Письма в ЖЭТФ, том 113, вып. 12, с. 817 – 824 © 2021 г. 25 июня

Параметры световой пули

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

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

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

Поступила в редакцию 6 мая 2021 г.
После переработки 13 мая 2021 г.
Принята к публикации 14 мая 2021 г.

Введены абсолютные параметры световой пули, формирующейся при филаментации фемтосекундного излучения среднего ИК-диапазона в условиях аномальной дисперсии групповой скорости. На основе анализа области локализации светового поля, полученной решением уравнений однонаправленного распространения импульсного излучения, впервые определены длительность и радиус световой пули. Исследована эволюция длительности и радиуса области сильного светового поля, пиковая мощность и локализация энергии в процессе компрессии волнового пакета и образования световой пули при филаментации фемтосекундного лазерного излучения в LiF. Развит единый метод определения параметров волновых пакетов, не зависящий от их формы и ширины спектра.

DOI: 10.31857/S1234567821120077

Явление фемтосекундной филаментации представляет собой локализацию энергии лазерного излучения, распространяющегося в объеме прозрачной диспергирующей среды, при которой высокая концентрация светового поля поддерживается на расстоянии, значительно превышающем рэлеевскую длину. Это явление возникает в результате динамического баланса самофокусировки излучения в среде с керровской нелинейностью и его дефокусировки на свободных электронах, образованных в результате ионизации среды [1, 2]. Формирование протяженных плазменных каналов, генерация широкополосного суперконтинуума и конической эмиссии, неотъемлемо сопровождающие формирование филаментов, находят практическое применение в спектроскопии, в создании элементов микрооптики и других областях современной нелинейной оптики, в связи с чем вызывают большой интерес [3].

На эволюцию излучения в процессе филаментации существенное влияние оказывает дисперсия групповой скорости (ДГС)[4–8]. Импульс распадается во времени с образованием субимпульсов при филаментации в условиях нормальной ДГС и испытывает компрессию при аномальной ДГС. В объеме прозрачной среды филамент представляет собой создаваемый излучением виртуальный волновод, в котором ДГС определяется материальной дисперсией среды. В оптических волокнах, фотонных кристаллах, капиллярах пространственная локализация излучения задается направляющей структурой, а ДГС определяется ее модовой дисперсией. Влияние ДГС на компрессию фемтосекундного импульса в планарном волноводе с керровской нелинейностью исследовано в [9, 10], возможность формирования при аномальной ДГС трехмерных солитонов в оптических волокнах – в [11, 12].

Пространственно-временная компрессия импульсного излучения и образование световых пуль при распространении в объеме среды с кубической нелинейностью при аномальной ДГС предсказана аналитически в [13] в параболическом приближении метода медленно меняющихся амплитуд [14] и численно в [6, 15] в приближении медленно меняющейся волны [16]. Вследствие совместной и согласованной компрессии излучения как в пространстве при самофокусировке, так и во времени в условиях аномальной ДГС вследствие фазовой самомодуляции в кубичной среде формируется экстремально сжатый волновой пакет с высокой локализацией светового поля, получивший название световая пуля (СП) [13].

Экспериментально СП зарегистрированы в конденсированных средах при филаментации фемтосекундного излучения по сокращению его длительности [17, 18], по эволюции пространственно-временного распределения интенсивности [19, 20]. В [21, 22] аналитически, численно и экспериментально определена область параметров волнового пакета, при которых возможно его пространственно-временное коллапсирование и возникновение СП. Длина ее пробега составляет около 0.5 мм в однород-

[1)]e-mail: ed.zaloznaya@physics.msu.ru

ном нелинейном твердотельном диэлектрике [23, 24], несколько метров в воздухе при атмосферных условиях [25] и не зависит от количества СП в последовательности [26, 27].

СП представляет собой локализованное высокоинтенсивное ядро, окруженное энергетическим резервуаром [19], что обеспечивает ее робастность и способность к самовосстановлению [28, 29].

Стремительное сжатие волнового пакета и в пространстве, и во времени при образовании СП, которое сопровождается значительными искажениями исходного профиля излучения, вызывают сложности при попытках введения унифицированного понятия размеров СП. Длительность сформировавшейся СП оценивается в один-два периода оптических осцилляций, и в ее определении нередко используются термины одноцикловая и близкая к одноцикловой СП [17, 18, 20]. Вместе с тем, в определении параметров СП существует неопределенность, связанная с ее малыми размерами, короткой длительностью и сложной формой. Так, длительность СП, измеренная автокорреляционным методом при филаментации в плавленом кварце импульса на длине волны 1800 нм, составила 11.8–13.5 фс при апертуре регистрации 50 мкм и 15–20 фс – в апертуре 100 мкм [17, 30]. Использование в экспериментах диафрагмы, апертура которой включает не только высокоинтенсивное ядро СП, но и периферию волнового пакета, не испытавшую временной компрессии, приводит к завышенным оценкам длительности. При этом в расчетах длительности импульса по ширине его автокорреляционной функции используется коэффициент, величина которого, согласно [17], при существенно асимметричной форме СП значительно меньше, чем для гауссова импульса. В измерениях методом построения трехмерных изображений по пространственно-разрешенной функции кросс-корреляции длительность СП на длине волны 1800 нм составила 46 фс в плавленом кварце и 43 фс в сапфире при диаметре высокоинтенсивного ядра 15 мкм [20, 31]. В численных исследованиях длительность СП в плавленом кварце оценена по распределению интенсивности в интервале 5–10 фс на длине волны 1550 нм [15, 21] и 10–11 фс – на 1800 нм при диаметре диафрагмы 50 мкм [26, 30].

