

## Динамика распространения ударных волн и кавитационных пузырей в зависимости от энергии падающего остророфокусированного фемтосекундного лазерного излучения

Ф. В. Потемкин Е. И. Мареев\*

*Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова,  
физический факультет, кафедра общей физики и волновых процессов.  
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.*

*Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М. В. Ломоносова.  
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 62.*

(Статья поступила 14.06.2013; Подписана в печать 29.07.2013)

Впервые с помощью метода теневой фотографии получена двумерная карта (время–лазерная энергия) динамики переноса энергии на наносекундном масштабе времени при острой фокусировке интенсивного фемтосекундного лазерного излучения в объём диэлектрической сильнопоглощающей жидкости (ацетон, дистиллированная вода). Показано, что энергия образующейся ударной волны пропорциональна энергии падающего фемтосекундного лазерного излучения. Исследована зависимость начальной скорости и давления на переднем фронте ударной волны от энергии лазерного импульса. Наибольшие скорости и, соответственно, давления наблюдаются при максимальной энергии и составляют  $4400 \pm 400$  м/с и  $5,9 \pm 1,3$  ГПа для ацетона,  $7200 \pm 300$  м/с и  $26 \pm 3$  ГПа для воды. Обнаружен выход на насыщение диаметра ударной волны при увеличении энергии лазерного импульса и обратный кубический выход на него. Показано, что радиус кавитационного пузыря имеет обратную кубическую зависимость от энергии падающего излучения.

PACS: 52.50.Jm, 43.25+у, 62.50+р.

УДК: 532-535.

Ключевые слова: фемтосекундная лазерная микроплазма, лазерно-индуцированная ударная волна, кавитация.

### ВВЕДЕНИЕ

Остророфокусированное фемтосекундное лазерное излучение дает уникальные возможности для локализованной доставки энергии внутрь прозрачного материала без непосредственного повреждения поверхности [1–3]. Это находит широкое применение в неинвазивной лазерной микрохирургии, трехмерном хранении информации и во множестве других областей, требующих точечного вложения больших энергий в небольшой объем среды [3]. Взаимодействие лазерного излучения со средой в первую очередь зависит от параметров лазерного импульса и типа среды [1–3]. Например, в случае фокусировки лазерного излучения в кристаллический диэлектрик происходит возбуждение когерентных фононов, формирование и распространение ударной волны и образование остаточной микромодификации [4–8]. В случае жидких диэлектрических сред происходит образование ударных волн и кавитационных пузырей [1, 3, 9, 10]. В любом случае, только поглощенная энергия может использоваться для обработки материала. Прохождение света через плазму, как и его рассеяние и отражение, уменьшает эффективность обработки материала [11]. Поглощенная энергия способствует разрезанию ткани или лазерной абляции, в то время

как распространяющиеся от области пробоя ударные волны и кавитационные пузыри определяют разрушающий эффект лазерного импульса на больших расстояниях ( $> 100$  мкм) [10, 11]. В случае лазерной капсулотомии и литотрипсии эти эффекты могут являться преимуществом, но в большинстве случаев их влияние следует минимизировать [11]. Таким образом, одной из важнейших задач в исследовании лазерно-индуцированных ударных волн и кавитационных пузырей является изучение эффективности преобразования энергии лазерного импульса и зависимости эффективности от параметров лазерного излучения, а также распределение этой энергии в пространстве [11–17]. Большинство работ по этой тематике тесно связано с офтальмологией, так как именно в лазерной микрохирургии необходимо точное точечное вложение энергии в среду с минимальным воздействием на окружающую область [9, 11, 18–23].

Максимальная эффективность преобразования энергии падающего импульса в энергию ударных волн и кавитационных пузырей достигается при использовании наносекундных импульсов, а минимальная — при использовании фемтосекундных импульсов. Это связано с тем, что в случае фокусировки лазерного излучения в прозрачный диэлектрик могут достигаться экстремальные для данного диэлектрика интенсивности ( $\sim 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>), в результате чего в веществе образуется электронная неравновесная плазма [1, 2]. В прозрачных диэлектриках именно плазма служит основным механизмом поглощения излучения. Время жизни плазмы зависит от дли-

\*E-mail: mareev.evgeniy@physics.msu.ru

тельности импульса, для пико- и наносекундных импульсов оно имеет величину порядка длительности импульса, для фемтосекундных импульсов время жизни плазмы существенно меньше [11]. Таким образом, в случае фемтосекундных импульсов эффективность поглощения импульса ниже.

Энергия ударной волны и кавитационных пузырей зависит от энергии падающего излучения, она растет с увеличением энергии лазерного импульса. В большинстве исследований рассматривается распространение ударной волны в пространстве, а знание зависимости радиуса от времени позволяет оценить давление на фронте ударной волны. Обычно эти исследования проводятся лишь для небольшого диапазона энергии лазерного излучения и, в основном, для пико- и наносекундных импульсов [1, 3, 11]. Таким образом, целью данной работы являлось исследование зависимости распространения ударной волны и кавитационного пузыря от энергии лазерного импульса, времени и пройденного расстояния. Это позволяет однозначно определить величину воздействия ударной волны в любой точке пространства для заданной энергии лазерного импульса.

