

Нелинейно-оптическая трансформация мощного фемтосекундного лазерного импульса в воздухе

В.П.Кандидов*, О.Г.Косарева**, А.А.Колтун*

Численно исследовано изменение спектра и распределения энергии светового поля мощного фемтосекундного лазерного импульса при воспроизведении широкого диапазона его пространственных масштабов. Показано, что явление филаментации, генерация суперконтинуума и конической эмиссии, формирование кольцевой структуры в распределении энергии импульса и другие эффекты, возникающие при распространении лазерного импульса в воздухе, представляют собой результат нелинейно-оптического преобразования светового поля в области, размеры которой значительно превышают поперечный размер филамента. При филаментации импульса происходит перераспределение мощности в его поперечном сечении. Пространственно-временные характеристики излучения, рассчитанные для фемтосекундных лазерных систем, количественно близки к экспериментальным данным.

Ключевые слова: фемтосекундная нелинейная оптика, филаментация, суперконтинуум.

1. Введение

Самовоздействие сверхкоротких лазерных импульсов при распространении их в газах давно привлекает внимание исследователей (см., напр., [1–4]). Для импульсов с пиковой интенсивностью $10^{13} - 10^{14}$ Вт/см², сфокусированных в кюветы с инертными газами под высоким давлением, зарегистрировано уширение частотного спектра и формирование кольцевых структур в пространственном распределении плотности энергии [1–3]. Установлено, что изменение спектра и пространственно-временного профиля импульса обусловлено нелинейной дефокусировкой в плазме, возникающей вследствие многофотонной ионизации атомов газа в сильном световом поле сфокусированного пучка [4].

В середине 90-х г.г. обнаружено явление филаментации фемтосекундных лазерных импульсов в воздухе при атмосферном давлении [5–7]. Филаментация наблюдалась для импульсов излучения на длине волны 0.8 мкм с длительностью 150–230 фс и пиковой мощностью 5–50 ГВт. Явление филаментации состоит в том, что значительная часть энергии коллимированного импульса остается локализованной в узкой приосевой области на протяжении нескольких десятков–сотен метров и сопровождается генерацией суперконтинуума, ветвь которого, лежащая в видимом диапазоне, находится в узком конусе, охватывающем филамент [8]. В тераваттных импульсах длительностью 35 фс полоса суперконтинуума простирается от 0.5 до 4.5 мкм [9]. Сейчас обсуждается возможность применения излучения суперконтинуума для широкополосного лазерного зондирования атмосферы [10].

В первых экспериментах с фемтосекундным лидаром [11] получены спектры поглощения кислорода и паров воды, которые совпадают с рассчитанными на основе базы данных HITRAN.

С точки зрения нелинейной оптики филаментация является следствием нестационарного самовоздействия фемтосекундного лазерного импульса, пиковая мощность которого превышает критическую мощность самофокусировки в воздухе. Филаментация обусловлена керровской нелинейностью нейтральных атомов и молекул воздушной среды, а также нелинейностью лазерной плазмы, возникающей при фотоионизации в сильном световом поле. Модель движущихся фокусов [12], модифицированная с учетом нелинейной рефракции излучения в лазерной плазме [13], позволяет объяснить картину филаментации, наблюдаемую в эксперименте. Временные слои импульса фокусируются в непрерывную последовательность точек, образуя нить филамента. С увеличением интенсивности в нелинейном фокусе возрастает вероятность многофотонной ионизации и образуется лазерная плазма, которая вызывает абберационную дефокусировку последующих слоев импульса. Вследствие этого при филаментации лазерного импульса в воздухе движущиеся фокусы существуют только для переднего фронта импульса, тогда как на его хвосте образуется сложная кольцевая структура в распределении интенсивности.

Теоретические исследования филаментации основываются на нелинейно-оптической волновой модели распространения мощного фемтосекундного лазерного излучения в воздухе. Модель описывает нестационарную нелинейность, обусловленную кубической восприимчивостью газовых компонентов воздушной среды и лазерной плазмы. Для анализа этой модели предприняты попытки использовать вариационный подход [14] и приосевое приближение [15] – методы, хорошо известные в теории самовоздействия лазерных пучков (см., напр., [16, 17]). Наиболее полное исследование нестационарной многомерной задачи о филаментации возможно лишь численными методами. В настоящее время на основе ма-

*Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы; тел.: 939-30-91, e-mail: kandidov@msuic.msu.su

**Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В. Ломоносова, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы; e-mail: kosareva@msuic.msu.su

тематического моделирования этой задачи получена физическая картина формирования филаментов [18–20], эффекта рефокусировки [13], генерации конической эмиссии суперконтинуума [8, 21], возникновения случайных смещений филамента [22, 23]. Вместе с тем известные численные решения не воспроизводят полностью пространственно-временную трансформацию светового поля при распространении импульса от выходной апертуры лазерной системы до точки образования филамента. Вследствие ограниченности диапазона пространственных масштабов светового поля в численной модели обычно предполагается, что выходной импульс лазерной системы имеет поперечный размер, близкий к диаметру филамента, а пиковая интенсивность этого импульса близка к интенсивности в филаменте.

В настоящей работе исследуется изменение спектра и распределения энергии светового поля при распространении в воздухе мощного импульса, параметры которого соответствуют параметрам выходного излучения фемтосекундных лазерных систем, используемых обычно в экспериментах по филаментации. Основное внимание обращено на адекватное представление трансформации импульса как в области филамента, так и во всем его поперечном сечении. Для численного моделирования рассматриваемой задачи используется оригинальный метод, позволяющий воспроизвести широкий диапазон пространственных масштабов в сечении пучка.

