

НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ И ОКЕАНЕ

УДК 535.530.182

Влияние керровской нелинейности на филаментацию фемтосекундного импульса излучения в воздухе

Н.Г. Иванов¹, В.Ф. Лосев^{1,2*}

¹Институт сильноточной электроники СО РАН
634055, г. Томск, пр. Академический, 2/3

²Национальный исследовательский Томский политехнический университет
634034, г. Томск, пр. Ленина, 30

Поступила в редакцию 25.11.2016 г.

В работе экспериментально и теоретически исследуются условия филаментации лазерного пучка с фемтосекундной длительностью импульса при его фокусировке в воздухе. Демонстрируется хорошее согласие экспериментальных и расчетных данных без учета наличия плазмы в филаменте. Показывается, что при малой числовой апертуре ($NA \leq 2,15 \cdot 10^{-3}$) керровская нелинейность играет определяющую роль при формировании, существовании и прекращении филамента. На начальном этапе эффект Керра приводит к самофокусировке части пучка и появлению филамента, на конечном этапе – к дефокусировке излучения и резкому уменьшению его осевой интенсивности за счет искажения волнового фронта пучка. При абберационной фокусировке излучения после видимого филамента формируется пространственный квазисолитон вследствие баланса между керровской самофокусировкой и дифракционным расплыванием. Квазисолитон является источником направленного суперконтинуума белого цвета.

Ключевые слова: керровская нелинейность, филаментация, фокусировка, суперконтинуум; Kerr nonlinearity, filamentation, focusing, supercontinuum.

Введение

Изучению свойств филамента и возникающего вместе с ним суперконтинуума (СК) за последние десять лет посвящено большое количество работ [1–10]. Это связано с перспективностью использования данных явлений в телекоммуникациях, зондировании атмосферы, для получения терагерцового излучения и т.д. Исследование этих явлений в условиях реальной атмосферы осложнено наличием турбулентности и влажности в воздухе. Поэтому большинство работ в данном направлении проводятся в лабораторных условиях. Из-за ограниченных размеров помещений экспериментаторы вынуждены использовать фокусировку излучения для получения филамента.

Существование филамента в большинстве работ объясняется балансом между самофокусировкой лазерного излучения, обусловленной эффектом Керра, и дефокусировкой излучения плазмой филамента. В работе [11] отмечается, что свойства филамента и процессы, протекающие в нем, во многом зависят от числовой апертуры фокусирующей системы $NA = \sin(R_0/F)$, где R_0 – радиус исходного пучка, F – фокусное расстояние. Авторы вводят понятие линейного ($NA > 4 \cdot 10^{-3}$) и нелиней-

ного ($NA < 3 \cdot 10^{-3}$) режимов фокусировки. В первом режиме для существования филамента важен баланс между геометрической фокусировкой и плазменной дефокусировкой, во втором режиме главным становится соотношение между керровской самофокусировкой и дефокусировкой плазмой. В зависимости от режима меняется спектральное распределение излучения СК после филамента. При линейной фокусировке уширение СК происходит лишь в коротковолновую область спектра, при нелинейной фокусировке СК уширяется в обе стороны от центральной длины волны накачки. Такое деление режимов фокусировки, как было показано в ряде работ [1, 12–14], носит условный характер, и не всегда спектральное распределение СК соответствует тому или иному режиму. В работе [1] при использовании коллимированного пучка смещение спектра в стоксову область отсутствовало, но в СК наблюдался белый свет. В [12] суперконтинуум в видимой области наблюдался при $NA \leq 1,5 \cdot 10^{-3}$, при этом уширение спектра излучения в стоксову область практически не происходило. В работе [13] при $NA = 1,3 \cdot 10^{-3}$ спектр суперконтинуума уширялся лишь в УФ-диапазон до $\lambda = 200$ нм, также как и в [14] при $NA = 2,5 \cdot 10^{-3}$. Таким образом, имеющиеся данные достаточно противоречивы. Поэтому вопрос о влиянии линейной и нелинейной фокусировки на свойства филамента и суперконтинуума требует дальнейшего изучения.

