

## НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ И ОКЕАНЕ

УДК 530.182.551.510.42 + 535.621.33

# Численное моделирование самофокусировки и филаментации трубчатых лазерных пучков 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 16.04.2013 г.

Рассмотрена проблема нелинейного распространения в воздухе мощных фемтосекундных лазерных импульсов ближнего ИК-диапазона. На основе численного решения параксиального уравнения для огибающей поля оптической волны теоретически исследованы закономерности самофокусировки и филаментации трубчатых световых пучков, имеющих кольцеобразный поперечный профиль интенсивности, при широком варьировании их начальной угловой расходимости. Установлено, что участок филаментации таких пучков в сравнении с филаментацией гауссовского пучка равной мощности удален по трассе и характеризуется значительно большей протяженностью и плотностью свободных электронов лазерной плазмы. Путем изменения начальной угловой расходимости или ширины кольцевой области начального распределения интенсивности пучка возможно эффективно управлять положением и длиной световых филаментов по трассе распространения.

*Ключевые слова:* самофокусировка, филаментация, ультракороткое лазерное излучение, профилированные пучки; self-focusing, filamentation, ultra-short laser radiation, profiled beams.

### Введение

Лазерные пучки кольцеобразного поперечного профиля интенсивности, называемые также трубчатыми или тороидальными пучками, находят применение в различных областях науки и технологии, например для создания электромагнитных ловушек частиц и атомов [1], и в некоторых других приложениях [2]. Интерес к данному типу световых пучков неслучаен и обусловлен специфической формой радиального распределения интенсивности оптического поля, имеющего выраженный минимум на оси (вплоть до нуля) и достаточно тонкие «стенки», локализованные на внешнем диаметре апертуры. Такая топология позволяет формировать в фокусе трубчатого пучка своеобразный «оптический пинцет» для эффективного удержания микрочастиц [3] силами светового поля.

Трубчатые пучки, благодаря наличию двух пространственных масштабов — радиуса центрального пятна затенения и радиуса внешнего кольца (пучка), проявляют также ряд особенностей при распространении в нелинейной среде по сравнению с пучками одномодового пространственного профиля (гауссовского). В керровской среде стационарная самофокусировка кольцевого лазерного пучка теоретически исследовалась в [4], где, в частности, было установлено, что в отличие от пучка гауссовского профиля

того же внешнего размера и начальной энергии через нелинейный фокус трубчатого пучка проходит значительно больше мощности излучения. Причиной этого является то, что вследствие специфики поперечного распределения интенсивности в процессе формирования нелинейного фокуса трубчатого пучка принимает участие вся его периферия, в то время как у гауссовского пучка только его приосевая область.

Нестационарная самофокусировка и филаментация лазерного импульса, имеющего многомодовое (в том числе и кольцевое) распределение интенсивности, рассматривались в [5]. Здесь с использованием формализма усредненных параметров излучения было проведено сопоставление начальной стадии самофокусировки пучков различного начального профиля (гауссовский, квазиравномерный, кольцевой). Показано, что все эти пучки в некоторой системе обобщенных координат характеризуются подобием эволюции усредненных радиусов, это позволяет единообразно рассчитать положение нелинейного фокуса пучка с любым распределением интенсивности.

Вместе с тем в указанных выше работах был исследован только «канонический» случай самофокусировки коллимированного излучения. В реальных условиях излучение, как правило, имеет изначально неплоский волновой фронт, что позволяет в известных пределах варьировать дистанцию филаментации пучка [6] и управлять пространственной конфигурацией световых филаментов [7]. Поэтому определенный практический интерес представляет изучение закономерностей самофокусировки пучков

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

трубчатого профиля в условиях, когда излучение имеет начальную геометрическую фокусировку.

Именно такую цель преследовали наши исследования, результаты которых представлены в настоящей статье. Мы теоретически рассмотрели режим одиночной филаментации лазерных импульсов фемтосекундной длительности в воздухе при широком варьировании фокусного расстояния модельной параболической линзы, позволяющей получить как сфокусированное, так и расфокусированное излучение. Сравнивались характеристики участка филаментации (положение, длина, плотность наведенной плазмы), формируемого пучками кольцевого и гауссовского профиля интенсивности. В результате исследований было установлено несомненное преимущество, которое демонстрируют трубчатые пучки перед унимодальными, позволяя формировать экстремально длинные и удаленные от начала трассы филаменты.

