

Плазменные каналы в филаменте фемтосекундного излучения, сфокусированного аксиконом

С.В.Чекалин, А.Э.Докукина, Е.О.Сметанина, В.О.Компанец, В.П.Кандидов

Представлены результаты экспериментального и численного исследования влияния кривизны волнового фронта фемтосекундного излучения, сфокусированного аксиконом, на протяжённость и расположение плазменных каналов в филаменте в условиях нормальной и аномальной дисперсии групповой скорости в плавленом кварце. Показано, что изменение кривизны волнового фронта излучения на величину, намного превышающую продольные размеры филамента, позволяет заметно изменять геометрию расположения плазменных каналов. Экспериментально исследована роль аксиконной фокусировки в упорядочении множественной филаментации.

Ключевые слова: филаментация, фемтосекундные импульсы, аномальная дисперсия, плазменные каналы, световые пули.

1. Введение

Бесселевы световые пучки привлекают внимание исследователей как пучки с поперечным распределением интенсивности, при котором в случае бесконечной апертуры отсутствует дифракционная расходимость [1]. На основе таких пучков возможно создание оптических манипуляторов, направляющих систем в атомной оптике и других неожиданных приложений [2]. Для получения бесселевых пучков обычно используют аксикон, формирующий конический волновой фронт из плоского волнового фронта [3]. При фокусировке гауссова пучка аксиконом формируется пучок с бессель-гауссовым профилем, дифракционная расходимость которого определяется апертурой падающего на аксикон пучка. Длина области локализации излучения при фокусировке аксиконом превышает длину перетяжки при фокусировке сферической линзой. Это свойство бессель-гауссовых пучков позволяет формировать протяжённые плазменные каналы при распространении в воздухе лазерных импульсов наносекундной длительности [3]. Фокусировка аксиконом фемтосекундных импульсов субтераваттной мощности в прозрачную диэлектрическую мишень использовалась в [4] для увеличения длины нелинейно-оптического взаимодействия излучения со средой.

Аксиконная фокусировка фемтосекундного лазерного излучения существенно влияет на филаментацию излучения. Режимы формирования одиночного филамента при фокусировке гауссова пучка аксиконом с различными углами сходимости излучения теоретически исследованы

в [5]. В импульсах, мощность которых в десятки раз превышает критическую мощность самофокусировки, использование аксиконной фокусировки позволяет подавить и регулировать стохастическую множественную филаментацию, при которой образуется пучок случайно расположенных нитей с высокой плотностью мощности [6]. В результате вместо спекл-картины в конической эмиссии при множественной филаментации, образующейся в условиях линзовой фокусировки, формируется регулярная система концентрических колец. В [7] получено цилиндрически-симметричное упорядоченное множество филаментов в ячейке метанола при фокусировке аксиконом импульсного излучения длительностью 50 фс на длине волны $\lambda = 800$ нм. При острой аксиконной фокусировке гауссова пучка существенно возрастают интенсивность в филаменте и концентрация электронов в плазменном канале [8].

Наибольший интерес представляет увеличение протяжённости плазменных каналов в филаменте при фокусировке излучения аксиконом по сравнению с фокусировкой сферической линзой. Согласно численному исследованию [9], при фокусировке аксиконом гауссова пучка формируется протяжённый узкий плазменный канал с равномерно распределённой концентрацией электронов, что недостижимо при использовании сферической линзы. В экспериментах по филаментации импульсного излучения длительностью 1 пс на $\lambda = 1.055$ мкм в метаноле с кумарином [10] при фокусировке излучения аксиконом зарегистрированы плазменные каналы длиной несколько сантиметров, в отличие от миллиметровых каналов, наблюдавшихся при фокусировке линзой. В [11, 12] при филаментации в воздухе импульсного излучения длительностью 50–150 фс с $\lambda = 800$ нм длина плазменных каналов при аксиконной фокусировке была в 4–10 раз больше, чем при линзовой. Использование расходящихся гауссовых пучков при фокусировке аксиконом позволило втрое увеличить протяжённость плазменных каналов при филаментации в воздухе фемтосекундного излучения длительностью 500 фс на длине волны 248 нм [13].

В настоящей работе исследовано влияние кривизны волнового фронта гауссова пучка излучения фемтосе-

С.В.Чекалин, В.О.Компанец. Институт спектроскопии РАН, Россия, 142190 Москва, Троицк, ул. Физическая, 5; e-mail: chekalin@isan.troitsk.ru, kompanetsvo@isan.troitsk.ru
А.Э.Докукина, Е.О.Сметанина, В.П.Кандидов. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы; e-mail: dokukina.aleksandra@mail.ru; smetanina@physics.msu.ru; kandidov@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 3 марта 2014 г., после доработки – 24 марта 2014 г.

кундной длительности, сфокусированного аксиконом, и материальной дисперсии плавленного кварца на формирование плазменных каналов. Представлены результаты экспериментального и численного исследований генерации плазмы в плавленном кварце при филаментации импульсного излучения на $\lambda = 800$ и 1800 нм, которые лежат в области нормальной и аномальной дисперсий групповых скоростей соответственно.

