

**ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВЕЩЕСТВО. ЛАЗЕРНАЯ ПЛАЗМА**

PACS 42.65.Jx; 42.65.Re; 52.38.Hb

**Плазменные каналы при филаментации в воздухе фемтосекундного лазерного излучения с астигматизмом волнового фронта****А.А.Дергачев, А.А.Ионин, В.П.Кандидов, Д.В.Мокроусова, Л.В.Селезнев, Д.В.Синицын, Е.С.Сунчугашева, С.А.Шленов, А.П.Шустикова**

*Экспериментально и численно показана возможность управления параметрами плазменных каналов, образующихся при филаментации фемтосекундного лазерного излучения, с помощью введения астигматизма волнового фронта лазерного пучка. Установлено, что слабый астигматизм приводит к увеличению длины плазменного канала по сравнению со случаем безабберационной фокусировки, а сильный астигматизм может вызвать распад плазменного канала на два, расположенные на оси филамента последовательно друг за другом.*

**Ключевые слова:** филаментация, фемтосекундный лазерный импульс, лазерная плазма, лазерный филамент.

**1. Введение**

Распространение мощного фемтосекундного лазерного излучения в средах с кубической нелинейностью приводит к развитию самофокусировки пучка и нарастанию интенсивности излучения. Самофокусировка, а за ней и филаментация развиваются в том случае, когда пиковая мощность лазерного импульса превышает критическую мощность самофокусировки в среде  $P_{cr}$ . В воздухе последняя составляет, по разным оценкам, от 2 до 6 ГВт на длине волны  $\lambda = 800$  нм и  $\sim 70$  МВт на  $\lambda = 248$  нм. Коллапс пучка ограничивается плазмой свободных электронов, образующейся в мощном лазерном поле. Динамический баланс фокусирующей кубической (керровской) нелинейности и дефокусирующей плазменной нелинейности обуславливает формирование стабильной протяженной структуры излучения – филамента, который сопровождается образованием плазменного канала [1, 2].

Плазменные каналы, формируемые при филаментации лазерного излучения, могут быть использованы для создания волноведущих систем [3–5] и управления электрическими разрядами [6, 7]. Для практического применения таких плазменных каналов необходимо иметь возможность управлять их положением, протяженностью и концентрацией электронов в них. Увеличение протяженности филамента и плазменного канала при фазовой модуляции импульса исследовано теоретически в [8] и экспериментально (на протяженной атмосферной трассе) в [9]. Однако помимо протяженности фазовая модуляция сильно влияет на продольное положение и структуру канала,

который при сильной модуляции распадается на последовательность плазменных очагов. В [10] положение начала плазменного канала контролировалось с помощью различных диафрагм. Применение круглой диафрагмы привело к почти двукратному увеличению протяженности области множественной филаментации [11]. Фокусировка пучка аксиконом позволяет подавить множественную филаментацию фемтосекундного излучения и получить протяженный плазменный канал, чего не удается достичь при линзовой фокусировке [12]. Одним из недостатков описанных выше методов является значительная потеря энергии импульса на ограничивающей диафрагме или при формировании дифракционных колец после прохождения его через аксикон. Интересный подход был применен в работе [13], где увеличение протяженности канала без потери энергии импульса осуществлялось искажением волнового фронта пучка (введением в пучок дополнительной сферической аберрации) с помощью относительно дорогостоящего деформируемого зеркала.

В настоящей работе предложен простой метод управления параметрами плазменных каналов фемтосекундных филаментов без энергетических потерь, а именно введение астигматизма в лазерный пучок. Следует отметить, что в более ранней работе [14] проводилось исследование влияния астигматизма на упорядочивание множественной филаментации. Нами исследуется влияние астигматизма на филаментацию в режиме одиночного филамента.

**2. Эксперимент**

Эксперименты проводились с использованием Ti:сапфировой лазерной системы [10, 13] в лаборатории газовых лазеров Физического института им. П.Н.Лебедева РАН. Центральная длина волны составляла 744 нм, длительность импульсов – около 100 фс (FWHM). Энергия импульса в описываемых экспериментах варьировалась от 1 до 3.5 мДж, пиковая мощность импульса превышала критическую мощность самофокусировки в воздухе  $P_{cr}$ . Радиус пучка по уровню  $1/e^2$  был равен 3 мм. Во всех проведенных экспериментах филаментация лазерного излучения осуществлялась в режиме одиночного филамента.

**А.А.Дергачев, В.П.Кандидов, С.А.Шленов.** Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет и Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы; e-mail: dergachev88@yandex.ru

**А.А.Ионин, Д.В.Мокроусова, Л.В.Селезнев, Д.В.Синицын, Е.С.Сунчугашева, А.П.Шустикова.** Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53

Поступила в редакцию 21 марта 2014 г., после доработки – 27 июня 2014 г.

