

Локализация плазменного канала при множественной филаментации в воздухе

Н.А.Панов, О.Г.Косарева, В.П.Кандидов, Н.Акозбек, М.Скалора, С.Л.Чин

Методом численного моделирования показано, что при множественной филаментации фемтосекундного лазерного импульса с отрицательной начальной фазовой модуляцией в воздухе наблюдается увеличение плотности самонаведенной лазерной плазмы по сравнению со случаем использования спектрально-ограниченного импульса той же длительности. Одновременное управление длительностью chirпированного импульса и поперечными размерами пучка приводит к увеличению расстояния, на котором образуется первый филамент, протяженности плазменного канала и его линейной плотности.

Ключевые слова: плазменный канал, фемтосекундный импульс, филамент, лидар.

1. Введение

Одно из важных применений филаментации [1, 2] фемтосекундных лазерных импульсов субгерцоваттной и тераваттной мощности состоит в удаленном зондировании атмосферы, поскольку сопровождающие филаментацию излучение суперконтинуума (белого света) [3] и флуоресценция, вызванная рекомбинацией плазмы в канале филамента [4], несут спектроскопическую информацию о составе атмосферного воздуха. В случае удаленного мониторинга на основе регистрации сигнала рассеянной в обратном направлении флуоресценции [5] представляется крайне важным «зажечь» филаменты, т. е. создать максимальное количество плазмы, на заданном расстоянии от выхода из лазерной системы. Зондирование с помощью суперконтинуума ставит задачу увеличения эффективности преобразования энергии лазерного излучения в энергию белого света. В случае фиксированной энергии входного импульса параметры излучения, оптимизированные для достижения максимальной плотности плазмы, могут отличаться от параметров, полученных при максимальной эффективности преобразования в суперконтинуум [6, 7].

Возможны различные методы позиционирования начала филамента. Можно ожидать, что, в соответствии с формулой Марбургера [8], увеличение диаметра пучка с помощью телескопа приводит к увеличению расстояния образования филамента, однако первоначальные мелко-

масштабные флуктуации интенсивности на профиле пучка, в которых может достигаться критическая мощность, вызывают стохастическое образование филаментов на расстояниях, существенно меньших по сравнению с ожидаемыми по указанной формуле. Для практической реализации удаленного позиционирования начала филамента используют импульсы с отрицательной начальной фазовой модуляцией (отрицательным chirпом), которые испытывают временное сжатие при распространении в среде с нормальной дисперсией [9, 10].

Детальное численное моделирование плазменных каналов и суперконтинуума фазомодулированных фемтосекундных импульсов детально проводилось в [11–13] в аксиально-симметричном приближении. Распространение пикосекундных chirпированных импульсов с пиковой мощностью, близкой к критической мощности самофокусировки, на километровых атмосферных трассах рассматривалось в полуаналитическом приближении в [14, 15]. При этом, как правило, наблюдалось формирование одного филамента или отсутствие филаментации вследствие разрушения поперечного профиля пучка в турбулентной атмосфере. В то же время регистрация рассеянного в обратном направлении сигнала флуоресценции зависит от количества электронов в плазменном канале, поэтому наибольший интерес представляет создание пучка филаментов на заданном расстоянии.

С целью создания пучка филаментов с высокой концентрацией плазмы в [16, 17] было предложено сжатие пучка телескопом при сохранении плоского волнового фронта. Для титан-сапфирового лазера с центральной длиной волны 800 нм, длительностью по половине высоты 45 фс и энергией 40 мДж при уменьшении диаметра пучка от 25 до 8 мм наблюдалось увеличение сигнала обратной флуоресценции более чем на два порядка. Возможности предложенного метода ограничиваются близостью начала филамента от выхода из лазерной системы (7–10 м). Развитие идеи о создании пучка филаментов на заданном расстоянии было продолжено в [18]. В этой работе телескоп, установленный на выходе из лазерной системы, служил одновременно как для увеличения диаметра пучка, так и для изменения кривизны вол-

Н.А.Панов, О.Г.Косарева, В.П.Кандидов. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы; e-mail: panov_na@mail.ru, kosareva@phys.msu.ru, kandidov@phys.msu.ru
N.Akózbek. Time Domain Corporation, 7057 Old Madison Pike, Huntsville, Alabama 35806
M.Scalora. US Army Aviation and Missile Command, AMSAM-WSRD-ST, Huntsville, AL 35898-5000, USA
S.L.Chin. Centre d'Optique, Photonique et Laser (COPL) et Département de Physique, de Génie Physique et d'Optique, Université Laval, Quebec, QC, Canada G1K 7P4

нового фронта. То есть вначале пучок расширялся, а затем фокусировался на заданном расстоянии. Рост поперечного размера пучка приводит к одновременному увеличению размеров случайных возмущений и к увеличению расстояния, на котором образуются случайные филаменты. В свою очередь геометрическая фокусировка пучка «собирает» филаменты на заданном расстоянии. Все это позволяет зарегистрировать сигнал нелинейной флуоресценции молекул азота с расстояний вплоть до 92 м. При использовании импульсов с отрицательной фазовой модуляцией сигнал флуоресценции усиливается.