Неоднозначность оценок длительности и радиуса СП, получаемых различными экспериментальными методами и в численных исследованиях, использование качественного понятия одноцикловости по отношению к световой пуле, спектр которой обогащен высшими гармониками, свидетельствуют об отсутствии единого подхода в анализе пространственных и временных параметров СП, формирующейся при экстремальной компрессии и сильных искажениях волнового пакета.

В настоящей работе определены параметры СП на основе анализа результатов численного исследования эволюции волнового пакета, описываемой уравнениями однонаправленного распространения фемтосекундного излучения в нелинейной среде при аномальной ДГС. Длительность, радиус и энергия СП вычислены по пространственно-временному распределению напряженности электрического поля в области локализации сильного светового поля. Общий метод определения параметров излучения продемонстрирован на трансформации квазимонохроматического волнового пакета в световую пулю.

Трансформация фемтосекундного волнового пакета при филаментации во фториде лития в условиях аномальной ДГС численно исследована компьютерным кодом [32], разработанным для решения однонаправленного уравнения распространения импульсного излучения (UPPE) [33]. Уравнение, записанное для спектральной компоненты напряженности электрического поля $\check{E}(\omega, k_r, z)$ в нелинейной диспергирующей среде, имеет следующий вид в бегущей системе координат при аксиальной симметрии:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} - ik_z(\omega)\right)\check{E}(\omega, k_r, z) = \\ = \frac{in_0\omega^2}{2k_z(\omega)c_0^2}[n_2 I + 2\Delta n_{pl}]\check{E}(\omega, k_r, z) - \\ - \frac{n_0\omega}{4k_z(\omega)c_0}[\alpha + \sigma N_e]\check{E}(\omega, k_r, z), \qquad (1)$$

где $k_z^2(\omega) = \omega^2 n^2(\omega)/c_0^2 - k_r^2$; $n(\omega)$ – дисперсия LiF, описываемая формулой Селмейера, $n_0 = n(\omega_0)$ – показатель преломления среды на несущей частоте; c_0 – скорость света в вакууме, n_2 – коэффициент кубичной нелинейности.

Изменение концентрации свободных электронов N_e в процессе полевой ионизации среды со скоростью $W_F(|E|^2)$ и лавинной ионизации со скоростью W_A при филаментации импульса описывается уравнением:

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = W_F(|E|^2)\left(1 - \frac{N_e}{N_0}\right) + W_A N_e, \qquad (2)$$

где N_0 – концентрация нейтральных атомов. Скорость полевой ионизации $W_F(|E|^2)$ рассчитывается по теории Келдыша [34], скорость лавинной ионизации определяется частотой неупругих столкновений электронов с нейтральными атомами $W_A = \nu_i = e^2\nu_c|E|^2/m_e U_i(\nu_c^2 + \omega^2)$, где e, m_e – заряд и масса