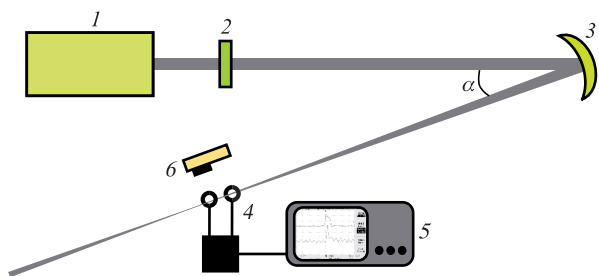


Рис.1. Схема эксперимента:  
1 – титан-сапфировая лазерная система; 2 – дифракционный аттенюатор; 3 – сферическое зеркало; 4 – электроды; 5 – осциллограф; 6 – ПЗС-матрица.

Схема эксперимента приведена на рис.1. Лазерное излучение ИК диапазона фокусировалось сферическим зеркалом с фокусным расстоянием  $f_0$ . При падении излучения, близком к нормальному, фокусировку можно считать безабберационной с параболическим волновым фронтом

$$\varphi(x,y) = \frac{k(x^2 + y^2)}{2f_0}, \tag{1}$$

где  $k = 2\pi/\lambda$ . Если зеркало повернуто так, что падающий и отраженный пучки составляют угол  $\alpha$ , то возникают aberrации волнового фронта  $\varphi(x,y)$  в виде астигматизма:

$$\varphi(x,y) = \frac{kx^2}{2f_x} + \frac{ky^2}{2f_y}. \tag{2}$$

В качестве безразмерного параметра, характеризующего астигматизм, примем величину  $\Delta f/f_0$ , равную отношению расстояния между меридиональным ( $f_x$ ) и сагиттальным ( $f_y$ ) фокусами (продольной меры)  $\Delta f = |f_x - f_y|$  к среднему фокусному расстоянию  $f_0 = (f_x + f_y)/2$ . Если астигматизм не слишком велик, то можно ожидать, что вся область между двумя фокусами пучка будет образовывать перетяжку с достаточно высокой пиковой интенсивностью излучения, а это должно привести к формированию более длинного, чем при безабберационной фокусировке, плазменного канала. При более сильном астигматизме можно ожидать разрыва канала на две области, расположенные вблизи геометрических фокусов пучка. В экспериментах угол  $\alpha$  увеличивался до  $45^\circ$ . На рис.2 приведены зависимости положений фокусов пучка  $f_x$  и  $f_y$  и параметра астигматизма  $\Delta f/f_0$  от угла между пучками  $\alpha$ , рассчитанные в приближении геометрической оптики.

Для регистрации плазменного канала в экспериментах с различными фокусирующими зеркалами ( $f_0 = 25, 52$  и  $110$  см) использовалась продольная электростатическая схема (рис.1). Лазерный импульс в этом случае распространялся сквозь малые отверстия в двух параллельных электродах в виде плоских дисков диаметром 25 мм. Межэлектродное расстояние составляло 5 мм, а напряжение между электродами – 300 В. Изменение проводимости пространства между электродами приводило к появлению тока, который регистрировался осциллографом. Перемещение измерительной системы вдоль оптической оси позволяло измерять концентрацию плазмы (в относительных единицах) вдоль плазменного канала.

На рис.3 показаны изображения плазменных каналов, полученные в эксперименте для лазерного импульса с энергией 3.5 мДж, мощность которого почти в десять раз

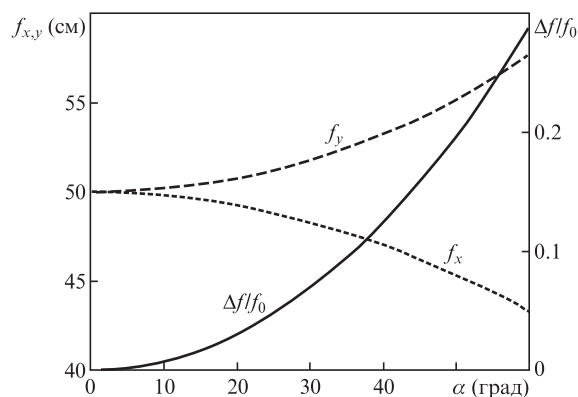


Рис.2. Зависимости положений меридионального и сагиттального фокусов  $f_x$  и  $f_y$  астигматического пучка и безразмерного параметра астигматизма  $\Delta f/f_0$  от угла  $\alpha$  между падающим и отраженным пучками при фокусном расстоянии зеркала  $f_0 = 50$  см.

