

## Влияние пространственной фокусировки на характеристики филаментации фемтосекундного лазерного излучения в воздухе

Ю.Э. Гейнц, А.А. Землянов\*

*Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН  
634021, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1*

Поступила в редакцию 11.01.2010 г.

Теоретически исследованы закономерности самофокусировки и филаментации пространственно сфокусированного ультракороткого лазерного излучения в воздухе. Изучено влияние начальной фокусировки пучка на размерные и мощностные параметры формирующихся филаментов. Установлено, что фокусировка фемтосекундного лазерного излучения может привести к формированию нескольких пространственных зон, характеризующихся слабым изменением радиуса пучка. Эти зоны имеют разную протяженность и в зависимости от силы фокусировки характеризуются различными значениями пиковой интенсивности импульса, минимального размера пучка и плотности свободных электронов плазмы.

*Ключевые слова:* ультракороткое лазерное излучение, самофокусировка, филаментация, фотоионизация, пространственная фокусировка; *ultra-short laser radiation, self-focusing, filamentation, photoionization, spatial beam focusing.*

### Введение

Распространение фемтосекундных лазерных импульсов с мощностью в десятки и сотни гигаватт в воздухе проходит в нелинейном режиме. Световое излучение испытывает сильнейшую пространственно-временную самомодуляцию, проявляющуюся во временной компрессии импульса и последующем распаде пучка в поперечном направлении на области с высокой интенсивностью, так называемую *филаментацию* пучка [1]. Такая сложная динамика импульса является результатом комбинированного действия линейных и нелинейных эффектов, среди которых главенствующую роль играют дифракция, эффект Керра и ионизация среды.

Заметим, что в имеющихся публикациях до сих пор нет устоявшегося определения, что же считать филаментом и каковы его энергетические и размерные характеристики. Существует мнение, что филамент — это локализованный в пространстве времени за счет самофокусировки световой импульс с квазиустойчивой по трассе формой (так называемый пространственно-временной солитон, или «световая пуля» [2]). Другие исследователи считают филаментом участок трассы распространения импульса, где в среде под действием света возникает высокоионизованный канал [3]. Третьи связывают филаменты и филаментацию с зоной существования динамических высокоинтенсивных структур внутри импульса, устойчивых к возмущениям на достаточно протяженном участке трассы [4]. Ведется также дискуссия и по адекватности самих физических

моделей филаментации сверхкороткого излучения (самонаведенный волновод [5], пространственно-временной солитон [2], движущиеся нелинейные фокусы пучка [6], динамически восполняющаяся область [7]).

Тем не менее большинство исследователей сходятся во мнении, что формирующиеся в световом пучке в результате его нестационарной самофокусировки области повышенной интенсивности, которые мы в дальнейшем будем называть световыми филаментами, имеют вполне определенный характерный поперечный радиус  $R_{fil}$ , высокую пиковую интенсивность  $I_{fil}$  и переносят мощность  $P_{fil}$  порядка критической мощности самофокусировки  $P_c$ . Так, для излучения фемтосекундного Ti:Sp-лазера с несущей длиной волны  $\lambda_0 = 800$  нм, распространяющегося в атмосферном воздухе, эти параметры обычно составляют:  $R_{fil} \sim 40 \div 60$  мкм,  $I_{max} \sim 10 \div 100$  ТВт/см<sup>2</sup>,  $P_c = 3,2 \div 6$  ГВт (достаточно полный современный обзор экспериментальных результатов дан в [4, 8]).

В то же время недавно опубликованные экспериментальные данные [9, 10] по измерениям параметров плазменных колонок (нитей), формирующихся в зоне филаментации сфокусированного фемтосекундного пучка в воздухе, показывают, что поперечный размер плазменных филаментов обнаруживает зависимость от остроты фокусировки излучения. При предельно острой начальной фокусировке пучка (диаметр фокальной перетяжки  $\sim 6$  мкм) радиус плазменного филамента может достигать всего до нескольких микрометров [10]. Поскольку источником плазмы в канале лазерного пучка являются области максимальной интенсивности излучения, то плазменная колонка может считаться своего рода отпечатком светового филамента

\* Юрий Эльмарович Гейнц (ygeints@iao.ru); Александр Анатольевич Землянов (zaa@iao.ru).

в среде и, следовательно, можно утверждать, что и его характерный размер также должен зависеть от начальной фокусировки излучения.

В настоящей статье теоретически рассмотрены закономерности самофокусировки и филаментации пространственно сфокусированного ультракороткого лазерного излучения в воздухе. Главное внимание уделялось исследованию роли дифракционных эффектов в данном процессе, установлению взаимосвязи между силой фокусировки и параметрами зоны филаментации пучка. С помощью численного моделирования нами было установлено, что для сфокусированного лазерного излучения возможно существование такого режима нестационарной самофокусировки, при котором формируются несколько пространственных зон со слабым изменением (вдоль эволюционной координаты) поперечного размера пучка. Эти зоны, следовательно, можно считать зонами филаментации. Они разнесены в пространстве, имеют разную протяженность и в общем случае в зависимости от силы фокусировки характеризуются различными значениями пиковой интенсивности импульса, минимального размера пучка и плотности свободных электронов плазмы.

