

В.П. Кандидов, О.Г. Косарева, Е.И. Можаяев, М.П. Тамаров

Фемтосекундная нелинейная оптика атмосферы

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Поступила в редакцию 20.04.2000 г.

Дан обзор экспериментальных и теоретических исследований распространения мощных фемтосекундных лазерных импульсов в атмосфере. Рассматривается процесс филаментации мощного фемтосекундного лазерного импульса как развитие статической и динамической неустойчивости светового поля в условиях сильной нелинейности.

Приведены результаты численного исследования процесса зарождения пучка филаментов в импульсе тераваттной мощности фемтосекундного лидара. Анализируется влияние линейной дисперсии групповой скорости в воздухе на пространственно-временное распределение интенсивности мощного фемтосекундного лазерного импульса.

С развитием техники генерации мощного фемтосекундного лазерного излучения открываются новые задачи и перспективы в атмосферной оптике. Высокая плотность энергии и широкая спектральная полоса, характерные для мощного фемтосекундного импульса в воздухе, принципиально расширяют информативность лазерного зондирования и спектроскопического исследования атмосферы, открывают возможность для дистанционного определения химического состава атмосферных примесей методами флуоресцентного и эмиссионного спектрального анализа.

Характер нелинейно-оптического взаимодействия лазерных импульсов с воздушной средой качественно меняется с переходами от микро- и миллисекундного диапазона длительности к фемто- и пикосекундному [1]. Вместо рассеивания световой энергии вследствие теплового самовоздействия, оптического пробоя и других нелинейных эффектов, низкопороговых для длинных импульсов, происходит концентрация энергии лазерного излучения и генерация направленного белого света. Круг проблем, связанных с изучением особенностей распространения мощного лазерного излучения фемто- и субпикосекундной длительности в атмосферных условиях, составляет новое направление, которое можно определить как фемтосекундная нелинейная оптика атмосферы.

В настоящей работе дан обзор экспериментальных и теоретических исследований явления филаментации, возникающего при распространении в атмосфере мощного фемтосекундного лазерного излучения. Представлены результаты стохастического моделирования процесса формирования в турбулентной атмосфере пучка филаментов в тераваттном импульсе фемтосекундного лидара. Обсуждается влияние материальной дисперсии газовых компонент воздушной среды на характер нелинейно-оптических искажений лазерного импульса.

1. Экспериментальные исследования

Зарождение нелинейной атмосферной оптики фемтосекундного излучения можно отнести к середине 90-х гг., когда в ряде лабораторий США, Франции и Канады было обнаружено явление филаментации при распро-

странении в воздухе мощных фемтосекундных лазерных импульсов [2, 3, 4].

В этих экспериментах с изучением лазера на титан-сапфире с длиной волны 775–800 нм, длительностью 150–230 фс и пиковой мощностью в импульсе 5–50 ГВт наблюдались филаменты протяженностью от нескольких десятков до сотен метров. Филаменты замечательны тем, что более 10% энергии импульса остаются локализованными в узкой приосевой области диаметром 100 мкм на всей длине филамента.

Явление филаментации сопровождается конической эмиссией – широкополосным излучением в видимой части спектра, которое распространяется вперед в узком конусе, охватывающем филамент [3, 5]. В настоящее время коническая эмиссия рассматривается как источник импульсного излучения для лазерного зондирования и мониторинга атмосферы. В Германии выполнены первые обнадеживающие эксперименты с фемтосекундными лидачами тераваттной мощности [6, 7].

Излучение «Т⁴-лазера» (tabletop terawatt Ti: sapphire laser) на длине волны 790 нм, длительностью 100 фс (по уровню 0,5), с максимальной энергией в импульсе 200 мДж и частотой повторения 10 Гц выводилось на вертикальную трассу. Вследствие филаментации возникал протяженный канал лазерной плазмы, формирующий направленный вперед импульс зондирования, спектр которого охватывал полосу 500–750 нм. Приемная система с диаметром апертуры 40 см и телескопом $f/3$ имела многоканальную систему регистрации в полосе от 350 до 850 нм. В этих экспериментах зарегистрирован сигнал обратного рассеяния с высоты 12 км, измерены спектры поглощения кислорода в полосе 758–772 нм и паров воды в полосе 826–836 нм на высоте 600–800 м.

Явление филаментации возможно при сочетании двух условий – сверхкороткой длительности излучения и высокой плотности мощности. Согласно экспериментальным данным один филамент образуется, если пиковая мощность в импульсе в 6–8 раз превышает критическую мощность самофокусировки для воздуха. Следует заметить, что продольный размер импульса субпикосекундной длительности составляет несколько десятков микрон и его распро-

странение представляет фактически полет световой пули-стуска светового поля с плотностью мощности порядка $10^{11} - 10^{13}$ Вт/см². Сильное нелинейно-оптическое взаимодействие световой пули с газовыми компонентами воздуха и наведенной ею плазмой является причиной перераспределения интенсивности и развития пространственно-временной неустойчивости в пуле микронного размера. Вследствие керровской самофокусировки формируется максимум интенсивности величиной $10^{13} - 10^{14}$ Вт/см², за которым следует динамическая кольцевая структура, созданная аберрационной дефокусировкой в лазерной плазме [8].

