Ширина акустического пучка B для различных встречно-штыревых преобразователей

№ ВШП	N	L_1-L_2, мм	W, мм	φ	λ, мкм	B, мм	
						теория	эксперимент
1	20	0,405	9,0	0,045	83,2	3,70	3,9
					87,8	3,88	4,1
					92,9	4,13	4,3
2	15	0,435	5,0	0,087	50,4	1,16	1,1
					68,2	1,57	1,6
3	15	0,33	1,0	0,33	52,7	0,319	0,32

Следует отметить, что в [1] подразумевалась малость углов между крайними электродами веерного встречно-штыревого преобразователя, хотя это специально не оговаривалось. Действительно, запись плоских волн в форме, представленной в [1], не учитывает проекцию волновых векторов на ось y, что справедливо лишь для достаточно малых углов между любой парой электродов веерного встречно-штыревого преобразователя.

Автор благодарит сотрудников Киевского политехнического института А. П. Запунного и В. В. Овсянникова за помощь при подготовке и проведении эксперимента.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Карро-Эст А. Б., Поляков В. В., Рождественский А. Н.* Направленность излучения веерного встречно-штыревого преобразователя поверхностных акустических волн.– Акуст. ж., 1981, т. 27, № 4, с. 620–623.
2. Поверхностные акустические волны/Под ред. Олинера А.; пер. с англ. под ред. Реза И. С. М.: Мир, 1981, с. 273.

Поступила в редакцию
20.IV.1982

УДК 534.21:532.28

К ОЦЕНКЕ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ МОНОПОЛЬНОГО И ДИПОЛЬНОГО ИЗЛУЧЕНИЙ КАВИТИРУЮЩЕЙ ЖИДКОСТИ

Корец В. Л., Наугольных К. А., Хоха Ю. В.

Основными источниками шума в кавитирующей жидкости являются движущиеся парогазовые пузырьки. Теоретические и экспериментальные исследования [1, 2] показывают, что если внешнее поле давления неоднородно, то наряду с радиальным движением границы пузырька имеет место и его поступательное перемещение с переменной скоростью. Начальный импульс, приобретаемый пузырьком, может быть связан также с наличием границ, соседних пузырьков и других неоднородностей. В процессе схлопывания под действием внешнего давления изменение объема пузырька сопровождается изменением его импульса.

Соответственно двум указанным формам движения пузырька его акустическое излучение носит монопольный и дипольный характер. В работе [3] утверждается, что вклад в кавитационный шум дипольной компоненты, обусловленной поступательным движением пузырька, исчезающе мал. Это заключение основано на анализе излучения звука нестационарно движущимся шаром, имеющим неизменный радиус. Известно, однако, что при определенных условиях на последних стадиях существования пузырька резко возрастают числа Маха как радиального (M_0), так и поступательного (M_1) движения, причем в отдельных случаях может быть $M_1 > M_0$. В связи с этим интересно сравнить вклады дипольной и монопольной составляющих в излучении пузырька.

Для оценки акустической эффективности обоих компонент излучения будем считать, что пузырек имеет сферическую форму и сохраняет ее во все время движения, а его радиус и амплитуда пульсаций и поступательного перемещения много меньше длины излучаемой звуковой волны. В соответствии с этим область, в кото-

рой происходит движение полости и которая физически является излучателем звука, можно рассматривать как сосредоточенный источник и для оценок пользоваться обычными соотношениями для звукового давления монополя и диполя.

Звуковое давление монополя p_0 выражается через его объемную скорость Q соотношением

$$p_0(t)=\rho\dot{Q}(t-r/c)/4\pi r, \tag{1}$$

где ρ – плотность жидкости, c – скорость звука, t – время, r – расстояние между источником и точкой наблюдения. Для сферического пузырька $Q=4\pi R^2\dot{R}$, так что $\dot{Q}=8\pi R\dot{R}^2+4\pi R^2\ddot{R}=\dot{Q}_1+\dot{Q}_2$. По порядку величины $\dot{Q}_1\sim R\dot{R}^2=c^2R\mathrm{M}_0^2$, $\dot{Q}_2\sim R^2\ddot{R}\sim R^2\omega_0\dot{R}=c\omega_0R^2\mathrm{M}_0$, вследствие чего $\dot{Q}_1/\dot{Q}_2\sim\mathrm{M}_0/k_0R$, где $\dot{R}=c\mathrm{M}_0$, $\ddot{R}\sim\omega_0\dot{R}$, $k_0=\omega_0/c$ – волновое число. В принятых предположениях $k_0R\ll1$ и, следовательно, для чисел Маха $\mathrm{M}_0\sim1$ $\dot{Q}_1>\dot{Q}_2$ и

$$p_0\sim(\rho c^2R/r)\mathrm{M}_0^2. \tag{2}$$

Звуковое давление диполя p_1 выражается через приложенную к среде переменную сосредоточенную силу $\mathbf{F}$ формулой

