АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 1998, том 44, № 6, с. 851–854

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 534.142

ВОЗБУЖДЕНИЕ ЗВУКА ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ ПРИ ОПТИЧЕСКОМ ПРОБОЕ ЖИДКОСТИ С ФРАКТАЛЬНЫМИ МИКРОНЕОДНОРОДНОСТЯМИ

© 1998 г. М. Л. Лямшев

Институт общей физики РАН
117942 Москва, ул. Вавилова 38

Поступила в редакцию 15.05.98 г.

В сообщении [1] было рассмотрено влияние микронеоднородностей (частиц) в жидкости на лазерную термооптическую генерацию звука. Было принято во внимание, что в результате броуновского движения и процессов ограниченной диффузией агрегации микрочастицы разных размеров могут образовывать в жидкости кластеры или агрегаты – массовые фракталы. Для "дополнительного" оптоакустического сигнала, обусловленного микронеоднородностями, установлена зависимость амплитуды этого сигнала от параметров лазерного излучения, физических характеристик жидкости и фрактальной размерности кластеров. Как и следовало ожидать, при термооптической генерации монохроматического звука и возбуждении звука "длинными" лазерными импульсами амплитуда "дополнительного" оптоакустического сигнала растет прямо пропорционально мощности лазерного излучения, а в случае "коротких" лазерных импульсов – энергии лазерного импульса.

Известно, что с возрастанием интенсивности лазерного излучения, а точнее, плотности энергии, выделяющейся в объеме среды, на который действует излучение, становятся существенными нелинейные эффекты. Первоначально, они обусловлены ростом скорости расширения нагреваемого излучением объема среды (гидродинамическая нелинейность) и изменением термодинамических параметров среды в процессе действия лазерного излучения (тепловая нелинейность). При дальнейшем увеличении плотности выделившейся энергии доминирующими становятся процессы, связанные с фазовым переходами: поверхностное испарение, взрывное вскипание и оптический пробой.

Ниже будут рассмотрены некоторые особенности нелинейных эффектов при оптическом пробое жидкости.

Важная особенность оптического пробоя – пороговый характер явления. Величина пороговой интенсивности лазерного излучения в реальных жидкостях, в том числе в природных, определяется наличием в них микронеоднородностей. Как правило, это – микрочастицы разных размеров, например, от 10^{-2} до 10 мкм. Частица, поглощая лазерное излучение, разогревается до температуры, соответствующей области температур первой ионизации атомов и образованию плотной плазмы. В плазме происходит сильное поглощение лазерного излучения. Это приводит к дальнейшему сильному разогреву плазмы и образованию плазменной полости, которая, расширяясь, создает в жидкости ударную волну. После окончания лазерного импульса и прекращения поступления энергии в плазменную полость в жидкости образуется пузырек, совершающий несколько пульсаций. Если концентрация частиц сравнительно велика (неочищенная жидкость, природная среда и т.п.) число плазменных полостей (пузырьков) растет с увеличением интенсивности лазерного импульса. Они образуют облако светящихся пузырьков.

Первым акустическим признаком оптического пробоя служит появление составляющей "дополнительного" оптоакустического сигнала со случайной амплитудой. Из этого, в частности, следует, что при рассмотрении явления важно принимать во внимание не только физическую картину, описанную выше, но и вероятностный характер явления. В последнем случае важно учитывать, по меньшей мере, два фактора: статистику распределения микрочастиц (полостей) по их размерам, и то, что эти частицы могут образовывать кластеры или агрегаты, т.н. массовые фракталы. Заметим, что облако пузырьков, образующееся при оптическом пробое, как следует из наблюдений, имеет "неправильную" или, как теперь принято говорить, фрактальную форму. Известно, что фрактальные кластеры образуются при электрическом пробое диэлектриков [2]. Наглядный пример такого кластера – разряд молнии в атмосфере.

Итак, пусть на жидкость с микронеоднородностями-частицами действует импульс лазерного сфокусированного излучения. В результате разогрева частиц излучением в жидкости возникают плазменные полости, а затем – пузырьки, которые, расширяясь и схлопываясь, создают опто-

акустический сигнал, дополнительный к сигналу термооптического происхождения. Амплитуду дополнительного сигнала можно оценить, пользуясь представлениями, развитыми в теории подводных взрывов и импульсных электрических разрядов в воде [3–5]. Для давления p_1 в полости можно написать

$$p_1 \approx \rho u^2 = \rho \frac{R_0^2}{\tau^2}, \tag{1}$$

где ρ – плотность жидкости, R_0 – характерный радиус полости, достигаемый к концу выделения в полости энергии, E' – части полной энергии E лазерного импульса, $\frac{R_0}{\tau} = u$ – характерная скорость расширения полости, и τ – длительность лазерного импульса.

