АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2004, том 50, № 6, с. 808–812

УДК 534.222

К ВОПРОСУ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ МИКРОЧАСТИЦ В ЖИДКОСТИ, ОТВЕТСТВЕННЫХ ЗА МОНОПОЛЬНОЕ РАССЕЯНИЕ ЗВУКА

© 2004 г. Ю. А. Кобелев

Институт прикладной физики РАН
603950 Нижний Новгород, ул. Ульянова 46
E-mail: soustova@hydro.appl.sci–nnov.ru

Поступила в редакцию 15.04.03 г.

Обсуждается монопольное рассеяние звука в жидкости на микрочастицах двух типов: сферически симметричных, подобных газовому пузырьку в жидкости, в дискообразных, заполненных газом, части оснований которых могут колебаться в противофазе. Предлагается преобразование амплитуды рассеяния в функцию, описывающую, в частности, колебания частицы, как бы "вынутой" из жидкости, и расширяющую возможности акустической диагностики таких частиц. Выполненные оценки скорости звука в воде с дискообразными частицами позволяют предположить, что экспериментально обнаруженный эффект увеличения скорости звука в морской воде с планктоном может быть связан с монопольным рассеянием звука отдельной частицей планктона, моделируемой жестким диском, заполненным газом, с колеблющимися частями оснований.

В задачах о поведении звука в средах с дискретными неоднородностями (частицами) возникает необходимость построения модели рассеяния звуковых волн отдельными частицами, что позволяет, в принципе, описать звуковое поле в среде и в ряде случаев идентифицировать частицы. Например, в работе [1] делается попытка с помощью обратного рассеяния звуковых волн из области жидкости, содержащей планктон, определить размеры, форму и тип планктона, а в работе [2] аномально большое затухание звуковых волн в жидкости, содержащей планктон нейтральной плавучести, объясняется колебаниями частиц со смещенным центром тяжести относительно точки приложения силы Архимеда. Интересные экспериментальные результаты по измерению скорости звука в морской воде с фитопланктоном приведены в работах [3, 4], где было обнаружено увеличение скорости звука по сравнению с чистой жидкостью в области частот от нескольких гКц до сотен кГц. Если в работе [1] диапазон длин звуковых волн, используемых при построении модели, изменялся от долей до нескольких размеров частиц, то в работах [3] и [4] длина звуковых волн много больше размеров частиц, что позволяет разделить взаимодействие частиц со звуком по типу рассеяния: монопольное, дипольное и т.д. В этом случае возможно экспериментальное определение характеристик отдельного типа рассеяния через измерение этого процесса на одной частице и выяснение связи параметров частицы (упругости, массы, присоединенной массы жидкости и т.д.), ответственных за данный тип колебаний, с амплитудой рассеяния звуковых волн. Естественно, что здесь не обойтись без теоретических моделей колебаний частицы, причем для каждого типа рассеяния – своих. В настоящей работе обсуждаются две модели частиц, обладающих монопольным типом рассеяния звуковых волн. Это сферическая частица, близкая по свойствам к газовому пузырьку в жидкости и плоская (дискообразная), с колеблющимися недеформируемыми частями оснований.

Рассмотрим рассеяние звуковой волны на сферической частице малого в сравнении с длиной волны радиуса R. Частицу представим в виде объема газа, замкнутого оболочкой массой m на единицу площади. Для гармонических колебаний с круговой частотой ω амплитуду давления $R_s(r)$ рассеянного поля звуковой волны $P(t) = P_0\exp(i\omega t)$ можно записать в виде

$$P_s(r) = \chi(R/r)\exp(-ikr)P_0, \qquad (1)$$

где r – расстояние от центра частицы до точки наблюдения, k – волновое число, а χ – амплитуда рассеяния, P_0 – амплитуда падающей волны. Для определения χ используем граничные условия на поверхности частицы и уравнение состояния газа в ней (см., например, [5, 6]). Единственным отличием в описании колебаний рассматриваемой частицы от колебаний газового пузырька является дополнительное слагаемое в уравнении связи между давлением p_g в газе и P_l в жидкости

$$P_g = P_l - \omega^2 m\xi, \qquad (2)$$

где ξ – амплитуда колебаний границы частицы. В результате имеем выражение для амплитуды рассеяния

$$\chi = [(\omega_0^2/\omega^2) - 1 - (m/R) + + i(kR + (4\nu/\omega R^2) + \omega_0^2\sigma/\omega^2)]^{-1}, \quad (3)$$

