

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛН

УДК 530.182+535.15

Динамика световых структур при филаментации фемтосекундных лазерных импульсов в воздухе

А.А. Землянов, А.Д. Булыгин, Ю.Э. Гейнц, О.В. Минина*

*Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634055, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1*

Поступила в редакцию 25.02.2016 г.

Разработана модель одиночной филаментации мощного фемтосекундного импульса титан-сапфирового лазера в воздухе на основе построения эволюционных зависимостей фазовых и амплитудных характеристик светового поля, найденных в результате численного решения нелинейного уравнения Шрёдингера. Показана фундаментальная роль абберационных и дифракционных эффектов при формировании локализованных динамических световых структур вблизи оси распространения. Установлено, что угловая расходимость интегрального по времени постфиламентационного светового канала при фиксированной пиковой мощности импульса уменьшается с ростом радиуса пучка лазерного излучения, достигая насыщения при значении радиуса больше 1 мм.

Ключевые слова: самофокусировка, филаментация, дифракционно-лучевая трубка, постфиламентационный канал; self-focusing, filamentation, diffraction-beam tube, post-filamentation channel.

Введение

Филаментация — явление самофокусировки мощного лазерного импульса в нелинейно-диссипативной среде с керровско-плазменной рефракционной нелинейностью [1, 2]. Интегральная во времени картина филаментации представляет собой светящуюся нить — филамент. Это имеет место при так называемой одиночной филаментации, когда пиковая мощность в импульсе умеренно (как правило, менее чем на порядок) превышает критическую мощность самофокусировки P_c . Для гауссова пучка критическая мощность определяется как $P_c = 3,77\lambda_0^2 / (8\pi n_2 n_0)$ [1], где λ_0 — длина волны света в вакууме; n_0 — показатель преломления невозмущенной среды; n_2 — коэффициент нелинейности показателя преломления $n = n_0 + n_2 I$, I — интенсивность света. Для титан-сапфирового лазера с $\lambda_0 = 800$ нм на уровне Земли $P_c = 3,2$ ГВт. Если превышение пиковой мощности над критической более значительно, то реализуется множественная филаментация. При этом образуется большое число филаментов, распределенных как по дистанции распространения, так и по сечению лазерного пучка. После прекращения филаментации на дистанции распространения в области излучения остаются слаборасходящиеся световые каналы, интенсивность оптического поля в которых значительно превосходит среднюю интенсивность лазерного пучка [3].

Для газовых и жидких оптических сред образование светящихся нитей — филаментов в зоне экстремальных значений интенсивности самофокусирующегося лазерного импульса — связано с флуоресценцией ионизированных молекул в зоне плазмообразования. Для фемтосекундных лазерных импульсов плазма образуется за счет полевой ионизации молекул, для пикосекундных импульсов дополнительно включается и каскадный механизм ионизации.

Изучение физики филаментации представляет интерес как с фундаментальной точки зрения, так и с практической. Несомненно, это актуально и для атмосферной оптики, где лазеры фемтосекундной и пикосекундной длительностей активно внедряются в практику. В настоящее время определился круг задач физики и оптики атмосферы, где лазеры ультракороткой длительности зарекомендовали себя перспективными инструментами как для исследований, так и для создания волноводных и токопроводящих каналов в атмосфере [2, 4, 5]. Явлению филаментации лазерных импульсов в атмосфере посвящено достаточно большое число научных статей. Состояние проблемы дано в сборнике статей [1] и обзоре [2]. Причем обзор [2] был подготовлен к 50-летию первой публикации по самофокусировке света [6].

Для успешного решения задач атмосферной оптики мощных ультракоротких лазерных импульсов требуются в первую очередь прогностические знания физических явлений в световых полях лазерных пучков в широком диапазоне их входных характеристик (спектральный диапазон, энергия, длительность импульса, размер пучка, степень фокусировки). Эта задача пока еще не решена, поэтому является актуальным осуществление подобных исследований —

* Александр Анатольевич Землянов (zaa@iao.ru); Андрей Дмитриевич Булыгин (b.a.d@iao.ru); Юрий Эльмарович Гейнц (YGeints@iao.ru); Ольга Владимировна Минина.

нахождение закономерностей филаментации для различных параметров лазерных импульсов и моделей среды.

В настоящей статье основное внимание будет уделено динамической картине самофокусировки, при которой в каждый момент времени происходит формирование специфических световых структур, в конечном счете и определяющих интегральную картину филаментации. Будут проанализированы зависимости характеристик динамических световых структур от поперечного размера лазерного пучка и его пиковой мощности.

Под световой структурой мы будем понимать область в пространстве, где реализуются состояния светового поля, имеющие определенные признаки. Примерами световых структур являются сам лазерный пучок, дифракционно-лучевая трубка, область дифракционного фокуса пучка, световой канал, имеющих фиксированные уровни интенсивности, мощности либо энергии.

Также будет рассмотрена задача о постфиламентационных световых каналах [3, 7, 8]. Знание закономерностей их эволюции вдоль дистанции представляет большой интерес для физики филаментации. Настоящая статья является продолжением [9], где были исследованы интегральные во времени энергетические световые структуры, связанные с эволюцией плотности энергии при филаментации лазерного импульса в воздухе.

Динамика дифракционно-лучевых трубок. Численные результаты

Задача о самофокусировке ультракоротких лазерных импульсов в оптических средах является существенно нелинейной, поэтому весьма сложно найти какие-либо аналитические решения, описывающие практически важные ситуации распространения излучения в таком нелинейном режиме. В ряде случаев удалось получить (в рамках решения стационарной задачи) оценочные выражения для порогов явления [1]. Что же касается решений для характеристик пучков, то они найдены лишь для безаберрационного приближения [10] на заре исследований проблемы.

В настоящей статье проведены численные эксперименты по распространению мощных импульсов титан-сапфирового лазера в воздухе. В качестве уравнения, описывающего распространение, использовалось нелинейное уравнение Шрёдингера. Математическая постановка задачи и физические модели нелинейного взаимодействия даны в Приложении.

