

## Влияние параметров фемтосекундного излучения ближнего и среднего ИК-диапазонов на закономерности формирования последовательности световых пуль в прозрачных диэлектриках

Е.Д. Залозная, А.Е. Дормидонов, В.П. Кандидов\*

*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет,  
Международный учебно-научный лазерный центр  
119991, г. Москва, Ленинские горы, 1*

Поступила в редакцию 12.01.2016 г.

Численно исследовано формирование световых пуль при филаментации фемтосекундных импульсов ближнего и среднего ИК-диапазонов в конденсированных средах при аномальной дисперсии групповой скорости. На примере филаментации в плавленом кварце микроджоульных импульсов на длинах волн 1,4; 1,8 и 2,2 мкм мощностью, близкой к критической мощности самофокусировки, установлено, что при дисперсионной длине, много большей и много меньшей длины самофокусировки, последующие световые пули не образуются. Показано, что пиковая интенсивность в световых пулях не зависит от начальной интенсивности в импульсе и определяется порядком многофотонности при генерации лазерной плазмы, возрастая с его увеличением. В плавленом кварце пиковая интенсивность в световой пуле составляет около 40 ТВт/см<sup>2</sup> при филаментации микроджоульных импульсов на длине волны 1,4–2,2 мкм, в CaF<sub>2</sub> пиковая интенсивность достигает 120 ТВт/см<sup>2</sup> при филаментации импульса на длине волны 3 мкм. Световая пуля является короткоживущим образованием, интервал существования которого составляет около 1 мм. Найдено, что изменение энергии действующего импульса на длине волны 3 мкм при филаментации в CaF<sub>2</sub> влияет на число световых пуль и не приводит к увеличению их времени жизни.

*Ключевые слова:* филаментация, световая пуля, фемтосекундный импульс, аномальная дисперсия групповой скорости; filamentation, light bullet, femtosecond pulse, anomalous group velocity dispersion.

### Введение

Световые пули — яркий феномен явления самодействия при распространении фемтосекундного лазерного излучения в нелинейной диспергирующей среде. В отличие от сжатия светового пучка при самофокусировке и сокращения длительности оптического импульса при фазовой самомодуляции, формирование световой пули происходит, согласно [1], в результате совместной и согласованной компрессии лазерного излучения как в пространстве, так и во времени. Термин «световая пуля» (СП) введен в [1], где приосевым безаберрационным методом [2] в приближении второго порядка теории дисперсии показана возможность пространственно-временной компрессии импульсного излучения в диспергирующей среде с кубичной нелинейностью. Необходимым условием образования СП является аномальная дисперсия групповой скорости (АДГС), которая подобно дифракции

в пространстве осуществляет во времени фазово-амплитудную конверсию излучения. При этом сжатие излучения и в пространстве, и во времени должно происходить одновременно в процессе его распространения в нелинейной диспергирующей среде. Согласно определению [1] к СП не относятся образование коротких субимпульсов в процессе распада импульса и сжатие пучка короткого импульса без сокращения его длительности при филаментации в среде с нормальной дисперсией групповой скорости.

При филаментации фемтосекундного излучения СП формируются в объеме прозрачного диэлектрика вследствие совместного проявления пространственно-временной самомодуляции фазы светового поля, вызванной керровской нелинейностью среды и нелинейностью плазмы, наведенной при фотоионизации, а также эффекта волновой нестационарности, который вызывает увеличение крутизны заднего фронта световой пули. Пиковая интенсивность в СП насыщается вследствие баланса керровской фокусировки и плазменной дефокусировки излучения в филаменте и достигает  $10^{13} - 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>. При этом потери энергии, связанные с фотоионизацией, невелики и согласно простым оценкам для плазмы СП протяженностью 1 мм не превышают десятых долей микроджоуля.

\* Елизавета Дмитриевна Залозная (ed.zaloznaya@physics.msu.ru); Александр Евгеньевич Дормидонов (dormidonov@gmail.ru); Валерий Петрович Кандидов (kandidov@physics.msu.ru).

Высокая пространственно-временная локализация оптического излучения в СП открывает новые перспективы в развитии методов время-разрешенной диагностики и систем передачи лазерной энергии высокой плотности.

Возможность формирования квазипериодической последовательности СП численно исследована в [3], где показано, что с увеличением энергии импульса происходят слияние цепочки пульс и образование в филаменте протяженной области с высокой интенсивностью. Компьютерное моделирование формирования последовательности СП при филаментации в плавном кварце фемтосекундного импульса ИК-диапазона, выполненное в [4], подтверждено экспериментально автокорреляционными измерениями [5]. Длительность пули диаметром 50 мкм составила около двух периодов оптических осцилляций при филаментации импульса на длине волны 1,8 мкм. СП является короткоживущим образованием с высокой пространственно-временной локализацией светового поля, которое вследствие спектрального сдвига смещается к хвосту импульса и диссипирует. Последующие пули возникают в результате подкачки энергии с переднего фронта импульса при фазовой самомодуляции светового поля в условиях аномальной дисперсии групповой скорости.

Образование СП неразрывно связано со сверхширением спектра излучения и формированием изолированной полосы видимого света в суперконтинууме [6]. В эксперименте СП регистрируется в диэлектрике по красному свечению рекомбинации низкотемпературной лазерной плазмы, которая генерируется при ионизации среды в сильном световом поле, и по протяженным трекам рэлеевского рассеяния видимого света в суперконтинууме [7, 8]. При образовании цепочки из СП на треки видимого света накладываются области свечения плазмы, создаваемой последующими пулями. Обращаясь к представлениям о волноводном режиме распространения излучения в филаменте, авторы [9] интерпретируют протяженные светящиеся каналы рассеянного излучения суперконтинуума как долгоживущие СП, масштаб которых не меняется на расстоянии в несколько сантиметров. На основе регистрации пространственно-временного распределения интенсивности при филаментации в сапфире импульса на длине волны 1,8 мкм в [10] предложена модель, согласно которой распределение интенсивности в СП подобно беселевому. СП как результат самоорганизации оптического излучения в условиях нелинейности и аномальной дисперсии групповой скорости устойчива к варьированию начальных параметров действующего импульса и образуется как в спектрально ограниченных, так и в фазово-модулированных импульсах [11], как в коллимированных пучках, так и при фокусировке линзой или аксиконом [12].