2. Методы экспериментального и численного исследования

Экспериментальные исследования плазменных каналов при фемтосекундной филаментации в плавленном кварце бессель-гауссовых пучков лазерного излучения на $\lambda = 1800$ и 800 нм выполнены на спектроскопическом стенде ЦКП Института спектроскопии РАН [14]. Установка состояла из источника фемтосекундного излучения на основе перестраиваемого параметрического усилителя TOPAS, совмещённого с регенеративным усилителем Spitfire Pro. На регенеративный усилитель с накачкой излучением твердотельного лазера Empower 30 подавались импульсы фемтосекундного генератора Tsunami (Ti:сапфир) с непрерывным твердотельным лазером накачки Millenia Vs. Фемтосекундное лазерное излучение с поперечным профилем интенсивности, близким к гауссову, с выхода усилителя поступало на телескоп из двух тонких кварцевых линз, с помощью которого осуществлялось изменение поперечных размеров пучка и радиуса кривизны его волнового фронта (рис. 1). Сформированный телескопом пучок падал на плоскую грань кварцевого аксикона с углом раствора 179° . Радиус пятна на плоской грани аксикона после телескопической системы составлял 1 мм для излучения на $\lambda = 1800$ нм и 0.9 мм – на $\lambda = 800$ нм. Вершина аксикона касалась входной грани образца из плавленного кварца, и в таких условиях формирование бесселева распределения интенсивности в поперечном сечении гауссова пучка фемтосекундного излучения происходило одновременно с его трансформацией в процессе самовоздействия в кварцевом образце. Рекомбинационное излучение лазерной плазмы филамента и его коническая эмиссия в образце регистрировались через боковую грань образца цифровой фотокамерой. Это позволяло определять

протяжённость и расположение плазменных каналов и оценивать концентрацию электронов в них по яркости свечения нити, получая тем самым информацию о локализации в филаменте областей с наиболее высокой интенсивностью светового поля. Чтобы избежать необратимого изменения показателя преломления в материале, образец плавленного кварца регулярно перемещался в плоскости поперечного сечения пучка излучения.

В эксперименте на $\lambda = 1800$ и 800 нм использовалось импульсное излучение длительностью $\tau_{\text{FWHM}} = 50$ фс. Энергия импульсов варьировалась от 3 до 105 мкДж, частота их следования составляла 1 кГц.

При численном исследовании филаментации бессель-гауссовых пучков излучения фемтосекундной длительности использовалось приближение медленно меняющейся волны. В систему уравнений относительно комплексной амплитуды светового поля и концентрации электронов в плавленном кварце входили волновые эффекты дифракции, дисперсии, самокручения волнового фронта огибающей импульса, керровская нелинейность с учётом вклада рамановского отклика среды, генерация электронов, вызванная фотоионизацией и лавинной ионизацией в сильном световом поле, дефокусировка и поглощение в наведённой лазерной плазме [15]. Дисперсия описывалась формулой Селлмейера, скорость фотоионизации – формулой Келдыша. Комплексная амплитуда светового поля $A(r, \tau, z)$ на входной плоскости кварцевого образца ($z = 0$) задавалась в следующем виде:

$$A(r, \tau, z = 0) = A_0 \exp \left[-\frac{r^2}{2w_0^2} - \frac{\tau^2}{2\tau_0^2} + i\frac{k_0 r^2}{2R} + i\varphi_{\text{ax}}(r) \right], \quad (1)$$

где w_0, τ_0 – радиус пучка и половина длительности импульса по уровню e^{-1} ; R – радиус кривизны волнового фронта пучка, падающего на аксикон (варьировался изменением расстояния между линзами телескопа); k_0 – волновое число; $\varphi_{\text{ax}}(r) = kr\beta$ – набег фазы излучения в аксиконе; $\beta = (n_{\text{ax}} - 1)\alpha n_{\text{sil}}$ – угол сходимости излучения в плавленном кварце после фокусировки аксиконом; $\alpha = 0.5^\circ$ – угол у основания аксикона; n_{ax} и n_{sil} – показатели преломления материала аксикона и плавленного кварца образца, которые принимались равными 1.44 . В выражении (1) не учитывается нелинейный набег фазы при распро-