Локальные измерения показали, что интенсивность сигнала флуоресценции определяется количеством свободных электронов на заданном расстоянии вдоль филамента [7]. Следовательно, оптимизация сигнала при удаленном зондировании на основе регистрации сигнала рассеянной в обратном направлении флуоресценции связана с оптимизацией количества свободных электронов.

Целью настоящей работы является одновременное управление длительностью chirпированного импульса и поперечными размерами пучка для оптимальной локализации плазмы при множественной филаментации в воздухе.

2. Численное моделирование филаментации импульса с начальной фазовой модуляцией и случайными возмущениями на профиле пучка

В рамках метода медленно меняющихся амплитуд распространение импульса в воздухе описывается уравнением для огибающей электрического поля $E(x, y, z, t)$

$$2ik \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t} \right) E = \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} - kk''_{\omega} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + 2k^2 \Delta n E - ik(\alpha^{N_2} + \alpha^{O_2})E, \quad (1)$$

где v_g – групповая скорость; k – волновое число, соответствующее длине волны $\lambda = 800$ нм; k''_{ω} – коэффициент дисперсии второго порядка;

$$\alpha^{O_2} = \frac{m^{O_2} \hbar \omega}{I} \frac{\partial N_e^{O_2}}{\partial t}, \quad \alpha^{N_2} = \frac{m^{N_2} \hbar \omega}{I} \frac{\partial N_e^{N_2}}{\partial t} \quad (2)$$

– параметры, характеризующие многофотонное поглощение; $m^{O_2} = 8$ и $m^{N_2} = 10$ – число фотонов, необходимых для ионизации входящих в состав воздуха молекул кислорода и азота; $I = c|E|^2/(8\pi)$ – интенсивность излучения. Нелинейная добавка к показателю преломления

$$\Delta n = \frac{1}{2} n_2 |E|^2 - \frac{2\pi e^2 N_e}{m_e \omega^2}, \quad (3)$$

где концентрация электронов в плазме N_e есть сумма концентраций электронов, образовавшихся за счет ионизации кислорода ($N_e^{O_2}$) и азота ($N_e^{N_2}$),

$$N_e = N_e^{O_2} + N_e^{N_2}; \quad (4)$$

$n_2 = 1.6 \times 10^{-19}$ см²/Вт – коэффициент керровской нелинейности среды, учитывающий как безынерционный, так и запаздывающий отклик и соответствующий критичес-

кой мощности 6 ГВт (в данной работе рост коэффициента n_2 в течение импульса не учитывался, поскольку рассматривались длительности, превышающие 200 фс по высоте); m_e и e – масса и заряд электрона соответственно; ω – несущая частота излучения. Влиянием столкновений, которые приводят к дополнительной потере импульсом энергии, можно пренебречь для импульсов длительностью до ~ 500 фс.

Концентрации электронов $N_e^{O_2}(x, y, z, \tau)$ и $N_e^{N_2}(x, y, z, \tau)$ рассчитываются в соответствии со скоростными уравнениями для многофотонной ионизации кислорода и азота:

$$\frac{\partial N_e^{O_2}}{\partial t} = P^{O_2}(I)(N_a^{O_2} - N_e^{O_2}), \quad (5)$$

$$\frac{\partial N_e^{N_2}}{\partial t} = P^{N_2}(I)(N_a^{N_2} - N_e^{N_2}),$$

где вероятности ионизации P^{O_2} и P^{N_2} определяются в соответствии с моделью Переломова – Попова – Терентьева [19] и экспериментальными результатами [20]; $N_a^{O_2}$ и $N_a^{N_2}$ – концентрации нейтральных молекул кислорода и азота в воздухе.

Начальные условия на выходе из лазерной системы

$$E(x, y, z = 0, \tau) = E_0 \exp \left(-\frac{x^2 + y^2}{2a_0^2} - \frac{\tau^2}{2\tau_p^2} + i \frac{\delta \tau^2}{2} \right) \times [1 + \xi(x, y)], \quad (6)$$

где τ – бегущее время; $\delta = -\tau_p^2(\tau_p^2/\tau_0^2 - 1)^{1/2}$; $\tau_0 = 27$ фс – длительность спектрально-ограниченного импульса; $\xi(x, y)$ – двумерная случайная величина с дисперсией $\sigma^2 = 0.01$ и радиусом корреляции $r_c = a_0/3$, которая вычисляется в соответствии с представленным в [21] алгоритмом. Рассматривались два значения радиуса пучка: малый ($a_0 = 1$ мм) и увеличенный ($a_0 = 1.5$ мм), длительность фазомодулированного импульса τ_p составляла 200 фс и 100 фс соответственно. Для обоих случаев выбиралась одинаковая реализация случайных возмущений $\xi(x, y)$. Комплексная амплитуда электрического поля E_0 в формуле (6) определялась для полной энергии входного импульса $W_0 = 24$ мДж.

