АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XVI 1970 Вып. 3

УДК 534,286-8

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТРАНСЛЯЦИОННОЙ ДИСПЕРСИИ В РЯДЕ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ

Е. Д. Попов, В. Ф. Яковлев

Приведены результаты измерений скорости распространения и коэффициента поглощения ультразвуковых колебаний в одноатомных газах Ne, Ar, Xe до значений параметра $\nu / p \sim 10^5$ *Мгц/атм* при температурах 30 и 100°. $c_\infty / c_0 \approx 2{,}05$, $\alpha_\infty \lambda_\infty \approx 3{,}1$, $c_\infty \approx \sqrt{f \frac{RT}{M}}$ (c — лапласовская скорость звука, λ — длина ультразвуковой волны, α — коэффициент поглощения).

Существующие экспериментальные данные по изучению трансляционной дисперсии в одноатомных газах акустическими методами ограничены в основном двумя работами: Гринспена и Мейера и Сесслера [1, 2]. В последней работе авторам удалось исследовать всю область трансляционной дисперсии только в аргоне. Параметр ν / p достигал значений $5 \cdot 10^4$ *Мгц/атм*, число $\mathrm{Kn} \approx 10$ ($\mathrm{Kn} = \Lambda / \lambda_0$, где Λ — длина свободного пробега молекул, λ_0 — длина ультразвуковой волны для лапласовской скорости ультразвука). Согласно полученным экспериментальным данным для аргона скорость распространения звуковых колебаний c_∞ и коэффициент поглощения α_∞ в области значений $\nu / p > 10^4$ *Мгц/атм* величины постоянные, причем $c_\infty \approx 2c_0$. Измерения в работах [1, 2] проводились при комнатной температуре. В области максимальных значений параметра ν / p точность экспериментальных результатов составляла $\pm 8\%$.

Целью настоящей работы является расширение экспериментальных исследований распространения ультразвуковых колебаний в разреженных одноатомных газах в области трансляционной дисперсии. Для решения этой задачи нами был сконструирован акустический интерферометр. Механизм интерферометра предусматривает возможность стабилизации плоскопараллельного перемещения излучателя относительно приемника, а также подстройку параллельности их в любой период работы без разгерметизации и растермостатирования измерительной камеры [3, 4]. Измерение расстояния между излучателем и приемником осуществляется с точностью 10^{-3} *мм*.

Вакуумная часть интерферометра представляет систему измерения давления и систему запуска исследуемого газа в камеру.

Система измерения давлений включает комбинированный компрессионный манометр с точностью $\pm 10^{-3}$ *мм* рт. ст., термопарный вакуумметр ВТ-3 и разделительный блок, позволяющий изолировать исследуемое вещество от манометрической жидкости. Для сохранения химической чистоты исследуемого объекта все детали интерферометра и вакуумной системы выполнены из нержавеющей стали и фторопласта. В системе применены высоконадежные вакуумные соединения и вентили специальной конструкции, что в целом позволило исключить течи. Степень обезгажения всей вакуумной системы после длительного вакуумирования была порядка 10^{-6} *мм* рт. ст.·*л сек*. Объем измерительной камеры составлял 0,6 *л*. Для борьбы с остаточными и адсорбированными в порах и на поверхности ка-

меры примесными газами, система многократно вакуумировалась до давлений, меньших 10^{-3} *мм* рт. ст., и промывалась исследуемым газом. Последнее позволяло при данной степени вакуумирования и периодическом обновлении исследуемого вещества в камере сохранять начальную чистоту объектов.

Электроакустическая часть интерферометра состоит из генератора высокочастотных электрических колебаний и приемного анализирующего устройства. С генератора снимаются два сигнала. Один, трансформируясь излучателем в акустической, проходит через исследуемую среду, попадая на приемный элемент преобразуется в электрический, усиливается и поступает на вход фазочувствительного устройства. Второй сигнал, опорный, подается на акустический фазовращатель, усилитель и на вход «опоры» фазочувствительного устройства. Акустический фазовращатель предназначен для смещения нуля отсчета фазового угла в заданную точку акустического пути. Для устранения искажающих влияний наводок высокочастотные тракты в системе генератор — усилитель заключены в двойные экраны. Специальное фазовое устройство позволяло подавлять высокочастотную наводку путем подбора амплитуды и фазы дополнительного сигнала.