## 1. УДАРНЫЕ ВОЛНЫ И КАВИТАЦИОННЫЕ ПУЗЫРИ

После образования в ходе оптического пробоя плазма начинает расширяться со сверхзвуковой скоростью, вызывая сжатие жидкости и образование ударного фронта в окружающей плазму жидкости. Из-за высоких температур образуется тонкий слой водяного пара высокой температуры и давления, окружающий исходный объем плазмы. Так как плазма продолжает расширяться, остывать и исчезать, этот тонкий слой пара формирует кавитационный пузырь [1, 3]. Размер этого пузыря может существенно превышать исходный размер плазмы. Изначально скорость распространения ударной волны и границ кавитационного пузыря совпадают и могут превышать скорость звука [1, 3]. Скорость расширения кавитационного пузыря после его образования начинает увеличиваться за счет дополнительной кинетической энергии, получаемой от высокого давления внутри пузыря. После этого скорость расширения пузыря начинает резко падать, так как пары внутри пузыря остывают. Таким образом, после оптического пробоя ударная волна отделяется от кавитационного пузыря из-за большой разницы в скоростях между фронтом ударной волны и границей кавитационного пузыря. Для фемтосекундных импульсов это происходит на временах порядка нескольких наносекунд [9, 10]. В работе [11] А. Vogel постулирует, что волна сжатия образуется позади фронта ударной волны. Так как скорость фронта ударной волны быстро затухает, вторичная волна сжатия распространяется быстрее, что приводит к уширению ударной волны. Впоследствии скорость

ударной волны уменьшается до звуковой, время этого затухания, как и начальные параметры ударной волны, сильно зависят от параметров исходного импульса, особенно от его длительности. Для описания ударных волн обычно используют следующие параметры:  $r(t)$  — расстояние фронта ударной волны от центра,  $u_s(r, t)$  — скорость ударной волны,  $p_s(r, t)$  — давление ударной волны,  $\alpha(t)$  — показатель затухания ударной волны. Зная зависимость радиуса ударной волны от времени, легко рассчитать ее скорость. Давление же на переднем фронте ударной волны связывается со скоростью ее распространения эмпирическим уравнением (1).

$$p_s = c_1 \rho_0 u_s (10^{(u_s - c_0)/c_2} - 1). \quad (1)$$

Используя уравнение Рэнки–Гугенота (2) можно оценить диссипацию энергии как функцию пройденного расстояния. Интегрируя по расстоянию, необходимому для затухания ударной волны до звуковой, можно получить энергию ударной волны.

$$\begin{aligned} \Delta\varepsilon(r) &= \frac{1}{2} \left( \frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho_s(r)} \right) (p_s(r) + p_0) \approx \\ &\approx \frac{1}{2} \left( \frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho_s} \right) p_s(r). \end{aligned} \quad (2)$$

Параметры на переднем фронте ударной волны связаны уравнениями (3)–(5)

$$\rho_s(r) = \frac{\rho_0}{1 - \frac{p_s}{u_s^2 \rho_0}}, \quad (3)$$

$$\rho(u_s - u) = \rho_0 u_s, \quad (4)$$

$$p - p_\infty = \rho_0 u_s u. \quad (5)$$

Используя уравнения (2)–(5) можно получить оценку кинетической энергии ударной волны (6):

$$E_{sh}(r_0, r_1) = \int_{r_0}^{r_1} 4\pi r^2 \rho_s(r) \Delta\varepsilon(r) dr. \quad (6)$$

Кавитационный пузырь, образовавшийся в ходе оптического пробоя, с давлением, превышающим давление окружающей его жидкости, изначально распространяется со сверхзвуковыми скоростями для наносекундных импульсов и дозвуковыми для субпикосекундных [1]. Во время роста кавитационного пузыря давление внутри него уменьшается со временем, ввиду увеличения его объема и конденсации пара около границ пузыря. Таким образом, давление уменьшается до давления насыщенного пара. В этой точке радиус кавитационного пузыря достигает своего максимума. Так как давление насыщенного пара меньше

давления окружающей жидкости, кавитационный пузырь начинает сжиматься. Объем продолжает уменьшаться до тех пор, пока скорость конденсации не сможет компенсировать уменьшение объема, и пузырь коллапсирует. Если достаточно энергии было запасено в объеме пузыря, тогда коллапс приводит к резкому увеличению температуры и давления в его объеме, в результате излучается вторичная ударная волна и происходит последующее расширение пузыря. Такие осцилляции могут происходить несколько раз. Энергию кавитационного пузыря легко определить, зная его максимальный радиус

$$E_b = \frac{4\pi}{3} P_0 R^3, \quad (7)$$

где  $P_0 = p_\infty - p_v$ ,  $p_\infty$  — гидростатическое давление,  $p_v$  — давление внутри пузыря [1, 3, 11].

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ СХЕМА

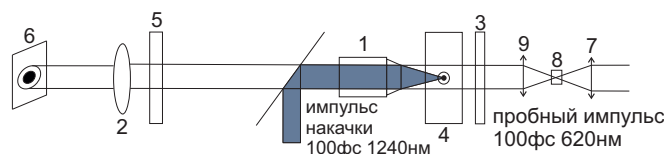


Рис. 1: Экспериментальная схема

Для исследования взаимодействия острогофокусированного лазерного излучения с веществом использовалось излучение хром-форстеритовой фемтосекундной лазерной системы ( $\lambda = 1,24$  мкм;  $\tau = 140$  фс;  $E = 0,1 \div 100$  мкДж; контраст по интенсивности  $\approx 250$ ).