При анализе численных результатов возникает вопрос о форме их представления. Обычно описание численных решений по филаментации производится путем анализа распределений интенсивности поля в пространстве для различных моментов времени либо изучается соответствующее распределение плотности энергии вдоль дистанции распространения. Данный подход привел к созданию таких мо-

делей филаментации, как модель множественных фокусов [1, 11], модель движущихся фокусов и ее модификации [1, 2, 12], модель энергетического резервуара [1, 13, 14]. На их основе удалось проанализировать приосевую часть пучка, где происходит формирование зон экстремальной интенсивности. Итогом такого рассмотрения явилось утверждение о том, что при одиночной филаментации вблизи оси пучка реализуется баланс керровской и плазменной нелинейностей [1], что минимизирует нелинейный набег фазы оптической волны и обеспечивает формирование устойчивых световых структур вблизи оси пучка. Как будет видно ниже, это не объясняет таковой факт, а лишь указывает на один из механизмов, влияющих на ограничение роста интенсивности в области нелинейных фокусов. К подобным механизмам следует также добавить нелинейное поглощение, дифракцию, дисперсию. Упомянутые выше модели филаментации не предсказывают зависимости характеристик филамента от радиуса и мощности, поведение отдельных филаментов в условиях множественной филаментации.

В [9, 15] разработан подход к представлению результатов по самовоздействию световых пучков, основанный на построении эволюционных картин в пространстве для дифракционных лучей и трубок. Это позволяет визуализировать все особенности взаимодействия светового поля с нелинейной средой, проследить перекачку энергии из одних световых структур в другие.

Кратко напомним основные положения дифракционно-лучевой оптики. Дифракционно-лучевая трубка как локализованная световая структура образована множеством дифракционных лучей. Каждый дифракционный луч представляет собой траекторию, являющуюся интегральной кривой пространственной компоненты вектора Умова–Пойнтинга, нормированного на интенсивность светового поля. Для осесимметричной задачи границы дифракционно-лучевой трубки определяются выбранным дифракционным лучом.

Уравнение для поперечной координаты дифракционного луча \mathbf{R}_d имеет вид [16]:

$$\frac{d^2 \mathbf{R}_d}{dz^2} = \frac{1}{2\epsilon_0} \nabla_{\mathbf{R}} \epsilon_{ef}. \quad (1)$$

Здесь z — дистанция распространения; \mathbf{R} — поперечная координата; ϵ_{ef} — эффективная диэлектрическая проницаемость среды; ϵ_0 — невозмущенное значение диэлектрической проницаемости. В общем случае данная величина может быть представлена в виде суммы

$$\epsilon_{ef} = \epsilon_0 + \epsilon_r + \epsilon_d, \quad (2)$$

где ϵ_r — нелинейно-рефракционная компонента, являющаяся суммой $\epsilon_r = \epsilon_k + \epsilon_p$, $\epsilon_k \equiv 2\tilde{n}_k n_0$ — составляющая диэлектрической проницаемости, обусловленная эффектом Керра, а $\epsilon_p \equiv 2\tilde{n}_p n_0$ — плазменная компонента, \tilde{n}_k, \tilde{n}_p — приращения относительного показателя преломления среды за счет эффекта Керра

и плазменной нелинейности соответственно (приведены в Приложении); $\epsilon_d = \Delta_{\mathbf{R}} A / k_0^2 A$ – дифракционная составляющая (A – действительная амплитуда светового поля, $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ – волновое число, $\Delta_{\mathbf{R}} = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$).

На рис. 1, *a, в, д* представлены зависимости эволюции дифракционных лучей вдоль дистанции распространения при филаментации лазерного импульса с $\lambda_0 = 800$ нм в различные моменты времени. Радиус пучка R_0 и пиковая мощность излучения P_0 были выбраны следующим образом: $R_0 = 2$ мм, $P_0 = 6P_c$. Считалось, что $P_c = 3,2$ ГВт, длительность импульса $t_p = 100$ фс. Численное решение уравнения (1) проводилось на основе информации о пространственно-временных полях диэлектрической проницаемости (2) и нелинейного коэффициента поглощения среды α_N , полученных из численного решения уравнения Шрёдингера (П1). Действительная амплитуда лазерного импульса задавалась в форме гауссова распределения по поперечным координатам и времени

$$A = A_0 \exp \left\{ -\frac{R^2}{2R_0^2} - \frac{t^2}{2t_p^2} \right\}. \quad (3)$$

На рис. 1 дистанция распространения z нормирована на длину Рэлея $L_R = k_0 R_0^2 / 2$, $R^2 = x^2 + y^2$.

Также на рис. 1 представлены соответствующие дифракционным картинам распределения геометрооптических лучей. Целесообразность построения лучей геометрической оптики связана с возможностью визуализации профиля рефракционной составляющей диэлектрической проницаемости с их помощью. При распространении лазерного импульса в каждый момент времени в канале пучка формируется профиль рефракционной составляющей ϵ_r эффективной диэлектрической проницаемости среды ϵ_{ef} . Она содержит фокусирующую керровскую компоненту ϵ_k и дефокусирующую – плазменную ϵ_p . Особенность задачи состоит в том, что безынерционная часть керровской составляющей (см. Приложение) мгновенно следует за временным профилем лазерного импульса, в то время как динамика плазменной компоненты ϵ_p носит инерционный характер и начинает проявлять себя при достаточно больших моментах времени. Поэтому характер нелинейной рефракции волнового пучка будет меняться в различные моменты времени и это безусловно скажется на эволюции дифракционных лучей.

Обратимся к пространственной картине дифракционных лучей в различные моменты времени (см. рис. 1, *a, в, д*). Отчетливо видно, что для определенных моментов времени формируются специфические световые структуры – дифракционно-лучевые трубки, вблизи оси пучка после прохождения им нелинейного фокуса. Отличительной особенностью этих структур является высокая пространственная устойчивость, выражающаяся в сохранении на определенной дистанции как формы, так и поперечного

размера. Это свидетельствует также и об устойчивой локализации мощности импульса в данных трубках. На рис. 1, *a, в, д* кривыми 2 и 3 выделены два типа таких трубок. Физический смысл этого разделения будет дан ниже. Из рисунков следует, что внутри трубки возникают локальные фокусы светового поля. Они выделены кривыми 1 и характеризуют области поглощения части световой энергии, которая расходуется на полевую ионизацию среды. Эти области являются областями экстремальных значений интенсивности светового поля. В зонах с экстремальным значением интенсивности формируется плазма, флуоресценция которой после окончания действия светового импульса оконтуривает филамент. Поперечные размеры области поглощения были выбраны по уровню $\alpha_N \approx 2 \cdot 10^{-4} \text{ м}^{-1}$ и соответствуют некоторому среднему поперечному масштабу филамента. При уменьшении мощности импульса число данных областей уменьшается и может достичь единицы. Именно такой случай показан на рис. 2. Эта ситуация наилучшим образом соответствует модели движущихся фокусов [12], но с учетом инерционной составляющей керровской нелинейности.

