на длине волны 450 нм [22]. Интенсивность свечения трека в LiF напрямую определяется концентрацией ЦО, записанных в процессе взаимодействия с высокоинтенсивным лазерным импульсом. На рисунке 4 представлены картины люминесценции треков ЦО в LiF, записанные СП на длинах волн 3100, 3350 и 4000 нм. На профилях люминесценции отчетливо видна модуляция, свидетельствующая о периодической смене косинус- и синус-мод светового поля СП. Глубина модуляции $G_N(z)$ профилей люминесценции ЦО, рассчитанная аналогично (3) как отношение разности соседних локальных максимумов профиля, приведена круглыми символами на рис. 4b, d, f, соответственно.

Используя зависимость глубины модуляции $G_N^{\text{gauss}}(\tau_e/T_0)$ от длительности τ_e, установленную для гауссова импульса (сплошная кривая рис. 2b), определена длительность $\tau_e(z)$ СП по значениям $G_N(z)$, полученным экспериментально (рис. 4b, d, f, треугольные символы). Полученная минимальная длительность τ_e СП составляет 6.5 фс (4.5 фс HWHM) на длине волны 3150 нм, 5.3 фс (3.7 фс HWHM) на 3350 нм и 5.9 фс (4 фс HWHM) на 4000 нм, что составляет менее одного периода колебаний светового поля T_0.

Для апробации предлагаемого способа определена длительность СП в плавленом кварце, которая ранее измерялась автокорреляционным [23], кросскорреляционным [24] и спектральной интерферометрии [25] методами. Профиль трека плазменного канала, зарегистрированного при одноимпульсной экспозиции излучения в плавленом кварце на длине волны 2600 нм, приведен на рис. 5. Так же как интенсивность люминесценции трека ЦО, интенсивность свечения плазменного трека в диэлектрике напрямую определяется концентрацией свободных электронов, появившихся в процессе фотоионизации среды излучением. Поэтому анализ свечения плазменного канала позволяет получить информацию о распределении концентрации свободных электронов в среде для сравнения с аналитической зависимостью $G_N^{\text{gauss}}(\tau_e/T_0)$ для SiO_2, приведенной на рис. 2b.

Глубина модуляции профиля на рассматриваемом промежутке увеличивается от 8 до 24 %, что при восстановлении длительности импульса с использованием аналитической кривой (сплошная кривая рис. 2b), соответствует его компрессии до $0.97T_0$. Таким образом, длительность СП, сформированной в плавленом кварце, составляет $\tau_e = 8.4$ фс (5.8 фс HWHM), что находится в хорошем соответствии с результатами, полученными в [25].

Предложенный способ позволяет оценить длительность одноцикловой световой пули среднего инфракрасного диапазона по глубине модуляции плазменных каналов или треков центров окраски, регистрируемых при одноимпульсной экспозиции при распространении фемтосекундных лазерных импульсов в прозрачном диэлектрике. Способ при-