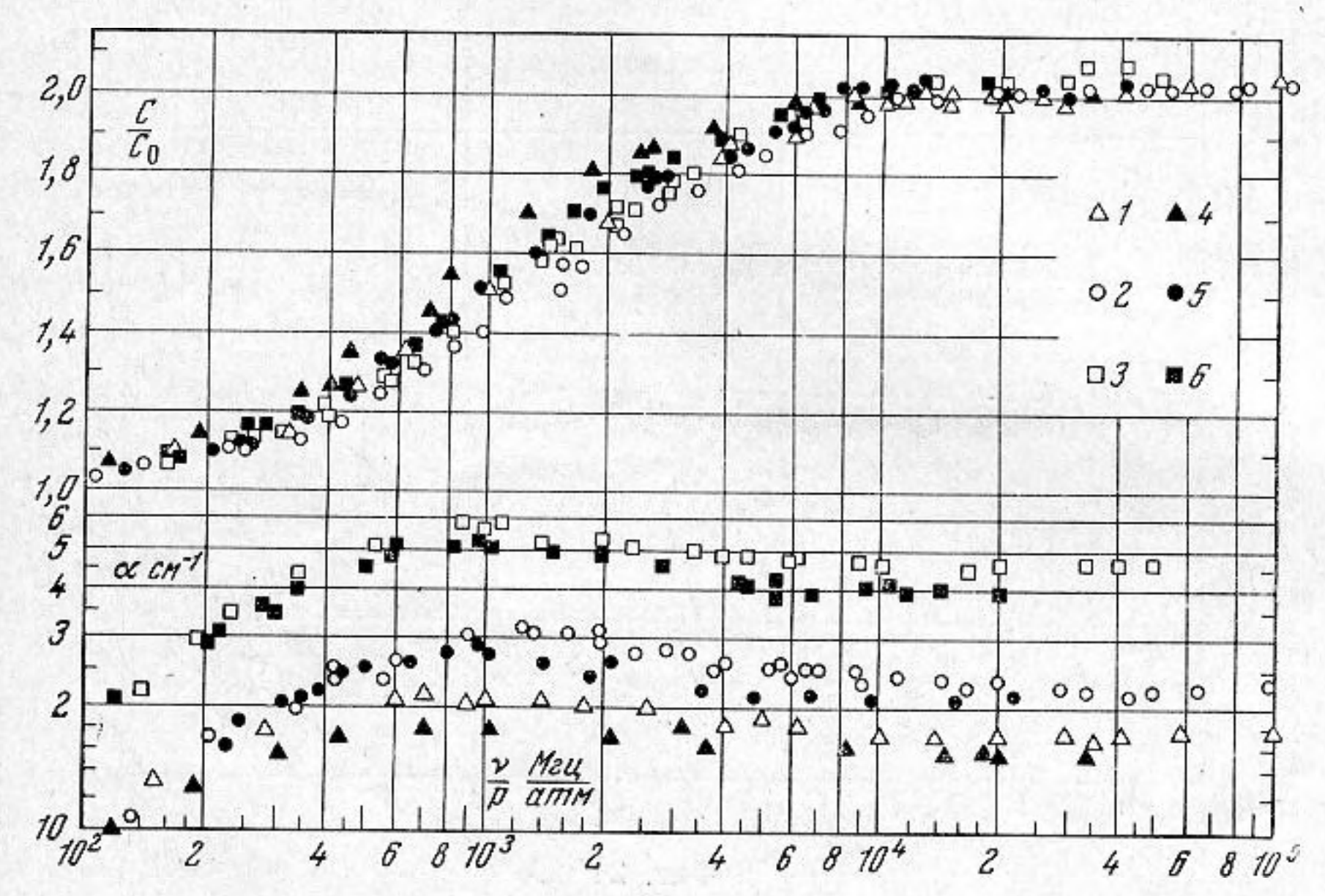
Гринспен [1] исследовал трансляционную дисперсию с помощью кварцев с собственной частотой 11 *Мгц*. Мейер и Сесслер [2] для этой цели использовали конденсаторные микрофоны на частотах 100 и 200 *кгц* и достигли значений параметра ν / p, на порядок превышающих данные Гринспена. В настоящее время использование кварцев, как системы, малочувствительной в области высоких разрежений, считается неперспективным и встречается только при исследовании начала трансляционной дисперсии (до значений $\nu / p \sim 10^3$ *Мгц/атм*). Однако конденсаторные микрофоны не могут быть использованы при исследовании температурной зависимости акустических параметров среды из-за потери упругости чувствительной диафрагмы. По этой причине в качестве излучателя и приемника мы использовали кварцы X-среза диаметром 30 *мм*.