здесь $\omega_0 = (1/R)(3\gamma P_{st}/\rho)^{1/2}$, P_{st} – статистическое давление в частице, σ – коэффициент внутренних потерь, γ – показатель адиабаты газа в частице, ρ и ν – плотность и кинематический коэффициент вязкости жидкости соответственно. В работе [6] дается точное значение ω_0 и σ с учетом тепловых процессов и поверхностного натяжения, которое в данном случае можно трактовать как упругость поверхности частицы, а в работе [7] получено выражение для амплитуды рассеяния χ частицы с упругой массовой оболочкой конечной толщины.

Поведение величины χ в зависимости от частоты ω носит резонансный характер, а положение резонанса ($\omega = \omega_r$) на частотной оси определяется условием

$$\omega_0^2/\omega_r^2 = 1 + m/\rho R \quad (4)$$

и зависит как от присоединенной массы жидкости, равной $4\pi\rho R^3$, так и от массы границы $4\pi m R^2$. При измерении параметров частицы по рассеянному полю, согласно выражению (1), измеряется величина произведения $R\chi$ и, если каким-либо образом определен радиус частицы R, например по скорости всплытия пузырька, как в работе [10], то из условия резонанса (4) и его добротности можно определить ω_0 и σ при $m = 0$. В противном случае (R неизвестно и $m \neq 0$) необходимо измерять $R\chi$ и в других точках, например, вдали от резонанса при малых значениях частоты ω, где

$$\chi(\omega \longrightarrow 0) = (\omega^2/\omega_0^2)[1 - i((4\omega\upsilon/\omega_0^2R^2) + \sigma]. \quad (5)$$

В такой ситуации может быть полезным преобразование χ в функцию $W(\omega, R_{ef})$ по формуле

$$W = R\chi[R_{ef} + R\chi\exp(-ikR_{ef})] \quad (6)$$

с произвольно задаваемым значением величины R_{ef}. Из (3) и (6) получаем для W выражение (величина kR_{ef} мала)

$$W = \left\{(R_{ef}/R)\left[\frac{\omega_0^2}{\omega^2} - 1 - \frac{m}{\rho R} + + i\left(\frac{4\nu}{\omega R^2} + \frac{\omega_0^2}{\omega^2}\sigma\right)\right] + 1\right\}^{-1}. \quad (7)$$

Видно, что у функции W исчез коэффициент радиационных потерь kR для всех значений R_{ef}, а резонансный характер зависимости от ω остался, но не для любых значений R_{ef}. Положение резонанса ω_{ef} на оси частот теперь дается формулой

$$\omega_0^2/\omega_{ef}^2 = 1 + m/\rho R - R/R_{ef}, \quad (8)$$

справедливой при условии

$$R/R_{ef} \geq (1 + m/\rho R). \quad (9)$$

Значение $R_{ef} = R/(1 + m/\rho R)$ дает бесконечно большую величину для ω_{ef} и преобразует (7) в выражение

$$W = (\omega^2/\omega_r^2)[1 - i(4\omega\nu/\omega_0^2R^2 + \sigma)], \quad (10)$$

пропорциональное значению χ из (5), но уже справедливое во всей области частот ω. При $m = 0$ такое поведение функции W в окрестности резонанса амплитуды рассеяния χ определяет радиус частицы R. А при $m \neq 0$ и значении $R_{ef} = R$ выражение (7) принимает вид

$$W = (\rho R/m)\{(\omega_i^2/\omega^2) - 1 + + i[(4\nu\rho/Rm) + (\omega_i^2/\omega^2)\sigma]\}^{-1}, \quad (11)$$

где $\omega_i^2 = 3\gamma P_{st}/Rm$ – собственная частота колебаний в отсутствие жидкости.