Пользуясь уравнением баланса энергии для полости, можно определить R_0

$$R_0 \approx \left[\frac{3(\gamma-1)}{4\pi\rho}\tau^2 E'\right]^{1/5}. \tag{2}$$

Здесь $\gamma = 1.26$, что соответствует оптическому пробою воды

$$E' = E\frac{x^2}{a^2}, \tag{3}$$

где x – радиус частицы и a – радиус лазерного пучка или, точнее, области, где сфокусированное лазерное излучение имеет интенсивность выше порогового значения. При небольшом превышении пороговой интенсивности лазерного излучения, когда в жидкости образуются отдельные плазменные полости, можно считать, что E' пропорциональна площади поперечного сечения разогреваемой микрочастицы πx^2.

На основе приближения Кирквуда–Бете можно получить выражение для амплитуды пикового давления в ударной волне. На достаточно больших расстояниях r от полости ($r \gg R_0$) она переходит в акустическую волну.

$$p = \frac{p_1 R_0}{2} g \exp\left(-\frac{t}{\theta}\right), \tag{4}$$

где $\theta = 1 + (2/g)$, $g = (M^{3/2}\sqrt{2\ln(r/R_0)})^{-1}$ – фактор, учитывающий нелинейное затухание ударной волны, $M = u/c = R_0/c\tau$ – число Маха, характеризующее скорость расширения плазменной полости и c – скорость звука в жидкости.

Предположим, что все частицы имеют одинаковые размеры, и в жидкости образуется N одновременно расширяющихся полостей. В этом случае для амплитуды суммарного давления получаем:

$$p(\mathbf{r}) = \frac{R_0}{2} g \exp\left(-\frac{t}{\theta}\right)\sum_{i=1}^{N} p_{1i} = \frac{R_0}{2} g \exp\left(-\frac{t}{\theta}\right)\int_V p_1(\mathbf{r}')dV(\mathbf{r}') = \frac{2\pi}{3} p_1 n R_0 a^3 g \exp\left(-\frac{t}{\theta}\right), \tag{5}$$

где n – объемная концентрация частиц (полостей) в жидкости. Подставляя (1) в (5), получаем:

$$p(\mathbf{r}) = \frac{2\pi\rho}{3\tau^2} n R_0^3 a^3 g \exp\left(-\frac{t}{\theta}\right). \tag{6}$$

Из (6) и (2) имеем:

$$p(\mathbf{r}) = \frac{\rho^{2/5}}{2}\left(\frac{3(\gamma-1)}{4\pi}\right)^{3/5} \tau^{-8/5}\left(\frac{x}{a}\right)^{6/5} \times E^{3/5} g n a^3 \exp\left(-\frac{t}{\theta}\right), \tag{7}$$

или

$$p(r) \sim E^{3/5}. \tag{8}$$

Из выражения (8) можно видеть, что при оптическом пробое, обусловленном разогревом одной частицы или группы частиц одинакового размера и с одинаковыми физическими свойствами в жидкости, амплитуда оптоакустического сигнала довольно слабо нелинейно растет с увеличением энергии лазерного излучения.

Выражения (5)–(8) получены в предположении, что частицы (неоднородности) – одного масштаба и распределены по объему жидкости, где сфокусировано лазерное излучение, равномерно. На самом деле, они распределены неравномерно (случайно) и образуют кластер или массовый фрактал. Оценим влияние фрактального распределения микрочастиц (полостей) в области оптического пробоя на амплитуду оптоакустического сигнала.

Фракталы принято характеризовать корреляционными функциями и их спектрами. Эти функции и спектры описываются степенными законами. Последнее обусловлено свойством масштабной инвариантности фрактальных структур [6]. Плотность фрактального кластера размером l и состоящего из частиц с минимальным радиусом x_0 описывается, как известно, выражением

$$\rho_1 = \rho_0\left(\frac{l}{x_0}\right)^{D-d}. \tag{9}$$

Здесь D – фрактальная размерность кластера и d – размерность пространства вложения; в рассматриваемом трехмерном случае $d = 3$. При $D = d = 3$