* Николай Георгиевич Иванов (ivanov.ng@sibmail.com); Валерий Федорович Лосев (losev@ogl.hcei.tsc.ru).

В данной работе приводятся и численно анализируются результаты экспериментального исследования филаментации фемтосекундного импульса излучения в воздухе для различных условий фокусировки, включая абберационную фокусировку.

Экспериментальная аппаратура и методики измерения

Для получения филамента использовалось излучение фемтосекундного комплекса «Start-480», изготовленного российской фирмой «Авеста». Параметры выходного излучения были следующими: длина волны $\lambda = 940$ нм, энергия $W = 15$ мДж, диаметр пучка 14 мм, длительность импульса 70 фс, частота следования импульсов 10 Гц. Для фокусировки излучения в воздухе использовались вогнутые сферические зеркала с фокусными расстояниями $F = 326$ и $74,4$ см. Одновременно с экспериментом производился численный расчет распространения излучения фемтосекундной длительности в воздухе с учетом керровской нелинейности в программе Fresnel [15]. В расчетах нелинейный показатель преломления воздуха n_2 принимался равным $3 \cdot 10^{-19}$ см²/Вт [16], исходное излучение имело гауссово распределение. Для построения пространственного распределения излучения использовалась программа Veam, предназначенная для обработки отпечатков излучения на фотобумаге с целью построения профиля интенсивности. Энергия излучения в экспериментах измерялась с помощью приборов OPHIR и Gentec, длительность импульса — с помощью автокоррелятора ASF-20.

Результаты экспериментов и расчетов

В ходе экспериментов и расчетов исследовались три режима фокусировки излучения, соответствующие различным числовым апертурам и условиям. В первом режиме фокусировка излучения осуществлялась сферическим зеркалом с $F = 326$ см, что соответствует величине $NA = 2,15 \cdot 10^{-3}$. Во втором режиме использовалось зеркало с $F = 74,4$ см, при этом $NA = 9,4 \cdot 10^{-3}$. В обоих случаях угол падения излучения на зеркало не превышал 2° . В третьем режиме фокусировка осуществлялась в условиях астигматизма: угол падения излучения на зеркало с $F = 74,4$ см составлял 15° . В этом случае за видимым филаментом образовывались два пространственных квазисолитона длиной 1–1,3 м. В каждом режиме регистрировались отпечатки излучения на фотобумаге (однократное воздействие) по мере его распространения после филамента, и с помощью программы Veam рассчитывались распределения интенсивности излучения.

На рис. 1 изображены формы пятен лазерного излучения на разных расстояниях от геометрического фокуса, полученные в расчете (рис. 1, а, в) и эксперименте (рис. 1, б) для первого режима. Масштаб, характеризующий размер пучков, на всех фрагментах одинаков. Начало филамента соответствует координате $(-75$ см), а его конец — $(+9$ см). Видно, что динамика изменения формы пятен в эксперименте и расчетах одинакова, несмотря на то что в расчетах не учитывалась плазменная дефокусировка излучения. Еще до начала филамента (координата -76 см) центральная часть пучка начинает

