

Объемная доля заполнения плазмой области множественной филаментации, формирующейся в воздухе фемтосекундным излучением на длинах волн 800 и 248 нм

А.А. Землянов, А.Д. Булыгин*

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

Поступила в редакцию 18.07.2018 г.

На основании численного решения нестационарного нелинейного уравнения Шредингера исследовалась мера заполнения плазменными образованиями области множественной филаментации, формирующейся при распространении фемтосекундного лазерного излучения в воздухе на длинах волн 800 и 248 нм. Установлено, что для $\lambda = 248$ нм эта мера может более чем в 2 раза превышать соответствующие значения для $\lambda = 800$ нм и при этом превышать значение перколяционного порога по уровню плотности плазмы, необходимому для реализации пробоя.

Ключевые слова: множественная филаментация, фемтосекундная лазерная плазма, перколяция; multiple filamentation, femtosecond laser plasma, percolation.

Введение

Распространение мощного фемтосекундного лазерного излучения (МФЛИ) с мощностью, превышающей критический уровень самофокусировки, в нелинейной среде сопровождается формированием плазменных каналов – филаментов [1]. Это обстоятельство рассматривается как перспективная возможность создания плазменных областей с необходимыми характеристиками для инициирования управляемого разряда – искрового пробоя в атмосфере [2]. Приоритетным направлением здесь является развитие двухимпульсной схемы [2–4]. В рамках такой схемы на плазменную область, создаваемую МФЛИ, направляется микросекундное излучение (в работе [2] на длине волны 750 нм), которое ее подогревает и поддерживает значение концентрации плазмы на приемлемом уровне для реализации электрического пробоя [2–4]. Как указано в работе [2], далеко не во всяком плазменном канале реализуется пробой, т.е. резкое падение электрического сопротивления канала при достаточно высоком приложенном напряжении.

Заметим, что задача о возможности создания протяженного (т.е. существенно превосходящего длину одного филамента, которая для воздуха составляет не более нескольких метров, в то время как для атмосферных задач нужны десятки-сотни

метров [2]) плазменного канала с необходимыми для электрического пробоя свойствами заведомо не может быть решена положительно в рамках режима одиночной филаментации. Вместе с тем существует ряд теоретических и экспериментальных свидетельств [4–7] того, что в режиме так называемой оптической турбулентности [8, 9] низкоуровневый плазменный фон заполняет достаточно большую пространственную часть области филаментации. Можно надеяться, что при достаточной объемной доле заполнения плазмой эта область, в соответствии с теорией перколяции (в ее континуальной трехмерной постановке), станет проводящей.

Перколяция (протекание) – универсальный термин, используемый для обозначения ряда явлений, далеко выходящих за круг задач, относящихся к физике. В современной трактовке задача перколяции – чисто математическая и формулируется как в дискретной постановке, так и в непрерывной – континуальной. В континуальной постановке она звучит следующим образом: *Пусть в диэлектрическую (непроводящую) среду помещаются случайным образом проводящие вкрапления той или иной формы, объема и концентрации. При каких параметрах этого проводящего вкрапления среда начинает быть проводящей?* Это и есть задача о так называемом пороге перколяции [10].

В данной работе мы рассмотрим условия формирования проводящей плазменной области без исследования дальнейшей ее динамики во внешнем электрическом поле.

* Александр Анатольевич Землянов (zaa@iao.ru); Андрей Дмитриевич Булыгин (b.a.d@iao.ru).

