03;07

Давление света на газовые пузырьки: компенсация архимедовой силы

© *Г.В. Белокопытов, А.В. Журавлев*

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова
E-mail: gvb@phys.msu.su

Поступило в Редакцию 25 марта 2003 г.

Рассчитана сила светового давления, действующая на газовый пузырек в жидкости. Рассмотрены условия оптического погружения, при которых освещаемый газовый пузырек находится в жидкости в условиях устойчивого равновесия. Обсуждаются особенности и возможные приложения эффекта оптического погружения.

Известно, что лучевое давление, создаваемое лазерным пучком умеренной интенсивности (менее 10^5 W/cm^2), достаточно для компенсации силы тяжести, действующей на частицы размерами от единиц до сотен μm. Лазерная левитация малых частиц нашла довольно широкое применение в физическом эксперименте (см. [1]). Цель настоящего сообщения — обратить внимание на то, что сила лучевого давления, возникающая при освещении газового пузырька в жидкости, способна скомпенсировать действующую на него архимедову силу, так что возможно осуществить оптическое погружение пузырька, т. е. добиться его устойчивого равновесия в толще жидкости.

Теория позволяет рассчитать $\overline{C}_{pr}$ — эффективность давления, действующего на сферическую частицу. Величина $\overline{C}_{pr}$ пропорциональна силе светового давления [2]:

$$F_{pr} = \pi a_0^2 p \overline{C}_{pr}, \tag{1}$$

где a_0 — радиус частицы, p — плотность потока импульса. Отметим, однако, что в литературе, в частности в монографии [2], допускались ошибки при записи формул для $\overline{C}_{pr}$. Для вычисления $\overline{C}_{pr}$ мы использовали соотношения [3], для которых было продемонстрировано хорошее согласие расчетных [4] и экспериментальных [5] результатов по оптической левитации. В соответствии с [3]:

$$\overline{C}_{pr} = \overline{C}_{ext} - \langle\cos(\theta)\rangle\overline{C}_{sca}, \tag{2}$$

$$\overline{C}_{ext} = \frac{2}{|\alpha|^2}\sum_{n=1}^{\infty}(2n+1)\,\mathrm{Re}\,(a_n + b_n), \tag{3}$$

$$\langle\cos\theta\rangle\overline{C}_{sca} = \frac{4}{|\alpha|^2}\sum_{n=1}^{\infty}\left\{\frac{n(n+2)}{n+1}\,\mathrm{Re}\,(a_n a_{n+1}^* + b_n b_{n+1}^*) + \frac{2n+1}{n(n+1)}\,\mathrm{Re}\,(a_n b_n^*)\right\}. \tag{4}$$

Парциальные амплитуды a_n, b_n поля рассеянной волны записываются в виде

$$a_n = \frac{m\psi_n(\beta)\psi_n'(\alpha) - \psi_n'(\beta)\psi_n(\alpha)}{m\psi_n(\beta)\xi_n'(\alpha) - \xi_n(\alpha)\psi_n'(\beta)},$$

$$b_n = \frac{\psi_n(\beta)\psi_n'(\alpha) - m\psi_n'(\beta)\psi_n(\alpha)}{\psi_n(\beta)\xi_n'(\alpha) - m\xi_n(\alpha)\psi_n'(\beta)}. \tag{5}$$

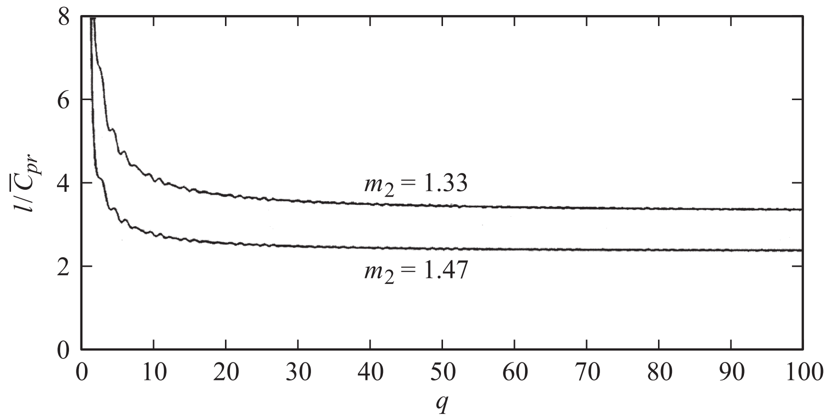
Здесь $\beta = m_1 q$, $\alpha = m_2 q$, $q = 2\pi a/\lambda_0$ — параметр дифракции, m_1 и m_2 — показатели преломления внутри и снаружи пузырька $m = m_1/m_2$, a — радиус, λ_0 — длина волны излучения в вакууме, ψ_n, ξ_n — функции Риккати–Бесселя [3]. При вычислениях для $q < 100$ в суммах (3), (4) учитывались слагаемые с $n \leqslant 150$.

Результаты расчета эффективности давления для пузырьков в воде ($m_2 = 1.33$) и глицерине ($m_2 = 1.47$) представлены на рисунке. Графики построены для величины $1/\overline{C}_{pr}$, прямо пропорциональной плотности потока энергии S_0 лазерного луча, уравновешивающего архимедову силу $F_{arc} = \frac{4}{3}\pi a_0^3 \rho g$. Поскольку плотность потока импульса в световом пучке равна $p = S_0 m_2/c$, то условие $F_{pr} = F_{arc}$ с учетом (1) дает

$$S_0 = \frac{4}{3}\,a_0\,\rho\,g\,\frac{c}{m_2}\,\frac{1}{\overline{C}_{pr}}. \tag{6}$$

Полагая $a_0 = 10\,\mu\mathrm{m}$, $\rho = 1\cdot 10^3\,\mathrm{kg/m^3}$, $g = 9.8\,\mathrm{m/s^2}$ и взяв $1/\overline{C}_{pr} = 4$, получаем $S_0 \approx 1.2\cdot 10^4\,\mathrm{W/cm^2}$. Для левитирующей капли воды такого же размера оценка дает величину того же порядка, $S_0 \approx 0.8\cdot 10^4\,\mathrm{W/cm^2}$.

