

НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ И ОКЕАНЕ

УДК 530.182.551.510.42+535.621.33

Формирование филамента фемтосекундного лазерного импульса в воздухе после фокуса оптической системы

Ю.Э. Гейнц¹, А.А. Землянов¹, А.М. Кабанов¹,
Г.Г. Матвиенко¹, А.Н. Степанов^{2*}

¹Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН

634021, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1

²Институт прикладной физики РАН

603600, г. Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46

Поступила в редакцию 14.03.2012 г.

На основе результатов лабораторных экспериментов и численных расчетов получено пороговое соотношение между силой фокусировки пучка и его мощностью, когда возможна постфокальная филаментация излучения. Установлено, что характер развития постфокальной филаментации может быть различным (протягивание/восстановление) и зависит от силы линейной фокусировки пучка.

Ключевые слова: ультракороткое лазерное излучение, фокусировка, самофокусировка, филаментация; ultrashort laser radiation, focused propagation, self-focusing, filamentation.

Введение

Распространение лазерных импульсов с мощностью в десятки и сотни гигаватт в воздухе проходит в нелинейном режиме. Вследствие сильной пространственно-временной самомодуляции излучения, по мере его распространения происходят компрессия импульса в продольном и поперечном направлениях и последующая фрагментация пучка на локализованные области с высокой интенсивностью (~ 50 ТВт/см²), устойчивые к возмущениям на достаточно протяженном участке трассы, так называемые *филаменты* [1, 2]. Такая сложная картина пространственно-временных преобразований импульса является результатом мультипликативного действия нелинейных и линейных эффектов, среди которых доминирующую роль играют оптический эффект Керра, дифракция, ионизация и плазмообразование в среде.

Часто лабораторные эксперименты по самофокусировке и филаментации лазерных импульсов проводятся с использованием предварительно сфокусированного излучения. В основном это связано с техническими трудностями создания достаточно протяженной оптической трассы в лабораторных условиях. Кроме того, небольшая длина трассы (обычно не больше нескольких десятков метров) упрощает и размещение регистрирующей парамет-

ры излучения аппаратуры. Здесь необходимо отметить, что основополагающие работы по самофокусировке лазерного излучения [3–5] были проведены именно для фокусированных пучков. Среди них следует выделить работу [5], где продемонстрировано влияние положения фокуса в сильно нелинейной среде на длину филамента, прошедшего через фокус. Результаты этих первых экспериментов так и не получили должной интерпретации, поскольку в последующих за ними теоретических работах была разработана модель самофокусировки коллимированных пучков.

В [6] на основе экспериментальных измерений пространственного профиля флуоресценции азота было впервые зафиксировано прохождение одиночным филаментом в воздухе линейного фокуса фемтосекундного пучка при превышении определенного уровня энергии в лазерном импульсе. При этом вместо одного максимума интенсивности флуоресценции, соответствующего координате дистанции самофокусировки импульса, наблюдался еще один максимум уже за линейным фокусом линзы. Этот эффект был назван «рефокусировкой» излучения после линейного фокуса. Авторы данной работы поставили под сомнение одну из наиболее известных качественных моделей светового филамента, известную как модель движущихся нелинейных фокусов пучка [7], в рамках которой филамент не может выйти за пределы линейного фокуса.

В ходе наших исследований, которые включали как численные расчеты, так и экспериментальные измерения, было установлено, что при определенных условиях световой филамент может как самовосстанавливаться за линейной фокальной перетяжкой пучка, так и перманентно проходить

* Юрий Эльмарович Гейнц (ygeints@iao.ru); Александр Анатольевич Землянов (zaa@iao.ru); Андрей Михайлович Кабанов (kam@iao.ru); Геннадий Григорьевич Матвиенко (mgg@iao.ru); Андрей Николаевич Степанов (step@ufp.appl.sci-nnov.ru).

за нее. С точки зрения физического сценария филаментации реализация этих условий соответствует результату противодействия сил керровской самофокусировки силам дифракции, ответственным за угловую расходимость излучения после фокуса и усиленным дефокусировкой пучка в самонаведенной плазме.

1. Результаты численных экспериментов

Прежде чем перейти непосредственно к результатам лабораторных и численных экспериментов, получим оценочное выражение для порогового значения мощности импульса в зависимости от параметра фокусировки лазерного излучения, при которой возможно ожидать продолжение филамента за пределами линейной фокальной перетяжки пучка. Реальная постановка задачи следующая. Лазерный импульс с начальной мощностью P_0 , превышающей критическую мощность самофокусировки, фокусируется в нелинейную среду оптической системой с фокусным расстоянием f . До фокальной точки происходит одиночная филаментация излучения, образуется нелинейный фокус перед фокусом оптической системы, из него «прорастает» филамент. Ставится вопрос, при каких значениях мощности и параметров линейной фокусировки становится возможным прохождение филамента через линейный фокус?