С помощью линз **1** ( $NA \sim 0,4$ ) излучение фокусировалось в кювету с исследуемой жидкостью **4**. В качестве пробного импульса использовалась вторая гармоника ( $\lambda = 0,62$  мкм). Попадая на диффузионную пластинку **3**, пробный импульс создавал равномерную засветку в области оптического пробоя. После этого излучение проходило через фильтр **5**, отсекающий излучение основной частоты, и компенсирующую линзу **2**, собирающую изображение на ПЗС-матрице камеры **6**. Для более эффективного преобразования энергии основного излучения использовался телескоп, состоящий из двух линз, первая (**7**) фокусирует излучение в кристалл ВВО **8**, а вторая (**9**) собирает прошедшее излучение обратно в параллельный пучок. Ударные волны и кавитационные пузыри наблюдались на матрице ПЗС камеры как темные кольца и области, соответственно. Темные области на фронте ударной волны являются результатом прохождения волны сжатия, достаточной для локального изменения показателя преломления среды. Этого изменения хватает для рассеяния света за пределы ПЗС матрицы. Разница

между показателями преломления в среде и кавитационного пузыря также ведёт к рассеянию света за пределы ПЗС матрицы.

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ

Для каждого значения энергии и временной задержки снималась тенеграмма (рис. 2), являющаяся усредненной по десяти реализациям фотографией области оптического пробоя. С помощью этой тенеграммы можно получить диаметр переднего и заднего фронта ударной волны и диаметр кавитационного пузыря.

### 3.1. Ударные волны

В воде скорость лазерно-индуцированных ударных волн затухает экспоненциально, замедляясь до звуковой за времена порядка 150 нс [1, 10]:

$$V = V_0 \exp(-\alpha t) + c_0, \quad (8)$$

где  $V_0$  — начальная скорость фронта ударной волны,  $\alpha$  — коэффициент затухания,  $c_0$  — скорость звука в жидкости. Тогда полученную с помощью тенеграммы зависимость радиуса ударной волны от времени можно аппроксимировать функцией (рис. 3):

$$r = \frac{V_0}{\alpha} (1 - \exp(-\alpha t)) + c_0 t. \quad (9)$$

Таким образом, экстраполируя эту зависимость на меньшие времена задержки можно получить начальное значение скорости распространения ударной волны.

Далее, применяя формулу (1), связывающую скорость фронта и давление ударной волны, можно получить давление сразу после образования ударной волны. Важно отметить, что прямые измерения давления на фронте ударной волны сразу после оптического пробоя ( $< 1$  нс) практически не возможны с помощью метода теневых фотографий, ввиду малой области локализации возникающих эффектов. В данном случае наилучшие результаты дают методики зондирования пробным импульсом [20].

Таким образом может быть получена временная зависимость скорости и давления ударной волны. Различные скорости затухания связаны с тем, что показатель затухания зависит от скорости (рис. 4). Так как эксперименты проводились для разных значений энергии лазерного излучения, также может быть получена зависимость начального давления и скорости от энергии возбуждающего лазерного излучения. Наибольшие скорости и, соответственно, давления наблюдаются при максимальной энергии и составляют  $4400 \pm 400$  м/с и  $5,9 \pm 1,3$  ГПа для ацетона,  $7200 \pm 300$  м/с и  $26 \pm 3$  ГПа для воды.

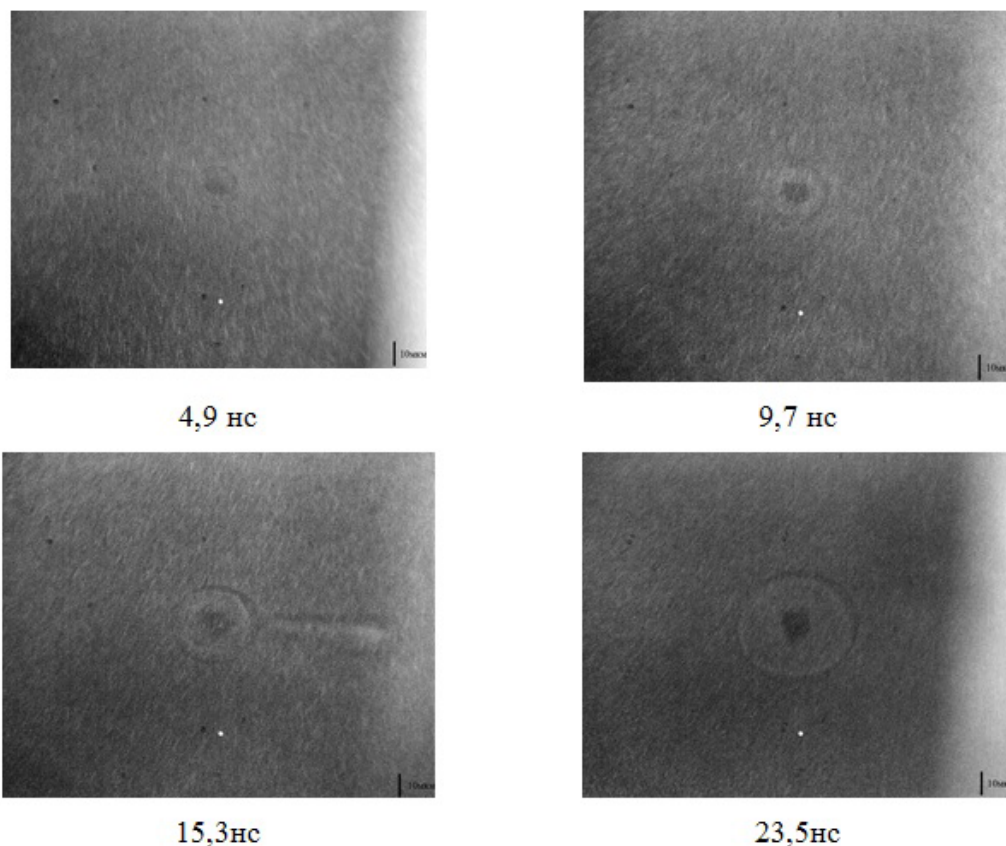


Рис. 2: Примеры теннеграмм в воде для энергии излучения 115 мкДж. Для временной задержки 15,3 нс наблюдается образование струй

При исследовании зависимости радиуса ударной волны от энергии лазерного импульса обнаружен выход радиуса ударной волны на насыщение, это связано с тем, что передача энергии от электронов плазмы в среду пропорциональна их концентрации, а она также выходит на насыщение [24]. Также обнаружен обратный кубический выход на насыщение, связанный с тем, что ударная волна является сферической, а значит энергия, запасенная в ней, пропорциональна кубу пройденного расстояния (рис. 5). Очевидно, что  $V_0(E) \sim r(E)$ , а значит, там также будет наблюдаться насыщение и обратный кубический выход на него, что подтверждается экспериментальными данными (рис. 8).