2. Анализ имеющихся экспериментальных и теоретических результатов

Рассматривая известные экспериментальные данные по филаментации мощных фемтосекундных лазерных импульсов в воздухе, остановимся на эффектах, для которых результаты теоретических исследований не дают количественного согласия с экспериментом. Одним из таких эффектов является так называемая стабилизация параметров филамента. Согласно оценкам [6, 24], интенсивность светового поля в филаменте близка к $I_f = 5 \times 10^{13}$ Вт/см² – интенсивности, при которой концентрация электронов в наведенной лазерной плазме такова, что дефокусировка в ней ограничивает рост интенсивности при керровской самофокусировке. На всей длине сформировавшегося филамента его поперечный размер равен ~ 100 мкм независимо от мощности импульса, а энергия составляет 10–12 % от полной энергии импульса [5–7]. При численном моделировании не удавалось получить стабилизацию энергии сформировавшегося филамента, как это наблюдалось в эксперименте.

При измерении плотности энергии в поперечном сечении импульса обнаружена система концентрических колец с центром на оси филамента. Их число достигает пяти-шести в случае коллимированного пучка на выходе фемтосекундной лазерной системы (рис.1,а) [25]. При фокусировке пучка образуется более десяти узких, близко расположенных колец плотности энергии [26]. Однако в численных исследованиях удавалось получить лишь одно кольцо у оси филамента [19, 21].

В теоретических исследованиях генерации суперконтинуума используются наиболее полные модели нестационарного нелинейно-оптического взаимодействия мощного излучения с воздушной средой [21]. Эти модели учитывают мгновенную и запаздывающую компоненты кубической восприимчивости нейтральных атомов и мо-

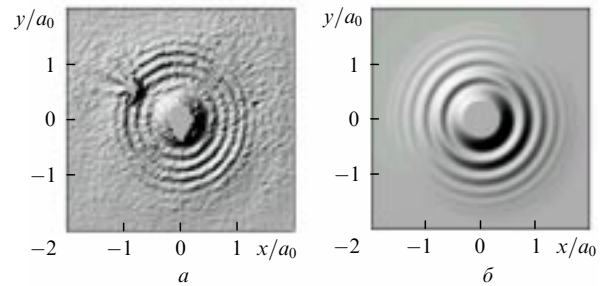


Рис.1. Распределения плотности энергии в поперечном сечении импульса при филаментации в воздухе излучения, коллимированного на выходе лазерной системы, которые были получены в лабораторном эксперименте (длительность импульса $\tau_0 = 54$ фс по уровню e^{-1} , энергия $W = 14$ мДж, радиус пучка $a_0 = 7.5$ мм, расстояние $z = 86$ м [25]) (а) и в численном эксперименте ($\tau_0 = 280$ фс, $W = 10$ мДж, $a_0 = 3.5$ мм, $z = 35$ м) (б).

лекул, материальную дисперсию высших порядков и процесс генерации плазмы, описываемый теорией фотоионизации Переломова – Попова – Терентьева [27], в которой используется эффективный заряд однократно ионизированных молекул кислорода, определяемый по экспериментальным данным [28]. В работах [29, 30] учитываются также следующие члены разложения в методе медленно меняющихся амплитуд, что позволяет описать рост крутизны фронта импульса при сильной нелинейности. Вместе с тем ширина спектра видимой полосы суперконтинуума, получаемая численно при завышенном параметре крутизны фронта, оказывалась меньше ширины полосы, зарегистрированной в экспериментах (рис.2). Согласно экспериментальным данным [8] угол расходимости излучения суперконтинуума возрастает с увеличением частотного сдвига в голубую область, достигая 0.12° на длине волны 0.5 мкм. К настоящему времени численно удалось определить лишь относительный угол расходимости конической эмиссии суперконтинуума в полосе 0.75–0.67 мкм (см. вставку на рис.3) [21].

Количественное отличие теоретических результатов от экспериментальных связано с погрешностями расчета светового поля в широкой периферийной области, охватывающей узкий филамент. Численная модель, в которой рассматривается импульс с параметрами, близкими к параметрам филамента, не воспроизводит адекватно процессы обмена энергией между высокоинтенсивным

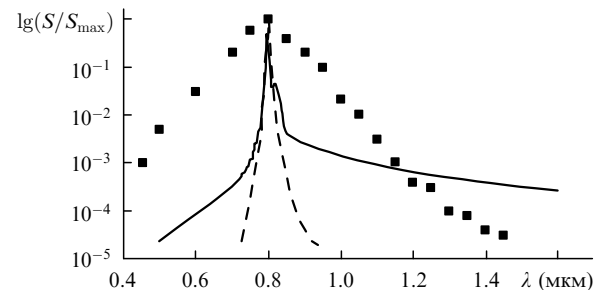


Рис.2. Зависимости от длины волны λ нормированной спектральной интенсивности импульса S/S_{\max} , полученные в эксперименте (точки) при $\tau_0 = 35$ фс, $a_0 = 25$ мм (по уровню 0.5) и пиковой мощности $P_{\max} = 2$ ТВт [9], а также в результате численного моделирования для импульса длительностью 140 фс при его первоначальных параметрах, близких к параметрам филамента ($a_0 = 170$ мкм, начальная пиковая интенсивность $I_0 \approx 10^{13}$ Вт/см²) (штриховая линия) [21], и совпадающих с реальными параметрами на выходе лазерной системы ($a_0 = 3.5$ мм, $I_0 \approx 10^{11}$ Вт/см²) (сплошная линия).

