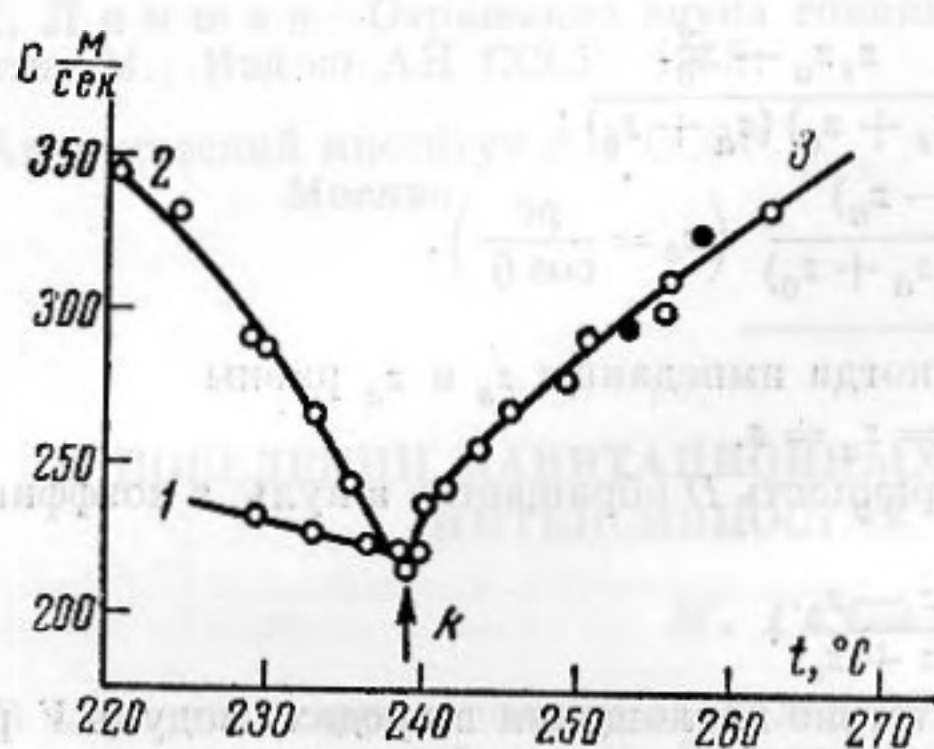


Результаты эксперимента показывают, что в критической области поведение смеси аналогично поведению чистых компонент [1]. В жидкой (кривая 2) и паровой (кривая 1) фазах вблизи критической точки наблюдается резкое уменьшение скорости ультразвука и затем быстрое увеличение ее в закритической области (кривая 3). В критической точке скорость ультразвука проходит через минимум и может быть определена с достаточной точностью. Таким образом, измерение скорости ультразвука в смесях создает возможность определения критических температур.

В проведенных нами экспериментах критическая температура смеси 40% бензола, определяемая таким образом, равна  $240^\circ$ , т. е. на  $0,7^\circ$  выше значения, известного из литературы [2]; для концентрации 10% бензола значение критической температуры ( $T_{кр} = 239^\circ$ ) точно совпадает с литературным [2]. Поэтому можно с уверенностью



Фиг. 1



Фиг. 2.

сказать, что оптический метод достаточно точен и пригоден для измерения скорости ультразвуковых волн в критической области для смесей.

По экспериментальным данным скорости ультразвука нами рассчитана адиабатическая сжимаемость смесей во всем исследованном интервале температур. Следует отметить, что до сих пор таких расчетов никем не приводилось ввиду отсутствия данных по скорости ультразвука при высоких температурах и давлениях; данные по плотности взяты из работы [2].

Для иллюстрации на фиг. 2 приведены кривые зависимости  $\beta_s$  от  $T$  в критической области для системы 40% бензола в смеси. Как видно из графика, адиабатическая сжимаемость вблизи критической температуры резко возрастает в жидкой фазе смеси (кривая 2) и убывает в насыщенном и перегретом парах (кривые 1, 3).

Смеси остальных указанных выше концентраций в критической области ведут себя аналогично. Как показывают расчеты, все исследованные смеси удовлетворяют принципу термодинамического подобия во всем изученном интервале температур и давлений, что дает возможность рассчитать скорости ультразвука и адиабатические сжимаемости в смесях по значениям величин в компонентах, составляющих смеси [1].

## ЛИТЕРАТУРА

1. В. Ф. Ноздрев. Применение ультразвука к молекулярной физике. М., Физматгиз, 1958.
1. И. Р. Кричевский, Н. Е. Хазанова, Л. Р. Линшиц. Равновесие жидкость — пар в системе бензол — метанол при высоких давлениях. Ж. физ. химии., 1957, 31, 12, 2711.

Московский областной  
Педагогический институт  
им. Н. К. Крупской

Поступило в редакцию  
5 июля 1961 г.

