

Прямое наблюдение пространственно-временной трансформации фемтосекундного лазерного импульса в плавленном кварце

И. В. Блонский, В. Н. Кадан¹⁾, О. И. Шпотюк*, И. Н. Дмитрук, И. А. Павлов

Институт физики НАН Украины, 03028 Киев, Украина

* Научно-производственное предприятие “Карат”, 79031 Львов, Украина

Поступила в редакцию 15 апреля 2009 г.

Методом микроскопии фемтосекундной времяразрешающей оптической поляриграфии исследована трансформация фемтосекундного лазерного импульса, распространяющегося в плавленном кварце до и после его перехода в режим филаментации. Зарегистрирована пространственная периодичность светового поля вдоль и поперек оси распространения, природа которой связывается с интерференцией конической и плоской компонент волнового пакета филамента. Следствием продольной трансформации профиля импульса являются “сверхсветовые” перемещения наблюдаемого максимума интенсивности филамента.

PACS: 42.65.Re, 42.65.Jx, 52.38.Dx

Исследование распространения фемтосекундных лазерных импульсов в различных средах от газов до твердых тел сопровождается рядом новых явлений, таких, например, как филаментация, генерация квазирезонансного континуума и терагерцового излучения, представляющих интерес с точки зрения как фундаментальной науки, так и потенциальных приложений. Из них наиболее впечатляющим является филаментация, то есть расслоение сплошного пучка на дискретные “волокна”. Она возникает, если мощность излучения превышает определенный для данной среды порог самофокусировки P_{cr} [1]. Для плавленного кварца при длине волны излучения $\lambda = 780$ нм $P_{cr} = 1.9$ МВт [2] (это соответствует энергии импульса 0.33 мкДж при длительности 150 фс). Как известно [3], со “сверхсветовым” движением фронта ионизации в филаменте, в частности, связывают природу генерации терагерцового излучения. “Сверхсветовое” перемещение максимума интенсивности в филаменте предсказано теоретически в работах [4–6], а его единственная непрямая экспериментальная регистрация в филаментах в воздухе осуществлена в работе [7]. Однако, насколько нам известно, прямые наблюдения сверхсветовых перемещений в спонтанно сформированных световых филаментах, в частности, в твердых телах, до сих пор отсутствуют. Сразу отметим, что речь здесь не идет о нарушении принципа причинности специальной теории относительности (СТО), а только лишь об интерференционных эффектах перемещения максимума волнового пакета со скоростью, превышающей скорость света в среде.

В настоящей работе мы исследовали пространственно-временную динамику распространения фемтосекундного лазерного импульса в плавленном кварце, используя фемтосекундную времяразрешающую оптическую поляриграфию (ФВОП) [8, 9]. Основное внимание было уделено скорости перемещения точки максимальной интенсивности филамента и пространственной периодичности его структуры.

Метод ФВОП, регистрирующий в скрещенных поляризаторах мгновенную (~ 1 фс) картину керровского двупреломления, наводимую электрическим полем световой волны, позволяет “увидеть” пространственно-временную картину распространения светового импульса. Схема эксперимента показана на рис.1. Регенеративный усилитель 1 соз-

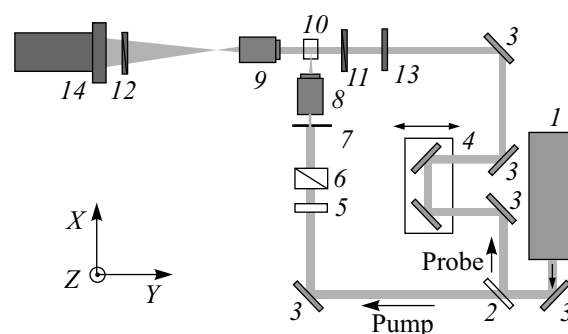


Рис.1. Схема экспериментальной установки: 1 – фемтосекундный регенеративный усилитель Legend F-1K-NE; 2 – расщепляющее зеркало; 3 – зеркала; 4 – линия задержки; 5 – пластинка $\lambda/2$; 6 – призма Глана; 7 – диафрагма; 8, 9 – объективы микроскопа 10×0.25 NA; 10 – исследуемый образец; 11, 12 – поляризаторы; 13 – ослабляющий фильтр; 14 – ПЗС-камера