## 1. Теоретическая модель самофокусировки лазерного импульса

Воспользуемся общепринятой моделью филаментации мощных лазерных импульсов в среде с кубичной нелинейностью на основе нелинейного уравнения Шредингера (НУШ), записанного для комплексной огибающей электрического поля световой волны (см., например, [8, 9]). Данное уравнение описывает распространение ультракороткого лазерного излучения в среде с учетом его дифракции, частотной дисперсии групповой скорости, а также амплитудно-фазовой самомодуляции световой волны за счет эффектов Керра и плазменной нелинейности. Для непоглощающей (линейно) газовой среды в бегущей системе координат НУШ в наиболее общей постановке имеет следующий вид:

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial z} - \frac{i}{2n_0 k_0 T_\delta} \nabla_\perp^2 + i \frac{k''_0}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right\} U(\mathbf{r}_\perp, z; t) - ik_0 T_\delta (n_2(I) - T_\delta^{-2} n_p) U + \frac{\alpha_N}{2} U = 0, \quad (1)$$

где  $U$  – медленно меняющаяся напряженность электрического поля волны;  $I = |U|^2 c n_0 / 8\pi$  – интенсивность излучения;  $\nabla_\perp^2$  – поперечный лапласиан;  $c$ ,  $n_0$  – скорость света в вакууме и линейный показатель преломления среды соответственно;  $k = n_0 \omega / c$  – волновое число;  $k_0 = k(\omega_0)$ ,  $\omega_0$  – центральная частота волнового пакета;  $k''_0 = \partial^2 k / \partial \omega^2$  (для воздуха  $k''_0 = 0,21 \text{ фс}^2 / \text{см}$  на длине волны  $\lambda_0 = 800 \text{ нм}$ ) – дисперсия групповой скорости (второго порядка) светового импульса в воздухе;  $n_2(I)$  – оптическая нелинейность показателя преломления среды;  $n_p = -\sigma_e \tau_e c \rho_e / 2$  – изменение показателя преломления среды за счет генерации плазмы в канале излучения;  $\alpha_N = \sigma_c \rho_e + W_I(I) \Delta E_i (\rho_{nt} - \rho_e) / I$  – коэффициент нелинейного поглощения, учитывающий потери энергии излучения при фотоионизации молекул среды и «разогреве» сформировавшихся свободных элект-

тронов плазмы;  $\sigma_c = \omega_p^2 \tau_e / c \rho_e (\omega_0^2 \tau_e^2 + 1)$ ,  $\Delta E_i$  – сечение каскадной ионизации и потенциал ионизации молекулы соответственно;  $\omega_p = \sqrt{e^2 \rho_e / (m_e \epsilon_0)}$  – плазменная частота;  $\tau_e$  – характерное время столкновения свободных электронов с тяжелыми частицами;  $e$ ,  $m_e$  – заряд и масса электрона;  $\epsilon_0$  – универсальная электрическая постоянная;  $T_\delta = 1 + i \omega_0^{-1} \partial / \partial t$  – оператор, учитывающий пространственно-временную фокусировку ( $T_\delta^{-1} \nabla_\perp^2$ ) и самообострение временного фронта ( $T_\delta n_2$ ) импульса излучения.

Пространственно-временная динамика плотности свободных электронов в среде  $\rho_e(\mathbf{r}_\perp, z, t)$  определяется из скоростного уравнения, учитывающего многофотонный и каскадный механизмы ионизации, а также снижение концентрации электронов за счет их рекомбинации с ионами:

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

где  $W_I(I)$  – скорость (вероятность) фотоионизации среды;  $\rho_{nt}$  – плотность нейтральных атомов (молекул);  $\nu_r$  – скорость рекомбинации.

В дальнейшем ограничимся рассмотрением достаточно длинных лазерных импульсов с характерной временной длительностью  $t_p$  порядка сотни фемтосекунд. Это позволяет сделать ряд упрощений системы уравнений (1), (2). Во-первых, кубичную нелинейность воздуха можно будет рассматривать как чисто керровскую без учета инерционной составляющей (молекулярной поляризуемости):  $n_2(I) = n_2 I$ , где  $n_2$  – коэффициент керровской нелинейности (для воздуха  $n_2 = 3,01 \cdot 10^{-23} \text{ м}^2 / \text{Вт}$  [10]). Кроме того, поскольку  $t_p \gg \omega_0^{-1}$ , то можно положить  $T_\delta = 1$ . И наконец, в случае распространения в воздухе мощных лазерных импульсов фемтосекундной длительности два последних слагаемых в правой части уравнения (2) оказываются несущественными по сравнению с первым и при конкретных оценках плотности лазерной плазмы ими можно пренебречь.

Уравнения (1), (2) решались численно для световых пучков с радиально симметричным поперечным профилем амплитуды поля, что предполагало моделирование только одиночной филаментации пучка. Расчет скорости фотоионизации  $W_I(I)$  проводился по модели ионизации Переломова–Попова–Терентьева [11] отдельно для каждого из двух основных газовых компонентов воздуха (азот, кислород).

В качестве начального распределения амплитуды оптического поля  $U(r, z=0, t=0)$  по радиальной координате  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$  выбирались пучки двух типов: гауссовский и трубчатый. Для пучка гауссовского (ГП) начального поперечного профиля напряженность электрического поля световой волны задается функцией вида

$$U = \exp(-r^2 / 2R_0^2) \exp(i\phi_f) \quad (3)$$

с геометрическим радиусом  $R_0$  (по уровню  $1/e$  от максимума интенсивности). Трубчатый пучок (ТП)

для удобства анализа задается разностью двух гауссоид:

$$U = \exp(i\phi_f) \{ \exp(-r^2/2R_0^2) - \exp(-r^2/2p^2R_0^2) \}, \quad (4)$$

где  $p = d/R_0$  – параметр затенения;  $d$  – радиус затененной части пучка. Начальная фокусировка пучка учитывается заданием кривизны фазового фронта волны:  $\phi_f(r) = -k_0 n_0 r^2 / 2f$  ( $f$  – фокусное расстояние (параболической) линзы). При этом для  $f > 0$  пучок считается изначально сфокусированным на дистанцию  $f$ , а при  $f < 0$  имитируется расфокусировка пучка с аналогичной угловой расходимостью.

