

Если различие между истинными плотностями компонент весьма мало\*, то  $\delta$  — малая величина, и можно приближенно считать, что  $\sigma\eta = \frac{1}{\rho_{01}\rho_{02}}$ . Тогда  $\kappa_1 = \kappa_2$  и, пренебрегая вторым слагаемым подкоренного выражения в (13), имеем:

$$\beta = \frac{\omega}{a_*}, \quad \alpha = \frac{K\delta^2}{2\sigma a_* (1 + K^2\eta^2/\omega^2)}.$$

Итак, выражение для приращения давления, удовлетворяющее граничному условию (11), имеет вид:

$$p' = Ae^{-\alpha x} \cos(\omega t - \beta x).$$

Напишем теперь выражения для скоростей компонент. Из уравнений (8) и (7) определяем выражения для  $u$  и  $w$  и, вспоминая обозначения (6), получаем

$$v_1 = \frac{A\xi}{\alpha^2 + \beta^2} e^{-\alpha x} \left[ \left( \beta\omega - \frac{\rho_{02}\alpha_*}{\rho_{02}^0 K\delta} \right) \cos(\omega t - \beta x) - \left( \alpha\omega + \frac{\rho_{02}\beta_*}{\rho_{02}^0 K\delta} \right) \sin(\omega t - \beta x) \right] + F_1(t),$$

$$v_2 = \frac{A\xi}{\alpha^2 + \beta^2} e^{-\alpha x} \left[ \left( \beta\omega + \frac{\rho_{01}\alpha_*}{\rho_{01}^0 K\delta} \right) \cos(\omega t - \beta x) - \left( \alpha\omega - \frac{\rho_{01}\beta_*}{\rho_{01}^0 K\delta} \right) \sin(\omega t - \beta x) \right] + F_2(t),$$

где  $\alpha_* = \alpha [\omega^2 + a_*^2 (\alpha^2 + \beta^2)]$ ,  $\beta_* = \beta [\omega^2 - a_*^2 (\alpha^2 + \beta^2)]$ .

Функции времени  $F_1(t)$  и  $F_2(t)$  остаются неопределенными, так как в данном случае имеем задачу без начальных условий. Скорости  $v_1$  и  $v_2$ , как следует из последних выражений, имеют тот же коэффициент затухания вдоль оси  $x$ , что и давление, но нулевые и экстремальные значения величинами  $v_1$ ,  $v_2$ ,  $p'$  достигаются одновременно.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. С. М. Рытов, В. В. Владимирский и М. Д. Галанин. Распространение звука в дисперсных системах. Ж. эксперим. и теоретич. физики, 1938, 8, 5, 614—621.
2. В. В. Владимирский и М. Д. Галанин. Поглощение ультразвука в водной эмульсии ртути. Ж. эксперим. и теоретич. физики, 1939, 9, 2, 233—236.
3. Х. А. Рахматулин. Основы газодинамики взаимнопроникающих движений сжимаемых сред. Прикл. матем. и механ., 1956, 20, 2, 184—195.
4. Я. З. Клейман. О распространении волн слабого разрыва в многокомпонентной среде. Акуст. ж., 1958, 4, 3, 253—262.

Институт механики АН СССР  
Москва

Поступило в редакцию  
16 мая 1958 г.

#### О СКОРОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ УЛЬТРАЗВУКА В ВОДЕ ВБЛИЗИ ТЕМПЕРАТУРЫ ЗАТВЕРДЕВАНИЯ

*Н. Ф. Отпущенников*

Как показывают исследования многих авторов [1—2], для всех чистых жидкостей, кроме воды, зависимость скорости ультразвука от температуры выражается простым линейным законом. Однако вблизи температуры затвердевания у некоторых веществ этот закон нарушается [3, 4, 5].

Автором [4—5] при исследовании большой группы органических веществ — нафталина, фенола, азобензола, нитробензола было показано, что anomальное поведение в скорости распространения ультразвука наблюдается в так называемой «предкристаллизационной области», которая расположена за 2—3° до температуры затвердевания.

Среди многих жидкостей, вода по своим физико-химическим свойствам является исключением, обладая рядом anomальных свойств, в частности, ее плотность максимальна при  $t = +4^\circ$  и уменьшается при более высокой и низкой температуре. Anomальное поведение плотности воды вблизи температуры затвердевания должно приводить к заметному изменению в ее структуре, а следовательно, и к изменению величины адиабатической сжимаемости.

\* Этот случай часто встречается при экспериментальных исследованиях смесей, если хотят создать устойчивую механическую смесь макрочастиц.