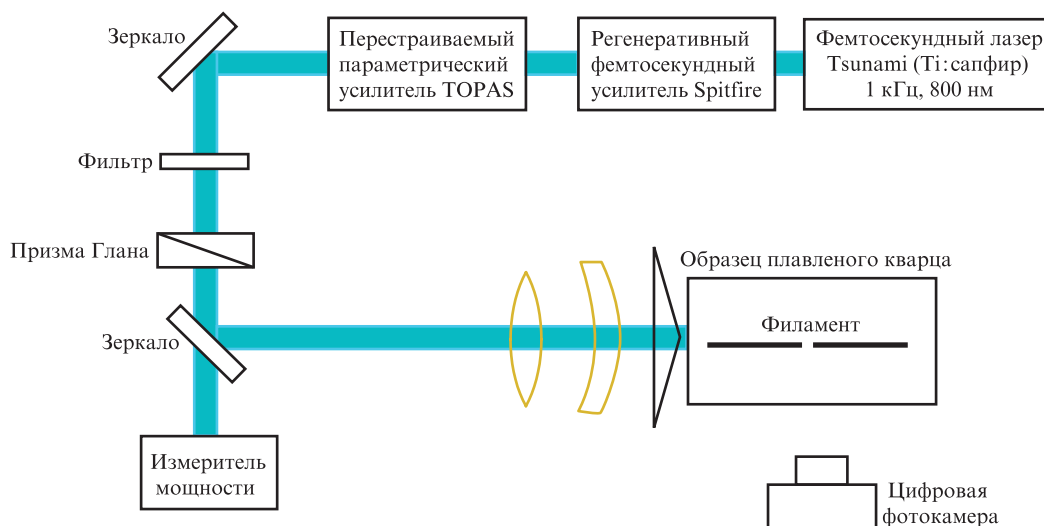


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

странении излучения в оптических элементах телескопа и аксиконе, поскольку суммарная толщина этих элементов не превышает 0.5 см, тогда как, согласно экспериментальным данным, филамент образуется на расстоянии 4–5 см от входной грани образца.

В результате численного решения самосогласованной системы уравнений относительно амплитуды поля $A(r, \tau, z)$ и концентрации электронов $N_e(r, \tau, z)$ в наведённой лазерной плазме определялось изменение концентрации электронов на оси плазменного канала $\tilde{N}_e(z)$ вдоль филамента после окончания импульса.

3. Параметры подобия

Формирование плазменных каналов в фемтосекундном филаменте зависит от совокупности параметров среды и излучения. На начальной стадии процесса филаментации, до образования плазменных каналов и дефокусировки пучка, пространственно-временная эволюция светового поля в наведённой лазерной плазме определяется дисперсией, дифракцией и керровской самофокусировкой излучения. Дисперсионная длина L_{disp} , дифракционная длина L_{diff} и расстояние до старта филамента L_{fil} являются, таким образом, критериями подобия для начальной стадии филаментации излучения с различными длинами волн. В плавном кварце параметр $k_2 = (\partial^2 k / \partial \omega^2)_{\omega_0}$, определяющий дисперсионное расщепление импульса, на $\lambda = 800$ нм является положительным, что соответствует нормальной дисперсии групповой скорости, и равен $360 \text{ фс}^2/\text{см}$, а на $\lambda = 1800$ нм $k_2 = -625 \text{ фс}^2/\text{см}$, и дисперсия групповой скорости аномальная. Для рассматриваемых импульсов с длительностью $\tau_{\text{FWHM}} = 50 \text{ фс}$ дисперсионная длина $L_{\text{disp}} = 2.4 \text{ см}$ для излучения на $\lambda = 800$ нм и 1.4 см – на $\lambda = 1800$ нм.

Для излучения с бessel-гауссовым распределением интенсивности филамент зарождается в результате самофокусировки на оси этого пучка. Поэтому параметрами подобия для начальной стадии филаментации являются дифракционная (L_{diff}) и нелинейная (L_{fil}) длины, определенные для центрального лепестка в бessel-гауссовом пучке.

Дифракционная длина L_{diff} центрального лепестка бessel-гауссова пучка определяется радиусом лепестка и длиной волны излучения. Размер центрального пятна зависит только от длины волны и угла сходимости излучения β [3]. В рассматриваемых условиях радиус центрального лепестка, оцениваемый по расстоянию от оси до первого нуля в распределении интенсивности в плоскости поперечного сечения пучка, составляет 265 мкм на $\lambda = 1800$ нм и 118 мкм на $\lambda = 800$ нм. Аппроксимируя центральный лепесток бessel-гауссова распределения гауссовым пучком с радиусом, равным радиусу центрального лепестка по уровню e^{-1} , получаем $L_{\text{diff}} = 3.3 \text{ см}$ на $\lambda = 800$ нм и 5.9 см на $\lambda = 1800$ нм.