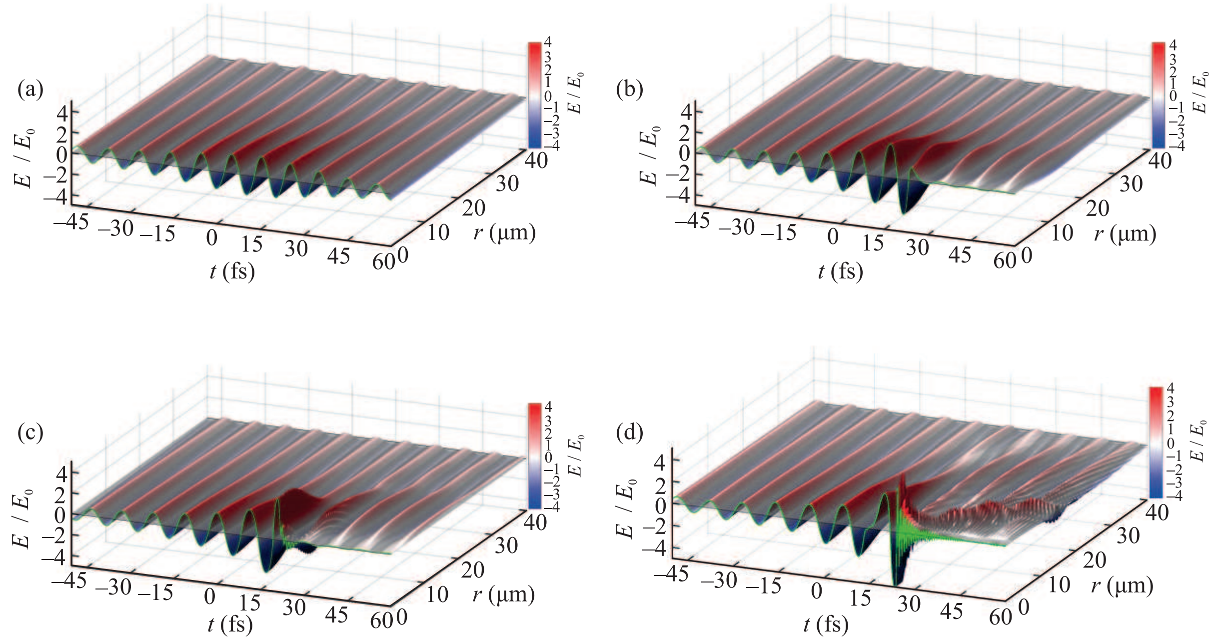

Рис. 1. (Цветной онлайн) Пространственно-временная картина осцилляций напряженности электрического поля $E(r,t)$ излучения на длине волны 3100 нм при распространении в LiF на расстояние: (a) – $z = 1.5$ мм; (b) – $z = 1.9$ мм; (c) – $z = 2.0$ мм; (d) – $z = 2.3$ мм. Длительность импульса $2\tau_0 = 120$ фс, радиус пучка $r_0 = 30$ мкм, энергия $W = 15.5$ мкДж ($P = 1.4P_{cr}$, $P_{cr} = 0.1$ ГВт). Излучение распространяется справа налево. Положительная напряженность в осцилляциях представлена красным, отрицательная – синим цветом, форма импульса на оси волнового пакета – салатовой линией

электрона; ν_c – частота упругих столкновений электронов с нейтралами, U_i – ширина запрещенной зоны диэлектрика. Для LiF – $\nu_i \sim 10^{15}$ Гц, $\nu_c \sim 10^{14}$ Гц, $U_i = 13.6$ эВ. В уравнении (2) отсутствует слагаемое, учитывающее рекомбинацию свободных электронов, характерные времена которой на несколько порядков превышают длительность фемтосекундного импульса. Приращение показателя преломления, вызванное появлением лазерной плазмы, равно $\Delta n_{pl} = -e^2 N_e / 2 n_0 m_e \epsilon_0 \omega^2$, сечение тормозного поглощения – $\sigma = (2e^2/m_e \epsilon_0 n_0 c_0)[\nu_c/(\nu_c^2 + \omega^2)]$, коэффициент ослабления за счет полевой ионизации среды – $\alpha = K\hbar w_0 W_F(|E|^2)(1 - N_e/N_0)$, где $\epsilon_0 = 8.85$ пФ/м – электрическая постоянная.

Формирование СП рассмотрено при филаментации коллимированного спектрально ограниченного волнового пакета с гауссовым распределением напряженности электрического поля в пространстве и во времени:

$$E(r,t,z=0) = E_0 \exp(-\frac{r^2}{2r_0^2} - \frac{t^2}{2\tau_0^2}) \cos(\omega_0 t), \qquad (3)$$

$$I(r,t,z=0) = I_0 \exp(-\frac{r^2}{r_0^2} - \frac{t^2}{\tau_0^2}), \qquad (4)$$

где $2\tau_0$, r_0 – длительность и радиус волнового пакета, определяемые по уровню e^{-1} распределения интенсивности. Излучение на длине волны, перестраиваемой в диапазоне $\lambda_0 = 1900 \div 3500$ нм, распространялось во фториде лития. Длительность исходного многоциклового волнового пакета составляла $2\tau_0 = 120$ фс, радиус – $r_0 = 30$ мкм, пиковая мощность $P = 1.4P_{cr}$, где $P_{cr} = 0.1$ ГВт – критическая мощность стационарной самофокусировки. Характеристики излучения при численном моделировании выбирались согласно возможностям экспериментальной установки “Многоцелевой лазерный комплекс” Института спектроскопии РАН и соответствовали параметрам проводимых на ней исследований [35]. Пространственно-временные распределения напряженности электрического поля $E(r,t,z)$, полученные в результате решения системы уравнений (1)–(2) с условиями (3), иллюстрируют трансформацию волнового пакета при филаментации и образовании СП (рис. 1).

