ПМТФ, № 1, 1984

УДК 534.29 : 535.37

АНАЛИЗ НЕКОТОРЫХ ПАРАМЕТРОВ СВЕТОВОЙ ВСПЫШКИ, СОПРОВОЖДАЮЩЕЙ КОЛЛАПС КАВЕРНЫ, ИНИЦИИРОВАННОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ РАЗРЯДОМ В ЖИДКОСТИ

П. И. Голубничий, В. М. Громенко, А. Д. Филоненко

(Ворошиловград)

В [1, 2] на основании экспериментальных результатов и теоретических оценок сделана попытка объяснить некоторые особенности формы светового импульса, излучаемого парогазовой каверной на последней стадии ее сжатия. В частности, в некоторых случаях доминирующим может оказаться так называемый рекомбинационный механизм свечения, связанный с явлением «закалки» плазмы, образовавшейся в течение электрического разряда или какого-либо другого мощного энерговыделения в жидкости.

Придерживаясь такой точки зрения на природу световой вспышки (реализующейся преимущественно при не слишком больших отношениях максимального радиуса к минимальному, т. е. $r_0/r \sim 10$—20), можно найти ряд закономерностей, вытекающих из совместного рассмотрения уравнения движения стенок сферической полости и уравнения кинетики рекомбинации электронов и ионов.

Первый интеграл уравнения Рэлея для сферического пузырька, наполненного газом [3],

$$v^2 = \frac{2}{3}\frac{p_{\Gamma 0}}{\rho}\frac{1}{\gamma-1}\left[\left(\frac{r_0}{r}\right)^3 - \left(\frac{r_0}{r}\right)^{3\gamma}\right] - \frac{2}{3}\frac{p_0}{\rho}\left[1 - \left(\frac{r_0}{r}\right)^3\right], \tag{1}$$

где $p_{\Gamma 0}$ — давление газа при радиусе пузырька r_0; ρ — плотность жидкости; γ — показатель адиабаты; p_0 — атмосферное давление, можно преобразовать к виду

$$v = \pm\frac{3}{2}x^{3/2}\frac{r_0}{\tau}\left(\frac{x_0 - x}{x_0 - 1}\right)^{1/2}, \tag{2}$$

если воспользоваться известным выражением [3] для периода схлопывания τ и отношением $x_0 = r_0/r_m$ максимального радиуса пузырька к минимальному для $\gamma = 4/3$ и $x_0 \gg 1$. Оценки показывают, что функция v, где переменная $x = r_0/r$, с достаточно высокой точностью повторяет (1), а при $x = 1$ незначительно отличается от нуля. В целом разница между (1) и (2) заключается в пренебрежении единицей по сравнению с членом x^3, который в области $x \sim x_0$ на 3—4 порядка больше.

Дополнив уравнение для кинетики рекомбинации [4] членом $-3n(\dot{r}/r)$, учитывающим увеличение концентрации заряженных частиц в процессе схлопывания сферы, получим выражение

$$dn/dt = -An^3T^{-9/2} - 3n(\dot{r}/r), \tag{3}$$

где n — концентрация; T — температура, зависящая от радиуса для адиабатического процесса ($\gamma = 4/3$) как $T = T_0r_0/r$; A — постоянная; r — текущий радиус.

После подстановки $T = T(r)$ и замены переменной r на x с учетом выражения для $\dot{r}$ (2) из (3) получим уравнение

$$dn + [Bx^{-8}(x_0 - x)^{-1/2}n^3 - 3nx^{-1}]dx = 0, \tag{4}$$

которое будет уравнением в полных дифференциалах с интегрирующим множителем x^6/n^3 (B — константа). Решением его является функция

$$B\left[\frac{(x_0 - x)^{1/2}}{x_0 x} + \frac{1}{2x_0^{3/2}} \ln \frac{x_0^{1/2} + (x_0 - x)^{1/2}}{x_0^{1/2} - (x_0 - x)^{1/2}}\right] + \frac{1}{2} n^{-2} x^6 = C, \tag{5}$$

где константу C можно определить из начального условия, т. е. при $x = 1$, $n = n_1$, или, другими словами, значение C можно найти, зная концентрацию n_1 заряженных частиц в момент, соответствующий максимальному радиусу полости.

Известно, что амплитуда световой вспышки A_ν, обусловленная фоторекомбинацией при двойных столкновениях [4], пропорциональна $n^2 T^{-3/4} r^3$ и при подстановке (5) имеет вид

$$A_\nu \sim \frac{x^{9/4}}{n_1^{-2} + 2B\,[f(1) - f(x)]}, \tag{6}$$

где $f(x)$ — функция, заключенная в квадратные скобки в формуле (5).

