

Наблюдаемое возрастание скорости ультразвука в воде вблизи температуры плавления можно объяснить лишь структурными изменениями воды, а это, по-видимому, связано с существованием так называемой «предкристаллизационной области», в которой по Френкелю [7], вследствие гегерофазных флюктуаций происходит процесс образования уплотненных молекулярных комплексов.

Кроме сказанного, нам удалось отчетливо наблюдать и начало фазового перехода воды в твердое состояние (лед). Из фиг. 2 видно, что начальная стадия кристаллизации происходит при постоянной температуре 0° с одновременным ростом скорости ультразвука. При скорости ультразвука в 1522 м/сек импульс исчезает и проследить полностью процесс перехода из жидкого состояния в твердое нам пока не удалось.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Б. Кудрявцев. Применение ультразвуковых методов в практике физико-химических исследований. М., ГТТИ, 1952.
2. А. Бергман, Ультразвук и его применение в науке и технике (пер. с нем.). 2-е изд. М., ИЛ, 1957.
3. З. И. Авдусь, Измерение скорости распространения ультразвука в органических жидкостях вблизи температур их затвердевания. Сб. «Примен. ультразвуки к исслед. вещества», М., МОПИ, 1955, 1, 43—60.
4. Н. Ф. Отпущенников. Измерение скорости ультразвука в нафталине и гипосульфите в области фазовых превращений первого рода. Сб. «Примен. ультразвуки к исслед. вещества», МОПИ, 1958, 7, 91—100.
5. Н. Ф. Отпущенников. Скорость ультразвука вблизи затвердевания в некоторых органических веществах. Сб. «Примен. ультразвуки к исслед. вещества». М., МОПИ, 1958, 8.
6. Н. Ф. Отпущенников. Скорость ультразвука в воде вблизи температуры затвердевания. Сб. «Применение ультразвуки к исследованию вещества», М., МОПИ, 1957, 5, 21—28.
7. Я. И. Френкель. Кинетическая теория жидкостей. М., Из-во АН СССР, 1945, гл. 7, § 1—3; Введение в теорию металлов. М., ОГИЗ, 1948, 265 стр.

Курский государственный педагогический институт

Поступило в редакцию
15 апреля 1958 г

О ЗАТУХАНИИ ПЛОСКИХ ЗВУКОВЫХ ВОЛН КОНЕЧНОЙ АМПЛИТУДЫ В ГАЗАХ

Б. Ф. Подошевников, Б. Д. Тартаковский

Затухание плоских звуковых волн конечной амплитуды в вязких теплопроводящих средах изучалось теоретически [1,2]. Экспериментальные измерения в газах проводились лишь на частоте 140 кгц [3]. Вместе с тем, развитие работ в области звуковой коагуляции аэрозолей сделало вопрос о затухании плоских звуковых волн в диапазоне частот $1—25$ кгц в газах интересным не только с физической, но и с практической стороны. В связи с этим, нами было предпринято исследование зависимости затухания звуковых волн от интенсивности, предварительные результаты которого излагаются ниже.

Электродинамический резонансный излучатель типа, описанного в [4], диаметром 12 см был герметически присоединен к цилиндрической трубе длиной 125 см и диаметром $12,4$ см, использованной для опытов по ультразвуковой коагуляции аэрозолей [5]. На излучатель подавалось синусоидальное электрическое напряжение от мощного усилителя (3 kW). Излучающим телом являлся сплошной алюминиевый цилиндр, совершающий резонансные колебания по длине с частотой 13 кгц.

Непосредственно излучающая поверхность цилиндра совершала не вполне однородные колебания, вследствие чего излучаемая волна была не вполне плоской. Впрочем, следует отметить, что экспериментальное получение действительно плоской звуковой волны представляет, вообще говоря, неразрешимую задачу. Изменение звукового давления p_i вдоль оси трубы измерялось цилиндрическим пьезоэлектрическим приемником из титаната бария и полученные значения наносились на график $\lg p_i(r_i)$.