$$p_1(t)=\frac{\mathbf{nF}(t-r/c)}{4\pi cr}. \tag{3}$$

Полагая поле течения безвихревым, эту силу найдем из общего выражения [4]

$$\mathbf{F}=-\frac{d}{dt}\int\rho\varphi\mathbf{n}\,d\sigma, \tag{4}$$

где φ – потенциал вызванного движением тела поля скоростей жидкости. В рассматриваемом случае он равен сумме потенциала радиального и поступательного движения пузырька

$$\varphi=\frac{R^2\dot{R}}{r}-\frac{R^3}{2r^2}\mathbf{un}, \tag{5}$$

где $\mathbf{u}$ – скорость поступательного движения пузырька, а $\mathbf{n}$ – единичный вектор нормали к его поверхности. Подставляя (5) в (4) и интегрируя по сфере радиуса R, получим

$$\mathbf{F}=\frac{d}{dt}\left(\frac{2}{3}\pi\rho R^3\mathbf{u}\right), \tag{6}$$

где величина $^2/_3\pi R^3\rho$ – есть присоединенная масса сферы, соответствующая ее неустановившемуся поступательному движению. Дифференцируя (6), будем иметь $\dot{\mathbf{F}}=4\pi\rho R\dot{R}^2\mathbf{u}+2\pi\rho R^2\ddot{R}\mathbf{u}+2\pi\rho R^2\dot{R}\dot{\mathbf{u}}+\frac{2}{3}\pi\rho R^3\ddot{\mathbf{u}}=\dot{\mathbf{F}}_1+\dot{\mathbf{F}}_2+\dot{\mathbf{F}}_3+\dot{\mathbf{F}}_4$. Образуем отношения из величин $\dot{F}$. По порядку величины найдем

$$\frac{F_1}{F_2}\sim\frac{R}{R\omega_0}=\frac{\mathrm{M}_0}{k_0R},\qquad\frac{\dot{F}_1}{\dot{F}_3}\sim\frac{\dot{R}}{R\omega_1}=\frac{\mathrm{M}_0}{k_1R},\qquad\frac{\dot{F}_1}{\dot{F}_4}\sim\frac{\dot{R}_2}{R^2\omega_1^2}=\left(\frac{\mathrm{M}_0}{k_1R}\right)^2.$$

Отсюда видно, что при k_0R, $k_1R\ll1$ и $\mathrm{M}_0\sim1$ основной вклад в поле излучения определяется составляющей, соответствующей $\dot{\mathbf{F}}_1$. Поэтому для амплитуды дипольной составляющей поля излучения по порядку величины получим

$$p_1\sim\rho c^2R\mathrm{M}_0^2M_1/r. \tag{7}$$

Следовательно, в силу (2) и (7), искомое отношение будет иметь вид

$$p_1/p_0\sim\mathrm{M}_1. \tag{8}$$

Таким образом, сравнительный вклад дипольного излучения целиком определяется числом Маха поступательного движения пузырька. Причем, как показывает соотношение (8), при $\mathrm{M}_1\sim1$ амплитуды компонент поля излучения p_1 и p_0 представляют собой величины одного порядка.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Агрест Э. М., Кузнецов Г. Н.* Исследование текущих параметров движения кавитационного пузырька в неоднородном звуковом поле.– Акуст. ж., 1973, т. 29, № 3, с. 321–326.

2. *Корец В. Л.* Некоторые вопросы образования элементарной кавитационной области.–/Акустика и ультразвуковая техника. Вып. II. Киев: Техника, 1976, с. 11–16.
3. *Левковский Ю. Л.* Структура кавитационных течений. Л.: Судостроение, 1978.
4. *Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В.* Теоретическая гидромеханика. Т. I. М.: Гостехиздат, 1955.