Ввиду того, что скорость и давление на фронте ударной волны связаны уравнением состояния (1), давление повторяет все основные особенности поведения скорости, такие как выход на насыщение, только он становится экспоненциальным (рис. 7). Скорость роста давления для воды до достижения насыщения превосходит аналогичную характеристику для ацетона.

Максимальное давление, достигаемое в жидкостях составляет  $5,9 \pm 1,3$  ГПа для ацетона и  $26 \pm 3$  ГПа для воды. Минимальное же давление приблизительно

но одинаково для обеих жидкостей и составляет  $3,8 \pm 0,5$  ГПа.

Исходя из предположения, что ударная волна рассеивает всю энергию при затухании до звуковой, пользуясь формулами (2) и (6), можно оценить её энергию. Интеграл (6) считается численно. В результате было определено, что энергия, запасенная в ударной волне, растет линейно с увеличением энергии импульса, что соответствует примерно 0,3% эффективности преобразования энергии лазерного импульса для воды и 0,2% для ацетона (рис. 8).

Важно отметить, что и ацетон и вода сильно поглощают энергию падающего на жидкость ИК-излучения. Линейное поглощение составляет 70% для воды и 50% для ацетона. Измерение линейного поглощения производилось для расфокусированного пучка при прохождении его через кювету с жидкостью. Из-за линейного поглощения фактически до области оптического пробоя доходит менее половины исходного излучения. Следовательно, фактическая эффективность преобразования энергии лазерного излучения в ударную волну составляет  $\sim 1\%$  для воды и  $\sim 0,4\%$  для ацетона.

Значительный интерес также представляет собой зависимость энергии, запасенной в ударной волне, от

