

ПОВЕДЕНИЕ ДАВЛЕНИЯ В ЖИДКОСТИ ПРИ ПОГЛОЩЕНИИ  
ИНТЕНСИВНОГО ИК ИЗЛУЧЕНИЯ

А. И. Жоротченко, А. А. Самохин, А. В. Сидорин

УДК 535.211:536.4

Экспериментально исследуется давление отдачи  $p(t)$  при облучении поглощающей жидкости импульсами  $\text{CO}_2$ -лазера. Обнаружены характерные особенности в поведении  $p(t)$ , показывающие изменение относительной роли оптоакустического и испарительного механизмов в исследуемом процессе.

Относительная роль различных физических эффектов, определяющих изменение давления  $p(t)$  в поглощающей жидкости при действии лазерного импульса с заданной длительностью, зависит от интенсивности излучения  $I$  и коэффициента поглощения  $\alpha$ . Если величины  $I$  и  $\alpha I$  не слишком велики, то основным механизмом генерации давления является обычное тепловое расширение жидкости, которое не сопровождается фазовым превращением. В случае импульсного нагрева с малым изменением температуры экспериментально наблюдаемое поведение  $p(t)$  хорошо согласуется с линейной теорией оптоакустического отклика  $/I/$ . При увеличении объемного энерговыделения оптоакустический отклик становится нелинейным, и в жидкости может начаться фазовый переход. Область сильных перегревов жидкости при облучении ее импульсами  $\text{CO}_2$ -лазера исследовалась в работах  $/2-5/$ , однако основные закономерности протекающих при этом процессов остаются пока еще не выясненными. В настоящей работе приводятся новые экспериментальные результаты, показывающие особенности поведения  $p(t)$  в этой области.

Исследуемая жидкость находилась в цилиндрической кювете, которая имела диаметр  $d_1 = 3$  мм и высоту бортика  $h_1 = 0,8$  мм. Кювета изготавливалась из медной фольги толщиной 50 мкм и с

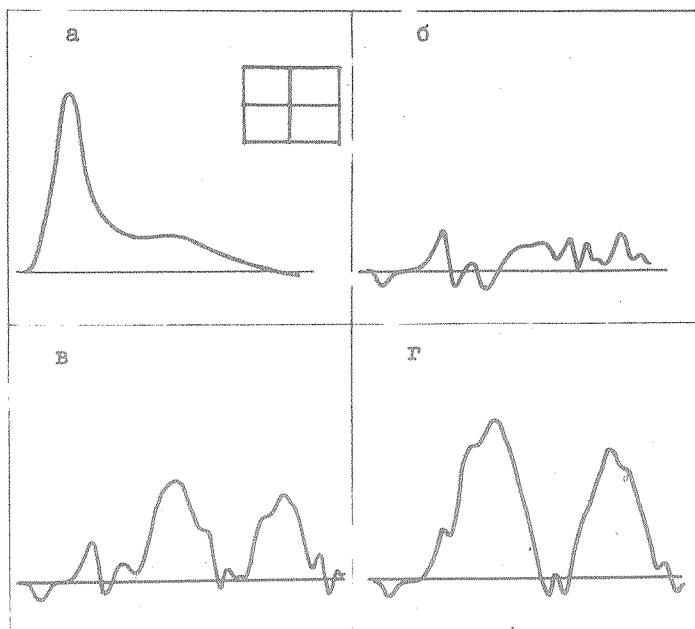
помощью пшеница крепилась к пьезодатчику, который таким же способом фиксировался на массивной латунной наковальне. Датчик из пьезокерамики типа ПТС толщиной 0,45 мм и диаметром  $d_2 \approx d_1$  работал в режиме источника напряжения.

Лазерное излучение с помощью соляной линзы  $f = 20$  см и плоского медного зеркала фокусировалось на поверхность жидкости таким образом, чтобы размер пятна облучения не превосходил диаметра киветы. Используемый в данной работе  $\text{CO}_2$ -лазер генерировал импульсы излучения с полной энергией 0,2 Дж и формой, показанной на рис. 1а. На рис. 1б-г приведены осциллограммы сигналов пьезодатчика для воды при различных значениях падающей энергии, которая ослаблялась с помощью фильтров в 2 (б) и 1,4 (в) раза по сравнению со случаем (г), где фильтр не использовался. На этот же луч осциллографа через другой вход дифференциального усилителя подавался сигнал пироприемника (первый пик отрицательной полярности), который регистрировал лазерное излучение, отраженное соляной пластинкой от основного луча. Задержка сигнала пьезодатчика относительно начала лазерного импульса примерно совпадает со временем прохождения звука через слой воды толщиной  $h_1$ .