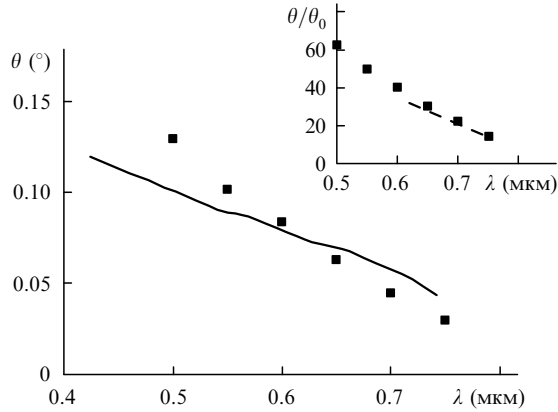


Рис.3. Зависимости длины волны λ от угла расходимости θ в видимой полосе суперконтинуума при филаментации импульса с $\tau_0 = 280$ фс, $a_0 = 3.5$ мм и $P_{\max} = 38$ ГВт, полученные в эксперименте [8] (точки) и при численном моделировании (сплошная кривая). На вставке – экспериментальная зависимость [21] (точки) и результаты численного моделирования для излучения с начальными параметрами, близкими к параметрам филамента ($a_0 = 170$ мкм, $I_0 \approx 10^{13}$ Вт/см²) (штриховая кривая); θ_0 – угол дифракционной расходимости.

световым полем на оси пучка и низкоинтенсивным фоновым полем на его периферии. Качественный анализ показывает, что перераспределение световой энергии в поперечном сечении импульса играет ключевую роль при филаментации. Локализация энергии в узкой приосевой области импульса, рефокусировка и формирование кольцевых структур в его поперечном сечении, генерация суперконтинуума, коротковолновая часть которого имеет вид конической эмиссии, являются следствием нелинейно-оптической трансформации светового поля во всем поперечном сечении импульса, излучаемого фемтосекундной лазерной системой.

3. Нелинейно-оптическая модель

Кубическая восприимчивость газовых компонентов воздуха определяется ангармонизмом электронного отклика и вынужденным комбинационным рассеянием на вращательных переходах нейтральных молекул. Характерное время установления электронного отклика составляет $\sim 10^{-15}$ с и его можно считать мгновенным для фемтосекундных импульсов, тогда как комбинационное рассеяние является инерционным процессом [31, 32]. Полагая вклады этих механизмов равными для длинного импульса [32], нелинейное приращение показателя преломления $\Delta n_K(r, z, t)$ воздушной среды в световом поле с амплитудой $E(r, z, t)$ можно представить в виде

$$\Delta n_K(r, z, t) = \frac{1}{2} n_2 \left[|E(r, z, t)|^2 + \int_{-\infty}^t H(t-t') |E(r, z, t')|^2 dt' \right], \quad (1)$$

где n_2 – установившийся коэффициент нелинейности для длинного импульса, который обычно принимается равным $(1.5 - 5.6) \times 10^{-19}$ см²/Вт [32, 33]. Для функции отклика $H(t)$ комбинационного рассеяния в [19] предложена следующая аппроксимация:

$$H(t) = \Theta(t) \Omega^2 \exp\left(-\frac{\Gamma t}{2}\right) \frac{\sin(\Lambda t)}{\Lambda}, \quad (2)$$

$$\Lambda = \left(\Omega^2 - \frac{\Gamma^2}{4} \right)^{1/2},$$

где $\Theta(t)$ – функция Хевисайда. Характерные времена запаздывания нелинейного отклика $\tau_1 = 2/\Gamma = 77$ фс и $\tau_2 = 1/\Lambda = 63$ фс сравнимы с длительностью импульсов, обычно используемых в экспериментах по филаментации.

При самофокусировке пучка пиковая интенсивность в его сечении возрастает, и по достижении порога фотоионизации образуется лазерная плазма. В приближении однократной ионизации нейтральных молекул концентрация свободных электронов $N_e(r, z, t)$ описывается уравнением

$$\frac{\partial N_e(r, z, t)}{\partial t} = R(E(r, z, t)) [N_0 - N_e(r, z, t)], \quad (3)$$

где N_0 – концентрация нейтральных молекул; $R(E(r, z, t))$ – скорость их ионизации. Поскольку потенциал ионизации молекулы кислорода меньше, чем у азота, то, как показывают оценки, основной вклад в генерацию свободных электронов вносит атмосферный кислород. Скорость однократной ионизации молекулы кислорода удовлетворительно описывается моделью Переломова – Попова – Терентьева для водородоподобного атома в поле плоскополяризованной волны [27]:

$$R(E(r, z, t)) = |C_{n^*l}|^2 f_{lm} E_i \left(\frac{6}{\pi} \right)^{1/2} \left[\frac{2(2E_i)^{3/2}}{E(r, z, t)} \right]^{2n^* - |m| - 3/2} \times (1 + \gamma^2)^{|m|/2 + 3/4} A_m(\omega, \gamma) \exp \left[-\frac{2(2E_i)^{3/2}}{E(r, z, t)} g(\gamma) \right], \quad (4)$$

где $\gamma = \omega(2E_i)^{1/2}/E(r, z, t)$ – адиабатический параметр Келдыша; E_i – потенциал ионизации атома; $n^* = Z(2E_i)^{-1/2}$ и $l^* \approx n^* - 1$ – эффективные главное и орбитальное квантовые числа; Z – эффективный заряд остова атома; l – орбитальное квантовое число; m – проекция l на направление электрического поля. Коэффициенты C_{n^*l} и f_{lm} , а также функциональные зависимости $A_m(\omega, \gamma)$ и $g(\gamma)$ довольно громоздки и здесь не приводятся. Выражения для них можно найти в работе [28]. Эффективный заряд Z однократно ионизованной молекулы кислорода в соответствии с экспериментальными данными [28] полагается равным 0.75.