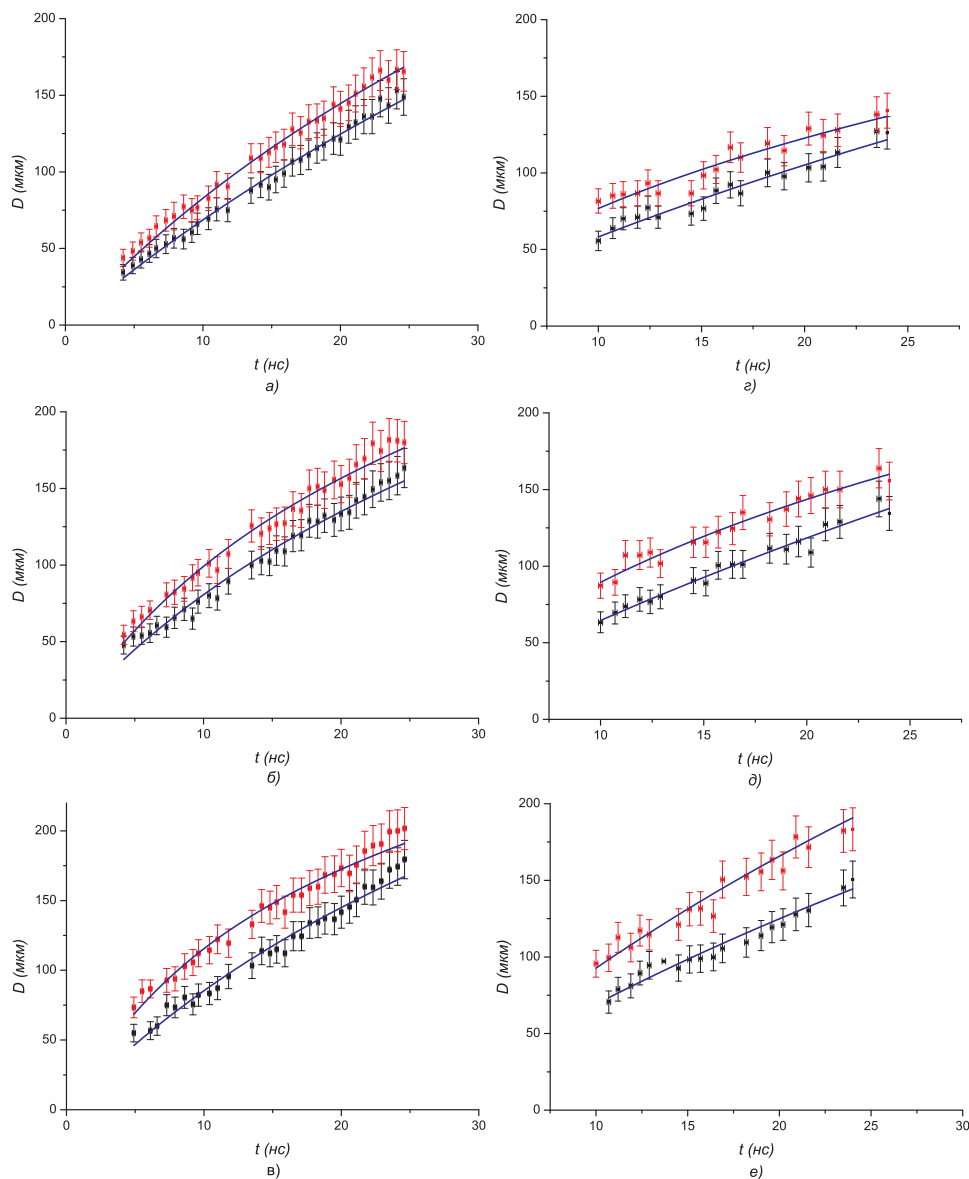


Рис. 3: Диаметр ударной волны от времени. Красным обозначен передний фронт волны, черным — задний. Синяя линия — аппроксимация по формуле (9): а) вода, энергия импульса 7 мкДж; б) вода, энергия импульса 37 мкДж; в) вода, энергия импульса 125 мкДж; г) ацетон, энергия импульса 7 мкДж; д) ацетон, энергия импульса 37 мкДж; е) ацетон, энергия импульса 125 мкДж

пройденного ею расстояния. Именно энергия определяет масштаб возможных повреждений тканей, производимый ударной волной. Для расчета энергии, переносимой ударной волной в каждой точке пространства, использовались те же приближения, что и при расчете интеграла (6). Производилась замена интегрирования по времени на интегрирование по координате, что возможно, благодаря известной зависимости  $r(t)$  и  $v(t)$ . Моделирование производилось для воды, начальная скорость ударной волны полагалась равной 5400 м/с, а коэффициент затухания равным  $0,087 \text{ нс}^{-1}$ , что приблизительно соответствует условиям эксперимента при энергии лазерного излучения

37 мкДж. Из расчетов видно (рис. 9), что ударная волна затухает до звуковой на расстояниях порядка 100 мкм.

### 3.2. Кавитационный пузырь

Энергия, запасенная кавитационным пузырем, определяется его максимальным радиусом [20], который достигается в момент, когда давление внутри пузыря сравнивается с давлением окружающей жидкости. Так как определение максимального радиуса с помощью методов теневой или щелевой фотогра-



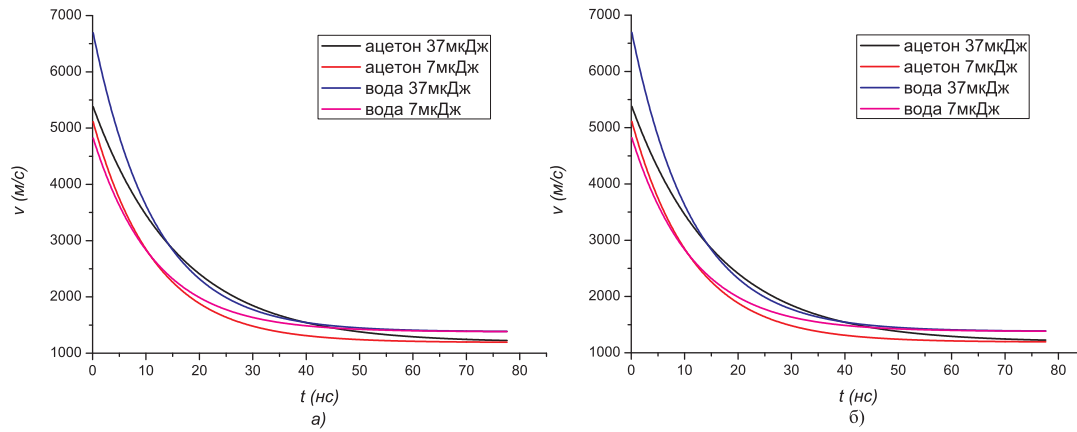


Рис. 4: Зависимость скорости переднего фронта ударной волны от времени (а) и зависимость давления перед фронтом ударной волны от пройденного ударной волной расстояния (б) для ацетона и воды при различных энергиях лазерного импульса

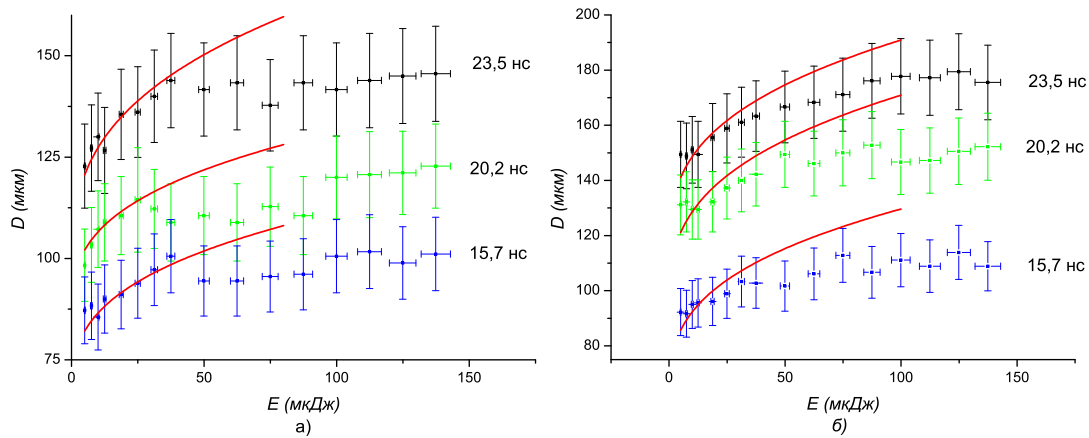


Рис. 5: Зависимость диаметра ударной волны от энергии в ацетоне (а) и воде (б) при разных временах задержки. Красной линией показан обратный кубический выход на насыщение