Возможность образования СП при филаментации во влажном воздухе численно исследована в [13] для излучения на длине волны 3,1 мкм, которая лежит в неширокой области аномальной дисперсии групповой скорости распространения лазерного импульса в воздухе влажностью 10%. Согласно результатам

численного моделирования [8, 14] в импульсе энергией 100 мДж среднего ИК-диапазона на длине волны 3,8 мкм, относящейся к широкой полосе АДГС влажного воздуха, формируется СП длительностью 30 фс, радиусом 250 мкм, пиковой интенсивностью  $5 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>, которая может переносить энергию плотностью свыше 1 Дж/см<sup>2</sup>. Возникновение в воздухе филаментации при распространении сфокусированного импульсного излучения на длине волны 3,9 мкм продемонстрировано в [15]. В настоящее время экспериментальные исследования в воздухе филаментации в среднем ИК-диапазоне ограничиваются существующими источниками излучения. Явление фемтосекундной филаментации импульсного излучения определяется единичными нелинейно-оптическими процессами, как в газах, так и в конденсированных средах [16]. Исследование филаментации фемтосекундного излучения на длинах волн ближнего и среднего ИК-диапазонов, которые лежат в области АДГС плавного кварца и ряда фторидов, позволит установить общие закономерности формирования световых пульс.

В настоящей работе численно исследовано формирование последовательности СП при филаментации фемтосекундных импульсов в конденсированных средах. Рассмотрено влияние АДГС на образование последующих СП при филаментации в плавном кварце микрожюульных импульсов различной длины волны ближнего ИК-диапазона. Впервые установлено, что в зависимости от соотношения параметров подобия, характерных для процесса распространения излучения до образования филамента, АДГС может препятствовать формированию последующих СП. В целях поиска волноводного режима распространения с долгоживущей СП рассмотрена филаментация в изотропном кристалле СаF<sub>2</sub> импульсов на длине волны 3 мкм с энергией несколько микрожюулей и значениями пиковой мощности, несомненно превышающими критическую мощность самофокусировки.

## Модель филаментации

В численном моделировании используется приближение медленно меняющейся волны [17], в соответствии с которым уравнение в бегущей системе координат для огибающей излучения  $A(r, t, z)$  на несущей частоте  $\omega_0$  в условиях аксиальной симметрии имеет вид [8, 18]:

$$2ik_0 \frac{\partial A}{\partial z} = \hat{T}^{-1} \Delta_{\perp} A + \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{1 + \Omega/\omega_0} \left( k^2(\omega_0 + \Omega) - (k_0 + k_{\Omega})^2 \right) \tilde{A}(r, \Omega, z) e^{i\Omega t} d\Omega + \frac{2k_0^2}{n_0} \hat{T} [\Delta n_k A] + \frac{2k_0^2}{n_0} \hat{T}^{-1} [\Delta n_p A] - ik_0 \hat{T}^{-2} [\sigma N_e A] - ik_0 \alpha A. \quad (1)$$

Здесь  $\tilde{A}(r, \Omega, z)$  – Фурье-образ огибающей;  $\Omega = \omega - \omega_0$  – частотный сдвиг гармоник суперконтинуума

на частоте  $\omega$  от несущей частоты  $\omega_0$ ;  $k(\omega) = \omega n(\omega)/c_0$ , где  $n(\omega)$  — дисперсионная зависимость плавленого кварца или  $\text{CaF}_2$  [19];  $c_0$  — скорость света в вакууме,  $k_0 = k(\omega_0)$ ,  $k_1 = \partial k/\partial \omega|_{\omega_0}$ . Оператор  $\hat{T} = 1 - \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t}$ , являющийся результатом учета членов следующего порядка малости в разложении волнового оператора  $(\partial/\partial z - ik)^2$ , позволяет в рамках модели (1) рассматривать волновые пакеты, длительность которых сокращается вплоть до одной оптической осцилляции [17]. Керровское приращение показателя преломления  $\Delta n_k$  выражается сверткой

$$\Delta n_k(r, t, z) = n_2 \left\{ (1-g)I(r, t, z) + g \int_{-\infty}^t h(t-t')I(r, t', z) dt' \right\}, \quad (2)$$

где  $I = c_0 n_0 |A|^2 / (8\pi)$  — интенсивность светового поля;  $n_0$  — показатель преломления среды на несущей частоте импульса;  $n_2$  — коэффициент кубичной нелинейности при квазистационарном излучении;  $g$  — парциальный вклад рамановского отклика.

Функция запаздывающего нелинейного отклика имеет вид

$$h(t) = \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1 \tau_2} \exp(-t/\tau_1) \sin(t/\tau_2), \quad (3)$$

где  $\tau_1$  и  $\tau_2$  — характерные времена нелинейного отклика. Приращение показателя преломления, вызванное генерацией лазерной плазмы, определяется по формуле

$$\Delta n_p(r, t) = -\frac{4\pi e^2 N_e(r, t)}{2n_0 \omega_0^2 m_e}, \quad (4)$$

где  $m_e$ ,  $e$  — масса и заряд электрона соответственно.

Концентрация свободных электронов  $N_e$  подчиняется кинетическому уравнению

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = W(|A|)(N_0 - N_e) + v_i N_e, \quad (5)$$

где  $N_0$  — концентрация нейтральных атомов;  $v_i = \frac{1}{U_i} \frac{e^2 |A|^2}{2m_e(\omega_0^2 + v_c^2)}$  — частота лавинной ионизации,  $U_i$  —

ширина запрещенной зоны;  $v_c$  — частота столкновений электронов с нейтралами. Для кварца  $v_c \approx 10^{14} \text{ с}^{-1}$ . Уравнение (5) не учитывает электронную рекомбинацию, частота которой составляет  $6,7 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ . Скорость полевой ионизации  $W(|A|)$  определяется формулой Келдыша [20]. Сечение тормозного поглощения рассчитывается следующим образом:

$$\sigma = \frac{k_0 4\pi e^2 v_c}{n_0^2 \omega_0^2 m_e \omega_0}. \quad (6)$$

Коэффициент ослабления, вызванный полевой ионизацией среды, имеет вид

$$\alpha(r, \tau) = \frac{K \hbar \omega}{I} W(|A|^2)(N_0 - N_e(r, \tau)). \quad (7)$$

Рассматривается коллимированный пучок спектрально ограниченного импульсного излучения гауссовой формы

$$A(r, t, z = 0) = A_0 \exp\left\{-\frac{r^2}{2a_0^2} - \frac{t^2}{2\tau_0^2}\right\}, \quad (8)$$

где  $a_0$  и  $\tau_0$  — радиус пучка и полудлительность импульса по уровню интенсивности  $e^{-1}$ ;  $A_0$  — пиковая амплитуда светового поля. Параметр  $\tau_0$  связан с длительностью импульса по половине высоты  $\tau_{1/2}$ , обычно измеряемой в эксперименте, простым соотношением  $\tau_{1/2} = 2\sqrt{\ln 2} \tau_0$ .

