

Следует заметить, что в зависимости от режима работы клина можно получить при помощи него самые различные значения коэффициента поглощения. Наши многочисленные попытки получить однородное акустическое поле при его помощи не увенчались успехом. На фиг. 2 представлено характерное для пьезокварцевого клина акустическое поле (снимок сделан в толуоле,  $\nu = 4, 5$  мГц). Вряд ли при наличии такого рода акустических полей можно надеяться на получение достоверных значений коэффициента поглощения.

Для измерения поглощения ультразвуковых волн на низких частотах необходимо испытать новые методы, обеспечивающие измерение поглощения ультразвука с более высокой точностью (3—5%). В лаборатории молекулярной акустики Московского областного педагогического института им. Н. К. Крупской заканчивается разработка импульсного метода многократных переизлучений, который, как мы надеемся, позволит окончательно ответить на вопрос, есть ли вторая релаксационная область в ацетатах в диапазоне частот 1—10 мГц.

Приношу благодарность О. Старостиной, В. Лутовину и В. Матвееву за активное участие в проведении повторных измерений коэффициента поглощения в этилацетате.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. Ф. Ноздрев и А. М. Султанов. Обнаружение и экспериментальное исследование двух областей аномального поглощения ультразвука в этилацетате. Сб. «Примен. ультраакустики к исслед. вещества». М., МОПИ, 1955, 2, 97—116.
2. В. Ф. Ноздрев и А. М. Султанов. Об установлении и изучении двух областей релаксации, возникающих при прохождении ультразвуковых волн в этилацетате. Докл. АН СССР, 1955, 104, 6, 937—840.
3. Ю. Н. Бормосов, В. Ф. Ноздрев, В. Д. Соболев и А. М. Султанов. Экспериментальное исследование релаксационных процессов, возникающих при прохождении ультразвуковых волн в жидкостях. Акуст. ж., 1956, 2, 2, 118—123.
4. R. T. Yeuer, K. C. Jacob. Question of ultrasonic absorption peaks in ethyl acetate. J. Acoust. Soc. America, 1957, 29, 9, 1034.
5. R. T. Yeuer, M. C. Smith. Ultrasonic absorption in copper acetata und ethyl acetate. J. Acoust. Soc. America, 1946, 18, 424.
6. Ю. Н. Бормосов. Фотоэлектрическая установка для исследования поглощения ультразвуковых волн в жидкостях оптическим методом. Сб. «Применение ультраакуст. к исслед. вещества», М., МОПИ, 1956, 2, 125—137.

Московский областной  
педагогический институт  
им. Н. К. Крупской

Поступило в редакцию  
17 марта 1958 г.

#### К МОЛЕКУЛЯРНОЙ ТЕОРИИ СКОРОСТИ ЗВУКА В ЖИДКОСТЯХ

*В. К. Прохоренко, И. З. Фишер*

В заметке одного из авторов [1] была разобрана задача, в которой удается точно и до конца выразить скорость звука в жидкости через ее молекулярные характеристики. Речь шла об одномерной модели жидкости. В настоящей заметке мы хотели бы указать еще один случай, теперь уже трехмерный, допускающий точное решение задачи. Это — модель жидкости в виде системы твердых невзаимодействующих шариков, при произвольном значении плотности [2, 3]. В действительности такая модель, разумеется, более соответствует сильно сжатому газу, чем жидкости. Однако нам представляется, что анализ вопроса о скорости звука в этой модели не лишен методического интереса, поскольку это одна из немногих задач, допускающих полное решение.

Пусть  $r_0$  — радиус и  $v_0$  — объем молекулы-шарика,  $v$  — средний объем, приходящийся на одну частицу. Можно показать, что внутренняя энергия на одну частицу и давление в системе равны [2, 3].

$$U = \frac{3}{2} kT, \quad P = \frac{kT}{v} (1 + \xi), \quad (1)$$

где

$$\xi = \xi(v) = 4 \frac{v_0}{v} g(r_0 + 0). \quad (2)$$

Здесь  $g(r)$  — радиальная функция распределения частиц,  $g(r_0 + 0)$  — ее значение на расстоянии  $r$ , бесконечно мало превосходящем диаметр одной частицы. Специфичность выбранной модели приводит к тому, что  $\xi$  и  $g(r)$  зависят только от  $v/v_0$  и не зависят от температуры  $T$ .