Нелинейное приращение показателя преломления, обусловленное лазерной плазмой,

$$\Delta n_p(r, z, t) = -\frac{\omega_p^2(r, z, t)}{2n_0(\omega^2 + \nu_c^2)} \left(1 - i \frac{\nu_c}{\omega} \right), \quad (5)$$

где $\omega_p(r, z, t) = [4\pi e^2 N_e(r, z, t)/m]^{1/2}$ – плазменная частота; $\nu_c \approx 6 \times 10^{12}$ с⁻¹ [34] – эффективная частота столкновений электронов с молекулами компонентов воздуха. Поскольку основная частота излучения лазера на титансапфире $\omega = 2.35 \times 10^{15}$ с⁻¹, то при филаментации в воздухе выполняется соотношение $\nu_c \ll \omega$. В этом случае выражение (5) можно привести к виду

$$\Delta n_p(r, z, t) = -\frac{\omega_p^2(r, z, t)}{2n_0\omega^2}. \quad (6)$$

Изменение светового поля $E(r, z, t)$ в приближении метода медленно меняющихся амплитуд описывается следующим образом:

$$2ik \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v_{gr}} \frac{\partial}{\partial t} \right) E(r, z, t) = \Delta_{\perp} E(r, z, t) + \frac{2k_0^2}{n_0} \quad (7)$$

$$\times [\Delta n_K(r, z, t) + \Delta n_p(r, z, t)] E(r, z, t) - ik_0 \alpha(r, z, t) E(r, z, t),$$

где v_{gr} – групповая скорость; k_0 – волновое число;

$$\alpha = I^{-1} p \hbar \omega \left[\frac{\partial N_e(r, z, t)}{\partial t} \right] \quad (8)$$

– коэффициент поглощения, определяемый потерями энергии лазерного излучения на ионизацию; $I = (cn_0/8\pi) \times |E|^2$ – интенсивность светового поля; $p = 8$ – порядок многофотонности процесса для молекулы кислорода.

В уравнении (7) не учитываются дисперсия групповой скорости и эффект увеличения крутизны фронта импульса, поскольку в настоящем анализе рассматривается влияние на филаментацию пространственных эффектов, связанных с изменением светового поля в плоскости поперечного сечения импульса.

Форма импульса и распределение плотности энергии в его поперечном сечении, измеренные на выходе фемтосекундной лазерной системы, близки к гауссовым [6, 7]. В соответствии с этим комплексная амплитуда светового поля при $z = 0$ записывается в виде

$$E(r, z = 0, t) = E_0 \exp \left(-\frac{r^2}{2a_0^2} - \frac{t^2}{2\tau_0^2} + i \frac{k_0 r^2}{2f} \right), \quad (9)$$

где τ_0 и a_0 – длительность импульса и радиус пучка; f – величина, обратная начальной кривизне фронта.

4. Метод исследования

Для импульса (9) в среде с однородными оптическими параметрами световое поле имеет осевую симметрию и задача нахождения $E(r, z, t)$ является трехмерной. Численное решение этой задачи с параметрами, соответствующими экспериментальным, вызывает значительные трудности. Это обусловлено сильным увеличением пространственных и временных масштабов светового поля при филаментации. В экспериментах используются импульсы с начальной пиковой интенсивностью $I_0 \approx 10^{11}$ Вт/см² и радиусом пучка на выходе лазерной системы $a_0 = 0.3 - 3$ см. При филаментации развивается тонкая структура в радиальных распределениях интенсивности и фазы поля, отражающая пространственную локализацию энергии и образование колец в поперечном сечении импульса. Интенсивность в филаменте более чем на два порядка превышает первоначальное пиковое значение, а его диаметр составляет около 100 мкм независимо от поперечных размеров пучка на выходе лазерной системы. Ширина частотного спектра импульса увеличивается на несколько порядков при генерации суперконтинуума. Численное исследование многократного уширения пространственного и частотного спектров импульса в процессе филаментации требует чрезмерно больших вычислительных ресурсов. Обычно используемые расчетные сетки содержат до 2^{12} узлов для временной (t) и радиальной (r) координат и более 2^{14} шагов интегрирования по эволюционной переменной z . Тем не менее не удается исследовать филаментацию излучения реальных фемтосекундных лазерных систем высокой мощности.

Анализ изменения пространственных масштабов светового поля в поперечном сечении импульса позволяет

построить эффективную расчетную схему, значительно расширяющую возможности численного исследования. В приосевой области пучка, где локализуется узкий высокоинтенсивный филамент, появляются мелкомасштабные структуры в комплексной амплитуде светового поля, тогда как на периферии пучка интенсивность и фаза остаются медленно меняющимися функциями в плоскости его поперечного сечения. Для расчета таких полей можно построить неоднородную сетку по радиальной координате. В приосевой области используется мелкий шаг, составляющий несколько микрометров, что необходимо для воспроизведения мелкомасштабной структуры поля филамента. С удалением от оси радиальный шаг медленно нарастает, достигая на периферии пучка, где поле медленно меняется, нескольких сотен микрометров.

Для построения консервативной неоднородной разностной сетки удобно перейти к вариационной формулировке задачи линейной дифракции. Функционал действия $S[E, E^*]$ для осесимметричного случая имеет вид [35]

$$S[E, E^*] = \int_0^z dz \int_0^{\infty} \left[ik_0 \left(E \frac{\partial E^*}{\partial z} - E^* \frac{\partial E}{\partial z} \right) - \frac{\partial E}{\partial r} \frac{\partial E^*}{\partial r} \right] r dr. \quad (10)$$

При $z = 0$ функция $E(r, z, t)$ удовлетворяет уравнению (9). Из условия стационарности функционала $\delta S[E, E^*] = 0$ следует линейное уравнение дифракции ограниченного пучка

$$2ik_0 \frac{\partial E}{\partial z} = \Delta_{\perp} E \quad (11)$$

с начальным условием (9) при $z = 0$ и граничными условиями вида

$$\lim_{r \rightarrow \infty} E = 0, \quad \left. \frac{\partial E}{\partial r} \right|_{r=0} = 0. \quad (12)$$

Таким образом, комплексная амплитуда $E(r, z, t)$, при которой функционал $S[E, E^*]$ принимает стационарное значение, является решением линейной задачи дифракции (11) с условиями (9), (12).