Основными параметрами, определяющими нелинейную длину L_{fil} , на которой зарождается филамент для пучка с бessel-гауссовым распределением интенсивности, являются параметр нелинейности среды n_2 и мощность, содержащаяся в центральном лепестке. Считая, что на длинах волн 800 и 1800 нм параметр нелинейности в плавном кварце $n_2 \approx 3.0 \times 10^{-16} \text{ см}^2/\text{Вт}$, получаем следующие оценки: критическая мощность самофокусировки в плавном кварце P_{cr} на $\lambda = 800$ нм составляет 2.2 МВт , а на $\lambda = 1800$ нм – 11.2 МВт . Численное исследование формирования бessel-гауссова профиля при аксиконной фокусировке гауссова пучка в отсутствие материальной дисперсии и нелинейности показало, что в сформированном бessel-гауссовом профиле центральный лепесток при достижении в нем максимальной интенсивности содержит 23% мощности гауссового пучка на $\lambda = 800$ нм и 55% мощности – на $\lambda = 1800$ нм. Для рассмотренных параметров расстояние Z_{Bess} , на котором в отсутствие материальной дисперсии и нелинейного взаимодействия со средой интенсивность центрального лепестка бessel-гауссова распределения достигает максимального значения, составляет $\sim 30 \text{ см}$. Предполагая, что центральный лепесток имеет гауссов профиль поперечного распределения интенсивности, можно получить по формуле Марбургера–Таланова [16] оценки расстояния L_{fil} до старта филамента. На $\lambda = 800$ нм при энергиях импульса $7, 18$ и 41 мкДж длина $L_{\text{fil}} = 0.65, 0.36$ и 0.23 см соответственно, а на $\lambda = 1800$ нм при энергиях импульса $22, 36$ и 105 мкДж – $1.3, 0.9$ и 0.5 см соответственно.

Следует отметить, что в рассматриваемой схеме (см. рис.1) филаментация излучения в плавном кварце происходит в диспергирующей среде в процессе формирования бessel-гауссова распределения интенсивности при различной кривизне волнового фронта падающего на аксикон пучка. Поэтому приведенные оценки параметров подобия являются условными, но удобными для сравнительного анализа режимов филаментации при различных параметрах импульсов. Взаимодействие излучения со сформированной плазмой характеризуется рядом параметров, важнейшим из которых является порядок многофотонности K многофотонной ионизации. Параметры, описывающие распространение излучения в кварце, приведены в табл.1, а параметры подобия задачи филаментации излучения, сфокусированного аксиконном при различных длинах волн и энергиях, – в табл.2

4. Плазменные каналы

Изображения плазменных каналов, регистрируемые по рекомбинационному свечению плазмы, и излучение суперконтинуума, рассеянное в кварце при распространении вдоль филамента, представлены на рис.2. На чёрно-белых изображениях темные области соответствуют крас-

Табл.1.

λ (нм)	k_2 (фс ² /см)	n_2 (см ² /Вт)	P_{cr} (МВт)	K	b_0 (мм)	L_{diff} (см)	L_{disp} (см)	Z_{Bess} (см)
800	360	3×10^{-16}	2.2	6	0.12	3.3	2.4	~ 30
1800	-625	3×10^{-16}	11.2	14	0.26	5.9	1.4	~ 30

Примечание: Радиус центрального лепестка b_0 бessel-гауссова распределения определяется по обнулению интенсивности в плоскости поперечного сечения пучка; Z_{Bess} – длина, на которой пиковая интенсивность центрального лепестка достигает максимального значения; L_{diff} приведено для центрального лепестка.

Табл.2.

E (мкДж)	λ (нм)	Параметры подобия	
		P/P_{cr}	L_{fil} (см)
7	800	60 (14)	0.65
	1800	–	–
18	800	154 (35)	0.36
	1800	–	–
22	800	–	–
	1800	37 (20)	1.3
36	800	–	–
	1800	60 (33)	0.9
41	800	350 (80)	0.23
	1800	–	–
105	800	–	–
	1800	175 (96)	0.5

Примечание: Нелинейная длина L_{fil} приведена для центрального лепестка, отношение P/P_{cr} – для падающего на аксикон гауссова импульса и центрального лепестка бессель-гауссова распределения (в скобках).

ному свечению плазмы, серые – рассеянному излучению в видимой полосе суперконтинуума. Вследствие рассеяния в кварце интенсивность суперконтинуума уменьшается с удалением от области его генерации, которая совпадает с плазменным каналом. Видно, что по сравнению со случаем коллимированного излучения расстояние до старта филамента независимо от длины волны сокращается при аксиконной фокусировке излучения со сходящимся волновым фронтом и возрастает при фокусировке излучения с расходящимся волновым фронтом. Отметим, что расстояния до старта филамента близки на обеих длинах волн, несмотря на то что превышение пиковой мощности самофокусировки в центральном лепестке бессель-гауссова излучения над критической на $\lambda = 800$ нм существенно выше, чем на $\lambda = 1800$ нм. Это связано с сильным влиянием дисперсии на формирование филамента на $\lambda = 800$ нм, поскольку дисперсионная длина в два-три раза меньше расстояния до его старта, наблюдаемого в эксперименте (табл. 1, рис.2). При филаментации излучения на $\lambda = 800$ нм, т. е. в условиях нормальной дисперсии групповой скорости, пиковая мощность импульса непрерывно уменьшается, поскольку такая дисперсия ведёт к его расплыванию. В случае же филаментации излучения на $\lambda = 1800$ нм в результате совместного влияния керровской