При малой энергии падающего излучения (рис. 1б) начальный участок сигнала пьезодатчика с длительностью  $t \approx 1$  мкс качественно соответствует линейному оптоакустическому отклику, величина которого в рассматриваемом случае пропорциональна скорости изменения интенсивности  $\dot{I}$

$$p = \beta \dot{I} / c_s p, \quad (I)$$

где  $\beta$  — коэффициент термического расширения,  $c_p$  — теплоемкость жидкости. Формула (I) объясняет наличие положительного и двух отрицательных пиков давления, однако наблюдаемый сигнал заметно отличается от производной  $\dot{I}(t)$  для используемого лазерного импульса, причем это различие не может быть связано только с усреднением профиля давления по конечной толщине датчика. Проведение последовательного количественного анализа этого сигнала в настоящее время не представляется возможным ввиду отсутствия достаточной информации о динамических параметрах пьезокерамики в рассматриваемом частотном диапазоне. Интересно подчеркнуть, тем не менее, те особенности поведения сигнала, которые могут быть обусловлены тепловой нелинейностью отклика.



Р и с. 1. Лазерный импульс (а, 25 мВ/дел.) и сигналы пьезодатчика: 50 (б), 100 (в) и 250 (г) мВ/дел. Скорость развертки 0,25 (а) и 0,5 (б-г) мкс/дел

В исследованном диапазоне зависимость амплитуды первого пика  $A_0(I)$  от интенсивности является существенно нелинейной. Как уже отмечалось ранее [6], тепловая нелинейность приводит к увеличению интервала времени, в течение которого наблюдается рост  $p(t)$  на переднем фронте лазерного импульса. В рассматриваемом случае время нарастания первого пика  $\tau_0$  практически не отличается от длительности переднего фронта лазерного импульса  $\tau_1 = 0,2$  мкс, тогда как для линейного отклика должно быть  $\tau_0 < \tau_1$ . С тепловой нелинейностью, кроме того, может быть связана относительно большая

величина амплитуды второго отрицательного пика  $A_2 \approx 0,6A_0$ , которая примерно в 6 раз превосходит соответствующее значение для линейного отклика на используемый импульс.

Нелинейный оптоакустический отклик при облучении воды импульсами  $\text{CO}_2$ -лазера исследовался также в недавней работе /5/, где для этой цели использовался метод оптической регистрации акустического поля. Наблюдаемая нами зависимость  $A_0(I)$  качественно согласуется с результатами этой работы. Однако в работе /5/, к сожалению, не указана форма лазерного импульса и не приводятся какие-либо определенные данные об испарительном сигнале, возникающем вслед за тепловым оптоакустическим откликом.

Если описанные выше особенности оптоакустического отклика обусловлены тепловой нелинейностью, то изменение температуры воды  $\Delta T$  в случае рис. 1б должно составлять несколько десятков градусов уже к моменту достижения пикового значения интенсивности  $I(\tau_1)$ . При  $\Delta T \geq 40$  К максимум температуры превысит нормальную точку кипения воды к моменту  $t \leq 0,5$  мкс после включения лазерного импульса. Начало заметного поверхностного испарения может быть одной из причин появления на рис. 1б второго максимума давления с амплитудой  $A_2 \approx 0,25A_0$ . Нарастание давления после второго отрицательного пика, по-видимому, целиком обусловлено испарительным процессом.

Следует иметь в виду, что при объемном энерговыделении первоначальный рост испарительного давления происходит сравнительно медленно, причем максимум температуры в прогретом излучением слое воды значительно превышает температуру поверхности /6,7/. После поглощения определенного количества энергии характер нарастания испарительного сигнала должен резко измениться за счет развития объемного или поверхностного вскипания /7/.

Существенное изменение характера испарительного сигнала видно из рис. 1б-г. Амплитуда  $A_1$  этого сигнала обнаруживает очень резкую зависимость от интенсивности излучения, возрастая в 25 раз при двукратном увеличении  $I$ . Для спирта в аналогичных условиях такого резкого изменения отклика не наблюдалось. Это может быть связано с меньшим значением коэффициента поглощения  $\alpha$ , который при данной интенсивности не обеспечивает достаточного энерговыделения для инициирования бурного фазового превращения. Вопрос о поведении сигнала пьезодатчика на рис. 1б-г после достижения мак-

сумма испарительного давления  $A_1$  требует дальнейших исследований.

В заключение авторы выражают благодарность А. М. Прохорову, А. А. Маненкову и Ю. К. Данилейко за внимание и поддержку.

Поступила в редакцию  
27 ноября 1978 г.

### Л и т е р а т у р а

1. E. F. Carome, N. A. Clark, C. E. Moeller, *Appl. Phys. Lett.*, 4, 95 (1964).
2. Ф. В. Бункин, Н. В. Карлов, В. М. Комиссаров, Г. П. Кузьмин, *Письма в ЖЭТФ*, 13, 479 (1971).
3. Н. В. Карлов, Б. Б. Крынецкий, В. А. Мишин, А. А. Самохин, *Письма в ЖЭТФ*, 19, III (1974).
4. D. C. Eshony, B. M. Geerken, A. Straaijer, *Infrared Physics*, 16, 87 (1976).
5. В. М. Гордиенко, А. Б. Решилов, В. И. Шмальгаузен, *Вестник МГУ (физика, астрономия)*, 19, 59 (1978).
6. А. А. Самохин, *Краткие сообщения по физике ФИАН № I*, 19 (1979).
7. А. А. Самохин, А. Б. Успенский, *ЖЭТФ*, 73, 1025 (1977).