На сетке $r \in [r_n, r_{n+1}]$ функционал (10) можно представить в виде суммы интегралов по ее ячейкам. Тогда на одном шаге интегрирования $\Delta z = z_{s+1} - z_s$ по переменной z функционал $S[E, E^*]$ можно записать в виде

$$S_{\Delta z}[E, E^*] = \int_{z_s}^{z_{s+1}} dz \times \sum_{n=0}^{N-1} \int_{r_n}^{r_{n+1}} \left[ik_0 \left(E \frac{\partial E^*}{\partial z} - E^* \frac{\partial E}{\partial z} \right) - \frac{\partial E}{\partial r} \frac{\partial E^*}{\partial r} \right] r dr. \quad (13)$$

На шаге Δz поле $E(r, z, t)$ внутри отдельной ячейки для $r \in [r_n, r_{n+1}]$ аппроксимируется линейной зависимостью по радиальной (r) и эволюционной (z) переменным:

$$E(r, z, t) = E_n^{(s)} + \frac{E_{n+1}^{(s)} - E_n^{(s)}}{r_{n+1} - r_n} (r - r_n) + \frac{E_n^{(s+1)} - E_n^{(s)}}{z_{s+1} - z_s} (z - z_s) + \frac{E_{n+1}^{(s+1)} - E_n^{(s+1)} - E_n^{(s)} + E_n^{(s)}}{(z_{s+1} - z_s)(r_{n+1} - r_n)} (r - r_n)(z - z_s), \quad (14)$$

$$r \in [r_n, r_{n+1}], \quad n = 0, 1, \dots, N,$$

$$z \in [z_s, z_{s+1}], \quad s = 0, 1, \dots, S, \quad E_n^{(s)} = E(r_n, z_s, t).$$

Параметрическое задание функциональной зависимости (14) поля на ячейках сетки позволяет вычислить интегралы в (13). Результат варьирования полученного выражения по узловым значениям поля $E_n^{(s)*}$ приводит к консервативной конечно-разностной схеме типа схемы Кранка – Николсона, для решения которой используется метод прогонки.

Развитая методика построения неравномерных консервативных сеток по радиальной переменной позволяет создавать эффективные численные схемы для многомерных задач нелинейной оптики. Подобный подход рассмотрен в [35, 36] и использован в [12] для исследования стационарной самофокусировки лазерного пучка.

Для задачи о филаментации лазерного импульса шаг расчетной сетки $\Delta r = r_{n+1} - r_n$ по радиальной переменной выбран таким образом: он мал и не меняется в приосевой области размером R_0 , где световое поле импульса является мелкомасштабным, а вне этой области ($r \geq R_0$) он медленно нарастает в соответствии с зависимостью

$$\frac{r_{n+1} - r_n}{r_n - r_{n-1}} = \varepsilon, \quad (15)$$

где параметр нарастания $\varepsilon \geq 1$. Шаг Δr , размеры приосевой области R_0 и расчетной апертуры для всей сетки A , а также параметр нарастания ε выбираются в соответствии с физическими параметрами конкретной задачи. Так, при радиусе начального пучка $a_0 = 3.5$ мм параметры сетки таковы: $\Delta r = 1$ мкм, $R_0 = 300$ мкм, $A = 14$ мм, $\varepsilon = 1.0287$. Расчетная сетка содержала всего 512 узлов по радиальной переменной, ее шаг на периферии пучка достигал 400 мкм. По точности воспроизведения светового поля в плоскости поперечного сечения импульса построенная сетка не уступала однородной с шагом $\Delta r = 1$ мкм при общем числе узлов 14000.

В процессе самофокусировки пиковая интенсивность и, следовательно, нелинейный набег фазы на шаге интегрирования Δz неограниченно возрастают, что может привести к погрешностям численного анализа. Для исключения таких ошибок величина Δz уменьшалась, исходя из условий сохранения энергии и гамильтониана системы [35], а также ограниченного прироста интенсивности и фазы поля на шаге интегрирования Δz . Начальный шаг интегрирования $\Delta z_0 = 0.01k_0a_0^2$ в процессе вычислений уменьшался до $0.01\Delta z_0$.

5. Перераспределение энергии в импульсе

Численные исследования выполнены для условий эксперимента [7], где параметры излучения на выходе фемтосекундной лазерной системы были следующими: длина волны $\lambda = 0.8$ мкм, длительность импульса $\tau_0 = 140$ фс, радиус пучка $a_0 = 3.5$ мм, энергия импульса $W = 10$ мДж, пиковая мощность $P_{\max} = 38$ ГВт, начальная пиковая интенсивность $I_0 \approx 10^{11}$ Вт/см². Для критической мощности P_{cr} самофокусировки длинного импульса принято значение 6 ГВт, полученное экспериментально [7].

На рис.4 изображены линии равной интенсивности на плоскости r, τ (где $\tau = t - z/v_{gr}$ – бегущее время) для различных расстояний z . В выбранном масштабе линии равной интенсивности импульса на выходе лазерной системы имеют вид концентрических окружностей. В начале филамента ($z = 28$ м) при $\tau \geq 0$ интенсивность возрастает во временном слое импульса, который находится за сло-

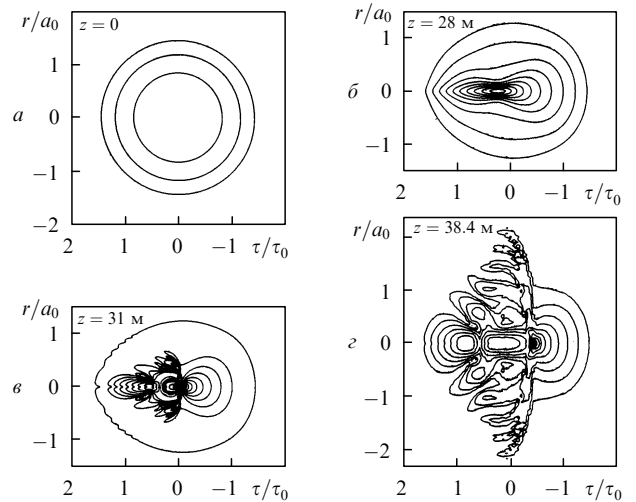


Рис.4. Линии равной интенсивности $I(r, z, t)$ для различных z при $\tau_0 = 280$ фс, $a_0 = 3.5$ мм, $I_0 \approx 10^{11}$ Вт/см², $W = 10$ мДж. Линии нанесены для значений $I_n = 2^n I_0$, где $n = -3, -2, \dots, +9$.