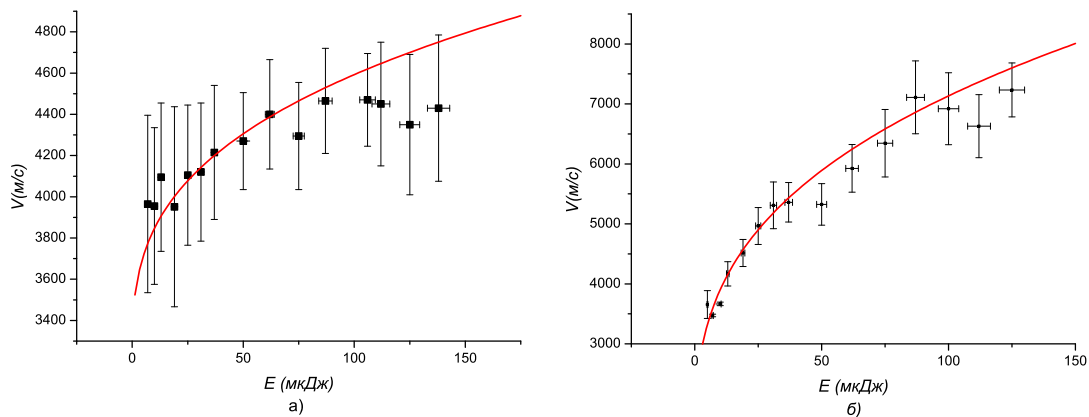


Рис. 6: Зависимость скорости переднего фронта ударной волны от энергии в ацетоне (а) и воде (б). Красной линией показан обратный кубический выход на насыщение

фии не представляет особой сложности, имеется большое число публикаций, где эти вычисления приведены. Ввиду ориентированности на другую временной

интервал эксперимент не может дать точного значения максимального радиуса. Для острогофокусированного фемтосекундного лазерного излучения эффек-

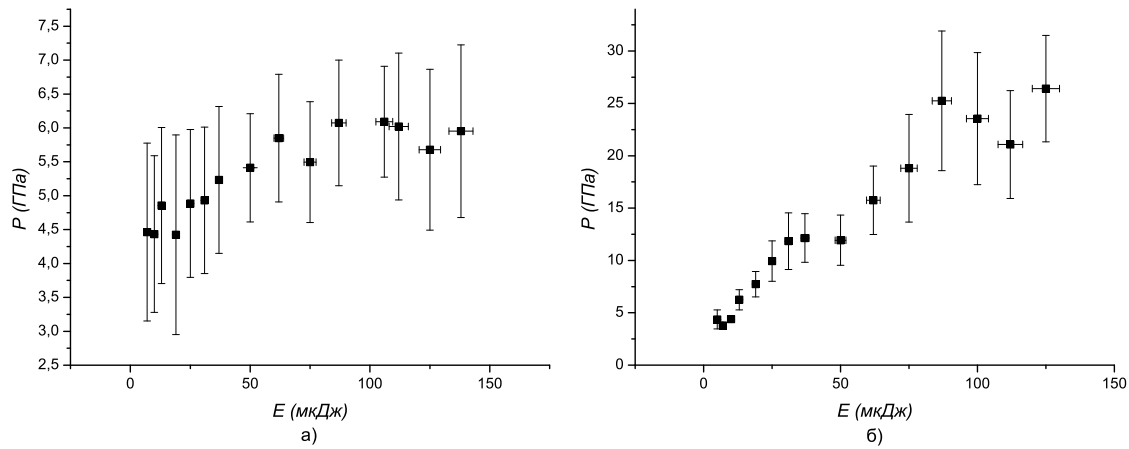


Рис. 7: Зависимость давления переднего фронта ударной волны от энергии в ацетоне (а) и воде (б)

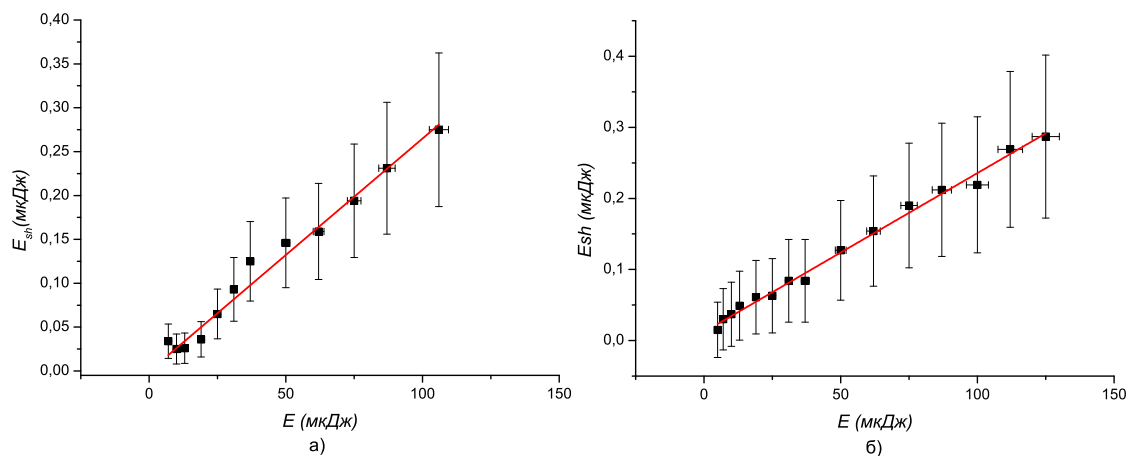


Рис. 8: Зависимость энергии ударной волны от энергии лазерного импульса в ацетоне (а) и воде (б)

