

ВЗРЫВНОЕ ВСКИПАНИЕ ЖИДКОСТИ В ЗАМКНУТОМ ОБЪЕМЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А.Ф. В и т ш а с, Н.И. Д м и т р и е в,
В.В. К о р н е е в, А.А. К о с т ы л е в,
Л.П. М е н а х и н, А.М. С о р о к а

Хорошо известно, что генерация звука при поглощении лазерного излучения в жидкости может происходить за счет различных механизмов [1, 2]. Однако для поглощающей жидкости с поверхностью, ограниченной жесткой стенкой, исследован (в отличие от жидкости со свободной поверхностью) только тепловой механизм [3-5].

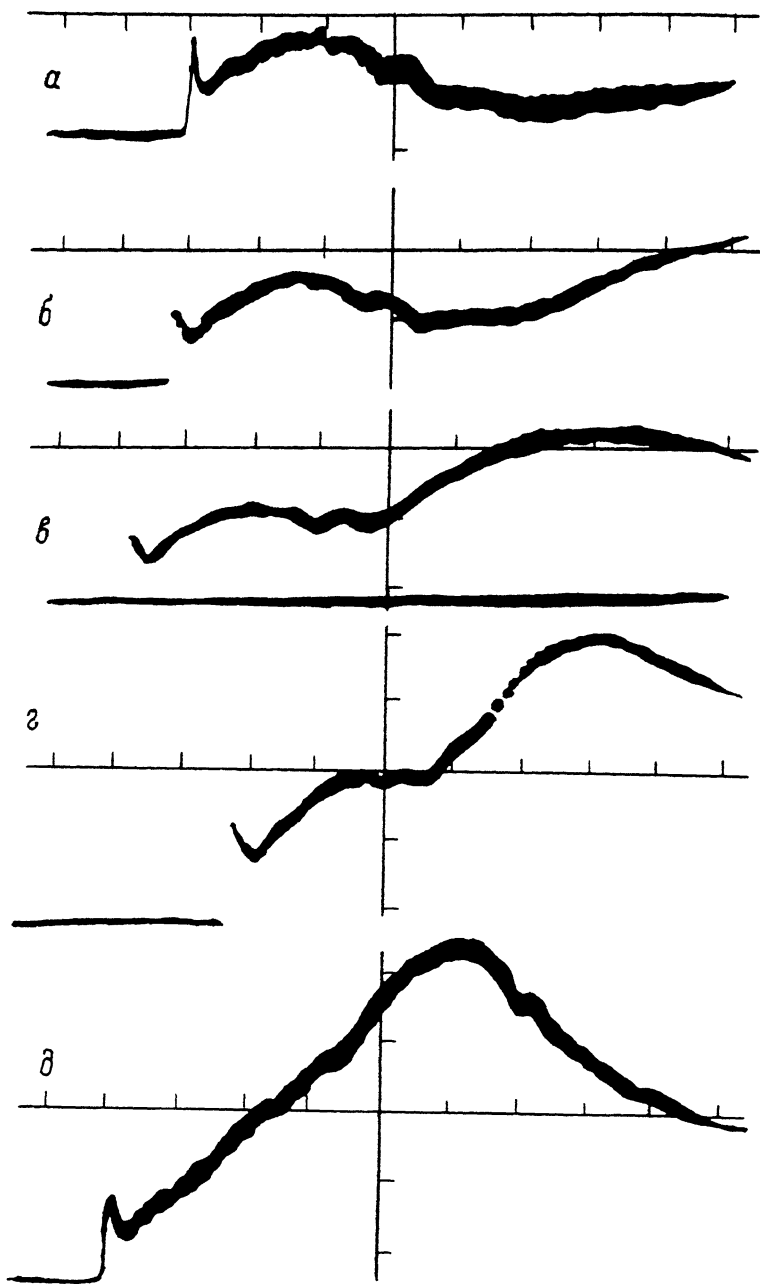
В настоящей работе приводятся результаты экспериментов, в которых впервые изучалась генерация звука при взрывном вскипании приповерхностного слоя воды, граничащего с жесткой поверхностью.