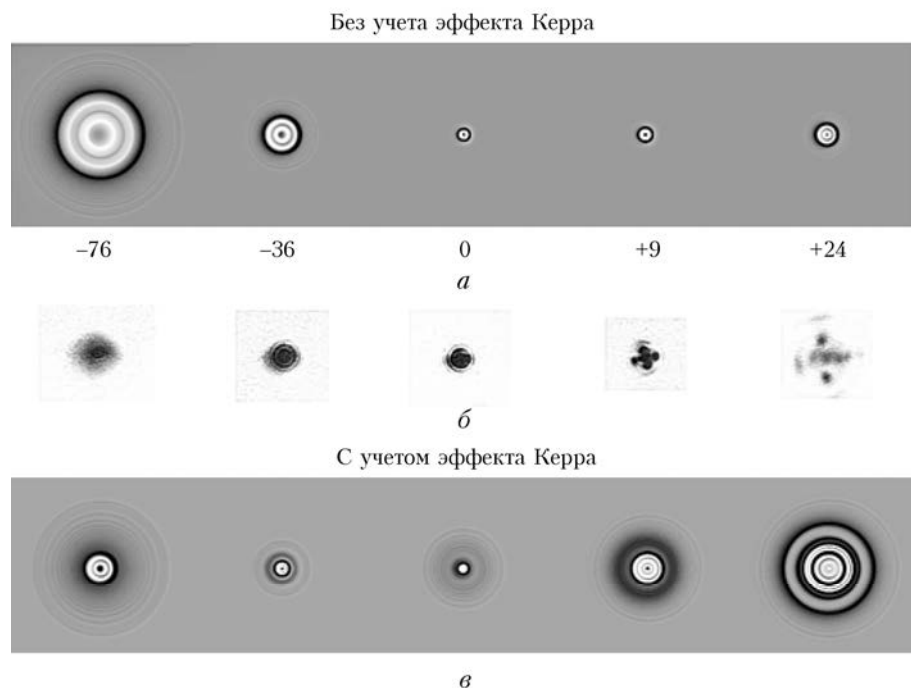


Рис. 1. Форма пятен излучения на разных расстояниях от геометрического фокуса (см): расчет (а, в); эксперимент (б)

сжиматься, на $1/3$ длины филамента проявляется выраженная кольцевая структура. За филаментом (+24 см) основная доля энергии излучения содержится в широко расходящемся кольце и размер пучка намного превышает размер, задаваемый геометрической расходимостью (см. рис. 1, а). Заметим, что дистанции, на которых начинается самофокусировка пучка, рассчитанные в программе и измеренные в эксперименте, совпадают друг с другом. Более того, расстояние от зеркала до начала филаментации, согласно формулам Marburger [17] и линзового преобразования $1/z_{\text{foc}} = 1/z_{\text{coll}} + 1/F$ (z_{foc} – расстояние до начала филаментации, z_{coll} – расстояние до начала филамента для коллимированного пучка), для нашего случая составляет 250 см, что соответствует дистанции от геометрического фокуса, равной 76 см.

На рис. 2 показаны распределения интенсивности излучения в точке с координатой (–36 см), полученные в эксперименте и расчете с учетом эффекта Керра. Как следует из их сравнения, наблюдается хорошее согласие в размерах образующихся колец.

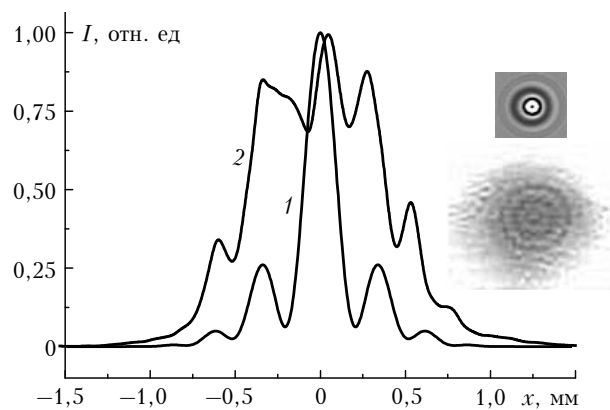


Рис. 2. Распределение излучения на расстоянии –36 см от геометрического фокуса в расчете (кривая 1, верхний фрагмент) и эксперименте (кривая 2, нижний фрагмент)

Природу появляющихся колец можно понять, если проанализировать поведение фазы в разных координатах. Рис. 3 иллюстрирует динамику изменения фазы пучка в максимуме его интенсивности, рассчитанную с учетом керровской нелинейности.

Как известно, нелинейный эффект Керра в воздухе дает положительную добавку в показатель преломления, поэтому вначале (дистанция 270 см) фаза в центральной части пучка отстает от той, которая должна бы быть без учета нелинейности. Затем ситуация усложняется: центральная часть пучка начинает расходиться, в то время как его края продолжают сходиться. Таким образом, первоначально зародившиеся резкие неоднородности на распределении фазы в дальнейшем порождают неоднородности в интенсивности и изменяющиеся неоднородности на волновом фронте. Все это приводит к тому, что большая доля энергии излучения начинает распространяться в кольцевой структуре.