Для дальнейшего анализа (6) необходимо отметить, что величина n_1^{-2} существенно меньше второго слагаемого и ею можно пренебречь. Такое заключение обосновано экспериментальными измерениями абсолютного светового потока на стадии максимального расширения полости, когда концентрация частиц весьма низка и фоторекомбинация осуществляется только посредством двойных столкновений.

Рассматривая поведение функции $A_\nu(x)$ в области точки $x = x_0$, приходим к выводу, что форма светового импульса должна быть асимметричной, что и было обнаружено экспериментально (см. рис. 2 в [2]). Такое свойство функции $A_\nu(x)$ следует из того факта, что после достижения переменной x максимального значения x_0 второе слагаемое в квадратных скобках в знаменателе меняет знак (член $(x_0 - x)^{1/2}$ необходимо использовать в этом случае с отрицательным знаком) и дальнейшее уменьшение x (что равносильно увеличению диаметра полости) приводит к более крутому изменению функции A_ν.

Следующая особенность светового импульса вытекает из того свойства, что первая производная по x от $A_\nu(x)$ отрицательна в точке $x = x_0$, т. е. экстремум этой функции расположен левее точки x_0. Это означает, что максимум интенсивности свечения не совпадает с моментом максимального сжатия полости. Такой эффект опережения, по-видимому, характерен только для рекомбинационного механизма свечения (в отличие, например, от теплового).

Для опытной проверки эффекта опережения необходимо оценить эту величину Δt через экспериментально определяемые параметры. Приравнивая производную от $A_\nu(x)$ к нулю и используя свойства функции $f(x)$ в области точки x_0, находим

$$[(x_0 - x)/x_0]^{1/2} x = 4/9. \tag{7}$$

Для определения явной зависимости величины $(x_0 - x)^{1/2}$ от времени проинтегрируем (2):

$$t = \int_{r_0}^{r} \frac{dr}{v} = \tau\left\{1 - \frac{4}{3}\frac{(x_0 - 1)^{1/2}}{x_0^3}\left[\frac{1}{5}\left(\frac{x_0}{x} - 1\right)^{5/2} + \frac{2}{3}\left(\frac{x_0}{x} - 1\right)^{3/2} + \left(\frac{x_0}{x} - 1\right)^{1/2}\right]\right\}. \tag{8}$$

Здесь τ — период схлопывания; t — интервал времени, в течение которого радиус полости изменяется от r_0 до r (или соответственно от $x = 1$ до x). В области $x \approx x_0$ существенный вклад в этот интервал дает только последнее слагаемое, поэтому, учитывая (7), (8), получим

$$\Delta t = (16/27)\, \tau x_0^{-7/2}, \tag{9}$$

где Δt — промежуток времени, разделяющий момент максимального свечения и момент достижения полостью минимального размера.

Из экспериментально определяемых величин, характеризующих связь формы импульса с параметрами каверны, наиболее просто находится величина полуширины светового сигнала. Для получения этой зависимости можно пренебречь интервалом (9), который по экспериментальным данным существенно меньше длительности самого импульса, и считать, что максимум $A_\nu(x)$ совпадает с точкой x_0. В этом случае из системы уравнений

$$\frac{x_1^{9/4}}{f(1) - f(x_1)} = \frac{x_0^{9/4}}{2f(1)}, \quad \frac{x_2^{9/4}}{f(1) + f(x_2)} = \frac{x_0^{9/4}}{2f(1)},$$

где x_1 и x_2 — точки, в которых величина $A_\nu(x)$ равна половине амплитуды, находим

$$[(x_0 - x)/x]^{1/2} = 0{,}6\left(1 \pm x_0^{-1}\right),$$

причем знак плюс соответствует значению $x = x_1$, а минус — величине x_2. Здесь, как и выше, были использованы члены разложения первого порядка. Найденные интервалы можно выразить в явной зависимости от времени с помощью (8), после чего полуширина светового импульса σ_+, представляющая сумму двух отрезков времени на полувысоте, будет определена в виде

$$\sigma_+ = 2\tau x_0^{-5/2} \tag{10}$$

и разность этих отрезков σ_- может характеризовать степень асимметричности импульса

$$\sigma_- = 3\tau x_0^{-7/2}, \tag{11}$$

т. е. отражать в какой-то мере наличие рекомбинационного характера излучения.

Экспериментальная проверка формулы (10) была осуществлена для некоторых жидкостей ($CHCl_3$, CCl_4, H_2O) с различными значениями x_0. В целом подтверждена справедливость соотношения (10), хотя в ряде случаев наблюдались существенные отклонения. Следует заметить, что основная экспериментальная трудность заключалась в надежном контроле формы поверхности пузырька при минимальных его размерах. Определенного успеха удалось достичь при использовании регистрирующей аппаратуры с электронно-оптическим преобразователем (ЛВ-05), при этом для устранения помех, создаваемых фотоумножителю (используемому для регистрации формы импульса), подсвечивающий источник (импульсная лампа) и ФЭУ работали в различных областях видимого диапазона.