## 2. Обсуждение результатов

Сначала рассмотрим основные закономерности самофокусировки лазерных пучков гауссовского и трубчатого профилей с плоским волновым фронтом. Обратимся к рис. 1, где в виде поверхности приведено пространственное распределение плотности энергии излучения

$$w(r', z') = \int_{-T}^T |U(r', z')|^2 dt.$$

Здесь  $T$  – граница временного домена численной сетки ( $T = 4t_p$ ), а нормировка пространственных координат выполнена на соответствующие характерные масштабы задачи:  $r' = r/R_0$ ,  $z' = z/L_R$  ( $L_R = n_0 k_0 R_0^2 / 2$  – длина Рэлея гауссовского пучка).

На рис. 1 излучение с длительностью импульса  $t_p = 100$  фс и длиной волны  $\lambda_0 = 800$  нм стартует с левой границы и распространяется в режиме самофокусировки в воздухе. Как видно, по мере распространения в нелинейной среде повышается пиковая интенсивность (и плотность энергии) излучения и, начиная с некоторой координаты  $z_{sf}$ , называемой дистанцией самофокусировки, в среде образуется плазменный канал с достаточной плотностью свободных электронов  $\rho_e$  (рис. 2) для того, чтобы остановить дальнейший рост интенсивности и саможатие пучка.

В областях пучка с максимальной интенсивностью устанавливается своеобразный баланс сил керровской самофокусировки, с одной стороны, и совокупного действия нелинейных потерь, дифракции и рефракции излучения в плазме – с другой. При этом создаются условия для формирования устойчивой по поперечному масштабу интенсивной световой структуры – филамента. На рис. 1 он соответствует тонкой «складке» поверхности  $w(r', z')$ , локализованной на оси пучка. Это состояние *каналирования* излучения сохраняется на определенной дистанции (в дальнейшем обозначаемой  $L_{fil}$ ), после чего, в основном вследствие дифракционной расходимости пучка, световой канал разрушается.

Сравнив характер самофокусировки пучков двух различных профилей, можно видеть, что при одинаковой начальной мощности  $P_0$  трубчатый пучок образует филамент на значительно большем удалении

