

О ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ЭФФЕКТАХ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ
ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА КОНДЕНСИРОВАННОЕ ВЕЩЕСТВО

А. А. Самохин

УДК 535.211 : 536.4

Исследуется относительная роль оптоакустического и испарительного механизмов при формировании импульсов давления в облучаемом веществе. Обсуждаются возможные проявления теплофизических и гидродинамических нелинейностей в подобных процессах.

Возникновение импульсов давления при облучении поглощающей конденсированной среды может быть обусловлено различными физическими процессами: тепловым оптоакустическим эффектом, поверхностным испарением, взрывным распадом перегретой метастабильной фазы, возникновением плазмы в среде или над ее поверхностью /1-5/. Оптоакустический эффект известен уже давно /1,4/ и является, по-видимому, наиболее изученным. При его рассмотрении обычно можно пренебречь температуропроводностью χ , если поперечный размер пучка и глубина его проникновения в среду α^{-1} велики по сравнению с характерной длиной теплового влияния $l = \sqrt{\chi \tau}$.

В случае нестационарного поверхностного испарения такое приближение, однако, не имеет области применимости, т.е. температуропроводность необходимо учитывать при любом знаке неравенства $\alpha l \leq 1$. Из-за нелинейности граничного условия решение нестационарной испарительной задачи возможно только численными методами. Для воды, облучаемой импульсами CO_2 -лазера ($\lambda = 10,6$ мкм, $\alpha = 10^3 \text{ см}^{-1}$), подобные расчеты до недавнего времени отсутствовали, что не позволяло выяснить относительную роль оптоакустического и испарительного механизмов в том диапазоне интенсивности $I \leq 1 \text{ МВт/см}^2$, где еще не возникает плазменный факел. Диапазон больших интенсивностей $I \geq 100 \text{ МВт/см}^2$ рассматривался в работе /6/, однако, при

этом не учитывалось влияние плазмы и не проводилось должного разграничения между испарительным (докритическим) процессом и закритическим режимом, в котором давление отдачи превышает критическое значение p_c и фазовый переход можно считать непрерывным.

Анализ данных из работы /7/ показывает, что испарительное давление растет сравнительно медленно. В то время как в прогретом излучением приповерхностном слое уже достигается температура предельного перегрева $T_s = 0,9 T_C$ ($T_C = 647$ K), на поверхности воды температура остается близкой к нормальной точке кипения. При поглощении света постоянной интенсивности $I_0 = 2,2; 1,1$ и $0,44$ МВт/см² величина испарительного давления к моменту достижения T_s оказывается равной соответственно: $p = 1,7$ бар при $t_s = 0,6$ мкс; $p = 1,2$ бар при $t_s = 1,2$ мкс и $p = 0,9$ бар при $t_s = 3,4$ мкс (см. рисунок). Такое поведение давления обусловлено объемным характером поглощения. Приближение поверхностного поглощения, которое использовалось в работе /8/, в данном случае завышает величину испарительного давления более чем на порядок.

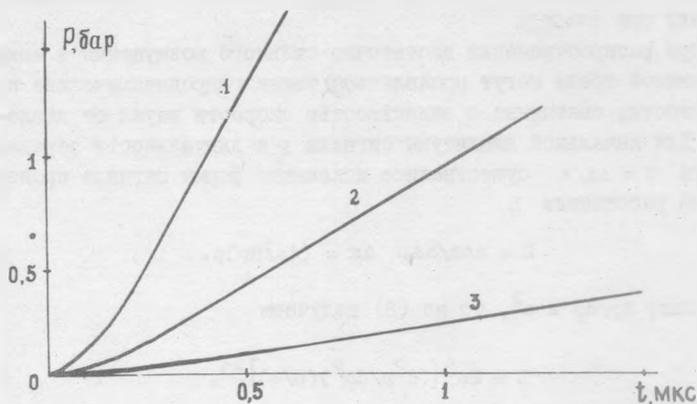
При мгновенном включении интенсивности I_0 величина оптоакустического отклика в жидкости со свободной поверхностью дается известным выражением

$$p_0 = \alpha \beta I_0 / 2c_p, \quad p/p_0 = \exp(-\alpha|\varphi|), \quad (1)$$

где α - скорость звука, β и c_p - коэффициент термического расширения и теплоемкость жидкости, $\varphi = z - at$ - фаза отклика в точке наблюдения $z > \alpha^{-1}$. Условие мгновенности включения выполняется при малой длительности фронта лазерного импульса $\tau_{\text{ша}} < 1$. При $\tau_{\text{ша}} > 1$ и $I(t) = I_0 t/\tau$ вместо (1) получаем

$$p_1 = p_0/\tau_{\text{ша}}, \quad p/p_1 = \begin{cases} \exp(-\alpha\varphi), & \varphi > 0, \\ 2 - \exp(\alpha\varphi), & \varphi < 0. \end{cases} \quad (2)$$

Для воды в нормальных условиях $\alpha = 1,5$ км/с, $\beta = 2,5 \cdot 10^{-4}$ К⁻¹, $c_p = 4,2$ Дж/гК и $p_0/I_0 = 44$ Н/Вт. При мгновенном включении излучения оптоакустический отклик проявляется как узкий пик на фоне медленного нарастания испарительного давления. В рассматриваемом диапазоне интенсивностей амплитуда p_0 превосходит величину испарительного давления, которая достигается к моменту t_s .