Физической основой формирования устойчивых (на определенной дистанции) локализованных протяженных высокоинтенсивных структур, содержащих в себе зоны поглощения световой энергии и плазменные области, является возникновение волноводов, которые удерживают в себе указанную часть пучка. Волноводы формируются после прохождения пучком главного фокуса самофокусировки, при значениях текущей мощности $P(t) > P_c$, благодаря аберрациям динамической керровской линзы, возникающей на характерной дистанции самофокусировки. Для достаточно широких пучков эту дистанцию можно оценить из формулы Марбургера [1]. Необходимо отметить, что аберрации всегда присутствуют в самофокусирующихся пучках, даже в пучках размерах, сравнимыми с поперечным масштабом филамента.

Волноводы возникают для определенного профиля эффективной диэлектрической проницаемости среды ϵ_{ef} . В случае, если $\nabla_{\mathbf{R}} \epsilon_{ef} = 0$ в области всего пучка, мы имеем ситуацию, когда происходит бездифракционное распространение светового пучка, или самоканализирование. Этот случай соответствует формированию так называемой моды Таунса [1, 17]. Однако этот режим является неустойчивым, и он не реализуется для трехмерных световых пучков.

В случае самофокусировки трехмерных световых пучков становится реальным существование волноводных каналов в их внутренних частях. Если в среде распространения существуют условия, когда в среднем $\nabla_{\mathbf{R}} \epsilon_{ef} < 0$ в поперечном направлении от продольной оси, где интенсивность света максимальна, то в такой среде, для первоначально цилиндрического пучка, возникает волновод для приосевых дифракционных лучей. Длина этого волновода существенно зависит от нелинейных свойств среды, радиуса и текущей мощности пучка. Прообразом такого волновода является «селфок» – рефракционный волновод [18]. На существование фокусирующих

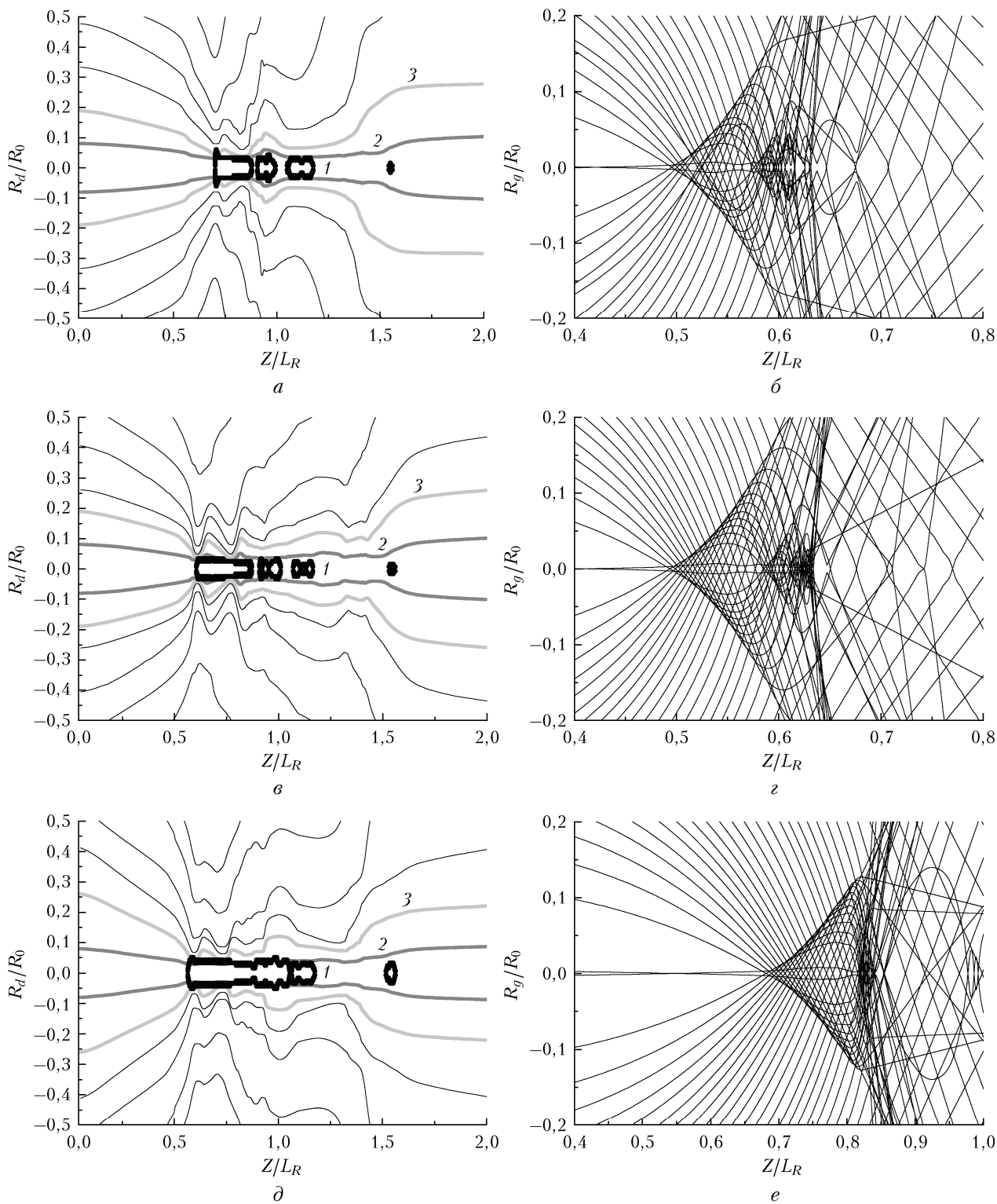


Рис. 1. Координаты дифракционных R_d (а, в, д) и геометрооптических R_g (б, г, е) лучей в нормированных переменных вдоль траектории распространения для моментов времени: а, б – $t/t_p = -0,5$; в, г – $t/t_p = 0$; д, е – $t/t_p = 0,5$. Пиковая мощность лазерного импульса $P_0 = 6P_c$, радиус пучка $R_0 = 2$ мм. Кривая 1 на графиках а, в, д соответствует границе области поглощения по уровню $2 \cdot 10^{-4}$ м $^{-1}$; 2 – дифракционно-лучевой трубке, формирующей постфиламентационный канал; 3 – энергетически пополняющей дифракционно-лучевой трубке