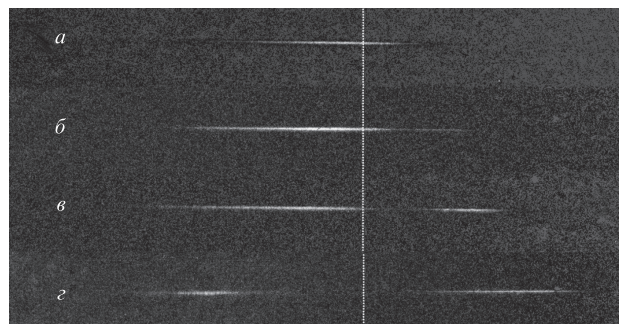


Рис.3. Изображения плазменных каналов, полученные с помощью ПЗС-матрицы, при параметре астигматизма  $\Delta f/f_0 = 0$  (а), 0.03 (б), 0.05 (в) и 0.16 (г). Энергия лазерного импульса 3.5 мДж. Продольный размер представленной области 9 см. Излучение падает слева направо. Вертикальная линия соответствует фокальной плоскости зеркала ( $f_0 = 25$  см).

превышала  $P_{cr}$ . В этих экспериментах ПЗС-матрица располагалась вблизи области филаментации, сбоку от плазменного канала (рис.1). При нормальном падении излучения (рис.3,а) плазменный канал возник до геометрического фокуса и заканчивался за ним. Увеличение угла падения (увеличение параметра астигматизма  $\Delta f/f_0$ ) приводило к образованию двух плазменных отрезков. Уже при относительно небольших ( $\alpha \approx 20^\circ$ ) углах ( $\Delta f/f_0 \approx 0.03$ , рис.3,б) наблюдалось появление второго максимума в продольном распределении концентрации плазмы. При этом с увеличением астигматизма первый канал, находящийся вблизи меридионального фокуса, смещался навстречу лазерному пучку, а второй заканчивался дальше за фокусом (рис.3,б–г). Длина первого плазменного канала уменьшалась с увеличением астигматизма. Таким образом, варьируя параметр астигматизма, можно управлять длиной и положением плазменного канала.

На рис.4 показаны распределения концентрации плазмы вдоль плазменных каналов, полученных при различной фокусировке лазерного пучка. Угол  $\alpha$  в этих экспериментах составлял  $15^\circ$  ( $\Delta f/f_0 \approx 0.017$ ) и  $45^\circ$  ( $\Delta f/f_0 \approx 0.16$ ). При острой фокусировке увеличение параметра астигматизма приводило к образованию двух ярко выраженных максимумов в плазменном канале (рис.4,а). Интересно отметить, что при существовании двух таких максимумов в распределении концентрации плазмы вдоль канала амплитуда первого максимума (по ходу импульса) была

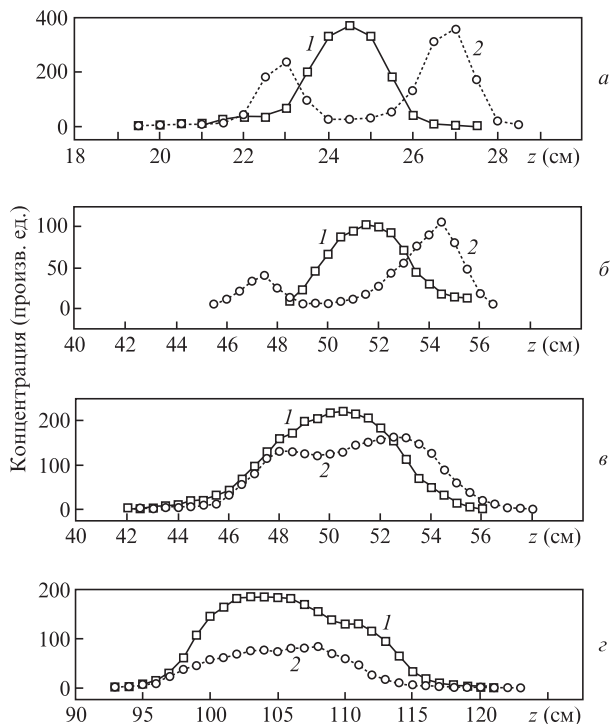


Рис.4. Распределения линейной концентрации плазмы вдоль плазменных каналов, измеренные при  $f_0 = 25$  (а), 52 (б, в) и 110 см (г). Энергия импульса 1.7 (а, в, г) и 1.1 мДж (б). Параметр астигматизма  $\Delta f/f_0 \approx 0.017$  при угле между падающим и отраженным пучками  $\alpha = 15^\circ$  (1) и  $\sim 0.16$  при  $\alpha = 45^\circ$  (2).