Для численного решения системы уравнений (1)–(7) с начальным условием (8) использовался метод расщеплений, в котором уравнения, описывающие дисперсию и дифракцию излучения на каждом шаге по эволюционной координате  $z$ , рассматривались относительно частотного спектра огибающей  $\hat{A}(r, \Omega, z)$ . Это позволило использовать дисперсионное соотношение  $n(\omega)$  непосредственно в форме Салмейра (Sellmeier) и оператор  $\hat{T}^{-1} = 1 + \Omega/\omega_0$ , записанный в спектральном пространстве. На основе решений задачи (1)–(8) исследована трансформация пространственно-временного распределения интенсивности  $I(r, t, z)$  в процессе образования СП при филаментации в плавленом кварце фемтосекундного излучения различной длины волны и в  $\text{CaF}_2$  излучения на длине волны 3 мкм при варьировании его мощности.

## Влияние дисперсии на формирование последовательности световых пучей

Для исследования роли дисперсии групповой скорости в формировании последовательности СП рассмотрена филаментация в плавленом кварце фемтосекундного излучения на трех длинах волн 1,4; 1,8 и 2,2 мкм, которые лежат в области АДГС. При этом, чтобы выделить влияние на световые пучи собственно дисперсии групповой скорости (ДГС), полудлительность импульсов  $\tau_0$ , радиус пучков  $a_0$  и параметр нелинейности  $R = P_{peak}/P_{cr}$ , где  $P_{peak} = \pi a_0^2 I_0$  — пиковая мощность излучения ( $I_0$  — начальная интенсивность),  $P_{cr} = 3,77\pi n_0 / (2k_0^2 n_2)$  — критическая мощность самофокусировки, взяты одинаковыми для всех длин волн. Трансформация излучения при распространении его до образования филамента зависит от соотношения между параметрами подобия: дифракционной  $L_{dif} = ka_0^2$  и дисперсионной  $L_{dis} = \tau_0^2/k_2$  длинами, а также длиной самофокусировки  $L_{sf}$ . Здесь  $k_2 = \partial^2 k(\omega)/\partial \omega^2|_{\omega_0}$  — параметр, определяющий характер ДГС: при  $k_2 > 0$  ДГС считается нормальной, при  $k_2 < 0$  — аномальной. Длина самофокусировки  $L_{sf}$  равна расстоянию стационарной самофокусировки, рассчитанному по формуле Marburger [21, 22]. В процессе образования СП существенную роль играет рефракция излучения на наведенной лазерной плазме, скорость генерации которой определяет порядок многофотонности  $K = \lfloor U_i/\hbar\omega_0 + 1 \rfloor$ , где  $\lfloor \ ]$  — оператор выделения целой части. Рассмат-

ривалось излучение с полудлительностью  $\tau_0 = 30$  фс, радиусом пучка  $a_0 = 100$  мкм и с параметром нелинейности  $R = 3$ , при котором  $L_{sf} = 0,42L_{dif}$ . При численном моделировании принято, что для плавленого кварца  $n_0 = 1,45$ ,  $n_2 = 3,54 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2 \cdot \text{Вт}^{-1}$ ,  $g = 0,18$ ,  $\tau_1 = 32$  фс,  $\tau_2 = 12,5$  фс,  $N_0 = 2,1 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ . Остальные параметры излучения и среды, а также критерии подобия начальной стадии филаментации приведены в таблице.

Параметры излучения и плавленого кварца

Параметр	Длина волны $\lambda_0$ , мкм		
	1,4	1,8	2,2
Параметр дисперсии $k_2$ , $\text{фс}^2 \cdot \text{см}^{-1}$	-115,8	-626,5	-1487,8
Начальная интенсивность $I_0$ , $\text{ГВт}/\text{см}^2$	65	110	162
Энергия импульсов $E$ , мкДж	1,08	1,8	2,7
Критическая мощность самофокусировки $P_{cr}$ , МВт	6,7	11,24	16,8
Дисперсионная длина $L_{dis}$ , см	7,7	1,4	0,6
Дифракционная длина $L_{dif}$ , см	6,4	5	4
Длина самофокусировки $L_{sf}$ , см	2,7	2,1	1,7
Порядок многофотонности $K$	11	14	16

Результаты численного исследования представлены тоновыми картинками пространственно-временных распределений интенсивности в логарифмической шкале  $\lg(I(r,t)/I_0)$  и осевыми профилями интенсивности  $I(r=0,t)$  на ряде характерных расстояний  $Z$  (рис. 1–3). В излучении на длине волны 1,4 мкм СП образуется на расстоянии  $Z_{bul}^{(1,4)} = 2,18$  см, которое немного меньше расстояния стационарной самофокусировки  $L_{sf}$ , вследствие увеличения интенсивности при небольшой компрессии импульса в условиях АДГС, и значительно короче дисперсионной  $L_{dis}$  и дифракционной  $L_{dif}$  длин. Образование СП определяется по возникновению в распределении интенсивности узкого расходящегося хвоста, вызванного абберационной дефокусировкой излучения в наведенной лазерной плазме (рис. 1, б). Пиковая интенсивность в пуле достигает  $I_{peak} = 48 \text{ ТВт}/\text{см}^2$ , ее диаметр по уровню  $e^{-1}$  составляет 1,5 мкм, длительность по уровню  $e^{-1}$  около 4 фс, что близко к периоду оптических осцилляций.

Таким образом, СП представляет собой трехмерный волновой пакет с масштабом локализации светового поля, близким к длине волны [5]. СП является коротко живущим образованием, и интенсивность в ней быстро падает (рис. 1, в). При этом последующие пули не образуются, поскольку на длине волны 1,4 мкм величина параметра  $k_2$  слишком мала для повторной компрессии импульса (рис. 1, г).

