

Генерация ударных волн при аксиконной фокусировке фемтосекундного лазерного излучения в прозрачных диэлектриках

А. А. Бабин, А. М. Киселев, Д. И. Кулагин, К. И. Правденко, А. Н. Степанов¹⁾

Институт прикладной физики РАН, 603950 Н. Новгород, Россия

Поступила в редакцию 15 июля 2004 г.

Экспериментально показано, что при аксиконной фокусировке интенсивного фемтосекундного лазерного излучения в прозрачных диэлектриках происходит эффективное возбуждение ударных волн. Разработана методика измерения динамики ударных волн, использующая частотно модулированный пробный импульс и обладающая высоким пространственным (~ 1 мкм) и временным (~ 10 пс) разрешением. С использованием этой методики исследована начальная стадия эволюции сильных (до 10 ГПа) ударных волн.

PACS: 67.57.Lm, 76.60.-k

Одной из важных особенностей воздействия сфокусированных на вещество фемтосекундных лазерных импульсов является возможность резкой пространственной локализации области энерговыделения, что обусловлено подавлением роли процессов теплопроводности в веществе за время действия излучения. Кроме того, по мере укорочения лазерного импульса, как правило, снижается плотность потока энергии, необходимая для модификации вещества [1, 2]. Данные обстоятельства представляют особый интерес в ряде приложений, прежде всего для прецизионной обработки материалов лазерным излучением с микронной и субмикронной точностью. Практически всегда неотъемлемым эффектом при воздействии сверхкороткого лазерного импульса на конденсированное вещество является генерация ударных волн (УВ) [3]. При изучении поведения вещества в остро сфокусированном лазерном луче встает нетривиальная задача наблюдения ударных волн с высоким пространственным (~ 1 мкм) и временным (~ 10 пс) разрешением. В настоящей работе проведено экспериментальное исследование динамики ударных волн, возбуждаемых при фокусировке интенсивного фемтосекундного лазерного излучения аксиконной линзой в объеме прозрачных диэлектриков. Это оказалось возможным благодаря созданию оригинальной методики, обеспечившей наблюдение динамики УВ за один лазерный импульс с высоким пространственным разрешением.

В экспериментах по исследованию генерации ударных волн использовалась следующая схема (рис.1). Источником излучения служил фемтосекундный лазерный комплекс на кристаллах Ti:Sa [4],

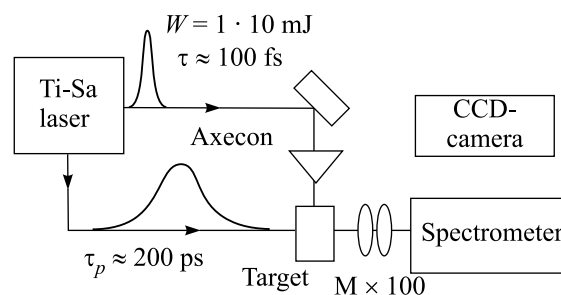


Рис.1. Схема эксперимента

генерирующий импульсы длительностью $\tau \approx 100$ фс с длиной волны $\lambda \approx 0.8$ мкм и частотой повторения $F = 10$ Гц. Усиление фемтосекундных импульсов осуществлялось по стандартной схеме [5], при которой исходный фемтосекундный импульс с задающего генератора растягивается во времени, полученный частотно-модулированный импульс усиливается до необходимой энергии, затем производится временное сжатие усиленного импульса. В настоящих экспериментах энергия в лазерном импульсе не превышала 10 мДж. Лазерный пучок диаметром $d = 8$ мм с выхода лазерного комплекса попадал на аксиконную линзу с углом при основании $\beta = 20^\circ$. Как известно [6], аксикон фокусирует гауссов пучок падающего излучения в нить, вытянутую вдоль оси аксикона. В условиях эксперимента максимальная интенсивность на оси аксикона составляла $I = (1 \div 2) \cdot 10^{14}$ Вт/см². Мишень из прозрачного диэлектрика (полиметилметакрилат – ПММА) размещалась в области максимальной интенсивности и смещалась от импульса к импульсу, чтобы обеспечить попадание в данное место мишени только