Стягивание светового поля в нелинейный фокус приводит к пространственно-временной локализации энергии излучения. Тонкая видимая нить, которую прочерчивает в воздухе нелинейный фокус, вызывая свечение частиц аэрозоля в сильном световом поле, образует наблюдаемый глазом филамент. Кольца вокруг филамента в процессе распространения то стягиваются к его оси, то расходятся вновь. В результате количества энергии, проходящей через диафрагму, меняется немонотонно по длине филамента. Этот эффект, получивший название рефокусировки, детально исследован в [4, 9].

В последние годы выполнено несколько экспериментов по распространению мощных фемтосекундных лазерных импульсов в воздухе и жидкостях. В связи с дискуссией по теоретической модели распространения в [10] осуществлена филаментация сфокусированного пучка, при которой зарегистрирована нить протяженностью 70 см за геометрическим фокусом линзы с фокусным расстоянием 2 м. Для исследования когерентности конического излучения в [9,11] рассматривалась филаментация в воде, метаноле и ССЛ₄. Как показали измерения с помощью интерферометра Майкельсона, коническая эмиссия в полосе 500–800 нм имеет ту же длину когерентности, что и исходный лазерный импульс на длине волны 800 нм.

Обширные экспериментальные результаты получены в [12] для мощного фемто- и субпикосекундного лазерного излучения на длинах волн 1053 и 795 нм с импульсами длительностью 500 и 60 фс и пиковой мощностью 20–40 и 150–300 ГВт соответственно. Для импульсов длительностью 60 фс длина филамента превышала 200 м. Для импульсов субпикосекундной длительности филамент зарегистрирован на расстоянии от 4 до 50 м. При этом его энергия уменьшалась от 9 до 2 мДж при начальной энергии импульса 15 мДж. Для пиковой мощности 30 ГВт, которая в 7–8 раз превышает критическую мощность самофокусировки в воздухе на длине волны 1053 нм, наблюдалось на малых расстояниях образование 3–4 филаментов. При этом отмечено, что не все возмущения интенсивности, возникающие в поперечном сечении пучка на начальном этапе распространения, приводят к формированию филаментов. Методом продольной интерферометрии в этой работе определено, что первоначальная плотность электронов в образующейся лазерной плазме в несколько раз превышает 10^{16} см⁻³.

На случайный характер формирования филаментов, отмеченный в [12], ранее было обращено внимание в [4], где наблюдалось случайное смещение филамента в плоскости регистрации. Для уменьшения этих блужданий траектория распространения импульса заключалась в «канал», который выгораживали картонными коробками. В экспериментах с фемтосекундным лидером [6, 7], где пиковая мощность импульса в несколько сотен раз превышает кри-

тическую мощность самофокусировки в воздухе, образуется пучок филаментов. Поскольку их возникновение случайно в условиях естественной атмосферной турбулентности, то для регуляризации процесса образования многих филаментов использовалась собирающая линза с фокусным расстоянием 30 м, в окрестности перетяжки которой возникал протяженный плазменный канал, излучающий направленный белый свет. Анализ имеющихся в настоящее время экспериментальных данных свидетельствует о существенном влиянии атмосферной турбулентности и, возможно, пространственной когерентности пучка, излучаемого лазером, на процесс зарождения и формирования филаментов при распространении мощного фемтосекундного импульса в реальных условиях.

2. Теоретические модели

Теоретические исследования в нелинейной атмосферной оптике фемтосекундного излучения основываются на приближении метода медленно меняющихся амплитуд, который остается справедливым для импульсов длительностью вплоть до трех периодов оптических колебаний [13]. Нелинейно-оптическое взаимодействие излучения фемтосекундной длительности с воздухом включает кубичный по полю отклик молекул газовых компонент, определяемый приращением показателя преломления $\Delta n_k(I)$, откликом лазерной плазмы $\Delta n_p(I)$, возникающей в сильном световом поле, а также нелинейным поглощением с коэффициентом $\alpha_\Sigma(I)$. Нелинейности, связанные с наведенным изменением плотности и температуры воздуха, не учитываются, поскольку для фемтосекундных импульсов процесс термализации поглощенной световой энергии оказывается слишком медленным и эти эффекты, которые имеют наиболее низкий энергетический порог для длинных импульсов, не успевают проявиться. Флуктуации показателя преломления в турбулентной атмосфере описываются случайным стационарным полем $\tilde{n}(r)$. В соответствии с принятыми представлениями можно записать следующее уравнение для комплексной амплитуды E электрического поля:

$$2ik \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t} \right) E = \Delta_\perp E - k \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + 2k^2 \Delta n_k E + 2k^2 \Delta n_p E + 2k^2 \tilde{n} E - ik\alpha_\Sigma E. \quad (1)$$

Время установления нелинейного отклика молекул сравнимо с длительностью импульса. Поэтому зависимость приращения Δn_k от интенсивности I определяется выражением вида:

$$\Delta n_k(I) = (1 - g) n_2 I + g n_2 \int H(t - t') I(t') dt'. \quad (2)$$

Здесь первое слагаемое соответствует мгновенному отклику, обусловленному электронным эффектом Керра в воздухе [14], второе – запаздывающей части отклика с импульсной переходной функцией $H(t - t')$. Для ориентационного эффекта Керра [14] $H(t - t')$ описывает релаксационный процесс установления с временем порядка 10^{-13} с.

Авторы [15] связывают запаздывающий отклик в воздухе с рамановским рассеянием на вращательных переходах. В этом случае переходная функция $H(t - t')$ соответствует затухающим осцилляциям. В выражении (2) весовой

множитель $g < 1$. Коэффициент n_2 равен величине, определенной для стационарной керровской нелинейности.

