07;08;12

Возбуждение звука лазерными импульсами при оптическом пробое микронеоднородной жидкости

© *М.Л. Лямшев*

Научный центр волновых исследований
Института общей физики РАН, Москва

Поступило в Редакцию 7 декабря 1999 г.

Рассматривается возбуждение звука лазерными импульсами при оптическом пробое жидкости с неоднородностями в виде кластеров — массовых фракталов, состоящих из микрочастиц разных размеров. Распределение частиц по их размерам описывается степенным (фрактальным) законом. Обсуждается зависимость амплитуды акустического сигнала от фрактальных размерностей кластеров, вероятностного распределения макрочастиц загрязнения и энергии лазерного излучения.

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 $100\,\mu$m. Частица, поглощая лазерное излучение, разогревается до температуры, соответствующей области температур первой ионизации атомов и образования 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) может расти с увеличением интенсивности лазерного импульса и образуется облако светящихся пузырьков [1].

Первым акустическим признаком оптического пробоя служит появление составляющей оптоакустического сигнала со случайной амплитудой. Из этого, в частности, следует, что при рассмотрении явления необходимо принимать во внимание не только физическую картину, описанную выше, но и вероятностный характер протекающих процессов. В последнем случае важно учитывать по меньшей мере три фактора: то, что эти частицы могут образовывать кластеры или агрегаты, так называемые массовые фракталы; статистику распределения микрочастиц (полостей) по их размерам; а также теплофизические характеристики микрочастиц и, в частности, зависимость величины пороговой интенсивности лазерного излучения от размеров частицы. Заметим, что облако пузырьков, образующихся при оптическом пробое, как следует из наблюдений, имеет "неправильную" или, как теперь принято говорить, фрактальную форму. Известно, например, 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 в жидкости возникают плазменные полости, а затем пузырьки, которые, расширяясь и схлопываясь, создают акустический сигнал. Амплитуду сигнала можно оценить, пользуясь представлениями, развитыми в теории подводных взрывов и импульсных электрических разрядов в воде [1,3,4].

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; $u = R_0/\tau$ — характерная скорость расширения полости; 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 можно принять $\gamma = 1.26$, что соответствует оптическому пробою паров воды.

При небольшом превышении пороговой интенсивности лазерного излучения, когда в жидкости образуются отдельные плазменные полости, можно допустить, что E' пропорциональна площади поперечного сечения разогреваемой микрочастицы πx^2 и равна

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

где x — радиус частицы или, точнее, сечения поглощения оптического излучения частицей; a — радиус области, где сфокусированное лазерное излучение имеет пороговую интенсивность или выше ее порогового значения.

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

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

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

Предположим, что все частицы одного размера и имеют одинаковые теплофизические характеристики. В этом случае, полагая, что сигналы, генерируемые каждой полостью в отдельности, складываются синфазно, для амплитуды суммарного давления получаем

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

или

$$p(r) \sim E^{3/5}. \tag{6}$$

Выражения (5) и (6) получены в предположении, что частицы (неоднородности) одного размера и распределены по объему жидкости, где сфокусировано лазерное излучение, равномерно. На самом деле в реальной жидкости, например в природной среде, они могут быть 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. Обычно используемые для описания массовых фракталов выражения для корреляционной функции $f(R)$ имеют вид [5]

$$f(\mathbf{R}) \sim \langle \rho(0)\rho(\mathbf{R}) \rangle \sim R^{D-d}. \tag{7}$$

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

Для среднего квадрата флуктуаций акустического сигнала можно написать

$$\langle |p(r)|^2 \rangle = \frac{R_0^2}{4r^2} g^2 \exp\left(-\frac{2t}{\theta}\right) \int\limits_V \int\limits_V \langle p_1(\overline{r}') p_1^*(\overline{r}'') \rangle dV(\overline{r}') dV(\overline{r}'')$$

$$= p_1^2 \frac{4\pi^2}{3r^2} n^2 a^3 R_0^2 g^2 \exp\left(-\frac{2t}{\theta}\right) \int\limits_0^a f(R) R^2 dR, \tag{8}$$

где $\langle p(\overline{r}') p^*(\overline{r}'') \rangle = n^2 f(R)$, $R = |\overline{r}' - \overline{r}''|$; предполагается, что среднее берется по статистическому ансамблю акустических сигналов (импульсов), а процессы статистически однородны.

Для дальнейших расчетов воспользуемся выражением для нормированной корреляционной функции $f(R)$, которую возьмем в виде

$$f(R) = \left(\frac{R}{l}\right)^{D-3} \exp\left(-\frac{R}{l}\right). \tag{9}$$

После интегрирования получаем

$$\langle p^2(r) \rangle = p_1^2 \frac{4}{3r^2} \pi^2 a^3 l^3 R_0^2 g^2 n^2 \exp\left(-\frac{2t}{\theta}\right) \Gamma(D) \sim nR^6 \Gamma(D), \tag{10}$$

где $\Gamma(D)$ — гамма-функция.