Постановка задачи

Поставим задачу оценки необходимых условий для реализации искрового пробоя в ее чисто математической постановке, т.е. оценим условия достижения порога перколяции. Здесь надо отметить, что напрямую применить результаты теории перколяции ко множественной филаментации затруднительно, так как кроме объемной доли заполнения — относительная мера объема проводящего вещества (volume fraction, используется также термин covering — мера покрытия), важны еще формы заполняющих проводящих элементов и статистические свойства их взаимного расположения. Если форму филаментов для первичных оценок можно выбрать в виде вытянутых эллипсоидов длиной 1–4 м и радиусом 50–200 мкм (в такой постановке нам известно значения порога перколяции [10]), то учет их взаимного расположения (они расположены далеко не произвольным образом, а под малым углом друг к другу) уже требует специального исследования порога перколяции, например по методике, описанной в [11]. Однако для грубых оценок мы заметим, что если осуществить сжатие пространства вдоль направления вытянутости филаментов в величину порядка 10^4 , то это будет соответствовать по порядку величины отношению длины филаментов к их поперечному размеру. В этом случае углы разброса направлений филаментов, фиксируемые в режиме оптической турбулентности флуктуациями профиля фазы световой волны (определяющие расхождение светового пучка) и составляющие по порядку величин также 10^{-4} рад, преобразуются так, что мы можем воспользоваться решением задачи о перколяционном пороге для слабовытянутых эллипсоидов, но уже с их случайной ориентацией в пространстве. Соответственно порог перколяции можно выбрать примерно равным 15–20% по величине относительного заполнения объема [10–12].

Фактические требования к каналу определяют конкретная экспериментальная ситуация. Для определенности в данной работе будет рассмотрена ситуация, обсуждаемая в [2].

Тогда условия для плазменного канала, создаваемого фемтосекундным лазерным излучением, определяются фактически двумя требованиями:

1. В канале должно быть достаточно носителей свободных зарядов для того, чтобы в случае его поляризации во внешнем электрическом поле на его концах мог начать развиваться жизнеспособный лидер (в направлении приложенного поля).

2. Данный канал должен быть достаточно хорошим проводником для того, чтобы за короткое время он мог поляризоваться.

Достижение первого требования (в случае множественной филаментации) ограничено лишь техническими условиями, а именно, увеличивая мощность излучения и радиус светового пучка, всегда можно добиться необходимых значений числа носителей свободных зарядов, так как число носителей зарядов — экстенсивная величина.

Достижение второго требования ограничено уже фундаментальным фактором, таким как явление насыщения плотности числа филаментов [7], т.е. увеличение средней интенсивности лазерного излучения после достижения определенных значений уже не приводит к росту плотности числа филаментов, а значит, плазменный канал может оказаться и непроводящим, фактически состоя из разрозненных разрывных плазменных образований. В таком случае не достигается перколяционный порог объемной доли заполнения плазмой, несмотря ни на какие сколь угодно хорошо выбранные начальные условия.

Выяснение, при каких условиях достигим перколяционный порог и достигим ли вообще, а значит, будет ли выполняться необходимое (но недостаточное) условие старта жизнеспособного лидера, и является целью настоящей работы.

Основные уравнения и результаты численного расчета

Моделирование распространения фемтосекундного лазерного излучения в воздухе проводилось на основе численного решения нелинейного уравнения Шредингера [13]:

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial z} - \frac{i}{4} \nabla_{\perp}^2 + i \frac{L_r}{L_{ds}} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right\} U(\mathbf{r}_{\perp}, z, t) - in_{NL} U(\mathbf{r}_{\perp}, z, t) + \frac{1}{2} \alpha_{NL} U(\mathbf{r}_{\perp}, z, t) = 0, \quad (1)$$

где $U(\mathbf{r}_{\perp}, z, t) = E/E_0$, E_0 — максимальная амплитуда огибающей светового импульса при $z = 0$; ∇_{\perp}^2 — поперечный лапласиан; z — дистанция распространения, нормированная на длину Релея $L_r = k_0 R_0^2/2$, R_0 — начальный радиус светового пучка, $k_0 = 2\pi n_0/\lambda_0$ — волновое число, λ_0 — длина волны в вакууме, n_0 — показатель преломления среды; $L_{ds} = t_p^2/k_{\omega}''$ — длина дисперсии, $k_{\omega}'' = \partial^2 k/\partial \omega^2|_{\omega=\omega_0} = 0,21 \text{ фс}^2/\text{см}$ — коэф-