## 1. Математическая модель

В качестве математической основы для моделирования распространения ультракороткого лазерного излучения будем использовать формализм нелинейного уравнения Шредингера (НУШ). Это уравнение, как показывают многочисленные исследования (см., например, [11, 12]), достоверно описывает все значимые линейные и нелинейные процессы, происходящие с импульсом излучения в среде, по крайней мере при длительностях импульса не меньше нескольких оптических периодов.

Ниже будет рассматриваться распространение преимущественно сфокусированного излучения с небольшим (порядка миллиметров) диаметром пучка и начальной длительностью импульса порядка сотен фемтосекунд, что характерно для большинства известных лабораторных экспериментов по самофокусировке. Это приводит к протяженности оптической трассы излучения не более нескольких метров, и, следовательно, эффектом дисперсии групповой скорости лазерного импульса в воздухе при дальнейших расчетах мы пренебрежем. По этой же причине в используемой модели процесса не будем учитывать поправки на пространственно-временную фокусировку и самообострение временного фронта импульса.

В данных предположениях соответствующее уравнение в системе координат, связанной с движущимся с групповой скоростью  $v_g$  импульсом ( $\mathbf{r}_\perp, z; t \equiv t' - z/v_g$ ), имеет следующий вид:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{i}{2n_0k_0}\nabla_\perp^2\right)U = ik_0\left(n_2I - n_4I^2 - \frac{\rho_e}{2\rho_c n_0}\right)U - \left[\frac{\sigma_c \rho_e}{2} + \frac{\Psi_I(I)}{2I}\Delta E_i(\rho_{nt} - \rho_e)\right]U; \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho_e = \Psi_I(I)(\rho_{nt} - \rho_e) + \frac{\sigma_c}{n_0\Delta E_i}\rho_e I - \nu_r \rho_e^2. \quad (2)$$

Здесь  $U(\mathbf{r}_\perp, z; t)$  — медленно меняющаяся комплексная амплитуда электрического поля светового импульса;  $\nabla_\perp$  — поперечный лапласиан;  $n_0$  — линейный коэффициент преломления среды;  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$  — волновое число;  $I = cn_0|U|^2/8\pi$  — интенсивность;  $n_2, n_4$  — коэффициенты при кубичной (керровской) и следующей по порядку нелинейной добавке к коэффициенту преломления среды (насыщающаяся нелинейность);  $n = n_0 + n_2I - n_4I^2$ ;  $\rho_e$  — концентрация свободных электронов в канале пучка (плотность плазмы);  $\rho_c = 1/(\sigma_c \tau_c c)$  — критическая плотность электронов плазмы;  $\Psi_I$  — скорость (вероятность) фотоионизации среды;  $\rho_{nt}$  — плотность нейтральных атомов (молекул);  $\sigma_c, \Delta E_i$  — сечение каскадной ионизации и потенциал ионизации молекулы;  $\nu_r$  — скоростной коэффициент рекомбинации электронов;  $\tau_c$  — характерное время свободного пробега электрона.

Отметим, что в уравнении (1) опущена инерционная керровская составляющая, связанная с вращательным ВКР световой волны на молекулах воздуха, и добавлено слагаемое, отвечающее за насыщение керровской нелинейности. Такие коррективы в численной модели распространения острофокусированных фемтосекундных лазерных пучков, как показывают исследования [13], оптимально учитывают факт изменения характера нелинейного отклика среды, реализующегося при высоких значениях интенсивности излучения в нелинейном фокусе.

При численных расчетах исходный лазерный пучок задавался в форме сфокусированного гауссовского по пространственным и временным координатам излучения

$$U(\mathbf{r}_\perp, z = 0, t) = U_0 \exp\left\{-|\mathbf{r}_\perp|^2/(2R_0)^2 - t^2/(2t_p)^2\right\} \exp\left\{-ik_0 n_0 |\mathbf{r}_\perp|^2/F\right\}$$

с варьируемыми начальным радиусом кривизны фазового фронта  $F$  и пиковой мощностью в импульсе излучения

$$P_0 = (U_0 R_0)^2 \pi c n_0 / 8 = I_0 \pi R_0^2,$$

где  $R_0, t_p$  — радиус пучка и длительность импульса по уровню  $1/e$  максимума интенсивности соответственно. Для определенности эти величины были фиксированы и составляли:  $R_0 = 1$  мм,  $t_p = 100$  фс. Значения остальных параметров в (1), (2) для длины волны излучения  $\lambda_0 = 800$  нм были следующими:

$$n_2 = 3,2 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2/\text{Вт}, \quad n_4 = 2,5 \cdot 10^{-33} \text{ см}^4/\text{Вт}^2, \\ \tau_c = 350 \text{ фс}, \quad \sigma_c = 5,52 \cdot 10^{-24} \text{ м}^2, \quad \nu_r = 1,1 \cdot 10^{-12} \text{ м}^3/\text{с}, \\ \Delta E_i = 15,6 \text{ эВ (азот)}.$$

Критическая мощность самофокусировки излучения, определяемая как  $P_c = \lambda_0/(n_0 k_0 n_2)$ , при этом равняется 3,2 ГВт. Расчет скорости фотоионизации атомов среды  $\Psi_I$  проводился по модели ионизации

Переломова—Попова—Терентьева [14], в рамках которой учтена смена режима многофотонной ионизации на туннельную при высокой интенсивности световой волны (для атмосферного азота  $I > 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>).

