

Письма в ЖЭТФ, том 13, стр. 479 – 483

5 мая 1971 г.

ВОЗБУЖДЕНИЕ ЗВУКА ПРИ ПОГЛОЩЕНИИ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА ПОВЕРХНОСТНЫМ СЛОЕМ ЖИДКОСТИ

*Ф. В. Бункин, Н. В. Карлов, В. М. Комиссаров,
Г. П. Кузьмин*

В этой статье сообщается о полученном впервые эффекте возбуждения звука при поглощении импульсов излучения CO_2 -лазера в поверхностном слое жидкости. Обнаружено, что при облучении воды сфокусированным мощным излучением импульсного CO_2 -лазера возбуждаются звуковые импульсы, состоящие из импульсов сжатия и разрежения, сле-

дующих друг за другом на расстоянии, равном времени длительности светового импульса. Время их нарастания определяется временем установления квазистационарного процесса испарения с поверхности жидкости. Возбуждение звука было вызвано импульсом отдачи, возникающим при испарении жидкости.

Возбуждение акустических волн наблюдалось при поглощении излучения CO_2 -лазеров в газах [1, 2]. Жидкости обладают существенно большими коэффициентами поглощения в инфракрасной области. Для воды по нашим измерениям коэффициент поглощения излучения CO_2 -лазера $\alpha > 10^2 \text{ см}^{-1}$. Поэтому при достаточно больших интенсивностях падающего света сильно нагревается тонкий поверхностный слой жидкости. При превышении плотности поглощаемой энергии αW ($W = I\tau$, где I — интенсивность лазерного импульса, а τ — его длительность) значения $\lambda\rho$ (λ — удельная теплота испарения жидкости, ρ — ее плотность) возникает форсированное испарение жидкости. Для воды пороговое значение $W_{\text{пф}} = \lambda\rho/\alpha$ не превышает 25 Дж/см^2 . Эксперименты проводились при сильном превышении порога. В этих условиях фазовое равновесие, по-видимому, отсутствует.

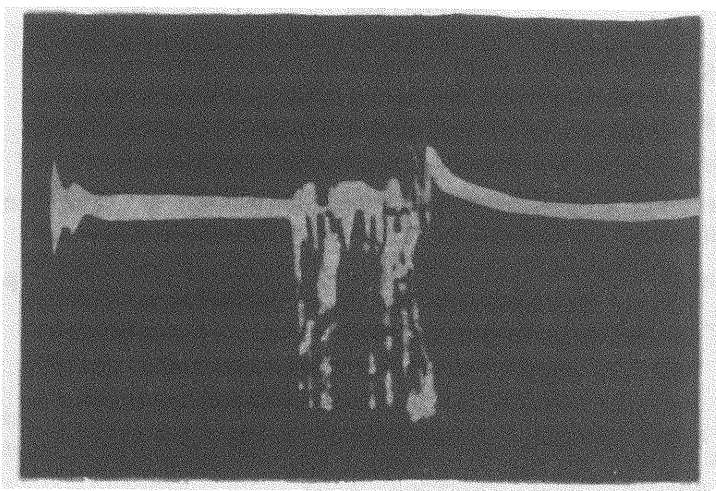


Рис. 1

Был использован CO_2 -лазер с поперечными прокачкой и разрядом, в котором за счет быстрой смены рабочей смеси при давлении до 200 тор устранено влияние на величину коэффициента усиления процессов разогрева смеси и диссоциации. Эта лазерная система позволила получить при длине 1,5 м импульсы с энергией в несколько джоулей при длительности в 10 мксек. При двойной модуляции [3] имелась возможность получать импульсы длительностью от 1 до 30 мксек путем введения в резонатор диафрагм. Импульсы излучения фокусировались на поверхность жидкости в пятно размером $0,1 \times 0,1 \text{ см}^2$. На рис. 1 представлен характерный импульс излучения, который состоит из множества коротких пичков длительностью около сотни наносекунд каждый. На рис. 2, а, б представлены осциллограммы давления, полученные при облучении

поверхности воды лазерными импульсами: a – длительностью 20 мксек и b – длительностью 5 мксек. На всех рисунках одно большое деление по горизонтали – 20 мксек. Отчетливо видны импульсы сжатия и разрежения жидкости. Возмущения, возникающие после окончания импульса разрежения, по-видимому, можно объяснить кавитационным шумом, так как амплитуда и длительность волны разрежения превышает пороговые для недегазированной и неочищенной водопроводной воды, использованной в эксперименте.

В качестве датчика давления использовался сферический приемник с чувствительностью $\sim 0,5 + 1$ мкв/бар с шириной полосы приема 80 кГц.

При облучении жидкости на ее поверхности образуется небольшая лунка, из которой истечение пара происходит практически нормально к поверхности. При этом на поверхность жидкости действует импульс отдачи, равный импульсу истекающего пара. Здесь имеется существенное отличие от известного светогидравлического эффекта [4], возникающего при поглощении света внутри жидкости, когда выделяющийся в фокальной области пар разогревается и, расширяясь, возбуждает в жидкости ударную волну.