меньше, чем второго (рис.4, а–в). Похожее поведение наблюдалось при менее острой фокусировке ( $f_0 = 52$  см) в случае меньшей энергии лазерного импульса (1.1 мДж, рис.4, б). Для  $f_0 = 52$  см увеличение энергии почти в полтора раза (до 1.7 мДж) приводило к слиянию плазменных отрезков вблизи геометрических фокусов пучка с образованием единого плазменного канала (рис.4, в). При этом длина плазменного канала с ростом параметра астигматизма увеличивалась незначительно по сравнению со случаем безабберационной фокусировки. Для менее острой фокусировки ( $f_0 = 110$  см) изменение астигматизма практически не влияло на длину плазменного канала (рис.4, г). При этом увеличение астигматизма вызывало уменьшение концентрации плазмы (см. ниже рис.7, а). Следует отметить, что при увеличении остроты фокусировки максимальная концентрация плазмы в плазменных каналах возрастала, что выражалось в увеличении регистрируемого сигнала. Таким образом, при сильном астигматизме уменьшение энергии лазерного импульса и/или увеличение остроты фокусировки приводит к удлинению плазменного канала по сравнению со случаем безабберационного распространения импульса и к появлению двух максимумов в распределении концентрации плазмы вдоль канала.

### 3. Численное моделирование

Распространение мощного фемтосекундного лазерного импульса в нелинейной среде описывается системой уравнений для медленно меняющейся комплексной амплитуды светового поля  $A(x, y, z, \tau)$  и концентрации свободных электронов  $n_e(x, y, z, \tau)$  [15]. В бегущей системе координат эти уравнения имеют вид

$$2ik_0 \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} + 2k_0 \tilde{D}A + \frac{2k_0^2}{n_0} \times (\Delta n_K + \Delta n_{pl})A - ik_0 A \delta, \quad (3)$$

$$\Delta n_K(x, y, z, \tau) = \frac{1}{2} n_2 I(x, y, z, \tau) + \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\tau} n_2 I(x, y, z, t') H(\tau - t') dt', \quad (4)$$

$$\Delta n_{pl}(x, y, z, \tau) = -\frac{2\pi e^2}{m_e n_0 \omega_0^2} n_e(x, y, z, \tau), \quad n_e = n_e^{(1)} + n_e^{(2)}, \quad (5)$$

$$\frac{\partial n_e^{(1,2)}}{\partial \tau} = R^{(1,2)}(I)(n^{(1,2)0} - n_e^{(1,2)}), \quad (6)$$

где  $\tau = t - zn_0/c$ ;  $n_0$  – показатель преломления среды на центральной длине волны  $\lambda_0$ ;  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ ;  $\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$ ;  $e$  и  $m_e$  – заряд и масса электрона. Первые два слагаемых в правой части уравнения (3) для комплексной амплитуды поля описывают дифракцию в параболическом приближении, а оператор  $\tilde{D}$  – дисперсию излучения в среде, учет которой осуществлялся в спектральном пространстве. При этом дисперсия воздуха для рассматриваемой длины волны задалась соотношением

$$n(\lambda) = 1 + C \left( 1 + \frac{B}{\lambda^2} \right) \quad (7)$$

с параметрами  $C = 2.879 \times 10^{-4}$ ,  $B = 5.67 \times 10^{-11} \text{ см}^2$  [16]. В выражении для керровской нелинейности (4) учитывался как мгновенный, так и запаздывающий отклик, обусловленный рассеянием на вращательных переходах молекул воздушной среды [17]. Функция отклика в (4) аппроксимировалась выражением [18]

$$H(\tau) = \Omega^2 \exp\left(-\frac{\Gamma\tau}{2}\right) \frac{\sin \Lambda\tau}{\Lambda}$$

с параметрами  $\Omega = 20.6$  ТГц,  $\Gamma = 26$  ТГц,  $\Lambda = \sqrt{\Omega^2 - \Gamma^2/4}$ . Критическая мощность самофокусировки  $P_{cr} = 3.77\lambda^2 \times (8\pi n_0 n_2)^{-1}$  в расчетах составляла  $\sim 2$  ГВт для  $\lambda_0 = 744$  нм и 70 МВт для  $\lambda_0 = 248$  нм [19, 20].

Динамика концентрации электронов  $n_e^{(1,2)}$  в уравнении (6) на временах порядка длительности импульса определяется скоростями ионизации  $R^{(1,2)}$  молекул кислорода (индекс 1) и азота (индекс 2), зависящими от интенсивности светового поля  $I$ , а также начальными концентрациями этих молекул  $n^{(1)0}$  и  $n^{(2)0}$ . Для излучения на  $\lambda_0 = 744$  нм скорости ионизации  $R^{(1,2)}$  рассчитывались по модели Попова–Переломова–Терентьева [21]. Для УФ импульсов во всем диапазоне интенсивностей применимо многофотонное приближение, согласно которому

$$R^{(1,2)}(I) = \sigma^{(1,2)} K^{(1,2)}, \quad (8)$$

где  $K^{(1,2)}$  – минимальные числа фотонов на центральной частоте, суммарная энергия которых превышает энергию ионизации молекул  $W^{(1,2)}$ ;  $\sigma^{(1,2)}$  – сечения процессов фотоионизации:  $\sigma^{(1)} = 1.34 \times 10^{-27} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Вт}^{-3}$  и  $\sigma^{(2)} = 2.4 \times 10^{-43} \text{ см}^8 \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Вт}^{-4}$  [22–24].