В излучении на длине волны 1,8 мкм СП образуется на расстоянии  $Z_{bul,1}^{(1,8)} = 1,94$  см (рис. 2, а) и затем быстро распадается (рис. 2, б). Однако на этой длине волны величина параметра  $k_2$  больше, чем на 1,4 мкм, и аномальный характер ДГС проявляется значительно сильнее. Вследствие этого на переднем фронте импульса происходит компрессия СП при его фазовой самомодуляции, вызванной керровской нелинейностью, и возникает максимум интенсивности. Узкий плазменный канал, наведенный этим максимумом, вызывает дефокусировку остатков первой СП и всего хвоста импульса (рис. 2, в). На расстоянии  $Z_{bul,2}^{(1,8)} = 2,13$  см из этого максимума образуется вторая СП и сопутствующий ей широкий плазменный канал (рис. 2, г). В обоих пучках пиковая интенсивность составляет около  $40 \text{ ТВт}/\text{см}^2$ . Диаметр СП увеличился до 2,6 мкм, тогда как ее длительность сократилась до 2,3 фс по сравнению с соответствующими параметрами на длине волны 1,4 мкм. Нелинейный набег фазы светового поля в поперечном сечении филамента, вызывающий рефокусировку в филаменте [23], значительно меньше, чем во времени, и не оказывает влияния на формирование СП. В рассматриваемом случае эффект рефокусировки проявляется в некотором поджатии колец, охватывающем узкий плазменный канал (рис. 2, в).

В излучении на длине волны 2,2 мкм величина параметра  $k_2$ , характеризующего ДГС, много больше, чем на длине волны 1,8 мкм, и особенно на 1,4 мкм. Дисперсионная длина  $L_{dis}$  импульса на длине волны 2,2 мкм значительно меньше расстояния самофокусировки  $L_{sf}$ , и до образования филамента происходит сильное дисперсионное расплывание импульса во времени (рис. 3, а). Формирование СП затягивается, и она образуется на расстоянии  $Z_{bul}^{(2,2)} = 3,69$  см

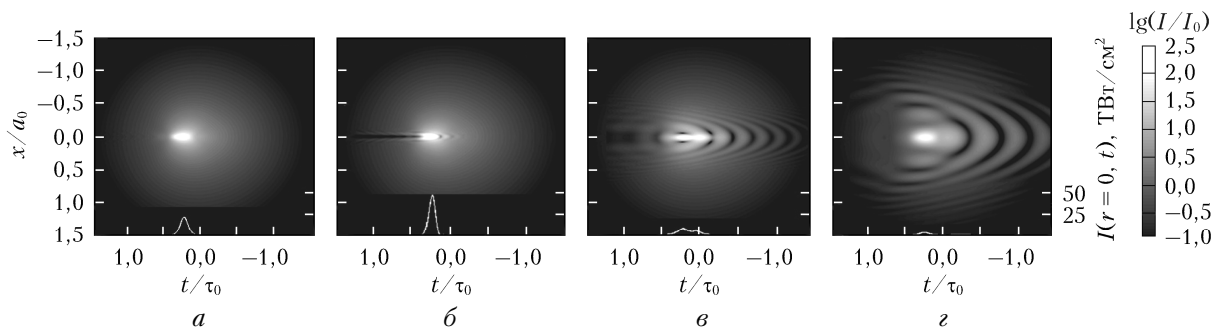


Рис. 1. Импульс на длине волны 1,4 мкм в плавленом кварце. Пространственно-временные распределения интенсивности в логарифмической шкале  $\lg(I(r,t)/I_0)$  и профиль интенсивности на оси  $I(r=0,t)$  на расстояниях:  $Z = 2,17$  см – происходит увеличение пиковой интенсивности в филаменте (а);  $Z_{bul}^{(1,4)} = 2,18$  см – образование световой пули (б);  $Z = 2,2$  см – диссипация пули (в);  $Z = 2,3$  см – уменьшение интенсивности (г)

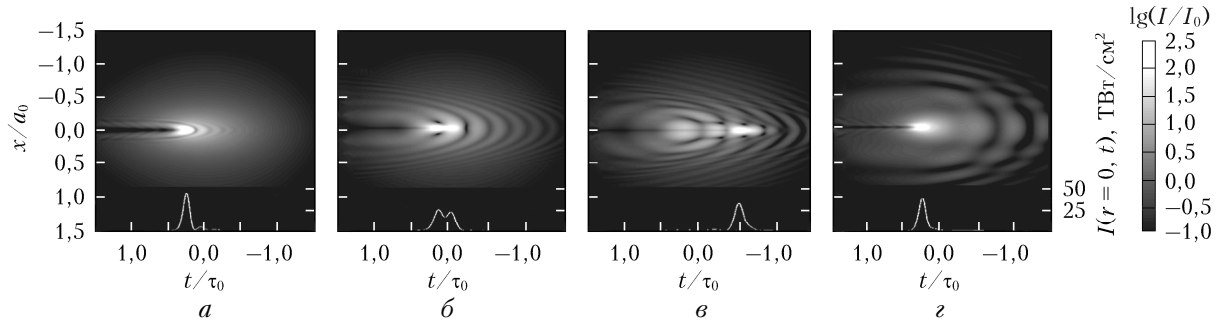


Рис. 2. Импульс на длине волны 1,8 мкм в плавленом кварце. Пространственно-временные распределения интенсивности в логарифмической шкале  $\lg(I(r,t)/I_0)$  и профиль интенсивности на оси  $I(r=0, t)$  на расстояниях:  $Z_{bul,1}^{(1,8)} = 1,94$  см – происходит образование первой световой пули (а);  $Z = 1,97$  см – распад пули (б);  $Z = 2,01$  см – зарождение второй пули (в);  $Z_{bul,2}^{(1,8)} = 2,13$  см – образование второй пули (г)

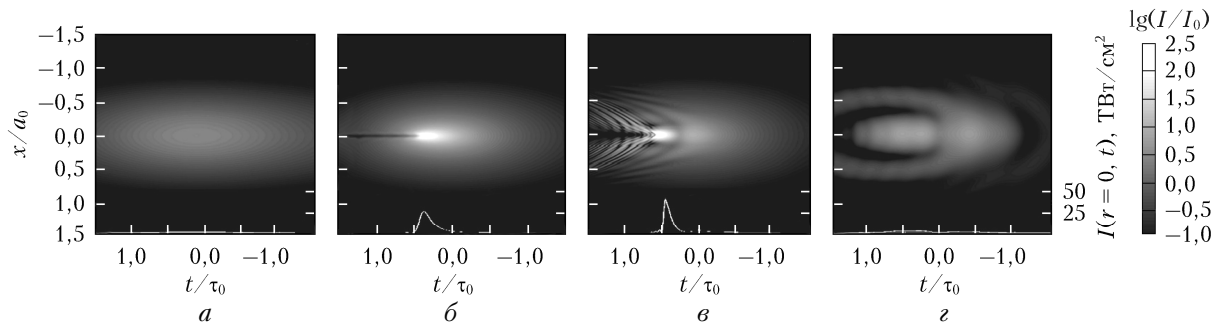


Рис. 3. Импульс на длине волны 2,2 мкм в плавленом кварце. Пространственно-временные распределения интенсивности в логарифмической шкале  $\lg(I(r,t)/I_0)$  и профиль интенсивности на оси  $I(r=0, t)$  на расстояниях:  $Z = 3,07$  см – происходит дисперсионное расплывание импульса (а);  $Z_{bul}^{(2,2)} = 3,69$  см – образование световой пули (б);  $Z_{bul}^{(2,2)} \approx 3,7$  см – увеличение интенсивности в пуле (в);  $Z = 3,95$  см – диссипация пули (г)