¹⁾e-mail: step@ufp.appl.sci.nnov.ru

одного импульса. Как было показано ранее [7], при аксиальной фокусировке фемтосекундного лазерного излучения в объеме прозрачного диэлектрика наблюдалась яркая светящаяся нить, на месте которой после окончания импульса оставался длинный вытянутый канал диаметром в несколько микрон и длиной до одного сантиметра. Появление светящейся нити было интерпретировано как образование плазменного канала, который, как было показано, эффективно поглощает энергию лазерного импульса. Поглощение энергии лазерного излучения должно приводить к образованию расходящейся цилиндрической ударной волны, изучение которой явилось целью настоящей работы.

Для исследования динамики формирования канала и генерации ударной волны в работе использовалась следующая методика. Часть частотно-модулированного усиленного лазерного импульса отщеплялась до конечной части лазерного комплекса, осуществляющего временное сжатие (компрессию) импульсов, и с регулируемой задержкой проходила (перпендикулярно оси аксиона) через область, в которой происходило формирование плазменного канала. Длительность частотно-модулированного диагностического пробного импульса составляла $\tau_p \sim 200$ пс. Далее пробный импульс с увеличением $\times 100$ проецировался на входную щель спектрометра. На выходе спектрометра размещалась 12-битная CCD камера (PCO, модель Pixel Fly). Так как разные длины волн частотно-модулированного импульса проходят через область взаимодействия в разные моменты времени, горизонтальная ось в изображении спектра на выходе спектрометра будет (в случае линейной частотной модуляции) пропорциональна времени, а вертикальная ось соответствует пространственной координате. В результате изображение спектра на экране CCD камеры дает пространственно-временную развертку поперечного размера области, в которой формируется плазменный канал, аналогично картине, получаемой с помощью стрик-камеры. Пространственное разрешение в наших условиях составляло ~ 1 мкм и в основном определялось числовой апертурой микроскопического объектива, использованного для переноса увеличенного изображения на вход спектрографа. Временное разрешение определялось спектральным разрешением спектрометра (практически шириной входной щели, обеспечивающей необходимый уровень сигнала на CCD камере) и было ~ 10 пс. Энергия в падающем на образец фемтосекундном импульсе и в импульсе, прошедшем через образец, измерялась с помощью калиброванных фотодиодов.

Как уже отмечалось, при превышении некоторой пороговой интенсивности на оси аксиона происходил пробой материала мишени с образованием плазменного канала. Доля энергии фемтосекундного лазерного импульса, поглощенная в плазме, в зависимости от энергии в падающем лазерном импульсе приведена на рис.2. Из рисунка видно, что доля

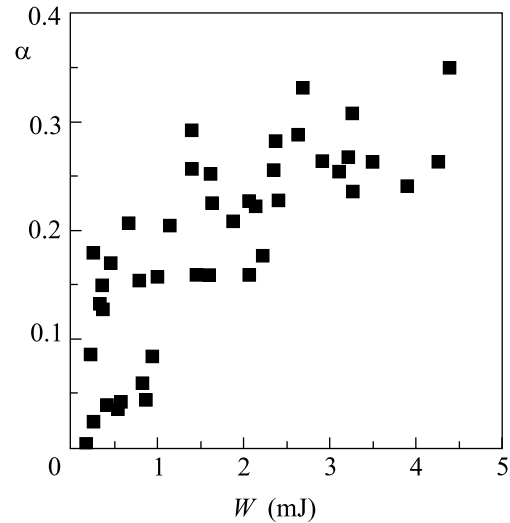


Рис.2. Зависимость доли α энергии фемтосекундного лазерного импульса, поглощенной в образце ПММА, от энергии в импульсе