## 2. Результаты численного моделирования

Обратимся к результатам численного моделирования нелинейного распространения мощного импульсного пространственно сфокусированного фемтосекундного излучения в атмосферном воздухе.

Нас, прежде всего, интересовала эволюция радиуса светового пучка при разных режимах его начальной фокусировки. Уточним, что здесь понимается под «радиусом пучка». Поскольку рассматривается нелинейное распространение ограниченного в пространстве волнового пакета, то в каждый момент времени его поперечный размер, определенный по какому-либо заданному уровню интенсивности (например, по уровню  $1/e$  от максимального значения как будет в дальнейшем), может, вообще говоря, быть различным. Причиной этому в нелинейной среде является существование взаимосвязи между «временными слоями» импульса, т.е. его нестационарное самовоздействие. В частности, в НУШ за эту связь отвечают слагаемые, стоящие в правой части выражения (1).

Эта временная нелокальность отклика среды на действие светового поля приводит к тому, что по мере распространения светового импульса положение его максимума интенсивности во времени может изменяться. Поэтому при дальнейшем анализе за радиус пучка  $R_f(z)$  в заданной точке оптической трассы  $z$  будем принимать значение полуширины поперечного распределения интенсивности  $I(\mathbf{r}_\perp, z; t)$ , рассчитанное при временной координате его абсолютного максимума  $t = t_m(z)$ .

Пример поведения вдоль оптической трассы эволюции этой величины при различной начальной фокусировке лазерного пучка показан на рис. 1.

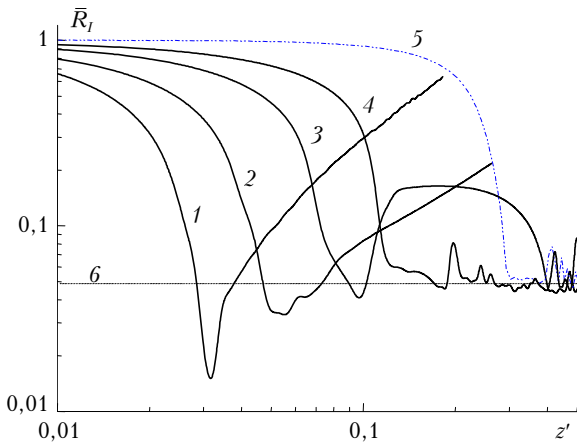


Рис. 1. Зависимость нормированного радиуса пучка  $\bar{R}_f$  от приведенной дистанции при  $\eta = 10$  и различной начальной фокусировке:  $NA = 4,2 \cdot 10^{-3}$  (1);  $2,5 \cdot 10^{-3}$  (2);  $1,3 \cdot 10^{-3}$  (3);  $6,4 \cdot 10^{-4}$  (4). Кривая 5 построена для коллимированного излучения. Значение  $R_{fil}$  отмечено линией 6

Численный расчет проведен для фиксированной начальной мощности в импульсе излучения, задаваемой безразмерным параметром  $\eta = P_0/P_c$ . Степень фокусировки пучка на рис. 1 выражена через параметр эффективной числовой апертуры  $NA = R_0/F$ . Чем выше значение данного параметра, тем острее фокусировка. Продольная (эволюционная) координата нормирована на рэлеевскую длину пучка:  $z' = z/L_R$ , где  $L_R = R_0 R_0^2/2$ .

Обращают на себя внимание несколько моментов. Во-первых, видно, что, как и при линейном распространении, чем острее фокусирован пучок, тем меньше его радиус в фокальной перетяжке:  $R_F = R_f(z \approx F)$ . Причем само значение  $R_F$  для кривых 1 и 2 с достаточной степенью точности соответствует величине, определяемой из линейной теории дифракции гауссовского пучка:  $R_F \approx R_{FL} = (2k_0 NA)^{-1}$ . Так, например, при  $NA = 4,2 \cdot 10^{-3}$ ,  $k_0 = 7,85 \cdot 10^6$  м<sup>-1</sup> получаем:  $R_{FL} \approx 15$  мкм.