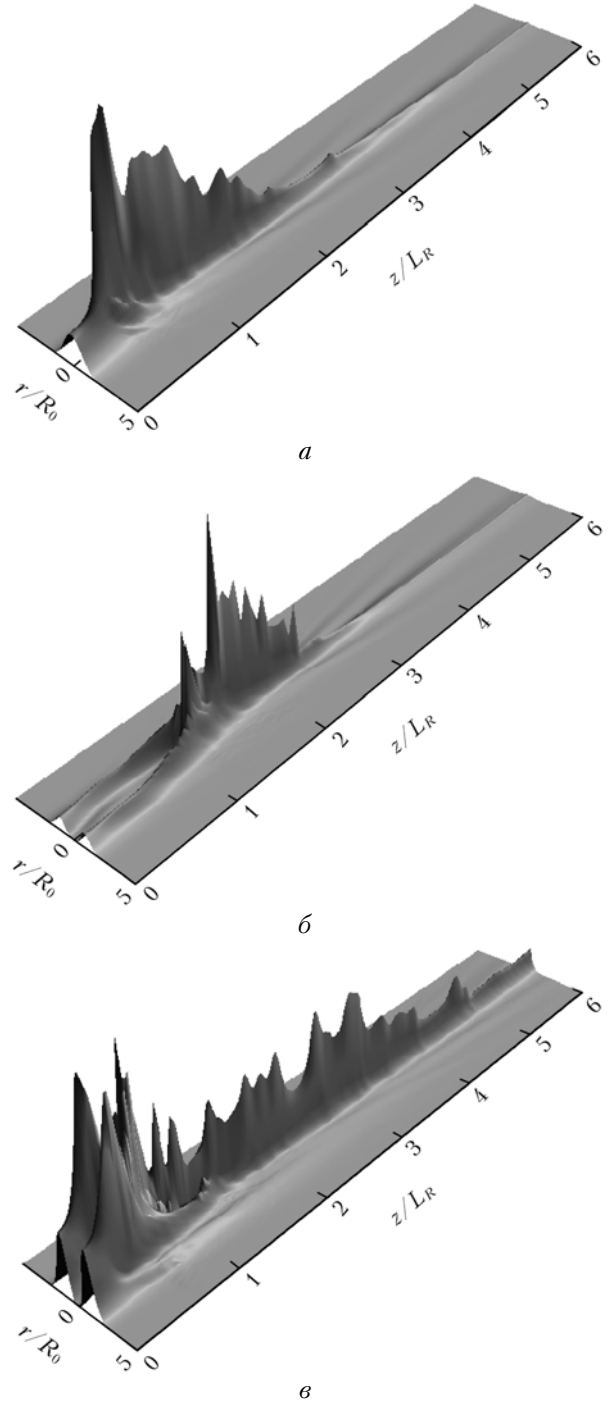


Рис. 1. Трассовая эволюция плотности энергии  $w$  коллимированного ( $f \rightarrow \infty$ ,  $R_0 = 1$  мм) лазерного излучения различного поперечного профиля: ГП,  $P_0 = 30$  ГВт (а); ТП,  $d = 0,7R_0$ ,  $P_0 = 30$  (б), 75 ГВт (в). Величина  $w$  на каждой панели нормирована на свое максимальное значение

от начала трассы. Так, для случая с  $P_0 = 30$  ГВт (см. рис. 1, а, б) координата старта филаментации  $z_{sf}/L_R$  равна примерно 0,29 и 1,15 для ГП и ТП соответственно. Однако при этом длина филаментации пучка и в том и другом случаях оказывается сопоставимой и имеет совокупную протяженность  $L_{fil} \approx 1,5L_R$  (для справки,  $L_R = 3,93$  м).

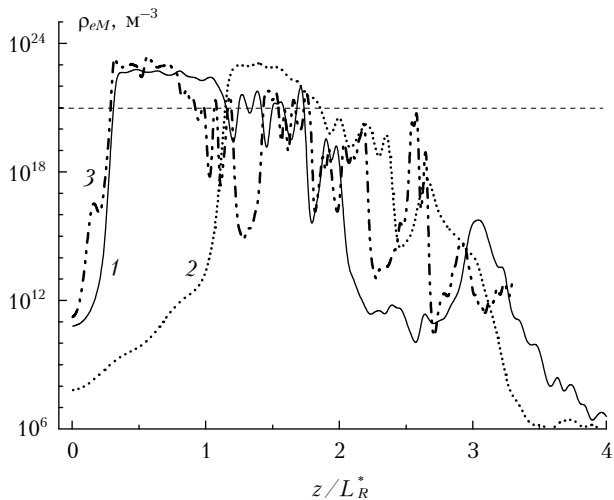


Рис. 2. Пиковая плотность свободных электронов плазмы  $\rho_{eM}$ , возникающей в результате самофокусировки пучков гауссовского (1) с  $P_0 = 30$  ГВт и трубчатого с  $P_0 = 30$  (2) и 75 ГВт (3) профилей интенсивности. Параметры излучения соответствуют рис. 1, пунктир – пороговый уровень  $\rho_{eM} = \rho_{ef}$

Отметим, что, говоря о пространственном положении и линейных размерах светового филамента, мы имеем в виду соответствующие характеристики плазменной колонки, поддерживающей филаментацию пучка. Эти характеристики в расчетах определялись нами обычным способом, исходя из трассового профиля пикового значения плотности свободных электронов  $\rho_{eM}(z)$  в канале излучения. 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, который обеспечивает филаментацию, дают соответственно начало и конец участка филаментации.

Различия в стартовых координатах филамента гауссовского и трубчатого пучков, очевидно, связаны с различием их пространственных профилей. ГП имеет абсолютный максимум интенсивности на оси, и, следовательно, при одной и той же начальной мощности он более компактен в поперечнике, чем ТП, максимум интенсивности которого расположен на кольце радиусом  $r_m = pR_0 \sqrt{\ln p^{-2}/(1-p^2)}$ .

Если ввести в рассмотрение так называемый эффективный радиус пучка  $R_e$ , который вычисляется как нормированный момент второго порядка от распределения плотности энергии световой волны [12] и дает размер области сосредоточения основной части энергии пучка, то окажется, что отношение  $R_e/R_0$  для ТП всегда больше единицы и увеличивается с ростом параметра затенения  $p$ . Напомним, что для пучка гауссовского профиля (3)  $R_e = R_0$ , в то время как для пучка профиля (4)  $R_e = 1,35R_0$  при  $p = 0,7$ .

Кроме того, как следует из теории самофокусировки [13], сам параметр критической мощности самофокусировки  $P_c$ , т.е. пороговой мощности, выше которой световой пучок будет безусловно коллапсировать, существенно зависит от начальной формы

пучка. Данная зависимость имеет следующее математическое выражение:

$$P_c = \frac{\lambda_0^2}{2\pi n_0 n_2} G(U(\mathbf{r}_\perp, 0)),$$

где

$$G(U(\mathbf{r}_\perp, 0)) = \frac{1}{2} \frac{\iint_{\mathbf{R}_\perp} d^2 \mathbf{r}_\perp |U(\mathbf{r}_\perp, 0)|^2 \iint_{\mathbf{R}_\perp} d^2 \mathbf{r}_\perp |\nabla_\perp U(\mathbf{r}_\perp, 0)|^2}{\iint_{\mathbf{R}_\perp} d^2 \mathbf{r}_\perp |U(\mathbf{r}_\perp, 0)|^4} \quad (5)$$

– коэффициент, учитывающий поперечный профиль интенсивности пучка;  $\mathbf{r}_\perp$  – поперечный радиус-вектор;  $\mathbf{R}_\perp$  – площадь области, в которой проводятся измерения поперечного профиля интенсивности пучка. Расчеты, приведенные в [5], показали, что критическая мощность принимает минимальное значение для гауссовского пучка ( $G = 1$ ), а максимальные значения  $P_c$  имеют как раз кольцевые пучки. В частности, для рассмотренного на рис. 1 трубчатого профиля с  $p = 0,7$  по формуле (5) получаем:  $G = 2,47$ .

