

01;03

## Динамика кавитационного пузырька в полярной жидкости

© Е.А. Смородов

Автономная некоммерческая организация  
„Центр энергосбережения Республики Башкортостан“, Уфа  
E-mail: smorod2001@mail.ru

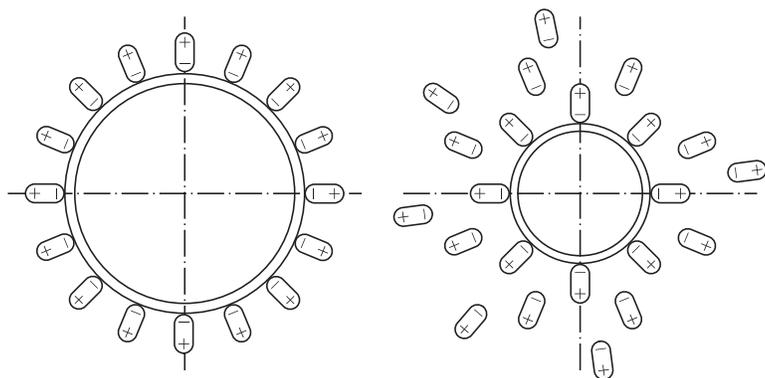
Поступило в Редакцию 29 ноября 2005 г.

В уравнение динамики кавитационного пузырька предлагается ввести новое слагаемое, учитывающее конечность скорости релаксации дипольных молекул жидкости при быстром сжатии пузырька. Показано, что решения уравнения в этом случае дают значительно более низкие значения термодинамических параметров газа в конце сжатия, так что тепловые механизмы высокоэнергетичных процессов, сопровождающих кавитацию, не могут быть реализованы. Показано принципиальное различие между принятыми в настоящее время и предлагаемыми физическими механизмами кумуляции энергии акустического поля, состоящее в том, что энергия концентрируется не в виде энергии сжатого газа в пузырьке, а в форме энергии электростатического поля ориентированных диполей. Приведены экспериментальные факты, подтверждающие предлагаемую модель.

PACS: 47.55.dd, 78.60.Mq

Исследования последних лет, связанные с изучением сонолюминесценции (СЛ) одиночного кавитационного пузырька [1,2] представляют большой интерес как с точки зрения объяснения природы СЛ, так и в свете недавних работ [3,4], в которых утверждается, что при сильном сжатии пузырька могут достигаться температуры и плотности, достаточные для инициирования термоядерных реакций внутри пузырька.

Предложено множество моделей движения одиночного сферического пузырька, в той или иной мере учитывающих термодинамические свойства жидкостей и газов, скорость звука, процессы испарения и конденсации пара, химических превращений и других факторов [5]. Тем не менее, по данным разных авторов, расчетная максимальная температура в конце сжатия пузырька варьируется от нескольких тысяч [6] до



**Рис. 1.** Механизм образования „виртуального“ заряда пузырька. В левой части рисунка пузырек неподвижен, в правой — быстро сжимается. „Виртуальный“ заряд пузырька равен реальному заряду, который необходимо сообщить проводящей сфере, чтобы ориентация диполей не изменилась.

миллионов градусов [4], а природа экспериментально наблюдающихся высокоэнергетичных процессов при кавитации до настоящего времени не ясна.

В данной работе предлагается учитывать в физической модели нелинейных пульсаций кавитационного пузырька параметр, ранее не учитываемый, а именно: конечную скорость релаксации дипольных молекул жидкости.

Как известно, наиболее ярко высокоэнергетичные процессы (излучение СЛ, химические реакции и, возможно, ядерные реакции) протекают именно в полярных жидкостях — воде, глицерине, ацетоне, концентрированной серной кислоте и др. Покажем, что конечная скорость ориентационной поляризации дипольных молекул играет существенную роль в динамике пульсации газовых пузырьков.