Поскольку решение задачи в такой полной постановке возможно лишь с применением численных методов, воспользуемся качественным анализом проблемы нелинейного распространения лазерного излучения на языке нелинейных масштабов. Следуя [8, 9], введем понятие длины нелинейного самовоздействия L_N , которая для случая самофокусировки пучка записывается как [10]:

$$L_N = L_D \left(\frac{P_0}{P_c} - 1 \right)^{-1/2}, \quad P_0 > P_c, \quad (1)$$

где $L_D = k_0 R_0^2$ — длина дифракции пучка радиусом R_0 ; $k_0 = 2\pi / \lambda_0$, λ_0 — несущая длина волны. В (1) введен параметр критической мощности самофокусировки пучка P_c , который для лазерного пучка с гауссовской формой интенсивности имеет следующий вид:

$$P_c = \lambda_0 / n_0 k_0 n_2,$$

где $n_2 > 0$ — коэффициент при кубичной оптической нелинейности среды, а n_0 — показатель преломления невозмущенной среды.

Пороговое условие обсуждаемого эффекта находится из соотношения

$$L_N = L_{||}, \quad (2)$$

где $L_{||}$ — минимальный линейный продольный масштаб задачи, в качестве которого здесь выбирается

фокальное расстояние оптической системы: $L_{||} = f$. Теперь из (1) и (2) получаем искомое условие для самофокусировки пучка за линейным фокусом:

$$\sqrt{\eta - 1} > L_D / f, \quad (3)$$

где $\eta = P_0 / P_c$ — нормированная пиковая мощность. Данное неравенство указывает на вид обобщенных координат $\sqrt{\eta - 1}$ и $\eta = L_D / f$, с помощью которых возможно определить количественное условие самофокусировки лазерного пучка после фокуса оптической системы по данным эксперимента либо строгих численных расчетов. Следует отметить, что выбранная система координат позволяет расширить рассмотрение задачи фокусированного распространения ультракороткого излучения и на случай не-гауссовых пучков (меняется L_D) и некубичных нелинейных сред (меняется P_c).

Для количественного расчета пороговой мощности в зависимости от силы фокусировки лазерного пучка были проведены численные эксперименты с пучками различного начального радиуса, мощности и фокусировки. Моделирование фокусированного распространения ультракороткого лазерного излучения в воздухе выполнялось путем численного решения нелинейного уравнения Шредингера (НУШ) для огибающей напряженности электрического поля световой волны. Данное уравнение достоверно описывает все значимые линейные и нелинейные процессы, происходящие с импульсом излучения в среде, по крайней мере при длительностях импульса не менее нескольких оптических периодов (см., например, обзоры [1, 2, 11, 12]). Модель оптической нелинейности воздуха включала мгновенную и инерционную составляющие эффекта Керра, изменение комплексного показателя преломления среды за счет фотоионизации молекул газов воздуха. Линейная часть НУШ описывала дисперсию групповой скорости лазерного импульса и дифракцию пучка.

Четырехмерное (3D+1) НУШ имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} & \left\{ \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{V_g} \frac{\partial}{\partial t} - \frac{i}{2n_0 k_0} \nabla_{\perp}^2 + i k_2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right\} E = \\ & = i k_0 \left(\frac{n_2}{2} \left[\int_{-\infty}^t (\delta(t') + \Lambda(t - t')) |E(t')|^2 dt' \right] - \frac{\rho_e}{2\rho_c n_0} \right) E - \\ & - \left[\frac{\sigma_c \rho_e}{2} + \frac{\Psi_I(I)}{2I} \Delta E_i (\rho_{nt} - \rho_e) \right] E, \end{aligned} \quad (4)$$

где плотность свободных электронов плазмы ρ_e дается скоростным уравнением

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_e = \Psi_I(I) (\rho_{nt} - \rho_e) + \frac{\sigma_c}{n_0 \Delta E_i} \rho_e I. \quad (5)$$

Здесь E — огибающая комплексной амплитуды электрического поля световой волны; $\nabla_{\perp}^2 = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2$ — поперечный лапласиан; $I = c n_0 |E|^2 / 8\pi$ —

интенсивность световой волны; t — время; V_g — групповая скорость; $k_2 = \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} \Big|_{\omega=\omega_0}$ — коэффициент

дисперсии групповой скорости; $k = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны; ω — круговая частота волны; $\delta(t)$ — дельта-функция Дирака; $\Lambda(t)$ — безразмерная функция времени, учитывающая инерционную составляющую кубичного отклика среды на действие светового поля согласно модели затухающего осциллятора; $\rho_c = 1/(\sigma_c \tau_c c)$ — критическая плотность электронов плазмы; Ψ_I — скорость фотоионизации среды; ρ_{nt} — плотность нейтральных атомов (молекул); σ_c , ΔE_i — сечение каскадной ионизации и потенциал ионизации молекулы; c — скорость света; τ_c — время свободного пробега электрона.