При исследовании воды [6] в широком интервале температур было показано, что вблизи температуры затвердевания скорость ультразвука в воде проходит через минимум, а адиабатическая сжимаемость — через максимум. Однако в связи с недостаточно высокой чувствительностью используемой методики измерения, определить точное положение минимальной скорости ультразвука в воде вблизи температуры затвердевания оказалось весьма затруднительным [6].

Позднее нами была разработана [4] более чувствительная методика измерения скорости ультразвука, блок-схема которой представлена на фиг. 1, где 1 — генератор импульсов, 2, 3 — кварцевые излучатели ультразвуковых колебаний, 4 — генератор ждущей развертки, 5 — осциллографическая трубка, 6, 7 — приемные кварцевые пластины, 8 — первый каскад предварительного усиления с электронным коммутатором, 9 — второй каскад усиления, 10 — исследуемое вещество, 11 — эталонное вещество, скорость ультразвука в котором известна. Такая схема импульсной установки позволяет получить на экране осциллографической трубки два импульса; один от эталонного, а другой от исследуемого вещества. Если температура исследуемого вещества будет изменяться, то импульс его на осциллографе будет приближаться или удаляться от импульса эталонного вещества.

При линейной развертке\* величина скорости ультразвука в исследуемом веществе определяется по следующей формуле:

$$a_1 = \frac{l_1 \cdot x_2}{l_2 (x_2 \mp \Delta x)} \cdot a_2, \quad (1)$$

где  $l_1$  и  $l_2$  — длина сосуда с исследуемым и эталонным веществом,  $a_2$  — скорость ультразвука в эталонном веществе,  $x_2$  — величина смещения импульса, вызываемого эталонным веществом,  $\Delta x$  — величина смещения импульса исследуемого вещества относительно импульса эталонного вещества. В формуле (1) все величины легко определяются.

Чтобы уменьшить ошибку в измерении величины смещения  $\Delta x$ , импульсы наблюдаемые на осциллографической трубке фотографировались на пленку, после чего величина смещения  $\Delta x$  определялась микроскопом «МИР-12».

Метод двух импульсов позволил нам делать измерения скорости ультразвука с ошибкой порядка  $\pm 1,5$  м/сек. Такая чувствительность нового метода давала нам надежду на более точное изучение характера изменения скорости ультразвука в воде вблизи температуры затвердевания, чем это было сделано ранее [6].