## ОБ ОДНОМ СЛУЧАЕ ПОЛНОЙ ЗВУКОИЗОЛЯЦИИ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ЗВУКА ЧЕРЕЗ СЛОИСТО-СИММЕТРИЧНУЮ ПЕРЕГОРОДКУ

С. А. Рыбак, Б. Д. Тартаковский

Рассмотрим прохождение плоской звуковой волны через помещенную в газ или жидкость плоскую упругую перегородку, упругие постоянные которой четные функции расстояния до срединной плоскости. Эту задачу удобно решать с помощью введения импедансов пластины, связанных с симметричной волной  $z_s$  и антисимметричной  $z_a$ . Обозначим давление на лицевой стороне перегородки через  $P_1 = P_i + P_r$ , нормальную компоненту скорости  $V_1$  соответственно на обратной стороне  $P_i$  и  $V_1$ .

Тогда, по определению

$$z_s = \frac{P_1 + P_t}{V_1 - V_2}, \quad z_a = \frac{P_1 - P_t}{V_1 + V_2}. \quad (1)$$

Используя свойства плоской волны, распространяющейся в однородной жидкости, получим на границах

$$V_1 = \frac{P_i - P_r}{\rho c} \cos \theta; \quad V_2 = \frac{P_t}{\rho c} \cos \theta. \quad (2)$$

Здесь  $\theta$  — угол падения. Решая совместно систему (1) и (2), находим

$$V = \frac{P_r}{P_i} = \frac{z_s z_a - z_0^2}{(z_s + z_0)(z_a + z_0)}, \quad (3)$$

$$D = \frac{P_t}{P_i} = \frac{z_0(z_s - z_a)}{(z_s + z_0)(z_a + z_0)} \left( z_0 = \frac{\rho c}{\cos \theta} \right).$$

Мы будем интересоваться случаем, когда импеданцы  $z_s$  и  $z_a$  равны

$$z_s = z_a = z. \quad (4)$$

Как нетрудно видеть, в этом случае прозрачность  $D$  обращается в нуль, а коэффициент отражения становится равным

$$V = \frac{z - z_0}{z + z_0}. \quad (5)$$

При действительном  $z_0$  и мнимом  $z$  (отсутствие поглощения в средах) модуль  $V$  равен единице. Мы видим таким образом, что при угле падения, обеспечивающем равенство импеданцев  $z_s$  и  $z_a$ , прохождение звука через слоисто-симметричную перегородку полностью отсутствует.

В качестве примера рассмотрим однородную пластинку толщиной  $h$  в жидкости. Импеданцы  $z_s$  и  $z_a$  для этого случая можно записать в виде

$$z_a = \mu \left[ \operatorname{tg} \left( \frac{h}{2} k_z \right) 4k^2 k_z q_z + \operatorname{tg} \left( \frac{h}{2} q_z \right) (k_z^2 - k^2)^2 \right] / i\omega q_z \frac{\omega^2}{c_l^2}; \quad (6)$$

$$z_s = \mu \left[ \operatorname{tg} \left( \frac{h}{2} q_z \right) 4k^2 k_z q_z + \operatorname{tg} \left( \frac{h}{2} k_z \right) (k_z^2 - k^2)^2 \right] / -i\omega q_z \frac{\omega^2}{c_l^2} \operatorname{tg} \left( \frac{h}{2} k_z \right) \operatorname{tg} \left( \frac{h}{2} q_z \right);$$

$$k = \frac{\omega}{c_{ж}} \sin \theta; \quad k_z = \sqrt{\frac{\omega^2}{c_l^2} - k^2}; \quad q_z = \sqrt{\frac{\omega^2}{c_l^2} - k^2}.$$

Подставив (6) в (4), получим условие полной звукоизоляции в форме

$$4k^2 k_z \sin(hq_z) + (k_z^2 - k^2)^2 \sin(hk_z) = 0. \quad (7)$$

Для длинных волн ( $kh \ll 1$  и  $h\frac{\omega}{c} \ll 1$ ) синусы можно разложить в ряд. Ограничившись членами порядка  $\sim (kh)^3$ , получим

$$\frac{4k^2 q_z^2}{(k_z^2 - k^2)^2} = -1 + \frac{h^2 \omega^2}{6} \left( \frac{1}{c_l^2} - \frac{1}{c_l^2} \right). \quad (8)$$

В первом приближении решением уравнения (8) является

$$k^2 = \frac{\rho \omega^2 (\lambda + 2\mu)}{4\mu (\lambda + \mu)} = \frac{\omega^2}{c_{II}^2}, \quad (9)$$

где  $c_{II}$  — скорость волны нулевой симметричной моды в тонкой пластинке. Отметим, что результат (9) может быть получен также из формул для коэффициента отражения и для импеданцев тонкой пластины, выведенных в работе [1].