Видно, что начальный этап распространения излучения ($z = 1.5$ мм) не сказывается на форме многоциклового волнового пакета, распределение $E(r,t)$ остается подобно первоначальному – гауссовому по

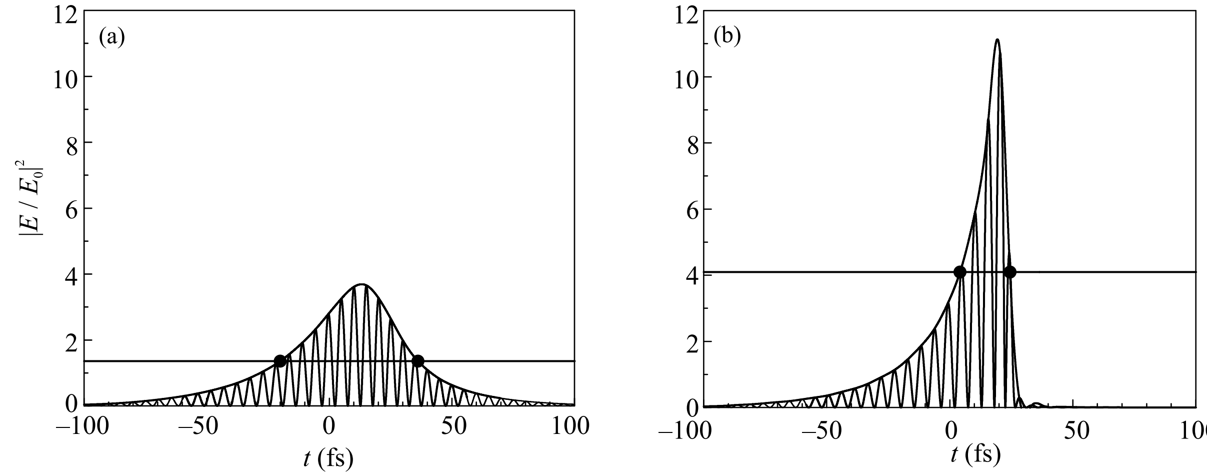

Рис. 2. Квадрат модуля напряженности поля $|E(t)|^2$ на оси волнового пакета на расстоянии: (a) – $z = 1.5$ мм; (b) – $z = 1.9$ мм. Длина волны $\lambda_0 = 3100$ нм, длительность импульса $2\tau_0 = 120$ фс, радиус пучка $r_0 = 30$ мкм, энергия $W = 15.5$ мкДж ($P = 1.4P_{cr}$, $P_{cr} = 0.1$ ГВт). E_0 – пиковое значение напряженности поля на оси при $z = 0$ мм. Излучение распространяется справа налево

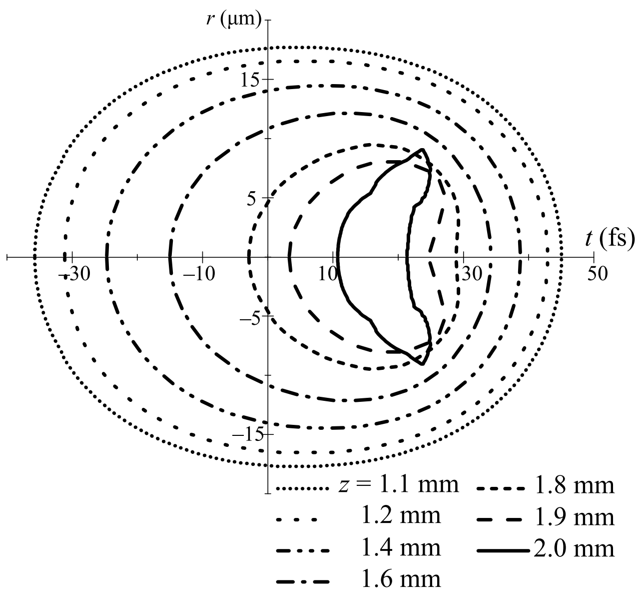

Рис. 3. Трансформация границы $L|_z(r, t) = 0$ области локализации высокой напряженности электрического поля при пространственно-временной компрессии волнового пакета в LiF в условиях аномальной ДГС. Излучение распространяется справа налево

пространству и по времени (рис. 1a). Тем не менее, пиковая амплитуда поля на расстоянии $z = 1.5$ мм вдвое превышает начальное значение, что свидетельствует о пространственно-временной компрессии излучения. С увеличением расстояния z возникают значительные искажения волнового пакета, обусловленные накоплением эффектов самовоздействия, в условиях керровской и плазменной нелинейностей (рис. 1b–d). Керровская нелинейность приводит к локальному увеличению оптической плотности среды, вследствие чего максимум напряженности электрического поля сдвигается к хвосту импульса. Помимо этого, максимум напряженности поля смещается и от оси волнового пакета, что свидетельствует о формировании кольцевой структуры на его хвосте из-за расходимости излучения, вызванной сильной аберрационной дефокусировкой в наведенной лазерной плазме. Самофокусировка на переднем фронте волнового пакета и дефокусировка в плазме на его хвосте приводят к формированию крутого заднего фронта с резким падением напряженности электрического поля (рис. 1c, d). Такие искажения волнового пакета сопровождаются генерацией суперконтинуума, что заметно по появлению высокочастотных осцилляций поля (рис. 1c). При распространении высокочастотные осцилляции охватывают все большую часть расходящегося излучения (рис. 1d). Совокупность нескольких осцилляций высокой амплитуды напряженности электрического поля в волновом пакете является световой пулей (рис. 1c, d).