Р и с. Поведение испарительного давления при $I_0 = 2,2$ (1), 1,1 (2) и 0,44 (3) МВт/см²

Удлинение переднего фронта лазерного импульса $\tau a > 1$ приводит к уменьшению амплитуды отклика $2p_1$, которая примерно сравнивается с действующей величиной испарительного давления при $\tau = 0,5$ мкс.

Такое соотношение между оптоакустическим и испарительным давлением открывает возможность для оптоакустического зондирования перегретой метастабильной жидкости со свободной поверхностью. С этой целью удобно использовать два отдельных лазерных импульса, излучение которых проникает в жидкость на разную глубину. Нагревающий импульс с коэффициентом поглощения $\alpha_1 < \alpha_2$ за время t , удовлетворяющее условию $\alpha_2 \sqrt{\chi t} < 1$, приготавливает метастабильное состояние, параметры которого примерно постоянны на длине поглощения зондирующего излучения α_2^{-1} . В этом случае можно непосредственно использовать формулы (1), (2), в которых коэффициенты теперь будут относиться к метастабильному состоянию. Это позволяет по величине оптоакустического отклика определять соответствующие комбинации теплофизических параметров метастабильной жидкости. Заметим, что при $\alpha_2 \leq \alpha_1$ параметры эти уже нельзя считать постоянными даже в акустическом приближении. При учете такой теплофизической нелинейности оптоакустический отклик

в случае (2) не будет, вообще говоря, стремиться к постоянному пределу при $\tau a > 1$.

При распространении достаточно сильного возмущения в конденсированной среде могут проявляться также гидродинамические нелинейности, связанные с зависимостью скорости звука от давления. Для начальной амплитуды сигнала p и длительности переднего фронта $\tau = \Delta z/a$ существенное искажение формы сигнала произойдет на расстоянии L

$$L = a \Delta z / \Delta a, \quad \Delta a = (da/dp)p. \quad (3)$$

Поскольку $dp/dp = a^2$, то из (3) получаем

$$L = 2a^5 [(d^2p/dp^2)(p/\tau)]^{-1}. \quad (4)$$

При воздействии гигантского импульса с $I \geq 100$ МВт/см² на поверхность сильно поглощающей среды (металла) скорость нарастания давления сравнима по порядку величины с крутизной переднего фронта лазерного импульса. Используя для металлов уравнение состояния вида /9/

$$p = A [(\rho/\rho_0)^n - 1], \quad a^2 = An/\rho_0, \quad (5)$$

получаем, например, для меди ($a = 3,6$ км/с, $n = 4$) при $\tau = 10^{-8}$ с и $p = 1$ кбар расстояние $L = 2a^3 \rho_0 \tau / 3p \approx 2,8$ см. Отметим, что формула (4) отличается от используемого в работах /10/ соотношения, которое дает существенно меньшие значения для величины L . Величину нелинейного искажения сигнала необходимо знать, в частности, при измерении испарительного давления на поверхности металлических мишеней. Приведенные здесь оценки показывают, что в диапазоне давлений $p \ll p_c$ эти искажения будут малы при $\tau \geq 10^{-8}$ с и толщине мишеней $h \leq 0,1$ см.

Поступила в редакцию
24 октября 1978 г.

Л и т е р а т у р а

1. J. Tyndall, Proc. R. Soc. Lond., 31, 307 (1881).
2. Г. А. Аскаръян, А. М. Прохоров и др., ЖЭТФ, 44, 2180 (1963).
3. С. И. Анисимов, Я. А. Имас и др., Действие излучения большой мощности на металлы. "Наука", М., 1970 г.
4. Ф. В. Бункин, В. М. Комиссаров, Акуст. журнал, 19, 305 (1973).
5. Н. В. Карлов, Б. Б. Крынецкий и др., Письма в ЖЭТФ, 19, III (1974).
6. F. D. Feilock, L. K. Goodwin, J. Appl. Phys., 43, 5061(1972).
7. А. А. Самохин, А. Б. Успенский, ЖЭТФ, 73, 1025 (1977).
8. P. K. Wu, AIAA Journ., 15, 1809 (1977).
9. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, "Наука", М., 1966 г.
10. В. А. Янушкевич, ФизХОМ № 5, 9 (1975); № 3, 14 (1976).