Можно видеть, что при $n = \text{const}$ и $\Gamma(D) = \text{const}$ зависимость среднеквадратичной величины флуктуаций оптоакустического сигнала от энергии лазерного излучения остается неизменной. Этого результата 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.

Формула (10) получена в предположении фрактального распределения микрочастиц по разогреваемому объему среды, но при условии, что их размеры одинаковы. В реальных жидкостях, как отмечалось выше, их размеры могут отличаться на три–четыре порядка.

Для выяснения роли и оценки влияния эффекта распределения частиц по из размерам воспользуемся выражением (10), подставив в него вместо R_0 его среднее значение $\langle R_0 \rangle$. Последнее можно определить зная функцию плотности вероятности распределения микрочастиц (полостей) по их размерам. Для плотности вероятности распределения частиц можно написать

$$w(x) = x^{-D_1}, \tag{11}$$

где D_1 — фрактальная размерность [6].

Выражение (11) имеет степенной вид, что отражает свойство масштабной инвариантности распределения частиц (полостей) по их размерам. Плотность вероятности вида (11) характеризует случайный процесс, получивший название полет Леви[1].

Как показывают результаты многочисленных экспериментов, выражение (11) характеризует, в частности, распределение пор по их размерам в пористых материалах. Величина показателя D_1 может принимать различные значения $D_1 > 1$ для разных материалов в зависимости от технологического процесса [8]. Экспериментальное подтверждение справедливости выражения (11) для описания распределения плазменных полостей по их размерам при лазерном пробое жидкости можно найти в [9].

[1] В сообщении [7] был использован другой вид функции плотности вероятности распределения плазменных полостей по их размерам. Она также имеет степенной вид и в геофизике получила название губки Менгера. Здесь мы отдаем предпочтение функции, описываемой выражением (11), основываясь на экспериментальных фактах (подробнее см. далее).

Если $D_1 > 1$, среднее значение $\langle x \rangle$ существует и равно (см. [6], с. 157)

$$\langle x_{x_0} \rangle = \frac{x_0 D_1}{D_1 - 1}, \qquad (12)$$

где x_0 — радиус микрочастицы минимального размера.

Пользуясь формулой (12) и выражениями (2) и (3), получаем для среднего значения характерного радиуса плазменной полости

$$\langle R_0 \rangle = \left[\frac{3(\gamma - 1)}{4\pi\rho} \tau^2 \frac{x_0^2}{a^2} \frac{D_1^2}{(D_1 - 1)^2} E \right]^{1/5}. \qquad (13)$$

Подставляя (1) и (13) в (10), можно получить выражение для среднего квадрата флуктуаций давления в акустическом поле в жидкости. В частности, получаем:

$$\left[\langle |p(r)|^2 \rangle \right]^{1/2} \sim n \left(\frac{D_1}{D_1 - 1} \right)^{6/5} \Gamma(D)^{1/2} E^{3/5}. \qquad (14)$$

Другими словами, при $n = \mathrm{const}$, $D = \mathrm{const}$ и $D_1 = \mathrm{const}$ зависимость среднеквадратичного значения флуктуаций акустического сигнала от энергии лазерного излучения сохраняет прежний вид (6).

С физической точки зрения полученные выше результаты вполне понятны. Они, по существу, вытекают из сделанных выше предположений о том, что теплофизические характеристики всех микрочастиц в жидкости одинаковы, а фрактальные размерности кластеров — массовых фракталов и плотности вероятности распределения частиц по их размерам не зависят от энергии лазерного излучения.

В реальных жидкостях частицы могут отличаться не только размерами, но и теплофизическими свойствами. Вследствие этого неудивительно, как отмечалось в [9], что многие авторы экспериментальных работ получали различные зависимости среднеквадратичного значения флуктуаций акустического сигнала от энергии лазерного излучения при изучении возбуждения звука лазерными импульсами в разных жидкостях в условиях оптического пробоя. В определенном смысле ситуация такая же, как и в случае оптического пробоя газов с загрязнениями в виде микрочастиц [10]. Дело в том, что пороговая интенсивность лазерного излучения может зависеть от размера частицы. Это обусловлено теплофизическими свойствами частицы, длительностью импульса, длиной волны лазерного излучения и размерами частицы. В одних случаях пороговая интенсивность может возрастать обратно пропорционально квадрату радиуса частицы, в других — обратно пропорционально величине радиуса, а в третьих — не зависеть от размеров частицы загрязнения. Именно этот последний случай рассмотрен выше для того, чтоб наглядно оценить влияние фрактальных характеристик микрочастиц загрязнения в реальной жидкости на среднеквадратичную величину флуктуаций акустического сигнала при оптическом пробое жидкости.