Выражение (9) как известно, определяет почти полное прохождение из-за пространственного совпадения в случае продольных волн. Кажущаяся парадоксальность результата объясняется тем, что в тонкой пластинке, вообще говоря, выполняется неравенство  $z_s \gg z_a$ , поэтому решения уравнений  $z_s = z_a$  и  $z_s = 0$  отличаются лишь членами высшего порядка по  $kh$ . Это различие мы получим во втором приближении решения уравнения (8):

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c_{II}^2} \left[ 1 - \frac{h^2 \omega^2}{12} \left( \frac{1}{c_l^2} - \frac{2}{c_l^2} \right) \right].$$

Подставив это выражение в равенство  $\sin \theta = kc_{\text{ж}}/\omega$ , можно найти угол падения, дающий полное отражение. Для толстой пластины ( $kh \gg 1$ ) при выполнении условий  $k \gg \frac{\omega}{c_l}$  и  $k \gg \frac{\omega}{c_t}$  (большие углы падения) импеданцы  $z_s$  и  $z_a$  становятся близкими и прохождение резко снижается. Равенство (4) выполняется точно для волны Рэлея.

При этом для угла падения получается условие  $\sin \theta = \frac{c_{\text{ж}}}{c_R}$ , где  $c_{\text{ж}}$  — скорость звука в жидкости.

#### ЛИТЕРАТУРА

Л. М. Л я м ш е в. Отражение звука тонкими пластинками и оболочками в жидкости. М., Изд-во АН СССР, 1955.

Акустический институт АН СССР  
Москва

Поступило в редакцию  
5 августа 1961 г.

### О ПОВЕДЕНИИ КАВИТАЦИОННЫХ ПУЗЫРЬКОВ ПРИ БОЛЬШИХ ИНТЕНСИВНОСТЯХ УЛЬТРАЗВУКА

М. Г. Сиротюк

В последнее время появилось большое количество исследований в области физики интенсивных ультразвуков. В связи с этим представляет интерес поведение кавитационных пузырьков в звуковом поле весьма большой интенсивности.

При захлопывании кавитационного пузырька, происходящем под действием гидростатического давления в жидкости, как известно, появляется ударная волна, в которой давление будет тем больше, чем больше максимальный радиус пузырька  $R_m$  перед захлопыванием. Время, в течение которого произойдет полное захлопывание пузырька  $\tau$ , было определено еще Рэлеем [1]  $\tau = 0,915 R_m \sqrt{\rho/P}$ , где  $\rho$  — плотность жидкости,  $P$  — гидростатическое давление. Это выражение достаточно хорошо согласуется с экспериментальными данными для обычной воды [2, 3]. Так, например, при атмосферном давлении ( $P = 1$ ) время полного захлопывания  $\tau = 0,915 \cdot 10^{-3} R_m$ .

Максимальный радиус пузырька при заданной частоте тем больше, чем больше звуковое давление, поэтому с ростом последнего будет увеличиваться давление ударной волны. Однако это увеличение будет продолжаться до тех пор, пока полное время захлопывания пузырька не станет равным половине периода звукового колебания  $\tau \leq 1/2T$ . При дальнейшем увеличении звукового давления, несмотря на рост  $R_m$ , давление в ударной волне должно уже уменьшаться, т. к. пузырек не будет успевать захлопнуться полностью к моменту появления отрицательного полупериода звуковой волны. Это обстоятельство было кратко отмечено Нолтингом и Неппайрасом в их теоретической работе [4].

Если скорость смыкания пузырька под влиянием весьма интенсивного звука будет больше скорости втекания жидкости в полость пузырька, пузырек начнет пульсировать в соответствии с изменением звукового давления; при этом, естественно, захлопывания происходить не будет.

Аналогичная картина должна наблюдаться, если увеличивать частоту звука при постоянной амплитуде звукового давления. В этом случае также может наступить момент, когда полупериод колебания начнет приближаться ко времени полного захлопывания пузырька. При дальнейшем увеличении частоты полупериод колебания станет меньше, чем время захлопывания пузырька, и последний будет, не захлопываясь, пульсировать по закону изменения звукового поля.

В излучателях, используемых для различных технологических применений, обычно интенсивность звука недостаточна для того, чтобы эффект уменьшения давления ударной волны начал сказываться. Однако в системах, концентрирующих ультразвуковую энергию, этот эффект уже может быть обнаружен.

Наши исследования проводились в отстоявшейся воде на частоте 513 кГц в фокальном пятне концентратора, где можно было получить интенсивность звука в несколько десятков  $\text{квт/см}^2$  [5]. Можно было ожидать, что по мере роста интенсивности звука, когда отношение  $2\tau/T$  будет превышать единицу, интенсивность ударной волны начнет ослабевать. Исследования подтвердили это предположение.

Определение максимального радиуса кавитационных пузырьков производилось путем фотографирования этих пузырьков через стереоскопический микроскоп МБС-2 с микрофотонасадкой МФН-5, при импульсе света, получаемом от искры при разряде конденсатора через воздушный промежуток. Измеренная средняя длительность вспы-