Письма в ЖЭТФ, том 106, вып. 9, с. 545 – 548

Нелинейный рост энерговклада в среду при слиянии регуляризованных фемтосекундных филаментов

Д. В. Пушкарев, Е. В. Митина, Д. С. Урюпина, Р. В. Волков, Н. А. Панов, А. А. Карабутов, О. Г. Косарева, А. Б. Савельев[1)]

Физический факультет и Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 21 сентября 2017 г.

После переработки 27 сентября 2017 г.

Экспериментально исследовано слияние в воздухе четырех фемтосекундных лазерных пучков, пиковая мощность каждого из которых в несколько раз превышает критическую мощность самофокусировки. Показано, что формирующийся в таком режиме суперфиламент обеспечивает эффективное вложение энергии в среду, причем наблюдается примерно квадратичный рост линейной плотности вложенной энергии как от энергии лазерного импульса, так и от числа сливающихся пучков.

DOI: 10.7868/S0370274X17210020

Фемтосекундная филаментация – распространение мощного лазерного излучения с малой расходимостью на расстояния, существенно превышающие дифракционную длину исходного пучка (либо, при фокусировке, длину перетяжки пучка) – возникает вследствие динамического баланса между фокусирующей Керровской нелинейностью и дефокусирующим полевым ионизационным вкладом [1–3]. Критическая мощность самофокусировки P_{cr} в воздухе составляет для фемтосекундного лазерного излучения около 5–10 ГВт [4], а при превышении пиковой мощностью $\sim 5-10$ P_{cr} возникают множественные филаменты [3]. При филаментации интенсивность лазерного излучения ограничена сверху значением $\sim (5-15)\times 10^{13}$ Вт/см^2 [3] вследствие полевой ионизации, а концентрация электронов зависит от параметра фокусировки F/D [5]. Важно отметить, что концентрация электронов и интенсивность излучения внутри филамента при множественной филаментации не меняются.

Недавно в ряде работ был описан новый режим – суперфиламентация, в котором слабо сфокусированный лазерный пучок с пиковой мощностью, в десятки раз превышающей критическую, создавал пучок стохастически формирующихся филаментов, сливающихся в "единый" суперфиламент в фокальной области [6]. При этом был обнаружен рост как линейной плотности поглощенной энергии в среде, так и электронной концентрации в суперфиламенте [7], однако пучок филаментов был далек от цилиндрической симметрии, т.е. суперфиламент состоял из нескольких близкорасположенных филаментов.

В проведенных недавно [8] расчетах слияния четырех филаментов, образованных при амплитудной модуляции волнового фронта пучка с помощью маски из четырех близкорасположенных отверстий, было показано, что в этом режиме образуется единый цилиндрически симметричный плазменный канал, в котором повышается как интенсивность излучения, так и концентрация электронов. В представленных в той же статье экспериментальных данных энергия лазерного импульса после маски составляла всего 1.6 мДж, т.е. в каждом из сформированных пучков едва достигалась критическая мощность самофокусировки.

В настоящей работе экспериментально показано, что слияние четырех отдельных филаментов приводит к формированию цилиндрически симметричного плазменного канала, а линейная плотность поглощенной энергии в таком канале нелинейно зависит от числа сливающихся филаментов и от энергии лазерного импульса.

Для экспериментов использовалось излучение тераваттного фемтосекундного Ti:Sa лазерного комплекса МЛЦ МГУ (805 нм, 50 фс, 10 Гц) при энергии импульса до 20 мДж. Лазерный пучок фокусировался в воздухе плоско-выпуклой линзой с $F/D = 390$ (где $D = 0.8$ см – диаметр пучка по полувысоте, а фокусное расстояние линзы $F = 312$ см). Непрозрачная пластина с четырьмя близко расположенными отверстиями диаметром 4 мм каждое была установлена в пучок непосредственно перед линзой. В

[1)]e-mail: abst@physics.msu.ru

области вблизи линейного фокуса пучка устанавливался стеклянный клин так, что угол падения пучка на его поверхность составлял около 20°. Изображение поверхности клина переносилось на ПЗС-матрицу (TheImagingSource dmk 23fv024) с помощью системы линз и ослабителей, что обеспечивало регистрацию поперечного профиля пучка в каждом лазерном импульсе (рис. 1). Клин, для предотвращения