(рис. 3, б), которое значительно превышает расстояние самофокусировки  $L_{sf}$  на этой длине волны. Вследствие поперечного сжатия СП, вызванного керровской нелинейностью, пиковая интенсивность в ней достигает  $I_{peak} \approx 44$  ТВт/см<sup>2</sup> (рис. 3, в). Диаметр СП составляет около 3,5 мкм, ее длительность – 1,9 фс. Вторая СП на длине волны 2,2 мкм не образуется, так как интенсивность на переднем фронте импульса уменьшилась столь значительно при дисперсионном расплывании его на начальной стадии распространения, что компрессии при фазовой самомодуляции оказалось недостаточно для ее формирования (рис. 3, г). Пространственная рефокусировка проявляется в образовании кольца большого диаметра в распределении интенсивности в поперечном сечении.

Из анализа приведенных результатов следует, что с увеличением длины волны диаметр СП увеличивается, а длительность сокращается. Интервал, на котором существует СП с высокой плотностью мощности, составляет около 1 мм, что соответствует времени ее жизни около 5 пс. Максимальная интенсивность в СП составляет около  $I_{peak} = 40$  ТВт/см<sup>2</sup> и слабо зависит от длины волны, что объясняется многофотонной генерацией лазерной плазмы, которая при  $K = 11-16$  имеет пороговый характер АДГС.

Изменение с расстоянием пиковой интенсивности на оси филамента  $I_{peak}(r=0, z)$  приведено на рис. 4. Зависимость  $I_{peak}(r=0, z)$  кратко воспроизводит сценарий формирования единственной СП

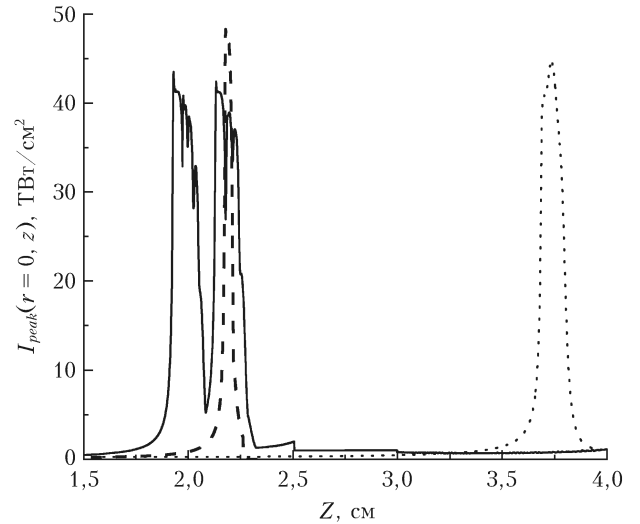


Рис. 4. Изменения с расстоянием пиковой интенсивности на оси филамента  $I_{peak}(r=0, z)$  в плавленом кварце при формировании СП в импульсах на длине волны 1,4 (штриховая кривая), 1,8 (сплошная), 2,2 мкм (пунктирная). Полудлительность импульсов  $\tau_0 = 30$  фс, радиус пучка  $a_0 = 100$  мкм, параметр нелинейности  $R = 3$

в импульсе на длине волны 1,4 мкм, двух СП – на длине волны 1,8 мкм, уменьшение интенсивности вследствие дисперсионного расплывания импульса и последующее образование одной пули на длине волны 2,2 мкм. Из приведенной зависимости видно,

что АДГС, необходимая для формирования СП, может препятствовать их образованию, если дисперсионная длина  $L_{dis}$  значительно меньше расстояния самофокусировки  $L_{sf}$ .

## Влияние мощности импульса на формирование световых пучков в $\text{CaF}_2$

Численное моделирование филаментации импульсов различной мощности, близкой к критической мощности самофокусировки, ориентировано на анализ возможности получения волноводного режима с формированием долгоживущих СП, о существовании которого было заявлено в [9]. Выбор  $\text{CaF}_2$  в качестве среды для исследования обусловлен тем, что спектральное окно прозрачности в нем перекрывают УФ- и ИК-диапазоны, расширяя тем самым полосу длин волн в исследованиях филаментации. Рассматривается импульс на длине волны 3 мкм, которая лежит в области АДГС, что необходимо для формирования СП. В  $\text{CaF}_2$  показатель преломления  $n_0 = 1,45$ , коэффициент кубичной нелинейности  $n_2 = 1,9 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2 \cdot \text{Вт}^{-1}$ , концентрация  $N_0 = 2,45 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$ . На длине волны 3 мкм критическая мощность самофокусировки  $P_{cr} = 50 \text{ МВт}$ , параметр, определяющий характер ДГС,  $k_2 = -1053,6 \text{ фс}^2 \cdot \text{см}^{-1}$ , порядок многофотонности  $K = 29$  при ширине запрещенной зоны  $U_i = 10 \text{ эВ}$  [19]. Для исследования влияния собственно пиковой мощности на формиро-

вание СП рассматривалось излучение на длине волны 3 мкм при одинаковых значениях параметра длительности  $\tau_0 = 30 \text{ фс}$  и радиуса пучка  $a_0 = 115 \text{ мкм}$ . В этом случае дисперсионная длина  $L_{dis} = 3,4 \text{ см}$ , дифракционная  $L_{dif} = 3,9 \text{ см}$  для всех рассматриваемых импульсов. Исследовались импульсы энергией 15,9; 10,6; 7,9 и 5,3 мкДж, для которых параметр нелинейности  $R = 3,0; 2,0; 1,5; 1,0$  и длина самофокусировки  $L_{sf} = 1,64; 2,65; 4,2 \text{ см}; \infty$  соответственно.