Плазменное приращение показателя преломления Δn_p зависит от концентрации электронов N_e :

$$\Delta n_p = -2\pi e^2 N_e / (\omega^2 m). \quad (3)$$

Лазерная плазма возникает вследствие многофотонного и туннельного процессов фотоионизации при увеличении интенсивности светового поля до 10^{13} – 10^{14} Вт/см² в процессе керровской самофокусировки. Для фемтосекундной лазерной плазмы в воздухе можно пренебречь рекомбинацией ионов, время которой порядка 10^{-11} с, ударной ионизацией, дрейфом электронов и эффектами, связанными с волнами электронной плотности [16]. Тогда в приближении однократной ионизации, справедливой при относительно невысоких интенсивностях ($I < 10^{14}$ Вт/см²), можно записать следующее кинетическое уравнение, описывающее увеличение концентрации электронов со временем:

$$\partial N_e / \partial t = R(I) (N_0 - N_e), \quad (4)$$

где $R(I)$ – скорость фотоионизации молекул кислорода, задаваемая в соответствии с принятой теоретической моделью, например [17, 18, 19]. Вкладом других компонент воздуха в образование плазмы можно пренебречь, так как потенциал ионизации азота выше, чем у кислорода, а концентрация остальных компонент невелика. Коэффициент поглощения $\alpha_\Sigma(I)$, обусловленный потерями энергии при фотоионизации, равен

$$\alpha_\Sigma = I^{-1} l \hbar \omega (\partial N_e / \partial t), \quad (5)$$

где l – порядок многофотонности процесса ионизации ($l = 7 \div 8$).

Начальное распределение поля $E(x, y, z = 0, t)$ в импульсе принимается гауссовым по пространству и времени, что соответствует экспериментальным данным:

$$E(x, y, z = 0, t) = E_0 \exp \left(-\frac{x^2 + y^2}{2a^2} - \frac{t^2}{2\tau_0^2} \right). \quad (6)$$

Сформулированную задачу (1)–(6) о распространении мощного лазерного импульса в турбулентной атмосфере можно характеризовать как стохастическую, нелинейную, динамическую, многомерную. Анализ такой чрезвычайно сложной задачи в полной постановке пока не представляется возможным. Поэтому в настоящее время ограничиваются, как правило, исследованием филаментации в отсутствие флуктуаций показателя преломления в воздухе. В этом случае задача является осесимметричной, что значительно облегчает численное и аналитическое рассмотрение. В работах [1, 4, 8] на основе численного анализа дана физическая интерпретация явления филаментации с помощью модели движущегося фокуса, дополненной нестационарным нелинейно-оптическим процессом взаимодействия излучения с самонаведенной лазерной плазмой. Эта модель позволила объяснить эффект рефокусировки и возникновение конической эмиссии, наблюдаемые в экспериментах.

В работах французской школы [3, 20] аналогичные результаты численного решения привлекаются для объяснения явления филаментации с позиций «самоканализирования» при взаимной компенсации стационарной самофокусировки и абберационной дефокусировки в нестационарной лазерной плазме. Как процесс пространственно-

временного восполнения светового поля определено немонокотное изменение интенсивности на оси филамента, полученное в численных исследованиях системы (1)–(6) при $\tilde{n} = 0$ [21]. Вариационный метод исследования, подобный развитому в [22, 23], применен в [24] для системы (1)–(6) в стационарной постановке. Для этой системы уравнений записан функционал. Его минимизация осуществляется методом Галеркина [25], согласно которому вариация консервативной части функционала приравняется к энергетическим потерям светового поля. Базисные функции, в классе которых идет поиск искомого распределения светового поля в сечении пучка, выбраны в виде гауссового профиля. В [24] получены и решены уравнения относительно ширины филамента гауссового профиля и кривизны волнового фронта.

3. Пространственно-временная неустойчивость. Влияние атмосферной турбулентности

С общей точки зрения явление филаментации, при котором образуется сложная динамическая структура распределения интенсивности в поперечном сечении пучка, представляет собой результат неустойчивости светового поля, развивающейся в условиях оптической нелинейности. Если следовать определениям, введенным в [26], то статистическая неустойчивость светового поля, когда стремительно нарастает максимум интенсивности, при керровской самофокусировке, сменяется динамической неустойчивостью, вызванной нестационарной дефокусировкой в самонаведенной плазме. Динамическая неустойчивость проявляется в системе колец, меняющихся в пространстве и времени.

При образовании одного филамента в регулярной среде неустойчивость светового поля зарождается на оси пучка, где интенсивность максимальна. Однако в реальных условиях место возникновения филамента в сечении пучка определяется в значительной мере турбулентными флуктуациями показателя преломления. Зарождение филамента обусловлено керровской самофокусировкой в случайно-неоднородной среде и не зависит от возникающей впоследствии плазмы, что описывается уравнением (1) с $\Delta n_p = 0$, $\alpha_\Sigma = 0$. На статическую неустойчивость поля не влияет и дисперсия групповой скорости.