В качестве источника излучения использовался CO_2 лазер. Импульс излучения состоял из короткого пика, содержащего 5% энергии, и длинного „хвоста“. Полная длительность импульса - 9 мкс, длительность пика - 70 нс. Максимальная интенсивность в пике менялась в диапазоне (0.9-7.5) МВт/см², что соответствует плотности энергии в импульсе $\mathcal{E} = (0.9-7.5)$ Дж/см². Излучение фокусировалось на поверхности в пятно диаметром 25 мм. Из-за многомодовости неоднородность в пятне достигала 25%. Измерения давления проводились на глубине 5 мм с помощью широкополосных пьезоэлектрических приемников с чувствительным элементом из поликристаллической ориентированной пленки органического соединения. Площадь пленки составляла 2 x 2 мм². Чувствительность приемников постоянна вплоть до частот $2 \cdot 10^2$ МГц и равна $6 \cdot 10^{-8}$ В/Па. Жесткая поверхность создавалась пластинкой из фтористого бария толщиной 16 мм, через которую вводилось лазерное излучение.

Давление, генерируемое за счет теплового расширения в жидкости с твердой границей, имеет в ближней зоне вид

$$P(t') = P_0 + \frac{c_s \beta_0 I(t')}{c_p} + \frac{c_s \mu \beta_1 I(t') \mathcal{E}(t')}{c_p^2 \rho_0}, \quad (1)$$

где $t' = t - z/c_s$, $\mathcal{E}(t) = \int_0^t I(t_1) dt_1$; P_0 - внешнее давление, μ - коэффициент поглощения лазерного излучения, c_s - скорость звука, c_p и ρ_0 - удельная теплоемкость и невозмущенная плотность жидкости. При выводе (1) предполагалось, что параметр $\theta = c_s \mu \mathcal{E} \gg 1$ (τ - характерная длительность лазерного импульса), а зависимость коэффициента объемного теплового расширения β от темпера-



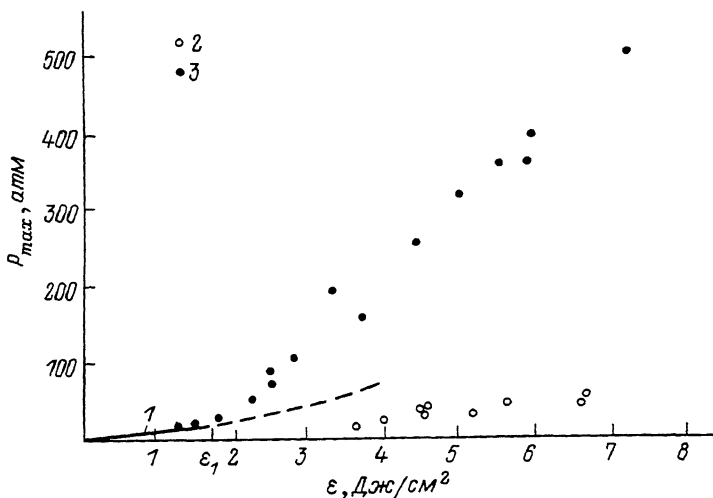
туры аппроксимировалась линейной функцией, качественно верной для воды в широком диапазоне изменения температур: $\beta(T) = \beta_0 + \beta(T - T_0)$. Из (1) видно, что в наших экспериментальных условиях нелинейный вклад в давление сравнивается с линейным уже при плотностях энергии $\mathcal{E} \sim 5 \cdot 10^{-2}$ Дж/см². Это означает, что нелинейность, связанная с непостоянством теплофизических параметров воды, радикально меняет термоупругий отклик. Тепловой механизм изучался ранее другими авторами, и его детальное изучение нами не проводилось. Отметим только, что регистрируемые нами сигналы по форме и амплитуде удовлетворительно описываются на основе теплового механизма при плотностях энергии импульса, меньших величины $\mathcal{E}_1 = 1.7$ Дж/см².

При превышении \mathcal{E} порога \mathcal{E}_1 на спаде термоупругого отклика возникает еще один максимум, не объяснимый с помощью формулы (1). По мере роста интенсивности излучения этот максимум быстро растет и смещается к началу сигнала, перекрывая первый (тепловой) максимум. На рис. 1 представлена последовательность осциллограмм, иллюстрирующая описанную трансформацию звукового сигнала. Задний фронт импульса давления после появления второго максимума приблизительно повторяет спад интенсивности излучения. Амплитуда давления, представленная на рис. 2, при $\mathcal{E} > \mathcal{E}_1$ растет линейно по эмпирическому закону P [атм] = 91 ($\mathcal{E} - \mathcal{E}_1$) Дж/см². Отметим чрезвычайно высокую эффективность оптико-акустического преобразования. При $\mathcal{E} = 7.2$ Дж/см² эффективность достигает 12%. Дальнейший рост плотности энергии излучения приводит к разрушению пластинки.