Для импульса с параметром нелинейности  $R = 3$ , при которой начальная интенсивность  $I_0 = 360 \text{ ГВт/см}^2$ , пространственно-временные распределения интенсивности  $\lg(I(r,t)/I_0)$  и осевые профили интенсивности  $I(r=0, t)$  приведены на рис. 5 для ряда характерных расстояний  $Z$ . Первая СП образуется на расстоянии  $Z_{bul,1}^{(3)} = 1,34 \text{ см}$  (рис. 5, а), сокращение которого по сравнению с  $L_{sf} = 1,64 \text{ см}$  невелико, поскольку влияние дисперсионной компрессии импульса мало при  $L_{dis} = 3,4 \text{ см}$ . Следом на расстоянии  $Z_{bul,2}^{(3)} = 1,41 \text{ см}$  зарождается вторая СП, плазменный канал которой дефокусирует первую (рис. 5, б). После этих двух СП, существующих вместе на интервале длиной около 2 мм (рис. 5, в), пиковая интенсивность падает более чем в 10 раз (рис. 5, г). Третья СП формируется на расстоянии  $Z_{bul,3}^{(3)} = 1,84 \text{ см}$ , четвертая после многократного снижения интенсивности в филаменте (рис. 5, е) — на расстоянии  $Z_{bul,4}^{(3)} = 2,25 \text{ см}$  (рис. 5, ж), пятая — на расстоянии  $Z_{bul,5}^{(3)} = 3,07 \text{ см}$  (рис. 5, з). Значения пиковой интенсивности  $I_{peak}$  в образовавшихся СП близки

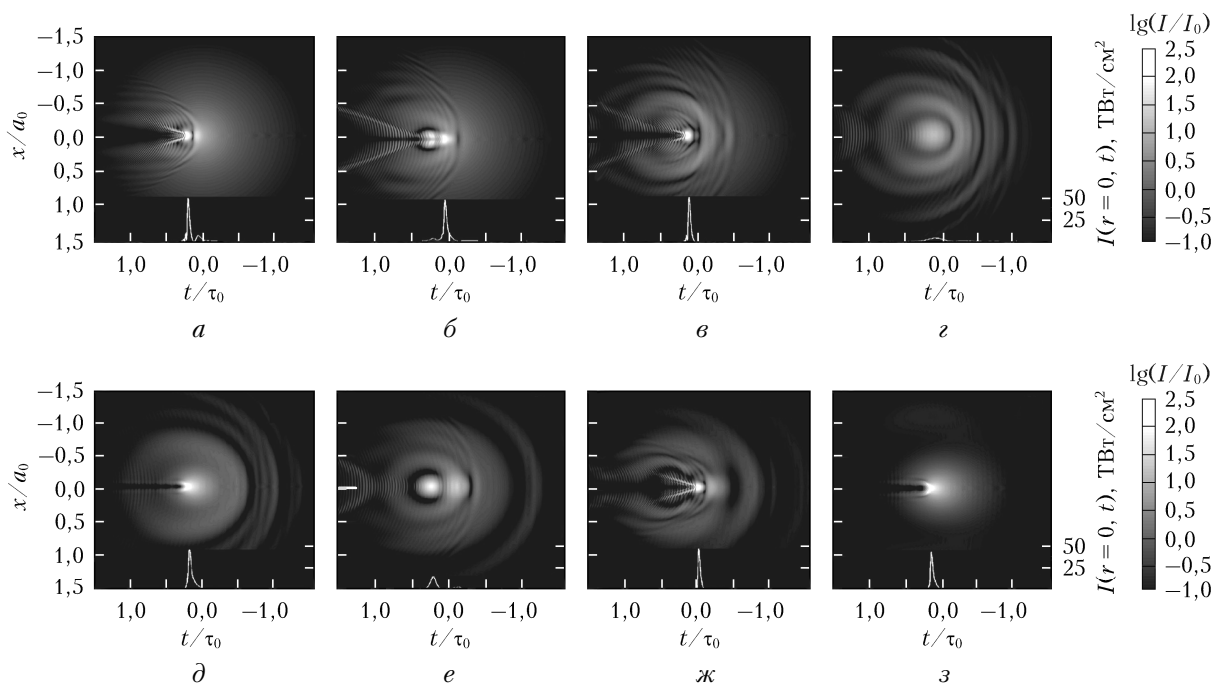


Рис. 5. Импульс на длине волны 3 мкм в  $\text{CaF}_2$ . Пространственно-временные распределения интенсивности в логарифмической шкале  $\lg(I(r,t)/I_0)$  и профиль интенсивности на оси  $I(r=0, t)$  на расстояниях:  $Z_{bul,1}^{(3)} = 1,34 \text{ см}$  — происходит образование первой СП (а);  $Z_{bul,2}^{(3)} = 1,41 \text{ см}$  — зарождение второй СП (б);  $Z_{bul,2}^{(3)} = 1,52 \text{ см}$  — существование второй СП (в);  $Z_{bul,2}^{(3)} = 1,68 \text{ см}$  — деградация первых двух СП (г);  $Z_{bul,3}^{(3)} = 1,84 \text{ см}$  — образование третьей СП (д);  $Z_{bul,3}^{(3)} = 2,01 \text{ см}$  — распад СП (е);  $Z_{bul,4}^{(3)} = 2,25 \text{ см}$  — образование четвертой СП (ж);  $Z_{bul,5}^{(3)} = 3,07 \text{ см}$  — образование пятой СП (з)

и составляют около  $120 \text{ ТВт}/\text{см}^2$ , их диаметр — около  $10 \text{ мкм}$ , длительность —  $6 \text{ фс}$ . Таким образом, в филаменте на длине около  $1,7 \text{ см}$  образовалась последовательность короткоживущих СП, каждая из которых существует на интервале не более  $1 \text{ мм}$ , что соответствует времени жизни СП порядка  $5 \text{ пс}$ .

Режимы филаментации с образованием нескольких СП в импульсах на длине волны  $3 \text{ мкм}$  в  $\text{CaF}_2$  и на длине волны  $2,2 \text{ мкм}$  в плавленном кварце близки. Вместе с этим в импульсе на длине волны  $3 \text{ мкм}$  энергия выше, чем на  $2,2 \text{ мкм}$ , и соответственно больше число СП в последовательности. Вследствие более высокого порядка многофотонности  $K$  в  $\text{CaF}_2$  на длине волны  $3 \text{ мкм}$  пиковая интенсивность в СП выше, крутизна ее заднего фронта больше, чем в плавленном кварце на длине волны  $2,2 \text{ мкм}$ . Полученная закономерность ранее установлена в [24] при исследовании влияния параметра  $K$  на генерацию суперконтинуума при филаментации импульсов различной длины волны в плавленном кварце.