Выше предполагалось, что концентрации микрочастиц и плазменных полостей в области пробоя жидкости совпадают и не зависят от энергии лазерного излучения, т. е. $n = \mathrm{const}$. Если в жидкости имеются частицы, у которых пороговая интенсивность оптического пробоя зависит от их размеров, концентрация плазменных полостей будет изменяться. Она будет возрастать с увеличением энергии лазерного излучения до тех пор, пока не окажется равной концентрации микрочастиц в жидкости. Для среднеквадратичной величины акустического сигнала в общем случае можно написать

$$\left[\langle|p(r)|^2\rangle\right]^{1/2} \sim n(E)\left(\frac{D_1(E)}{D_1(E)-1}\right)^{6/5}\Gamma[D(E)]E^{3/5}. \tag{15}$$

Нетрудно показать, что если в поле лазерного излучения оказываются частицы, у которых пороговая интенсивность возрастает обратно пропорционально квадрату размера радиуса частицы, то концентрация плазменных полостей n будет увеличиваться прямо пропорционально квадрату энергии лазерного излучения $n \sim E^2$. Если пороговая интенсивность растет обратно пропорционально размеру частиц, то $n \sim E$.

Фрактальная размерность кластера — массового фрактала D обычно принимает значения, лежащие в пределах $1 < D < 3$. Фрактальная размерность D_1, или показатель распределения плазменных полостей или пор, может принимать значения $D_1 > 1$. Как следует из результатов экспериментов и теоретических оценок, и D, и D_1 могут зависеть от энергии лазерного излучения (см., например, [9,11]).
Обобщая, можно написать

$$\left[\langle|p(r)|^2\rangle\right]^{1/2} \sim E^{\eta}, \tag{16}$$

где η может принимать значения больше единицы, как следует из сказанного ранее.

Из представленного рассмотрения вытекает следующее. Амплитуда акустического сигнала в жидкости с микрочастцами при оптическом пробое может довольно слабо изменяться с ростом энергии лазерного импульса на начальной и на заключительной стадиях, когда увеличение энергии лазерного излучения не приводит к росту количества плазменных полостей. На начальной стадии зависимость амплитуды акустического сигнала от энергии лазерного излучения определяется законом расширения одиночной полости. Такая же картина должна наблюдаться и на заключительной стадии: число полостей велико, но их количество остается практически неизменным, и образуется фрактальное облако–кластер из полостей с фрактальным распределением их размеров (радиусов). Средний радиус полостей растет с увеличением энергии лазерного импульса также по закону одиночной полости.

Из экспериментов следует (см., например, [9]), что может существовать область изменений энергии лазерного излучения (назовем ее промежуточной стадией), когда наблюдается сильно выраженная нелинейная зависимость (рост амплитуды) акустического сигнала от величины энергии. Для описания этих процессов необходимо, как вытекает из вышеизложенного, рассмотреть конкретную статистическую модель роста фрактальной структуры полостей в области пробоя. Следует учитывать зависимость числа появляющихся полостей (пузырьков) и фрактальных размерностей кластера и полостей от энергии лазерного излучения в процессе их формирования.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 99–02–16334.

Список литературы

[1] *Лямшев Л.М.* // УФН. 1981. Т. 135. № 4. С. 637–669.
[2] *Сатиати С.* // Фракталы в физике. М.: Мир. 1988. С. 239–243.
[3] *Коул Р.* Подводные взрывы. М.: Иностр. лит. 1955. 531 с.
[4] *Наугольных К.А., Рой Н.А.* Электрические разряды в воде. М.: Наука, 1971.
[5] *Федер Е.* Фракталы. М.: Мир, 1991. 254 с.
[6] *Shroeder M., Fractals*. N. Y., Freeman & Comp. Chaos, Power Laws, 1990. 429 p.
[7] *Лямшев М.Л.* // Акуст. журн. 1998. Т. 44 (6).
[8] *Шефер Д., Кефер К.* // Фракталы в физике. М.: Мир, 1988. С. 62.

[9] *Egerev S., Lyamshev L.M., Simanovskii Ya.* Laser ultrasound source for NDE applications: calibration in a liquid. Nondestructive Characterization of Materials VIII / Ed. by R. Green. N. Y.: Plenum Press, 1998. P. 47–52.
[10] *Бункин Ф.В., Савранский В.В.* // ЖЭТФ. 1973. Т. 65 (6). С. 2185–2195.
[11] *Висман Г., Пьетронеро Л.* // Фракталы в физике. М.: Мир, 1988. С. 21–220.