Покажем, каким образом можно использовать функцию $W(\omega, R_{ef})$ для определения параметров частицы. Допустим, что по рассеянному частицей полю, согласно (1), экспериментально определены величина резонансной частоты ω_r и значения величины произведения $R\chi$ на частотах ω_1 и ω_2, например, слева и справа от резонансной частоты ω_r и достаточно близко друг от друга, чтобы можно было считать коэффициент σ неизменным на обеих частотах. Подставив эти значения $R\chi$ в формулу (6) для W и приравнивая ее реальную часть величине ReW из (10), где частоту ω надо положить равной ω_1 или ω_2, определяем величины $R_{ef} = R_1$ и $R_{ef} = R_2$, которые должны быть равными и удовлетворять равенству (9), т.е.

$$R/R_1 = 1 + m/\rho R = \omega_0^2/\omega_r^2. \quad (12)$$

При этом Im$W(\omega_1, R_1) = A_1$ и Im$W(\omega_2, R_1) = A_2$ должны равняться мнимой части из (10) на соответствующей частоте. С учетом равенств (12) получаем уравнения

$$A_1 = -(\omega_1^2/\omega_r^2)[(4\omega_1\nu R_1/\omega_r^2R^3) + \sigma]; \quad A_2 = -(\omega_2^2/\omega_r^2)[(4\omega_2\nu R_1/\omega_r^2R^3) + \sigma], \quad (13)$$

откуда находим величины R и σ:

$$R = \left[\frac{4\nu R_1\omega_1^2\omega_2^2(\omega_1 - \omega_2)}{\omega_r^4(\omega_1^2A_2 - \omega_2^2A_1)}\right]^{1/3}; \quad \sigma = \frac{\omega_r^2(\omega_2^3A_1 - \omega_1^3A_2)}{\omega_1^2\omega_2^2(\omega_1 - \omega_2)}. \quad (14)$$

Из равенств (12) можно определить параметры ω_0 и m. Если положить в формуле (3) $m = \nu = \sigma = 0$, а $R = R^*$, то получится для величины R^*_χ выражение (12) из работы [7], а указанная выше процедура позволит определить согласно (12) величину R^*, равную R_1, но не R. В рассматриваемом же случае только наличие вязкости жидкости позволило разделить R и R_1.

Таким образом, преобразование величины произведения $R\chi$ согласно (6) исключает радиационные потери, сохраняя, в общем случае, резонансный характер поведения функции W от частоты. При $R_{\text{ef}} = R$ функция W описывает колебания частицы без жидкости – исчезает присоединенная масса жидкости, а для $R_{\text{ef}} = R/(1 + m/\rho R)$ резонансный характер поведения W от частоты сменяется на квадратичную зависимость ее реальной части, которая на резонансной частоте ($\omega = \omega_r$) равна единице для любых величин R_{ef}.

Обратим внимание на один существенный недостаток рассмотренной модели. Допустим, что согласно формулам (12) и (14) найдены параметры ω_0 и R, тогда из определения ω_0 (см. пояснения к (3)) можно найти давление P_{st}, которое может не соответствовать реальному давлению в частице даже с поправкой на упругость ее поверхности, скажем, быть много меньшим внешнего статистического давления. В этом случае можно усовершенствовать модель таким образом, чтобы появился дополнительный параметр, влияющий на частоту ω_0. Для этого рассмотрим монопольное рассеяние звука на дискообразной частице. Предполагаем частицу плоской (ее толщина много меньше продольного размера) и произвольной формы в продольной плоскости. Внутри частица заполнена газом объемом V. В определенной точке частицы на ее плоских поверхностях соосно вырезаны два отверстия, соединяющие внутренний объем с внешним, в которые вставлены недеформируемые при колебаниях поршни радиуса a и массы M, способные колебаться навстречу друг другу с одинаковой амплитудой ξ. Стенки частицы также считаем недеформируемыми.

В рассеянном от такой частицы поле можно выделить две составляющих. Одна обусловлена рассеянием звука полностью жесткой частицей и равна монопольной компоненте разложения падающего поля P_0 по сферическим функциям, поэтому ее амплитуда пропорциональна k^2b^2 (b – размер частицы) [8] и мала. Основной вклад в рассеяние дает сжимаемость частицы через смещение поршней в отверстиях. Для описания этого процесса вводим жесткую границу в плоскости симметрии частицы, позволяющую перейти к задаче о колебаниях жесткого круглого поршня в жестком экране, рассмотренной в монографии [9]. Звуковое поле (здесь – рассеянное поле P_s) в произвольной точке пространства, обусловленное смещением ξ поршня, дается формулой

$$P_s(r) = -(\omega^2\rho\xi/2\pi)\int\limits_S[\exp(-ikr')/r']dS, \tag{15}$$

где интегрирование проводится по площади поршня S, $r' = |\mathbf{r} - \mathbf{r}_s|$, $\mathbf{r}$ и $\mathbf{r}_s$ – векторы, проведенные из центра поверхности поршня в точку наблюдения и в центр элемента ds поверхности поршня соответственно. Вдали от поршня $r^2 \gg a^2$ из (15) имеем

$$P_s(r) = -\omega^2\rho\xi a^2\exp(-ikr)/2r. \tag{16}$$

Сравнение выражений (16) и (1) дает соотношение

$$\chi RP_0 = -\omega^2\rho a^2\xi/2, \tag{17}$$

где величина R пока неизвестна и ее надлежит определить.