Для случая более мягкой начальной фокусировки (кривая 3) радиус фокальной перетяжки пучка становится меньше, чем дает линейная теория, что связано с дополнительным фокусирующим действием керровской нелинейности среды. При этом эффективное фокусное расстояние  $F_{ef}$  такой комбинированной линзы сокращается и определяется обычным образом:

$$1/F_{ef} = 1/F + 1/F_K, \quad (3)$$

где  $F_K$  — дистанция керровской самофокусировки коллимированного пучка того же начального радиуса и той же мощности. За оценку  $F_K$  при условии  $\eta > 1$  можно взять известное выражение [15]:

$$F_K = L_R / \sqrt{\eta - 1}.$$

Таким образом, изменение  $F_{ef}$  приведет к новому значению числовой апертуры пучка и, соответственно, к уменьшению реализуемого фокального радиуса  $R_F$ .

Второе обстоятельство, которое хотелось бы отметить исходя из рассмотрения данных на рис. 1, заключается в том, что в зависимости от степени фокусировки поперечный радиус пучка демонстрирует различное поведение после точки нелинейного фокуса. Коллимированный пучок (кривая 5), как и пучок со слабой начальной кривизной фазового фронта (кривая 4), в результате конкурентного действия керровской самофокусировки и плазменной нелинейности сразу формирует на оси пучка достаточно протяженную по  $z$  устойчивую нитеподобную структуру с квазипостоянным поперечным радиусом  $R_{fil}$  порядка 48 мкм.

Пиковая интенсивность  $I_{max}$  на оси пучка, как видно из рис. 2, а (кривая 2), составляет  $\sim 50$  ТВт/см<sup>2</sup> (начальное значение  $I_0 = 1$  ТВт/см<sup>2</sup>), а максимальное значение плотности свободных электронов формирующейся плазмы (рис. 2, б)  $\rho_{max} \sim 10^{23}$  м<sup>-3</sup>.

В оптике мощных ультракоротких импульсов такой процесс, при котором происходит остановка поперечного коллапса пучка в самофокусирующей

среде, называют филаментацией излучения, а самую самосохраняющуюся (в смысле постоянства  $I_{\max}$  и  $R_f$ ) структуру интенсивности — световым филаментом.

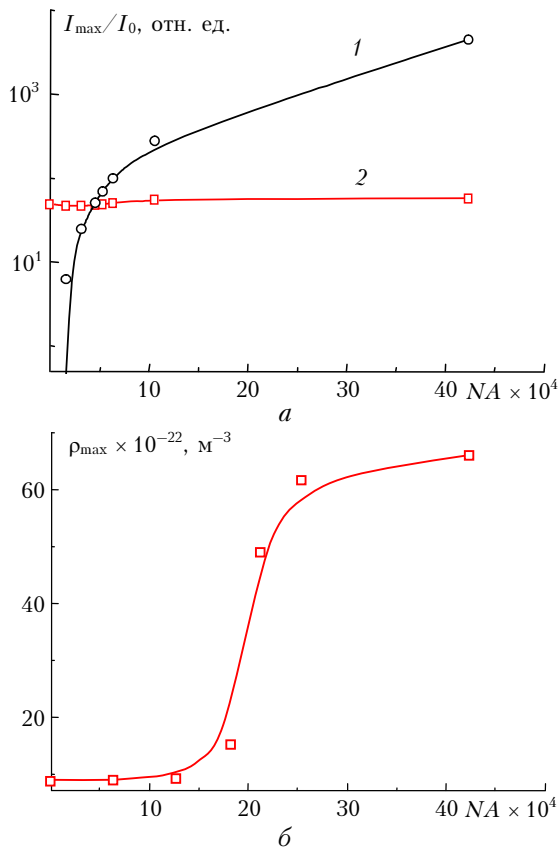


Рис. 2. Пиковые относительная интенсивность в фокусе ( $a$ ) и плотность свободных электронов в филаменте ( $b$ ) в зависимости от числовой апертуры модельного фемтосекундного пучка с  $\eta = 10$  при его линейном распространении (1) и самофокусировке (2) в воздухе

При переходе к более острой фокусировке ( $NA > 10^{-3}$ ) протяженность нелинейной фокальной перетяжки пучка сокращается, а сам пучок после геометрического фокуса начинает стабильно расходиться. Минимальный (по  $z$ ) радиус пучка в линейном фокусе  $R_F$  падает с увеличением параметра  $NA$  (рис. 3,  $a$ ), но значение пиковой интенсивности  $I_{\max}$  при этом практически не меняется, оставаясь на том же уровне, что и для пучков со слабой фокусировкой (см. рис. 2,  $a$ ).

Несколько более существенно (примерно на порядок) вырастает плотность плазмы в нелинейном фокусе. Факт ограничения пиковой интенсивности пучка в фокусе, стабилизация его поперечного размера, а также высокая степень ионизации среды позволяют говорить о том, что и в этом случае, т.е. в случае с острофокусированным излучением, прослеживается формирование филамента в окрестности геометрического фокуса пучка.

Средняя протяженность филамента  $L_{fil}$  в зависимости от остроты фокусировки пучка показана на рис. 3,  $b$ . Данный параметр рассчитывался по (2),

исходя из зависимостей  $\rho_{\max}(z)$ , как интервал эволюционной переменной, внутри которого выполнено условие:  $\rho_{\max} \geq 10^{21} \text{ м}^{-3}$ . Если филамент был прерывистый, то за его длину принималась общая длина участка филаментации. Для сравнения на рис. 3,  $b$  приведена также эффективная протяженность фокальной перетяжки фокусированного пучка при его линейном распространении:  $L_F = (2k_0NA^2)^{-1}$ .