Если при анализе квазигармонического волнового пакета с малыми искажениями осцилляций $E(r, t)$ (рис. 1a) можно воспользоваться существующими определениями радиуса и длительности волнового пакета по распределению интенсивности, то при изучении СП (рис. 1d) возникает вопрос – что именно считать ее радиусом и длительностью? Эта проблема связана со сложной формой и малыми размерами СП, состоящей всего из нескольких осцилляций на несущей частоте и осцилляций высоких частот электрического поля $E(r,t)$, область локализации которого качественно меняется при ее образовании (рис. 1).

При компрессии волнового пакета световое поле стягивается к его оси, и при образовании СП формируется узкий максимум электрической напряженности с крутым задним фронтом (рис. 1). Квадрат напряженности электрического поля $|E(r,t)|^2$ пропорционален интенсивности, и на основе анализа его распределения можно определить область локализации сильного светового поля, пространственный и временной масштабы которой характеризуют длительность и радиус искаженного волнового пакета и образующейся СП.

Определим границу области сильного светового поля кривой $L|_z(r,t) = 0$, на которой квадрат напряженности электрического поля $|E(r,t,z)|^2_{r,t\in L}$ в e раз меньше пиковой величины $\max_t |E(r=0,t,z)|^2$ на рассматриваемом расстоянии. В случае гауссова волнового пакета значение r, удовлетворяющее уравнению кривой $L|_z(r,t) = 0$ для t, определяющего временной слой с максимумом поля, совпадает с радиусом r_0, а интервал времени между границами области на оси $L|_z(r=0,t) = 0$, совпадает с длительностью $2\tau_0$ в аналитическом представлении (4).

В качестве примера на рис. 2 точками пересечения огибающей квадрата напряженности поля $|E(t)|^2$ и горизонтальной прямой, проведенной на уровне e^{-1} от максимального значения квадрата напряженности $\max_t |E(r=0,t,z)|^2$, отмечены границы во времени области сильного светового поля на оси волнового пакета. В начале распространения волновой пакет остается многоцикловым и форма огибающей $|E(t)|^2$ близка к первоначальной гауссовой как на оси, так и на периферии пучка. Незначительные искажения формы волнового пакета на расстоянии $z = 1.5$ мм вызваны его самокомпрессией до образования плазмы, что привело к росту напряженности электрического поля, наиболее значительному на оси, но практически не нарушило симметричную форму волнового пакета (рис. 2a). На расстоянии $z = 1.9$ мм волновой пакет сильно искажен из-за дефокусировки хвостовой части наведенной лазерной плазмой (рис. 2b). При этом искажения охватывают и периферию пучка (рис. 1c, d).

Граница области локализации сильного светового поля, определяемая по уровню e^{-1} от максимального значения квадрата модуля электрической напряженности $\max_t |E(r=0,t,z)|^2$, симметрична на плоскости (r,t). Для многоциклового волнового пакета (4) границей области $L|_z(r,t)$ на плоскости (r,t) является эллиптическая кривая, характерная для гауссова волнового пакета (рис. 3). С увеличением длины распространения область сильного поля сжимается и в пространстве, и во времени. Область остается подобна сама себе в начале филаментации при согласованной компрессии волнового пакета в пространстве и времени ($z \lesssim 1.6$), что свидетельствует о малых искажениях волнового пакета на этом расстоянии.

Смещение центра эллиптической границы к хвосту волнового пакета является следствием проявления кубической нелинейности среды. При образовании СП ($z = 1.9$–2 мм) область сильного поля качественно видоизменяется, принимая коническую форму (рис. 3). Для искаженного волнового пакета и образовавшейся СП на расстоянии $z \geq 1.9$ мм граница области далека от эллиптической.

В качестве единых параметров для волнового пакета и СП введем локальный радиус r_e, равный его максимальной величине для области сильного поля на расстоянии z, и локальную длительность $2\tau_e$, равную временному интервалу между границами области на оси (рис. 3). Для рассматриваемого излучения локальная длительность СП ($z = 2$ мм) составляет $2\tau_e = 10.6$ фс, локальный радиус – $r_e = 8.8$ мкм.

Локальные параметры не отражают перераспределение светового поля в рассматриваемой области и не соответствуют возможным экспериментальным измерениям, которые осуществляются в апертуре конечного диаметра. Рассмотрим эффективные параметры, где длительность $2\tau_{\rm eff}$ и радиус $r_{\rm eff}$ определяются с весовым множителем пропорциональным квадрату модуля поля:

$$\tau^2_{\rm eff}(z) = \frac{\int_0^{r_e} rdr \int_{t_1}^{t_2} t^2 dt |E(r,t,z)|^2}{W_{\rm HF}(z)}, \tag{5}$$

$$r^2_{\rm eff}(z) = \frac{\int_0^{r_e} rdr \int_{t_1}^{t_2} r^2 dt |E(r,t,z)|^2}{W_{\rm HF}(z)}, \tag{6}$$

$$W_{\rm HF}(z) = \int_0^{r_e} rdr \int_{t_1}^{t_2} dt |E(r,t,z)|^2, \tag{7}$$

где $W_{\rm HF}(z)$ – энергия, заключенная в области сильного светового поля (High Field), $t_1(r)$ и $t_2(r)$ – границы области $L|_z(r,t) = 0$ в локальной системе координат с началом отсчета в максимуме напряженности поля на рассматриваемом радиусе r.