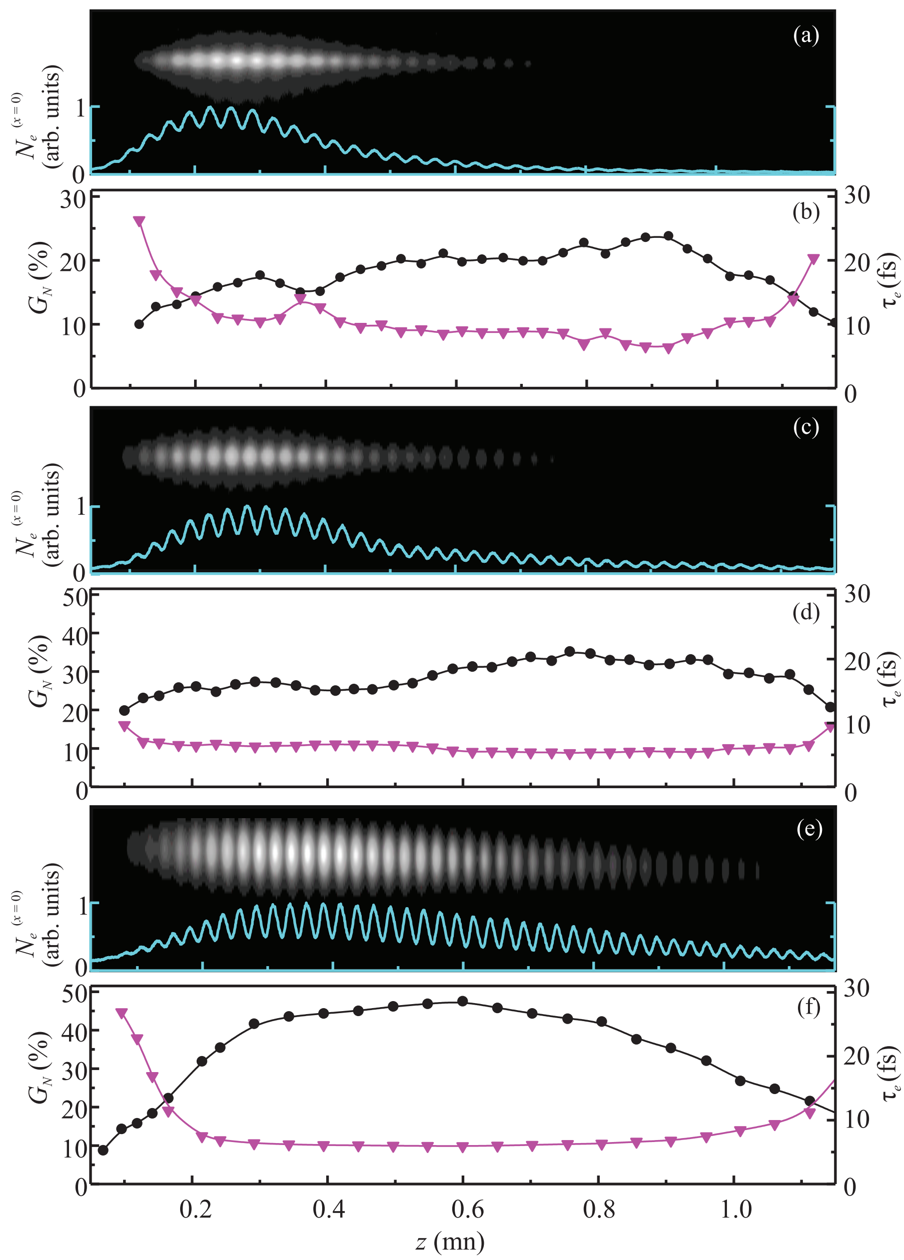

Рис. 4. (Цветной онлайн) Экспериментально зарегистрированные при одноимпульсной экспозиции картины люминесценции треков ЦО в LiF и профили люминесценции на оси (a), (c), (e). Изменение с расстоянием глубины модуляции трека (круглые символы) и длительности волнового пакета τ_e (треугольные), восстановленной с помощью рисунка 2b (b), (d), (f). Длины волн: (a), (b) – 3150 нм, (c), (d) – 3350 нм, (e), (f) – 4000 нм

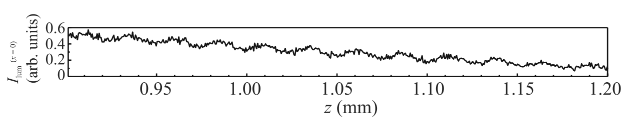

Рис. 5. Профиль свечения экспериментально зарегистрированного плазменного канала в плавленом кварце, наведенного световой пулей на длине волны 2600 нм

менним для световых пуль, длительность которых составляет менее одного периода оптических осцилляций. Преимуществом представленного способа является простота схемы регистрации треков, отражающих периодическую смену косинус- и синус-мод одноцикловой световой пули, а также отсутствие сложной математической обработки для восстановления фазовых соотношений светового поля и огибающей импульса.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда # 18-12-00422, Е. Д. Залозная благодарит фонд развития теоретической физики и математики "БАЗИС".