свойств рефракционной среды, когда световая волна с плоским фазовым фронтом периодически

трансформируется в сходящуюся, а волна с расходимостью в волну с плоским фазовым фронтом,

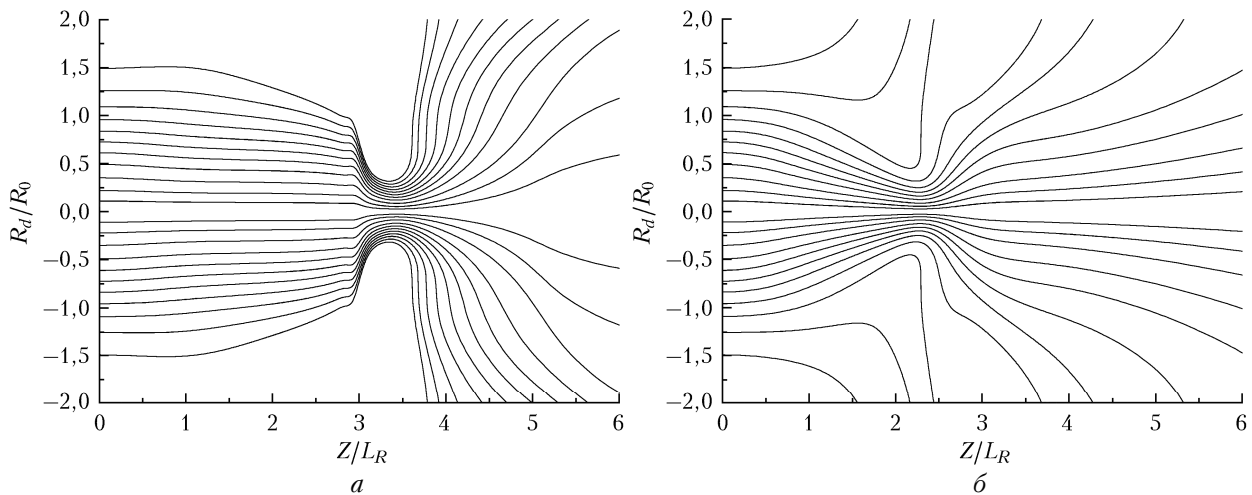


Рис. 2. Координаты дифракционных лучей в нормированных переменных вдоль трассы распространения для моментов времени: $a - t/t_p = -0,75$; $b - t/t_p = 0$. Пиковая мощность лазерного импульса $P_0 = 2P_c$, радиус пучка $R_0 = 2$ мм

было указано в 1951 г. Микаэляном [19]. Замечательным свойством «селфока» является то, что специальный профиль диэлектрической проницаемости в его материале позволяет осуществить устойчивое распространение светового пучка на большую дистанцию.

При самофокусировке света исключительное значение имеют дифракционные эффекты, которые реализуются в условиях aberrаций керровско-плазменной линзы. Если говорить на языке геометрической оптики, то на границе области локализации высокой интенсивности формируется каустика [20], которая способна отклонять геометрические лучи, вышедшие из центральной зоны пучка назад в область повышенной интенсивности.

Из анализа поведения геометрических лучей, представленных на рис. 1, б, г, е и рис. 3, б, г, е, можно сделать вывод, что данные картины соответствуют прохождению излучения через различные оптические системы. Если лучи из разных пространственных слоев проходят фокусы, расположенные в различных точках трассы, и затем расходятся (рис. 3), то мы наблюдаем действие aberrационной линзы. Для геометрических лучей это подобно действию классического аксикона. Другая ситуация (см. рис. 1) соответствует совместному действию aberrационной линзы и «селфока»: геометрические лучи из разных пространственных слоев проходят фокус и захватываются в рефракционный волновод.

Из сравнения графиков для геометрических и дифракционных лучей видно, что дифракционные лучи после aberrационной линзы почти всегда захватываются в волновод («дифракционный селфок») независимо от того, существует или нет рефракционный волновод. Так, для случая узкого пучка (см. рис. 3) преимущественно реализуется ситуация волновода, аналогичного действию аксикона в условиях учета дифракции. Случай узкого пучка наибольшим образом соответствует динамической модели движущихся фокусов [1, 21].

В описанных примерах условием устойчивого состояния приосевых дифракционных лучей является требование $\nabla_{\mathbf{R}e}(\mathbf{R}_d^*(z), z) \approx 0$ (на внешней границе волновода, имеющей координату $\mathbf{R}_d^*(z)$). Это отличается от механизма «баланса нелинейностей», описанного в [22], где учитываются лишь баланс эффектов рефракции на оси пучка. Такой режим может реализоваться лишь в отдельных точках трассы непосредственно вблизи оси пучка, и он не обеспечивает устойчивого сохранения приосевой световой структуры. Заметим, что если бы решались уравнения нелинейной геометрической оптики, когда интенсивность поля находится через плотность геометрических лучей [23], то мы бы имели совсем иной сценарий филаментации. Согласно этому сценарию филаментация осуществлялась бы на более значительной дистанции, чем в реальности. Она прекращалась бы только по мере истощения энергии всего пучка.

Рассмотренная выше картина динамики дифракционных лучей и трубок дает представление об обмене энергией различных пространственных частей пучка друг с другом или, иными словами, отвечает на вопрос, что является энергетическим резервуаром для поддержания плазмообразования в зонах с экстремальной интенсивностью.

Действительно, из всей совокупности лучевых трубок обратим внимание на характерную трубку, называемую нами в дальнейшем энергетически пополняющей дифракционно-лучевой трубкой [9]. Эту трубку выделяют дифракционные лучи под номером 3 (см. рис. 1, 3). Граница указанной трубки отделяет область диссипации световой энергии от периферии пучка, не участвующей в процессе энергопотерь. Исходя из анализа поведения этой трубки, можно сказать, что она фактически и является тем самым энергетическим резервуаром, на существование которого было обращено внимание в работах [13, 14].