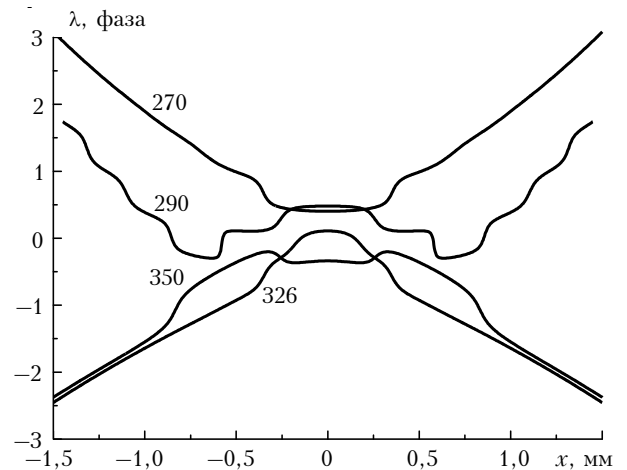


Рис. 3. Распределение фазы пучка в максимуме интенсивности с изменением расстояния до фокусирующего зеркала (см)

На рис. 4 представлена расчетная зависимость максимальной интенсивности пучка I_0 по мере его распространения с учетом и без учета эффекта Керра. Как видим, интенсивность излучения за счет керровской нелинейности достигает максимального значения 116 ТВт/см² на дистанции 290 см, затем она спадает и в положении геометрического фокуса составляет только лишь 27,5 ТВт/см². В то же время без учета эффекта Керра предельная интенсивность достигает значения 213 ТВт/см².

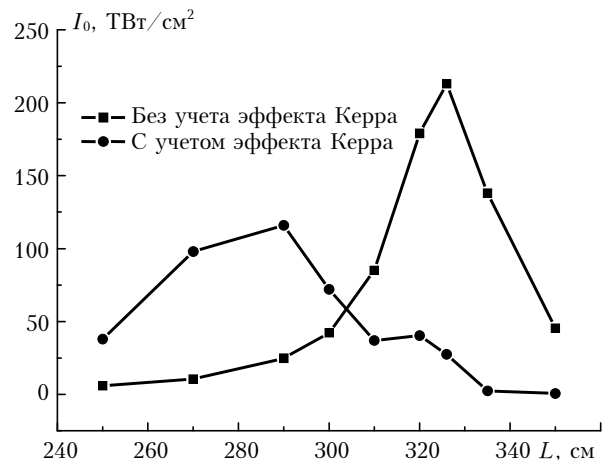


Рис. 4. Зависимость максимальной интенсивности пучка I_0 от расстояния до сферического зеркала с $F = 326$ см

Реальная картина распространения излучения при его фокусировке в воздухе во многом будет зависеть от концентрации электронов в образующейся плазме. Чем больше числовая апертура фокусирующей системы, тем больше концентрация электронов в филаменте [18], тем больше их влияние на дефокусировку излучения. В табл. 1 и 2 приведены оценки вкладов керровской нелинейности и плазмы в изменение показателя преломления в широком диапазоне изменений интенсивности I_0 и концентрации электронов N_e .