Короткий интервал существования СП обусловлен конкуренцией сильных нелинейных эффектов, таких как сжатие пучка при самофокусировке, его абберационная дефокусировка при возникновении лазерной плазмы, генерация которой имеет пороговый характер при большой величине  $K$ , и, наконец, компрессия импульса во времени при фазовой самомодуляции в среде с АДГС при большой величине параметра  $k_2$ . Можно было ожидать, что ослабление этих эффектов при уменьшении энергии импульса приведет к увеличению времени существования СП. Однако численные исследования филаментации в  $\text{CaF}_2$  импульсов на длине волны  $3 \text{ мкм}$  при параметрах нелинейности  $R = 2,0; 1,5; 1,0$  показали, что с уменьшением энергии интервал существования СП не возрастает, а уменьшается их число в последовательности. Так, при  $R = 2,0; 1,5$  образуются три коротко живущие СП (рис. 6). При пиковой мощности импульса  $P_{peak}$ , равной критической

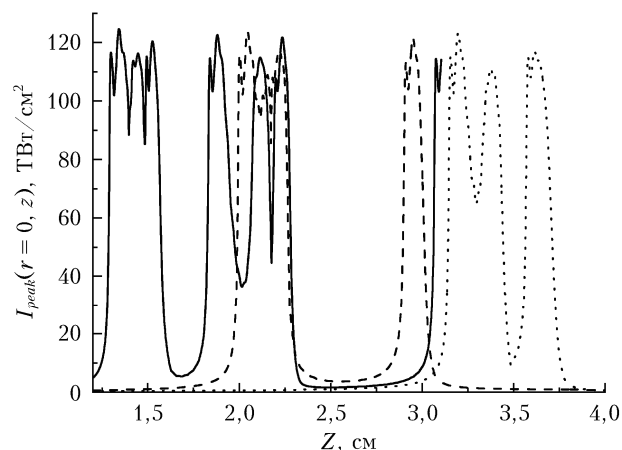


Рис. 6. Изменение с расстоянием пиковой интенсивности на оси филамента  $I_{peak}(r=0, z)$  в  $\text{CaF}_2$  при формировании СП в импульсах на длине волны  $3 \text{ мкм}$  с энергией  $15,9 \text{ мкДж}$  ( $R = 3,0$ ) — сплошная кривая;  $10,6 \text{ мкДж}$  ( $R = 2,0$ ) — штриховая;  $7,9 \text{ мкДж}$  ( $R = 1,5$ ) — пунктирная кривая. Полуудлинительность импульсов  $\tau_0 = 30 \text{ фс}$ , радиус пучка  $a_0 = 115 \text{ мкм}$

мощности самофокусировки  $P_{cr}$ , и, следовательно, при  $R = 1,0$  СП не образуются, несмотря на компрессию импульса при фазовой самомодуляции в среде с керровской нелинейностью.

## Заключение

Формирование СП при фемтосекундной филаментации излучения ближнего и среднего ИК-диапазонов в условиях АДГС является многофакторным процессом и определяется фундаментальными характеристиками излучения и среды, такими как длина волны, длительность и энергия излучения, параметр ДГС  $k_2$  и ширина запрещенной зоны  $U_i$  диэлектрика, из которых возможна формулировка критериев подобия начальной стадии образования СП и генерации лазерной плазмы. В настоящей работе численно исследовано влияние АДГС нелинейной среды и мощности импульсов на образование СП при филаментации в плавленном кварце и  $\text{CaF}_2$  импульсов энергией в несколько микроджоулей. Проведенный анализ позволяет сформулировать следующие выводы.

1. Аномальная ДГС, необходимая для временной компрессии импульса при образовании СП, в зависимости от соотношения критериев подобия может нарушать формирование последовательности СП. В случае малой ДГС, при которой дисперсионная длина  $L_{dis}$  много больше длины самофокусировки  $L_{sf}$ , компрессия импульса при фазовой самомодуляции оказывается недостаточной для образования следующих СП в их последовательности. В случае сильной ДГС, при которой  $L_{dis} \ll L_{sf}$ , уменьшение пиковой интенсивности импульса, вследствие дисперсионного расплывания до образования филамента, препятствует образованию следующих СП.

2. Пиковая интенсивность в СП не зависит от начальной интенсивности в импульсе и определяется порядком многофотонности  $K$  процесса ионизации при генерации лазерной плазмы, возрастая с его увеличением. В плавленном кварце пиковая интенсивность в СП составляет около  $40 \text{ ТВт}/\text{см}^2$  при филаментации импульсов ближнего ИК-диапазона и меняется не более чем на  $15\%$  при варьировании длины волны от  $1,4$  до  $2,2 \text{ мкм}$  и, соответственно, изменении параметра  $K$  от  $11$  до  $16$ . В  $\text{CaF}_2$  при филаментации импульса среднего ИК-диапазона на длине волны  $3 \text{ мкм}$ , при которой параметр  $K = 29$ , пиковая интенсивность в СП достигает  $120 \text{ ТВт}/\text{см}^2$  и меняется не более чем на  $\pm 10\%$  при варьировании энергии импульса в два раза.

3. Световая пуля является пространственно-временным волновым пакетом, содержащим несколько осцилляций светового поля. Диаметр СП близок к длине волны действующего излучения и увеличивается с ее ростом. Длительность СП сокращается с увеличением длины волны излучения.

4. Световая пуля является короткоживущим образованием светового поля в нелинейной среде с АДГС. Интервал ее существования составляет около  $1 \text{ мм}$ , что соответствует времени жизни несколько пикосекунд. Изменение энергии действующего импульса на длине волны  $3 \text{ мкм}$  при филаментации

в  $\text{CaF}_2$  влияет на число СП в последовательности и не влияет на их время жизни.

Полученные в работе выводы, наряду с результатами [4–12], могут стать основой для формулировки общих закономерностей образования световых пуль в нелинейных диспергирующих средах.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 14-22-02025-офи\_м и гранта Президента Российской Федерации НШ-9695.2016.2.