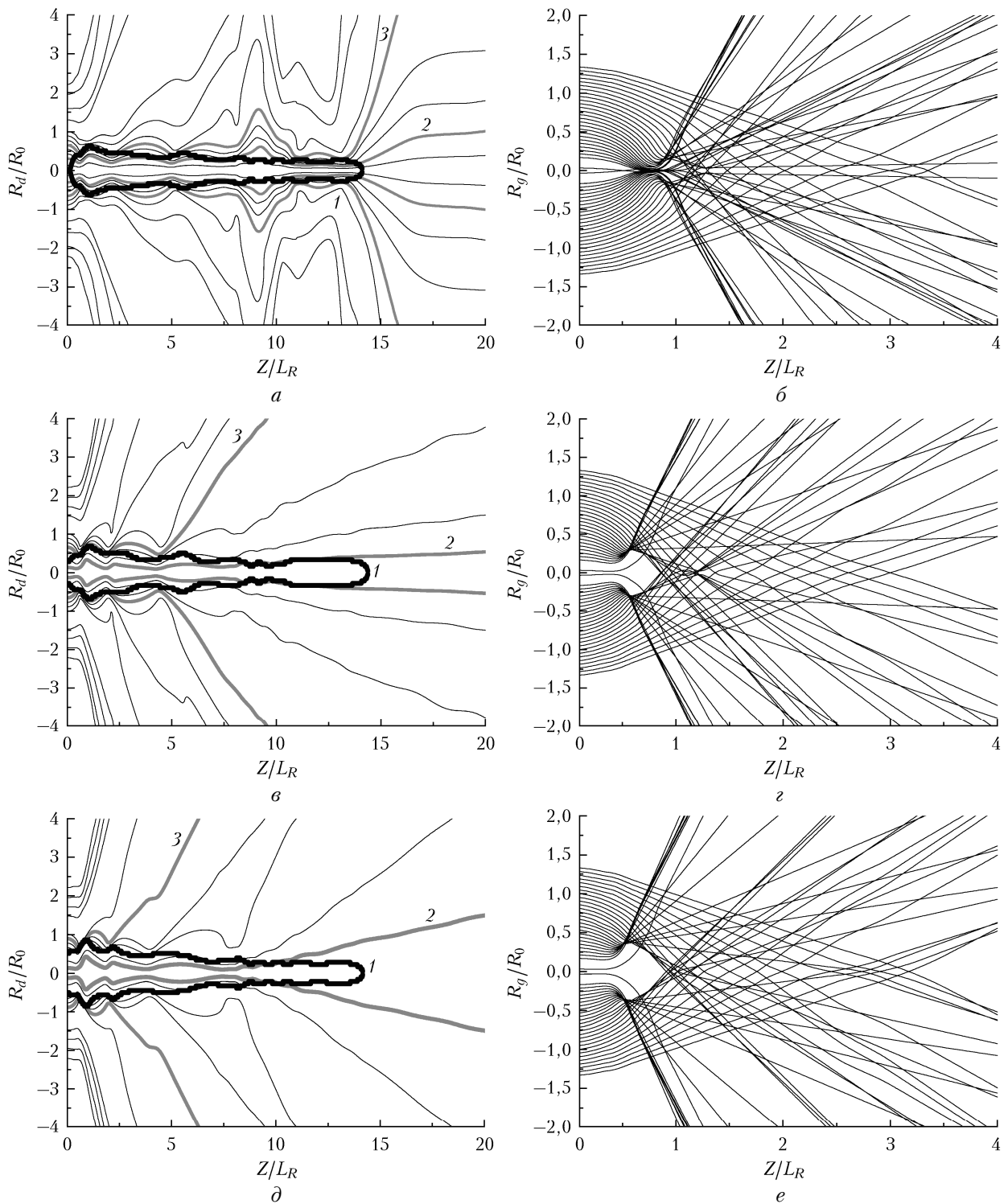


Рис. 3. Координаты дифракционных R_d (а, в, д) и геометрооптических R_g (б, г, е) лучей в нормированных переменных вдоль траектории распространения для моментов времени: а, б — $t/t_p = -0,5$; в, г — $t/t_p = 0$; д, е — $t/t_p = 0,5$. Мощность лазерного излучения $P_0 = 6P_c$, радиус пучка $R_0 = 0,18$ мм. Остальные обозначения те же, что и на рис. 1. Выделена область поглощения по уровню $2 \cdot 10^{-4} \text{ м}^{-1}$

Видно, что как для широкого, так и для узкого пучка энергетический резервуар сопоставим с поперечными размерами самих областей энергопотерь и плазмообразования практически с момента начала данного процесса. Остальная часть лазерного пуч-

ка — его периферия — напрямую не участвует в энергообмене с областью диссипации мощности излучения. Ее роль проявляется в поддержании низкой, по сравнению со всем пучком, угловой расходимости энергетически пополняющей дифракционно-лучевой

трубки. Это происходит за счет поджатия последней благодаря нелинейно-рефракционным и дифракционным силам.

Угловая расходимость интегрального по времени постфиламентационного светового канала

Локализованные на протяженной дистанции образования (пятна) с высокой плотностью энергии в поперечном распределении энергии светового пучка, которые мы будем называть интегральными по времени постфиламентационными световыми каналами, экспериментально наблюдались в [3]. Теоретические расчеты характеристик указанных каналов проводились в [7, 8]. В данных работах результаты получены для некоторых частных начальных параметров лазерного излучения и, таким образом, не содержат в себе прогностической информации. Также важно знать, как влияет относительно низкоинтенсивная периферия пучка на сохранение угловой расходимости интегрального по времени постфиламентационного канала, значительно меньшей, чем расходимость всего пучка. Частично ответ на этот вопрос дан в статье [9]. Было указано, что после филаментации в пучке в профиле интенсивности и плотности энергии сохраняются дифракционные кольца, которые совместно с фокусирующей керровской нелинейностью обеспечивают существование протяженных световых каналов после окончания филаментации. Ниже будет рассмотрена динамика формирования постфиламентационных световых каналов для широкого диапазона начальных параметров пучка и пиковых мощностей лазерного излучения.

Вновь обратимся к рис. 1 и выделим дифракционно-лучевую трубку (дифракционные лучи под номером 2), формирующую постфиламентационный световой канал. Границы этой трубки совпадают с областью, близко примыкающей к области диссипации энергии в точке дистанции, где заканчивается нелинейное поглощение. Расчет показывает, что данная трубка содержит в себе мощность, близкую к критической. Эволюция указанной дифракционно-лучевой трубки после прохождения зоны диссипации световой энергии продолжается в виде расширяющегося светового канала.