Таблица 1

Изменение показателя преломления Δn_{Kerr} в зависимости от значения интенсивности I_0						
$I_0, \text{Вт/см}^2$	$5 \cdot 10^{12}$	10^{13}	$5 \cdot 10^{13}$	10^{14}	$5 \cdot 10^{14}$	10^{15}
Δn_{Kerr}	$1,5 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-6}$	$6 \cdot 10^{-6}$	$1,2 \cdot 10^{-5}$	$2,4 \cdot 10^{-5}$	$4,8 \cdot 10^{-5}$

Таблица 2

Изменение показателя преломления Δn_e в зависимости от концентрации электронов N_e						
$N_e, \text{см}^{-3}$	10^{12}	10^{13}	10^{14}	10^{15}	10^{16}	10^{17}
Δn_e	$2 \cdot 10^{-9}$	$2 \cdot 10^{-8}$	$2 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-4}$

В табл. 1 вклад керровской нелинейности находился по формуле $\Delta n_{\text{Kerr}} = n_2 I_0$, в табл. 2 вклад электронов определялся по формуле

$$\Delta n_e = 2\pi e^2 N_e / m_e \omega^2,$$

где $\omega = 2\pi c / \lambda = 2 \cdot 10^{15}$ Гц для $\lambda = 940$ нм; N_e — концентрация электронов; c — скорость света в вакууме; e и m_e — заряд и масса электрона соответственно.

По данным измерений, проведенных в работе [18], при $NA = (1,1 - 4,2) \cdot 10^{-3}$ концентрация электронов в плазме филамента не превышает $2 \cdot 10^{15} \text{см}^{-3}$. Наши оценки концентрации электронов по измерению проводимости в филаменте также дают N_e на уровне 10^{15}см^{-3} . Таким образом, в наших условиях $\Delta n_e \leq 4 \cdot 10^{-6}$. Исходя из расчетной максимальной интенсивности (см. рис. 4) $I_0 = 1,2 \cdot 10^{14} \text{Вт/см}^2$, $\Delta n_{\text{Kerr}} = 3,6 \cdot 10^{-5}$. В этом случае представленные выше результаты расчетов можно считать справедливыми, так как влияние керровской нелинейности в данных условиях намного сильнее плазменной.

С увеличением числовой апертуры фокусировки при использовании сферического зеркала с $F = 74,4$ см расхождение между данными вычислений и эксперимента было существенным. На рис. 5 показано изменение формы пятен излучения накачки, рассчитанное и зарегистрированное в эксперименте, на разных расстояниях до геометрического фокуса. Координаты (−9) и (+3) соответствуют началу и концу филамента.

Согласно расчетам минимальный диаметр пятна гораздо меньше наблюдаемого в эксперименте. Кроме того, в эксперименте распределение интенсивности излучения за филаментом крайне неоднородно. Оба фактора указывают на возросшую роль плазменной дефокусировки, которая не учитывалась в вычислениях. Однако кольцевая структура излучения за филаментом, наблюдаемая в эксперименте, проявляется и в расчетном распределении.

Другой крайний случай возникает при наличии астигматизма на волновом фронте фокусируемого излучения. При угле падения излучения 15° на зеркало $F = 74,4$ см за видимым филаментом наблюдались два направленных пучка белого света. Как показали наши измерения, каждый из этих двух лучей появляется внутри пространственного квазисолитона диаметром 300 мкм по уровню $1/e^2$. На рис. 6 приведены пространственные распределения интенсивности излучения за филаментом по мере удаления от него.

Видно, что на дистанции до 1,3 м диаметр и интенсивность излучения практически не меняются, хотя согласно линейной дифракции диаметр пучка в конце данного отрезка должен составлять 4 мм. Измерения концентрации электронов внутри квазисолитона показали, что она остается постоянной на всем его протяжении и находится в диапазоне $10^{12} - 10^{13} \text{см}^{-3}$. Для определения возможности существования наблюдаемой устойчивой пространственной структуры оценим вклад в показатель