поглощенной энергии быстро возрастает при превышении порога пробоя и уже при $W \approx 4$ мДж значительная часть энергии падающего фемтосекундного импульса ($\sim 30\%$) поглощается в плазме. На рис.3 представлены три изображения спектра с CCD камеры на выходе спектрометра для трех различных задержек пробного импульса относительно интенсивного фемтосекундного импульса, создающего плазменный канал ($\tau_d = 0; 0.5$ и 1.0 нс). Каждое изображение получено в одном лазерном импульсе. Для получения изображения использовалась обработка исходных кадров с целью фильтрации мелкомасштабной структуры, наблюдаемой в пространственном распределении диагностического пробного импульса при 100-кратном увеличении. Данные получены для ПММА при энергии в падающем импульсе $W \approx 2.5$ мДж. На первом изображении ($\tau_d = 0$ нс) видно формирование канала. В момент прихода интенсивного фемтосекундного импульса поглощение излучения пробного импульса отсутствует. Затем после окончания фемтосекундного импульса поглощение излучения в канале нарастает с характерным временем ~ 100 – 150 пс. Поперечный размер канала на этих временах не меняется. Наличие более слабых

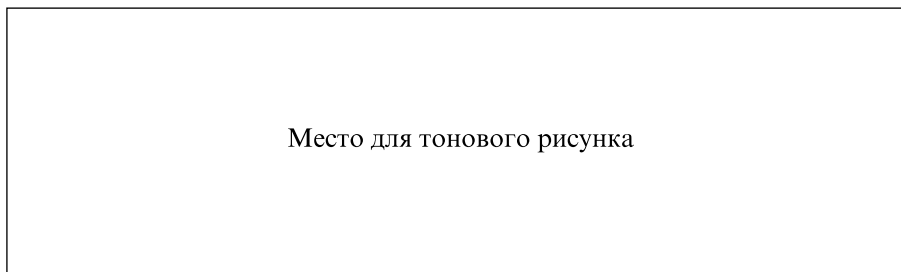


Рис. 3. Пространственно-временная развертка изображения области воздействия, при различных задержках диагностического импульса относительно фемтосекундного $\tau_d \approx 0$ нс, $\tau_d \approx 0.5$ нс, $\tau_d \approx 1.0$ нс, энергия фемтосекундного импульса $W \approx 2.5$ мДж

горизонтальных полос связано с конечностью апертуры микроскопического объектива, использовавшегося для переноса изображения на вход спектрометра [8]. На втором изображении ($\tau_d = 0.5$ нс) видно увеличение поперечного размера канала со временем. Увеличение размера канала связано с расширением области вещества, нагретого лазерным импульсом, в окружающую ненагретую среду. Помимо канала, расположенного в центральной части, видна вторая структура большего поперечного размера с увеличивающимся во времени диаметром – расходящаяся от канала ударная волна. При большей задержке пробного импульса ($\tau_d = 1.0$ нс) расширение канала замедляется, ударная волна дальше уходит от оси аксикона. При задержке пробного импульса ~ 2 нс рост диаметра канала прекращался, а положение фронта УВ становилось плохо различимым. Размер канала при больших задержках соответствовал размеру канала, наблюдавшемуся на кадрах, сделанных спустя несколько секунд после интенсивного фемтосекундного импульса.

На основании изображений, полученных с ССД камеры, можно построить зависимость диаметра канала и положения фронта ударной волны от времени, изображенную на рис. 4. Отметим некоторые характерные особенности приведенных зависимостей. При $t < 0.5$ нс диаметр канала не зависит от времени. Это, по-видимому, связано с тем, что характерное время пробега звукового возмущения $t_s \sim r_k/c_s \sim \sim 0.5$ нс (здесь r_k – радиус канала и c_s – скорость звука в ПММА), то есть оказывается того же порядка, что и размер канала.