¹⁾e-mail: kadan@iop.kiev.ua

дает последовательность горизонтально поляризованных импульсов (2.5 мДж, 150 фс, 780 нм, 1 кГц). Вертикально поляризованный импульс возбуждения необходимой энергии создается с помощью полуволновой фазовой пластинки 5 и призмы Глана 6. Затем из него с помощью регулируемой диафрагмы 7 вырезается узкий луч, направляемый в микроскопический объектив 8. Образец был изготовлен из плавного кварца марки КУ-1 в виде параллелепипеда с полированными гранями с размерами $3 \times 3 \times 50$ мм. Точка фокуса находится внутри исследуемого образца на глубине 1.5 мм от передней грани, через которую осуществляется возбуждение, и на глубине 0.3 мм от боковой грани, через которую производится регистрация. Образец 10 устанавливался на трехкоординатном столике и во время измерений перемещался по вертикали вдоль оси Z со скоростью 50 мкм/с. Диаметр диафрагмы 1.8 мм и энергия импульса возбуждения 2.9 мкДж были выбраны таким образом, чтобы внутри образца образовался одиночный филамент. Изображение этого филамента проецировалось с помощью микроскопического объектива 9 на матрицу монохромной ПЗС камеры 14 размером 1200×1600 пикселей. Пространственное разрешение регистрируемого изображения составляло 2 мкм. Регистрация осуществлялась в свете зондирующего импульса, задержанного относительно импульса возбуждения с помощью линии задержки 4, поляризованного под углом 45° к вертикали с помощью поляризатора 11. Ось поляризатора 12 устанавливалась в скрещенное положение относительно поляризатора 11, минимизируя пропускание зондирующего импульса. При малых фазовых сдвигах, вносимых Керровским изменением показателя преломления, и при условии $I_{\text{pump}} \gg I_{\text{probe}}$, где I_{pump} – интенсивность пучка возбуждения, а I_{probe} – интенсивность зондирующего пучка, а также при однородных и непрерывных взаимодействующих пучках интенсивность сигнала ФВОП I_{FTOP} , согласно [10], описывается как $I_{\text{FTOP}} = \pi^2 d^2 n_2^2 I_{\text{pump}}^2 I_{\text{probe}} / \lambda_{\text{probe}}^2$, где d – длина взаимодействия зондирующего и возбуждающего пучков, а λ_{probe} – длина волны зондирующего излучения. В [11] приведено более точное выражение для изображения ФВОП с учетом пространственно-временной неоднородности взаимодействующих пучков. Полный анализ изображений ФВОП в соответствии с моделью [11] не является целью настоящей работы. Тем не менее, интерпретируя изображения ФВОП, надо учитывать следующее: 1) ненулевая длительность зондирующего импульса приводит к размытию изображения объекта, движущегося вдоль оси X , подобно слишком большой выдержке в обычной фотографии, ограни-

чивая, тем самым, временное разрешение установки (~ 150 фс или 30 мкм по оси X); 2) картину распределения I_{pump} лучше описывает $I_{\text{FTOP}}^{1/2}$.

Мы зарегистрировали 33 изображения ФВОП с шагом задержки $\tau = 0.1$ пс, начиная с $\tau = 0$ и заканчивая $\tau = 3.2$ пс. За это время импульс проходит в образце 640 мкм. На рис.2 представлены 15 после-