Для воздуха коэффициент дисперсии второго порядка $k''_{\omega} = 16$ фс²/м на длине волны $\lambda = 800$ нм; при $\tau_p = 100$ фс длина дисперсионного расплывания $l_{disp} = \tau^2/k''_{\omega} = 625$ м, а длина компрессии [22] $l_{comp} = |\delta| \tau_0^2 l_{disp} = 162$ м. В то же время для пучка радиусом $a_0 = 1.5$ мм дифракционная длина $l_{dif} = ka_0^2 = 17.7$ м. В соответствии с формулой Марбургера самосжатие такого импульса произойдет на расстоянии не более 3 м от выхода из лазерной системы. При этих условиях дисперсионные эффекты (в первую очередь компрессия импульса с отрицательной начальной фазовой модуляцией) сказываться не будут. Для получения соизмеримых значений длины компрессии и расстояния самофокусировки радиус пучка должен достигать 1 см. При таком радиусе расчет плотности плазмы в соответствии с адекватной эксперименту моделью (5) невозможен вследствие разрывов фазы из-за крутизны профиля интенсивности импульса. Поэтому для численного моделирования управления длительностью импульса с начальной фазовой модуляцией и поперечными размерами пучка пришлось увеличить коэффициент дисперсии

второго порядка k''_{ω} до 2000 фс²/м, в результате чего дисперсионная длина l_{disp} уменьшилась до 5 и 20 м для $\tau_p = 100$ и 200 фс соответственно. Длина компрессии в этих случаях составила 1.3 и 2.7 м для $\tau_p = 100$ и 200 фс соответственно и стала соизмеримой с расстоянием пространственного самосжатия. Таким образом, появилась возможность моделирования пространственно-временного управления излучением на протяженных трассах в воздухе.

3. Преимущества использования импульсов с отрицательной начальной фазовой модуляцией для создания плазменного канала

При создании лазерных систем удаленного зондирования и локализации излучения на заданном расстоянии необходимо оптимизировать параметры выходного излучения. Опираясь на результаты численного моделирования, покажем, что использование импульсов с отрицательной фазовой модуляцией часто бывает предпочтительнее использования спектрально-ограниченных импульсов такой же длительности. Рассмотрим результаты двух численных экспериментов, полученные в соответствии с моделью (1)–(5) и начальными условиями (6). В первом вычислительном эксперименте длительность спектрально-ограниченного импульса ($\delta = 0$) $2\tau_p$ была равна 400 фс (спектральная ширина $\Delta\lambda \approx 4$ нм). Во втором вычислительном эксперименте длительность chirпированного импульса $2\tau_p$ также составляла 400 фс при спектральной ширине $\Delta\lambda \approx 27$ нм, соответствующей длительности спектрально-ограниченного импульса $2\tau_0 = 54$ фс, или 45 фс по половине высоты. Прочие начальные параметры, такие как энергия $W_0 = 24$ мДж, радиус пучка $a_0 = 1$ мм и длина волны $\lambda_0 = 800$ нм, выбирались одинаковыми для обоих случаев.

Поперечное распределение интенсивности излучения на выходе из лазерной системы в центральном слое импульса показано на рис.1. Заметим, что пиковая мощность импульса, пропорциональная отношению W_0/τ_p , одинакова и для спектрально-ограниченного и для chirпированного импульса. Выбранные параметры излучения соответствуют параметрам экспериментов по множественной филаментации фемтосекундных лазерных им-

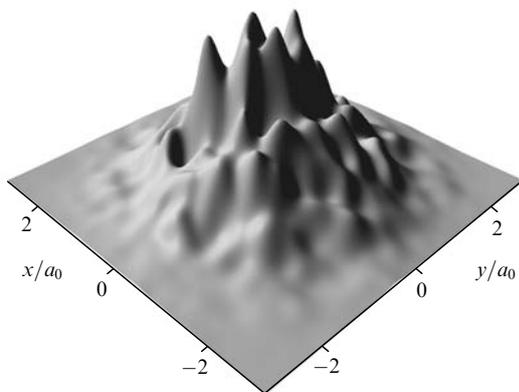


Рис.1. Распределение интенсивности $I(x, y, \tau = 0, z = 0)$ лазерного импульса на выходе из лазерной системы, соответствующее формуле (6). Максимальная интенсивность при $a_0 = 1.0$ и 1.5 мм одинакова и составляет 5×10^{12} Вт/см².