За все время расширения диаметр канала увеличивается примерно в два раза, что приводит к увеличению объема исходно нагретого вещества (вследствие цилиндрической геометрии эксперимента) примерно в 4 раза. Соответственно плотность вещества в канале после завершения расширения уменьшается тоже в четыре раза. Это, по-видимому, свидетель-

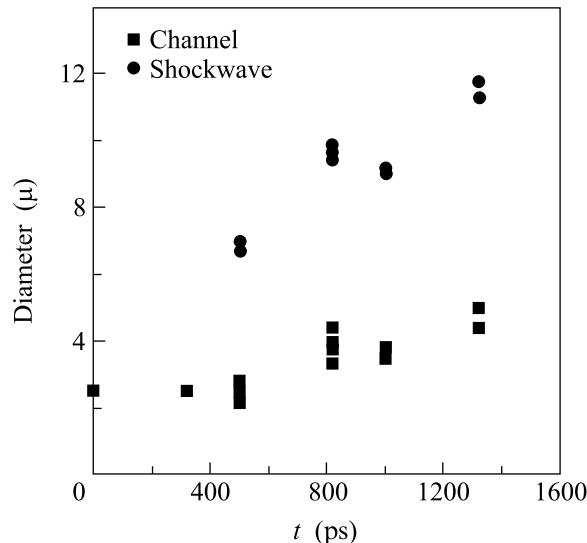


Рис. 4. Зависимость диаметра канала и места положения фронта ударной волны от времени, энергия в импульсе $W \approx 2 \div 3$ мДж

ствует о том, что ПММА (оргстекло), первоначально находившееся в состоянии твердого тела, распадается при нагреве, происходящем при поглощении энергии лазерного излучения плазмой, и хотя бы часть продуктов распада молекул ПММА находится в газовой фазе.

Использованная в эксперименте методика в принципе позволяет в одном лазерном импульсе провести измерение как скорости движения вещества (по динамике диаметра канала), так и скорости ударной волны. Этого достаточно для построения ударной адиабаты вещества и нахождения его уравнения состояния. Реально точность определения положения фронта УВ составляла $\pm 15\%$, что в основном связано с абберациями системы переноса изображения на входную щель спектрометра при больших увеличениях из-за малых (несколько микрон) размеров исследуемого объекта.

На рис.5 изображена зависимость скорости ударной волны V , восстановленная на основе обработки экспериментальных данных, как функции энергии в фемтосекундном импульсе, создающем плазменный канал. Штриховая линия на том же рисунке соответствует скорости звука в оргстекле [9]. При цилиндрической геометрии скейлинг скорости УВ от поглощенной энергии будет иметь вид [10] $v \sim \sqrt[4]{\eta W}$, где η – доля поглощенной энергии (рис.2), W – энергия в лазерном импульсе. Эта зависимость также приведена на рис.5. Если воспользоваться данны-

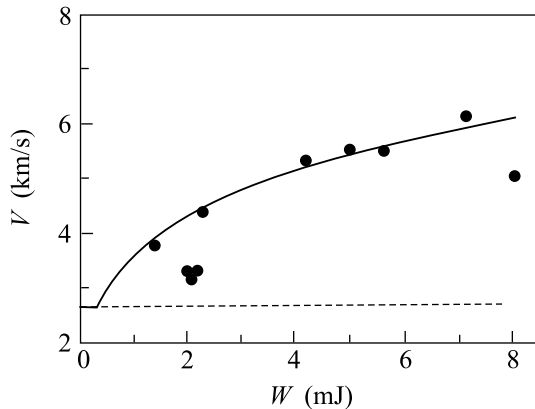


Рис.5. Зависимость скорости фронта ударной волны V от энергии в лазерном импульсе. Точки – эксперимент, сплошная линия – скейлинг для цилиндрической геометрии, штриховая линия – скорость звука в ПММА

ми работы [11] по исследованию УВ в оргстекле, то по скорости ударной волны можно построить зависимость давления в УВ от энергии в падающем импульсе (кресты на рис.6). Как видно, по мере роста энергии величина давления быстро нарастает и при максимальных энергиях превосходит 10 ГПа. Источником УВ является давление, создаваемое нагретым веществом материала мишени в канале. Оценка теплового давления, проведенная с учетом экспериментально измеренной доли поглощенной энергии падающего импульса, приведена на рис.6 в виде сплошной линии для модели, рассматривающей материал мишени как идеальный газ. Оценки показывают близость теплового давления и давления в ударной волне.