В связи с разбросом величин $\lg p_i$, обусловленным неравномерностью излучения и отражениями от стенок трубы и от противоположного торца (заглушенного слоем рыхлой ваты), производилось усреднение экспериментальных значений p_i по формуле:

$$\lg p_n = \frac{\sum_{n-q}^{n+q} \lg p_i}{2q}, \quad (1)$$

причем нами было принято $q = 5$.

На фиг. 1 показан пример полученных результатов. Кружками обозначены непосредственно полученные экспериментальные данные, крестиками — данные, усредненные по (1). Средние данные неплохо ложатся на прямую линию, что указывает на возможность принять коэффициент затухания равным

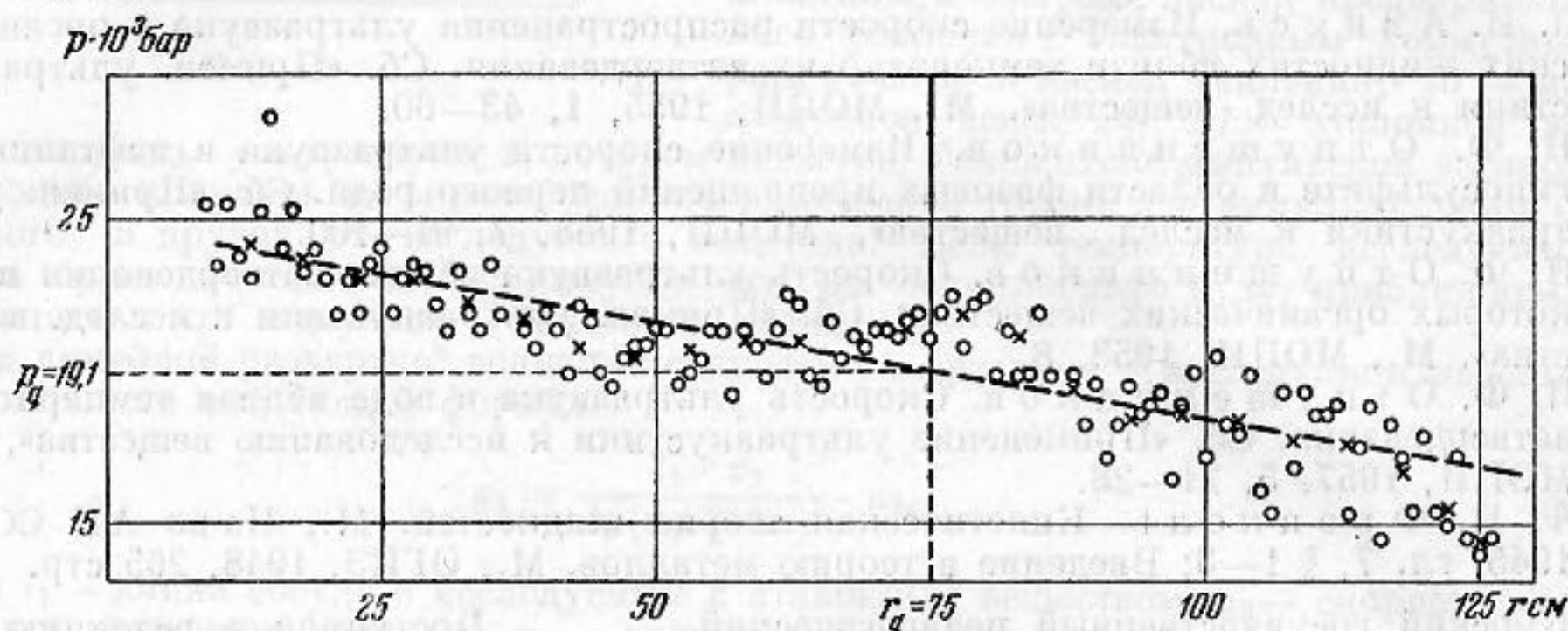
$$\alpha_q = \frac{\Delta \lg p_q}{\Delta r_q} = \text{const.} \quad (2)$$

Отметим, что отклонения p от прямой, обусловленные тем, что в отдельных местах труба по необходимости была снабжена фланцами и боковыми вводами, наблюдались при всех измерениях.