Рассмотрим колебания поршня. Они описываются уравнением Ньютона

$$-M\omega^2\xi = SP_g - \int\limits_s P_s(\mathbf{r}_s)dS - SP_0. \tag{18}$$

Здесь опять интегрирование проводится по площади S поршня, а $\mathbf{r}_s$ – вектор, проведенный из его центра к элементу ds. Давление газа P_g в частице связано с величиной ξ уравнением состояния с учетом потерь σ (только надо учесть колебания двух поршней)

$$P_g = -(8\gamma SP_{\text{st}}/V)(1 + i\sigma)\xi. \tag{19}$$

Третье слагаемое в правой части (18) описывает действие на поршень невозмущенного частицей поля P_0, а второе – реакцию жидкости на колебания поршня, опять же вычисленной в монографии [9]

$$\int\limits_s P_s(\mathbf{r}_s)dS = -\omega^2\rho(8/3)a^3[1 - (3\pi/16)ika]\xi. \tag{20}$$

Здесь первое слагаемое в правой части пропорционально присоединенной массе жидкости

$$M_c = (8/3)a^3\rho, \tag{21}$$

связанной с колебаниями поршня, а второе – коэффициенту потерь энергии колебаний на излучение звука. Подставив (19) и (20) в уравнение (18), получим выражением для величины смещения поршней

$$\begin{gathered}\xi = -(3\pi P_0/8\omega^2 a\rho)\{(\omega_0^2/\omega^2) - 1 - (M/M)_c + \\ + i[(3\pi/16)ka + (\omega_0^2/\omega^2)\sigma]\}^{-1},\end{gathered} \tag{22}$$

где ω_0 дается формулой

$$\omega_0 = (8\gamma S^2P_{\text{st}}/VM_c)^{1/2}. \tag{23}$$

Если выбрать радиус R, входящий в выражение (1) и (17), равным

$$R = (3\pi/16)a \tag{24}$$

и подставить величину ξ из (22) в равенство (17), то получим для амплитуды рассеяния

$$\begin{gathered}\chi = \{(\omega_0^2/\omega^2) - 1 - (M/M_c) + \\ + i[kr + (4\nu/\omega R^2) + (\omega_0^2/\omega^2)\sigma]\}^{-1}.\end{gathered} \tag{25}$$

В это выражение включен коэффициент потерь $4\nu/\omega R^2$ энергии колебаний, связанный с радиальными колебаниями жидкости. В пользу этого можно привести следующие соображения.

При выбранном радиусе R из (24) величина χ, даваемая формулой (25), совпадает с выражением (3), включая коэффициент потерь kR энергии колебаний на излучение звука. Далее, присоединенная масса оказывается близкой присоединенной массе пульсирующей сферы, поэтому потери энергии, связанные с тангенциальной составляющей потенциальной скорости частиц жидкости на границе $|\mathbf{r}| = R$, малы, т.е. плоская частица колеблется как сферическая. Потери же энергии колебаний, обусловленные вихревой компонентой скорости жидкости вблизи поршня, считаем включенными в коэффициент σ. Если представить объем частицы $V = 4\pi R^3\alpha/3$, то из (23) имеем для ω_0 выражение $\omega_0 = (2/R)\sqrt{3\gamma P_{st}/\alpha\rho}$, содержащее дополнительный параметр α, который можно определить с помощью указанной выше процедуры, естественно, по известным величинам γ и P_{st}.

В отличие от сечения рассеяния, которое определяется модулем амплитуды рассеяния, для определения самой функции рассеяния необходимы данные о ее фазе, что требует существенного повышения точности измерения рассеянного частицей поля. С помощью экспериментально реализованных методов измерений, например предложенного в работе [10], где измерения проводились в течение нескольких периодов колебаний звукового опля, этого добиться практически невозможно. Здесь, по мнению автора, методически перспективной может быть диагностика частицы, находящейся в центре сферического резонатора. В этом случае необходимо измерять величину коэффициента отражения от частицы сферически сходящейся звуковой волны. Для газового пузырька коэффициент отражения определен в монографии [5] с привлечением граничных условий на пузырьке. Для частицы произвольной формы этот метод едва ли пригоден. Найдем эту величину несколько иным способом.