Коэффициент  $\delta$  в (3) учитывает потери энергии вследствие фотоионизации среды.

Рассматривалось излучение с гауссовой формой импульса и гауссовым профилем пучка:

$$A(x, y, z = 0, \tau) = A_0 \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2r_0^2}\right) \times \exp\left(-\frac{\tau^2}{2\tau_0^2}\right) \exp[i\varphi(x, y)], \quad (9)$$

где  $\varphi(x, y)$  – фазовая модуляция (2).

По результатам численного моделирования, выполненного на суперкомпьютерах «Чебышев» и «Ломоносов» в НИВЦ МГУ им. М.В.Ломоносова [25], рассчитывались поверхностная плотность энергии

$$F(x, y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} I(x, y, z, \tau) d\tau,$$

линейная концентрация плазмы

$$\rho_{\text{lin}}(z) = \int_0^{\infty} n_e(x, y, z, \tau = +\infty) dx dy$$

и общее число свободных электронов

$$Q_e^{\text{total}} = \int_0^L \rho_{\text{lin}}(z) dz,$$

образовавшихся при прохождении импульсом трассы длиной  $L$ .

#### 4. Результаты расчетов и их обсуждение

При численном моделировании рассмотрено образование плазменных каналов в случае филаментации излучения с параметрами, близкими к экспериментальным, и различной продольной мерой астигматизма. Длительность импульса составляла 100 фс, его энергия – 1.1 мДж, что соответствовало пиковой мощности  $5P_{cr}$ . Радиус пучка  $r_0 = 3$  мм, среднее фокусное расстояние  $f_0 = 50$  см. Параметр астигматизма варьировался от нуля (безаберрационная фокусировка) до 0.16.

На рис.5 представлены распределения линейной концентрации  $\rho_{\text{lin}}$  вдоль филамента для ИК и УФ импульсов. Увеличение продольной меры астигматизма приводит вначале к формированию более протяженного канала, а затем к разрыву единого канала на две области в окрестности меридионального (переднего, с большей концентрацией электронов) и сагиттального (заднего) фокусов. Результаты, полученные экспериментально для фокусного расстояния  $f_0 = 50$  см и при численном моделировании, приведены на рис.6 для слабого и сильного астигматизма. Параметр  $\Delta f/f_0 = 0.017$  и  $0.16$ , что соответствует углам между падающим на зеркало и отраженным от него пучками  $15^\circ$  и  $45^\circ$ . Сравнение экспериментальных результатов и результатов численного моделирования показывает, что они находятся в качественном согласии друг с другом, в частности численное моделирование хорошо воспроизводит наблюдаемое в эксперименте разделение плазменного канала на два при усилении астигматизма.

Следует отметить, что относительное уменьшение максимальных значений линейной концентрации электронов при увеличении параметра астигматизма в расчетах оказалось существенно больше, чем зарегистрированное экс-

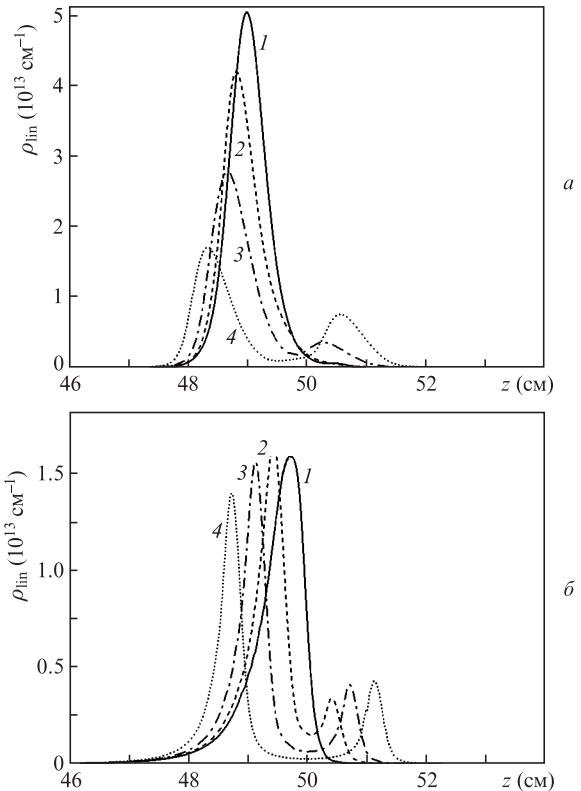


Рис.5. Линейная концентрация электронов в плазменных каналах ИК (а) и УФ (б) импульсов при параметре астигматизма  $\Delta f/f_0 = 0$  (1), 0.017 (2), 0.03 (3) и 0.048 (4).