фициент в разложении волнового числа вблизи ω_0 : $k \approx k_0 + v_g^{-1}(\omega - \omega_0) + k_{\omega}''(\omega - \omega_0)^2/2$, t_p — начальная длительность лазерного излучения; $\alpha_{NL} = \alpha_{NL} L_r$; $\alpha_{NL} = \text{Im}(m_p)$ — коэффициент нелинейного поглощения; $n_{NL} = k_0 L_r (\Re \beta - \Re \beta_p)$, $\Re \beta = \text{Re}(m_p)$ — нелинейная добавка к показателю преломления, обусловленная дефокусировкой в плазме, $\Re \beta =$

$$= \frac{n_k}{2} \left\{ I + \int_{-\infty}^t dt' \Lambda(t-t') I(t') \right\} - \text{кубичная нелинейность}$$

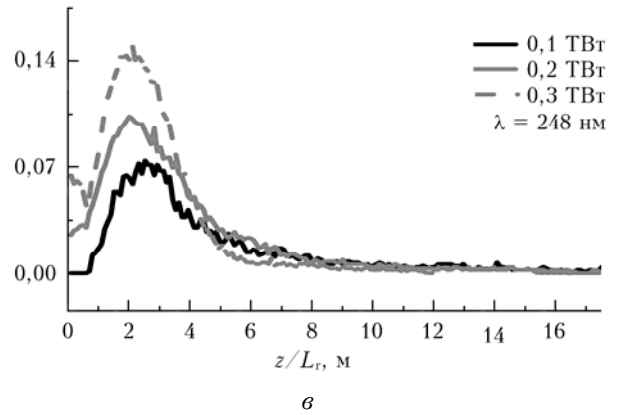
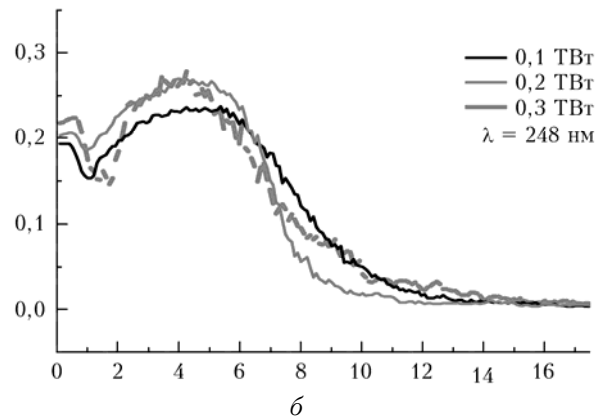
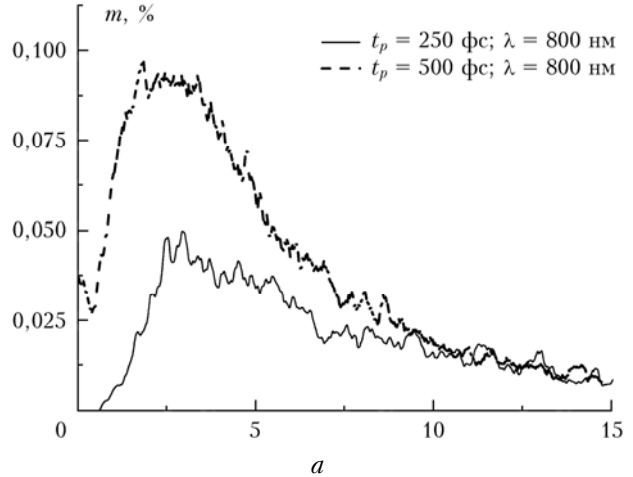
показателя преломления с учетом мгновенной и инерционной составляющих эффекта Керра с коэффициентом n_k , зависящим от длины волны лазерного излучения, I — интенсивность лазерного излучения, m_p — комплексный показатель преломления среды, определяемый в соответствии с моделью Друде—Лоренца газа свободных электронов,

$$m_p = -\frac{\omega_p^2 \tau_c^2}{2n_0(\omega^2 \tau_c^2 + 1)} \left(1 - \frac{i}{\omega \tau_c}\right), \quad (2)$$