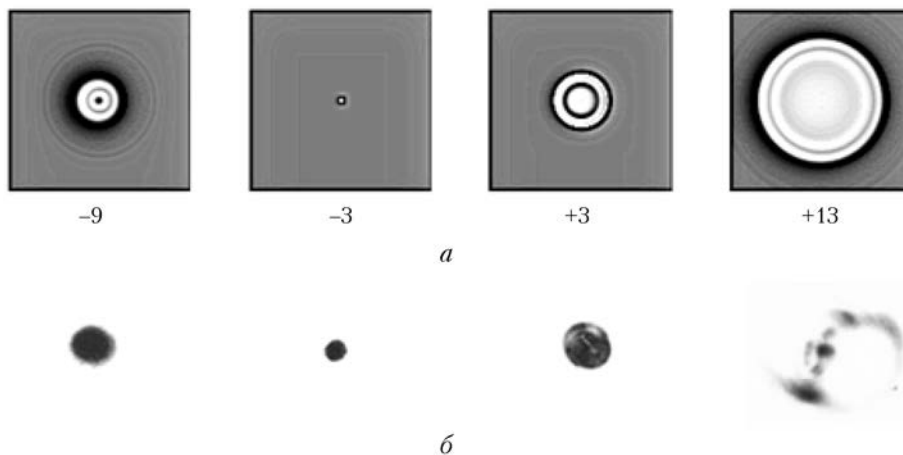


Рис. 5. Форма пятен излучения на разных расстояниях от геометрического фокуса (см): расчет (а); эксперимент (б)

преломления отдельных факторов: дифракции, керровской самофокусировки и плазменной дефокусировки. Вклад дифракции составляет $\Delta n_{\text{diff}} = (1,22\lambda)^2 / 8\pi n_0 \omega_0^2$ [1], где $\lambda = 940$ нм, $n_0 = 1,00027$, ω_0 – радиус пучка на полувысоте амплитуды. Если $\omega_0 = 70$ мкм, то $\Delta n_{\text{diff}} = 9,3 \cdot 10^{-6}$. Вклад керровской самофокусировки $\Delta n_{\text{Kerr}} = 9 \cdot 10^{-6}$, так как, согласно нашим измерениям, $I_0 = 3 \cdot 10^{13}$ Вт/см². Вклад от плазменной дефокусировки при $N_e = 10^{13}$ см⁻³ (см. табл. 2) составляет $2 \cdot 10^{-8}$. Таким образом, возможен баланс между дифракционным распылением пучка и его самофокусировкой за счет эффекта Керра. Для подтверждения данного утверждения нами в программе Fresnel производился расчет распространения в воздухе пучка диаметром 300 мкм с энергией 1,2 мДж, длительностью импульса 100 фс (минимальная длительность, допустимая в программе). При данных параметрах максимальная интенсивность I_0 соответствовала условиям эксперимента.

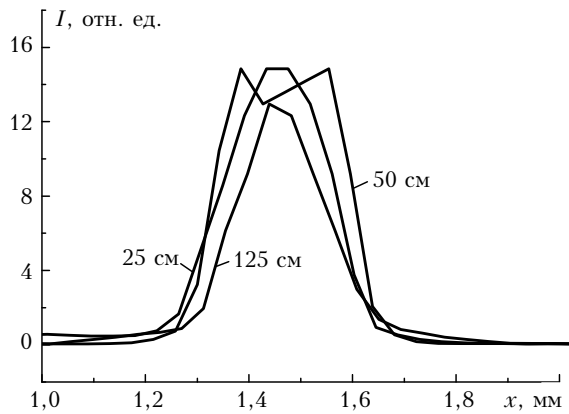


Рис. 6. Распределение интенсивности излучения на разных расстояниях от конца филамента

На рис. 7 представлены результаты расчета распространения пучка на дистанции 50 см с учетом нелинейных свойств среды.

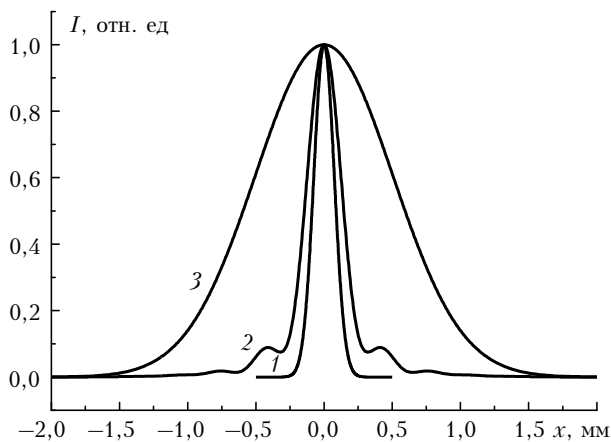


Рис. 7. Распределение интенсивности излучения за филаментом на расстоянии 0 (кривая 1), 50 см (2, 3); с учетом эффекта Керра (2), без учета эффекта Керра (3)