пульсов в воздухе внутри зданий [18]. Благодаря уменьшению дисперсионной длины и длины временного самосжатия становится возможным моделирование позиционирования плазмы на атмосферных трассах.

Сравнительный анализ филаментации в случае спектрально-ограниченного и chirпированного импульсов одинаковой длительности проводится на основе исследования распределения плазмы в канале пучка. Свободные электроны возникают при достижении пиковой интенсивности, достаточной для многофотонной ионизации среды ($\sim 5 \times 10^{13}$ Вт/см²). На рис.2 изображены плазменные каналы филаментов, определенные по уровню плотности 5×10^{15} см⁻³. Рис.2,а соответствует частотно-ограниченному импульсу, а рис.2,б – импульсам с начальной фазовой модуляцией. Напомним, что плотность нейтральных частиц воздуха составляет 2.7×10^{19} см⁻³.

В случае как спектрально-ограниченного импульса, так и импульса с начальной фазовой модуляцией филаменты образуются примерно на одном расстоянии, ко-

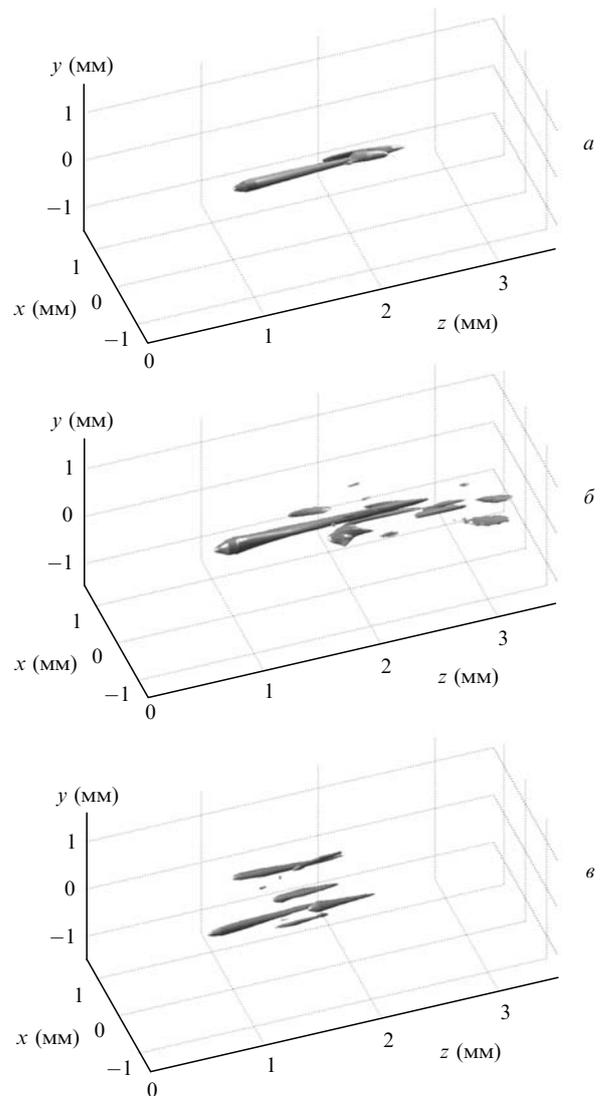


Рис.2. Плазменные каналы многих филаментов для следующих случаев: а – спектрально-ограниченный импульс ($a_0 = 1$ мм, $\tau_p = \tau_0 = 200$ фс), б – импульс с большой начальной фазовой модуляцией и меньшим радиусом ($a_0 = 1$ мм, $\tau_p = 200$ фс, $\tau_0 = 27$ фс) и в – импульс с меньшей начальной фазовой модуляцией и большим радиусом ($a_0 = 1.5$ мм, $\tau_p = 100$ фс, $\tau_0 = 27$ фс). Наиболее протяженный и широкий канал соответствует случаю б.

торое определяется самофокусировкой мелкомасштабных возмущений на профиле входного пучка (см. рис.1). Протяженность и число плазменных каналов меньше в случае спектрально-ограниченного импульса (рис.2,а,б). Для более детального анализа рассмотрим зависимость линейной плотности плазмы D_e (рис.3) от длины распространения z . Величина $D_e(z)$ определяет полное число свободных электронов, образовавшихся на расстоянии z :

$$D_e(z) = \int N_e(x, y, \tau = \tau_{\text{end}}, z) dx dy, \quad (7)$$

где τ_{end} – момент времени в бегущей вместе с импульсом системе координат. К этому моменту интенсивность импульса уже заметно падает и новые свободные электроны не генерируются, однако электрон-ионная рекомбинация еще не начинается. В рамках модели (1)–(5), не учитывающей рекомбинацию плазмы, значение τ_{end} соответствует границе временной области расчета трансформации излучения. В поперечной области интегрирование в (7) проводится по всей пространственной области x, y , равной $8a_0 \times 8a_0$. Сплошной кривой на рис.3,а изображены зависимости $D_e(z)$ для импульса с начальной фазовой модуляцией, штриховой – для спектрально-ограниченного импульса.