Для уменьшения влияния факторов, снижающих чувствительность акустической системы, крепление верхнего генерирующего кварца осуществляется специальным держателем [5], представляющим собой цельноточечное цанговое устройство, удерживающее кварц по узловой плоскости и полностью экранирующее его потенциальную обкладку. Приемный кварц свободен от демпфирующего действия цангового зажатия и свободно опирается нижней плоскостью на три точки потенциального контакта. «Земля» подводится к верхней обкладке кварца через два, расположенных по узловой плоскости, пружинных лепестка. Применяемый метод свободного крепления приемного кварца обеспечивает при данных условиях его наибольшую чувствительность и позволяет снизить высокочастотное напряжение на генерирующем кварце в области наибольших разрежений до 1 *в*, что на два порядка меньше соответственных данных Гринспена, Мейера и Зесслера. Малые напряжения на генерирующем кварце позволили полностью исключить высокочастотную наводку с генерирующего кварца на приемный и увеличить длину акустического пути с четкой фазовоамплитудной характеристикой на высоких значениях ν / p.

На установке были проведены контрольные измерения в Ar от 10 *Мгц/атм* до $2 \cdot 10^4$ *Мгц/атм* при температуре 30° [4]. Полученные результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными Мейера и Зесслера. Скорость распространения звуковых колебаний в среде определялась по сдвигу фазы между опорным и прошедшим через среду сигналом на 2π, что соответствует перемещению кварца на длину волны. При наличии в среде стоячей волны (параметр $\nu / p < 300$ *Мгц/атм*) измерение скорости фазовым методом может сопровождаться ошибкой по причине несоответствия при определенных условиях перемещения кварца на длину волны сдвигу фазы на 2π. Для устранения этой ошибки необходимо

фиксировать начало отсчета фазы в экстремальных точках на кривой зависимости амплитуды напряжения на приемном кварце от расстояния. При значениях параметра $\nu / p > 300$ *Мгц/атм* начало отсчета выбиралось на расстоянии 100—150 *мк* от генерирующего кварца. Выбор фиксированного начала отсчета фазы связан с эффектом зависимости величин, входящих в константу распространения звука, в трансляционной области не только от изменения параметра ν / p, но и от расстояния между кварцами. Измерение коэффициента поглощения при малых значениях ν / p проводилось по изменению амплитуды напряжения в экстремальных точках на кривой реакции приемного кварца [6]. В области параметра $\nu / p > 100$ *Мгц/атм* коэффициент поглощения определялся по экспоненциальной зависимости амплитуды проходящего через среду сигнала от изменения расстояния между кварцами.

Основные измерения (фиг. 1), проведенные в Ne, Ar, Xe на частоте кварцев 0,513, 5—0.513, 1 *Мгц*, охватывают диапазон изменения параметра



Фиг. 1

ν / p от 100 до 10^5 *Мгц/атм* при температурах 30° (*1*, *2*, *3* для Ne, Ar, Xe) и 100° (*4*, *5*, *6*). Ошибка, оцениваемая по разбросу экспериментальных точек, при температуре 30° составляет по скорости ±2%, по поглощению ±3%, при температуре 100° — по скорости ±3%, по поглощению ±5%.