Заметим, что это может служить объяснением сделанного в [4] вывода о большей мощности излучения, проходящей через нелинейный фокус ТП по сравнению с пучком гауссовского профиля. Действительно, в абсолютных величинах (Вт) мощность в нелинейном фокусе ТП будет выше, но только потому, что изменяется сам параметр критической мощности  $P_c$ . Для величины относительной мощности в фокусе  $P_0/P_c$  особых различий между исследуемыми пучками мы не установили.

Таким образом, два обстоятельства, а именно: увеличение *эффективного* начального размера ТП и более чем двукратное повышение критической мощности, изменяют пространственные масштабы развития его самофокусировки, приводя к удалению старта филаментации по сравнению с ГП. Чтобы проиллюстрировать этот вывод, был проведен расчет самофокусировки ТП с увеличенной в соответствии с конкретным значением параметра  $G$  начальной мощностью, как это показано на рис. 1, *в* и рис. 2 (кривая 3), т.е.  $P_0 = 75$  ГВт. Кроме того, была скорректирована и нормировка продольной координаты  $z$  на измененную длину Рэлея  $L_R^* = L_R(R_e/R_0)^2$ .

Видно, что теперь нормированные координаты начала филаментации  $z_{sf}/L_R^*$  гауссовского и трубчатого пучков практически совпадают, при том что пороговое значение  $\rho_{eM}$  для ТП первоначально реализуется не на оси пучка, как в гауссовском профиле, а во всем кольце. Этот кольцевой филамент затем, под действием нелинейной «керровской линзы», стягивается в осевой канал, и дальнейшая трассовая эволюция плотности энергии и свободных электронов для данных типов пучков проходит, в общем, по одним законам, но с некоторыми отличиями.

Самое важное, что следует отметить, это значительное удлинение участка филаментации  $L_{fil}$  для ТП, составляющего  $\sim 2,3L_R^*$  против  $\sim 1,5L_R^*$  для пучка гауссовской формы той же относительной мощности  $\eta = P_0/P_c$ . Кроме того, на рис. 2 заметны более

высокие значения (практически на порядок) пиковой плотности электронов, реализующиеся в плазменном канале пучка трубчатого профиля, что свидетельствует о большей пиковой интенсивности в нелинейном фокусе ТП.

Обсудим теперь вопрос о влиянии начальной фокусировки излучения на параметры филамента и плазменного канала. По-прежнему результаты расчетов для ТП будем сравнивать с «эталоном» – гауссовским пучком.

На рис. 3 показаны результаты расчетов некоторых параметров участка филаментации, формируемого при нелинейном распространении двух типов пучков в воздухе, а именно: начальной координаты филамента, его протяженности и трассовой плотности свободных электронов  $N_e$ , образующихся в канале излучения в результате фотоионизации среды.

Параметр  $N_e$  находился путем численного интегрирования пространственного распределения плотности электронов  $\rho_e$ , вычисленной к моменту окончания лазерного импульса  $t = T$ :

$$N_e = \iint_{R_{\perp}} \rho_e(\mathbf{r}_{\perp}, z; T) d\mathbf{r}_{\perp}.$$

Данная величина характеризует электрические свойства плазменного канала, оставшегося в воздухе после распространения светового излучения. Световые пучки были выбраны одинаковой начальной мощности ( $P_0 = 30$  ГВт), чтобы более наглядно продемонстрировать влияние поперечного профиля интенсивности излучения на характер его филаментации.

Напомним, что при наличии начальной фокусировки мощного излучения изменяется прежде всего дистанция его самофокусировки. Формально говоря, керровская нелинейность среды образует своего рода абберационную линзу, которая совместно с геометрической фокусировкой формирует новый нелинейный фокус, смещенный по трассе относительно положения фокуса задающей оптической системы. Приблизительно координату старта филаментации пучка  $z_{sf}^f$ , прошедшего оптическую фокусирующую (или дефокусирующую) систему с фокусным расстоянием  $f$ , можно вычислить по следующей формуле:  $z_{sf}^f = (1/f + 1/z_{sf})^{-1}$ , где  $z_{sf}$  – дистанция самофокусировки излучения с плоским волновым фронтом. Отсюда видно, что для сфокусированного излучения ( $f > 0$ ) начало филаментации пучка приближается к началу трассы и всегда достигается перед его геометрическим фокусом, в то время как при дефокусировке пучка ( $f < 0$ ) теоретически старт филамента можно отнести в бесконечность, если положить  $|f| = z_{sf}$ .