В такой постановке при $\tilde{n} \neq 0$ в [27] осуществлены численная имитация процесса зарождения и начальная стадия формирования филамента в турбулентной атмосфере. Для моделирования флуктуаций показателя преломления в воздухе использовалась цепочка фазовых экранов, для генерации которых применялся метод субгармоник [28], позволяющий воспроизвести широкий пространственный спектр атмосферной турбулентности. Возмущения интенсивности, вызванные флуктуациями фазы светового поля в атмосфере, являются «затравками» для возникновения статической неустойчивости, развитие которой наиболее вероятно в приосевой области пучка, где наибольшая интенсивность. Однако при $P \leq (6 \div 10)P_{\text{крит}}$ только один из максимумов интенсивности в поперечном сечении пучка возрастает с расстоянием, образуя в дальнейшем филамент. В результате место зарождения филамента в пространстве является случайным.

Методом статистических испытаний определено, что расстояние от выходной апертуры лазера до плоскости об-

разования филамента в среднем сокращается в условиях турбулентности. Это объясняется тем, что случайные фокусировки светового поля, возникающие в атмосфере, ускоряют развитие нелинейного фокуса в силу статической неустойчивости положительных флуктуаций интенсивности. Как показывает анализ, дисперсия поперечных смещений филамента увеличивается с расстоянием, достигая миллиметров на расстоянии в несколько десятков метров.

На малом расстоянии от выходной апертуры лазера смещение филамента значительно превышает смещение центра тяжести интенсивности пучка малой мощности при тех же условиях распространения (рис. 1). Из этого следует, что отклонение места зарождения нелинейного фокуса от оси пучка, вызванное наиболее мелкомасштабными флуктуациями в атмосфере, вносит определяющий вклад в поперечное блуждание начала филамента. Наиболее удаленная часть филамента, находящаяся на больших расстояниях от лазера, блуждает в основном из-за отклонений направления его распространения, которые обусловлены атмосферными неоднородностями, превышающими поперечный размер лазерного пучка.

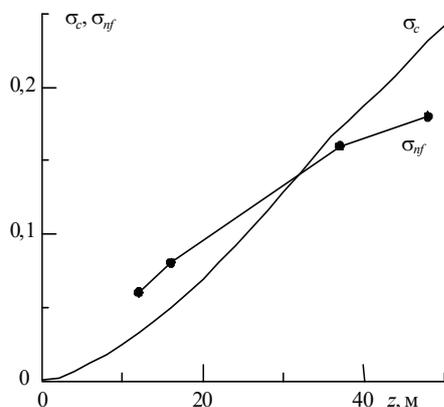


Рис. 1. Среднеквадратичное смещение филамента σ_{nf} (кривая с точками) и среднеквадратичное отклонение от центра тяжести пучка малой мощности σ_c (сплошная) в зависимости от длины трассы z в атмосфере с параметрами $C_n^2 = 5 \cdot 10^{-15} \text{ см}^{-2/3}$, $l_0 = 1 \text{ мм}$, $L_0 = 1 \text{ м}$. Пиковая мощность импульса, образующего филамент $P_0 = 36 \cdot 10^9 \text{ Вт}$, радиус пучка $a = 3,5 \text{ мм}$

При стохастическом моделировании образования пучка филаментов в импульсе фемтосекундного лазера [6] рассматривалось распространение в турбулентной атмосфере излучения с пиковой мощностью $P = 2,2 \cdot 10^{12} \text{ Вт}$ и начальным радиусом лазерного пучка $a = 3 \text{ см}$. Предполагалось, что пучок имеет гауссов профиль, при этом в отличие от [6] является коллимированным. Важно отметить, что в формировании и блуждании филаментов существенны флуктуации показателя преломления всех масштабов. При этом характер влияния атмосферных неоднородностей меняется в процессе формирования филаментов. Так, миллиметровые неоднородности являются мелкомасштабными для начального пучка и вызывают зарождение нелинейных фокусов в его сечении. Однако в дальнейшем в процессе образования максимума интенсивности поперечного размера в несколько сот микрон эти же неоднородности являются крупномасштабными и дают вклад в смещение филамента. Поэтому для моделирования атмосферной турбулентности использовался модифицированный спектр фон Кармана [29]:

$$\Phi_n(\mathbf{x}) = 0,033 C_n^2 (\mathbf{x}^2 + \mathbf{x}_0^2)^{-11/6} \exp \{-\mathbf{x}^2 / \mathbf{x}_l^2\}, \quad (7)$$

где $\mathbf{x}_0 = 2\pi/L_0$, $\mathbf{x}_l = 5,92/l_0$. Внутренний масштаб l_0 естественно взять равным 1 мм.

Поскольку структурная постоянная C_n^2 и внешний масштаб турбулентности L_0 в эксперименте не измерялись, было принято, что эти параметры не меняются с расстоянием. Для условий сильной турбулентности, характерный для городских условий, где проводился эксперимент, можно положить $C_n^2 = 5 \cdot 10^{-15} \text{ см}^{-2/3}$, $L_0 = 1 \text{ м}$. При моделировании атмосферной турбулентности со спектром (7) использовалась цепочка статистически не зависящих фазовых экранов, располагаемых с шагом 1 м друг за другом. Генерация фазовых экранов осуществлялась методом субгармоник с двумя итерациями [28]. Интервал, на котором вычислялся нелинейный набег фазы, уменьшался с увеличением интенсивности в процессе самофокусировки. В численном эксперименте использовалась квадратная сетка 1024×1024 с шагом $h = 0,4 \text{ мм}$ на плоскости XOY .