1. Silberberg Y. Collapse of optical pulses // Opt. Lett. 1990. V. 15, N 22. P. 1282–1284.
2. Ахманов С.А., Сухоруков А.П., Хохлов Р.В. О самофокусировке и самоканалировании световых пучков в нелинейной среде // Ж. эксперим. и теор. физ. 1966. Т. 50, вып. 6. С. 1537–1549.
3. Bergé L., Skupin S. Self-channeling of ultrashort laser pulses in materials with anomalous dispersion // Phys. Rev. E. 2005. V. 71. 065601(R).
4. Smetanina E.O., Dormidonov A.E., Kandidov V.P. Spatio-temporal evolution scenarios of femtosecond laser pulse filamentation in fused silica // Laser Phys. 2012. V. 22, N 7. P. 1189–1198.
5. Smetanina E.O., Kompanets V.O., Dormidonov A.E., Chekalin S.V., Kandidov V.P. Light bullets from near-IR filament in fused silica // Laser Phys. Lett. 2013. V. 10, N 10. P. 105401–105407.
6. Чекалин С.В., Компанец В.О., Сметанина Е.О., Кандидов В.П. Световые пули и спектр суперконтинуума при филаментации фемтосекундного импульса в условиях аномальной дисперсии в плавленом кварце // Квант. электрон. 2013. Т. 43, № 4. С. 326–331.
7. Чекалин С.В., Компанец В.О., Докукина А.Э., Dormidonov A.E., Smetanina E.O., Kandidov V.P. Видимое излучение суперконтинуума световых пуль при фемтосекундной филаментации ИК-импульсов в плавленом кварце // Квант. электрон. 2015. Т. 45, № 5. С. 401–407.
8. Chekalin S., Dokukina A., Dormidonov A., Kompanets V., Smetanina E., Kandidov V. Light bullets from a femtosecond filament // J. Phys. B. 2015. V. 48. 094008 (12 p.).
9. Durand M., Jarnac A., Houard A., Liu Y., Grabielle S., Forget N., Durecu A., Couairon A., Mysyrowicz A. Self-guided propagation of ultrashort laser pulses in the anomalous dispersion region of transparent solids: A new regime of filamentation // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110. 115003 (4 p.).
10. Majus D., Tamošauskas G., Gražulevičiūtė I., Garejev N., Lotti A., Couairon A., Faccio D., Dubietis A. Nature of spatiotemporal light bullets in bulk Kerr media // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 112. 193901 (5 p.).
11. Чекалин С.В., Сметанина Е.О., Спирков А.И., Компанец В.О., Кандидов В.П. Филаментация фазово-модулированного импульса в условиях нормальной, аномальной и нулевой дисперсии групповой скорости // Квант. электрон. 2014. Т. 44, № 6. С. 577–584.
12. Чекалин С.В., Докукина А.Э., Сметанина Е.О., Компанец В.О., Кандидов В.П. Плазменные каналы в филаменте фемтосекундного излучения, сфокусированного аксионом // Квант. электрон. 2014. Т. 44, № 6. С. 570–576.
13. Shim B., Schrauth S.E., Gaeta A.L. Filamentation in air with ultrashort mid-infrared pulses // Opt. Exp. 2001. V. 19, N 10. P. 9118–9126.
14. Smetanina E.O., Fedorov V.Yu., Dormidonov A.E., Kandidov V.P. Light bullets from mid-IR femtosecond filament in air // J. Phys. Conf. Ser. 2014. V. 541. P. 012071 (5 p.).
15. Mitrofanov A.V., Voronin A.A., Sidorov-Biryukov D.A., Pugzlys A., Stepanov E.A., Andriukaitis G., Flöry T., Alisauskas S., Fedotov A.B., Baltuska A., Zheltikov A.M. Mid-infrared laser filaments in the atmosphere // Sci. Reports. 2015. V. 5. 8368 (6 p.).
16. Кандидов В.П., Шленов С.А., Косарева О.Г. Филаментация мощного фемтосекундного лазерного излучения // Квант. электрон. 2009. Т. 39, № 3. С. 205–228.
17. Brabec T., Krausz F. Nonlinear optical pulse propagation in the single-cycle regime // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 78, N 17. P. 3282–3285.
18. Кандидов В.П., Сметанина Е.О., Dormidonov A.E., Компанец В.О., Чекалин С.В. Формирование конической эмиссии суперконтинуума при филаментации фемтосекундного лазерного излучения в плавленом кварце // Ж. эксперим. и теор. физ. 2011. Т. 140, вып. 3. С. 484–496.
19. Handbook of optical materials / Ed. by M.J. Weber. Boca Raton, London, New York, Washington, D.C.: CRC LLC Press, 2003. 536 p.
20. Келдыш Л.В. Ионизация в поле сильной электромагнитной волны // Ж. эксперим. и теор. физ. 1964. Т. 47, вып. 5. С. 1945–1957.
21. Гольдберг В.Н., Таланов В.И., Эрм Р.Э. Самофокусировка аксиально симметричного электромагнитного пучка // Изв. вузов. Радиофиз. 1967. Т. 10, вып. 5. С. 674–685.
22. Marburger J.H. Self-focusing: Theory // Progr. Quantum Electron. 1975. V. 4. P. 35–110.
23. Кандидов В.П., Шленов С.А., Косарева О.Г. Филаментация мощного фемтосекундного лазерного излучения // Квант. электрон. 2009. Т. 39, № 3. С. 205–228.
24. Сметанина Е.О., Компанец В.О., Чекалин С.В., Кандидов В.П. Особенности филаментации фемтосекундного лазерного излучения в условиях аномальной дисперсии в плавленом кварце. Ч. 2. Эксперимент и физическая интерпретация // Квант. электрон. 2012. Т. 42, № 10. С. 920–924.

**E.D. Zaloznaya, A.E. Dormidonov, V.P. Kandidov. Influence of near and mid-IR femtosecond pulse parameters on formation of sequences of light bullets in transparent dielectrics.**

Formation of light bullets is numerically investigated during filamentation of near and mid-IR femtosecond pulses in condensed media at anomalous group velocity dispersion. On the example of filamentation of microjoule pulses at wavelengths of 1.4, 1.8, and 2.2  $\mu\text{m}$  in fused silica at powers slightly exceeding the critical self-focusing power, it is established that the subsequent light bullets are not formed if the dispersive length is much bigger and much smaller than the self-focusing length. It is shown that the peak intensity in light bullets does not depend on the initial pulse intensity, is determined by the multiphoton order of laser plasma generation, and increases with the order. In fused silica, the peak intensity in a light bullet makes about 40  $\text{TW}/\text{cm}^2$  during filamentation of microjoule pulses at a wavelength of 1.4–2.2  $\mu\text{m}$ , and in  $\text{CaF}_2$ , the peak intensity reaches 120  $\text{TW}/\text{cm}^2$  for pulses at a wavelength of 3  $\mu\text{m}$ . The light bullet is a short-lived formation existing on less than 1 mm distance. It is found that the change in the pulse energy at a wavelength of 3  $\mu\text{m}$  during filamentation in  $\text{CaF}_2$  influences the number of light bullets and does not increase their time of life.