Такое поведение параметра  $z_{sf}^f$  видно на рис. 3, а, причем у ТП диапазон изменения стартовой координаты филаментации значительно шире. Максимальное удаление филамента от начала трассы удается достичь путем расфокусировки пучка, и оно составляет 22 и 9 м для ТП с  $f = -6$  м и ГП с  $f = -1,5$  м соответственно. Дальнейшее обострение дефокусировки (уменьшение  $|f|$ ) препятствует развитию филаментации, поскольку линейная расходимость излучения становится сильнее его нелинейной фокусировки.

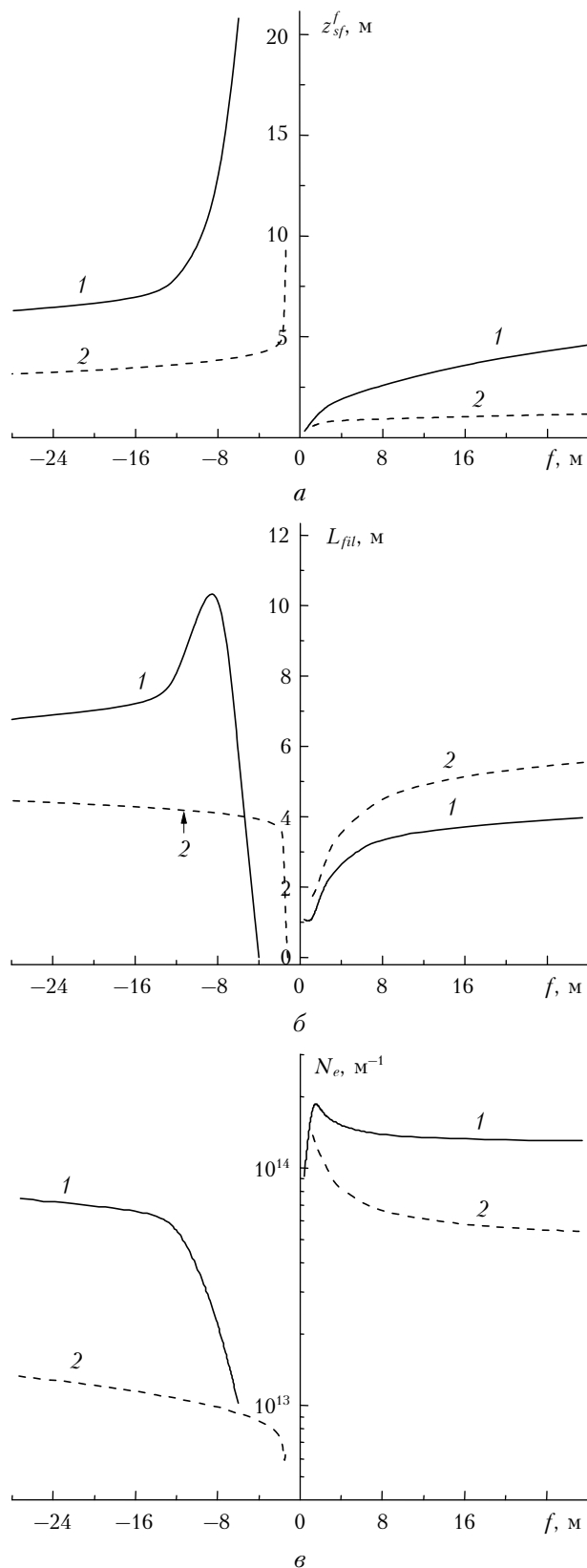


Рис. 3. Координата старта филамента  $z_{sf}^f$  (а), его протяженности  $L_{fil}$  (б) и общее число свободных электронов плазменного канала  $N_e$  (в) при филаментации трубчатого (1) и гауссовского пучков (2) в зависимости от нормированного фокусного расстояния

Как следует из рис. 3, б, где показана длина филаментации пучков, при начальной фокусировке излучения пучки обоих типов ведут себя подобным образом, демонстрируя сокращение длины филаментации с уменьшением фокусного расстояния линзы [14]. Причиной этого является высокая расходимость излучения на выходе из нелинейного фокуса, которая препятствует повторной рефокусировке пучка и его филаментации. В области фокальной перегрузки усредненная по профилю пучка дифракционная «пружина» наиболее сильна, поэтому если фокусировка пучка изначально была достаточно острой, то мощности в лазерном импульсе может быть недостаточно, чтобы поддержать или возобновить состояние филаментации. Протяженность участка филаментации, формируемого гауссовским пучком, здесь оказывается несколько больше, чем для кольцевого пучка, что понятно, поскольку в последнем случае относительная мощность  $\eta$  также меньше.

Ситуация меняется при начальной расфокусировке пучков. Теперь, даже несмотря на то что мощность  $\eta$  у пучка трубчатого профиля меньше, он получает преимущество в смысле длины филаментации. Самый длинный участок филаментации реализуется при  $f = -8$  м, параметр  $L_{fil}$  при этом превышает 10 м, в то время как с помощью гауссовского пучка не удается получить филамента длиннее 5 м. Таким образом, филаменты, формируемые расфокусированным ТП, оказываются не только самыми удаленными, но и самыми длинными.