Пусть на частицу падает сферически сходящаяся длина давления единичной амплитуды $(R/r)\exp(ikr)$, при этом отраженная волна будет иметь вид $\beta(R/r)\exp(-ikr)$, где β – коэффициент отражения. Для $r^2 \gg R^2$, но при условии $(kr)^2 \ll 1$, суммарное поле можно записать двумя способами:

$$\begin{gathered}(R/r)[\exp(ikr) + \beta\exp(-ikr)] \approx \\ \approx 2ikR + (R/r)(1+\beta)\exp(-ikr).\end{gathered} \tag{26}$$

Второе слагаемое в правой части (26), согласно (1), может быть только полем от рассеяния на частице однородного по r поля, даваемого первым слагаемым, т.е. $2ikR\chi(R/r)\exp(-ikr) = (R/r)(1 + \beta)\exp(-ikr)$, откуда следует связь между величинами β и χ

$$\beta = -1 + 2ikR\chi. \tag{27}$$

Интересно, что для пузырька на частоте $\omega = \omega_r$, соответствующей резонансу величины χ, определяемого формулами (3) или (25), имеем для β выражение

$$\beta = -1 + 2kR/[kR + (4\nu/\omega_r R^2) + (\omega_0^2/\omega_r^2)\sigma], \tag{28}$$

которое при условии

$$kR = (4\nu/\omega_r R^2) + (\omega_0^2/\omega_r^2)\sigma \tag{29}$$

дает значение коэффициента β, равное нулю, и полное поглощение падающего на частицу звукового поля. Для воздушного пузырька в этом случае, используя данные работы [6] касательно σ, получаем значение радиуса 0.5 см.

В заключение оценим скорость звука в воде с фитопланктоном в предположении, что отдельная его частица моделируется круглым диском, заполненным газом, с параметрами: радиусом диска $b = 25$ мкм, толщиной $d = 10$ мкм, радиусом поршней $a = 5$ мкм и объемом газа $V = 2 \times 10^4$ мкм^3. Эти параметры дают для радиуса R, определяемого формулой (24), значение, равное 3 мкм, а собственная частота, выраженная из (23) через радиус и объем V, дается формулой

$$f_0 = 2(\gamma R P_{st}/\pi\rho V)^{1/2} = 1.6 \times 10^5 \text{ Гц}, \tag{30}$$

где $\gamma = 1.4$, а $P_{st} = 10^5$ Па. В работе [3], где параметры частиц близки к выбранным выше, объемное содержание их в воде было около величины 10^{-4}. Возьмем объемное содержание газа в частице, равное 0.1, которое примерно обеспечивает нейтральную плавучесть частиц. Остальной объем приходится на стенки диска, так что объемное содержание газа в воде составляет 10^{-5}. Количество частиц n в единице объема равно $10^{-5}/V = 0.5 \times 10^3$ (1/см^3).

Волновое число k_m звуковых волн среднего поля в жидкости с монопольно рассеивающими звук частицами определяется согласно [11] формулой