Если выразить скорость звука  $c$  как

$$c^2 = \frac{v^2}{m} \left( - \frac{\partial P}{\partial v} \right)_T \frac{c_P}{c_v} = \frac{v^2}{m} \left[ \frac{T}{c_v} \left( \frac{\partial P}{\partial T} \right)_v^2 - \left( \frac{\partial P}{\partial v} \right)_T \right], \quad (3)$$

где  $m$  — масса одной частицы, то при помощи (1) и (2) получаем

$$c = \sqrt{\frac{5kT}{3m}} \varphi(\xi), \quad (4)$$

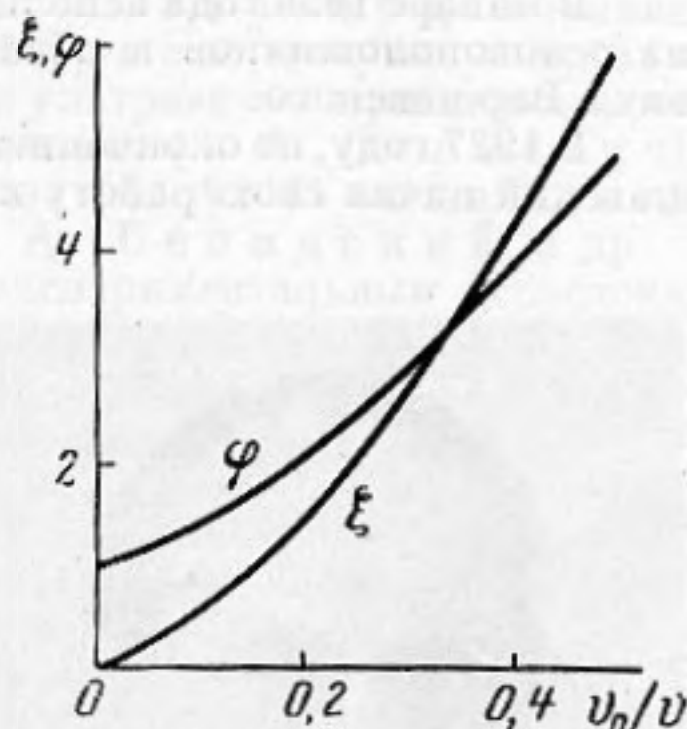
где функция  $\varphi$  равна

$$\varphi(\xi) = \left( 1 + \frac{7}{5} \xi + \frac{2}{5} \xi^2 - \frac{3}{5} v \frac{d\xi}{dv} \right)^{1/2}. \quad (5)$$

В силу особенностей выбранной модели жидкости (плотного газа), ее единственными молекулярными характеристиками являются масса  $m$  и объем  $v_0$  одной частицы. Уравнения (4) и (5) полностью и точно решают задачу о зависимости скорости звука в системе от этих характеристик, а также от температуры и плотности, при любом значении последней.

Функция  $\xi(v)$  была рассчитана для средних и больших плотностей в работе [2], а для малых и средних — в работе [4]. На фигуре приводится ход функций  $\xi$  и  $\varphi$  в зависимости от относительной плотности  $v_0/v$ . Плотность  $v_0/v = 0,50$  является максимально возможной в данной модели жидкости (плотного газа) [2,5], за ней лежит область кристаллического состояния.

Как видно из фигуры, скорость звука монотонно возрастает с ростом плотности. При предельно больших плотностях скорость звука примерно в пять раз превосходит ее значение в идеальном газе ( $\varphi(0,50) = 4,92$ ).



#### ЛИТЕРАТУРА

1. И. З. Фишер. К молекулярной теории скорости звука в жидкостях. Акуст. ж., 1957, 3, 2, 206—207.
2. J. Kirkwood, E. Mann, B. Alder. Radial distribution functions and the equation of state of a liquid composed of rigid spherical molecules. J. Chem. Phys., 1950, 18, 8, 1040—1047.
3. Н. Н. Боголюбов. Проблемы динамической теории в статистической физике. М., ГТТИ, 1946.
4. В. К. Прохоренко. Дипломная работа. БГУ, Минск, 1953.
5. И. З. Фишер. Об устойчивости однородной фазы. II. Определение предела устойчивости. Ж. эксперим. и теоретич. физики, 1955, 28, 4, 237—246.

Белорусский государственный  
университет  
Минск

Поступило в редакцию  
31 января 1958 г.