ем с пиковой интенсивностью. Такое запаздывание обусловлено вкладом инерционной компоненты кубической восприимчивости, вызывающей самофокусировку. В окрестности слоя при $\tau \geq 0$ линии равной интенсивности стягиваются к оси и сгущаются, тогда как на переднем фронте ($\tau/\tau_0 < -0.5$) их расположение не меняется. Интенсивность в этом слое импульса возрастает до 10^{13} Вт/см², что приводит к генерации лазерной плазмы на оси и, как следствие, к дефокусировке последующих слоев импульса. При $z = 31$ м временной слой, в котором интенсивность достигает максимума, равного 6×10^{13} Вт/см², смещается к переднему фронту импульса ($\tau/\tau_0 < 0$). В хвостовой части импульса интенсивность изменяется в радиальном направлении существенно немонотонно, что свидетельствует об образовании многокольцевой структуры. С увеличением расстояния z до 38 м максимум интенсивности смещается дальше к переднему фронту импульса и остается неизменным. Радиус разбегающихся колец интенсивности достигает удвоенного радиуса первоначального пучка.

Дефокусировка в лазерной плазме, образующейся в нелинейном фокусе, создает компоненту светового поля, расходящуюся от оси импульса. Суперпозиция этой компоненты и фонового поля приводит к формированию кольцевой структуры в распределении энергии в поперечном сечении импульса. В численном моделировании, воспроизводящем трансформацию реального импульса, как и в эксперименте, кольца плотности энергии охватывают область, поперечный размер которой во много раз превышает диаметр филамента и больше диаметра начального пучка (рис.1,б).

В процессе самофокусировки и образования кольцевой структуры происходит перераспределение мощности излучения в поперечном сечении импульса. В качестве примера на рис.5 показано изменение с расстоянием мощности в различных областях поперечного сечения для одного временного слоя импульса. Рассмотрены круговая область на оси радиусом 0.5 мм, для которой обычно проводятся измерения энергии, и две кольцевые области: срединная, соответствующая начальному пучку, с внутренним радиусом 0.5 мм и внешним радиусом 3.5 мм, и периферийная с радиусами 3.5 и 8.0 мм (см. вставку

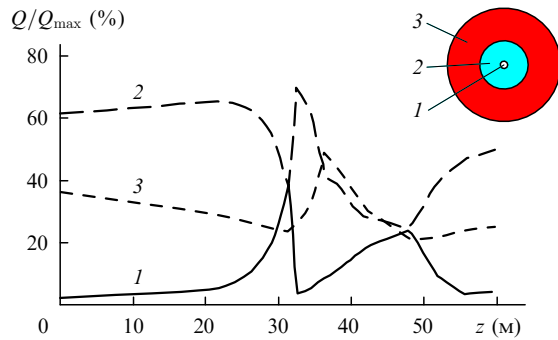


Рис.5. Зависимости от расстояния z нормированной мощности Q/Q_{\max} в различных пространственных областях временного слоя при $\tau = -20$ фс: в осевой области радиусом 0.5 мм (1), в кольце с внутренним радиусом 0.5 мм и внешним радиусом 3.5 мм (2) и в кольце с радиусами 3.5 и 8 мм (3). Начальные параметры импульса излучения те же, что и для рис.4. Вставка вверху поясняет расположение областей в плоскости, перпендикулярной направлению распространения импульса.

на рис.5). Первоначальная мощность в осевой области составляет не более 2% от полной мощности, в срединной области – около 60%, в периферийной – около 40%.

При керровской самофокусировке фоновое поле с низкой интенсивностью распространяется от периферии импульса к его оси, восполняя энергию в бегущем фокусе, образующем филамент. Вначале ($z \leq 20$ м) поле излучения рассматриваемого ($\tau = -20$ фс) слоя стягивается из периферийной области в осевую и срединную, мощность в которых медленно возрастает с расстоянием. Непосредственно перед нелинейным фокусом при $z \approx 30$ м мощность в осевой области (где образуется максимум интенсивности) быстро возрастает за счет перетекания ее из срединной области, в которой она уменьшается. В фокусе мощности осевой и срединной областей близки и каждая из них составляет около 40%. При этом образование нелинейного фокуса на оси не влияет на характер уменьшения мощности в периферийной области пучка. После нелинейного фокуса сильная расходимость излучения в самонаведенной лазерной плазме приводит к образованию разбегающихся колец, с которыми переносится мощность в поперечном сечении импульса. В осевой области мощность резко падает из-за быстрого переноса ее сначала в срединную область, а затем и в периферийную. В дальнейшем ($z \leq 45$ м) вследствие рефокусировки [7, 19] часть колец стягивается к оси и мощность вновь перетекает в приосевую область. При этом внешние кольца структуры продолжают разбегаться, вынося мощность из периферийной области рассматриваемого слоя импульса.