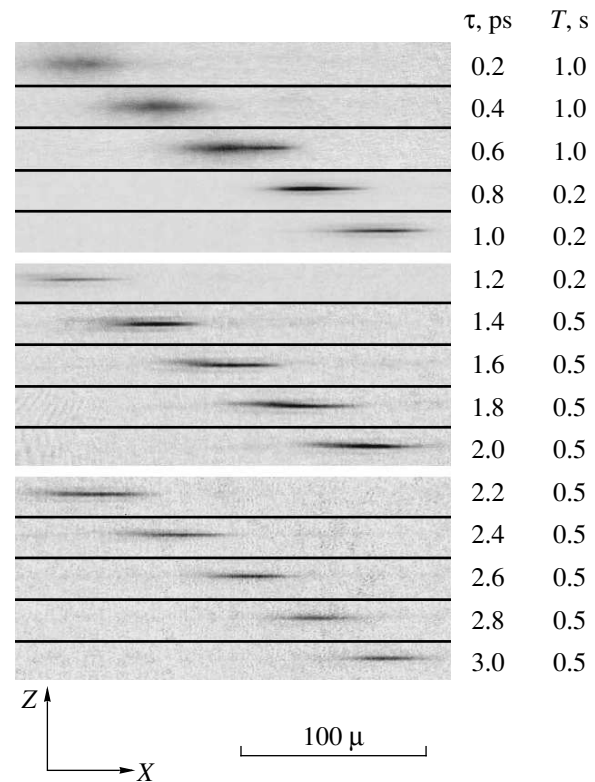


Рис.2. Последовательные изображения ФВОП при возрастающей задержке. Отображаемый диапазон X неизменен в каждой группе из пяти фотографий

довательных негативных изображений ФВОП с шагом задержки 0.2 пс, начиная с $\tau = 0.2$ пс и заканчивая $\tau = 3.0$ пс. Величины задержки τ и экспозиции T указаны справа от соответствующих фрагментов рисунка. Импульс распространяется слева направо вдоль оси X . При задержках 0.2 и 0.4 пс филамент еще не сформирован. При $\tau = 0.2$ пс полная ширина на половине высоты (ПШПВ) поперечного профиля составляет 12 мкм, а продольного – 46 мкм. В предположении гауссовского профиля лазерного импульса и с учетом растяжения изображения последняя величина соответствует длительности импульса 150 фс. С ростом τ диаметр импульса уменьшается за счет самофокусировки и при $\tau = 0.6$ пс происходит частичный переход передней части импульса в филаментированный режим с ПШПВ 3 мкм, тогда как задняя

часть имеет ПШПВ 8 мкм. Переход в филаментированный режим сопровождается удлинением продольного профиля импульса, вызванным, вероятно, его расщеплением на два импульса, которое, однако, не разрешается экспериментальной установкой.

Проанализируем эволюцию формы сигнала ФВОП на основе представленных на рис.3 профилей ин-

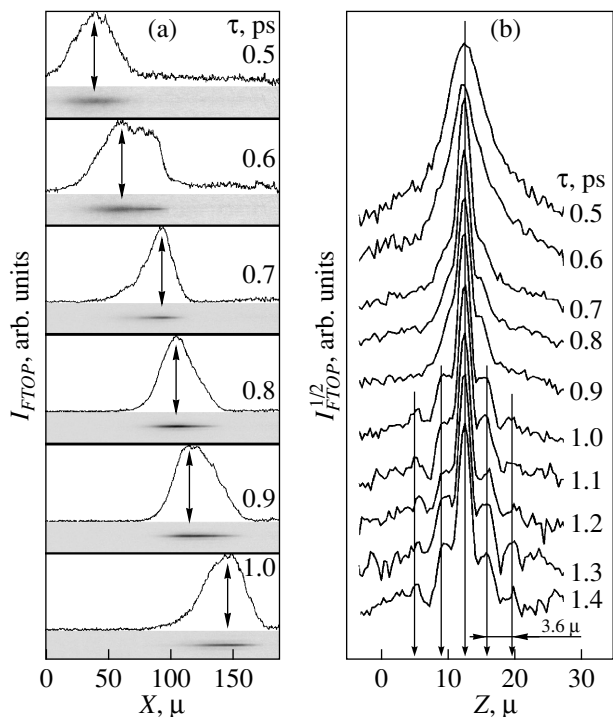


Рис.3. Профили интенсивности сигнала ФВОП: (а) – продольные; (б) – поперечные. Значения задержки в пикосекундах указаны для каждого фрагмента

тенсивности нормированной амплитуды при различных τ . Продольные профили, соответствующие узкой области выделения вдоль оси филамента шириной 2 мкм, показаны совместно с соответствующими изображениями ФВОП. Поперечные профили были взяты в положении X , соответствующем максимуму интенсивности филамента, причем ширина выделения составляла 10 мкм. Сигнал усреднялся вдоль оси Z (а) и X (б) по ширине выделенной области. Зависимость амплитуды сигнала ФВОП на оси филамента от τ представлена на рис.4а.