Физический механизм образования неравновесного состояния дипольного „облака“ в окрестности сжимающегося пузырька иллюстрируется рис. 1.

При неподвижном пузырьке полярные молекулы в узком слое жидкости вблизи раздела фаз ориентированы определенным образом, зависящим от сил взаимодействия между молекулами жидкости и газа

(рис. 1, левый рисунок). Процесс сжатия кавитационного пузырька и особенно последняя его стадия протекают с чрезвычайно высокой скоростью. По данным разных исследователей, скорость движения стенки пузырька достигает от 400 до 1500 м/с, характерное время конечной стадии сжатия составляет  $10^{-6}$ – $10^{-7}$  с, а длительность световой вспышки СЛ — всего десятки пикосекунд [7,8].

Высокая скорость сжатия пузырька не позволяет молекулам жидкости переориентироваться, что приводит к образованию „облака“ ориентированных диполей (рис. 1, правый рисунок). Это состояние системы „жидкость–пузырек“ является неравновесным и обладает избыточной энергией, получаемой от внешнего источника (акустического поля). Заметим, что с точки зрения электростатики схема силовых линий поля эквивалентна случаю заряженной сферы, обладающей некоторым „виртуальным“ зарядом  $Q$ .

Проведем численную оценку описанного эффекта.

Скорость переориентировки диполей количественно характеризуется временем ориентационной релаксации. Согласно Дебаю, зависимость времени ориентационной релаксации диполя от свойств жидкости и температуры имеет вид

$$\tau = \frac{4\pi\eta a^3}{kT}, \quad (1)$$

где  $\tau$  — время релаксации;  $\eta$  — коэффициент динамической вязкости жидкости;  $a$  — радиус молекулы;  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура жидкости.

Расчет  $\tau$  для воды ( $\eta = 1 \text{ Р}$ ,  $a = 10^{-9} \text{ м}$ ,  $T = 300 \text{ К}$ ) дает  $10^{-4}$ – $10^{-5}$  с, что на два порядка превышает характерное время конечной стадии схлопывания пузырька. Для более вязких жидкостей, таких как глицерин и этиленгликоль, время ориентационной релаксации молекул составляет уже  $10^{-3}$ – $10^{-4}$  с, что по порядку величины равно периоду ультразвуковых колебаний, возбуждающих кавитацию. Поэтому очевидно, что неравновесное состояние диполей в балансе энергии при сжатии пузырька нельзя не учитывать.

В простейшем случае уравнение движения пузырька в полярной жидкости можно получить из уравнения Нолтинга–Непайреса, если ввести в него слагаемое, учитывающее переход кинетической энергии

жидкости в электростатическую энергию диполей:

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 + \frac{1}{\rho} \left[ -P_e + P_\infty - P_n + \frac{2\sigma}{R} + \frac{4\mu\dot{R}}{R} - P_m \sin \omega t - \left( P_0 + \frac{2\sigma}{R} \right) \left( \frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} \right] = 0, \quad (2)$$

где  $R$  — текущий радиус пузырька, м;  $P_e$  — отрицательное давление, создаваемое диполями, Па;  $P_\infty$  — статическое давление в жидкости, Па;  $P_0$  — давление в газе при  $R = R_0$ , Па;  $P_n$  — давление насыщенных паров жидкости, Па;  $P_m$  — акустическое давление, Па;  $\rho$  — плотность жидкости,  $\text{kg/m}^3$ ;  $\omega = 2\pi f$  — циклическая частота акустической волны,  $\text{rad} \cdot \text{s}^{-1}$ ;  $\mu$  — коэффициент вязкости жидкости,  $\text{Pa} \cdot \text{s}$ ;  $\sigma$  — коэффициент поверхностного натяжения жидкости,  $\text{N/m}$ ;  $\gamma$  — показатель адиабаты.

Аналитический вид зависимости электростатического давления на стенку пузырька от его радиуса  $P_e(R)$  можно получить в предположении квазистатического случая, т.е. когда время ориентационной релаксации дипольных молекул много больше длительности сжатия, что справедливо для конечной стадии сжатия пузырька.