Следует заметить, что для многоциклового гауссова волнового пакета эффективные длительность $2\tau_{\rm eff}$ и радиус $r_{\rm eff}$ совпадают с соответствующими локальными параметрами, а также с длительностью и радиусом волнового пакета, определяемыми по уровню e^{-1} (4).

В начале распространения локальные и эффективные параметры монотонно убывают с увеличением расстояния z, что свидетельствует о согласованной пространственно-временной компрессии волнового пакета (рис. 4). Количественное совпадение эффективного и локального размеров на расстоянии $z \lesssim 1.7$ мм непосредственно связано с отсутствием значительных изменений формы волнового пакета и сохранением распределения напряженности поля, близкого к гауссову. При этом уменьшение радиуса, вызванное самофокусировкой, на начальном этапе оказывается значительнее сокращения длительности, которое обусловлено одномерной компрессией волнового пакета во времени. Более стремительное уменьшение длительности на расстоянии $z > 1.7$ мм вызвано укорочением хвоста импульса при дефокусировке на плазме, которая генерируется при резком увеличении напряженности в образующейся СП. При этом в СП, которая содержит несколько оптических осцилляций, длительность и радиус меняются немонотонно с расстоянием вследствие эффекта "дыхания", связанного со сдвигом абсолютной фазы светового поля [35]. С уменьшением длительности и радиуса СП при ее формировании ($z > 1.9$ мм) амплитуда осцилляций параметров возрастает. Диапазоны изменения локальных и эффективных значений радиуса и длительности осциллирующей СП на рис. 4 проиллюстрированы тоновыми областями.

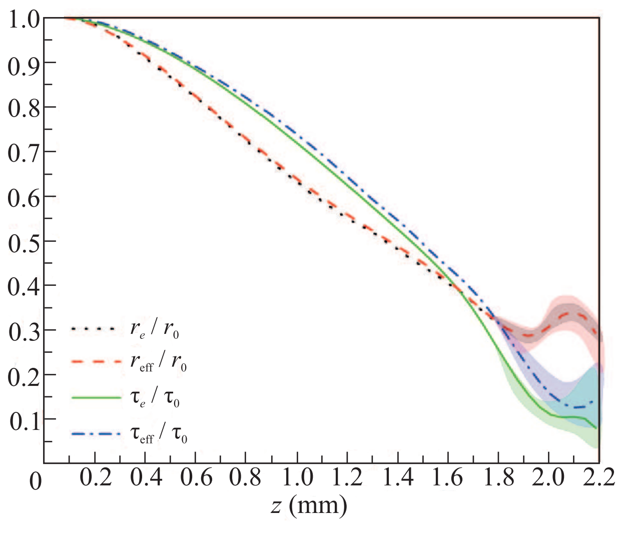

Рис. 4. (Цветной онлайн) Изменение с расстоянием относительной величины локальных и эффективных параметров длительности τ_e/τ_0, τ_{eff}/τ_0 и радиуса r_e/r_0, r_{eff}/r_0 при компрессии волнового пакета и образовании СП при филаментации фемтосекундного излучения в LiF, $\lambda_0 = 3100$ нм, $\tau_0 = 60$ фс, $r_0 = 30$ мкм

Значительная трансформация волнового пакета и распределения напряженности светового поля в нем при $z > 1.8$ мм (рис. 1) приводит к появлению различий между параметрами СП, определенными локально и эффективно (рис. 4).

Для исследования влияния длины волны излучения на параметры формирующейся в филаменте СП рассмотрено излучение на длинах волн $\lambda_0 = 1900$, 2600, 3100, 3350 и 3500 нм при одинаковой длительности, радиусе и превышении пиковой мощности над критической. На рассмотренных длинах волн значения локальных и эффективных радиуса и длительности СП, отнесенные к несущей длине волны излучения и начальному периоду осцилляций светового поля $T_0 = \lambda_0/c_0$ соответственно, представлены на рис. 5. Доверительные интервалы приведенных значений соответствуют изменениям длительности и радиуса СП, связанным с ее "дыханием".

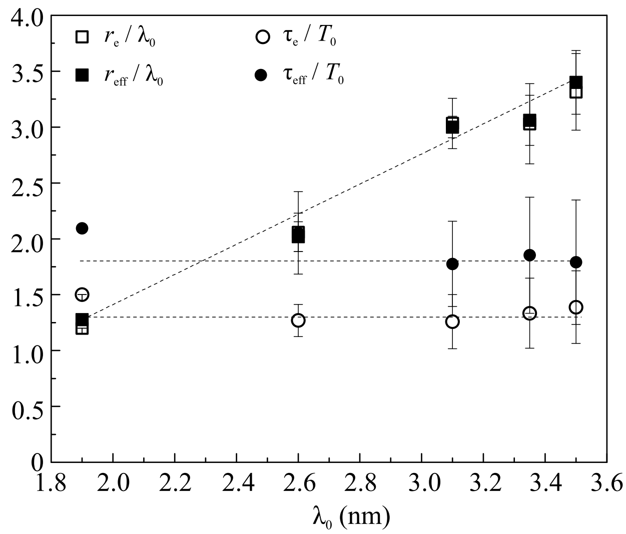

Рис. 5. Усредненные по осцилляциям относительные величины локального r_e/λ_0 и эффективного r_{eff}/λ_0 радиуса, локальной $2\tau_e/T_0$ и эффективной $2\tau_{\text{eff}}/T_0$ длительности СП на длине волны 1900, 2600, 3100, 3350 и 3500 нм