На рис. 2 представлены изофоты в сечении пучка на ряде расстояний от выходной апертуры лазера. Видно, как из-за турбулентности возникает случайное распределение интенсивности. Ряд наиболее интенсивных максимумов в сечении пучка стремительно увеличивается с расстоянием, образуя в дальнейшем пучок филаментов. При этом расстояния, на которых образуются филаменты и мощность в них достигает порога ионизации, различны. Для модельной среды без флуктуаций ($\tilde{n} = 0$) численный анализ задачи об образовании пучка филаментов теряет физический смысл. Результаты такого анализа приведены в [30], где пространственная неустойчивость светового поля зарождается в узлах прямоугольной расчетной сетки. Регулярная структура спеклов, меняющихся во времени, определена авторами как оптическая турбулентность.

4. Влияние дисперсии групповой скорости на динамическую неустойчивость импульса

В развитии пространственно-временной неустойчивости светового поля в нелинейной среде существенную роль играет запаздывание ее отклика. Анализ, проведенный в [31] методом возмущений, показал, что в безынерционных нелинейных средах динамическая неустойчивость светового поля возникает в результате совместного проявления дисперсии групповой скорости, фазовой самомодуляции и дифракции. В свою очередь, если в среде отсутствует линейная дисперсия, то развитие пространственно-временной неустойчивости возможно лишь в случае запаздывания нелинейного отклика, т.е. дисперсии нелинейности [26].

Для мощных фемтосекундных импульсов в воздухе дисперсия нелинейности проявляется в нестационарности нелинейного отклика самонаведенной лазерной плазмы, концентрация электронов в которой накапливается в течение импульса. Материальная дисперсия групповой скорости в воздухе невелика для начального импульса субпикосекундной длительности. Для оценки ее можно воспользоваться формулой Коши, которая для нормальных атмосферных условий имеет вид [32]:

$$n(\lambda) = [2726,43 + (12,29 \cdot 10^{-6} \text{ нм}^2/\lambda^2)] \cdot 10^{-7} + 1. \quad (8)$$