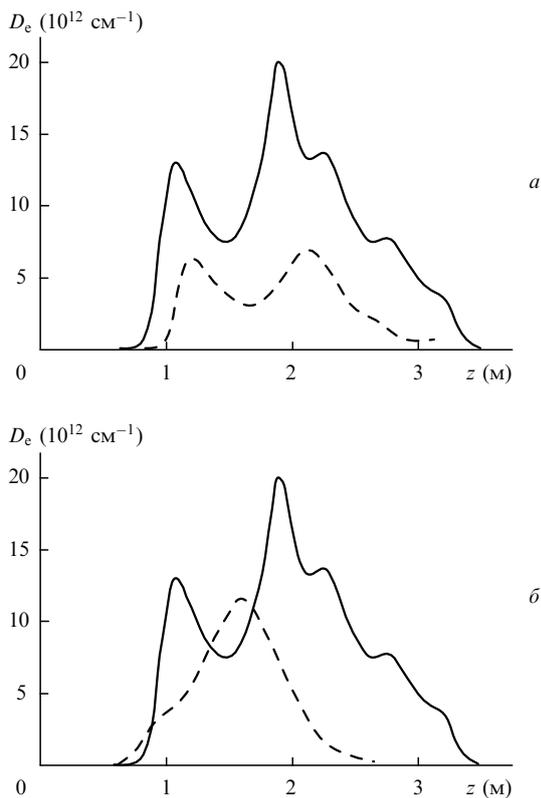


Рис.3. Линейная плотность плазмы многих филаментов для следующих случаев: а – спектрально-ограниченный импульс и импульс с начальной фазовой модуляцией; (сплошная кривая соответствует фазомодулированному импульсу ($a_0 = 1$ мм, $\tau_p = 200$ фс, $\tau_0 = 27$ фс, см. рис.2,б), штриховая – спектрально-ограниченному ($a_0 = 1$ мм, $\tau_p = 200$ фс, см. рис.2,а)) и б – импульсы с начальной фазовой модуляцией (сплошная кривая соответствует фазомодулированному импульсу меньшего радиуса ($a_0 = 1$ мм, $\tau_p = 200$ фс, $\tau_0 = 27$ фс, см. рис.2,б), штриховая – фазомодулированному импульсу большего радиуса ($a_0 = 1.5$ мм, $\tau_p = 100$ фс, $\tau_0 = 27$ фс, см. рис.2,в)). Пиковые значения линейной плотности плазмы импульса меньшего радиуса примерно в два раза больше, чем импульса большего радиуса.

Образование первого филамента в этих случаях происходит практически одновременно (примерно на расстоянии $z = 0.7$ м для фазомодулированного и на расстоянии 0.9 м для спектрально-ограниченного импульса). Более позднее начало филамента спектрально-ограниченного импульса связано с его дисперсионным расплыванием, тогда как chirпированный импульс начинает сжиматься во времени сразу при выходе из лазерной системы. Линейная плотность плазмы, образовавшейся при филаментации, во всех точках длины z больше для фазомодулированного импульса, а пиковые значения $D_e(z)$ различаются примерно в три раза.

Рассмотрим долю энергии входного импульса, преобразованную в самонаведенную лазерную плазму,

$$W_e = m^{O_2} \hbar \omega \int D_e^{O_2}(z) dz + m^{N_2} \hbar \omega \int D_e^{N_2}(z) dz, \quad (8)$$

где $D_e^{O_2}(z)$ и $D_e^{N_2}(z)$ определяются в соответствии с (7) отдельно для электронов, образованных за счет ионизации молекул O_2 и N_2 . В случае импульса с начальной фазовой модуляцией энергия в плазменных каналах достигает 2.85 мДж, а в случае спектрально-ограниченного импульса – 0.94 мДж, т. е. 11.9 % и 3.9 % от полной энергии импульса соответственно. Таким образом, эффективность преобразования энергии излучения в энергию плазмы для chirпированного импульса примерно в три раза превышает эффективность преобразования для спектрально-ограниченного импульса. Следовательно, непрерывное временное сжатие импульса с отрицательной фазовой модуляцией в среде с нормальной дисперсией приводит к увеличению интенсивности и интегральной по сечению плотности плазмы. Использование импульсов с отрицательным начальным chirпом может быть рекомендовано для лазерных систем, создаваемых с целью локализации плазмы на заданном расстоянии.