Абсолютные значения и радиуса, и длительности СП увеличиваются с длиной волны импульса. При увеличении центральной длины волны от 1900 до 3500 нм эффективная длительность возрастает от 14 до 21 фс, локальная – от 10 до 16 фс. Длительность СП составляет меньше двух периодов оптических осцилляций T_0 (рис. 5). При этом отношение длительности СП к периоду оптических осцилляций T_0 не зависит от длины волны λ_0 и равно в случае локальной $\tau_e/T_0 \approx 1.3$ и эффективной $\tau_{\text{eff}}/T_0 \approx 1.8$. Эффективный и локальный радиусы совпадают и с увеличением длины волны возрастают от 2.5 до 12 мкм, что является следствием ослабления доминирующего влияния самофокусировки при образовании СП (рис. 5).

Пиковая мощность волнового пакета в начале его компрессии практически не меняется, оставаясь близкой к первоначальному значению $P_{\mathrm{peak}}/P_{cr} = 1.4$, и увеличивается при образовании СП, осциллируя вследствие ее "дыхания" [35] (рис. 6).

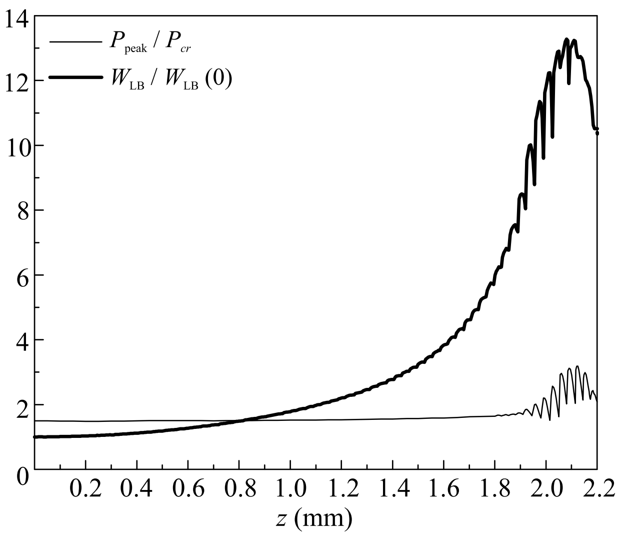

Рис. 6. Изменение с расстоянием пиковой мощности P_{peak}/P_{cr} и величины энергии $W_{\mathrm{LB}}/W_{\mathrm{LB}}(0)$ в пространственно-временном масштабе СП при компрессии волнового пакета на длине волны 3100 нм. $W_{\mathrm{LB}}(0)$ – энергия первоначального светового поля в области СП

Локализацию энергии светового поля при пространственно-временной компрессии волнового пакета характеризует изменение с расстоянием ее величины W_{LB} в пространственно-временном масштабе СП (рис. 6). Энергия СП возрастает с увеличением длины волны и составляет $W_{\mathrm{LB}} = 1.0$ мкДж при $\lambda_0 = 3100$ нм и 1.5 мкДж при $\lambda_0 = 3500$ нм. Независимо от несущей длины волны, энергия СП составляет $\sim 7\,\%$ общей энергии волнового пакета.

Параметры СП, вычисляемые по распределению напряженности электрического поля, являются характеристиками, не зависящими от пространственно-временных искажений волнового пакета, и трансформаций его спектра. Для рассмотренного спектрального диапазона локальный и эффективный радиус СП совпадают и монотонно увеличиваются с несущей длиной волны, составляя $1.2 \div 3.3\lambda_0$. Локальная длительность, определяемая на оси, меньше эффективной, составляющей 1.8 периода оптических осцилляций. Эффективную длительность, учитывающую распределение светового поля в апертуре СП, можно рассматривать как нижний предел в экспериментальных измерениях. Развитый подход определения параметров оптического излучения на основе анализа пространственно-временного распределения напряженности электрического поля обобщает характеристики квазимонохроматических волновых пакетов на СП, длительность и радиус которых близки к периоду и длине волны светового поля соответственно.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда # 18-12-00422, Е. Д. Залозная благодарит фонд развития теоретической физики и математики "БАЗИС" и международное оптическое сообщество SPIE за финансовую поддержку исследований.