Отметим, что при вычислении линейной части (4) методом половинного шага в Фурье-пространстве была дополнительно феноменологически учтена непараксиальность фокусированного распространения пучка. Это достигается обратной заменой постоянной распространения излучения k_z вдоль оси z : $k_z \approx (k_x^2 + k_y^2)/(2n_0 k_0)$, на радикал $k_z = \sqrt{n_0^2 k_0^2 - (k_x^2 + k_y^2)}$ в области пространственных частот [13], где k_x , k_y — поперечные компоненты полного волнового вектора.

При численных расчетах исходный лазерный пучок задавался в форме фокусированного гауссовского по пространству и времени излучения

$$E(\mathbf{R}, z=0, t) = E_0 \exp\{-t^2/(2t_p^2)\} \exp\{-ik_0 n_0 (x^2 + y^2)/f\}$$

с варьируемыми начальным радиусом кривизны фазового фронта f и начальной пиковой мощностью в импульсе излучения

$$P_0 = (E_0 R_0)^2 c n_0 / 8 = I_0 \pi R_0^2,$$

где R_0 , t_p — радиус пучка и длительность импульса по уровню $1/e$ максимума интенсивности соответственно. Начальная длительность импульса в расчетах была фиксированной ($t_p = 100$ фс), а радиус пучка при моделировании принимал различные значения в диапазоне $R_0 = 0,5 \div 2$ мм. Значения остальных величин в (4), (5) для длины волны излучения $\lambda_0 = 800$ нм были следующими:

$$n_2 = 3,0 \cdot 10^{-23} \text{ м}^2/\text{Вт}, \quad \tau_c = 350 \text{ фс}, \\ \sigma_c = 5,52 \cdot 10^{-24} \text{ м}^2, \quad \Delta E_i = 12,1 \text{ эВ (кислород)}.$$

Совместный учет мгновенной и инерционной составляющих керровской нелинейности среды выражается в увеличении эффективного значения критической мощности самофокусировки лазерного импульса P_c по сравнению со стационарным случаем самофокусировки непрерывного излучения. При расчетах была использована следующая модель функции временного отклика молекулы на приложенное оптическое поле [14]:

$$\Lambda(t) = \Theta(t) \Omega_R \exp\{-t/\tau_R\} \sin \Omega_R t,$$

где $\Omega_R = 20$ ТГц, $\tau_R = 70$ фс — параметры, по смыслу соответствующие собственной частоте коле-

баний атома и характерному времени их затухания; $\Theta(t)$ — функция Хэвисайда. При этом для 100-фс импульса излучения с гауссовской временной формой пересчитанная критическая мощность самофокусировки составила 5,1 ГВт. Расчет скорости фотоионизации атомов среды Ψ_I проводился по модели ионизации ППТ [15], в рамках которой учтена смена режима многофотонной ионизации на туннельную при высокой интенсивности световой волны (для воздуха $I > 10^{13}$ Вт/см²).

Пространственное положение и линейный размер светового филамента определялись по трассовому профилю пикового значения плотности электронов $\rho_{eM}(z)$ плазменной колонки, образующейся в зоне филаментации пучка. При этом полагалось, что первая и последняя координаты точек, в которых справедливо условие $\rho_{eM} \geq \rho_{ef}$, где $\rho_{ef} = 10^{21} \text{ м}^{-3}$ — фиксированный уровень плотности плазмы, обеспечивающий филаментацию, дают соответственно начало z_{start} и конец z_{end} филамента. Порог по параметру силы фокусировки пучка kR_0^2/f фиксировался как факт превышения координатой конца филамента z_{end} правой границы линейной фокальной перетяжки пучка

$$z_w: z_{end} > z_w,$$

где

$$z_w = f + kR_0^2/2.$$

Наглядной иллюстрацией влияния степени фокусировки лазерного пучка на его постфокальную филаментацию служит рис. 1, на котором показана эволюция вдоль оптической трассы среднего по импульсу радиуса пучка R_w , определенного по профилю плотности световой энергии

$$w(\mathbf{R}) = \int_{-\infty}^{\infty} I(\mathbf{R}, t) dt,$$

а также пиковой плотности свободных электронов ρ_{eM} при различных значениях параметра $\bar{f} = 1/9$. Рассмотрен случай одиночной филаментации импульса с начальной пиковой мощностью $P_0 = 30$ ГВт.

Как видно на рис. 1, б, если начальная фокусировка пучка достаточно острая ($\bar{f} = 0,05$), то филаментация, которая началась еще до линейного фокуса при $z_{start} = 0,036L_D$, сразу после него прекращается, даже не достигая дальней границы перетяжки $z_w = 0,1L_D$. Световой пучок при этом стабильно расходится (рис. 1, а).

Однако когда фокусировка становится чуть более мягкой, например при $\bar{f} = 0,075$, поведение филаментированной части пучка резко изменяется. Теперь прекращение филаментации, наблюдающееся также в области линейной перетяжки, не приводит к ее прекращению после фокусировки. Оптическая сила виртуальной линзы, сформированной кубичной нелинейностью среды, успешно противодействует дифракционной расходимости выходящего из фокуса излучения, и на достаточно коротком отрезке трассы вновь происходит поперечное сжатие пучка, и филамент восстанавливается.