На фиг. 2 приведена зависимость

$$\alpha_p = f(p_q) \text{ дб/м}, \quad (3)$$

где за величину p_q принято среднее значение p из спрямленного графика $p(r)$ соответствующее $r = 75$ см.



Фиг. 1. Распределение звукового давления в трубе ($f = 13$ кгц)

1 — измеренные величины звукового давления $\lg p_i$, 2 — усредненные величины звукового давления $\lg p_q$

Величина $\alpha_{p \rightarrow 0} = 1,2$ дб/м качественно согласуется с расчетным значением поглощения плоской звуковой волны бесконечно малой амплитуды, распространяющейся в трубе. В этом случае $\alpha = \alpha_1 + \alpha_2$, где α_1 — коэффициент поглощения при распространении в открытом пространстве, α_2 — добавочное поглощение, обусловленное наличием стенок трубы.

По измерениям Сивяна [6] для $t = 26^\circ$ и относительной влажности 37% $\alpha_1 = 0,31$ дб/м.

По известной формуле Кирхгофа

$$\alpha_2 = \frac{f^{1/2}/cR}{34000 \cdot 6,2} \quad (R — \text{радиус трубы}) \text{ находим}$$

$$\alpha_2 = \frac{1,08 \cdot 1,02 \cdot 13000}{34000 \cdot 6,2} = 0,52 \text{ дб/м.}$$

Таким образом, $\alpha = 0,31 + 0,52 = 0,83$ дб/м, что меньше измеренного нами значения $\alpha = 1,2$ дб/м на 0,37 дб/м. Эта разница, по-видимому, обусловлена потерями на колебания стенок трубы, неровностью стенок трубы и несовершенством формы волны.

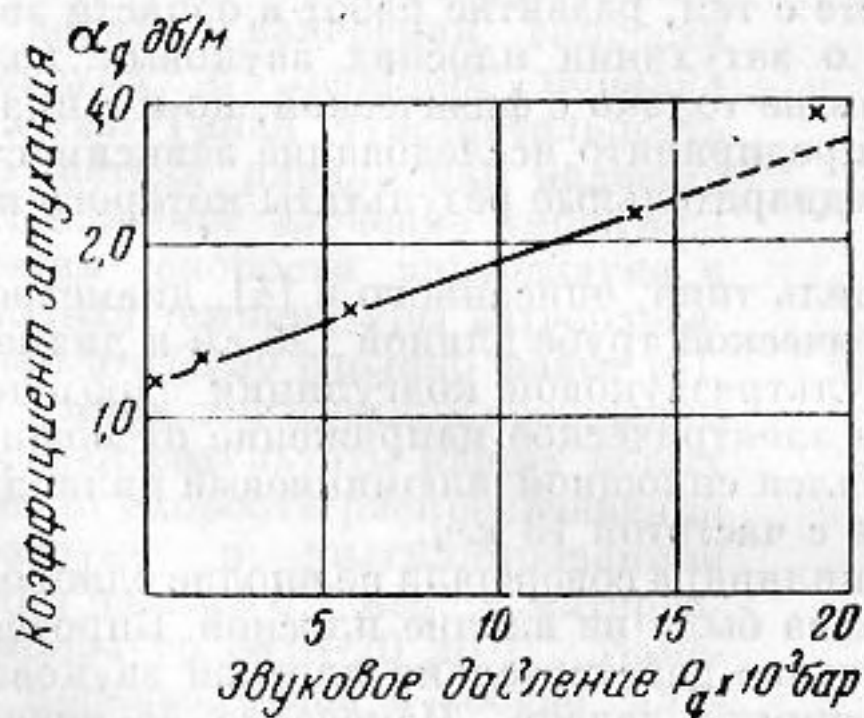
Как видно из фиг. 2, α_q линейно зависит от звукового давления p_q . Согласно [2], такая зависимость должна иметь место, когда распространение синусоидальной волны конечной амплитуды, несмотря на поглощение, сопровождается на протяжении каждого периода накоплением разрыва.