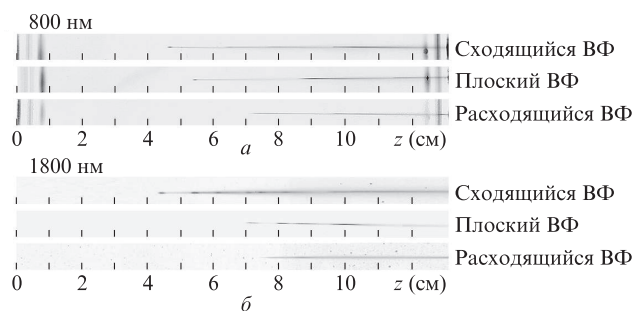


Рис.2. Экспериментально зарегистрированное свечение филамента при различных энергиях, длинах волн и геометриях волновых фронтов излучения, фокусируемого аксиконом (радиус кривизны пучков со сходящимся и расходящимся волновыми фронтами $R \approx 3$ м): a – излучение с энергией 18.5 мкДж на $\lambda = 800$ нм (нормальная дисперсия групповой скорости); b – излучение с энергией 22 мкДж на $\lambda = 1800$ нм (аномальная дисперсия групповой скорости).

фазовой самомодуляции и аномальной дисперсии групповой скорости импульс сжимается, поскольку световое поле из крайних временных слоёв подтягивается к центральным. Таким образом, на $\lambda = 800$ нм пиковая мощность излучения существенно уменьшается вследствие дисперсии, а на $\lambda = 1800$ нм – возрастает, увеличивая тем самым число плазменных каналов в филаменте при одном и том же превышении мощности над критической. Следовательно, то превышение мощности над критической величиной, которое имеется для излучения на $\lambda = 800$ нм, исключается из нелинейного взаимодействия, что приводит к увеличению расстояния до старта филамента и к уменьшению числа плазменных каналов.

Цепочка плазменных каналов вдоль филамента, отчетливо регистрируемая для сходящегося и коллимированного излучения, является результатом увеличения интенсивности при рефокусировке центрального лепестка бессель-гауссова пучка, мощность которого многократно превышает критическую мощность самофокусировки (см. рис.2). В той области каждого плазменного канала, где интенсивность в филаменте максимальна, генерируется суперконтинуум, что регистрируется по увеличению интенсивности рассеянного излучения после каждого канала [15]. С удалением от области генерации интенсивность суперконтинуума вследствие рассеяния в кварце уменьшается. Как следует из эксперимента, коротковолновая компонента в видимой области спектра более интенсивна при филаментации излучения на $\lambda = 1800$ нм, чем на $\lambda = 800$ нм. Различие в спектрах суперконтинуума на разных длинах волн объясняется различием в порядках многофотонности. На $\lambda = 1800$ нм порядок многофотонности выше, чем на $\lambda = 800$ нм, и, как следствие, укрупнение заднего фронта импульса в этом случае более существенно, а значит, и спектр суперконтинуума больше сдвинут в антистоксову область [17]. В эксперименте наиболее яркое свечение плазмы, соответствующее наиболее высокой концентрации электронов, наблюдается в пучках со сходящимся и плоским волновыми фронтами, несмотря на то что радиус кривизны волнового фронта R во много раз превышает продольные масштабы трансформации излучения.

Последовательность плазменных каналов, полученная численным моделированием филаментации излучения на разных длинах волн с одинаковым превышением пиковой мощности над критическим значением, представлена на рис.3. На $\lambda = 800$ нм, как и в эксперименте, видна последовательность локализованных плазменных каналов с продольным размером ~ 1 мм, которые отстоят друг от друга на расстояния ~ 2 см. На рис.3,а представлено распределение концентрации свободных носителей $N_e(r, z)$ в поперечном сечении филамента в зависимости от расстояния до аксикона. Видно, что плазменные каналы состоят из двух локальных максимумов концентрации плазмы. Это связано с тем, что в условиях нормальной дисперсии и керровской самомодуляции фазы импульс распадается на субимпульсы, каждый из которых генерирует лазерную плазму. Так, например, первый канал на рис.3,а имеет пьедестал с низкой концентрацией плазмы и узкий пик с высокой концентрацией плазмы. Как показывает анализ эволюции пространственно-временной формы импульса, пьедестал порождён субимпульсом, ушедшим на фронт импульса, а узкий пик порождён субимпульсом, находящимся на хвосте импульса. Процесс генерации плазмы в субимпульсах идёт одновременно,