4. Совместное влияние отрицательной начальной фазовой модуляции и диаметра пучка на плазменные каналы в воздухе

Уменьшение размеров пучка на выходе фемтосекундной лазерной системы приводит к многократному (более чем на два порядка) увеличению рассеянного в обратном направлении сигнала флуоресценции молекулярного азота N_2 в ближней УФ области спектра [18]. В то же время при распространении пучка меньшего радиуса первый филамент образуется существенно ближе к выходу лазерной системы по сравнению со случаем пучка большего радиуса при той же длительности и энергии импульса.

Для решения этой проблемы предлагается коррекция места зарождения филамента и плазменного канала с помощью отрицательной начальной фазовой модуляции импульса. При увеличении длительности chirпированного импульса его пиковая мощность будет уменьшаться, а формирование филамента – задерживаться. Позиционирование положения плазмы путем совместного управления диаметром пучка и длительностью импульса проводилось с помощью двух вычислительных экспериментов. В первом из них выбирались относительно большой радиус пучка ($a_0 = 1.5$ мм) и небольшая фазовая модуляция ($2\tau_p = 200$ фс) при длительности спектрально-ограниченного импульса $2\tau_0 = 54$ фс. В отсутствие случайных возмущений на профиле пучка филамент для такого импульса

са, по оценке с помощью формулы Марбургера, должен был образоваться на расстоянии $z = 1.79$ м от выхода из лазерной системы. Во втором вычислительном эксперименте радиус пучка уменьшался до 1 мм, а длительность chirпированного импульса увеличивалась до 400 фс. При этом в отсутствие случайных возмущений филамент образовывался бы на расстоянии $z = 1.25$ м.

Плазменные каналы, полученные в результате численного моделирования в обоих случаях, показаны на рис.2,б,в. Начало каналов находится примерно на одинаковом расстоянии от выхода из лазерной системы ($z \approx 0.7$ м), что отличается от расстояний, оцененных с помощью формулы Марбургера. Кроме того, в случае малого радиуса и большего chirпа расстояние между каналами уменьшается, а их протяженность увеличивается.

За исключением небольшого участка на всей длине распространения, линейная плотность плазмы при $a_0 = 1.0$ мм превышает таковую при $a_0 = 1.5$ мм. Максимальная линейная плотность самонаведенной лазерной плазмы составляет 2.0×10^{13} см⁻¹ в случае $a_0 = 1.0$ мм и 1.2×10^{13} см⁻¹ в случае $a_0 = 1.5$ мм. Полная энергия, преобразованная в энергию плазмы (8) при $a_0 = 1.5$ мм, равна 1.18 мДж. Согласно оценке в п.3, при $a_0 = 1.0$ мм она равна 2.85 мДж, т.е. составляет 4.9 % и 11.9 % от начальной энергии соответственно. Таким образом, мы имеем почти двукратный выигрыш по максимальной линейной плотности и более чем двукратный по энергии, преобразованной в плазму.

При анализе качества позиционирования плазменного очага и интенсивности сигнала обратной флуоресценции важными характеристиками являются диаметр и взаимное расположение плазменных каналов. Как видно из рис.2,б,в, диаметр каналов при $a_0 = 1.5$ мм меньше, а расстояние между ними больше, чем при $a_0 = 1.0$ мм. Детальная картина каналов представлена на рис.4, где поперечное распределение концентрации электронов приходится на расстояние $z = 1.75$ м как в случае $a_0 = 1.0$ мм (см. рис.4,б и рис.2,б), так и в случае $a_0 = 1.5$ мм (рис.4,в и рис.2,в). Сплошная белая линия отвечает контуру равной плотности свободных электронов $N_e = 4 \times 10^{15}$ см⁻³. Плазменное образование будем считать филаментом, если плотность электронов N_e в поперечной области x, y превышает 4×10^{15} см⁻³. Так, на рис.4,б видны четыре, а на рис.4,в – восемь филаментов, диаметр которых в среднем

меньше диаметра филаментов, показанных на рис.4,б. Можно говорить, что при меньшем радиусе ($a_0 = 1.0$ мм) и большей фазовой модуляции ($2\tau_p = 400$ фс) происходит образование пучка близкорасположенных филаментов, а при $a_0 = 1.5$ мм филаменты образуются практически независимо и далеко друг от друга.