Из рис.3а видно, что продольно симметричный профиль, характерный для нефиламентированного импульса ($\tau \leq 0.5$ пс), начиная с $\tau = 0.6$ пс становится асимметричным. В дальнейшем положение его максимума уже не соответствует постоянной скорости распространения, совершая несколько “скачков” ($\tau = 0.7; 1.0$ пс), которые затем сменяются замедлен-

ным перемещением. Зависимость скорости перемещения максимума интенсивности импульса $V(\tau)$ показана на рис.4б. Здесь $V(\tau)$ вычислялось как разность положений максимума при τ и $\tau - 0.1$ пс, деленная на $\Delta\tau = 0.1$ пс. Из-за наличия шумовой компоненты сигнала ФВОП измеренное положение максимумов профилей несколько изменялось при варьировании ширины и положения выделенной области. Измерив положения максимумов профилей при изменении ширины выделения от 5 до 1 мкм, мы оценили величину экспериментальной ошибки как ± 30 мкм/пс.

Средняя скорость перемещения $V = 197$ мкм/пс также показана пунктирной линией. При $\tau = 0.7, 1.0, 1.3, 1.9$ и 2.3 пс наблюдаются скорости перемещения максимума импульса $V = 340, 300, 250, 240$ и 260 мкм/пс, соответственно, превышающие величину $c/n = 207$ мкм/пс для плавленого кварца. И наоборот, при $\tau = 0.8, 0.9$ и 1.8 пс $V = 107, 97$ и 127 мкм/пс, соответственно. Лишь в одной точке, $\tau = 0.7$ пс, скорость $V = 340$ мкм/пс превосходит скорость света в вакууме.

Наблюдаемые явления могут быть объяснены временным расщеплением импульса возбуждения на два и различным поведением во времени их амплитуд. К сожалению, временное разрешение экспериментальной установки (150 фс) не позволяет прямо регистрировать возможное расщепление. Тем не менее, такое предположение, на наш взгляд, оправдано, поскольку как теоретически, так и экспериментально [1] установлено, что под действием нескольких механизмов, предотвращающих коллапс фемтосекундного лазерного импульса при самофокусировке (дисперсии групповой скорости или нелинейного поглощения), он расщепляется на две компоненты. Необходимо отметить, что расщепление филаментированного импульса и “сверхсветовые” скорости перемещения расщепленных частей следуют как из ранней модели движущегося фокуса [1, 5], так и из более поздних моделей (см. [4]). Однако возможность регулярного повторения этого процесса в указанных работах не рассматривается. Численное моделирование [6] показывает, что две компоненты расщепленного импульса действительно движутся в противоположных направлениях в системе координат начального импульса. При этом, вследствие поглощения плазмой и модуляции показателя преломления [1], задний отщепленный субимпульс ослабляется сильнее переднего, постепенно уменьшаясь по амплитуде. При условии недостаточного временного разрешения установки это и приведет к наблюдению асимметричной деформации профиля импульса и, как следствие, к “сверх-

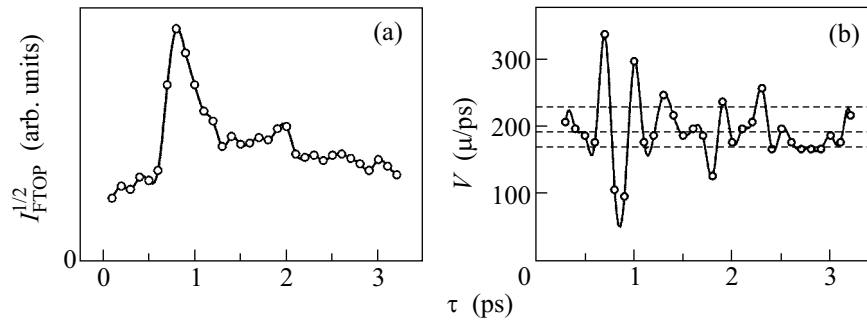


Рис.4. (а) Зависимость амплитуды $I_{\text{FTOP}}^{1/2}$ на оси филамента от τ ; (б) зависимость скорости перемещения точки максимума $I_{\text{FTOP}}^{1/2}$ от τ . Пунктирными линиями показаны средняя скорость распространения и диапазон экспериментальной погрешности