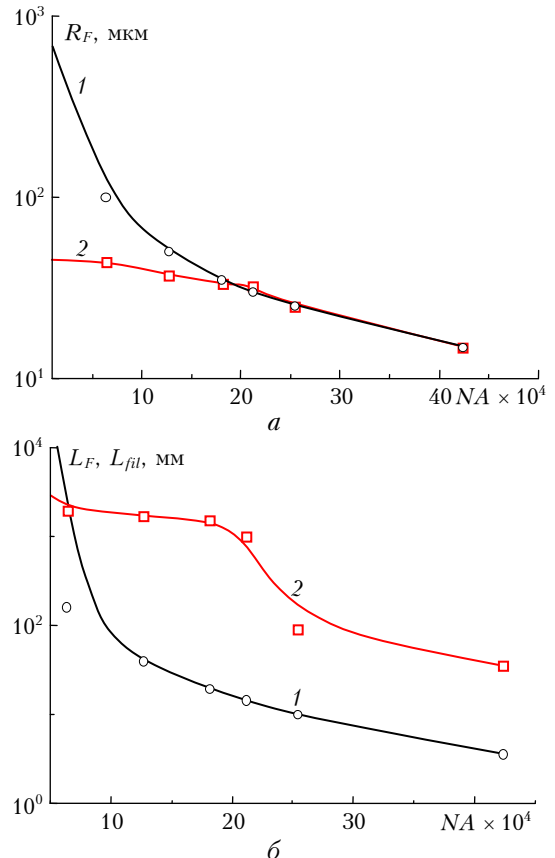


Рис. 3. Минимальный радиус пучка  $R_F$  в фокусе ( $a$ ) и средняя протяженность зоны фокусировки (филамента) ( $b$ ) в зависимости от числовой апертуры модельного фемтосекундного пучка с  $\eta = 10$  при его линейном распространении (1) и самофокусировке (2) в воздухе

Видно, что даже для острой фокусировки пучка протяженность нелинейного фокуса  $L_{fil}$ , где реализуются наибольшие значения интенсивности световой волны, превышает линейные размеры фокальной перетяжки  $L_F$  более чем на порядок величины. Это отвечает известному факту «прорастания» филамента из точки геометрического фокуса пучка навстречу направлению распространения излучения [16, 17], поскольку началом филамента является нелинейный фокус импульса, который в соответствии с (3) формируется раньше, чем его геометрический фокус.

При умеренной и слабой фокусировке излучения длина филамента обнаруживает незначительный рост при изменении параметра числовой апертуры и уже при  $NA < 5 \cdot 10^{-4}$  становится меньше протяженности линейной перетяжки пучка.

И наконец, еще одно обстоятельство, связанное с представленными на рис. 1 кривыми, заключается в реализации при определенном соотношении фокусного расстояния и начальной мощности импульса особого режима самофокусировки пучка. Его особенность выражается в том, что радиус пучка после окончания зоны филаментации сначала увеличивается, а затем вновь стабилизируется уже на более высоком уровне и сохраняется практически неизменным на достаточно длительной дистанции. В дальнейшем он может либо снова расти, либо снизиться до значения  $R_{fil}$ , характерного для филамента в коллимированном пучке.

Действительно, если посмотреть на кривые 2 и 3 (см. рис. 1), то видно, что для  $NA = 2,5 \cdot 10^{-3}$  нелинейная перетяжка пучка имеет средний радиус  $R_F \approx 33$  мкм при длине филамента  $L_{fil} \approx 9$  см, а второе стабильное на протяжении  $\sim 4$  см значение радиуса пучка реализуется позже по  $z$  на уровне  $R_I \approx 42$  мкм.

Еще более драматичным является поведение радиуса пучка для менее острой фокусировки ( $NA = 1,3 \cdot 10^{-3}$ , кривая 3). После ярко выраженного фокуса при  $z' \approx 0,1$ , где пучок принимает свой минимальный радиус  $R_F \approx 45$  мкм, он начинает увеличиваться в размере, достигая значения  $R_I \approx 110$  мкм, которое затем сохраняется практически неизменным на дистанции порядка 70 см. После этого керровская нелинейность инициирует повторную рефокусировку импульса излучения, и его характеристический размер вновь снижается и пульсирует около уровня  $R_{fil}$  еще порядка 1 м, формируя очередной участок филаментации.