где $\omega_p = \sqrt{e^2 \rho_e / (m_e \epsilon_0)}$ – плазменная частота; ρ_e – концентрация свободных электронов (плотность плазмы); e , m_e – заряд и масса электрона; τ_c – характерное время столкновения свободных электронов с тяжелыми частицами; ϵ_0 – универсальная электрическая постоянная; ω – частота световой волны. Инерционная составляющая в эффекте Керра, как известно, связана с конечным временем ориентации анизотропных молекул вещества вдоль вектора электрического поля. Данная инерционность отклика учитывалась нами 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 время затухания, $\theta(t)$ – функция Хевисайда.

Эволюционное уравнение для плазмы решалось методом Рунге–Кутты, а коэффициент ионизации рассчитывался в соответствии с моделью Переломова–Попова–Терентьева [14]. Начальные условия для данного уравнения задавались посредством генерации случайного фазового экрана, соответствующей модели турбулентности, а затем посредством прохождения на нем шага дифракции [13]. При этом исходный пучок имел гауссов профиль интенсивности и плоскую фазу. Параметры фазового экрана выбирались так, чтобы максимальное значение флуктуации интенсивности не превышало 20% от ее исходного максимального значения на оси. Случайное поле диэлектрической проницаемости выбиралось гауссовым с радиусом корреляции 1 мм. Рассматривались две длины волны – 800 и 248 нм, критическая мощность для них равна 3,2 и 0,1 ГВт соответственно [15]. Мощность пучков выбиралась равной 1–1,6 ТВт для длины волны 800 нм и 0,1–0,3 ТВт для длины волны 248 нм, что более чем на два порядка превышает критическую мощность самофокусировки, обеспечивая тем самым реализацию режима оптической турбулентности. При этом длительность импульсов выбиралась равной 250 и 500 фс. Диаметр пучков составлял 8 мм. Число узлов сетки по пространственным и временным координатам выбиралось соответственно равным $3072 \times 3072 \times 512$.

Для реализации данного численного расчета использовались ресурсы кластера Сибирского суперкомпьютерного центра. Задача решалась методом расщепления по физическим факторам. Прохождение дифракционного шага осуществлялось с помощью быстрого преобразования Фурье (БПФ). Для реализации параллельного БПФ использовалась библиотека MKL. Однако использование напрямую библиотечного модуля было проблематично, так как у нас не было возможности в силу большого объема массива данных задать поле U на одном узле, поэтому пришлось модифицировать библиотечные процедуры БПФ в параллельной реализации MKL так, чтобы возможно было задавать поле U изначально разбросанным по всем узлам.



Зависимость максимальной объемной доли (относительной меры) покрытия субфиламентационной плазмой элементарной макроскопической области пучка m вдоль дистанции распространения для различных случаев: длина волны 800 нм, мощность импульса 1,6 ТВт, мера покрытия выделена по уровню плазмы $10^{16,5} \text{ м}^{-3}$ (а); длина волны 248 нм, мера покрытия выделена по уровню плазмы $10^{16,5} \text{ м}^{-3}$ (б); длина волны 248 нм, мера покрытия выделена по уровню плазмы 10^{18} м^{-3} (в)

Для того чтобы говорить корректно о величине относительного заполнения объема плазмой $m = V_{pl}/V$ в некотором объеме V (V_{pl} – объем, который заполнен плазмой по некоторому абсолютному уровню), необходимо выделить объем, в котором