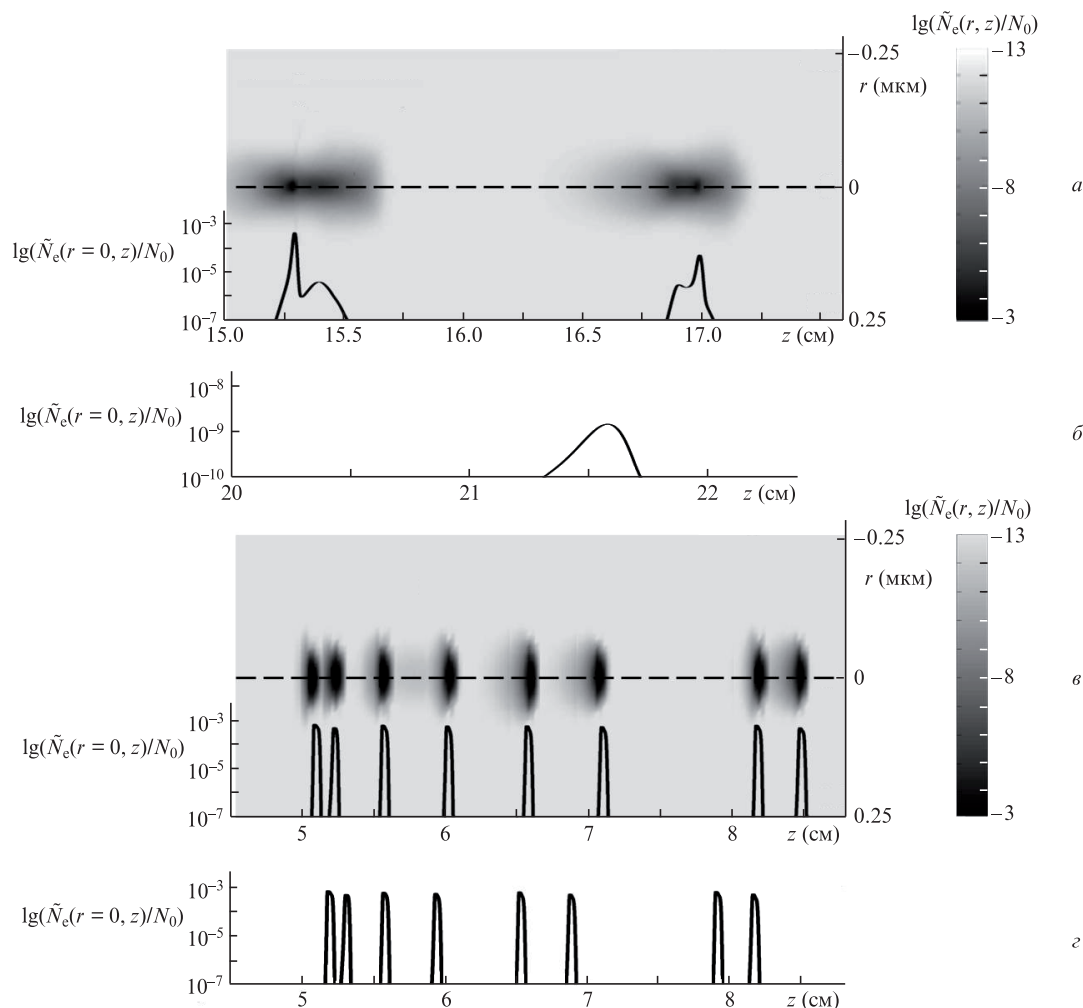


Рис.3. Полученные численно тоновые картины изменения радиального распределения концентрации электронов $N_e(r, z)$ с расстоянием и соответствующие им концентрации электронов на оси $N_e(r=0, z)$ в плазменных каналах (а, б), а также изменение концентрации электронов на оси плазменного канала $N_e(r=0, z)$ (б, г) при длинах волн 800 (а, б) и 1800 нм (в, г), радиусах пучка на входной грани аксикона 0.86 (а, б) и 0.9 мм (в, г), энергиях 7.2 (а, б) и 36 мкДж (в, г) и мощностях $60P_{\text{cr}}$ (а–г). Аксикон фокусирует излучение с плоским (а, б) и расходящимся ($R \approx 3$ м) (б, г) волновыми фронтами, расстояние z отсчитывается от входной грани образца, касающейся носика аксикона, концентрация нейтральных атомов $N_0 = 2.1 \times 10^{28} \text{ м}^{-3}$.

однако максимум концентрации в переднем субимпульсе достигается на меньшем расстоянии, чем во втором. Поскольку пиковые интенсивности в субимпульсах не совпадают, локальные максимумы концентрации электронов различны. Локальному минимуму концентрации электронов на оси $N_e(r=0, z)$ соответствует уменьшение интенсивности субимпульсов в процессе их трансформации с расстоянием. Второй плазменный канал, представленный на рис.3,а, имеет такую же структуру, как и первый, однако здесь максимум с низкой концентрацией электронов предшествует острому пику с высокой концентрацией. В этом случае пьедестал порождается субимпульсом, ушедшим на фронт импульса. Локальный минимум в этом плазменном канале приходится на момент распада переднего субимпульса ещё на два субимпульса, т.е. импульс к этому моменту разделяется на три субимпульса, средний из которых и порождает острый максимум во втором плазменном канале. Таким образом, продольное распределение плазмы в канале в условиях нормальной дисперсии групповой скорости зависит от временной динамики импульса, т.е. от таких параметров, как количество субимпульсов, на которые распадается

импульс, а также от пиковых интенсивностей и длительности этих субимпульсов.