В этом случае можно применить соотношение для удельной электростатической силы, действующей на единицу объема полярного диэлектрика в неоднородном поле:

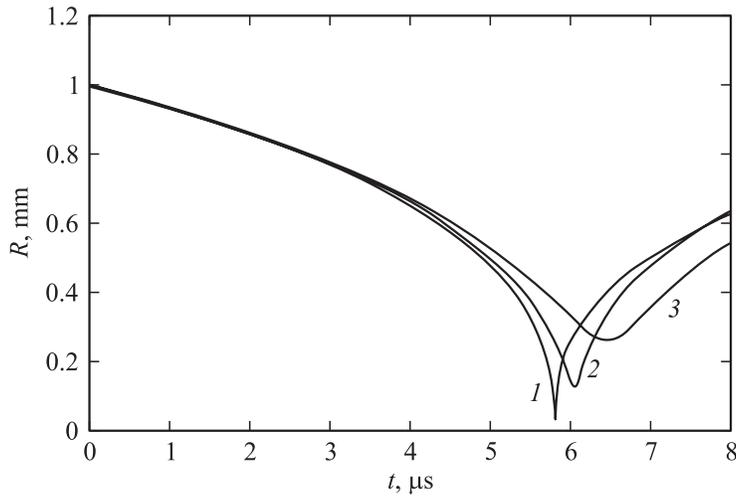
$$f = \frac{\varepsilon_0(\varepsilon - 1)}{2} \frac{\partial E^2}{\partial r}, \quad (3)$$

что в сферически симметричном случае приводит к формуле для давления диполей на стенку пузырька

$$P_e(t) = \frac{\varepsilon_0(\varepsilon - 1)}{2} \frac{Q^2}{(4\pi\varepsilon_0\varepsilon)^2 R^4(t)}, \quad (4)$$

где  $Q$  — эффективный („виртуальный“) заряд пузырька;  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость жидкости;  $\varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$  — диэлектрическая постоянная.

„Виртуальный“ заряд пузырька  $Q$ , вообще говоря, является функцией времени и зависит от времени релаксации дипольных молекул  $\tau$ , однако в наших допущениях будем считать его постоянной величиной.



**Рис. 2.** Численные решения уравнения (2) для конечной стадии сжатия пузырька в глицерине при различных значениях эффективного заряда: 1 —  $Q = 0$  ( $R_{\min} = 0.0315$  мм); 2 —  $Q = 3 \cdot 10^{-8}$  С ( $R_{\min} = 0.128$  мм); 3 —  $Q = 5 \cdot 10^{-8}$  С ( $R_{\min} = 0.265$  мм).

Численные решения уравнения (2) с учетом (4) показывают, что динамика кавитационного пузырька существенно отличается от решений уравнения Нолтинга–Непайраса (рис. 2). Так, например, минимальный радиус пузырька с учетом электростатических сил противодействия получается больше, а скорость его сжатия меньше, чем дают решения общепринятых уравнений динамики пузырька. В частности, даже пузырек, не содержащий газа и пара жидкости (вакуумный пузырек), в рассматриваемом случае должен сжиматься значительно медленнее, чем дает расчет по известной формуле Рэля.

Таким образом, температура и плотность газа в пузырьке, согласно предложенной модели, должны быть ниже, чем считается в настоящее время, и поэтому инициирование термоядерных реакций в пузырьке по механизму, предложенному авторами [3], становится маловероятным.

Необходимо отметить принципиальное отличие общепринятого в настоящее время механизма протекания высокоэнергетичных процессов при кавитации от того, которое следует из предложенной модели. Оно

заключается в том, что энергия акустического поля концентрируется не в виде энергии сжатого в пузырьке газа, а в виде энергии электрического поля ориентированных дипольных молекул. Следовательно, высокоэнергетичные процессы происходят не в газовой фазе, а в жидкой, в непосредственной близости от пузырька. Поэтому даже в случае чисто вакуумного пузырька должны проявляться эффекты акустической кавитации.