Остановимся теперь на динамике роста поглощения излучения пробного импульса нагретым веществом в канале. Как следует из анализа изображений, приведенных на рис.3, после окончания фемтосекундного импульса, создающего плазму в канале, происходит постепенное нарастание поглощения с характерным временем ~ 100 – 150 пс. Интерпретация данной зависимости представляется следующей. Возникаю-

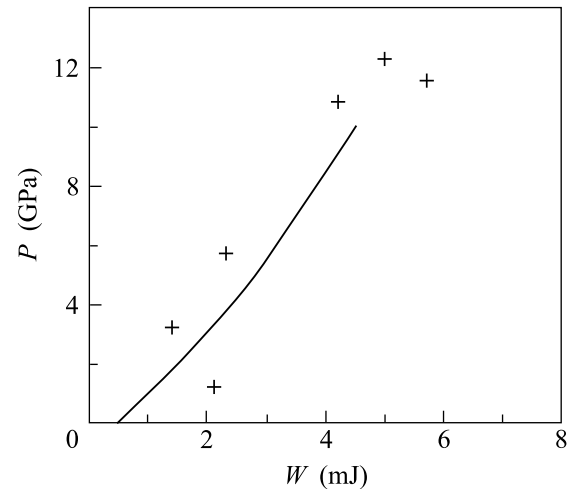


Рис.6. Давление в УВ как функция энергии в лазерном импульсе. Кресты – оценка по скорости УВ, сплошная линия – оценка теплового давления

щая в канале под воздействием интенсивного фемтосекундного импульса плазма имеет, согласно расчетам [12], концентрацию $n_e \approx 10^{19}$ – 10^{20} см $^{-3}$, что должно приводить к наблюдению заметного поглощения. Однако время существования плазмы скорее всего много меньше пикосекунды [13]. Поэтому при нашем временном разрешении ~ 10 пс поглощение, связанное с плазмой, не может быть зарегистрировано. Наблюдаемый рост поглощения с временами ~ 100 – 150 пс, по-видимому, определяется разрушением молекул ПММА при сильном разогреве вещества образца, вызванного поглощением энергии лазерного излучения, что ведет к образованию сильно поглощающих продуктов распада (карбонизация оргстекла) [14]. Полученные экспериментальные результаты по динамике роста поглощения позволяют построить график зависимости скорости нарастания поглощения в канале от температуры вещества в канале (рис.7). Температура вещества оценивалась по доле поглощенной энергии с учетом геометрических размеров канала. Приведенный график свидетельствует о том, что по мере роста температуры вещества скорость нарастания поглощения уменьшается. Результат несколько неожиданный, так как если поглощение определяется наработкой продуктов распада ПММА, то, как известно из химической кинетики [15], концентрация поглощающих продуктов распада n должна определяться уравнением

$$dn/dt = N\nu^{-E/kT}, \quad (1)$$

где N – исходная концентрация молекул ПММА, ν – некоторая константа, E – энергия активации реакции, T – температура. Как следует из приведенной