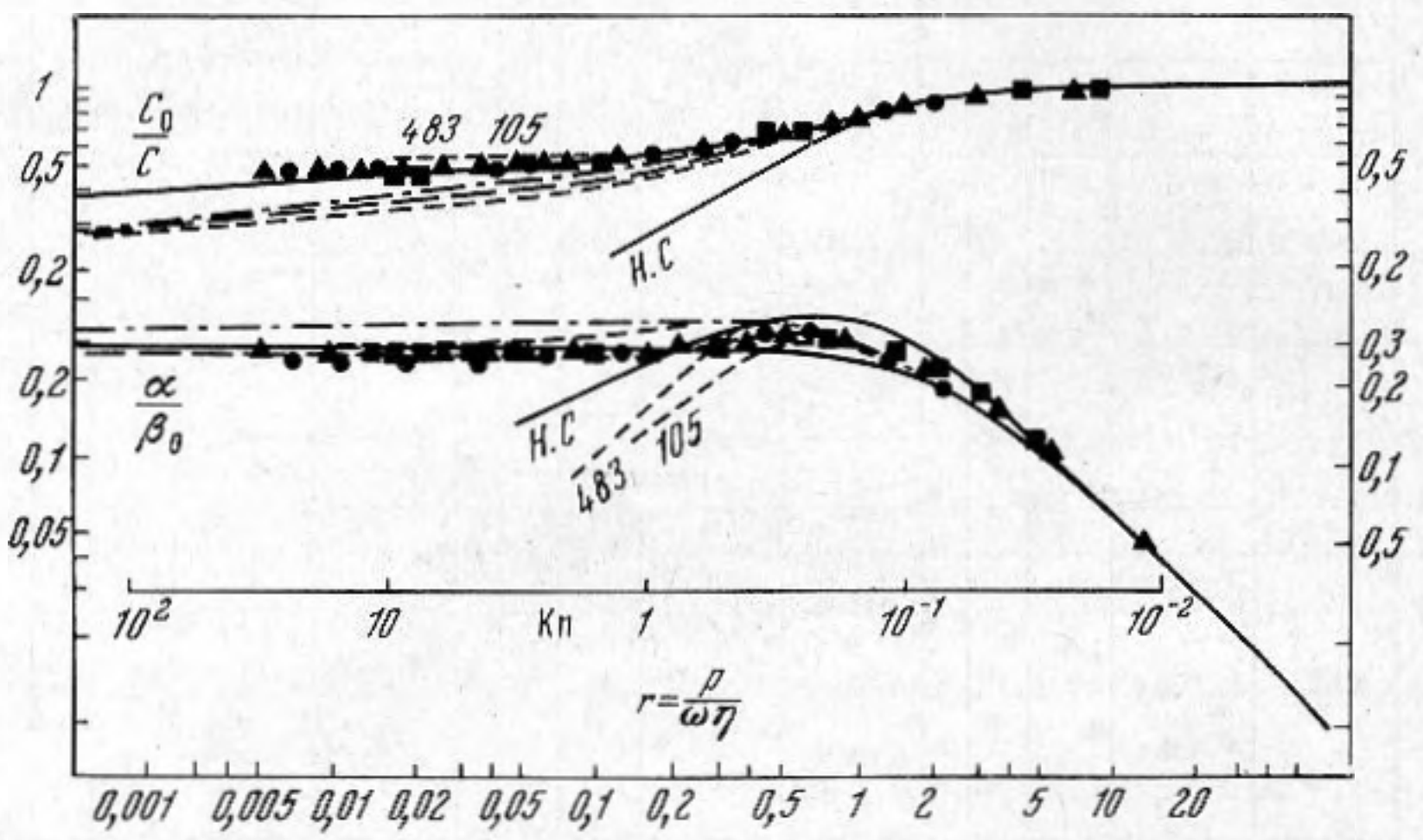
В верхней части фиг. 1 приведены результаты эксперимента, выражающие зависимость c / c_0 от ν / p для всех исследованных веществ. Область трансляционной дисперсии охватывает интервал значений ν / p от $\sim 10^2$ до $\sim 10^4$ *Мгц/атм* и чисел Kn от $\sim 0{,}03$ до ~ 3. Экспериментальные точки c / c_0 при температуре 100° лежат в области более низких значений ν / p, чем соответственные значения при температуре 30°, что связано с изменением вязкости исследуемых газов при изменении температуры.