$$\frac{\alpha_1}{\alpha} = \frac{p'}{b\omega} \quad (4)$$

Критерием существования разрыва для воздуха является неравенство [2]:

$$0,48 \cdot \frac{p'}{b\omega} \geq 1. \quad (5)$$

$b = \frac{4}{3} \eta + \xi$. Поскольку для воздуха $\eta \approx \xi = 18,3 \cdot 10^{-5}$, то (5) можно приближенно



Фиг. 2. Зависимость коэффициента пространственного затухания звука в воздухе от величины звукового давления ($t = 26^\circ$, относительная влажность 37%)

представить в форме

$$p'_{\text{бар}} \geq \omega \kappa z_1. \quad (5a)$$

Найдем расстояние до места образования разрыва. Согласно [2] оно определяется уравнением

$$z_1 \leq \frac{2\rho_0 c^3}{\omega p' \left[2 + \left(\frac{\partial c^2}{\partial \rho} \right)_s \frac{\rho_0}{c^2} \right]}. \quad (6)$$

Но

$$\left(\frac{\partial c^2}{\partial \rho} \right)_s \frac{\rho_0}{c^2} = \frac{c_p}{c_V} - 1, \quad (7)$$

и после подстановки (7) в (6) мы имеем

$$z_1 \leq \frac{2\rho_0 \cdot c^3}{\omega p' \left[1 + \frac{c_p}{c_V} \right]}, \quad (8)$$

или, подставляя численные значения, $z_1 \leq 14,6$ см.

Следовательно, неравенство (5a) выполняется по всему измеренному участку трубы. Это объясняет линейность полученной зависимости $\alpha_p = f(p_q)$.

Отклонение наибольшей достигнутой величины α_p в нашем опыте от прямой линии (несколько превышающее вероятную ошибку единичного измерения) возможно свидетельствует о нелинейной зависимости затухания от p при достаточно больших величинах p .

Обнаруженная линейная зависимость затухания от интенсивности звука имеет существенное значение для выбора параметров звуковых коагуляционных установок. В частности, она должна учитываться при определении требуемой мощности излучателя и высоты агломерационной башни.

ЛИТЕРАТУРА

1. F. E. Fox, W. A. Wallace. Absorption of finite amplitude sound waves. J. Acoust. Soc. America, 1954, 26, 6, 994—1006.
2. З. А. Гольдберг. О распространении плоских волн конечной амплитуды. Акуст. ж. 1957, 3, 4, 322—328.
3. I. Rudnick. On the attenuation of a repeated sawtooth shock wave. J. Acoust. Soc. America, 1953, 25, 5, 1012—1013.
4. H. W. St. Clair. An electromagnetic sound generator for producing intense high frequency sound. Rev. Sci. Instr., 1941, 12, 250—256.
5. Б. Ф. Подошевинов. Исследование акустической коагуляции высокодисперсного аэрозоля. Отчеты Государственного научно-исследовательского института по промышленной и санитарной очистке газов, 1957.
6. L. J. Sivián. High frequency absorption in air and other gases. J. Acoust. Soc. America, 1947, 19, 914.

Государственный

н.-и. институт по промышленной
и санитарной очистке газов
Москва

Поступило в редакцию

15 мая 1958 г.

ПО ПОВОДУ ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ А. А. СЕНКЕВИЧА «ВЛИЯНИЕ КОНЕЧНОСТИ АМПЛИТУДЫ ИЗЛУЧАТЕЛЯ ЗВУКА НА ФОРМУ ВОЛНЫ»

А. А. Тужилин

Письмо А. А. Сенкевича «Влияние конечности амплитуды излучателя звука на форму волны», опубликованное в вып. 1, т. 4. Акустического журнала за 1958 г., основано на неверных предположениях, приведших к неверному результату.

В этой работе рассматривается распространение звука от колеблющегося излучателя во втором акустическом (нелинейном) приближении, считая за первое приближение — линейную задачу. В таком случае нельзя предполагать, как это делает автор, что скорость перемещения возмущений в среде равна скорости звука. Кстати, автор не анализирует понятие скорости звука для гидродинамической задачи во вто-