Для сравнительно узких лазерных пучков (см. рис. 3) угловая расходимость формирующей постфиламентационной световой канал дифракционно-лучевой трубки существенно различна для разных моментов времени. Если расходимость данной трубки сравнительно мала для фиксированного момента времени, то это указывает на существование в ней высокой средней интенсивности. Это приводит к возрастанию скорости плазмообразования в данной области, что скажется на увеличении расходимости лучевой трубки в последующий момент времени. Такое поведение связано с дефокусирующей ролью плазмы. Плазма для узких лазерных пучков занимает значительное пространство как в поперечном, так и в продольном направлениях области самовоздей-

ствия. Дефокусирующий фактор плазмы существенным образом влияет на расходимость формирующей световой канал трубки.

Временная картина поведения расходимости светового канала иная для более широкого лазерного пучка. Здесь реализуется стабильное поведение во времени расходимости трубки, формирующей постфиламентационный световой канал. Это объясняется действием волновода, содержащего рефракционный аттрактор («селфок»), с одной стороны, а также более сильным, чем для узкого пучка, поджатием со стороны периферии за счет дифракционной и керровской сил – с другой.

В экспериментальных исследованиях по филаментации ультракоротких лазерных импульсов обычно измеряют интегральные характеристики в зоне филаментации. Наиболее часто регистрируется распределение плотности энергии вблизи оси пучка в каждой точке трассы. На рис. 4 (кривая 1) представлены результаты численного расчета размера светового пучка, вычисленного по уровню $\exp(-1)$ от максимального значения плотности энергии в каждой точке трассы, для лазерного излучения с $\lambda_0 = 800$ нм, начальным радиусом пучка $R_0 = 2,3$ мм, пиковой мощностью в импульсе $P_0 = 9P_c$, длительностью импульса $t_p = 55$ фс, $P_c \approx 10$ ГВт. Данные параметры были выбраны такими же, как в экспериментально-теоретической работе [8]. Данные эксперимента отмечены на рисунке квадратами. Здесь же приведена расчетная траектория для дифракционного луча, ограничивающего интегральную по времени дифракционно-лучевую трубку, формирующую постфиламентационный световой канал.

Исходя из анализа эволюции интегральной по времени постфиламентационной дифракционно-лучевой трубки можно видеть, что координата ее границы после окончания филаментации хорошо совпадает с характерным размером неоднородности плотности

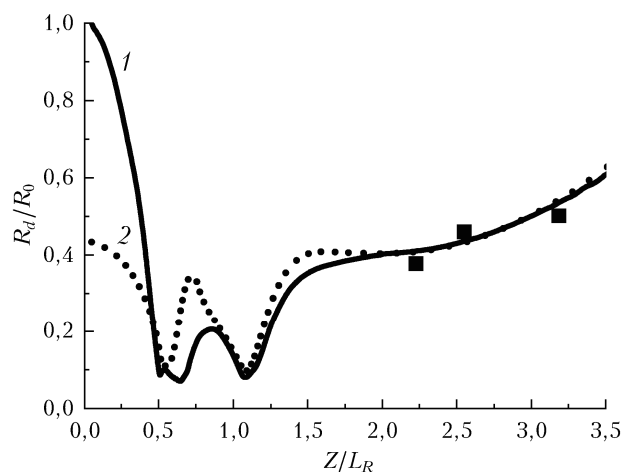


Рис. 4. Координаты интегральных по времени дифракционно-лучевых трубок в нормированных переменных для случая $R_0 = 2,3$ мм, $P_0 = 9P_c$, $P_c = 10$ ГВт [7]. Кривая 1 соответствует уровню плотности энергии по $\exp(-1)$ от максимального значения; 2 – границе постфиламентационной интегральной лучевой трубки; квадратами обозначены экспериментальные данные [7]

Заключение

Рассмотрение дифракционно-лучевой динамической картины филаментации мощного импульсного титан-сапфирового лазера в воздухе показывает, что для практически важных случаев одиночной филаментации (миллиметровые пучки, пиковые мощности $P > 2P_c$) реализуется следующая картина самовоздействия. На начальном участке трассы часть пучка, размеры которой зависят от его начального радиуса, фокусируется абберационной керровской линзой, формируя нелинейную фокальную перетяжку. После прохождения нелинейного фокуса эта область пучка приобретает некоторую дополнительную угловую расходимость. Далее по дистанции данная часть пучка захватывается в волновод, созданный самим же пучком. Такая картина наблюдается в момент времени, когда текущая мощность $P(t) > P_c$. При этом в каждый момент времени образуются зоны с экстремальной интенсивностью на разном расстоянии от лазерного источника. Это приводит к формированию плазменных областей. Накопление плазмы со временем осуществляется как по направлению распространения излучения, так и в сторону действия светового источника. Внешняя часть лазерного пучка испытывает дефокусировку. Между внутренней и внешней частями пучка реализуется дифракционно-керровское взаимодействие, что обеспечивает сохранение волноводного режима вблизи оси пучка на некоторой дистанции.

Процесс филаментации состоит в интегральном проявлении действия динамической керровской линзы и волновода. Большая роль принадлежит дифракционным эффектам в нелинейной диссипативной керровско-плазменной среде. Именно дифракционные эффекты обеспечивают формирование устойчивого волноводного образования вблизи оси пучка. Необходимо подчеркнуть, что образование филамента невозможно сопоставить с действием какой-либо одной оптической системы — он является совокупным порождением динамической керровской линзы и волновода.

На основе численных расчетов установлены закономерности в зависимости угловой расходимости интегральных по времени постфиламентационных световых каналов от начального радиуса пучка и пиковой интенсивности. При фиксированной пиковой интенсивности возрастание начального радиуса лазерного пучка приводит к уменьшению угловой расходимости интегрального по времени светового канала с ее насыщением при радиусе пучка больше 1 мм. Это указывает на то, что формирование протяженных интегральных постфиламентационных световых каналов не реализуется, если они развиваются из начальных возмущений интенсивности поля с масштабом меньше миллиметра. Установлено, что при фиксированном начальном радиусе пучка с ростом пиковой мощности наблюдается уменьшение угловой расходимости интегрального по времени постфиламентационного светового канала, если радиус пучка значительно меньше 1 мм. Для более широких световых пучков увеличение пиковой интенсивности практически не сказывается

энергии вблизи оси пучка и соответствует экспериментальным данным [8]. Это свидетельствует об адекватности представленной теоретической картины филаментации на языке дифракционно-лучевых трубок ситуации, наблюдающейся в экспериментах.