По аналогии с регулярной филаментацией ультракороткого импульса эту зону существования квазипостоянного уширенного по сравнению с обычным филаментом размера пучка назовем «широким филаментом» (ШФ). Примечательно, что ШФ формируется без видимого участия плазменной нелинейности, поскольку пиковая плотность свободных электронов на этом участке не превышает  $10^{14} \text{ м}^{-3}$ , что более чем на семь порядков ниже значений  $\rho_{max}$ , характерных для «плазменной» филаментации. По этой же причине в зоне ШФ практически нет и нелинейных потерь энергии импульса, ассоциируемых с ионизацией канала излучения. Пиковая интенсивность здесь составляет  $I_{max} \sim 4\text{--}6 \text{ ТВт/см}^2$ , что также позволяет пренебречь сдерживающим действием насыщения керровской нелинейности. Таким образом, единственными значимыми физическими механизмами, приводящими к формированию области ШФ, являются керровская самофокусировка и дифракция пучка.

Отметим, что аналогичный «бесплазменный» режим филаментации мощных лазерных импульсов на натурной трассе был зафиксирован в экспериментальной работе [18], авторы которой при околопороговых мощностях излучения  $P_0 \geq P_c$  получили множественную филаментацию пучка без видимой ионизации канала. Этот режим самофокусировки был объяснен как результат прогрессирующего

на фоне пространственно-временной неустойчивости распада пучка на конкурирующие за световую энергию высокоинтенсивные области, каждая из которых стремится захватить мощность порядка критической. При режиме монофиламентации, которая обсуждается в настоящей статье, нет такой хаотической нуклеации пучка и рост интенсивности в области филамента ограничивается только его дифракцией.

Приведенные выше рассуждения в полной мере иллюстрирует рис. 4, на котором показана эволюция относительного радиуса светового пучка  $\bar{R}_I = R_I/R_0$  с заданной начальной кривизной фазового фронта  $F = 0,1L_R$  при изменении его исходной пиковой мощности. Отрицательные значения радиуса пучка присутствуют на графике в целях большей наглядности результатов и не несут физического смысла.

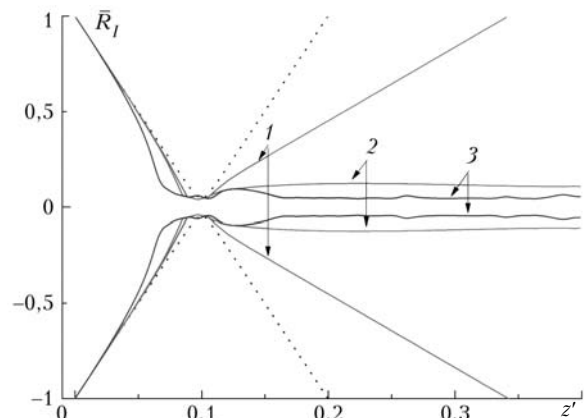


Рис. 4. Эволюция по трассе радиуса фокусированного модельного фемтосекундного пучка с  $NA = 1,3 \cdot 10^{-3}$  и  $\eta = 2$  (1); 3 (2); 12 (3) при его самофокусировке в воздухе. Пунктиром показан линейный режим распространения пучка

Можно отметить, что при относительной мощности импульса излучения выше пороговой для самофокусировки  $P_c$  в области геометрического фокуса пучка всегда возникает узкая филаментарная структура, длина которой также увеличивается с ростом  $\eta$ . При определенном критическом значении относительной мощности  $\eta^*$  (в данном случае  $\eta = 3$ ) после фокальной филаментации пучок входит в режим бездифракционного распространения, когда его радиус практически постоянен (кривая 2) и вдвое превышает радиус фокального филамента. Если мощности в пучке недостаточно (кривая 1), то после линейного фокуса пучок стабильно расходится. Если же, наоборот, мощность импульса слишком высока (кривая 3), получаем классический пульсирующий осевой филамент с  $R_I \approx R_{fil}$ . Сама критическая мощность  $\eta^*$ , как показывают расчеты (не приведены здесь), прямо пропорциональна параметру остроты фокусировки  $NA$ .

Важен вопрос о пространственной структуре фокусированного пучка в зоне его филаментации. На рис. 5 показаны поперечные профили интен-

сивности излучения, зафиксированные в момент времени, когда реализуется абсолютный максимум  $I_{\max}$  по импульсу, для двух различных значений начальной мощности пучка, соответствующих случаю регулярного «узкого» и «широкого» филаментов.

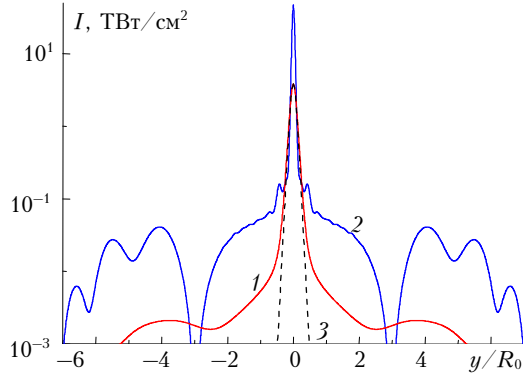


Рис. 5. Поперечный профиль интенсивности модельного пучка с  $NA = 1,3 \cdot 10^{-3}$  при  $z' = 0,3$  и  $\eta = 3$  (1); 12 (2) при его самофокусировке в воздухе. Пунктиром показана аппроксимация формулой (4)