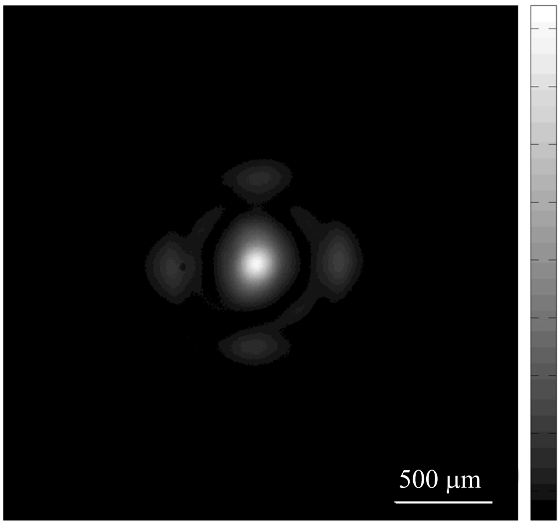

Рис. 1. Мода пучка, прошедшего через амплитудную маску, в линейном режиме (полная энергия после маски 0.4 мДж) в фокальной плоскости линзы

искажений пучка вследствие пробоя его поверхности, непрерывно смещался в плоскости этой поверхности. Для оценки линейной плотности поглощенной энергии использован акустический метод [9]. Широкополосный акустический датчик (пленка из поливиниденфторида (ПВДФ) толщиной 110 мкм, диаметром 6 мм, рабочая полоса приема 6 МГц) был размещен на ~ 10 см ближе к линзе, чем клин, на расстоянии 3–4 мм от оптической оси лазерного пучка. Сигнал с датчика оцифровывался АЦП PLX9054 PCI.

Измерения выполняли в трех режимах:

(i) режим одиночного филамента без амплитудной маски при энергии лазерного импульса 2–3 мДж;

(ii) режим одиночного филамента с амплитудной маской, в которой три отверстия были закрыты, при энергии лазерного импульса после маски 1.5–2 мДж;

(iii) режим слияния четырех филаментов с полной энергией после маски до 10 мДж.

Акустические сигналы, полученные в трех режимах, показаны на рис. 2. Отметим, что сигнал в режиме 2 измерялся на расстоянии ~ 30 см до фокальной плоскости. Видно, что длительность акустического

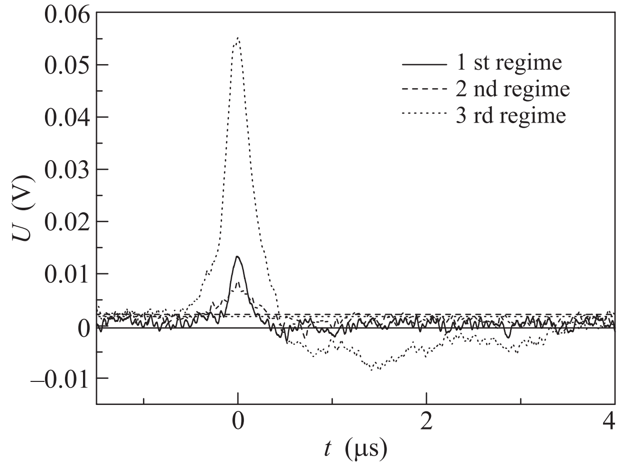

Рис. 2. Примеры сигналов, полученных с акустического детектора в различных режимах филаментации

сигнала (связанная с поперечным размером источника звуковых волн w_0, см. [9]) минимальна в режиме 1, а в режиме 3 – немного больше. В режиме 1 длительность импульса практически соответствует аппаратной функции измерительного тракта, а диаметр плазменного канала филамента (как области выделения энергии) можно оценить в $w_0 \sim 70$ мкм. В режиме 3 диаметр канала составляет $w_0 \sim 140$ мкм, а в режиме 2 увеличивается до $w_0 \sim 260$ мкм (см. табл. 1).

Таблица 1. Оценка параметров фемтосекундных филаментов в различных режимах их формирования

Режим	w_0, мкм		H_0, Дж/см^3	W мкДж/см
	акустика	мода		
1	70±10	90±10	0.05±0.01	8±1
2	260±20	270±30	0.015±0.002	32±5
3	140±10	100±10	0.25±0.05	150±50

Для независимого подтверждения оценок диаметров плазменных каналов нами использовались результаты, полученные при построении изображения пучка. Соответствующие распределения интенсивности и их сечения представлены на рис. 3. Видно, что слияние филаментов полностью меняет пространственное распределение энергии в области формирования суперфиламента. При этом в режиме суперфиламента образуется единый цилиндрически симметричный канал. Наилучшая аппроксимация экспериментальных кривых в режиме филаментации достигается при использовании в качестве аппроксимирующей функции моды Таунса [10]. Полученные оценки диаметров филаментов в различных режи-