Мы считаем, что в наших экспериментах при $\mathcal{E} > \mathcal{E}_1$ происходит взрывное вскипание жидкости. В пользу такой интерпретации механизма генерации звука говорит то, что пороговая энергия \mathcal{E}_1 хорошо совпадает по величине с энергией, необходимой для нагрева воды до температуры порядка температуры спинодали T_c , определяющей границу абсолютной неустойчивости жидкого состояния: $\mathcal{E}_1^* = c_p (T_c - T_0) \cdot \rho_0 / \mu$. Можно пренебречь слабой зависимостью T_c от давления. Напомним, что энергия \mathcal{E}_1 является пороговой для начала взрывного вскипания и в случае воды со свободной поверхностью [6]. Там излом в зависимости $P_{max}(\mathcal{E})$ еще более заметен, т.к. тепловой отклик в θ^2 раз меньше, чем в случае жесткой границы. Время τ_1 задержки начала импульса, связанного с взрывным вскипанием, должно находиться из условия

$$\mathcal{E}_1 = \int_0^{\tau_1(\mathcal{E})} I(t) dt. \quad (2)$$

Рис. 1. Осциллограммы давления в ближней зоне для различных плотностей энергии импульса лазерного излучения: $\mathcal{E} = 1.6$ (а), 2.5 (б), 4.3 (в), 5.4 (г), 5.8 (д) Дж/см². Масштаб по горизонтали - 0.5 мкс/деление, масштаб по вертикали - 20 атм/дел. для (а), 40 - для (б), 80 - для (в) - (д).



Фиг. 2. Зависимость амплитуды давления от плотности энергии лазерного излучения. 1 - вклад от теплового механизма, рассчитанный по формуле (1); 2, 3 - экспериментальные зависимости со свободной (2) [6] и жесткой (3) границами соответственно.

Четкое экспериментальное определение τ_1 затруднено из-за маскирующего влияния теплового сигнала. Однако моменты времени, соответствующие началу роста сигнала, интерпретируемого как взрывное вскипание, совпадают с величинами $\tau_1(\epsilon)$, находимыми из (2).

Более точно зависимость $\tau_1(\epsilon)$ можно получить из рассмотрения оптотермодинамической траектории процесса. Согласно [7], теплофизические параметры воды не меняются радикально при заходе в область метастабильности. Поэтому с помощью уравнения (1) и уравнения, описывающего рост максимума температуры $T_m(t)$

$$T_m(t) = T_0 + (\rho c_p)^{-1} \mu \epsilon(t),$$

можно построить оптотермодинамическую траекторию процесса в переменных T и P . Тогда время τ_1 будет определяться как момент пересечения траектории с линией спинодали. Для плотностей энергии импульса $\epsilon = 3$ и 5 Дж/см² время τ_1 оказывается равным 1.9 и 1 мкс соответственно.

Для получения грубой оценки давления в максимуме будем полагать, что горячий пар, появившийся около стенки, пропускает излучение, и поглощение начинается на расстоянии $x_r(t)$ от границы. Предположим далее, что поглощение происходит квазистационарно в том смысле, что энтальпия и масса поглощающего слоя практически не меняются, а изменение интенсивности излучения мгновенно от-

слеживается изменением скорости производства пара. Тогда уравнение сохранения энергии имеет вид

$$h \cdot \rho_v(z_r) \cdot dz_r/dt = I(t),$$

ρ_v — плотность пара, h — разница энтальпий горячего пара и холодной воды. Скорость движения границы находится из уравнения неразрывности потока вещества через поглощающий слой и с учетом малости отношения ρ_v/ρ_0 равна $d(z_r)/dt \approx P(t)/\rho_0 c_s$. Подставив для численной оценки значения ρ_v и h в критической точке, получим P_{max} [атм] $\approx 180 I(t_{max})$ [МВт/см²], где $I(t_{max})$ — экспериментальное значение интенсивности в момент времени, соответствующий максимальному давлению. Выражая $I(t_{max})$ через плотность энергии в импульсе, получим P_{max} [атм] $\sim 50 \cdot \mathcal{E}$ [Дж/см²], что удовлетворительно согласуется с указанной выше экспериментальной зависимостью. Важно отметить, что при одной и той же плотности энергии излучения амплитуда давления в случае жесткой границы значительно (до порядка величины) превышает значение для свободной границы раздела (рис. 2). Причина этого отличия — невозможность быстрого расширения паров в присутствии твердой преграды. Следствие — рекордно большая эффективность преобразования оптической энергии в акустическую, зарегистрированная в настоящей работе.