Особенностью самофокусировки ТП является также и то, что плазменный канал, возникающий при филаментации такого пучка, имеет большую погонную плотность свободных зарядов, чем след ГП. Действительно, из рис. 3, в видно, что практически при любом значении радиуса кривизны волнового фронта параметр  $N_e$  для ТП почти на порядок выше аналогичного значения для пучка гауссовского профиля. Это означает, что в филаменте кольцевого пучка достигаются более высокие значения интенсивности излучения, обеспечивающей более активную ионизацию среды. Как показывают расчеты, пиковая интенсивность в области филамента ТП колеблется около уровня  $\sim 70$  ТВт/см<sup>2</sup>, а этот же уровень в ГП составляет  $\sim 55$  ТВт/см<sup>2</sup>. При этом в поперечнике филаменты, сформированные данными пучками, имеют практически одинаковый размер (диаметр составляет  $\sim 160$  мкм по профилю плотности энергии).

Очевидно, что варьирование размера центрального «темного» пятна, т.е. изменение толщины кольца в профиле ТП, скажется на параметрах участка филаментации. На рис. 4 приведены расчеты стартовой координаты и общей длины области филамента слабо расфокусированного ТП с различными значениями параметра затенения  $p$ . Начальная мощность у всех пучков была фиксирована.

Как следует из выражения (5), изменение радиуса затенения меняет критическую мощность самофокусировки пучка  $P_c$ , что при неизменной выходной мощности импульса  $P_0$  должно повлиять на оптическую силу ( $P_0/P_c$ ) фокусирующей «керровской» линзы. Этот вывод подтверждается в числен-

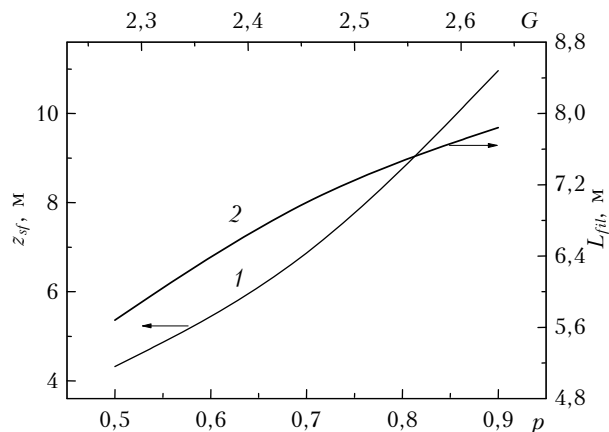


Рис. 4. Координата начала (1) и длина участка филаментации (2) в зависимости от параметра затенения  $p$  для ТП с  $P_0 = 25$  ГВт и  $f = -16$  м. Верхняя шкала — значения коэффициента профиля  $G$

ных расчетах, и, например, увеличение параметра  $p$  с 0,5 до 0,9 повышает профильный коэффициент  $G$  при критической мощности с 2,27 до 2,62 (см. рис. 4, верхняя шкала). Соответственно, с ростом  $p$  происходит достаточно заметное (почти в 3 раза) удаление филамента по трассе распространения.

При этом существенно удлиняется и сам участок филаментации пучка, что контрастирует с ранее установленной для гауссовских пучков [14] закономерностью сокращения длины филамента при аналогичном удалении его начала, достигаемого путем усиления расфокусирующей линзы (уменьшение  $|f|$ ), это, кстати, видно и на рис. 3, б. Последнее объясняется тем, что филаментация гауссовских пучков с начальной расходимостью, в отличие от сфокусированного излучения, сопровождается стабильным по трассе увеличением эффективного радиуса  $R_e$ , характеризующего зону сосредоточения основной доли энергии импульса. Это означает, что в среднем, несмотря на филаментацию какой-либо своей части, световой пучок всегда расходится, а его средняя плотность энергии падает, что в результате и ограничивает длину филамента.

Основная доля энергии ТП локализована в его кольцевых «стенках», поэтому даже при условии придания такому пучку угловой расходимости (дефокусировкой) первоначальный рост эффективного радиуса пучка, при достаточной мощности импульса, вскоре сменяется его уменьшением вследствие действия керровской самофокусировки и стягивания энергии пучка к оси. Чем тоньше «стенки» ТП, тем сильнее энергия пучка будет каналлирована около оптической оси, выше степень ее «утилизации» в поддержании филаментации и длиннее сама эта область.

## Заключение

Рассмотренные выше отличия в филаментации трубчатого пучка и пучка гауссовского профиля целиком обусловлены спецификой поперечного распределения его интенсивности. Наличие «темного» пятна на оси ТП препятствует скорому коллапсу

пучка и задерживает старт филаментации вследствие того, что самофокусировка наиболее активно развивается сначала на удаленном от оси кольце, где сосредоточена вся энергия, а не в центральной части, как в гауссовском пучке. Соответственно, за счет провала интенсивности в центре в процессе филаментации ТП участвует значительно большая по количеству световой энергии часть пучка, поскольку при самофокусировке ТП сжимается в целом (в смысле эффективного радиуса) сильнее, чем одноодовый пучок. Это приводит к удлинению области филаментации ТП и повышению плотности плазменного канала. Изменение размера центральной области затенения профиля ТП при неизменной начальной мощности излучения оказывает существенное влияние как на старт филамента, так и на его протяженность. Данное обстоятельство может представлять определенный практический интерес с точки зрения повышения «лучевой прочности» среды для предотвращения нежелательной самофокусировки лазерного импульса на определенной дистанции путем соответствующего изменения его начального профиля интенсивности.