$$k_m^2 = k^2 + 4\pi R\chi n, \tag{31}$$

откуда для относительного изменения скорости звука $\Delta = (c_m - c)/c$ имеем

$$\Delta = -(Rnc^2/2\pi(f_r^2 - f^2)). \qquad (32)$$

Здесь c_m и c – соответственно скорости звука в смеси и чистой жидкости, f – частота звука, а величина χ из (25) взята при $M = 0$ и достаточно далеко по частоте f от частоты f_r резонанса, где можно пренебречь мнимой частью. Подставив в (32) значения для R, n и f_r, приведенные выше, и $c = 1.5 \times 10^3$ м/с, $f = 3 \times 10^5$ Гц, получим величину $\Delta = 8.3 \times 10^{-3}$, удовлетворительно согласующуюся с данными работы [3]. Для сравнения приведем оценки изменения скорости звука в воде с пузырьками газа того же объемного содержания 10^{-5}, но для двух разных радиусов, определяемых условиями: 1 – равенства площади поршней площади поверхности пузырька, т.е. $2\pi a^2 = 4\pi R_1^2$, что дает $R_1 = 3.5$ мкм, $n_1 = 0.54 \times 10^3$ (1/см^3) и $f_{r1} = 0.9 \times 10^6$ Гц, 2 – равенства объема газа в частице объему пузырька. В этом случае $R_2 = 16$ мкм, $f_{r2} = 2 \times 10^5$ Гц, а концентрация пузырьков остается прежней, равной n – концентрации частиц. Тогда из формулы (32) при $f = 3 \times 10^5$ гц в первом случае имеем $\Delta_1 = -0.6 \times 10^{-3}$ – отрицательную величину, а во втором $\Delta_2 = 6 \times 10^{-2}$ – чрезмерно большую, положительную. Приведенные оценки дают возможность предположить, что эффект увеличения скорости звука в морской воде с планктоном, по крайней мере, в области частот от 100 кГц и более может быть обусловлен монопольным рассеянием звука отдельной частицей планктона, моделью которой может быть рассмотренная выше частица.

Автор выражает благодарность Д.А. Селивановскому за постоянную поддержку в ходе выполнения работы и полезные дискуссии по обсуждаемым в ней вопросам. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 03-05-64993).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Andone C. Lavery, Timothy K. Stanton, Duncan E. McGehee, Dezhang Chu.* Three-dimensional modeling of acoustic backscattering from fluid-like zooplankton // J. Acoust. Soc. Amer. 2002. V. 111. № 3. P. 1197–1210.
2. *Диденкулов И.Н., Езерский А.Б., Селивановский Д.А.* Распространение звука в среде, содержащей частицы со смещенным центром масс // Акуст. журн. 2003. Т. 49. № 3. С. 425–426.
3. *Сандлер Б.М., Селивановский Д.А., Стунжас П.А.* Акустические свойства сгущений планктона // Акуст. журн. 1993. Т. 39. № 1. С. 144–151.
4. *Сандлер Б.М., Селивановский Д.А., Стунжас П.А.* Скорость звука в средах с морским фитопланктоном // Акуст. журн. 1993. Т. 39. № 4. С. 724–728.
5. *Исакович М.А.* Общая акустика // М.: Наука, 1973. 495 с.
6. *Devin Ch. Jr.* Cervey of thermal, radiation and viscous damping of pulsation air bubbles in water // J. Acoust. Soc. Amer. 1959. V. 31. № 12. P. 1654–1667.
7. *Алексеев В.Н., Рыбак С.А.* Колебания газовых пузырьков в упругих средах // Акуст. журн. 1999. Т. 45. № 5. С. 603–609.
8. *Скучик Е.* Основы акустики // Пер. с англ. под ред. Л.М. Лямшева. М.: Мир, 1976. Т. 2. С. 542.
9. *Дж. В. Стретт (лорд Рэлей).* Теория звука // М., ГИТ-ТЛ / Пер. с третьего англ. издания П.Н. Успенского и С.А. Каменецкого, издание второе под ред. С.М. Рытова, 1955. Т. 2. 475 с.
10. *Бредихин В.В., Василиненко Н.И., Кобелев Ю.А., Потапов А.И.* Об одном методе измерения параметров звуковых волн, рассеянных газовым пузырьком в жидкости // Акуст. журн. 1995. Т. 41. № 4. С. 390–394.
11. *Морс Ф.М., Фешбах Г.* Методы теоретической физики // М.: ИЛ, Пер. с англ. под ред. С.П. Амилуева и др. 1960. Т. 2. 886 с.

Parameters of Microparticles Responsible for the Monopole Sound Scattering in a Liquid

Yu. A. Kobelev

Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences, ul. Ul'yanova 46, Nizhni Novgorod, 603950 Russia

e-mail: soustova@hydro.appl.sci-nnov.ru

Abstract—A monopole scattering of sound by microparticles in a liquid is considered for microparticles of two types: spherically symmetric particles similar to gas bubbles in a liquid and disk-shaped gas-filled particles whose bases may oscillate in antiphase. A transformation of the scattering amplitude to the function that, in particular, describes the oscillations of a particle removed from the liquid is proposed. This function extends the possibilities of the acoustic diagnostics of such particles. Estimates of the sound velocity in water containing disk-shaped particles suggest that the sound velocity increase observed in sea water with plankton can be explained by the monopole scattering of sound from a single plankton particle modeled as a rigid gas-filled disk with oscillating parts of its bases.