световому” перемещению наблюдаемого максимума в тот момент, когда амплитуда переднего субимпульса превысит амплитуду заднего. После полного затухания заднего субимпульса процесс может повториться.

Мы полагаем, что “сверхсветовые” точки на рис.4б сформированы именно таким образом. Наиболее выраженным является первое “сверхсветовое” перемещение при $\tau = 0.7$ пс, а дальше величина V уменьшается с τ . Анализ данных рис.4б показывает, что “сверхсветовые” перемещения, по меньшей мере в диапазоне $0.7 \text{ пс} \leq \tau \leq 1.3 \text{ пс}$, повторяются во времени с периодом около 0.3 пс (или 60 мкм в пространстве), а в наблюдаемое при 1.3, 1.6 и 1.9 пс затухание “сверхсветовых” максимумов, возможно, дает вклад накопление фазового рассогласования между дискретом выборки и периодом процесса.

Помимо продольной, обнаружена также и поперечная периодичность структуры филамента. На рис.3б показана эволюция поперечных профилей интенсивности, измеренных в положениях максимума интенсивности, при росте τ . Как следует из рисунка, филаментированный режим, характеризуемый наличием узкого осевого максимума с ПШПВ 3 мкм, начинается с $\tau = 0.7$ пс. При увеличении τ низкоинтенсивный пьедестал вокруг осевого максимума расширяется и при $\tau = 1.0$ пс преобразуется в отчетливую систему колец с пространственным периодом $l = 3.6$ мкм. Эти кольца сохраняются до $\tau = 2.0$ пс. На наш взгляд, наблюдаемая структура может являться индикатором наличия в филаменте конической волны, которая и генерирует систему колец в результате интерференции с аксиальной компонентой волнового пакета филамента. В связи со сказанным напомним, что явление спонтанной генерации в филаментах нелинейных конических (или X -волн), связанных с аксиальной волной процессом четырехволнового смешивания, уже исследовалось как теорети-

чески [12], так и экспериментально [4, 13, 14]. Именно эквидистантность кольцевой структуры, представленной на рис.3б, указывает, по нашему мнению, на наличие конического волнового фронта, в отличие, например, от результатов работы [15], где интерференция сферических волновых фронтов образует систему колец, которые сгущаются по направлению от центра. Угол конуса $\theta = \lambda/l$, где λ – длина волны лазера в среде, вычисленный по расстоянию между кольцами $l = 3.6$ мкм, составляет 8.5° . По всей видимости, в нашем эксперименте коническая волна формируется сразу после нелинейного фокуса ($\tau = 0.8$ пс), начиная с момента максимального роста интенсивности филамента, в соответствии с выводами работы [13]. Отсутствие выраженной кольцевой структуры при $\tau = 0.8$ и 0.9 пс объясняется в таком случае тем, что для распространения конического волнового пакета, генерируемого в осевой области, в направлении Z от оси, требуется определенное время (10 мкм за 0.33 пс при $\theta = 8.5^\circ$). Исчезновение же наблюдаемой кольцевой структуры после $\tau \geq 2.0$ пс может быть вызвано фазовой самомодуляцией, приводящей к расширению частотного спектра волнового пакета.