мы будем искать значение этой величины. Он должен быть много больше объема одного филамента и в то же время достаточно мал для того, чтобы в его объеме статистические характеристики поля можно было считать однородными. Такой объем выбирался следующим образом: профиль пучка покрывался сеткой с размером ячейки $2 \text{ мм} \times 2 \text{ мм}$ (диаметр филамента, как известно, порядка 100 мкм) и длиной 1 м . При этом необходимо, чтобы граничные условия не сказывались на результатах измерения, и именно поэтому выбираемый размер пучка должен быть не меньше 1 см , в противном случае отток (или приток) энергии через поверхность выделенного нами объема будет существен по сравнению с энергией внутри этого объема и говорить о среднем значении m будет физически некорректно. В каждом таком элементарном макрокопическом объеме осуществлялось вычисление m — относительной меры покрытия плазмой по двум значениям уровня ее концентрации: 10^{18} и $10^{16,5} \text{ м}^{-3}$ (выбор таких значений уровней плазмы обусловлен оценками, приведенными в [2]). Далее вычислялось максимальное значение данной величины среди всех ячеек в каждой точке z по профилю пучка. На рисунке представлены результаты численных расчетов.

Видно, что порог перколяции по минимальному уровню плазмы $10^{16,5} \text{ м}^{-3}$ превышает для излучения на длине волны 248 нм с существенным запасом на дистанции более 5 м (но по максимуму необходимо уровню 10^{18} м^{-3} он не достигается). В это же время для длины волны 800 нм он не достигается по минимальному уровню даже при учете того, что мощность в пучке на порядки больше, чем для ультрафиолетового излучения. Качественная зависимость от длительности также очевидна: чем длиннее импульс, тем больше плазмы сформирует излучение при одних и тех же параметрах среды и излучения.

Заключение

Таким образом, в данной работе показано, что режим множественной филаментации для ультрафиолетового излучения в воздухе может обеспечить достаточную величину объемного заполнения плазмой пространства (по уровню концентрации плазмы $10^{16,5} \text{ м}^{-3}$) для того, чтобы преодолеть перколяционный порог (по уровню 15%). Это было оценено нами как некоторое минимально достаточное условие для электрического пробоя плазменного канала, созданного фемтосекундным лазерным излучением вблизи заряженных грозных облаков (в рамках ситуации, обсуждаемой в работе [2]). Причем даже сантиметровый фемтосекундный лазерный пучок может покрывать такой плазмой пространство своего распространения более нескольких метров вдоль дистанции. Естественно ожидать, что, увеличивая размеры световых пучков, можно еще более удлинять область плазмы, пригодной для пробоя в рамках двухимпульсной схемы [2]. Это указывает на перспективность направления поиска начальных условий для

фемтосекундных ультрафиолетовых пучков, реализующих режим оптической турбулентности и затем «живущих» в состоянии преодоленного перколяционного порога достаточно долгую для практических нужд дистанцию.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 14-28-02023 офи_м) и РНФ (соглашение № 15-17-10001).