$\rho_1 = \rho_0$, т.е. плотность кластера совпадает с плотностью вещества микрочастиц. Из (9) следуют обычно используемые для описания массовых фракталов выражения для корреляционной функции $f(R)$ плотности (вероятности найти частицу на расстоянии R от данной) и ее спектра $K(q)$

$$f(\mathbf{R}) \sim \langle \rho(0)\rho(\mathbf{R})\rangle \sim \mathbf{R}^{D-d}, \tag{10}$$

$$K(\mathbf{q}) \sim \mathbf{q}^{-D}. \tag{11}$$

Для среднего квадрата флуктуаций оптоакустического сигнала можно написать

$$\langle p^2(\mathbf{r})\rangle = \frac{R_0^2}{4} g^2 \exp\left(-\frac{2t}{\theta}\right) \times$$

$$\times \iint\limits_{VV} \langle p_1(\bar{\mathbf{r}}')p_1(\bar{\mathbf{r}}'')\rangle (dV(\bar{\mathbf{r}}'))dV(\bar{\mathbf{r}}'') = \tag{12}$$

$$= p_1^2 \frac{4\pi^2}{3} n^2 a^3 R_0^2 g^2 \exp\left(-\frac{2t}{\theta}\right) \int\limits_0^a f(R) R^2 dR,$$

где $\langle p_1(\bar{\mathbf{r}}')p_1(\bar{\mathbf{r}}'')\rangle = n^2 f(\mathbf{R})$, $\bar{R} = |\bar{\mathbf{r}}' - \bar{\mathbf{r}}''|$ – предполагается, что среднее берется по статистическому ансамблю оптоакустических сигналов (лазерных импульсов), а процессы – статистически однородны. Для дальнейших расчетов воспользуемся выражением для нормированной корреляционной функции $f(R)$:

$$f(R) = \left(\frac{R}{l}\right)^{D-3} \exp\left(-\frac{R}{l}\right). \tag{13}$$

Подставляя (13) в (12) и интегрируя, получаем (верхний предел в интеграле берем равным $+\infty$, имея в виду экспоненциальное затухание подынтегрального выражения)

$$\langle p^2(r)\rangle = p_1^2 \frac{4}{3}\pi^2 a^3 l^3 R_0^2 g^2 n^2 \times$$

$$\times \exp\left(-\frac{2t}{\theta}\right)\Gamma(D) \sim R_0^6 \Gamma(D). \tag{14}$$

где $\Gamma(D)$ – гамма-функция. Из (14) и (2) можно видеть, что зависимость средней квадратичной величины флуктуаций оптоакустического сигнала от энергии лазерного импульса остается неизменной при $\Gamma(D) = \text{const}$. Это можно было ожидать. Радиусы всех микрочастиц одинаковы, характерные радиусы и скорости расширения плазменных полостей растут с увеличением энергии лазерного импульса одинаково, а фрактальная размерность D характеризует лишь распределение этих полостей по объему среды. Итак, если фрактальная размерность кластера не изменяется в процессе роста энергии лазерного излучения и $\Gamma(D) = \text{const}$, то сохраняется зависимость.

$$[\langle p^2(r)\rangle]^{1/2} \sim p(r) \sim E^{3/5}. \tag{15}$$

Формула (14) получена в предположении фрактального распределения микрочастиц по разогреваемому объему среды, но при условии, что их размеры одинаковы. В действительности, как отмечалось выше, их размеры могут отличаться в реальных жидкостях на три-четыре порядка.

Для выяснения роли и оценки влияния эффекта распределения частиц по их размерам воспользуемся выражением (14), подставив в него вместо R_0 его среднее значение $\langle R_0\rangle$. Последнее можно определить, зная функцию плотности вероятности распределения радиусов микрочастиц (полостей) по их размерам. Для плотности вероятности распределения частиц или плазменных полостей по их радиусам можно написать

$$w(R_0) = R_0^{d-D_1}, \tag{16}$$

где D_1 – фрактальная размерность. Выражение (16) имеет степенной вид, что отражает свойство масштабной инвариантности распределения полостей по их размерам. Плотность вероятности вида (16) применяют во фрактальной геофизике в качестве вероятностной характеристики пористости горных пород. Модель породы, характеризуемую распределением (16), называют губкой Менгера [7].