Для ШФ кроме более низкого значения  $I_{\max}$  отмечается гладкий профиль интенсивности, который не содержит выраженных дифракционных колец, явно различимых для ситуации с узким филаментом (кривая 2). Эта развитая система концентрических колец образуется при последовательных керровских рефокусировках импульса в результате интерференции радиальных потоков оптического поля. Достаточно хорошей аналитической аппроксимацией сохраняющейся в пространстве центральной части профиля интенсивности импульса, как показывают наши исследования, является функциональная зависимость, подобная моде Таунса в одномерном случае:

$$I(x,y) \propto I_s(x,y) = I_{\max} \operatorname{sch}^2(y/R_I) \operatorname{sch}^2(x/R_I) \quad (4)$$

(рис. 5, кривая 3), представляющая собой фундаментальное солитонное решение стационарного НУШ с чисто керровским типом нелинейности [12]. Боковые «крылья» в профиле интенсивности, не описываемые данной зависимостью, можно трактовать как результат интерференции пространственных мод высших порядков, обеспечивающих устойчивость осевой фундаментальной моды.

Используя аналитическую аппроксимацию осевой части поперечного профиля интенсивности импульса в форме (4), можно рассчитать характерную мощность  $P_{\max}$ , переносимую зоной максимума (филамента) в каждой точке оптической трассы:

$$P_{\max}(z) = \int_{-\mathfrak{R}}^{\mathfrak{R}} \int_{-\mathfrak{R}}^{\mathfrak{R}} I_s(x,y) dx dy = 4I_{\max}(z)R_I^2(z), \quad (5)$$

где  $\mathfrak{R}$  — граница счетной области по поперечным координатам. Результаты этих расчетов показаны на рис. 6.

Видно, что на начальном участке трассы, когда дифракционное поперечное сжатие пучка еще преобладает над керровской самофокусировкой, в осевом максимуме заключена мощность всего импульса и она остается практически постоянной:  $P_{\max} \approx P_0$ . Поскольку пучок здесь еще сохраняет свой начальный гауссовский профиль, для расчета мощности  $P_{\max}$  было использовано выражение, отличное от (5):  $P_{\max}(z) = \pi I_{\max}(z)R_I^2(z)$ .

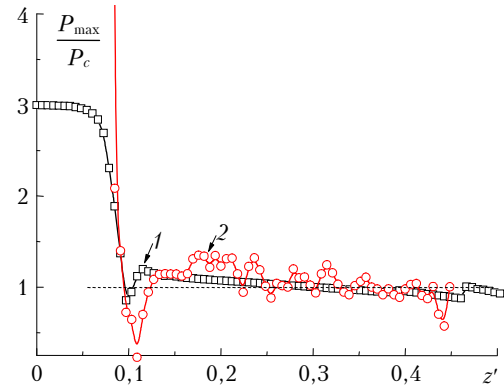


Рис. 6. Относительная мощность зоны максимума профиля интенсивности модельного пучка с  $NA = 1,3 \cdot 10^{-3}$  в зависимости от эволюционной координаты при  $\eta = 3$  (1); 12 (2). Пунктиром отмечен уровень критической мощности  $P_c$

Участок резкого падения  $P_{\max}$  соответствует «включению» керровской нелинейности, профиль интенсивности на оси обостряется, переносимая зоной максимума мощность уменьшается вплоть до линейной фокуса пучка. Отметим, что весь участок фокальной перетяжки пучка характеризуется нестабильным поведением величины  $P_{\max}$ , которая повторяет пульсации радиуса пучка (см. рис. 4).

И наконец, следующий участок, где наблюдается постепенное снижение мощности в центральном максимуме с увеличением  $z$ , отвечает зоне каналирования излучения, причем в обоих случаях «плазменного» и «бесплазменного» филаментов  $P_{\max}$  имеет порядок критической мощности самофокусировки  $P_c$ .

## Заключение

Таким образом, в работе была теоретически исследована эволюция наиболее интенсивной филаментированной части фемтосекундного лазерного излучения, распространяющегося в режиме самофокусировки в воздухе, при условии различной начальной пространственной фокусировки пучка. На основе анализа результатов численного моделирования можно сделать следующие выводы.

На протяжении своей эволюции вдоль оптической трассы геометрический радиус фокусированного лазерного пучка, определенный по полуширине поперечного распределения интенсивности при временной координате его абсолютного максимума, может последовательно проходить несколько зон, характеризующихся слабым изменением его величины. Эти зоны каналированного излучения имеют

различную протяженность и в зависимости от силы фокусировки характеризуются различными значениями пиковой интенсивности импульса, минимального размера пучка и плотности свободных электронов плазмы. При выполнении определенных условий (острая фокусировка и близкая к критическому значению начальная мощность) возможен режим канализования фемтосекундного пучка без формирования плотного ионизованного канала (плотность свободных электронов  $\sim 10^{14} \text{ м}^{-3}$ ). Средний радиус образующегося при этом светового канала в несколько раз больше радиуса филаментов, характерных для самофокусировки коллимированных пучков той же начальной мощности, и составляет примерно 100 мкм.