1. *Boyd R.W., Lukishova S.G., Shen Y.R.* Self-focusing: Past and present. Berlin: Springer Science + Business Media, 2009. 605 p.
2. *Базелян Э.М., Райзер Ю.П.* Механизм притяжения молнии и проблема лазерного управления молнией // Успехи физ. наук. 2000. Т. 170, № 7. С. 753–769.
3. *Ionin A.A., Seleznev L.V., Sunchugasheva E.S.* Controlling plasma channels through ultrashort laser pulse filamentation // Proc. SPIE. 2013. V. 8898. P. 88980Z-1.
4. *Зворыкин В.Д., Ионин А.А., Левченко А.О., Месяц Г.А., Селезнев Л.В., Симицын Д.В., Сметанин И.В., Сунчугашева Е.С., Устиновский Н.Н., Шутов А.В.* Создание протяженных плазменных каналов в атмосферном воздухе амплитудно-модулированным УФ-излучением Ti:сапфир – KrF-лазера ГАРПУН-МТВ. Ч. 2. Накопление электронов в плазме и управление электрическими разрядами // Квант. электрон. 2013. Т. 43, № 4. С. 339–346.
5. *Дергачев А.А., Ионин А.А., Кандидов В.П., Селезнев Л.В., Симицын Д.В., Сунчугашева Е.С., Шленов С.А.* Филаментация фемтосекундных ИК- и УФ-импульсов при фокусировке в воздухе // Квант. электрон. 2013. Т. 43, вып. 29. С. 29–36.
6. *Ионин А.А., Кудряшов С.И., Макаров С.В., Селезнев Л.В., Симицын Д.В.* // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 90, № 3. С. 467.
7. *Henin S., Petit Y., Kasparian J., Wolf J.-P., Jochmann A., Kraft S., Bock S., Schramm U., Sauerbrey R., Nakama W., Stelmaszczyk K., Rohwetter P., Wöste L., Soulez C.L., Mauger S., Bergé L., Skupin S.* Saturation of the filament density of ultrashort intense laser pulses in air // Appl. Phys. B: Las. and Opt. 2010. V. 100. P. 77–84.
8. *Newell A.C., Zakharov V.E.* Optical Turbulence // Turbulence. NATO ASI (Series B: Physics) / P. Tabeling, O. Cardoso (eds.). Springer, Boston, MA. 1995. V. 341. P. 59–66.
9. *Dyachenko S., Newell A.C., Pushkarev A., Zakharov V.E.* Optical turbulence, condensates and collapsing filaments in the nonlinear Schrödinger equation // Physica D57. 1992. V. 57, iss. 1–2. P. 96–160.
10. *Baker D.R., Paul G., Sreenivasan S., Stanley H.E.* Continuum percolation threshold for interpenetrating squares and cubes // Phys. Rev. E. 2002. V. 66. P. 046136-1–046136-5.
11. *Бузмакова М.М.* Перколяция вытянутых эллипсоидов вращения в континууме // Вестн. Самар. гос. техн. ун-та. Сер. Физ.-мат. науки. 2012. Т. 4(29). С. 146–153.
12. *Шкловский Б.И., Эфрос А.Л.* Теория протекания и проводимость сильно неоднородных сред // Успехи физ. наук. 1975. Т. 117, вып. 11. С. 401–435.
13. *Шленов С.А., Кандидов В.П.* Формирование пучка филаментов при распространении фемтосекундного лазерного импульса в турбулентной атмосфере. Часть 1. Метод // Оптика атмосф. и океана. 2004. Т. 17, № 8. С. 630–636.
14. *Переломов А.М., Попов В.С., Терентьев М.В.* Ионизация атомов в переменном электрическом поле // Журн. эксперим. и теор. физ. 1966. Т. 50. С. 1393–1397.

15. Zvorykin V.D., Ionin A.A., Levchenko A.O., Seleznev L.V., Sinitsyn D.V., Smetanin I.V., Ustinovskii N.N., Shutov A.V. Directed transfer of microwave radiation in

sliding-mode plasma waveguides produced by ultraviolet laser in atmospheric air // Appl. Opt. 2014. V. 53, iss. 31. P. 131–140.

A.A. Zemlyanov, A.D. Bulygin. The volume fraction of the plasma filling of the region of multiple filaments formed in the air by femtosecond radiation at 800 and 248 nm.

The volume fraction of filling of the region of multiple filamentation, formed during propagation of femtosecond laser radiation at 800 and 248 nm wavelengths in air, by plasma formations is studied on the basis of the numerical solution of the nonstationary nonlinear Schrödinger equation. It is ascertained that this fraction for $\lambda = 248$ nm more than twice exceeds the corresponding values for $\lambda = 800$ nm and can exceed the percolation threshold in terms of the level of plasma density required for occurrence of breakdown.