Авторы благодарят за финансовую поддержку работы Российский фонд фундаментальных исследований (грант № 12-05-00716\_a).

1. *Yin J.-P., Gao W.-J., Wang H.-F., Long Q., Wang Y.-Z.* Generations of dark hollow beams and their applications in laser cooling of atoms and all optical-type Bose–Einstein condensation // *Chin. Phys.* 2002. V. 11, N 11. P. 1157–1161.
2. *Yin J.-P., Gao W.-J., Zhu Y.* Generation of dark hollow beams and their applications // *Progress in Optics*. V. 44 (E. Wolf, ed., North-Holland, Amsterdam, 2003). P. 119–204.
3. *Zhang Y., Ding B., Suyama T.* Trapping two types of particles using a double-ring-shaped radially polarized beam // *Phys. Rev. A*. 2010. V. 81. 023831.
4. *Азимов Б.С., Платоненко В.Т., Сагатов М.М.* Об одном автомодельном решении, возникающем при само-

фокусировке кольцеобразных пучков // *Квант. электрон.* 1991. Т. 18, № 3. С. 323–325.

5. *Гейнц Ю.Э., Землянов А.А.* Закономерности нестационарной самофокусировки профилированных лазерных пучков. Усредненное описание // *Оптика и спектроскопия*. 2009. Т. 107, № 3. С. 461–467.
6. *Fibich G., Sivan Y., Ehrlich Y., Louzon E., Fraenkel M., Eisenmann S., Katzir Y., Zigler A.* Control of the collapse distance in atmospheric propagation // *Opt. Express*. 2006. V. 14, N 12. P. 4946–4957.
7. *Алексимов Д.В., Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Кабанов А.М., Матвиенко Г.Г., Степанов А.Н.* Филаментация негауссовских лазерных пучков с различной геометрической расходимостью на атмосферной трассе // *Оптика атмосфер. и океана*. 2012. Т. 25, № 11. С. 929–935.
8. *Кандидов В.П., Шленов С.А., Косарева О.Г.* Филаментация мощного фемтосекундного лазерного излучения // *Квант. электрон.* 2009. Т. 39, № 3. С. 205–228.
9. *Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Кабанов А.М., Матвиенко Г.Г.* Нелинейная фемтосекундная оптика атмосферы / Под общей ред. д.ф.-м.н., профессора А.А. Землянова. Томск: Изд-во Института оптики атмосферы СО РАН, 2010. 212 с.
10. *Geints Yu.E., Kabanov A.M., Zemlyanov A.A., Bykova E.E., Bukin O.A., Golik S.S.* Kerr-driven nonlinear refractive index of air at 800 and 400 nm measured through femtosecond laser pulse filamentation // *Appl. Phys. Lett.* 2011. V. 99, iss. 18. P. 181114.
11. *Переломов А.М., Попов В.С., Терентьев М.В.* Ионизация атомов в переменном электрическом поле // *Ж. эксперим. и теор. физ.* 1966. Т. 50, вып. 5. С. 1393–1397.
12. *Землянов А.А., Гейнц Ю.Э.* Интегральные параметры мощного фемтосекундного лазерного излучения при филаментации в воздухе // *Оптика атмосфер. и океана*. 2005. Т. 18, № 7. С. 574–579.
13. *Власов В.Н., Петрищев В.А., Таланов В.И.* Усредненное описание волновых пучков в линейных и нелинейных средах (метод моментов) // *Изв. вузов. Радиофиз.* 1971. Т. 14, № 9. С. 1353–1363.
14. *Гейнц Ю.Э., Землянов А.А.* Влияние пространственной фокусировки на характеристики филаментации фемтосекундного лазерного излучения в воздухе // *Оптика атмосфер. и океана*. 2010. Т. 23, № 4. С. 274–280.

*Yu.E. Geints, A.A. Zemlyanov. Numerical simulations of dark hollow laser beams self-focusing and filamentation in air.*

The problem of nonlinear propagation of intense femtosecond laser pulses in the near-infrared spectral range in air is theoretically considered. By numerically solving of the paraxial propagation equation for optical wave envelope the dynamics of self-focusing and filamentation of dark hollow light beams having a ring-shaped transverse intensity profile are investigated in the conditions of a wide variation of beam initial angular divergence. We found that the filamentation region of such beams in comparison with the Gaussian beam filamentation of equal power is located much farther on the optical path, and possesses a significantly greater longitudinal extent, as well as the density of the free-electron laser plasma. By changing the initial angular divergence or the width of the annular region of initial intensity profile it is possible to effectively control the position and length of the filaments on the propagation path.