Опытные данные показывают, что форма полости на последних стадиях сжатия весьма сильно зависит от межэлектродного расстояния и для установленной мощности электрического разряда можно подобрать промежуток, при котором форма полости мало отличается от сферической.

Что касается проверки формулы (11) (на пузырьках с максимальным радиусом ~ 1 см), то следует отметить, что использование теневого метода (см., например, [1]) вносит ошибку, связанную с определением момента достижения минимального радиуса, не позволяющую дать определенного ответа.

В заключение следует сказать, что полученная зависимость для полуширины импульса интересна прежде всего тем, что, зная этот параметр (кстати, очень легко определяемый экспериментально, как и τ), можно найти весьма необходимую для анализа различных процессов величину $x_0 = r_0/r_m$, измерение которой довольно трудоемко для больших полостей и, по-видимому, совершенно невозможно в настоящее время для микропузырьков (например, в ультразвуковой кавитации).

Поступила 30 XI 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. **Голубничий П. И., Громенко В. М., Филоненко А. Д.** О природе импульса электрогидродинамической сонолюминесценции.— ЖТФ, 1980, т. 50, № 11.
2. **Голубничий П. И., Громенко В. М., Кудленко В. Г., Филоненко А. Д.** Об электромагнитном излучении, сопровождающем коллапс парогазовой полости, инициированной мощным энерговыделением в жидкости.— В кн.: Нестационарные проблемы гидродинамики. Вып. 48. Новосибирск: ИГ СО АН СССР, 1980.
3. **Перник А. Д.** Проблемы кавитации. Л.: Судостроение, 1966.
4. **Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П.** Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.

УДК 534.2 : 532

ПОГЛОЩЕНИЕ ЗВУКА ВБЛИЗИ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА ДВУХ ЖИДКОСТЕЙ

В. А. Мурга

(*Ленинград*)

Известно, что поглощение звука в ограниченных средах обусловлено в основном вязкостью и теплопроводностью жидкостей. Кирхгоф [1] разработал общую теорию, описывающую механизм такого поглощения, и применил ее, в частности, для рассмотрения вопроса о поглощении звука, распространяющегося в трубах. Рэлей [2] применил теорию Кирхгофа для исследования поглощения звука пористой стенкой при нормальном падении на нее звуковой волны. Б. П. Константинов [3] также с помощью теории Кирхгофа решил задачу о поглощении звука жесткой изотермической (с бесконечной теплопроводностью), а также теплоизолированной плоской стенкой при произвольном угле падения волны.

Естественным развитием в этом направлении является изучение поглощения звука на границе раздела двух жидкостей. Такая задача, помимо научного интереса, имеет и практическое значение, например, для гидроакустики, а также для разработки некоторых методов визуализации звука в газах и жидкостях [4].

Предлагаемая работа посвящена решению этой задачи. Результаты могут применяться как для жидких, так и для твердых (резиноподобных) тел.

1. Пусть в отсутствие звуковых колебаний граница раздела двух жидких сред представляет собой горизонтальную плоскость, так что для краткости будем говорить о верхней и нижней средах. В верхней среде на границу раздела падает плоская синусоидальная звуковая волна. Введем декартову систему координат так, что плоскость раздела совпадает с плоскостью xz, падающая, отраженная и преломленная волны лежат в плоскости xy, ось y направлена в верхнюю среду. Поля температур и скоростей в каждой среде описываются линеаризованными уравнениями гидромеханики

$$(1.1)\qquad \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho}\operatorname{grad} P + \nu\Delta\mathbf{v} + \frac{1}{3}\nu\operatorname{grad}(\operatorname{div}\mathbf{v}),\quad \frac{\partial s}{\partial t} + \operatorname{div}\mathbf{v} = 0,$$
$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\gamma-1}{\alpha}\frac{\partial s}{\partial t} + \frac{\varkappa}{\rho c_V}\Delta T,\quad s = \frac{\gamma}{c^2}\frac{P}{\rho} - \alpha T,$$

где $\mathbf{v}$ — скорость; t — время; ρ — плотность; ν — коэффициент кинематической вязкости; $\varkappa$ — коэффициент теплопроводности; $\gamma = c_p/c_V$; c_p и c_V— теплоемкости единицы массы жидкости при постоянном давлении и постоянном объеме соответственно; α — коэффициент теплового расширения; c — скорость звука (лапласова); s — акустическое сжатие среды; T и P — акустические температура и давление.