Авторы благодарят Л.М. Дорожкина за предоставленные им приемники давления.

Л и т е р а т у р а

- [1] Лямшев Л.М., Наугольных К.А. Акуст. журн., 1981, т. 27, в. 2, с. 641-668.
- [2] Аскарьян Г.А., Дацкевич Н.П., Карлова Е.К., Кононов Н.Н., Кузьмин Г.П., Манзон Б.М. Квантовая электроника, 1978, т. 5, в. 1, с. 192-193.
- [3] Божков А.И., Бункин Ф.В., Коломенский Ал.А., Маляровский А.И., Михалевич В.Г. Лазерное возбуждение мощного звука в жидкости. Труды ФИАН, т. 156, М., Наука, 1984, с. 186.
- [4] Карабутов А.А., Руденко О.В., Черепецкая Е.Б. Акуст. журн., 1979, т. 25, в. 2, с. 383-394.
- [5] Водопьянов К.Л., Кулевский Л.А., Михалевич В.Г., Родин А.М. ЖЭТФ, 1986, т. 91, в. 1, с. 114-120.
- [6] Витшас А.Ф., Григорьев В.В., Корнеев В.В., Сенцов Ю.И., Терентьев А.П., Ульянов К.Н. Письма в ЖТФ, 1983, т. 9, в. 22, с. 1442-1444.

[7] Скрипов В.П., Синицин Е.И., Павлов Г.В. и др. Теплофизические свойства жидкостей в метастабильном состоянии. Справочник. М., Атомиздат, 1980, с. 208.

Всесоюзный электротехнический институт им. В.И. Ленина

Поступило в Редакцию
1 октября 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 2

26 января 1988 г.

СВЕТОИНДУЦИРОВАННЫЙ СПИНОДАЛЬНЫЙ РАСПАД В РАССЛАИВАЮЩИХСЯ РАСТВОРАХ

Ф.В. Бункин, В.И. Подгаецкий,
В.Н. Семин

В последнее время получили широкое развитие оптотермодинамические методы исследования однокомпонентных жидкостей с целью определения их уравнения состояния, особенностей в поведении различных термодинамических переменных, диагностики критических параметров [1]. Возможности метода могут быть значительно расширены при исследовании многокомпонентных систем. В данной работе представлены результаты по наблюдению светоиндуцированного спиноподобного распада (СР) в растворах с нижней критической точкой расслоения, а также светоиндуцированной критической опалесценции (СКО) на ранних стадиях СР.

Исследование проводилось на водном растворе бутилцеллозольва (БЦ) критической концентрации $C_{кр} = 30.14$ масс. % БЦ, предварительно термостатируемом в гомогенном состоянии при температуре $T_0 < T_{кр} = 48.3$ °С. В качестве источника оптического излучения в эксперименте использовалась трубчатая ксеноновая импульсная лампа, которая за время вспышки $t_0 = 2$ мс обеспечивала плотность энергии падающего на раствор излучения $\omega_0 = 16$ Дж/см². Спектрально усредненный коэффициент его поглощения составлял $k_0 = 60$ см⁻¹ за счет введения в систему $6 \cdot 10^{-2}$ масс. % фильтрующего УФ-излучение лампы бензофенонового красителя. Регистрация светоиндуцированных явлений в пристеночной освещаемой области раствора производилась под прямым углом с помощью проекционного микроскопа, совмещенного со скоростным фоторегистратором, при длительности экспонирования каждого кадра ~ 80 мкс.

Оптотермодинамический перевод раствора через нижнюю критическую температуру расслоения в результате объемного энерговыделения в светопоглощающем слое приводил к созданию в нем состояния абсолютной термодинамической неустойчивости относительно его существования в первоначальной гомогенной фазе. Релаксация такой системы в устойчивое состояние происходила посредством спиноподобного распада раствора с образованием микрогетерофазных неоднородностей концентрации и последующим расслоением [2].