Зависимость $\overline{C}_{pr}(q)$ для пузырька является гораздо более гладкой, чем для капли [4,5], на ней отсутствуют резонансные пики и слабо выражены мелкомасштабные неоднородности („рябь“). Причина различий в поведении $\overline{C}_{pr}(q)$ состоит в том, что при рассеянии на каплях существенный вклад дают высокодобротные колебания, известные как



Зависимость нормированной мощности, необходимой для оптического погружения пузырька, от параметра дифракции, $m_1 = 1$.

моды шепчущей галереи или морфологические резонансы. В пузырьках же добротности резонансных мод невелики ($Q < 2 \cdot 10^2$), а спектральная густота резонансов почти такая же, как и в каплях [6]. Вследствие этого сложение резонансных откликов в суммах (3), (4) сопровождается сглаживанием зависимости $\overline{C}_{pr}$ от параметра дифракции.

В отличие от капель жидкости или твердотельных микрорезонаторов погруженные газовые пузырьки обладают значительной сжимаемостью, что следует учитывать, рассматривая условия их равновесия в световом пучке. Пусть газовый пузырек помещен в поле гауссовского пучка, распространяющегося вертикально вниз. Если диаметр пучка равен W_0 в фокальной плоскости $z = 0$, а угол расходимости θ, то плотность потока энергии S_0 (и сила светового давления) зависит от координаты по закону:

$$F_{pr} = F_0\left(1 + \left(\frac{2\,\mathrm{tg}\,\theta}{W_0}\right)^2 z^2\right)^{-1}. \tag{7}$$

Архимедова сила также меняется с z, поскольку равновесный радиус пузырька зависит от глубины погружения z по закону:

$$a = a_0\left(1 + \frac{z}{H}\right)^{-1/3}, \tag{8}$$

где H — высота столба жидкости под фокальной плоскостью. Рассматривая условие $F_{pr} = F_{arc}$ с учетом (7) и (8), нетрудно убедиться, что устойчивое равновесие имеет место при $z > 0$ (ниже фокальной плоскости), а при $z < 0$ (над фокальной плоскостью) равновесие неустойчиво.

Кроме рассмотренной выше продольной устойчивости для оптической левитации и погружения необходима поперечная устойчивость частиц в неоднородном световом пучке. В работах Роозена (см. [7]) было показано, что поперечную устойчивость можно в первом приближении исследовать в рамках геометрической оптики. Поскольку световой луч, падающий на пузырек, при преломлении отклоняется от оси симметрии системы, нетрудно установить, что поперечной устойчивостью обладает положение пузырька вблизи минимума интенсивности (например, на оси TEM^*_{01}-моды).

Необходимые для оптического погружения плотности мощности (порядка 10^5 W/cm^2) способны обеспечить, в частности, широко употребляемые, в которых легко осуществить регулирование световой мощности, управляя током накачки.

Оптическое погружение с применением управляемого источника света и системы обратной связи позволяет проследить динамику изменения размеров пузырьков под воздействием различных физических факторов. Получаемая при этом информация, например о росте пузырьков, будет соответствовать иным условиям тепломассопереноса, чем имеют место при экспериментах с каплями [1,8]. В частности, поглощение световой мощности в пузырьках и вблизи них будет существенно ниже, а величина конвекционных сил — существенно меньше.

Открывается также возможность использовать пузырьки в условиях оптического погружения для регистрации действующих на них сил, т. е. в качестве удобного пробного тела для индикации гидродинамических течений и звуковых волн в жидкости.

Применение оптического погружения позволяет также создать удобные условия для наблюдения на отдельных пузырьках нелинейно-оптических эффектов, в том числе связанные с возбуждением акустических и капиллярных колебаний, таких как вынужденное рассеяние Мандельштама–Бриллюэна и вынужденное поверхностное рассеяние. При этом реализация указанных эффектов будет происходить в специфических условиях, когда резонанс обеспечивается электромагнитными модами пузырька, а нелинейная конденсированная среда находится вне резонатора.

Список литературы

[1] *Ashkin A.* // Science. 1980. V. 210. N 4744. P. 1081–1087.
[2] *Ван де Хюлст Г.* Рассеяние света малыми частицами. М.: ИЛ, 1961.
[3] *Борен К., Хафмен Д.* Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М.: Мир, 1986.
[4] *Chylek P., Kiehl J.T., Ko M.K.W.* // Phys. Rev. A. 1978. V. 18. N 5. С. 2229–2233.
[5] *Ashkin A., Dziedzic J.M.* // Appl. Opt. 1981. V. 20. N 10. P. 1803–1814.
[6] *Белокопытов Г.В., Журавлев А.В., Соколов А.И.* // Препринт физического факультета МГУ № 1/2003. 2003.
[7] *Roosen G.* // Can. J. Phys. 1979. V. 57. N 9. P. 1260–1279.
[8] *Popp J., Lankers M., Schaschek K., Kiefer W., Hodges J.T.* // Appl. Opt. 1995. V. 34. N 13. P. 2380–2386.