Для количественного описания рассматриваемого эффекта можно ввести силу $F(t)$, сосредоточенную в центре фокального пятна на невозмущенной поверхности жидкости. Время действия силы $F(t)$ по порядку величины совпадает с длительностью лазерного импульса τ , а времена нарастания t_1 и спада t_2 по порядку величины определяются соотношениями $t_1 \approx \lambda p / a l$, $t_2 \approx a V^{-1}$, где V – скорость истечения пара. Максимальное значение силы составляет $F_m = mV / r$, где m – масса испарившегося вещества. Значения m и V можно оценить по формулам $m = (1 - \delta)(WS / \lambda)$; $V = \sqrt{2\delta WS / m} = \sqrt{2\delta \lambda / (1 - \delta)}$, где S – площадь фокального пятна, а δ – коэффициент, определяющий долю энергии, перешедшей в кинетическую энергию пара. Принимая $\delta = 0,05$, что согласуется с известными данными [5], блученными при испарении металлов, для наших экспериментальных условий при $S = 10^{-2}$ см² получаем $t_1 \approx 10^{-6}$ сек; $t_2 \approx 3 \cdot 10^{-7}$ сек, $F \approx 10^6$ дин.

Переменная сила, приложенная к поверхности жидкости, возбуждает в ней звуковую волну. Давление в ней определяется формулой

$$p(F, t) = \frac{1}{2\pi} \left[\frac{F(t - r/a)}{r^2} + \frac{1}{ra} \frac{\partial F}{\partial t} (t - r/a) \right] \cos \theta, \quad (1)$$

где a – скорость звука, r – расстояние от точки приложения силы до точки наблюдения, θ – угол между нормалью к поверхности и направлением на точку наблюдения. При наших давлениях возбуждение звука можно рассматривать в линейном приближении.

Таким образом, излучение имеет дипольный характер. При достаточном удалении от поверхности определяющим оказывается второй член

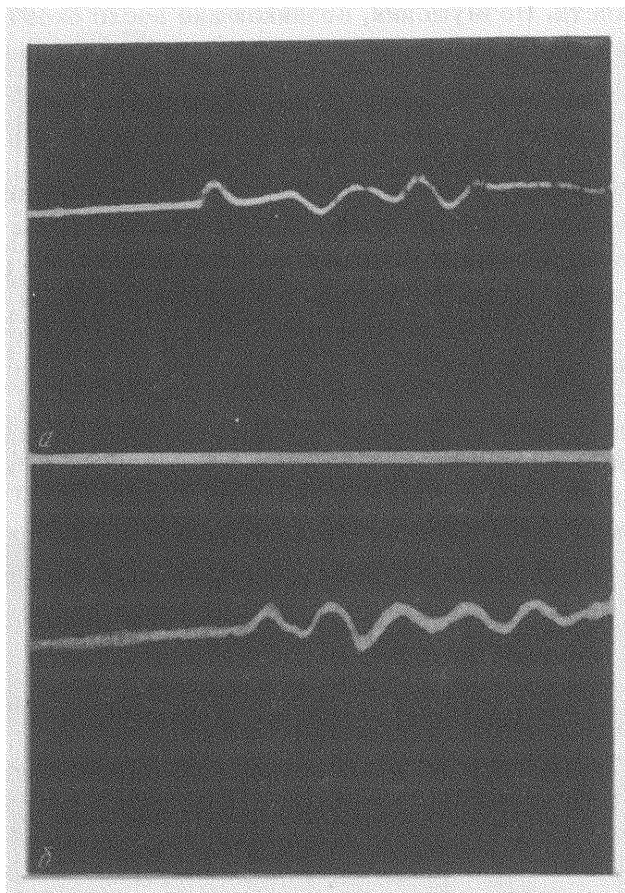


Рис. 2

в (1). Описанная картина возбуждения звука качественно хорошо согласуется с экспериментом (см. рис. 2). Можно считать, что количественное совпадение также является удовлетворительным, если учесть, что ширина полосы приема примерно на два порядка уже спектральной полосы сигнала. Расчет дает, что на расстоянии $r = 2 + 3$ см, пиковое давление по порядку величины равно 10^6 бар, тогда как в эксперименте получено $p \approx 10^4$ бар. Оценки времен установления, по-видимому, также сделаны правильно, так как звуковое давление не следует за пиковой структурой лазерного импульса.

Отметим, что при $W < W_{\text{пор}}$, когда испарение с поверхности не происходит, возможно возбуждение звука, связанное с расширением быстро нагретого поверхностного слоя жидкости толщиной a^{-1} . Однако, этот механизм возбуждения оказывается менее эффективным.

Таким образом, облучение поверхности воды мощным импульсным излучением на волне $10,6$ мк позволило наблюдать возбуждение звуко-

вых волн в жидкости. В рамках предлагаемого объяснения это дает возможность исследовать кинетику процессов испарения жидкостей с сильно перегретым поверхностным слоем. Кроме того, импульсное лазерное облучение поверхности жидкости может быть использовано для генерации ультразвуковых импульсов.

Авторы благодарны А.М.Прохорову за внимание и интерес к работе и Е.К.Карловой за помощь в проведении экспериментов.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
22 марта 1971 г.

Литература

- [1] H.W.Brinkschulte. J. Appl. Phys., 41, 2298, 1970.
 - [2] A.A. Offenberger. Physics Lett., 34A, 62, 1971.
 - [3] Н.В.Карлов, Г.П.Кузьмин, А.М.Прохоров, В.И.Шемякин. ЖЭТФ, 54, 1318, 1968.
 - [4] Г.А.Аскарьян, А.М.Прохоров, Г.Ф.Чантурия, Г.П. Шипуло. ЖЭТФ, 44, 2180 1963.
 - [5] С.И.Анисимов, Я.А.Имас, Г.С.Романов, Ю.В.Ходыко. Действие излучения большой мощности на металлы. Изд. Наука, 1970.
-