Проведенный анализ показывает, что перенос мощности в поперечном сечении импульса происходит в области, размер которой значительно превышает размер филамента и диаметр пучка на выходе лазерной системы. Вместе с тем в результате наложения динамических процессов керровской фокусировки переднего фронта импульса и дефокусировки его хвоста в лазерной плазме распределение плотности энергии в импульсе, измеряемое в эксперименте, незначительно меняется с расстоянием для установившегося филамента. На рис.6 приведена зависимость от расстояния z радиального распределения плотности энергии $J(r)$ в импульсе. Максимум $J(r)$ лежит на оси импульса ($r = 0$), что соответствует

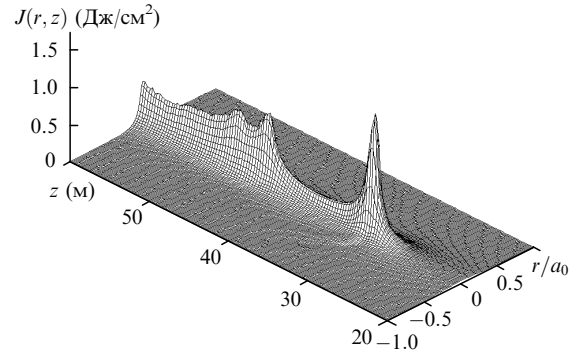


Рис.6. Распределение плотности энергии $J(r, z)$ при тех же начальных параметрах импульса излучения, что и для рис.4.

наблюдаемой в эксперименте локализации энергии излучения в филаменте, и вначале немонотонно изменяется с расстоянием z : резко увеличивается при $z = 30$ м, затем уменьшается и вновь возрастает. В дальнейшем радиальное распределение плотности энергии стабилизируется в сформированном филаменте ($z > 40$ м). Немонотонный характер изменения энергии филамента в его начале, известный как эффект рефокусировки, впервые наблюдался в работе [7]. В эксперименте энергия филамента измеряется как энергия, прошедшая за время импульса через диафрагму диаметром 100–500 мкм, расположенную на оси импульса. Для приведенных на рис.6 зависимостей относительная энергия филамента при диафрагме диаметром 250 мкм достигает максимума, равного 12%, и стабилизируется на уровне 6–9%, что близко к данным эксперимента [7]. Следует отметить, что ранее для энергетических характеристик филамента, определяемых численно, не удавалось получить количественного согласия с экспериментальными результатами.

6. Генерация суперконтинуума

Нелинейная самомодуляция фазы светового поля с кольцевой структурой порождает коническую эмиссию суперконтинуума. Временной градиент фазы светового поля является причиной сверхуширения частотного спектра импульса, пространственный – причиной угловой расходимости его коротковолновой ветви [21]. Генерация суперконтинуума происходит не только в непосредственной окрестности филамента, но и в кольцевой структуре, охватывающей его. Область резкого изменения в пространстве и времени интенсивности и, следовательно, нелинейного набега фазы, лежит в круге, радиус которого не меньше радиуса первоначального пучка (рис.4, в, г). При воспроизведении в численном моделировании широкого диапазона пространственных масштабов поля во всем поперечном сечении импульса спектральная полоса рассчитанного суперконтинуума простирается в коротковолновую область вплоть до 0.4 мкм, как и зарегистрировано в эксперименте [9] (рис.2). Отметим, что спектральная интенсивность коротковолновых компонент рассчитанного спектра меньше, чем экспериментально. Это связано с тем, что в численном моделировании рассматривался импульс с большей длительностью и меньшей пиковой мощностью, чем в эксперименте. Согласно [9] эффективность преобразования основной частоты излучения в крылья суперконтинуума снижается как с увеличением длительности, так и с уменьшением

пиковой мощности импульса. При параметрах эксперимента [9] распространение импульса сопровождается возникновением многих филаментов [33], образование которых не может быть рассчитано в рамках цилиндрической симметрии, используемой в настоящей работе. В то же время ограниченные вычислительные ресурсы пока не позволяют решать уравнение (7) в координатах x, y, z, t .

Угловая расходимость спектральных компонент видимой области суперконтинуума, найденная численно, близка к данным эксперимента в полосе длин волн 0.76–0.5 мкм [7] (рис.3). Для угла расходимости θ , полученного при численном моделировании с адекватным воспроизведением пространственной трансформации поля импульса, отклонение от экспериментальных результатов не превышает 20–30 %.

7. Заключение

В настоящей работе выполнено численное моделирование явления филаментации мощного фемтосекундного лазерного излучения в воздухе при учете нелинейно-оптической трансформации светового поля импульса не только в узкой приосевой области локализации энергии, но и во всем его поперечном сечении. Численное моделирование проведено на основе эффективной расчетной сетки, которая позволяет воспроизвести широкий диапазон пространственных и временных масштабов светового поля, образующихся при филаментации. Рассмотрена филаментация импульсов, параметры которых совпадают с параметрами выходного излучения реальных фемтосекундных лазерных систем высокой мощности.

Получены характеристики процесса филаментации, количественно близкие к экспериментальным данным. Рассчитанные распределения плотности энергии в поперечном сечении импульса, как и в эксперименте, имеют многокольцевую структуру. В начале филамента его энергия немонотонно изменяется с расстоянием из-за эффекта рефокусировки и стабилизируется в дальнейшем на уровне 6–9 % от полной энергии импульса. Спектральная полоса суперконтинуума в видимой области простирается до 0.4 мкм. Угол расходимости конической эмиссии в видимой части спектра достигает 0.1° на длине волны 0.5 мкм.

Показано, что локализация энергии в филаменте, динамическая стабилизация его параметров, образование многокольцевой структуры в распределении энергии в поперечном сечении импульса, генерация широкополосного суперконтинуума и формирование конической эмиссии в видимой части его спектральной полосы являются результатом нелинейно-оптического преобразования светового поля всего импульса в области, размер которой значительно превышает поперечные размеры филамента.