Определим эффективный диаметр j -го филамента как

$$d_j = 2 \times \left\{ \frac{\int N_e(x, y, \tau = \tau_{\text{end}}, z) [(x - x_j)^2 + (y - y_j)^2] dx dy}{\int N_e(x, y, \tau = \tau_{\text{end}}, z) dx dy} \right\}^{1/2}, \quad (9)$$

где x_j, y_j – координаты центра тяжести филаментов, определяемые по формулам

$$x_j = \frac{\int x N_e(x, y, \tau = \tau_{\text{end}}, z) dx dy}{\int N_e(x, y, \tau = \tau_{\text{end}}, z) dx dy},$$

$$y_j = \frac{\int y N_e(x, y, \tau = \tau_{\text{end}}, z) dx dy}{\int N_e(x, y, \tau = \tau_{\text{end}}, z) dx dy}. \quad (10)$$

Интегрирование в (9) и (10) ведется по области x, y , в которой плотность свободных электронов N_e превышает 4×10^{15} см⁻³. Тогда средний диаметр филамента можно задать следующим образом:

$$d = \frac{1}{M} \sum_{j=1}^M d_j, \quad (11)$$

где M – число филаментов. При этом оказывается, что на расстоянии $z = 1.75$ м средний диаметр филамента $d = 66$ мкм для входного пучка большего радиуса ($a_0 = 1.5$ мм) и $d = 99$ мкм для пучка радиусом 1.0 мм. Кроме того, как видно из рис.2,б,в и рис.3,б, в обоих случаях плазма образуется примерно на одинаковом расстоянии z , а ее протяженность в случае меньшего входного пучка более чем в два раза больше.

5. Заключение

В работе обсуждается возможность увеличения плотности свободных электронов в каналах мощных фемто-секундных лазерных импульсов в воздухе. В качестве исходного излучения рассматриваются спектрально-ограниченные и chirпированные импульсы со случайными на-

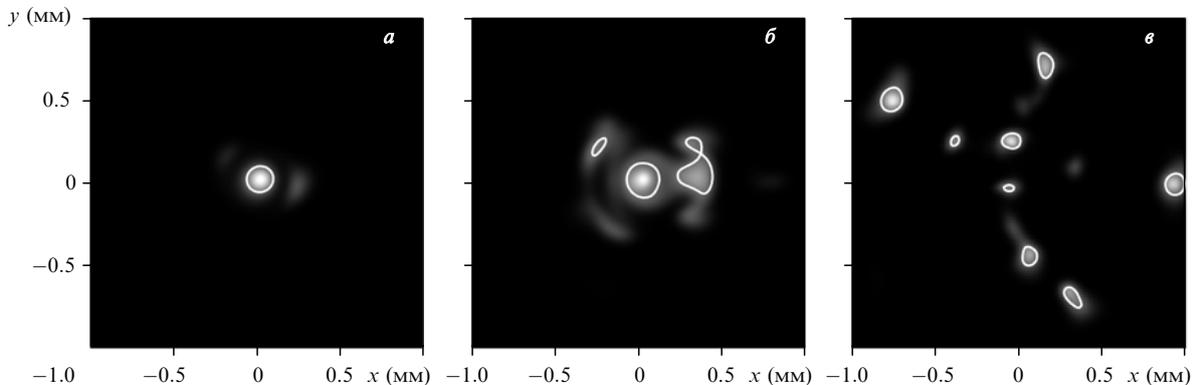


Рис.4. Поперечные распределения концентрации электронов в плазменных каналах для следующих случаев: *a* – спектрально-ограниченный импульс ($a_0 = 1$ мм, $\tau_p = \tau_0 = 200$ фс), *б* – импульс малого радиуса с начальной фазовой модуляцией ($a_0 = 1$ мм, $\tau_p = 200$ фс, $\tau_0 = 27$ фс; показана группа близкорасположенных филаментов со средним диаметром 99 мкм), *в* – импульс большого радиуса с начальной фазовой модуляцией ($a_0 = 1.5$ мм, $\tau_p = 100$ фс, $\tau_0 = 27$ фс; филаменты со средним диаметром 66 мкм расположены далеко друг от друга). Контур, отмеченный белой линией, определяет уровень плотности электронов в поперечной области, составляющий 4×10^{15} см⁻³.

чальными возмущениями интенсивности и фазы на выходе из лазерной системы. Задача решается методами численного моделирования на основе трехмерной в пространстве нестационарной модели, описывающей дифракцию, материальную дисперсию, керровскую самофокусировку и генерацию свободных электронов в воздухе.

Показано, что применение фемтосекундных лазерных импульсов с отрицательной начальной фазовой модуляцией является эффективным средством увеличения плотности и энергии самонаведенной лазерной плазмы филаментов по сравнению со случаем частотно-ограниченных импульсов той же длительности. Так, при увеличении длительности спектрально-ограниченного импульса от 54 до 400 фс путем введения отрицательной начальной фазовой модуляции получено более чем двукратное увеличение пиковой линейной плотности плазмы и энергии, преобразованной в энергию плазменных каналов.