---

1. E. Goulielmakis, M. Schultze, M. Hofstetter, V. S. Yakovlev, J. Gagnon, M. Uiberacker, A. Aquila, E. M. Gullikson, D. Attwood, R. Kienberger, F. Krausz, and U. Kleineberg, Science **320**, 1614 (2008).
2. S.-H. Chia, G. Cirmi, S. Fang, G. M. Rossi, O. D. Mücke, and F. X. Kärtner, Optica **1**, 315 (2014).
3. A. Wirth, M. T. Hassan, I. Grguraš, J. Gagnon, A. Moulet, T. T. Luu, S. Pabst, R. Santra, Z. A. Alahmed, A. M. Azzeer, V. S. Yakovlev, V. Pervak, F. Krausz, and E. Goulielmakis, Science **334**, 195 (2011).
4. F. Krausz and M. Ivanov, Rev. Mod. Phys. **81**, 163 (2009).
5. T. Brabec and F. Krausz, Rev. Mod. Phys. **72**, 545 (2000).
6. E. Zaloznaya, V. Kompanets, A. Savvin, A. Dormidonov, S. Chekalin, and V. Kandidov, Laser. Phys. Lett. **19**, 075402 (2022).
7. D. J. Kane and R. Trebino, IEEE J. Quantum Electron. **29**, 571 (1993).
8. C. Iaconis and I. A. Walmsley, Opt. Lett. **23**, 792 (1998).
9. S. Qu, G. Chaudhary Nagar, W. Li, K. Liu, X. Zou, S. Hon Luen, D. Dempsey, K.-H. Hong, Q. Jie Wang, Y. Zhang, B. Shim, and H. Liang, Opt. Lett. **45**, 2175 (2020).
10. G. Fan, T. Balčiūnas, C. Fourcade-Dutin, S. Haessler, A. A. Voronin, A. M. Zheltikov, F. Gérôme, F. Benabid, A. Baltuška, and T. Witting, Opt. Express **24**, 12713 (2016).
11. И. В. Савицкий, Е. А. Степанов, А. А. Ланин, А. А. Воронин, Е. Е. Серебрянников, А. А. Иванов, М. Ху, Я. Ли, А. Б. Федотов, А. М. Желтиков, Письма в ЖЭТФ **115**, 437 (2022).
12. E. M. Kosik, A. S. Radunsky, I. A. Walmsley, and C. Dorrer, Opt. Lett. **30**, 326 (2005).
13. А. В. Митрофанов, Д. А. Сидоров-Бирюков, М. В. Рожко, А. А. Воронин, П. Б. Глек, С. В. Рябчук, Е. Е. Серебрянников, А. Б. Федотов, А. М. Желтиков, Письма в ЖЭТФ **112**, 22 (2020).
14. А. В. Митрофанов, Д. А. Сидоров-Бирюков, А. А. Воронин, М. В. Рожко, П. Б. Глек, М. М. Назаров, Е. Е. Серебрянников, А. Б. Федотов, А. М. Желтиков, Письма в ЖЭТФ **113**, 304 (2021).
15. Y. Silberberg, Opt. Lett. **15**, 1282 (1990).
16. В. П. Кандидов, Е. Д. Залозная, А. Е. Дормидонов, В. О. Компанец, С. В. Чекалин, Квантовая электроника **52**, 233 (2022).
17. Е. Д. Залозная, А. Е. Дормидонов, В. О. Компанец, С. В. Чекалин, В. П. Кандидов, Письма в ЖЭТФ **113**, 817 (2021).
18. Л. В. Келдыш, ЖЭТФ **47**, 1945 (1964).
19. M. Kolesik and J. V. Moloney, Phys. Rev. E **70**, 036604 (2004).
20. V. Yu. Fedorov, M. Chanal, D. Grojo, and S. Tzortzakis, Phys. Rev. Lett. **117**, 043902 (2016).
21. S. V. Chekalin, A. E. Dormidonov, V. O. Kompanets, E. D. Zaloznaya, and V. P. Kandidov, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **36**, A43 (2019).
22. S. V. Chekalin, V. O. Kompanets, A. V. Kuznetsov, A. E. Dormidonov, and V. P. Kandidov, Laser Phys. Lett. **13**, 065401 (2016).
23. E. O. Smetanina, V. O. Kompanets, A. E. Dormidonov, S. V. Chekalin, and V. P. Kandidov, Laser Phys. Lett. **10**, 105401 (2013).
24. D. Majus, G. Tamošauskas, I. Gražulevičiūtė, N. Garejev, A. Lotti, A. Couairon, D. Faccio, and A. Dubietis, Phys. Rev. Lett. **112**, 193901 (2014).
25. M. Durand, A. Jarnac, A. Houard, Y. Liu, S. Grabielle, N. Forget, A. Durécue, A. Couairon, and A. Mysyrowicz, Phys. Rev. Lett. **110**, 115003 (2013).