Установлено, что в процессе филаментации импульса происходит перераспределение мощности во всем поперечном сечении его временных слоев. При самофокусировке поле с низкой интенсивностью из периферийной области поперечного сечения стягивается к оси, восполняя энергию в бегущем фокусе, образующем филамент. Абберрационная дефокусировка в самонаведенной лазерной плазме приводит к формированию динамической системы разбегающихся колец, с которыми мощность в слое быстро выносится из приосевой области на перифе-

рию пучка. Стягивание колец к оси при рефокусировке возвращает вновь часть мощности слоя в приосевую область.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 00-02-17497).

1. Corkum P.B., Rolland C., Srinivasan-Rao T. *Phys. Rev. Lett.*, **57**, 2268 (1986).
2. Wood W.M., Siders C.W., Downer M.C. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **21**, 20 (1993).
3. Беленов Э.М., Назаркин А.В., Прокопович И.П. *ЖЭТФ*, **105**, 28 (1994).
4. Кандидов В.П., Косарева О.Г., Шленов С.А. *Квантовая электроника*, **21**, 971 (1994).
5. Braun A., Korn G., Liu X., Du D., Squier J., Mourou G. *Opt. Lett.*, **20**, 73 (1995).
6. Nibbering E.T.J., Curley P.F., Grillon G., Prade B.S., Franco M.A., Salin F., Mysyrowicz A. *Opt. Lett.*, **21**, 62 (1996).
7. Brodeur A., Chien C.Y., Ilkov F.A., Chin S.L., Kosareva O.G., Kandidov V.P. *Opt. Lett.*, **22**, 304 (1997).
8. Kosareva O.G., Kandidov V.P., Brodeur A., Chien C.Y., Chin S.L. *Opt. Lett.*, **22**, 1332 (1997).
9. Kasparian J., Sauerbrey R., Mondelain D., Niedermeier S., Yu J., Wolf J.-P., Andre Y.-B., Franco M., Prade B., Tzortzakis S., Mysyrowicz A., Rodriguez M., Wille H., Woste L. *Opt. Lett.*, **25**, 1397 (2000).
10. Rairoux P., Schillinger H., Niedermeier S., Rodriguez M., Ronneberger F., Sauerbrey R., Stein B., Waite D., Wedekind C., Wille H., Woste L., Ziener C. *Appl. Phys. B*, **71**, 573 (2000).
11. Woste L., Wedekind C., Wille H., Rairoux P., Stein B., Nikolov S., Werner C., Niedermeier S., Ronneberger F., Schillinger H., Sauerbrey R. *Laser und Optoelektronik*, **29**, 51 (1997).
12. Луговой В.Н., Прохоров А.М. *Письма в ЖЭТФ*, **7**, 153 (1968).
13. Kosareva O.G., Kandidov V.P., Brodeur A., Chin S.L. *J. Nonlinear Opt. Phys. & Mater.*, **6**, 485 (1997).
14. Akozbek N., Bowden C.M., Talebpour A., Chin S.L. *Phys. Rev. E*, **61**, 4540 (2000).
15. Schwarz J., Diels J.-C. *Phys. Rev. A*, **65**, 013806 (2001).
16. Ахманов С.А., Сухоруков А.П., Хохолов Р.В. *ЖЭТФ*, **50**, 1537 (1966).
17. Воробьев В.В. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **13**, 1905 (1970).
18. Кандидов В.П., Косарева О.Г., Бродер А., Чин С.Л. *Оптика атмосферы и океана*, **10**, 1539 (1997).
19. Mlejnek M., Wright E.M., Moloney J.V. *Opt. Lett.*, **23**, 382 (1998).
20. Chiron A., Lamouroux B., Lange R., Ripoché J.-F., Franko M., Prade B., Bonnaud G., Riazuelo G., Mysyrowicz A. *Eur. Phys. J. D*, **6**, 383 (1999).
21. Голубцов И.С., Кандидов В.П., Косарева О.Г. *Оптика атмосферы и океана*, **14**, 335 (2001).
22. Кандидов В.П., Косарева О.Г., Тамаров М.П., Бродер А., Чин С.Л. *Квантовая электроника*, **29**, 73 (1999).
23. Chin S.L., Talebpour A., Yang J., Petit S., Kandidov V.P., Kosareva O.G., Tamarov M.P. *Appl. Phys. B*, **74**, 67 (2002).
24. Kasparian J., Sauerbrey R., Chin S.L. *Appl. Phys. B*, **71**, 877 (2000).
25. Petit S., Liu W., Iwasaki A., Nadeau M.-C., Chin S.L., Kandidov V.P., Kosareva O.G., Andrianov K.Yu. *Opt. Commun.*, **210**, 329 (2002).
26. Chin S.L., Akozbek N., Proulx A., Petit S., Bowden C.M. *Opt. Commun.*, **188**, 181 (2001).
27. Переломов А.М., Попов М.В., Терентьев М.В. *ЖЭТФ*, **50**, 1393 (1966).
28. Talebpour A., Yang J., Chin S.L. *Opt. Commun.*, **163**, 29 (1999).
29. Akozbek N., Scalora M., Bowden C.M., Chin S.L. *Opt. Commun.*, **191**, 353 (2001).
30. Голубцов И.С., Косарева О.Г. *Оптич. ж.*, **69**, № 7, 21 (2002).
31. Oleinikov P.A., Platonenko V.T. *Laser Phys.*, **3**, 618 (1993).
32. Nibbering E.T.J., Grillon G., Franco M.A., Prade B.S., Mysyrowicz A. *J. Opt. Soc. Am.*, **14**, 650 (1997).
33. Marburger J.H. *Prog. Quantum Electron.*, **4**, 35 (1975).
34. Райзер Ю.П. *Физика газового разряда* (М.: Наука, 1992).
35. Chesnokov S.S., Egorov K.D., Kandidov V.P., Vysloukh V.A. *Intern. J. Num. Meth. Eng.*, **14**, 1581 (1979).
36. Дышко А.Л. *Ж. выч. мат. и мат. физ.*, **8**, 238 (1968).