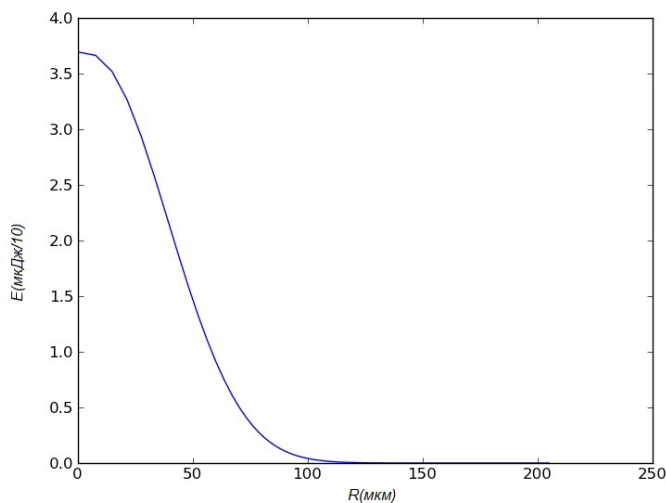


Рис. 9: Зависимость энергии, переносимой ударной волной, от пройденного расстояния

тивность преобразования составляет несколько процентов (от 1 до 6 %) [1, 3, 10].

Если кавитационный пузырь сферический, то запасенная в нем энергия пропорциональна кубу его радиуса [20]. Для проверки сферичности были проведены измерения расстояния, занимаемого пузырем по оси  $X$  и  $Y$ . В пределах погрешности измерений наблюдаемые кавитационные пузыри можно считать сферическими. Было проведено исследование диаметра кавитационного пузыря от энергии лазерного излучения при различных задержках между возбуждающим и пробным импульсом. Полученные зависимости приведены на (рис. 10).

Полученные отличия от обратной кубической зависимости связаны с неполной симметричностью кавитационного пузыря. Большой размер кавитационного пузыря в ацетоне связан с тем, что давление насыщенных паров ацетона больше, чем давление насыщенных паров воды при тех же условиях [20].

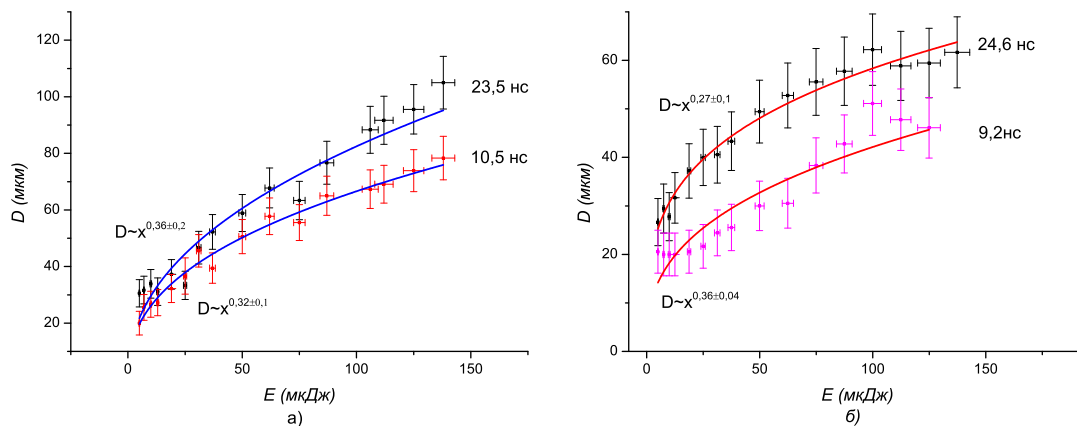


Рис. 10: Зависимость диаметра кавитационного пузыря от энергии лазерного импульса для воды б) и ацетона а) при различных временных задержках

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе были получены зависимости диаметра ударной волны от времени. Исходя из полученных из аппроксимации данных, сделаны оценки для начальной скорости и давления ударной волны. Для воды значения начального давления находятся в диапазоне  $4 \div 24$  ГПа, а в ацетоне  $4 \div 6$  ГПа. Был обнаружен кубически корневой выход на насыщение радиуса и начальной скорости ударной волны при изменении энергии лазерного импульса. Такой рост радиуса связан с тем, что ударная волна является сферической. Насыщение обусловлено тем, что только электронная плазма может эффективно передавать энергию падающего излучения в жидкость, а при увеличении энергии концентрация электронов выходит на насыщение [24]. Также была проведена оценка энергии ударной волны в зависимости от энергии падающего излучения и эффективности преобразования энергии лазерного импульса в ударную волну, которая составила 0,3% для воды и 0,2% для ацетона. Показано, что энергия ударной волны прямо пропорциональна энергии падающего лазерного импульса. Было проведено моделирование диссипации энергии ударной волны при её распространении в пространстве. Показано, что характерное расстояние, на котором ударная волна затухает до звуковой, составляет приблизительно 100 мкм, что хорошо согласуется с другими исследо-

ваниями [1, 3, 10].

Было проведено исследование зависимости диаметра кавитационного пузыря от энергии лазерного излучения. Показано, что диаметр пузыря имеет обратную кубическую зависимость от энергии лазерного импульса, что соответствует сферическим кавитационным пузырям.

Все расчеты проводились в приближении отсутствия вязкости, влияния гравитации и температурного расширения, предполагалось, что можно применять уравнение состояния (1), и что скорость ударных волн затухает экспоненциально. Все эти приближения справедливы в данном диапазоне давлений и подтверждены многочисленными исследованиями [1, 3, 10, 11, 21, 23].

Главный результат данной работы состоит в том, что удалось получить зависимость энергии ударной волны от энергии возбуждающего её лазерного импульса и времени. Это позволяет однозначно определить возможное воздействие ударной волны в любой точке жидкости. Именно эта задача является приоритетной для всех исследований по возбуждению лазерно-индуцированных ударных волн, поскольку именно ударные волны определяют воздействие лазерного излучения в дальней зоне.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 11-02-01323а), а также в рамках Программы развития МГУ.