Максимальная интенсивность, достигаемая в области филаментации пучка, практически не зависит от остроты фокусировки и соответствует уровню, устанавливаемому в результате баланса керровской и плазменной нелинейностей среды (для условий численного эксперимента  $I_{\text{max}} \approx 50 \text{ ТВт/см}^2$ ).

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 09-05-00738-а и интеграционного проекта СО РАН.

1. Ахманов С.А., Вислюх В.А., Чиркин А.С. Оптика фемтосекундных импульсов. М.: Наука, 1988. 312 с.
2. Silberberg Y. Collapse of optical pulses // Opt. Lett. 1990. V. 15. N 22. P. 1282–1284.
3. Chin S.L., Chen Y., Kosareva O., Kandidov V.P., Theberge F. What is a filament? // Laser Phys. 2008. V. 18. N 8. P. 962–964.
4. Couaïron A., Myzyrowicz A. Femtosecond filamentation in transparent media // Phys. Reports. 2007. V. 441. N 2–4. P. 47–189.
5. Braun A., Korn G., Liu X., Du D., Squier J., Monrou G. Self-channeling of high-peak-power femtosecond laser pulses in air // Opt. Lett. 1995. V. 20. N 1. P. 73–75.
6. Lugovoi V.N., Prokhorov A.M. A possible explanation of the smallscale self-focusing filaments // JETP Lett. 1968. V. 7. N 5. P. 117–119.
7. Mlejnek M., Wright E.M., Moloney J.V. Dynamic spatial replenishment of femtosecond pulses propagating in air // Opt. Lett. 1998. V. 23. N 5. P. 382–384.

8. Кандидов В.П., Шлёнов С.А., Косарева О.Г. Филаментация мощного фемтосекундного лазерного излучения // Квант. электрон. 2009. Т. 39. № 3. С. 205–228.
9. Theberge F., Liu W., Simard P., Becker A., Chin S.L. Plasma density inside a femtosecond laser filament in air: strong dependence on external focusing // Phys. Rev. E. 2006. V. 74. 036406. 7 p.
10. Ионин А.А., Кудряшов С.И., Макаров С.В., Селезнев Л.В., Сеницын Д.В. Множественная филаментация мощных фемтосекундных лазерных импульсов в воздухе // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 90. Вып. 6. С. 467–472.
11. Bergé L., Skupin S., Nuter R., Kasparian J., Wolf J.-P. Ultrashort filaments of light in weakly-ionized, optically-transparent media // arXiv:Physics 0612063v1. 2007.
12. Кившарь Ю.С., Агравал Г.П. Оптические солитоны. От волоконных световодов к фотонным кристаллам. М.: Физматлит, 2005. 648 с.
13. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Кабанов А.М., Матвиенко Г.Г., Степанов А.Н. Самовоздействие острофокусированного фемтосекундного лазерного излучения в воздухе в режиме филаментации. Лабораторные и численные эксперименты // Оптика атмосфер. и океана. 2009. Т. 22. № 2. С. 119–125.
14. Переломов А.М., Попов В.С., Терентьев М.В. Ионизация атомов в переменном электрическом поле // Ж. эксперим. и теор. физ. 1966. Т. 50. № 5. С. 1393–1397.
15. Власов С.Н., Таланов В.И. Самофокусировка волн. Нижний Новгород: ИПФ РАН, 1997. 200 с.
16. Talebpour A., Petit S., Chin S.L. Re-focusing during the propagation of a focused femtosecond Ti:Sapphire laser pulse in air // Opt. Commun. 1999. V. 171. N 4–6. P. 285–290.
17. Базаев С.Н., Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Кабанов А.М., Матвиенко Г.Г., Пестряков Е.В., Степанов А.Н., Трунов В.И. Лабораторные и численные эксперименты по прохождению мощного лазерного фемтосекундного излучения через воздушную и капельные среды // Оптика атмосфер. и океана. 2007. Т. 20. № 5. С. 413–418.
18. Mechain G., Couaïron A., Andre Y.-B., D'Amico C., Franco M., Prade B., Tzortzakis S., Mysyrowicz A., Sauerbrey R. Long-range self-channeling of infrared laser pulses in air: a new propagation regime without ionization // Appl. Phys. B. 2004. V. 79. N 3. P. 379–382.

**Yu.E. Geints, A.A. Zemlyanov. The influence of spatial focusing on the characteristics of femtosecond laser radiation filamentation in air.**

Peculiarities of self-focusing and filamentation of spatially focused ultrashort laser radiation in air are theoretically investigated. The influence of beam initial focusing on dimensional and energetic parameters of formed filaments is studied. It is established, that focusing of femtosecond laser radiation can lead to formation of several spatial zones characterized by weak change of radius of a beam. These zones have various extent and, depending on focusing strength, are characterized by various values of peak intensity, minimal beam size and density of free plasma electrons.