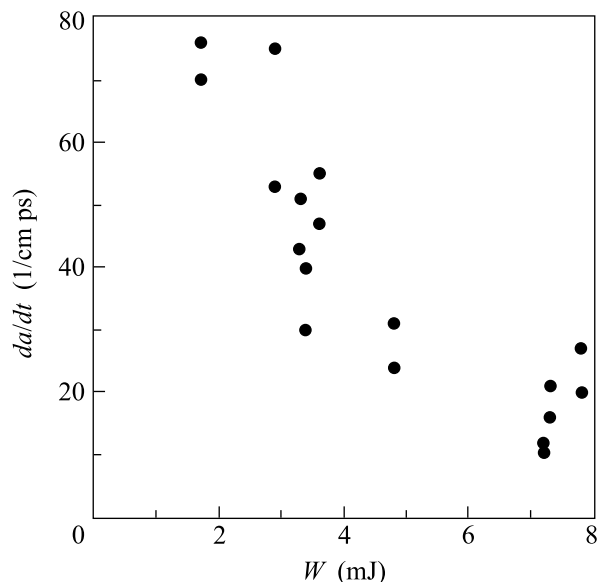


Рис. 7. Зависимость скорости нарастания поглощения в канале от температуры вещества

зависимости, с ростом температуры скорость образования поглощающих продуктов распада резко увеличивается, то есть скорость нарастания поглощения в канале, которая пропорциональна концентрации поглощающих продуктов распада, должна возрастать. Это находится в противоречии с приведенной на рис. 7 зависимостью. Возможным объяснением этого несоответствия может служить предположение об уменьшении энергии активации в экстремальных условиях эксперимента (высоких температур и давлений) по мере роста энергии в падающем импульсе. Аналогичное уменьшение энергии активации реакции разложения (по сравнению с описываемыми уравнением (1) изотермическими условиями) наблюдалось при ударно-волновом сжатии в ударных волнах в экспериментах [15].

Таким образом, в настоящей работе проведено исследование динамики ударных волн, генерируемых при аксиальной фокусировке интенсивного фемтосекундного излучения в ПММА. Примененная методика позволила исследовать динамику за один лазерный импульс с высоким пространственным и временным разрешением. Показано, что в образце могут гене-

рироваться ударные волны достаточно большой амплитуды (> 10 ГПа) при энергии в лазерном импульсе в несколько миллиджоулей. Динамика поглощения диагностического излучения свидетельствует о сложном характере кинетики разрушения материала мишени при ударно-волновом сжатии. Настоящая работа осуществлена при поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований (гранты # 01-02-17512 и # 02-02-17271).

1. P. P. Pronko, S. K. Dutta, S. Squier et al., *Opt. Communications* **114**, 106 (1995).
2. B. C. Stuart, M. D. Feit, S. Harman et al., *Phys. Rev.* **B53**, 1749 (1996).
3. F. Glezer, Ch. Shaffer, N. Nishimura et al., *Opt. Lett.* **22**, 1817 (1997).
4. А. А. Бабин, А. М. Киселев, А. М. Сергеев и др., *Квантовая электроника* **31**, 623 (2001).
5. D. Strickland and G. Mourou, *Optics Communications* **56**, 212 (1985).
6. В. В. Коробкин и др., *Квантовая электроника* **16**, 178 (1986).
7. А. А. Бабин, А. М. Киселев, К. И. Правденко и др., *УФН* **169**, 29 (1999).
8. S. V. Garnov, V. I. Kononov, A. A. Maluyutin et al., *Laser Physics* **13**, 386 (2003).
9. *Физические величины*, Справочник под редакцией И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова, М.: Энергоатомиздат, 1991.
10. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, М.: Наука, 1966.
11. А. А. Бакаева, И. П. Дунаев, Р. Ф. Трунин, *Физика твердого тела* **7**, 1615 (1965).
12. D. I. Kulagin, *Technical Digest IQEC/LAT-YS 2002*, June 22–27, (2002), p. 47.
13. P. Andebert, Ph. Daguzan, A. Dos Santos et al., *Phys. Rev. Lett.* **73**, 1990 (1994).
14. С. В. Шулепов, *Физика углеграфитовых материалов*, Челябинск, 1968.
15. Г. И. Канель, С. В. Разоренов, А. В. Уткин, В. Е. Фортов, *Ударно-волновые явления в конденсированных средах*, М.: "Янус-К", 1996.