Одновременное управление длительностью chirпированного импульса и поперечными размерами пучка позволяет задерживать раннее образование плазменных каналов в случае использования пучка с начальным меньшим диаметром. При этом вместо разрозненных одиночных филаментов образуется пучок плазменных каналов с уменьшенными расстояниями между центрами. Протяженность плазменного образования и количество свободных электронов в канале увеличиваются в два раза при одновременном уменьшении поперечного размера и увеличении длительности импульса с отрицательной фазовой модуляцией.

Планируется дальнейшая оптимизация расположения и плотности плазменных каналов на основе расширения первоначального пучка до нескольких сантиметров с последующей геометрической фокусировкой с помощью телескопа [17].

Авторы благодарят за финансовую поддержку РФФИ (гранты № 06-02-17508-а и 06-02-08004-офи), Европейский офис по научным исследованиям армии США (European Research Office of US Army, контракт № W911NF-05-1-0553) и НАТО за финансовую поддержку командировок (грант NATO Linkage No. PST.CLG. 980383). Н.А.Панов благодарит за финансовую поддерж-

ку фонд некоммерческих программ «Династия».

- Braun A., Korn G., Liu X., Du D. *Opt. Lett.*, **20**, 73 (1995).
- Nibbering E.T.J., Curley P.F., Grillon G., Prade B.S., Franco M.A., Salin F., Mysyrowicz A. *Opt. Lett.*, **21**, 62 (1996).
- Kasparian J., Rodrigues M., Mejean G., Yu J., Salmon E., Wille H., Bourayou R., Frey S., Andre Y.-B., Mysyrowicz A., Sauerbrey R., Wolf J.-P., Wöste L. *Science*, **301**, 61 (2003).
- Hosseini S.A., Luo Q., Ferland B., Liu W., Chin S.L., Kosareva O.G., Panov N.A., Aközбек N., Kandidov V.P. *Phys. Rev. A*, **70**, 033802 (2004).
- Luo Q., Liu W., Chin S.L. *Appl. Phys. B*, **76**, 337 (2003).
- Liu W., Kosareva O.G., Golubtsov I.S., Iwasaki A., Becker A., Kandidov V.P., Chin S.L. *Appl. Phys. B*, **76**, 215 (2003).
- Deng Y.P., Zhu J.B., Ji Z.G., Liu J.S., Shuai B., Li R.X., Xu Z.Z., Théberge F., Chin S.L. *Opt. Lett.*, **31**, 546 (2006).
- Marburger J.H. *Prog. Quantum Electron.*, **4**, 35 (1975).
- Wille H., Rodrigues M., Kasparian J., Mondelain D., Yu J., Mysyrowicz A., Sauerbrey R., Wolf J.P., Wöste L. *Eur. Phys. J. Appl. Phys.*, **20**, 183 (2002).
- Rodrigues M., Bourayou R., Mejean G., Kasparian J., Yu J., Salmon E., Scholz A., Stecklum B., Eislöffel J., Hatzes P.A., Sauerbrey R., Wöste L., Wolf J.-P. *Phys. Rev. E*, **69**, 036607 (2004).
- Голубцов И.С., Кандидов В.П., Косарева О.Г. *Квантовая электроника*, **33**, 525 (2003).
- Кандидов В.П., Голубцов И.С., Косарева О.Г. *Квантовая электроника*, **34**, 348 (2003).
- Nuter R., Skupin S., Bergé L. *Opt. Lett.*, **30**, 917 (2005).
- Peano J.R., Sprangle P., Hafizi B., Ting A., Gordon D.F., Kapetanacos C.A. *Phys. Plasmas*, **11**, 2865 (2004).
- Шленов С.А., Федоров В.Ю., Кандидов В.П. *Оптика атмосферы и океана*, **20**, 308 (2007).
- Luo Q., Hosseini S.A., Liu W., Gravel J.-F., Kosareva O.G., Panov N.A., Aközбек N., Kandidov V.P., Roy G., Chin S.L. *Appl. Phys. B*, **80**, 35 (2004).
- Kosareva O.G., Panov N.A., Aközбек N., Kandidov V.P., Luo Q., Hosseini S.A., Liu W., Gravel J.-F., Roy G., Chin S.L. *Appl. Phys. B*, **82**, 111 (2005).
- Liu W., Théberge F., Daigle J.-F., Simard P.T., Sarifi S.M., Kamali Y., Xu X.L., Chin S.L. *Appl. Phys. B*, **85**, 55 (2006).
- Переломов А.М., Попов В.С., Терентьев М.В. *ЖЭТФ*, **50**, 1393 (1966).
- Talebroug A., Yang J., Chin S.L. *Opt. Commun.*, **163**, 29 (1999).
- Миркин Л.И., Рабинович М.А., Ярославский Л.П. *Журн. выч. мат. и мат. физ.*, **12**, 1353 (1972).
- Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов* (М.: Наука, 1988).