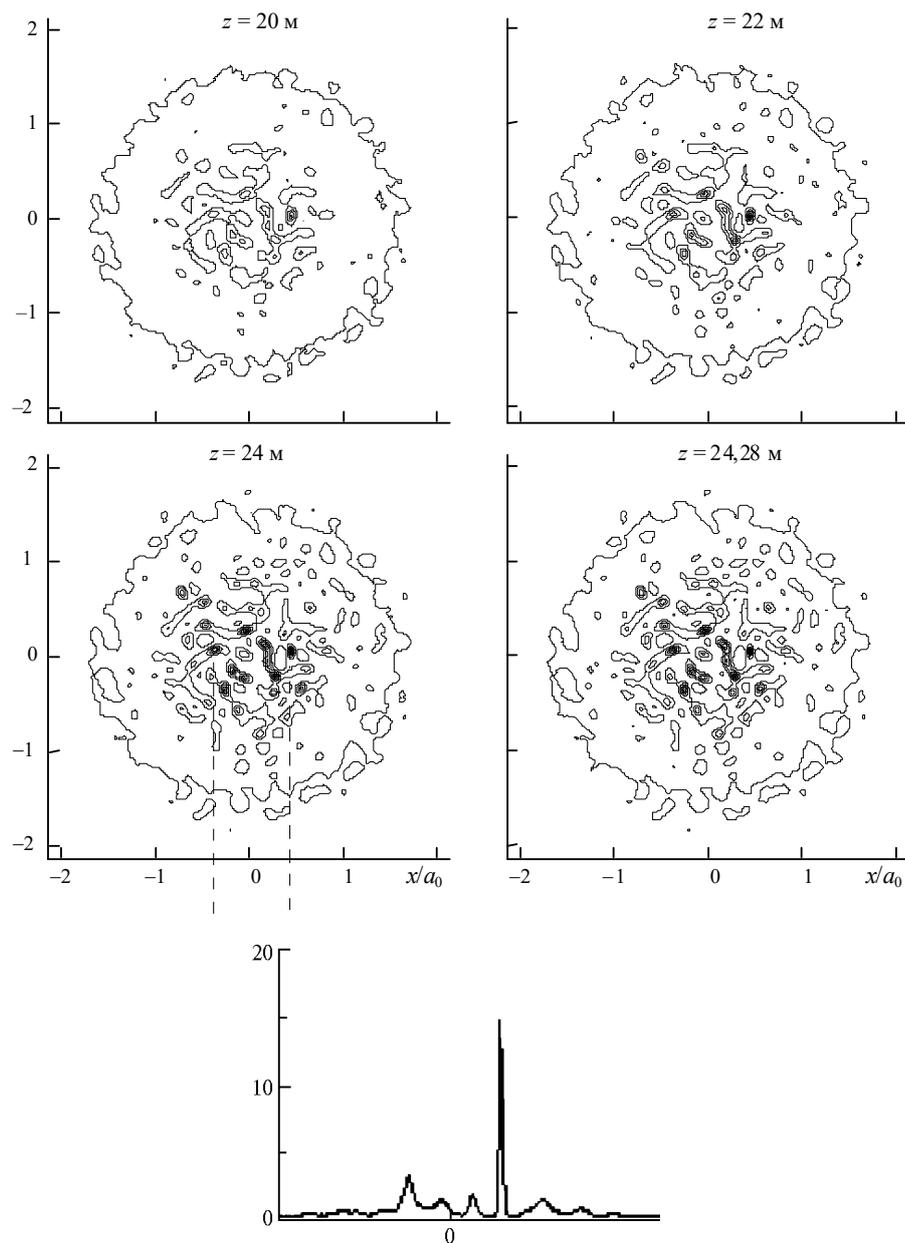


Рис. 2. Линии равной интенсивности (изофоты) в поперечном сечении пучка при формировании нескольких филаментов в импульсе фемтосекундного лазера. Внизу слева приведен профиль интенсивности в сечении $y = 0$. Параметры импульса: $P = 2,2 \cdot 10^{12}$ Вт, $a = 3,5$ мм; параметры атмосферы $C_n^2 = 5 \cdot 10^{-15} \text{ см}^{-2/3}$, $l_0 = 1$ мм, $L_0 = 1$ м

При длительности импульса $2\tau_0 = 276$ фс на длине волны $\lambda_0 = 800$ нм, например, дисперсионная длина составляет $L_{\text{дисп}} \approx 1200$ м. Учет тонкой структуры спектральных линий поглощения газовых компонент воздуха приводит к незначительным дисперсионным искажениям субпикосекундного импульса на трассе в несколько километров [33]. Это связано с тем, что в спектральную полосу такого импульса попадает большое число узких спектральных линий слабой интенсивности.

Из приведенного анализа, казалось бы, следует, что влияние линейной дисперсии групповой скорости на распространение субпикосекундного лазерного импульса

пренебрежимо мало, так как длина филаментов порядка 100 м. Однако в процессе самофокусировки и нелинейной рефракции в плазме импульс сильно обостряется. Длительность образующегося пичка сокращается до нескольких десятков фемтосекунд, и влияние дисперсии групповой скорости становится существенным. Это подтверждают результаты численного эксперимента, выполненного для воздушной среды без флуктуаций $\tilde{n} = 0$. Рассматривался импульс с пиковой мощностью $P = 6,3 P_{\text{кр}}$, где $P_{\text{кр}}$ – критическая мощность самофокусировки. Начальный радиус пучка $a = 170$ мкм, половина длительности $\tau_0 = 138$ фс, пиковая интенсивность $I_0 = 10^{13}$ Вт/см².