В условиях аномальной дисперсии групповой скорости при $\lambda = 1800$ нм плазменные каналы также имеют длину ~ 1 мм, но отстоят друг от друга на расстояния ~ 5 мм. Заметим, что при одном и том же превышении мощности над критической, P/P_{cr} , количество плазменных каналов при аксиконной фокусировке коллимированного излучения на $\lambda = 1800$ нм (рис.3,б) значительно больше, чем при фокусировке излучения на $\lambda = 800$ нм (рис.3,а).

При фокусировке аксиконом излучения на $\lambda = 1800$ нм с расходящимся волновым фронтом (рис.3,г) расстояние до первого плазменного канала больше, чем при аксиконной фокусировке коллимированного излучения на $\lambda = 1800$ нм (рис.3,б), что соответствует экспериментальным результатам (рис.2,б). При этом, согласно численному моделированию, интервалы между каналами меняются незначительно. Монотонное увеличение интервала между плазменными каналами зарегистрировано при филаментации излучения на длине волны в области аномальной дисперсии в условиях линзовой фокусировки гауссова пучка [18]. Однако при фокусировке аксиконом

увеличение интервала между каналами сменяется его уменьшением, что указывает на роль аксиконной фокусировки в формировании цепочки плазменных каналов. Действительно, в условиях аномальной дисперсии при филаментации излучения, сфокусированного аксиконом, формирование световых пульс определяется не только временным сжатием, но и энергетической подпиткой центрального лепестка распределения интенсивности за счёт периферии пучка. С приближением к области аксиконного фокуса Z_{Bess} вклад периферии пучка в увеличение мощности центрального лепестка бессель-гауссова распределения возрастает.

Из рис.3,а и б следует, что расходимость волнового фронта фокусируемого излучения с $\lambda = 800$ нм оказывает на формирование плазменных каналов существенное влияние. Видно, что дефокусировка падающего на аксикон излучения с неизменной энергией приводит к уменьшению концентрации плазмы в плазменном канале на пять-шесть порядков, т.е. практически к его исчезновению. Если при филаментации в условиях нормальной дисперсии групповой скорости слабая расходимость падающего пучка может привести к разительной перемене в режиме филаментации, то при аномальной дисперсии она влечёт за собой только изменение в геометрии расположения плазменных каналов. Это связано с тем, что формирование плазменных каналов на $\lambda = 1800$ нм определяется ростом пиковой мощности излучения в результате формирования световых пульс, т.е. в большей степени временной динамикой импульса, тогда как на $\lambda = 800$ нм пиковая мощность может увеличиваться только за счёт геометрической фокусировки излучения.

Заметим, что полученная экспериментально и численно цепочка плазменных каналов при фокусировке аксиконом излучения на длинах волн в области нормальной и аномальной дисперсии качественно отличается от непрерывного протяжённого канала в воздухе, зарегистрированного в [13] при нормальной дисперсии. При этом согласно [13] дефокусировка излучения, падающего на аксикон, приводит к увеличению протяжённости непрерывного канала, а не длины последовательности плазменных образований.

5. Роль аксикона в регуляризации множественной филаментации

Для получения наиболее протяжённых плазменных каналов в режиме одного филамента аксиконная фокусировка излучения со слаборасходящимся волновым фронтом имеет значительные преимущества. Согласно экспериментальным результатам, полученным в рассматриваемой геометрии (см. рис.1), для излучения на $\lambda = 800$ нм условие однофиламентного режима выполняется при энергии импульсов в интервале от 12 мкДж (пиковая мощность $100P_{\text{cr}}$) до 41 мкДж (пиковая мощность $350P_{\text{cr}}$), а на $\lambda = 1800$ нм – при энергиях импульса от 15 мкДж (пиковая мощность $25P_{\text{cr}}$) до 105 мкДж (пиковая мощность $175P_{\text{cr}}$). На рис.4 приведены экспериментально зарегистрированные филаменты для импульсов с энергией, максимально допустимой в условиях однофиламентного режима. Диапазон допустимых энергий (превышение пиковых мощностей над критическими) значительно шире при филаментации излучения на $\lambda = 800$ нм, чем на 1800 нм. Однако отношение максимальной энергии к минимальной на $\lambda = 800$ нм равно 3.5, что ниже, чем

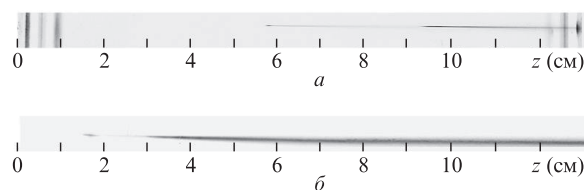


Рис.4. Экспериментально зарегистрированные филаменты при максимально возможной в условиях однофиламентного режима энергии излучения на длинах волн 800 (а) и 1800 нм (б).

на $\lambda = 1800$ нм, где эта величина равна 7. Следовательно, чтобы получить множественную филаментацию на $\lambda = 800$ нм необходимо увеличить минимальную энергию всего в три раза, тогда как на $\lambda = 1800$ нм её можно увеличить в семь раз. Таким образом, для целей регуляризации множественной филаментации и получения соосных плазменных каналов внутри вещества с помощью аксиконной фокусировки излучения с расходящимся волновым фронтом излучение на $\lambda = 1800$ нм предпочтительнее, чем на 800 нм.