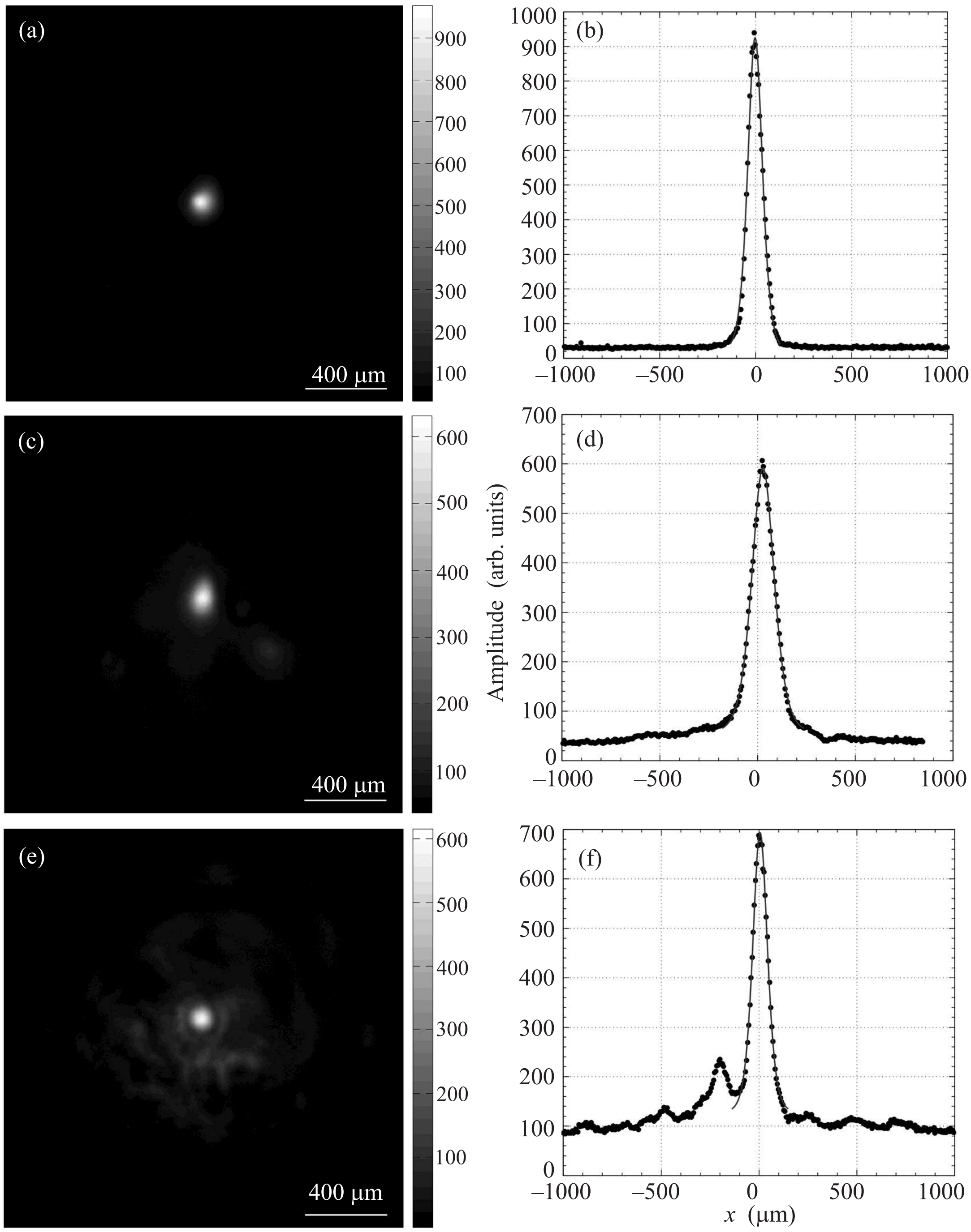

Рис. 3. Моды лазерного излучения (a, c, e) и их сечения (b, d, f) в режимах филаментации 1 (a, b), 2 (c, d) и 3 (e, f). Сплошные линии – аппроксимации модой Таунса

мах также приведены в таблице, по которой можно сделать вывод, что в целом два метода дают сходные оценки этого параметра. Вместе с тем следует отметить, что если при измерении моды мы получаем оценку диаметра светового канала, то при акустических измерениях – оценку диаметра канала, в котором выделилась тепловая энергия (за счет рекомбинации плазмы и релаксации внутримолекулярных степеней свободы). Значительно больший диаметр канала в режиме 2 связан, очевидно, с большим эффективным отношением F/D в этом режиме по сравнению с режимом 1, что ведет к увеличению длины формирования филамента и диаметра канала [5].