периментально. Одной из причин этого может быть ограниченность используемой в расчетах модели, в которой не учитываются нелинейные возмущения параметров импульса в твердотельных элементах лазерной установки. Эти возмущения могут приводить к дополнительным динамическим (меняющимся в течение импульса) aberrациям волнового фронта пучка в случае как слабого, так и сильного астигматизма, сглаживая тем самым различия в пиковых значениях интенсивности излучения и концентрации генерируемой им плазмы. Другой возможной причиной может являться релаксация плазмы за время регистрации сигнала в эксперименте, которая не учитывается в численной модели.

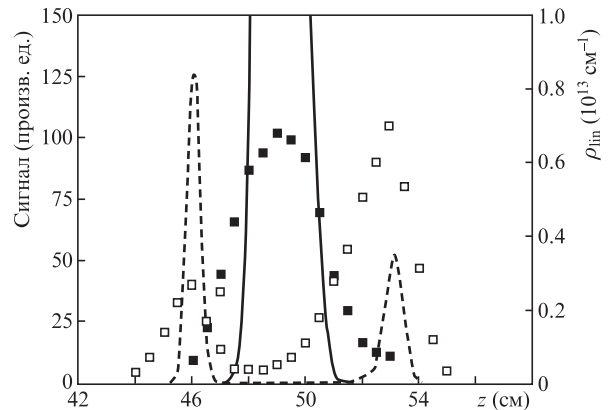


Рис.6. Изменение регистрируемого в эксперименте сигнала (точки) и полученное численно распределение линейной концентрации электронов  $\rho_{\text{lin}}$  (кривые) вдоль направления распространения ИК импульса  $z$  при  $\Delta f/f_0 = 0.017$ ,  $\alpha = 15^\circ$  (■, сплошная кривая) и  $\Delta f/f_0 = 0.16$ ,  $\alpha = 45^\circ$  (□, штриховая кривая).

На рис.7 приведены зависимости от параметра астигматизма пиковой интенсивности в филаменте  $I$  и максимальной линейной концентрации электронов  $\rho_{lin}$  в плазменных каналах ИК и УФ импульсов, а также полное число свободных электронов для обоих диапазонов длин волн  $Q_e^{total}$ . Видно, что увеличение астигматизма волнового фронта пучка приводит к монотонному уменьшению пиковой интенсивности в филаменте (почти в два раза в рассматриваемом диапазоне параметров). Это связано с тем, что при сильном астигматизме геометрическая фокусировка фактически происходит вначале только по одному из двух поперечных направлений (например, вдоль оси  $x$ ), что препятствует быстрому формированию нелинейного фокуса. Характер фокусировки приближается к фокусировке щелевого пучка, и для предотвращения коллапса достаточно использовать оптически более слабую рассеивающую линзу, формируемую самонаведенной плазмой в канале филамента. Уменьшение интенсивности в филаменте вызывает резкое снижение скорости ио-