1. A. Couairon and A. Myzyrowicz, Phys. Rep. **441**, 47 (2007).
2. В. П. Кандидов, С. А. Шленов, О. Г. Косарева, Квантовая электроника **39**, 205 (2009).
3. С. В. Чекалин, В. П. Кандидов, УФН **183**, 133 (2013).
4. K. D. Moll and A. L. Gaeta, Opt. Lett. **29**, 995 (2004).
5. S. Skupin and L. Berge, Physica D **220**, 14 (2006).
6. E. O. Smetanina, A. E. Dormidonov, and V. P. Kandidov, Laser Phys. **22**, 1189 (2012).
7. M. Hemmer, M. Baudisch, A. Thai, A. Couairon, and J. Biegert, Opt. Express **21**, 28095 (2013).
8. J. Liu, R. Li, and Z. Xu, Phys. Rev. A **74**, 043801 (2006).
9. H. S. Eisenberg, R. Morandotti, Y. Silberberg, S. Bar-Ad, D. Ross, and J. S. Aitchison, Phys. Rev. Lett. **87**, 043902 (2001).
10. S. Sazonov, A. Kalinovich, I. Zakharova, M. Komissarova, and P. Shestakov, EPJ. Web of Conf. **161**, 02009 (2017).
11. A. B. Fedotov, Yu. N. Kondrat'ev, V. S. Shevandin, K. V. Dukel'skii, A. V. Khokhlov, and A. M. Zheltikov, Laser Phys. **16**, 957 (2006).
12. D. Mihalache, D. Mazilu, F. Lederer, Y. V. Kartashov, L. C. Crasovan, and L. Torner, Phys. Rev. E **70**, 055603 (2004).
13. Y. Silberberg, Opt. Lett. **15**, 1282 (1990).
14. S. A. Akhmanov, A. P. Sukhorukov, and R. V. Khokhlov, Sov. Phys.-Uspekhi **10**, 609 (1968).
15. L. Bergé and S. Skupin, Phys. Rev. Lett. **100**, 113902 (2008).
16. T. Brabec and F. Krausz, Phys. Rev. Lett. **78**, 3282 (1997).
17. E. O. Smetanina, V. O. Kompanets, A. E. Dormidonov, S. V. Chekalin, and V. P. Kandidov, Laser Phys. Lett. **10**, 105401 (2013).

18. M. Durand, A. Jarnac, A. Houard, Y. Liu, S. Grabielle, N. Forget, A. Durécu, A. Couairon, and A. Mysyrowicz, Phys. Rev. Lett. **110**, 115003 (2013).
19. D. Majus, G. Tamošauskas, I. Gražulevičiūtė, N. Garejev, A. Lotti, A. Couairon, D. Faccio, and A. Dubietis, Phys. Rev. Lett. **112**, 193901 (2014).
20. I. Gražulevičiūtė, R. Šuminas, G. Tamošauskas, A. Couairon, and A. Dubietis, Opt. Lett. **40**, 3719 (2015).
21. L. Bergé and S. Skupin, Phys. Rev. E **71**, 065601 (2005).
22. Е. Д. Залозная, В. О. Компанец, А. Е. Дормидонов, С. В. Чекалин, В. П. Кандидов, Квантовая электроника **48**, 366 (2018).
23. С. В. Чекалин, В. О. Компанец, Е. Д. Залозная, В. П. Кандидов, Квантовая электроника **49**, 344 (2019).
24. С. В. Чекалин, В. О. Компанец, А. Е. Дормидонов, В. П. Кандидов, Квантовая электроника **48**, 372 (2018).
25. P. Panagiotopoulos, P. Whalen, M. Kolesik, and J. V. Moloney, Nature Photon. **9**, 543 (2015).
26. S. V. Chekalin, A. E. Dokukina, and A. E. Dormidonov, J. Phys. B **48**, 094008 (2015).
27. Е. Д. Залозная, А. Е. Дормидонов, В. П. Кандидов, Оптика атмосферы и океана **29**, 184 (2016).
28. I. Gražulevičiūtė, G. Tamošauskas, V. Jukna, A. Couairon, D. Faccio, and A. Dubietis, Opt. Express **22**, 30613 (2014).
29. S. V. Chekalin, A. E. Dormidonov, V. P. Kandidov, and V. O. Kompanets, Opt. Lett. **45**, 1511 (2020).
30. С. В. Чекалин, В. О. Компанец, Е. О. Сметанина, В. П. Кандидов, Квантовая электроника **43**, 326 (2013).
31. I. Gražulevičiūtė, N. Garejev, D. Majus, V. Jukna, G. Tamošauskas, and A. Dubietis, J. Opt **18**, 025502 (2016).
32. V. Yu. Fedorov, M. Chanal, D. Grojo, and S. Tzortzakis, Phys. Rev. Lett. **117**, 043902 (2016).
33. M. Kolesik and J. V. Moloney, Phys. Rev. E **70**, 036604 (2004).
34. L. V. Keldysh, Sov. Phys. JETP **20**, 1307 (1965).
35. А. В. Кузнецов, В. О. Компанец, А. Е. Дормидонов, С. В. Чекалин, С. А. Шленов, В. П. Кандидов, Квантовая электроника **46**, 379 (2016).