

Особенности взрывного вскипания воды под действием излучения эрбиевого лазера с модулированной добротностью

А.А.Самохин, В.И.Вовченко, Н.Н.Ильичев, П.В.Шапкин

При воздействии излучения эрбиевого лазера с модулированной добротностью (длительность импульса 200 нс, длина волны 2.94 мкм) и плотностью энергии 0.65–0.8 Дж/см² на поверхность воды зарегистрированы субнаносекундные импульсы давления, которые могут быть связаны с развитием взрывного вскипания в тонком приповерхностном слое перегретой жидкости.

Ключевые слова: лазер, лазерное воздействие, взрывное вскипание.

В настоящей работе сообщается о первом наблюдении коротких (субнаносекундных) пиков давления, появление которых может быть связано с развитием взрывного вскипания в тонком субмикронном подповерхностном слое жидкости, обсуждавшимся в [1].

Поверхность воды подвергалась воздействию излучения с длиной волны 2.94 мкм лазера на кристалле ИАГ, легированном эрбием, работавшего в режиме пассивной модуляции добротности (затвор на кристалле ZnSe, легированном ионами Fe²⁺, с начальным пропусканием около 86 %). Легирование кристаллов ZnSe ионами Fe²⁺ проводилось методом диффузии в условиях термодинамического равновесия фаз [2]. Энергия генерации составляла 5.6 ± 0.25 мДж, длительность импульса по полувысоте – 200 нс, поперечное распределение интенсивности излучения было близко к распределению в TEM₀₀-моду. Для воды коэффициент поглощения излучения с длиной волны 2.94 мкм составлял $\sim 10^4$ см⁻¹ [3].

Под слоем воды толщиной 2–3 мм располагался широкополосный (не менее 300 МГц) пьезодатчик типа ШАПР-13М из ниобата лития, который использовался также в работах [4, 5]. Абсолютная калибровка датчика для данной геометрии эксперимента не проводилась. Временная форма сигнала акустического датчика регистрировалась с помощью осциллографа Tektronix DPO 7254 (полоса 2.5 ГГц), лазерное излучение регистрировалось с помощью фотоприемника D-125 с временным разрешением около 1 нс.

На рис.1, 2 показано поведение сигналов акустического датчика при различных плотностях E энергии лазерного излучения и неизменной площади (0.7 мм²) пятна облучения на поверхности воды. Максимальное значение плотности $E_m = 0.8$ Дж/см². Изменение энергии лазерного излучения осуществлялось с помощью фильтров. Остальные условия экспериментов не менялись. Харак-

тер наблюдаемого при $E/E_m = 0.4$ сигнала (рис.1,а) может быть частично связан с фотоакустическим эффектом, обусловленным изменениями плотности жидкости (без фазового перехода) при лазерном воздействии [6, 7].

Величина интервала между максимумом и минимумом такого фотоакустического сигнала качественно согласуется с интервалом 200 ± 80 нс между экстремумами производной от интенсивности действующего лазерного импульса (определен численным дифференцированием). Отметим, что первый экстремум (максимум) фотоакустического сигнала на рис.1,а наблюдается при $t \sim 100$ нс непосредственно перед началом последующего быстрого роста давления, которое обусловлено уже другим физическим процессом (поверхностным испарением).

Расположенный между этими двумя экстремумами дополнительный импульс давления, в соответствии со своим положением и быстрым ростом с увеличением E , может быть обусловлен нестационарным поверхностным испарением жидкости (см., напр., [6, 8]). Заметная в нашем случае биполярность испарительного импульса давления, который на облучаемой поверхности должен иметь монополярный вид, связана, по-видимому, с акустическими дифракционными эффектами [7].

В рассматриваемых условиях объемного поглощения стационарный режим поверхностного испарения не реализуется, поскольку еще до его установления максимум температурного профиля под поверхностью достигает границы абсолютной термодинамической неустойчивости (спинодали), вблизи которой должен начаться процесс объемного взрывного вскипания, инициируемый гомогенной нуклеацией или спиноподальным распадом.

На начальной стадии этого процесса могут возникать резкие отдельные положительные пики давления, время нарастания которых определяется скоростью возникновения новой фазы, а время спада – скоростью охлаждения вновь образовавшейся поверхности раздела и динамикой отлета приповерхностной пленки, препятствующей свободному движению парового потока.

Мы полагаем, что именно с этим механизмом связано появление субнаносекундных (длительностью около 0.8 нс на полувысоте) пиков давления на фоне испарительного импульса при $E/E_m \approx 0.8$ (рис.1,б) и $E/E_m \approx 1$ (рис.2). Различие сигналов на рис.2,а и б демонстрирует

А.А.Самохин, В.И.Вовченко, Н.Н.Ильичев, Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: asam40@mail.ru

П.В.Шапкин. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53

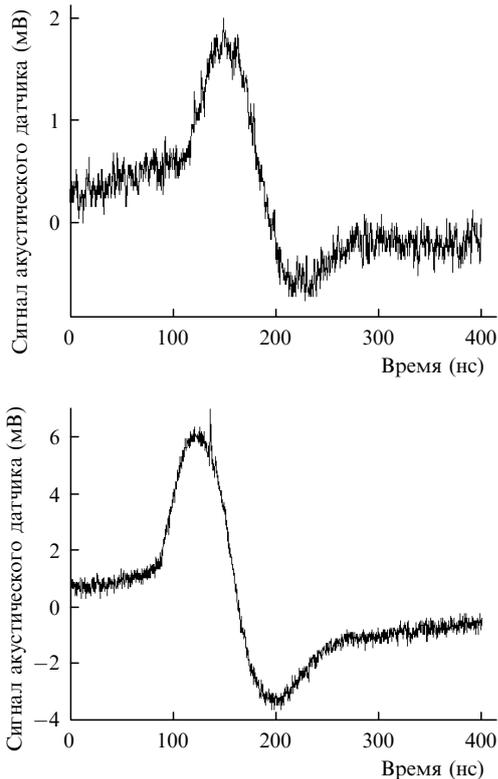


Рис.1. Сигналы акустического датчика при относительной плотности лазерной энергии $E/E_m = 0.4$ (а) и 0.8 (б) ($E_m = 0.8$ Дж/см²)