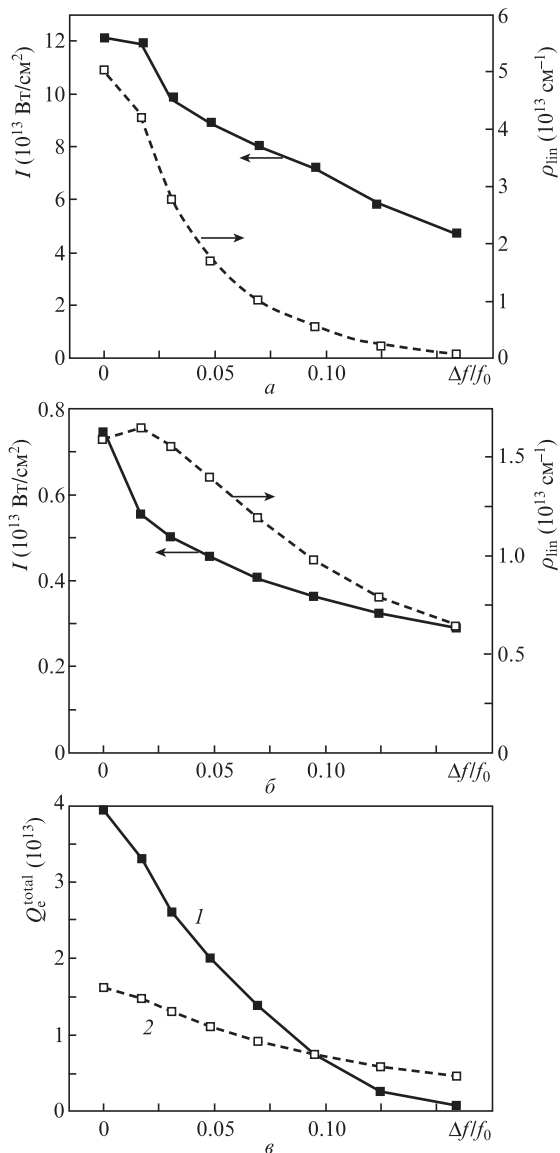


Рис.7. Пиковая интенсивность в филаменте  $I$  и линейная концентрация электронов в плазменном канале  $\rho_{lin}$  при филаментации ИК (а) и УФ (б) излучения с астигматизмом волнового фронта пучка, а также полное число электронов  $Q_e^{total}$  в плазменных каналах ИК (1) и УФ (2) импульсов (в).

низации, следовательно, значительно снижается и концентрация электронов в лазерной плазме. При этом, как показали результаты численного моделирования, диаметр плазменных каналов ИК излучения по уровню  $e^{-1}$  не меняется или незначительно уменьшается. В итоге это приводит к уменьшению полного числа электронов примерно в 50 раз (рис.7,а, а также рис.4,з). Для УФ импульсов характерен рост диаметра плазменных каналов, поэтому линейная концентрация плазмы снижается медленнее (рис.7,б) и полное число электронов в плазменном канале уменьшается только в 3.5 раза (рис.7,в).

Таким образом, введение астигматизма волнового фронта в исходный пучок приводит к увеличению протяженности канала по сравнению со случаем безабберационной фокусировки пучка, при этом плазменный канал может простирается за сагиттальный фокус пучка. При дальнейшем увеличении астигматизма образуются два канала вблизи меридионального и сагиттального фокусов.

Для выявления зависимости параметров плазменных каналов лазерных пучков с астигматизмом волнового фронта от их радиуса  $r_0$  выполнено численное моделирование для  $r_0 = 1$  и 2.5 мм при сохранении неизменной пиковой мощности пучка ( $P_0 = 5P_{cr}$ ). Положения меридионального и сагиттального фокусов пучка оставались фиксированными (80 и 100 см соответственно,  $\Delta f/f_0 = 0.22$ ). В этих условиях увеличение радиуса пучка приводит к более острой фокусировке при наличии астигматизма. В результате пиковые значения линейной концентрации плазмы вдоль трассы менялись от  $2.3 \times 10^{12} \text{ см}^{-1}$  при  $r_0 = 1$  мм до  $2.3 \times 10^{10} \text{ см}^{-1}$  при  $r_0 = 2.5$  мм.

При малом радиусе пучка ( $r_0 = 1$  мм) реализуется режим мягкой фокусировки с образованием однородного в продольном направлении плазменного канала, в начале которого происходит резкий рост линейной концентрации плазмы, а затем ее плавное снижение (рис.8). При большом радиусе пучка ( $r_0 = 2.5$  мм) обе перетяжки вблизи меридионального и сагиттального фокусов оказываются короткими и не перекрываются, в результате формируются две разнесенные в продольном направлении области плазменного канала: область с большей линейной концентрацией плазмы в окрестности переднего фокуса и более протяженная, но с меньшей концентрацией область перед задним фокусом. Таким образом, при мягкой фокусировке распад плазменного канала на два мо-

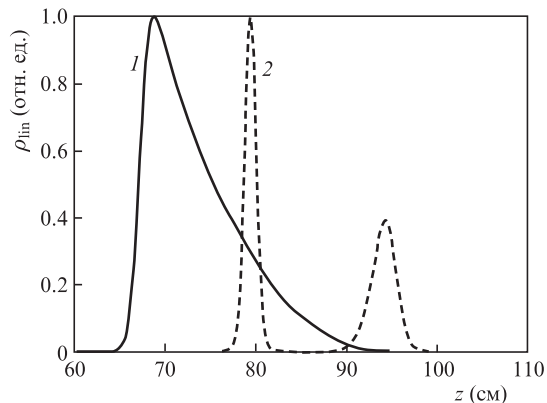


Рис.8. Нормированная на максимальное значение линейная концентрация электронов в плазменных каналах филаментов ИК импульса при радиусах пучка  $r_0 = 1$  (1) и 2.5 мм (2). Передний и задний фокусы пучка расположены на расстоянии  $z = 80$  и 100 см соответственно.

жет не наблюдаться даже при достаточно сильном астигматизме.