Акустический институт
им. Н. Н. Андреева
Академии наук СССР

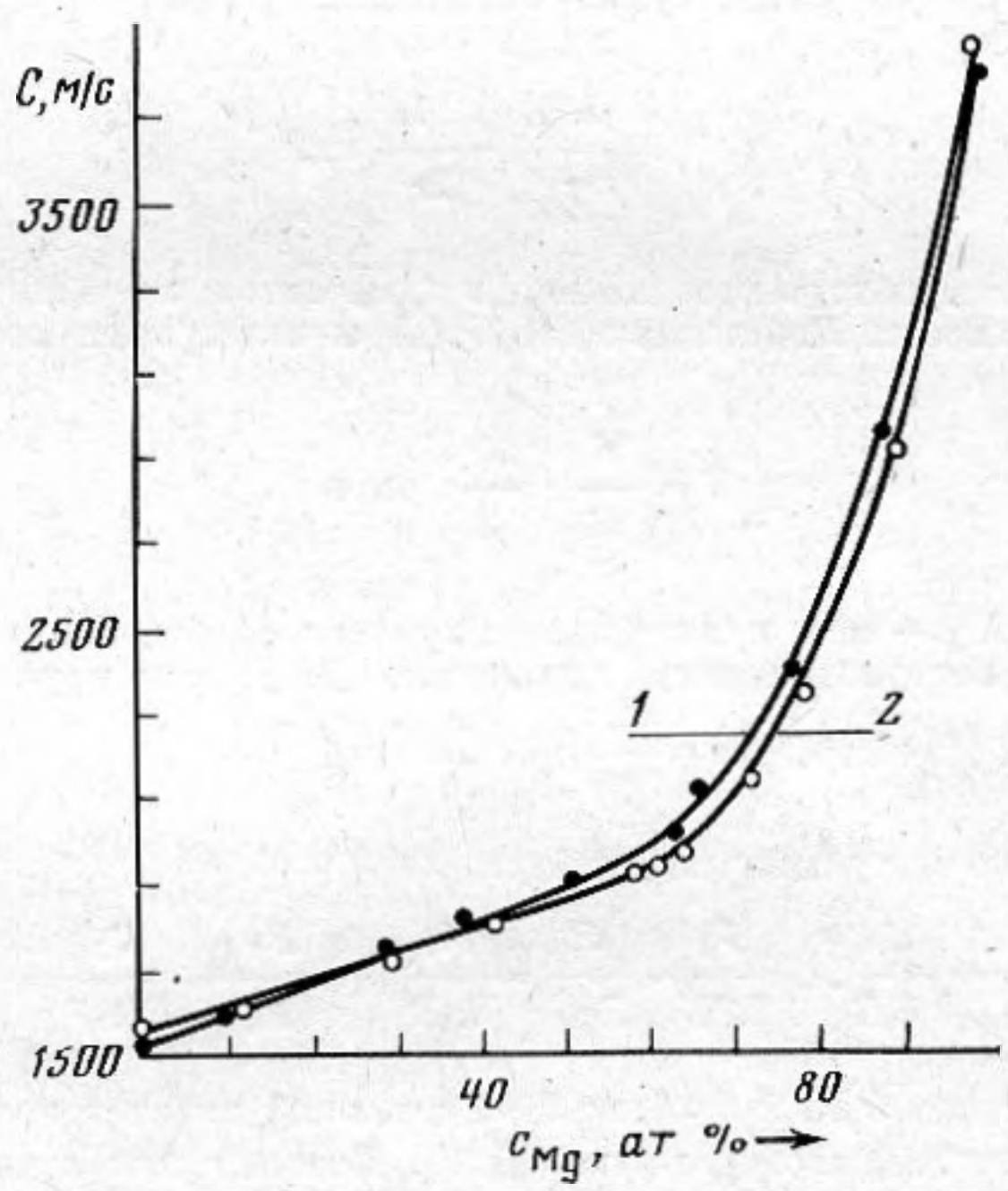
Поступила в редакцию
29.IV.1982

УДК 669.15–154:531.311.3

УЛЬТРАЗВУКОВОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КОНЦЕНТРАЦИОННОЙ ЗАВИСИМОСТИ СЖИМАЕМОСТИ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ РАСПЛАВОВ

Лысов В. И., Новиков В. Н.

Для передачи ультразвуковой энергии от преобразователей, находящихся при комнатной температуре, к расплаву обычно [1–3] используют длинные волноводы. Наличие в установках длинных волноводов, вдоль которых существует неконтролируемый градиент температуры, является источником дополнительных ошибок. Для устранения этих ошибок была разработана безволноводная конструкция ультразвуковой ячейки, в которой излучатель и приемник находятся в акустическом контакте



Фиг. 1. Концентрационная зависимость C в расплаве BiMg. *1* – результаты настоящей работы, *2* – результаты работы [5]

с расплавом посредством поверхностно-активной токопроводящей пленки. Ультразвуковая ячейка выполнена в виде прямоугольного параллелепипеда из нержавеющей стали. Преобразователи ультразвука, изготовленные в форме дисков (диаметр 10 мм и толщина 1,5 мм) из монокристалла $LiNbO_3$ (Z-срез), вставлялись в пришлифованные отверстия боковых стенок ячейки. Герметичность крепления преобразователей к ячейке обеспечивалась высокотемпературной замазкой из коалина и 10 вес.% порошкообразной буры на основе воды. После высыхания замазки ячейка отжигалась при температуре 800–900° С. Для осуществления электрического контакта преобразователей с расплавом и электродами стенки излучателя и приемника покрывались высокотемпературной и токопроводящей пленкой расплавов А303 или NaCl – 19%, $BaCl_2$ – 33, $CaCl_2$ – 48%. Измерение скорости распространения ультразвука проводилось с помощью стандартной электронной аппаратуры методом длинного импульса [4]. Ошибка, вносимая электронной частью установки, не превышала 0,3%. Ошибку измерения скорости ультразвука C в установках с использованием длинных