- [1] Kennedy P. K., Hammer D. X., Rockwell B. A. Prog. Quant. Electr. **21**, N 3. P. 155. (1997).
- [2] Lenzner M., Krüger J., Sartania S., Cheng Z., Spielmann C., Mourou G., Kautek W., Krausz F. Phys. Rev. Lett. **80**, N 18. P. 076. (1998).
- [3] Lauterborn W., Vogel A.. Bubble Dynamics and Shock Waves. (Berlin, Heidelberg: Springer, 2013), P 67–103.
- [4] Potemkin F. V., Mikheev P. M. Eur. Phys. J. D. **66**.

- P. 248. (2012).
- [5] Гордиенко В.М., Михеев П. М., Потемкин Ф. В. Письма в ЖЭТФ **92**. С. 553. (2010).
- [6] Михеев П. М., Потемкин Ф. В. Вестник Моск. ун-та. Сер. Физика. Астрономия. **1**. С. 19. (2011).
- [7] Gordienko V. M., Potemkin F. V., Mikheev P. M. Письма в ЖЭТФ **90**. С. 286. (2009).
- [8] Potemkin F. V., Mareev E. I., Mikheev P., M.,



- Khodakovskij N. G.* Laser Phys. Lett. **10**. 076003. (2013).
- [9] *Schaffer C., Nishimura N., Glezer E., Kim A., Mazur E.* Optics express **10**, N 3. С. 196. (2002).
- [10] *Juhasz T., Kastis G. A., Suárez C., Bor Z., Bron W. E.* Lasers in surgery and medicine **19**, N 1. С 23. (1996).
- [11] *Vogel A., Noack J., Nahen K., Theisen D., Busch S., Parlitz U., Hammer D. X., Noojin G. D., Rockwell B. A.* Appl. Phys. B **68**. P 271. (1999).
- [12] *Hammer D. X., Thomas R. J., Noojin G. D., Rockwell B. A., Vogel A.* Proc. SPIE **2391**, P. 30. (1995).
- [13] *Vogel A., Venugopalan V.* Chem. Rev. **103**, CP. 577. (2003).
- [14] *Teng P., Nishioka N. S., Anderson R. R., Deutsch T. F.* Appl. Phys. B **42**, P. 73. (1987).
- [15] *Rau K. R., Guerra A., Vogel A., Venugopalan V., Iii A. G., Weg P. M.* Appl. Phys. Lett. **84**. P. 2940. (2004).
- [16] *Venugopalan V., Iii A. G., Nahen K., Vogel A.* Phys. Rev. Lett. **88**. 078103. (2002).
- [17] *Stevenson D. J., Gunn-moore F. J., Campbell P., Dholakia K.* J. R. Soc. Interface **7**, P. 863 (2010).
- [18] *Juhasz T., Kastis G., Suires C., Turi L., Bor Z., Bron W. E.*, Proc. SPIE **2681**. P. 428. (1996).
- [19] *Devia-Cruz L. F., Camacho-López S., Evans R., García-Casillas D., Stepanov S.* Photonics and Lasers in Medicine **1**, N 3, P. 195. (2012).
- [20] *Zysset B., Fujimoto J. G., Deutsch T. F.* Appl. Phys. B Photophysics and Laser Chemistry **48**, N 2 P. 139–147. (1989).
- [21] *Noack J., Vogel A.* Appl. Optics **37**, №. 19. P. 4092 (1998).
- [22] *Lauterborn W., Hentschel W.* Ultrasonics P. 59. (1986).
- [23] *Noack J., Hammer D. X., Noojin G. D., Rockwell B. A., Vogel A.* J. of Appl. Phys. **83**, N 12. P. 7488. (1998).
- [24] *Мухеев П. М., Потёмкин Ф. В.* Вестник МГУ **1**, С. 19. (2011).

## Shock waves and cavitation bubbles dynamics as a function of the tightly focused femtosecond laser energy in distilled water and acetone

F. V. Potemkin, E. I. Mareev<sup>a</sup>

*Faculty of Physics and International Laser Center, Moscow State University, Moscow, 119991, Russia*

*E-mail: <sup>a</sup>mareev.evgeniy@physics.msu.ru*

For the first time using the two-dimensional shadowgraphy map (time-laser energy) of energy transfer dynamics on the nanosecond time scale under tightly focusing of intense femtosecond laser radiation in the volume of strongly adsorbing dielectric liquid (acetone, distilled water) was carried out. The energy of resulting shock wave is proportional to the energy of incident laser pulse. The dependence of the initial shock wave velocity and the pressure from the laser pulse energy was investigated. The maximum velocity and accordingly the pressure observed at the maximum energy was about  $4400 \pm 400$  m/s and  $5.9 \pm 1.3$  GPa in acetone,  $7200 \pm 300$  m/s and  $26 \pm 3$  GPa in water. Saturation of the shock wave diameter as a function of laser pulse energy and reverse cubic growth was obtained. It is shown that the radius of the cavitation bubble was inverse cubic on the laser radiation energy.

PACS: 52.50.Jm, 43.25+y, 62.50+p.

*Keywords:* femtosecond laser microplasma, laser-induced shock waves, cavitation.

*Received 14.06.2013*

### Сведения об авторах

1. Потемкин Федор Викторович — канд. физ.-мат. наук, научный сотрудник; тел.: (495)939-30-89, e-mail:potemkin@automationlabs.ru

2. Мареев Евгений Игоревич — студент; тел.: (495)939-30-89, e-mail: mareev.evgeniy@physics.msu.ru