Анализ данных на рис. 2 также показывает, что в режиме слияния четырех филаментов существенно растет амплитуда акустического сигнала – в режиме 2 она минимальна, возрастая в ~ 3–4 раза в режиме 1 и еще в ~ 4–5 раз в режиме 3. В рамках используемой нами модели [9] максимальная объемная плотность энергии H_0 в исходном акустическом источнике прямо пропорциональна амплитуде регистрируемого сигнала (см. табл. 1). Таким образом, при слиянии четырех филаментов H_0 возрастает в 16 раз по сравнению с ситуацией, когда через маску проходит лишь один пучок (режим 2). Вместе с тем H_0 растет почти линейно с энергией лазерного импульса: наблюдается рост в 5 раз при изменении энергии от 1.5–2 мДж в режиме 1 и до 8–10 мДж в режиме 3. Уменьшение H_0 в режиме 2 связано, по всей видимости, с тем же фактором большего эффективного отношения F/D в этом режиме по сравнению с режимом 1.

Линейная плотность поглощенной в среде энергии W в случае цилиндрического гауссового источника есть $W = \pi H_0 w_0^2$. Оценка для этой величины также приведена в табл. 1: видно, что она растет почти пропорционально числу пучков (в ~ 5 раз при слиянии 4 пучков), и ее рост с увеличением энергии пучка существенно нелинеен (в ~ 20 раз при изменении энергии импульса от 1.5–2 мДж в режиме 1 до 8 мДж в режиме 3.

Таким образом, проведенные нами исследования показали, что слияние четырех филаментов, получаемых с помощью амплитудной модуляции волнового фронта пучка, приводит к резкому, нелинейному росту линейной плотности поглощенной в среде энергии вследствие формирования суперфиламента. Наблюдаемый эффект не может быть интерпретирован в рамках простой модели конструктивной интерференции полей четырех взаимодействующих филаментов. Отношение линейной плотности энергии при слиянии четырех филаментов к таковой для одного такого же филамента составляет ~ 20. Диаметр образующегося суперфиламента, обладающего цилиндрической симметрией, немного превышает диаметр филамента, образующегося в режиме одиночной филаментации полного (без установленной маски) пучка, а объемная плотность энергии в нем растет с увеличением полной энергии пучка почти линейно. В целом наблюдаемые эффекты вполне согласуются с результатами численного моделирования [8] и могут быть связаны с почти двукратным ростом интенсивности внутри светового канала и увеличением диаметра формирующегося суперфиламента. В частности, это говорит о более эффективном “стягивании” энергии лазерного излучения к оси пучка из энергетического резервуара в режиме суперфиламента, поскольку в режиме одиночного филамента доля энергии, содержащейся в этом резервуаре, велика. Количественное сравнение полученных результатов с расчетами является предметом дальнейших исследований.

Работа выполнена при поддержке РНФ (грант # 16-42-01060).

---

1. В. П. Кандидов, С. А. Шленов, О. Г. Косарева, Квантовая электроника **39**, 205 (2009).
2. A. Couairon and A. Mysyrowicz, Phys. Rep. **441**, 47 (2007).
3. S. L. Chin, T.-J. Wang, C. Marceau, J. Wu, J. S. Liu, O. Kosareva, N. Panov, Y. P. Chen, J.-F. Daigle, S. Yuan, A. Azarm, W. W. Liu, T. Seideman, H. P. Zeng, M. Richardson, R. Li, and Z. Z. Xu, Laser Phys. **22**, 1 (2012).
4. W. Liu and S. L. Chin, Opt. Express **13**, 5750 (2005).
5. F. Theberge, W. Liu, P. Simard, A. Becker, and S. L. Chin, Phys. Rev. E **74**, 036406 (2006).
6. G. Point, Y. Brelet, A. Houard, V. Jukna, C. Miliran, J. Carbonnel, Y. Liu, A. Couairon, and A. Mysyrowicz, Phys. Rev. Lett. **112**, 223902 (2014).
7. G. Point, E. Thouin, A. Mysyrowicz, and A. Houard, Opt. Lett. **24**, 6271 (2016).
8. D. E. Shipilo, N. A. Panov, E. S. Sunchugasheva, D. V. Mokrousova, V. A. Andreeva, O. G. Kosareva, L. V. Seleznev, A. B. Savel’ev, A. A. Ionin, and S. L. Chin, Laser Phys. Lett. **13**, 116005 (2016).
9. D. S. Uryupina, A. S. Bychkov, D. V. Pushkarev, E. V. Mitina, A. B. Savel’ev, O. G. Kosareva, N. A. Panov, A. A. Karabutov, and E. B. Cherepetskaya, Laser Phys. Lett. **13**, 095401 (2016).
10. R. Y. Chiao, E. Garmire, and C. H. Townes, Phys. Rev. Lett. **13**, 479 (1964).