Результаты измерений коэффициента поглощения α до 100 *Мгц/атм* совпадают с рассчитанными по формуле Стокса — Кирхгофа (классическими значениями). В области начала трансляционной дисперсии ($\nu / p > 100$ *Мгц/атм*) экспериментальные значения коэффициента поглощения увеличиваются с увеличением параметра ν / p, оставаясь ниже соответствующих классических значений. В области $\nu / p \approx 10^3$ *Мгц/атм* наблюдается слабо выраженный максимум, далее имеет место спад до некоторого значения α_∞, которое при $\nu / p > 10^4$ *Мгц/атм* не изменяет своей величины. При повышении температуры от 30 до 100° наблюдается умень-

Таблица 1

Вещество	$t = 30°$			$t = 100°$			$\left(1 - \frac{\alpha_{\infty 2}}{\alpha_{\infty 1}}\right)$, 100%
	Kn	c_∞/c_0	α_∞, $см^{-1}$	Kn	c_∞/c_0	α_∞, $см^{-1}$	
Ne	40	2,03	18	12	2,01	16	11%
Ar	30	2,03	23	9	2,02	21	9%
Xe	15	2,05	45	5	2,04	40	11%

шение коэффициента поглощения в среднем на 10%. В табл. 1 приведены значения чисел Kn, соответствующие наибольшим значениям параметра ν / p, предельные значения c_∞ / c_0 и α_∞ для области $\nu / p > 10^4$ *Мгц/атм* и уменьшение α_∞ при изменении температуры от 30 до 100°. Таблицы экспериментальных результатов для исследованных веществ приведены в работе [7].



Фиг. 2

Для сравнения полученных экспериментальных данных с теоретическими был сделан пересчет значений c_0 / c и α / β_0 в зависимости от безразмерного параметра $r = p / \omega\eta$, где p — давление, $\omega = 2\pi\nu$ — циклическая частота, η — вязкость исследуемого газа, $\beta_0 = 2\pi / \lambda_0$ — волновое число. На фиг. 2 и 3 приводятся теоретические результаты работы [8] в сравнении с экспериментальными данными для исследованных газов при температурах 30 и 100° (обозначения те же). Сплошной линией и длиннопрерывистой линиями представлены решения модельных уравнений для соответственно в 11 и 8-моментных приближениях сферических молекул, штрихпунктирной и пунктирной линиями — такие же решения для максвелловского газа. На фиг. 2 для сравнения приведены данные работы [9], представляющие решения линеаризованного уравнения Больцмана до 483 и 105 моментных приближений соответственно для максвелловского газа и твердых сфер. Н. С.— Навье-стоксовское решение.

Проведенное сравнение показывает, что экспериментальные данные, выраженные в безразмерных параметрах кинетической теории, могут быть описаны единственными дисперсионными кривыми, не зависящими от рода газа и температуры. Параметры обобщенных дисперсионных кривых, представляющих усредненные экспериментальные данные исследованных газов при температурах 30 и 100° приведены в табл. 2.