Попробуем теперь связать между собой наблюдаемые поперечную и продольную периодичности филамента. В [16] продольная периодичность интенсивности, полученная при моделировании бесселевских филаментов в водяной ячейке, сформированных при помощи аксикона, была интерпретирована как результат накопления продольного рассогласования фазы между осевой проекцией волнового вектора конической волны, с одной стороны, и осевой части пучка, с другой стороны. Если деструктивная интерференция приходится на середину импульса, то он расщепляется, и последующее перераспределение интенсивности между расщепленными субимпульсами происходит с периодичностью $L = 2\pi/k(1 - \cos \theta)$,

где k – волновой вектор. Предложенный механизм точно соответствует наблюдаемой в нашем эксперименте картине периодических трансформаций формы импульса с учетом недостаточности временного разрешения. Вышеприведенное выражение при $\theta = 8.5^\circ$ дает периодичность $L = 50$ мкм, очень близкую к 60 мкм – наблюдаемому в нашем эксперименте продольному периоду повторения. В смысле предложенной концепции очень вероятно, что оба пространственных периода, L и l , сформированы пересечением с осями X и Z одной и той же картины интерференции конической и аксиальной компонент филамента.

И наконец, приведем несколько замечаний по поводу “сверхсветового” распространения. Даже с учетом того, что наблюдаемые “сверхсветовые” перемещения максимума импульса являются следствием расщепления импульса и недостаточного временного разрешения, мы утверждаем, что общий максимум интенсивности филамента осуществляет “сверхсветовой скачок” в тот момент, когда интенсивность переднего субимпульса превосходит интенсивность заднего, а значит, реальное “сверхсветовое” перемещение максимума филамента выражено даже сильнее, чем наблюдаемое. При этом, конечно, надо помнить, что наблюдаемое явление не нарушает принципа причинности СТО, поскольку максимум интенсивности после “сверхсветового” перемещения состоит не из исходных фотонов, а из фотонов, прибывших в ядро филамента из периферийных областей более широкого волнового пакета.

В заключение отметим, что мы зарегистрировали сверх- и субсветовые перемещения максимума фемтосекундного филамента в плавленом кварце. Наблюдаемые перемещения, а также поперечная и продольная периодичности положения максимума филамента могут быть объяснены генерацией конической волны, интерферирующей с аксиальной компонентой филамента.

Работа выполнена при частичной поддержке Украинского научно-технологического центра (проект # 3745). Авторы благодарны Ю. Глинке за плодотворные дискуссии, а также П. Коренюку и А. Филину за техническую поддержку.

1. A. Couairon and A. Mysyrowicz, *Phys. Rep.* **441**, 47 (2007).
2. V. Kudriašov, E. Gaižauskas, and V. Sirutkaitis, *J. Opt. Soc. Am. B* **22**, 2619 (2005).
3. C. D. Amico, A. Houard, S. Akturk et al., *New Journal of Physics* **10**, 013015 (2008).
4. D. Faccio, M. A. Porras, A. Dubeitis et al., *Phys. Rev. Lett.* **96**, 193901 (2006).
5. Y. Shen, *The principles of nonlinear optics*, Wiley-Interscience, 1984.
6. J. E. Rothenberg, *Opt. Lett.* **17**, 583 (1992).
7. S. Tzortzakis, G. Mechain, G. Patalano et al., *Appl. Phys. B* **76**, 609 (2003).
8. H. Kumagai, S.-H. Cho, K. Ishikawa et al., *J. Opt. Soc. Am. B* **20**, 597 (2003).
9. V. Kadan, I. Blonsky, I. Dmytruk et al., *Proc. of SPIE* **6726**, 67260F (2007).
10. J. Takeda, K. Nakajima, S. Kurita et al., *Phys. Rev. B* **62**, 10083 (2000).
11. M. Fujimoto, S. Aoshima, M. Hosoda et al., *Phys. Rev. A* **64**, 033813 (2001).
12. A. Dubeitis, E. Gaižauskas, G. Tamošauskas et al., *Phys. Rev. Lett.* **92**, 253903 (2004).
13. D. Faccio, A. Averchi, A. Lotti et al., *Opt. Express* **16**, 1565 (2008).
14. D. Faccio, M. Clerici, A. Averchi et al., *Opt. Express* **16**, 8213 (2008).
15. V. P. Kandidov, O. G. Kosareva, and A. A. Koltun, *Quantum Electronics* **33**, 69 (2003).
16. P. Polesana, M. Franco, A. Couairon et al., *Phys. Rev. A* **77**, 043814 (2008).