6. Заключение

В гауссовом пучке излучения фемтосекундной длительности при фокусировке аксиконом филаментация развивается при пиковой мощности центрального лепестка бессель-гауссова распределения интенсивности, превышающей критическую мощность самофокусировки. Изменение кривизны волнового фронта гауссового пучка, сфокусированного аксиконом, позволяет управлять последовательностью соосных плазменных каналов, образующихся вследствие рефокусировки в филаменте. Расстояние до начала плазменных каналов и расстояния между ними в последовательности в сходящемся гауссовом пучке меньше, чем в коллимированном и расходящемся пучках. С приближением к аксиконному фокусу возможно уменьшение расстояния между каналами в результате притока энергии с периферии бессель-гауссова пучка к оси филамента. При филаментации в условиях нормальной дисперсии групповой скорости при $\lambda = 800$ нм распределение концентрации электронов вдоль плазменного канала является неунимодальным вследствие распада импульса на два-три субимпульса с различными пиковыми интенсивностями. Протяжённость плазменных каналов при этом составляет 2.8 – 1.8 мм. В условиях аномальной дисперсии групповой скорости в фемтосекундном излучении на $\lambda = 1800$ нм формируется последовательность световых пульс высокой интенсивности, генерирующих плазменные каналы протяжённостью от 0.7 до 0.8 мм, число которых в филаменте значительно больше, чем при нормальной дисперсии. Согласно результатам численного моделирования, пиковая концентрация электронов зависит от длины волны излучения.

В областях высокой интенсивности образуется плазма и генерируется широкополосный суперконтинуум, интенсивность которого в видимой полосе спектра уменьшается при распространении вдоль филамента вследствие рассеяния в кварце и вновь возрастает из-за генерации его в области следующего плазменного канала.

В условиях аномальной дисперсии групповой скорости диапазон мощностей излучения, в котором имеет место режим одного филамента, значительно шире, чем в условиях нормальной дисперсии.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ государственной поддержки ведущих научных школ РФ №НШ-3796.2014.2, гранта РФФИ №13-02-90476-Укр_ф_а, а также программы Президиума РАН № 13 «Экстремальные световые поля и их приложения».

1. Durnin J. *J. Opt. Soc. Am. A*, **4**, 445 (1987).
2. McGloin D., Dholakia K. *Contemp. Phys.*, **46**, 15 (2005).
3. Пятницкий Л.Н. *Волновые бесселевы пучки* (М.: Физматлит, 2012, с. 9, 231).
4. Бабин А.А., Киселев А.М., Правденко К.И., Сергеев А.М., Степанов А.Н., Хазанов Е.А. *УФН*, **169**, 80 (1999).
5. Polesana P., Franco M., Couairon A., Faccio D., Di Trapani P. *Phys. Rev. A*, **77**, 043814 (2008).
6. Компанец В.О., Чекалин С.В., Косарева О.Г., Григорьевский А.В., Кандидов В.П. *Квантовая электроника*, **36**, 821 (2006).
7. Xiaodong Sun, Hui Gao, et al. *Opt. Lett.*, **37**, 857 (2012).
8. Faccio D., Rubino E., Lotti A., Couairon A., Dubietis A., Tamošauskas G., Papazoglou D.G., Tzortzakis S. *Phys. Rev. A*, **85**, 03389 (2012).
9. Косарева О.Г., Григорьевский А.В., Кандидов В.П. *Квантовая электроника*, **35**, 1013 (2005).
10. Polesana P., Faccio D., Di Trapani P., Dubietis A., Piskarskas A., Couairon A., Porras M. *Opt. Express*, **13**, 6160 (2005).
11. Polynkin P., Kolesik M., Roberts A., Faccio D., Di Trapani P., Moloney J. *Opt. Express*, **16**, 15733 (2008).
12. Akturk S., Zhou B., Franco M., Couairon A., Mysyrowicz A. *Opt. Commun.*, **282**, 129 (2009).
13. Abdollahpour D., Panagiotopoulos P., Turconi M., Jedrkiewicz O., Faccio D., Di Trapani P., Couairon A., Papazoglou D., Tzortzakis S. *Opt. Express*, **17**, 5052 (2009).
14. Чекалин С.В. *УФН*, **176**, 657 (2006).
15. Smetanina E.O., Dormidonov A.E., Kandidov V.P. *Laser Phys.*, **22**, 1189 (2012).
16. Чекалин С.В., Кандидов В.П. *УФН*, **183**, 133 (2013).
17. Сметанина Е.О., Компанец В.О., Чекалин Ы.В., Кандидов В.П. *Квантовая электроника*, **42**, 920 (2012).
18. Сметанина Е.О., Компанец В.О., Чекалин С.В., Кандидов В.П. *Квантовая электроника*, **42**, 913 (2012).