Таблица 2

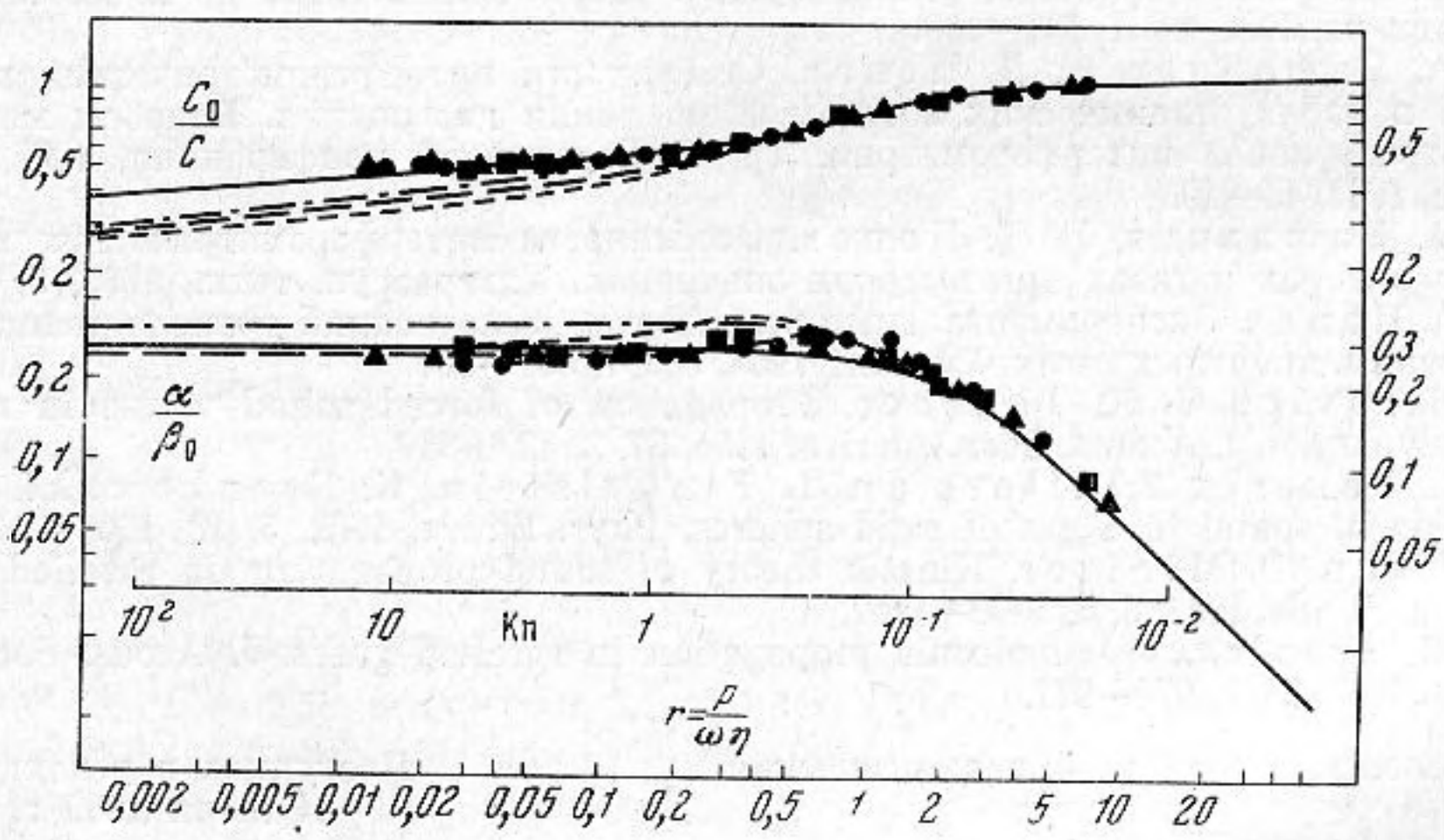
r	c_0/c	α/β_0	r	c_0/c	α/β_0	r	c_0/c	α/β_0	r	c_0/c	α/β_0
0,005	0,49	0,24	0,4	0,68	0,30	0,04	0,50	0,24	2,0	0,86	0,22
0,007	0,49	0,24	0,5	0,65	0,30	0,06	0,50	0,24	3,0	0,91	0,18
0,010	0,49	0,24	0,6	0,68	0,30	0,1	0,51	0,25	4,0	0,94	0,15
0,014	0,49	0,24	0,8	0,72	0,30	0,14	0,53	0,26	5,0	0,96	0,13
0,02	0,49	0,24	1,0	0,76	0,28	0,2	0,55	0,28	7,0	0,98	0,09
0,03	0,49	0,24	1,4	0,81	0,25	0,3	0,59	0,29	10,0	0,99	0,06

Для любой точки на этих дисперсионных кривых справедливы равенства:

$$r=\frac{p_1}{\omega\eta_1}=\frac{p_2}{\omega\eta_2},\qquad (\nu/p)_1=\frac{1}{2\pi r\eta_1},\qquad (\nu/p)_1=\frac{\eta_2}{\eta_1}(\nu/p)_2.$$

Используя усредненные экспериментальные результаты, приведенные в таблице 2 и последние формулы, можно определить область трансляционной дисперсии для любого одноатомного газа.