Результаты расчетов показывают качественное согласие теории и эксперимента. Так, диаметр пучка на расстоянии 50 см за счет линейной дифракции должен возрасти до 2 мм, тогда как с учетом керровской самофокусировки он составляет 450 мкм. Количественное отличие в расчетных и экспериментальных распределениях, возможно, связано с тем, что реальное распределение интенсивности излучения за филаментом отличается от принимаемого в расчетах.

Заключение

В работе экспериментально и теоретически исследованы условия филаментации лазерного пучка с фемтосекундной длительностью импульса при его фокусировке в воздухе. Показано, что при числовой апертуре фокусирующей системы $NA \leq 2,15 \cdot 10^{-3}$ начало и конец филамента определяются преимущественно эффектом Керра. Отрицательное действие керровской нелинейности проявляется уже в самом начале процесса филаментации, когда она искажает волновой фронт лазерного пучка. Порог самофокусировки достигается лишь для части излучения, как в пространстве, так и во времени, поэтому действие эффекта Керра носит абберационный характер. При дальнейшем распространении излучения вознившие абберации приобретают сложный характер и приводят к резкому уменьшению осевой интенсивности излучения. Как следствие, филамент прекращает свое существование. При абберационной фокусировке излучения после видимого филамента формируются два пространственных квазисолитона диаметром $\sim 0,3$ мм. Они образуются в области с малой концентрацией плазмы ($10^{12} - 10^{13}$ см⁻³) вследствие баланса между керровской самофокусировкой и дифракционным распылением пучка и являются источниками направленного суперконтинуума белого цвета.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 14-28-02023-офи-м, 15-08-02905-а, 16-08-00204-а, 15-08-00470-а).

1. Braun A., Korn G., Liu X., Du D., Squier J., Mourou G. Self-channeling of high-peak-power femtosecond laser pulses in air // Opt. Lett. 1995. V. 20, N 1. P. 73–75.
2. Wille H., Rodriguez M., Kasparian J., Mondelain D., Yu J., Mysyrowicz A., Sauerbrey R., Wolf J.P., Wöste L. Teramobile: A mobile femtosecond-terawatt laser and detection system // Eur. Phys. J. 2002. V. 20, N 3. P. 183–190.
3. Kasparian J., Rodriguez M., Méjean G., Yu J., Salmon E., Wille H., Bourayou R., Frey S., Andre Y.B., Mysyrowicz A., Sauerbrey R., Wolf J.P., Wöste L. White-light filaments for atmospheric analysis // Science. 2003. V. 301, N 5629. P. 61–64.
4. Bédot P., Bonacina L., Extermann J., Moret M., Wolf J.P., Ackermann R., Lascoux N., Salamé R., Salmon R.E., Kasparian J., Bergé L., Champeaux S., Guet C. Blanchot N., Bonville O., Boscheron A., Canal P., Castaldi M., Hartmann O., Lepage C., Marmade L., Mazataud E., Mennerat G., Patissou L., Prevot V., Raffestin D., Ribolzi J. 32 Terawatt at-