На рис. 5 показаны расчетные данные по зависимости угловой расходимости интегрального по времени постфиламентационного светового канала от начального радиуса пучка при различной относительной пиковой мощности импульса. Можно видеть, что с увеличением начального радиуса пучка расходимость постфиламентационного светового канала уменьшается, выходя на насыщение при радиусе пучка около 1 мм. Кроме того, чем больше относительная мощность пучка фиксированного размера, тем меньшее значение имеет расходимость его интегрального по времени постфиламентационного светового канала.

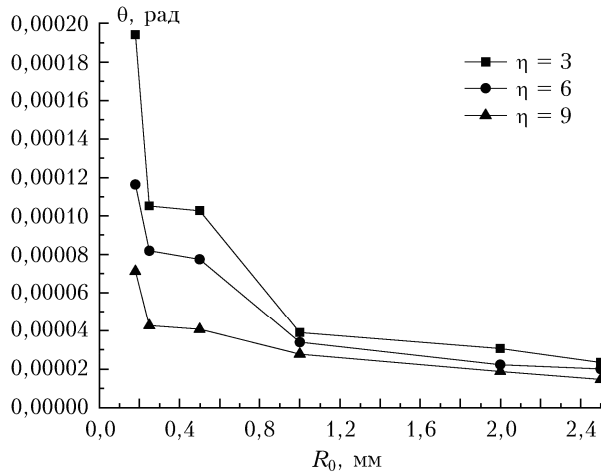


Рис. 5. Зависимость угловой расходимости интегрального по времени постфиламентационного светового канала от начального радиуса пучка R_0 для лазерного импульса различной пиковой мощности $\eta = P_0/P_c$

Следует также отметить, что диапазон изменения расходимости интегрального по времени постфиламентационного светового канала при вариации мощности пучка уменьшается при увеличении его радиуса, что полностью согласуется с результатами экспериментов [8].

Объяснение факта наличия зависимости угловой расходимости интегрального по времени постфиламентационного светового канала от радиуса пучка базируется на основе анализа динамики дифракционно-лучевой трубки, формирующей постфиламентационный световой канал в каждый момент времени. Так, для относительно широкого пучка его высокоинтенсивная часть во время филаментации находится в области, примыкающей к постфиламентационной дифракционной трубке. Благодаря этому, за счет действия дифракционных сил, происходит эффективное удержание приосевой области пучка в менее расходящемся состоянии. Другой фактор связан с действием рефракционного аттрактора, который дополнительно стабилизирует по времени угловую расходимость дифракционно-лучевой трубки, формирующей постфиламентационный световой канал.

на значении угловой расходимости канала. Численные расчеты показали, что значения угловой расходимости интегрального по времени постфиламентационного светового канала хорошо совпадают с известными экспериментальными результатами.

Исследования выполнены при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 14-28-02023 офи_м и Российского научного фонда (Соглашение 15-17-10001).

ПРИЛОЖЕНИЕ

Уравнение распространения световой волны в системе координат, связанной с движущимся с групповой скоростью импульсом, имеет следующий вид:

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial z} - \frac{i}{2n_0k_0} \nabla_{\perp}^2 + i \frac{k_0''}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right\} U = ik_0 n_0 (\tilde{n}_k + \tilde{n}_p) U - \alpha_{NL} U. \quad (\text{П1})$$

Плотность свободных электронов плазмы $\rho_e(\mathbf{R}, z, t)$ дается скоростным уравнением

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_e = \Psi_I(I)(\rho_n - \rho_e). \quad (\text{П2})$$

Здесь $U = E/E_0$ – нормированная медленно меняющаяся во времени комплексная амплитуда электрического поля, E_0 – максимальное значение электрического поля на входе в среду; z – продольная координата; $\mathbf{R}(x, y)$ – поперечный вектор; t – время; $\nabla_{\perp}^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ – поперечный лапласиан; $I = cn_0|U|^2/8\pi$ – интенсивность импульса излучения, c – скорость света; $k_0'' = \partial^2 k/\partial \omega^2$ – дисперсионный коэффициент (второго порядка) групповой скорости светового импульса в среде; $\tilde{n}_k = \frac{n_2}{2n_0} \times$

$\times \left[\int_{-\infty}^t (\delta(t) + \Lambda(t-t')) |U(t')|^2 dt' \right]$ – приращение относительного показателя преломления воздуха за счет керровской нелинейности; $\delta(t)$ – дельта-функция Дирака; $\Lambda(t)$ – безразмерная функция времени, учитывающая инерционную составляющую кубичного отклика среды на действие светового поля; $\tilde{n}_p = -\rho_e/(2\rho_c n_0)$ – относительный показатель преломления «плазменной» нелинейности; $\rho_c = 1/(\sigma_c \tau_c c)$ – критическая плотность электронов плазмы; σ_c , τ_c – сечение каскадной ионизации и среднее время свободного пробега электрона соответственно; Ψ_I – вероятность фотоионизации газа с плотностью нейтральных атомов (молекул) ρ_n , определяемая по модели Переломова–Попова–Терентьева [24]; $\alpha_{NL} = \sigma_c \rho_e/2 + (2I)^{-1} [\Psi_I \Delta E_i (\rho_n - \rho_e)]$ – коэффициент нелинейного поглощения среды, ΔE_i – потенциал ионизации атома.

Инерционность керровской нелинейности, связанная с вращательным вынужденным комбинаци-

онным рассеянием световой волны на молекулах воздуха, учитывалась в рамках модели затухающего осциллятора: $\Lambda(t) = \theta(t) \Omega_R \exp(-t/\tau_d) \sin \Omega_R t$, где для воздуха $\Omega_R = 20$ ТГц – частота колебаний молекулы; $\tau_d = 70$ фс – характерное затухание; $\theta(t)$ – функция Хевисайда. Значения коэффициентов в уравнениях (П1), (П2) для длины волны излучения $\lambda_0 = 800$ нм были выбраны следующими: $n_2 = 3,0 \cdot 10^{-23} \text{ м}^2/\text{Вт}$, коэффициент хроматической дисперсии $k_0'' = 0,21 \text{ фс}^2/\text{см}$, $\tau_c = 350$ фс, $\sigma_c = 5,52 \cdot 10^{-24} \text{ м}^2$, $\Delta E_i = 12,1 \text{ эВ}$ (кислород).