В работе [10] сделана попытка решить задачу распространения ультразвуковых волн в сильно разреженных газах при условии отсутствия столкновений молекул. Полученные дисперсионные кривые хорошо согласуют-



Фиг. 3

ся с экспериментом в области больших чисел Kn (Kn >1) и плохо в переходной области ($10^{-2}<$ Kn <1). Предельные значения c_∞/c_0 и α_∞/β_0, полученные теоретически в этой работе равны: $c_\infty/c_0\approx 2{,}08$, $\alpha_\infty/\beta_0\approx$ $\approx 0{,}25$. Из наших усредненных данных $c_\infty/c_0=2{,}03\pm0{,}06$, $\alpha_\infty/\beta_0=$ $=0{,}24\pm0{,}02$. Предельные значения скорости для всех газов удовлетворительно рассчитываются по соотношению $c_\infty=\sqrt{7\frac{RT}{M}}$. Величина произведения $\alpha_\infty\lambda_\infty$, рассчитанная по данным [10], равна 3,27. Из наших экспериментальных результатов для всех газов и температур $\alpha_\infty\lambda_\infty=3{,}1\pm$ $\pm0{,}2$. Из экспериментальных соотношений $c_\infty/c_0=\text{const}$, $\alpha_\infty\lambda_\infty=\text{const}$ можно получить формулу:

$$\frac{\alpha_{\infty 1}}{\alpha_{\infty 2}}=\sqrt{\frac{T_2}{T_1}}.$$

Рассчитанные по этой формуле значения $\alpha_\infty(T)$ находятся в удовлетворительном согласии с экспериментом.

Как упоминалось выше, в области трансляционной дисперсии наблюдается зависимость константы $K = \alpha + i\beta$ от акустического пути S. Используя экспериментальные данные работы [2], автор работы [11] по разности средних значений скорости, рассчитанных отдельно по первой и второй полуволнам проводит анализ зависимости C от S. Для выяснения более детальной картины этого явления нами был разработан четырехкратный фазовый умножитель. Сигнал, прошедший через среду, и опорный сигнал подвергались каждый в своей линии четырехкратному умножению по частоте и затем интерферировали. Фазочувствительное устройство позволяло измерять скорость по соответствующему сдвигу фазы, как среднюю величину на отрезках акустического пути $\lambda/8$, $\lambda/4$ и т. д. Полученные предварительные результаты согласуются с данными работы [11].

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Greenspan. Propagation of sound in five monatomic gases. J. Acoust. Soc. America, 1956, 284, 644—648.
2. E. Meyer, G. Sessler. Schallausbreitung in Gasen bei hohen Frequenzen und sehr niedrigen Drucken. Z. Phys., 1957, **149**, 15—39.
3. Е. Д. Попов, В. Ф. Яковлев. Ультразвуковой интерферометр со стабилизированной параллельностью излучателей. Ультразвук. техн., 1968, **3**, 88—90.
4. Е. Д. Попов, В. Ф. Яковлев. Ультразвуковой интерферометр для измерения скорости распространения ультразвука в разреженных газах до 20 000 *Мгц/атм.* Акуст. ж., 1969, **15**, 1, 138—139.
5. В. А. Башлачев, Е. Д. Попов. Особенности интерферометрических измерений в парах органических жидкостей по линии насыщения. Вопросы методики ультразвуковой интерферометрии. Тр. II Всесоюзной конференции, 1965, Вильнюс, 1967, 46—49.
6. В. А. Башлачев, Е. Д. Попов. Особенности интерферометрических измерений в парах и газах при высоких значениях. Ультразвук. техн., 1967, 5, 52—55.
7. Е. Д. Попов. Экспериментальные результаты исследований трансляционной дисперсии в инертных газах. Уч. зап., 1968, **165**, 7, 301—305.
8. L. Sirovich, J. K. Thurber. Propagation of forced sound waves in rarefied gasdynamics. J. Acoust. Soc. America, 1965, **37**, 2, 329—339.
9. C. L. Pekeris, Z. Alterman, L. Finkelstein, K. Frankowski. Propagation of sound in a gas of rigid spheres. Phys. Fluids, 1962, **5**, 12, 1608—1616.
10. D. Kahn, D. Mintzer. Kinetik theory of sound propagation in rarefied gases. Phys. Fluids, 1965, 8, 6, 1090—1102.
11. G. M. Sessler. Free-molecule propagation in rarefied gases. J. Acous. Soc. America, 1965, **38**, 6, 974—977.

Московский областной педагогический институт им. Н. К. Крупской

Поступила в редакцию 24 июня 1969 г.