- mospheric white-light laser // *Appl. Phys. Lett.* 2007. V. 90. P. 151106.
5. *Geints Y.E., Zemlyanov A.A.* On the focusing limit of high-power femtosecond laser pulse propagation in air // *Eur. Phys. J. D.* 2009. V. 55. P. 745–754.
 6. *Geints Y.E., Zemlyanov A.A.* Self-focusing of a focused femtosecond laser pulse in air // *Appl. Phys. B.* 2010. V. 101, N 4. P. 735–742.
 7. *Geints Y.E., Bulygin A.D., Zemlyanov A.A.* Model description of intense ultra-short laser pulse filamentation: Multiple foci and diffraction rays // *Appl. Phys. B.* 2012. V. 107, N 1. P. 243–255.
 8. *Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Кабанов А.М., Матвиенко Г.Г., Степанов А.Н.* Самовоздействие остроконусированного фемтосекундного лазерного излучения в воздухе в режиме одиночной и множественной филаментации. Лабораторные и численные эксперименты // *Оптика атмосф. и океана.* 2009. Т. 22, № 2. С. 119–125; *Geints Y.E., Zemlyanov A.A., Kabanov A.M., Matvienko G.G., Stepanov A.N.* Self-action of tightly focused femtosecond laser radiation in air in a filamentation regime: Laboratory and numerical experiments // *Atmos. Ocean. Opt.* 2009. V. 22, N 2. P. 150–157.
 9. *Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Ионин А.А., Мокроусова Д.В., Селезнев Л.В., Синицын Д.В., Сунчугашева Е.С.* Постфиламентационное распространение мощных лазерных импульсов в воздухе в режиме узконаправленных световых каналов // *Квант. электрон.* 2016. Т. 46, № 11. С. 1009–1014.
 10. *Théberge F., Lassonde P., Payeur S., Châteauneuf M., Dubois J., Kieffer J.C.* Efficient spectral-step expansion of a filamenting laser pulse // *Opt. Lett.* 2013. V. 38, N 9. P. 1576–1578.
 11. *Lim K., Durand M., Baudelet M., Richardson M.* Transition from linear- to nonlinear-focusing regime in filamentation // *Sci. Rep.* 2014. V. 4, N 7217.
 12. *Ivanov N.G., Losev V.F., Prokop'ev V.E.* Study of the population inversion mechanisms and superradiance on transitions of molecular nitrogen ions in the filament // *Proc. SPIE.* 2015. V. 9810. P. 98100L.
 13. *Aközбек N., Trushin S.A., Baltūska A., Fuß W., Goulielmakis E., Kosma K., Krausz F., Panja S., Uiberacker M., Schmid W.E., Becker A., Scalora M., Bloemer M.* Extending the supercontinuum spectrum down to 200 nm with few-cycle pulses // *New J. Phys.* 2006. V. 8, N 177. P. 25619–2 (1–12).
 14. *Théberge F., Liu W., Luo Q., Chin S.L.* Ultrabroadband continuum generated in air (down to 230 nm) using ultrashort and intense laser pulses // *Appl. Phys. B.* 2005. V. 80. P. 221–225.
 15. *Garanin S.G., Epatko I., L'vov L., Serov R.V., Sukharev S.* Self-focusing suppression in a system of two nonlinear media and a spatial filter // *Quant. Electron.* 2007. V. 37, N 12. P. 1159–1165.
 16. *Menzel R.* Photonics, Linear and Nonlinear Interactions of Laser Light and Matter. Berlin; Heidelberg; New York: Springer, 2007. P. 211.
 17. *Marburger J.H.* Self-focusing: Theory // *Prog. Quant.* 1975. V. 4. P. 35.
 18. *Théberge F., Liu W., Simard P.T., 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. P. 036406 (1–7).

N.G. Ivanov, V.F. Losev. **Kerr nonlinearity effect on femtosecond radiation pulse filamentation in air.**

The filamentation conditions of a femtosecond laser pulse by its focusing in air are investigated experimentally and theoretically. A good agreement is observed between experimental and calculated data when neglecting the filament plasma. It is shown that at low numerical aperture ($NA \leq 2.15 \cdot 10^{-3}$), a Kerr nonlinearity plays a fundamental role in the formation, existence, and termination of a filament. At the initial stage, the Kerr effect leads to the beam self-focusing and emergence of the filament; at the final stage, to radiation defocusing and sharp decrease in its axial intensity due to the beam wave front distortions. In the case of aberration focusing, a spatial quasi-soliton is formed after a visible filament due to the balance between Kerr self-focusing and diffraction extending. The quasi-soliton is a source of the directional white supercontinuum.