1. *Self-focusing: Past and present. Fundamentals and prospects* // Topics in Applied Physics / Eds. R.W. Boyd et al. Berlin: Springer, 2009. V. 114. P. 3–19.
2. Чекалин С.В., Кандидов В.П. От самофокусировки световых пучков – к филаментации лазерных импульсов // Успехи физ. наук. 2013. Т. 183, вып. 2. С. 133–152.
3. Mehai G., Couairon 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. P. 379–382.
4. Kasparian J., Wolf J.-P. Physics and applications of atmospheric nonlinear optics and filamentation // Opt. Express. 2008. V. 16, N 1. P. 466–493.
5. Zvorykin V.D., Ionin A.A., Levchenko A.O., Seleznev L.V., Sinitsyn L.V., Smetanin I.V., Ustinovskii N.N., Shutov A.V. Extended plasma channels created by UV laser air and their application to control electric discharges // Plasma Phys. Reports. 2015. V. 41, N 2. P. 112–146.
6. Аскарьян Г.А. Воздействие градиента поля интенсивного электромагнитного луча на электроны и атомы // Ж. эксперим. и теор. физ. 1962. Т. 42, вып. 6. С. 1567–1570.
7. Gao H., Liu W., Chin S.L. Post-filamentation multiple light channel formation in air // Laser Phys. 2014. V. 24, N 5. 055301 (7 p.).
8. Daigle J.-F., Kosareva O.G., Panov N.A., Wang T.-J., Hosseini S., Yuan S., Roy G., Chin S.L. Formation and evolution of intense, post-filamentation, ionization-free low divergence beams // Opt. Commun. 2011. V. 284, N 14. P. 3601–3606.
9. Землянов А.А., Булыгин А.Д., Гейнц Ю.Э. Энергетические световые структуры при филаментации фемтосекундного лазерного излучения в воздухе. К 50-летию первой публикации о самофокусировке света // Оптика атмосф. и океана. 2013. Т. 26, № 5. С. 350–362; Zemlyanov A.A., Bulygin A.D., Geints Yu.E. Energy light structures during femtosecond laser radiation filamentation in air. To the 50th anniversary of the first paper about light self-focusing // Atmos. Ocean. Opt. 2014. V. 27, N 6. С. 463–474.
10. Ахманов С.А., Сухоруков А.П., Хохлов Р.В. Самофокусировка и дифракция света в нелинейной среде // Успехи физ. наук. 1967. Т. 93, вып. 1. С. 19–70.
11. Lugovoi V.N., Prokhorov A.M. A possible explanation of the small scale self-focusing filaments // JETP Lett. 1968. V. 7, N 5. P. 117–119.
12. Kosareva O.G., Kandidov V.P., Brodeur A., Chin S. From filamentation in condensed media to filamentation in gases // J. Nonlinear Opt. Phys. Mater. 1997. V. 6, N 4. P. 485–494.
13. Liu W., Gravel J.-F., Theberge F., Becker A., Chin S.L. Background reservoir: Its crucial role for long-distance propagation of femtosecond laser pulses in air // Appl. Phys. B. 2005. V. 80, N 7. P. 857–860.

14. *Zuoqiang Hao, Jie Zhang, Xin Lu, Tingting Xi, Zhe Zhang, Zhaohua Wang.* Energy interchange between large-scale free propagating filaments and its background reservoir // *Opt. Soc. Amer. B.* 2009. V. 26, N 3. P. 499–502.
15. *Землянов А.А., Булыгин А.Д., Гейнц Ю.Э.* Дифракционная оптика светового филемента, образованного при самофокусировке фемтосекундного лазерного импульса в воздухе // *Оптика атмосф. и океана.* 2011. Т. 24, № 10. С. 839–847; *Zemlyanov A.A., Bulygin A.D., Geints Yu.E.* Diffraction optics of a light filament generated during self-focusing of a femtosecond laser pulse in air // *Atmos. Ocean. Opt.* 2012. V. 25, N 2. С. 97–105.
16. *Таланов В.И.* О самофокусировке волновых пучков в нелинейных средах // *Письма в ЖЭТФ.* 1965. Т. 2, вып. 5. С. 218–222.
17. *Chiao R.Y., Garmire E., Townes C.H.* Self-trapping of optical beams // *Phys. Rev. Lett.* 1964. V. 13. P. 479–482.
18. *Микаэлян А.Л.* Оптические волноводы с переменным показателем преломления // *Оптика и спектроскопия.* 1978. Т. 44, вып. 2. С. 370–378.
19. *Микаэлян А.Л.* Применение слоистой среды для фокусирования волн // *Докл. АН СССР.* 1951. Т. LXXXI, № 4. С. 569–571.
20. *Кравцов Ю.А., Орлов Ю.И.* Каустики, катастрофы и волновые поля // *Успехи физ. наук.* 1983. Т. 141, вып. 4. С. 591–627.
21. *Кандидов В.П., Шленов С.А., Косарева О.Г.* Филементация мощного фемтосекундного лазерного излучения // *Квант. электрон.* 2009. Т. 39, № 3. С. 205–228.
22. *Smetanina E.O., Kadan V.M., Blonskyi I.V., Kandidov V.P.* Dynamic lenses in femtosecond filament // *Appl. Phys. B.* 2014. V. 116, N 3. P. 755–762.
23. *Tatarinova L.L., Garcia M.E.* Exact solutions of the eikonal equations describing self-focusing in highly nonlinear geometrical optics // *Phys. Rev. A.* 2008. V. 78. 021806.
24. *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.

A.A. Zemlyanov, A.D. Bulygin, Yu.E. Geints, O.V. Minina. **Dynamics of light structures during filamentation of femtosecond laser pulses in air.**

A model of single filamentation of a high-power ultrashort light pulse has been developed on the basis of evolutionary dependences of phase and amplitude parameters of the light field derived from numerical solution of the nonlinear Schrödinger equation for air. A key role of aberrations and diffraction effects during formation of stable dynamic light structures near the propagation axis is shown. It is found that the angular divergence of post-filamentation light channel decreases with increasing radius of the laser beam at a fixed pulse peak power and reaches saturation at the radius greater than 1 mm.