Экспериментальным подтверждением предложенной модели могут служить эксперименты, проведенные в [9], в которых исследовалась СЛ в дегазированных глицерине и этиленгликоле. Давление насыщенных паров этих жидкостей в условиях эксперимента ничтожно мало, так что кавитационные пузырьки можно считать вакуумными. Тем не менее интенсивность СЛ была настолько велика, что ее можно было наблюдать невооруженным глазом и фотографировать на обычную фотопленку.

Качественно иное толкование может быть дано и результатам работ [3,4] по инициированию реакции ядерного синтеза при кавитации в дейтерированном ацетоне. Механизм запуска реакции синтеза в данном случае следует объяснять не фокусированием ударной волны в газе, что при нанометровых радиусах пузырька представляется весьма сомнительным, а образованием плазмы в условиях высоких напряженностей и градиентов электрического поля вблизи точечного источника, например, аналогично предложенным в [10,11]. Заметим, что механизм генерации нейтронов при кавитации, предложенный в работе [12], не соответствует данным эксперимента, так как в этом случае выброс нейтронов не должен совпадать со временем достижения пузырьком минимального радиуса, что установлено экспериментально [3].

В заключение отметим, что действие сил электростатического противодавления качественно схоже с действием вязкости в том смысле, что быстрое сжатие пузырька требует значительно больших затрат энергии, чем медленное. Однако зависимость электростатических сил от радиуса пузырька значительно сильнее ( $R^{-4}$  против  $R^{-1}$  для сил вязкости). Поэтому очевидно, что наиболее сильно электростатический эффект будет проявляться для пузырьков малого радиуса, или, что то же самое, для высокочастотного ультразвука. Пузырьки же большого равновесного радиуса, резонанс которых происходит на низких звуковых частотах, менее подвержены влиянию электростатического противодавления, поэтому в этом случае возможны кавитационные эффекты внутри газового пузырька.

## Список литературы

- [1] *Flannigan D.J., Suslick K.S.* // *Phys. Rev. Lett.* 2005. V. 95. P. 044 301.
- [2] *Yuan L.* // *Phys. Rev. E.* 2005. V. 72. P. 046 309.
- [3] *Taleyarkhan R.P., West C.D., Lohey R.T.* et al. // *Science.* 2002. V. 295. P. 1868–1873.
- [4] *Nigmatulin R.I., Akhatov I.Sh., Topolnikov A.S.* et al. // *Physics of Fluids.* 2005. V. 17. P. 107 106.
- [5] *Маргулис М.А.* // *Успехи физических наук.* 2000. № 3. С. 263–287.
- [6] *Toegel R., Lohse D.* // *The Journal of Chemical Physics.* 2003. V. 118. Issue 4. P. 1863–1875.
- [7] *Ruith S.J., Putterman S., Merriman B.* // *Phys. Rev. E.* 2002. V. 66. P. 036 310.
- [8] *Hiller R.A., Putterman S.J., Weninger K.R.* // *Phys. Rev. Lett.* 1998. V. 80. P. 1090–1093.
- [9] *Смородов Е.А.* Экспериментальные исследования кавитации в вязких жидкостях / Дис. канд. физ.-мат. наук. М.: Акустический институт АН, 1987.
- [10] *Мартынюк М.М., Кравченко Н.Ю.* // *Прикладная физика.* 2003. № 1. С. 79–90.
- [11] *Тырса В.Е., Бурцева Л.П.* // *ЖТФ.* 2003. Т. 73. В. 7. С. 7–12.
- [12] *Липсон А.Г., Кузнецов В.Г., Майли Дж.* // *Письма в ЖТФ.* 2004. Т. 30. В. 10. С. 39–45.