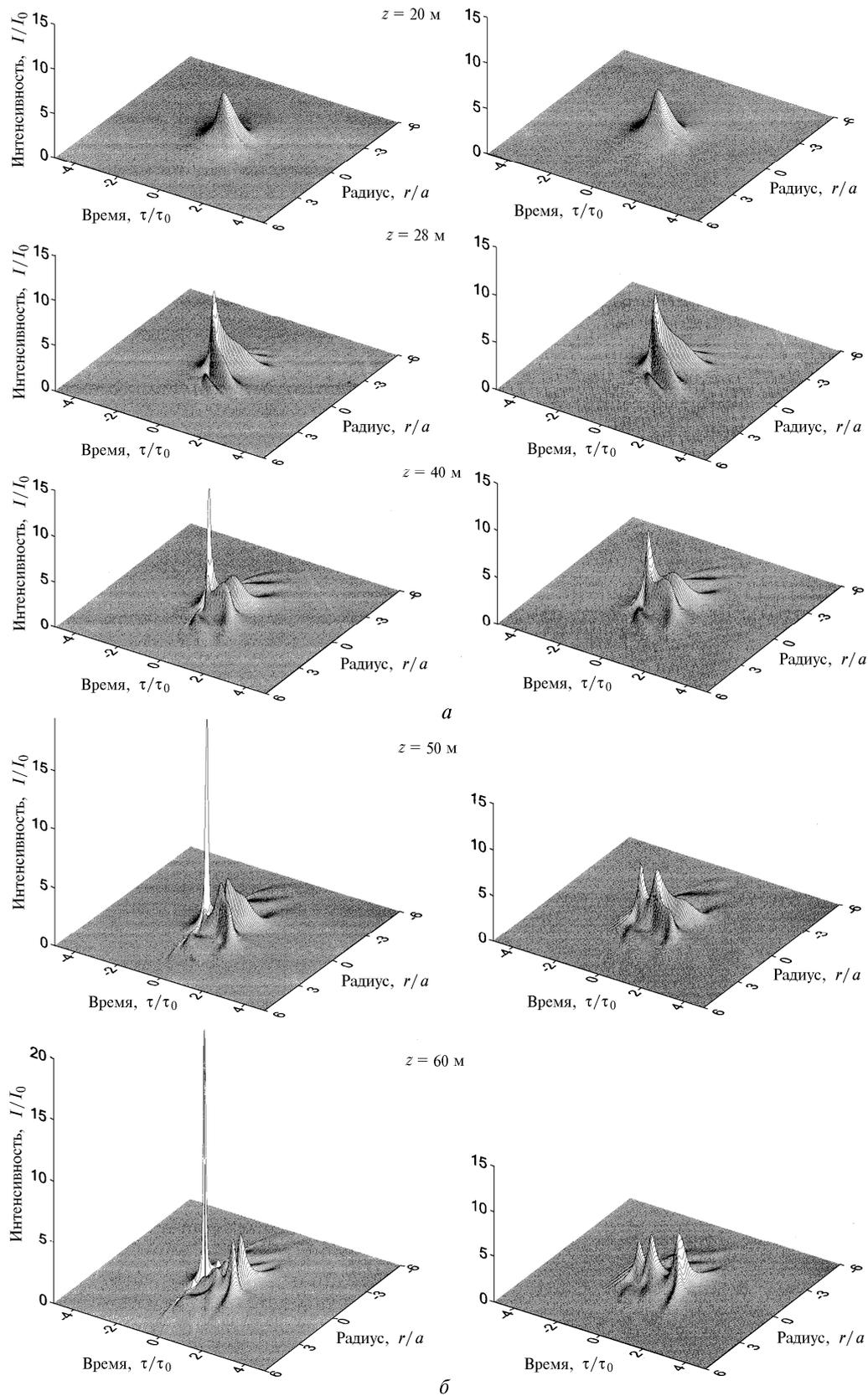


Рис. 3. Изменение с расстоянием пространственно-временного распределения интенсивности при филаментации лазерного импульса с пиковой мощностью $P_0 = 36 \cdot 10^9$ Вт ($P_0 = 6,3 P_{кр}$), полудлительностью $\tau_0 = 138$ фс, нормированным радиусом пучка, соответствующим $a = 3,5$ мм. Слева – без учета линейной дисперсии групповой скорости в воздухе, справа – с учетом.

Заключение

На рис. 3 приведено пространственно-временное распределение интенсивности I в импульсе на ряде расстояний z от выходной апертуры лазера. Здесь введено бегущее время $\tau = t - z/v_g$, начало отсчета которого ($\tau = 0$) выбрано в центре импульса. При $z = 20$ м искажения импульса относительно невелики; распределение интенсивностей остается еще унимодальным. Вследствие самофокусировки в несколько раз увеличился максимум интенсивности, положение которого незначительно смещено к хвосту импульса. С повышением интенсивности I происходит многофотонная ионизация молекул кислорода, которая носит пороговый характер в силу резкого увеличения скорости ионизации: $R(I) \sim I^8$. Влияние дефокусировки в лазерной плазме проявляется в ограничении роста интенсивности в нелинейном фокусе и в зарождении кольцевой структуры на хвосте импульса. Для выбранных на рис. 3 координат τ/τ_0 и r/a существование кольца на хвосте импульса выражается в том, что в сечении $\tau/\tau_0 = \text{const}$ ($\tau/\tau_0 \geq 1$) изменение интенсивности от радиуса r имеет минимум на оси $r = 0$ и два симметричных максимума.

С увеличением расстояния z на хвосте импульса развивается динамическая неустойчивость. В распределении интенсивности появляется несколько ярко выраженных колец. При $z = 40, 50$ м они стягиваются к оси пучка, меняется их интенсивность. Такое изменение светового поля объясняет эффект рефокусировки, наблюдаемый экспериментально [4].

На расстоянии $z = 20$ м линейная дисперсия групповой скорости не влияет на распространение импульса, так как его временные масштабы существенно не изменились. Анализируя влияние линейной дисперсии на пространственно-временное распределение интенсивности при $z > 20$ м, можно отметить следующее.

Во-первых, линейная дисперсия существенно ограничивает рост интенсивности при керровской самофокусировке. На переднем фронте импульса, где мощность меньше, чем в его центре, керровская самофокусировка происходит на больших расстояниях. При этом в отсутствие линейной дисперсии резко увеличивается крутизна нарастания образующегося пика и время фотоионизации в сильном световом поле сокращается. В этих условиях концентрация электронов, при которой наступает дефокусировка в плазме, достигается при большей интенсивности пика. Поэтому его величина возрастает, а длительность сокращается. Линейная дисперсия в воздухе замедляет нарастание интенсивности при самофокусировке, время генерации в пичке увеличивается, и дефокусировка в плазме проявляется при меньшей интенсивности в пичке, ограничивая его величину.

Во-вторых, дисперсия групповой скорости качественно меняет картину распределения интенсивности на хвосте импульса. На больших расстояниях ($z = 60$ м) формируется последовательность пиков вместо колец, полученных в пренебрежение линейной дифракцией. Распад импульса на пички является результатом совместного влияния линейной дисперсии групповой скорости и фазовой самомодуляции в нелинейной среде [34].

Как показывает анализ, линейная дисперсия в воздухе существенно влияет на частотно-угловой спектр импульса. Коротковолновая часть этого спектра, формируемая в результате пространственно-временной самомодуляции фазы светового поля, образует коническую эмиссию [5].

Фемтосекундная нелинейная оптика атмосферы находится в начале своего развития. Она охватывает широкий круг нерешенных проблем, фундаментальных и прикладных. К ним можно отнести, например, исследование влияния атмосферного аэрозоля на филаментацию, анализ когерентности зондирующего импульса фемтосекундного лидара, процессы эмиссии и флуоресценции компонент воздуха под действием фемтосекундного импульса, вопросы оптимизации параметров лазерного излучения для задач мониторинга атмосферы.