Пользуясь формулой (16) и выражениями (2) и (3), получаем для среднего значения характерного радиуса плазменной полости в момент окончания лазерного импульса:

$$\langle R_0\rangle = \frac{1}{4-D_1}\left[\frac{3(\gamma-1)}{4\pi\rho}\tau^2 \frac{x_1^2}{a^2} E\right]^{\frac{4-D_1}{5}}, \tag{17}$$

где x_1 – радиус микрочастицы максимального размера в жидкости. Подставляя (1) и (17) в (14), получаем выражение для среднего квадрата флуктуаций:

$$\langle p^2(r)\rangle = \rho^{\frac{2}{5}\alpha} \tau^{\frac{4}{5}\alpha} \pi^{-\frac{2}{5}\alpha} \left(\frac{3}{4}\right)^{-\frac{1}{5}\beta} a^{-\frac{1}{5}\gamma} n^2 l^3 g^2 \times$$

$$\times \exp\left(-\frac{2t}{D}\right)\Gamma(D)[(\gamma-1)x_1^2 E]^{\frac{6}{5}(4-D_1)}, \tag{18}$$

где $\alpha \equiv 7 - 3D_1$, $\beta = 19 - 6D_1$, $\gamma = 33 - 12D_1$.

Из выражения (18) следует

$$\langle p^2(r)\rangle \sim \frac{\Gamma(D)}{(4-D_1)^6} E^{\frac{6(4-D_1)}{5}}, \tag{19}$$

и

$$\langle p^2(r)\rangle^{1/2} \sim \frac{\Gamma(D)^{1/2}}{(4-D_1)^3} E^{\frac{3(4-D_1)}{5}}. \qquad (20)$$

Фрактальные размерности D и D_1 обычно принимают значения, лежащие в пределах $2 < D < 3$, $2 < D_1 < 3$. При $D_1 = 3$ – радиусы всех полостей одинаковы и выражение (20) совпадает, как и следовало ожидать, с (15).

Из представленного выше рассмотрения вытекает следующее. Амплитуда дополнительного оптоакустического сигнала при оптическом пробое жидкости с микронеоднородностями должна довольно слабо нелинейно изменяться с ростом энергии лазерного импульса на начальной и на заключительной стадиях. В первом случае, когда энергия лазерного импульса незначительно выше порогового значения и ее увеличение не приводит к росту количества плазменных полостей, должна наблюдаться такая же зависимость амплитуды оптоакустического сигнала, как для одиночной полости. Такая же картина должна наблюдаться и на заключительной стадии: число полостей велико, но их количество остается практически неизменным. Образуется фрактальная структура-кластер из полостей с фрактальным распределением их размеров (радиусов) и средний радиус полостей растет с увеличением энергии лазерного импульса по закону одиночной полости.

Из экспериментов известно, что существует область изменений энергии лазерного излучения (назовем ее промежуточной стадией), когда наблюдается сильно выраженная нелинейная зависимость (рост) амплитуды оптоакустического сигнала от величины энергии. Для описания этих процессов необходимо, как нам представляется, рассмотреть статистическую модель роста фрактальной структуры полостей в области пробоя. Другими словами, необходимо выяснить, как зависит число появляющихся полостей (пузырьков) от энергии лазерного излучения и фрактальные зависимости кластера и полостей в процессе их формирования.

Такое рассмотрение, по-видимому, можно провести, пользуясь некоторыми подходами, развитыми в теории электрического пробоя диэлектриков [8]. Однако, это – предмет отдельного исследования.

В заключение отметим, что проблема лазерной генерации звука по-прежнему находится в центре внимания и зарубежных исследователей [9].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Лямшев М.Л.* Лазерное термооптическое возбуждение звука в жидкости с фрактальными микронеоднородностями // Акуст. журн. 1998. Т. 44. № 5.
2. *Сатшати С.* Пробой диэлектриков в трехмерном случае // Фракталы в физике. М.: Мир, 1988. С. 239–243.
3. *Коул Р.* Подводные взрывы. М.: Иностр. лит., 1955.
4. *Наугольных К.А., Рой Н.А.* Электрические разряды в воде. М.: Наука, 1971.
5. *Лямшев Л.М.* Оптико-акустические источники звука // УФН. 1981. Т. 135. № 4. С. 637–669.
6. *Shroeder M.* Fractals, Chaos, Power Lawsm. N.Y.: Freeman & Comp., 1990. 429 p.
7. *Turcotte D.L.* Fractals and Chaos in Geology and Geophysics. N.Y.: Cambridge University Press, 1995. 281 p.
8. *Висман Г., Пьетронеро Л.* Свойства лапласовских фракталов при пробое диэлектриков в двух и трех измерениях // Фракталы в физике. М.: Мир, 1988. С. 21–220.
9. *Yaping Wu, Dufang Shi, Yulong He.* Study of the directivity of laser generated ultrasound in solids // J. Appl. Phys. 1998. V. 83. № 3. P. 1207–1212.