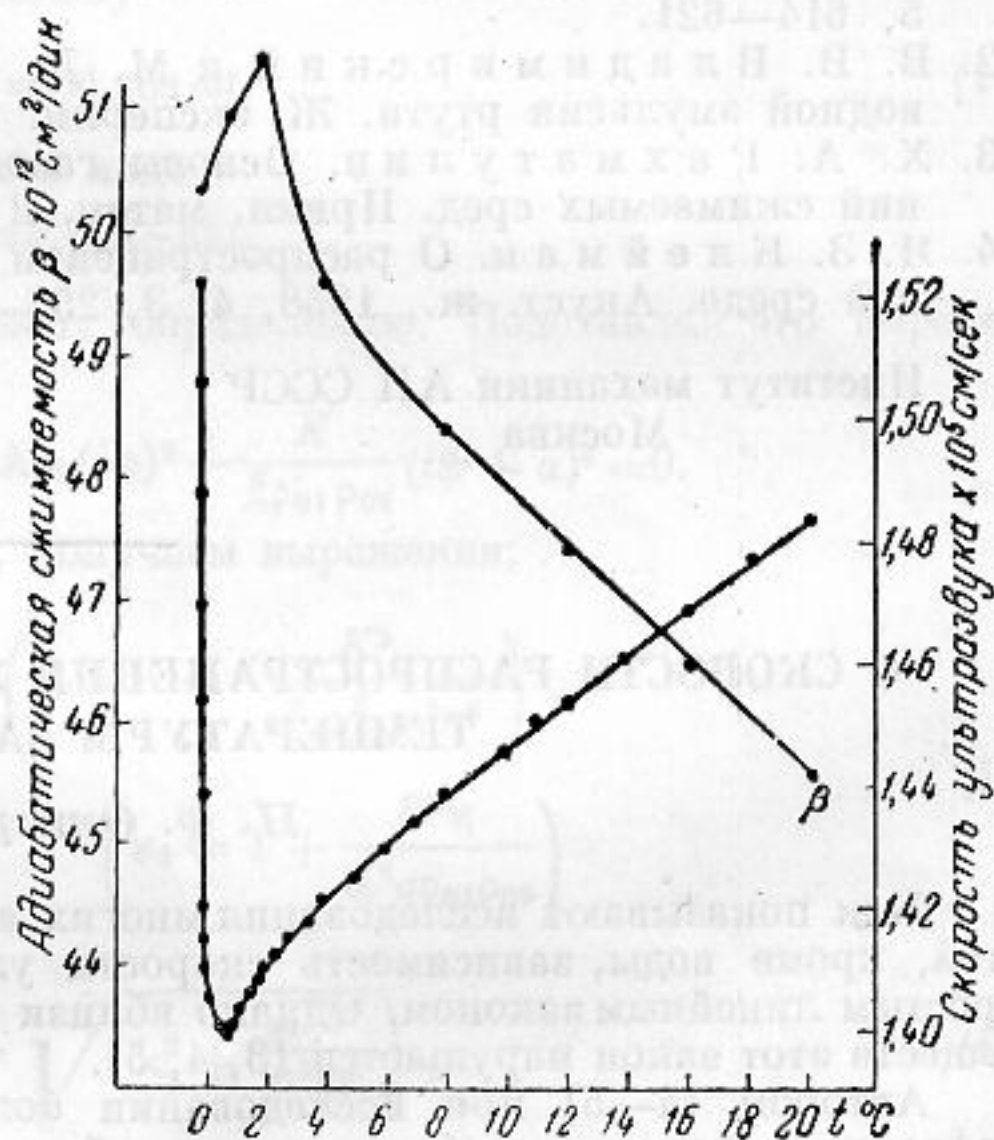
В настоящем кратком сообщении приводятся результаты наших новых измерений скорости распространения ультразвука в дистиллированной воде при частоте 0,7 мГц, в интервале температур от  $+20$  до  $0^\circ$ . Измерения производились в сосуде длиной  $l = 69,5$  мм, вокруг которого была цилиндрическая рубашка для охлаждающей смеси из снега с солью. В интервале температур от  $+20$  до  $+7^\circ$  измерения скорости ультразвука осуществлялись через  $2^\circ$ , а от  $6$  до  $0^\circ$  через  $0,5^\circ$  и  $0,2^\circ$ . Температура измерялась термомпарою с чувствительностью до  $0,2^\circ$ . На фиг. 2 результаты измерений представлены в виде графика. Из графика видно, что минимальное значение скорости ультразвука в воде в действительности наблюдается при  $t = +0,7^\circ$ , а не при  $t = +4^\circ$ , как это указывалось нами ранее [6]. Величина адиабатической сжимаемости имеет максимальную величину при  $t = +2^\circ$ . Отсюда следует, что вода в непосредственной близости к температуре затвердевания имеет рыхлую упаковку.

Из графика видно, что минимальное значение скорости ультразвука в воде в действительности наблюдается при  $t = +0,7^\circ$ , а не при  $t = +4^\circ$ , как это указывалось нами ранее [6]. Величина адиабатической сжимаемости имеет максимальную величину при  $t = +2^\circ$ . Отсюда следует, что вода в непосредственной близости к температуре затвердевания имеет рыхлую упаковку.

Из графика видно, что минимальное значение скорости ультразвука в воде в действительности наблюдается при  $t = +0,7^\circ$ , а не при  $t = +4^\circ$ , как это указывалось нами ранее [6]. Величина адиабатической сжимаемости имеет максимальную величину при  $t = +2^\circ$ . Отсюда следует, что вода в непосредственной близости к температуре затвердевания имеет рыхлую упаковку.

Из графика видно, что минимальное значение скорости ультразвука в воде в действительности наблюдается при  $t = +0,7^\circ$ , а не при  $t = +4^\circ$ , как это указывалось нами ранее [6]. Величина адиабатической сжимаемости имеет максимальную величину при  $t = +2^\circ$ . Отсюда следует, что вода в непосредственной близости к температуре затвердевания имеет рыхлую упаковку.

Из графика видно, что минимальное значение скорости ультразвука в воде в действительности наблюдается при  $t = +0,7^\circ$ , а не при  $t = +4^\circ$ , как это указывалось нами ранее [6]. Величина адиабатической сжимаемости имеет максимальную величину при  $t = +2^\circ$ . Отсюда следует, что вода в непосредственной близости к температуре затвердевания имеет рыхлую упаковку.



Фиг. 2

\* Степень линейности развертки в импульсной схеме проверялась особо.

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 гетерофазных 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  $0^\circ$  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:

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

причем нами было принято  $q = 5$ .