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

1. Кандидов В.П., Косарева О.Г., Бродер А., Чин С.Л. // Оптика атмосферы и океана. Т. 10. № 12. 1997.
2. Braun A., Korn G., Liu X., Du D., Squier J., Mourou G. // Opt. Lett. 1995. V. 20. P. 73.
3. Nibbering E.T.J., Curley P.F., Grillon G., Prade B.S., Franco M.A., Salin F., Mysyrowicz A. // Opt. Lett. 1996. V. 21. P. 62.
4. Brodeur A., Kosareva O.G., Chien C.Y., Ilkov F.A., Kandidov V.P., Chin S.L. // Opt. Lett. 1997. V. 22. P. 304.
5. Kosareva O.G., Kandidov V.P., Brodeur A., Chien C.Y., Chin S.L. // Opt. Lett. 1997. V. 22. P. 1332.
6. Woste L., Wedekind C., Wille H., Rairoux P., Stein B., Nikolov S., Werner Chr., Neidermeier St., Ronneberger F., Schillinger H., Sauerbrey R. // Laser and Optoelectronic. 1997. V. 29. N 5.
7. Woste L., Wedekind C., Wille H., Rairoux P., Rogriguez M., Stein B., Sauerbrey R., Schillinger H., Ronneberger F., Neidermeier St. // Ultrafast Phenomena XI. Proc of the 11-th Intern. Conf. P. 118. Garmisch-Partenkirchen. Germany. July 12-17. 1998.
8. Kosareva O.G., Kandidov V.P., Brodeur A., Chin S.L. // Nonlinear Opt. Phys. & Mat. 1997. V. 6. P. 485.
9. Chin S.L., Brodeur A., Petit S., Kosareva O.G., Kandidov V.P. // Nonlinear Opt. Phys. & Mat. 1999. V. 8. N 1. P. 121.
10. Lange H.R., Grillon G., Ripoche J-F., Franko M.A., Lamouroux B., Prade B.S., Mysyrowicz A. // Opt. Lett. 1998. V. 23. P. 120.
11. Chin S.L., Petit S., Borne F., Miyazaki K. // Jpn. J. Appl. Phys. 1999. V. 38. Part 2. N 2A. P. L126.
12. Fontaine B.L., Vidal F., Jiang Z., Chein C.Y., Comtois D., Desparois A., Johnston T.W., Kieffer J.-C., Pepin H., Mercure H.P. // Phys. of Plasm. 1999. V. 6. N 3. P. 1815.
13. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. // Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М.: Наука, 1988. 312 с.
14. Зуев В.В., Землянов А.А., Копытин Ю.Д. // Нелинейная оптика атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1989. 256 с.
15. Nibbering E.T.Y., Grillon G., Franko M.A., Mysyrowicz. // J. Opt. Soc. Am. 1997. V. B14. P. 650.
16. Косарева О.Г. Распространение мощного субпикосекундного лазерного импульса в газах в условиях ионизации: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М.: МГУ, 1995. 138 с.
17. Szoke A. // Atomic and Molecular Processes with Short Intense Laser Pulses. A.D. Bandrauk, ed. Plenum. New York, 1987. 207 p.
18. Аммосов М.В., Делоне Н.Б., Крайнов В.П. // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. С. 2008.
19. Переломов А.М., Попов М.В., Терентьев М.В. // ЖЭТФ. 1966. Т. 50. С. 1393.
20. Chiron A., Lamouroux B., Lange R., Ripoche J-F., Franco M., Prade B., Bonnaud G., Raizuelo G., Mysyrowicz A. // Eur. Phys. J. 1999. V. D6. P. 383.
21. Mlejnek M., Wright E.M. and Moloney J.V. // Opt. Lett. 1998. V. 23. P. 382.
22. Воробьев В.В. // Тепловое самовоздействие лазерного излучения в атмосфере. М.: Наука, 1987. 220 с.
23. Кандидов В.П., Чесноков С.С., Выслоух В.А. // Метод конечных элементов в задачах динамики. М.: Изд-во МГУ, 1980. 165 с.
24. Akhmediev N., Bowden C.M., Chin S.L. // Phys. Rev. E. 2000.
25. Мухлин С.Г. // Вариационные методы в математической физике. М.: Наука, 1970. 512 с.

26. Кандидов В.П., Косарева О.Г., Шленов С.А. // Квантовая электроника. 1997. Т. 24. N 5. С. 453.
27. Кандидов В.П., Косарева О.Г., Тамаров М.П., Броде А., Чин С. // Квантовая электроника. 1999. Т. 29. № 1. С. 73.
28. Кандидов В.П., Тамаров М.П., Шленов С.А. // Оптика атмосферы и океана. 1998. Т. 11. № 1. С. 27.
29. Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. // Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2. М.: Наука, 1978. 463 с.
30. Mlejnek M., Kolesic M., Moloney J.V., Wright E.M. // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. N 15. P. 2983.
31. Liou L.W. et al. // Phys. Rev. A. 1992. V. 46. P. 4202.
32. Handbook of Chemistry and Physics, CRC Press, 1984–1985.
33. Кандидов В.П., Тамаров М.П. // Оптика атмосферы и океана. 1996. Т. 9. № 5. С. 634.
34. Chernev P., Petrov V. // Opt. Lett. 1992. V. 17. N 3. P. 172.

V.P. Kandidov, O.G. Kosareva, E.I. Mozhaev, M.P. Tamarov. **Femtosecond nonlinear optics of the atmosphere.**

The experimental and theoretical investigations into high-power femtosecond laser pulses propagation in the atmosphere are reviewed. The process of filamentation of the high-power femtosecond laser pulse is examined as the evolution of static and dynamic instability of light field under conditions of strong nonlinearity.

The results of numerical studying of the process of initiation of filament beam in TW power pulse of femtosecond lidar are presented. An influence of linear dispersion of group rate in the air on spatial-temporal distribution of high-power femtosecond laser pulse intensity is under analysis.