## 5. Выводы

Исследовано образование плазменных каналов ИК и УФ фемтосекундным лазерным излучением с астигматизмом волнового фронта пучка. Численно и экспериментально установлено, что слабый астигматизм приводит к увеличению длины плазменного канала по сравнению со случаем безаберрационной фокусировки, а сильный астигматизм может вызвать образование двух каналов, расположенных на оси филамента последовательно друг за другом. При этом показано, что более мягкая фокусировка и/или увеличение энергии пучка с астигматизмом обуславливают слияние плазменных каналов. Таким образом, введение астигматизма волнового фронта лазерного пучка излучения фемтосекундной длительности позволяет управлять положением и протяженностью плазменных каналов в филаменте без потери мощности.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 14-02-00489 и 14-22-02021-офи-м, гранта Президента РФ по государственной поддержке ведущих научных школ РФ № НШ-3796.2014.2 и при поддержке УНК ФИАНа.

- Couairon A., Mysyrowicz A. *Phys. Rep.*, **441**, 47 (2007).
- Кандидов В.П., Шленов С.А., Косарева О.Г. *Квантовая электроника*, **39**, 205 (2009).
- Schwarz J., Rambo P., Giuglioli L., Diels J.-C. *Proc. OSA/NLGW* (Clearwater, Fl, 2001, 467/WC6).
- Dormidonov A.E., Valuev V.V., Dmitriev V.L., Shlenov S.A., Kandidov V.P. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6733**, 67332S (2007).
- Валуев В.В., Дормидонов А.Е., Кандидов В.П., Шленов С.А., Корниенко В.Н., Черепенин В.А. *Радиотехника и электроника*, **55** (2), 222 (2010).
- La Fontaine B., Comtois D., Chien C.-Y., Desparois A., Gérin F., Jarry G., Johnston T., Kieffer J.-C., Martin F., Mawassi R., Pépin H., Rizk F.A.M., Vidal F., Potvin C., Couture P., Mercure H.P. *J. Appl. Phys.*, **88**, 610 (2000).
- Tzortzakis S., Prade B.S., Franco M.A., Mysyrowicz A., Huller S., Mora P. *Phys. Rev. E*, **64**, 057401 (2001).
- Голубцов И.С., Кандидов В.П., Косарева О.Г. *Квантовая электроника*, **33**, 525 (2003).
- Mechain G., d'Amico C., Andre Y.B., Tzortzakis S., Franco M., Prade B., Mysyrowicz A., Couairon A., Salmon E., Sauerbrey R. *Opt. Commun.*, **247**, 171 (2005).
- Гейнц Ю.Е., Землянов А.А., Изюмов Н.А., Ионин А.А., Кудряшов С.И., Селезнев Л.В., Сеницын Д.В., Сунчугашева Е.С. *ЖЭТФ*, **143**, 228 (2013).
- Daigle J.-F., Kosareva O.G., Panov N.A., Begin M., Lessard F., Marceau C., Kamali Y., Roy G., Kandidov V.P., Chin S.L. *Appl. Phys. B*, **94**, 249 (2009).
- Косарева О.Г., Григорьевский А.В., Кандидов В.П. *Квантовая электроника*, **35**, 1013 (2005).
- Ionin A.A., Iroshnikov N.G., Kosareva O.G., Larichev A.V., Mokrousova D.V., Panov N.A., Seleznev L.V., Sinityn D.V., Sunchugasheva E.S. *J. Opt. Soc. Am. B*, **30**, 2257 (2013).
- Mechain G., Couairon A., Franco M., Prade B., Mysyrowicz A. *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 035003 (2004).
- Дергачев А.А., Ионин А.А., Кандидов В.П., Селезнев Л.В., Сеницын Д.В., Сунчугашева Е.С., Шленов С.А. *Квантовая электроника*, **43**, 29 (2013).
- Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1970, с. 855).
- Oleinikov P.A., Platonenko V.T. *Laser Phys.*, **3**, 618 (1993).
- Mlejnek M., Wright E.M., Moloney J.V. *Opt. Lett.*, **23**, 382 (1998).
- Loriot V., Hertz E., Faucher O., Lavorel B. *Opt. Express*, **17**, 13429 (2005).
- Shaw M.J., Hooker C.J., Wilson D.C. *Opt. Commun.*, **103**, 153 (1993).
- Переломов А.М., Попов В.С., Терентьев М.В. *ЖЭТФ*, **50**, 1393 (1966).
- Schwarz J., Rambo P., Diels J.-C., Kolesik M., Wright E.M., Moloney J.V. *Opt. Commun.*, **180**, 383 (2000).
- Tzortzakis S., Lamouroux B., Chiron A., Moustazis S.D., Anglos D., Franco M., Prade B., Mysyrowicz A. *Opt. Commun.*, **197**, 131 (2001).
- Couairon A., Tzortzakis S., Bergé L., Franco M., Prade B., Mysyrowicz A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **19**, 1117 (2002).
- Дергачев А.А., Силаева Е.П., Шленов С.А. В сб.: *Суперкомпьютерные технологии в науке, образовании и промышленности* (М.: Изд-во МГУ, 2010, с. 100).