определенную стохастичность процессов взрывного вскипания в рассматриваемых условиях. Заметим, что в данном случае из-за малой длительности сигнала его акустические дифракционные искажения могут быть существенно меньшими, чем при более длинном сигнале поверхностного испарения, если площадь поверхности в области взрывного вскипания не слишком мала по сравнению с площадью, где происходит поверхностное испарение.

Необходимо отметить также, что пороговая плотность энергии, ниже которой короткие акустические пики не наблюдались, в несколько раз превышает теоретическую оценку для этой величины, определенную по объемному нагреву воды до температуры предельного перегрева ~ 300 °С. Подобное расхождение может быть связано с неучтенной в расчетах ролью диссипации за счет теплопроводности и гидродинамического движения, с ростом теплоемкости вблизи температуры предельного перегрева и с уменьшением коэффициента поглощения воды при нагреве. Об уменьшении коэффициента поглощения воды под действием излучения эрбиевого лазера сообщалось, например, в работе [9].

Предполагаемый механизм формирования обнаруженных здесь коротких импульсов давления не противоречит известным данным о поведении тонкой (100 нм) пленки жидкости при ее взрывном вскипании на подложке, импульсно нагреваемой лазерным излучением [10]. С другой стороны, проявление альтернативного механизма формирования коротких импульсов давления, обусловленного кавитационными эффектами, т. е. возникновением и последующим схлопыванием пузырьков в жидкости, в данном случае представляется маловероятным, поскольку для реализации такого процесса требуются,

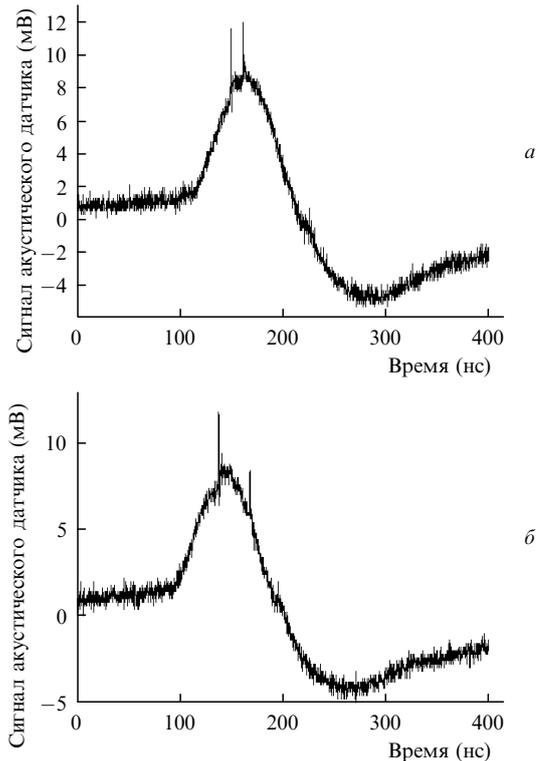


Рис.2. Сигналы акустического датчика при $E/E_m = 1$. Различие сигналов на рис.а и б демонстрирует заметно выраженный случайный характер процесса взрывного вскипания.

вообще говоря, гораздо большие длительности воздействия и наблюдения [11].

Подчеркнем в заключение, что исследование возможных проявлений спиноподобных и окологранных особенностей фазовых переходов первого рода в нестационарных неравновесных условиях представляет интерес, в частности, с точки зрения поисков соответствующих импульсных методов измерения этих важнейших характеристик уравнения (неравновесного) состояния вещества.

Авторы выражают благодарность А.А.Карабутову за предоставленные акустические датчики и полезные обсуждения. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 06-08-01440, 06-02-16566, 06-02-16779).

1. Андреев С.Н., Карташов И.Н., Самохин А.А. *Кр. сообщ. физике ФИАН*, № 6, 10 (2003).
2. Il'ichev N.N., Shapkin P.V., Kulevsky L.A., et al. *Laser Phys.*, **17**, 130 (2007).
3. Золотарёв В.М., Морозов В.Н., Смирнова Е.В. *Оптические постоянные природных и технических сред. Справочник* (Л.: Химия, 1984).
4. Карабутов А.А., Кубышкин А.П., Панченко В.Я. и др. *Квантовая электроника*, **25**, 690 (1998).
5. Самохин А.А., Климентов С.М., Пивоваров П.А. *Квантовая электроника*, **37**, 10 (2007).
6. Самохин А.А. *Труды ИОФАН*, **13**, 3 (1988).
7. Гусев В.Э., Карабутов А.А. *Лазерная оптоакустика* (М.: Наука, 1991).
8. Sigrist M.W., Kneubuhl F.K. *J. Acoust. Soc. Am.*, **64**, 1652 (1978).
9. Водопьянов К.Л., Кулевский Л.А., Михалевич В.Г. и др. *ЖЭТФ*, **91**, 114 (1986).
10. Lang F., Leiderer P. *New J. Phys.*, **8**, 14 (2006).
11. Kim D., Grigoropoulos C.P. *Appl. Surf. Sc.*, **127-129**, 53 (1998).