

## ДИСПЕРСИЯ И СЕЛЕКТИВНАЯ АБСОРБЦИЯ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ВОЛН В МНОГОАТОМНОМ ГАЗЕ

*Б. Г. Шпаковский, Ленинград*

Дисперсия звука неразрывно связана с его абсорбцией, т. е. с поглощением звуковой энергии средою, в которой распространяется звук. В целом ряде своих работ создатели классической акустики Стокс, Гельмгольц, Кирхгофф, Релей исчерпывающе рассмотрели вопрос о распространении звука в деформируемой среде, трактуя этот процесс как строго равновесный. Наряду с этим Джинс более 30 лет назад теоретически обосновал возможность дисперсии, вызванной неравновесным состоянием среды при распространении звука. Попытки обнаружить это явление экспериментально оказались безуспешными, главным образом вследствие отсутствия в недавнем прошлом генераторов ультразвуковой частоты, доступных экспериментатору и в достаточной степени устойчивых в работе. Только широкое изучение колебаний кварца в современной радиотехнике дало возможность, используя его пьезоэлектрические свойства, получить генератор ультразвуковой или, как ее называют в английской и американской литературе, суперсонической частоты, в достаточной степени надежный и устойчивый в смысле сохранения генерируемой частоты и излучающий волны простой и правильной формы.

Так как скорость распространения звука в упругой среде обусловлена ее молекулярно-кинетическими и термодинамическими свойствами, то знание этой скорости может быть применено для суждения о строении и свойствах среды. Обнаруженная в последнее время дисперсия ультразвука и связанная с ней селективная абсорбция, совершенно непредусмотренные классической акустикой, дали возможность получить новые сведения о свойствах молекул некоторых газов.

В настоящей статье совершенно не будет затронут вопрос о дисперсии звука, разобранный классической акустикой. Мы ограничимся рассмотрением только той дисперсии, которая называется неустановившимся состоянием среды при распространении звуковой волны достаточно высокой частоты. Наряду с этим будет рас-

смотрено и явление селективной абсорбции, наблюдающееся в области дисперсии и вызванное теми же самыми причинами.

Это направление в современной физике, возникшее сравнительно недавно, но уже успевшее получить довольно широкое распространение и имеющее все более разрастающуюся литературу, связано, главным образом, с именем Кнезера.

Для измерения скорости распространения ультразвука в газе при высоких частотах в настоящее время наиболее употребительным является метод акустического интерферометра, впервые предложенный Пирсом. Сущность этого метода состоит в следующем. Пластина надлежащей формы, вырезанная из пьезо-кварцевого кристалла и соответственно ориентированная относительно своих

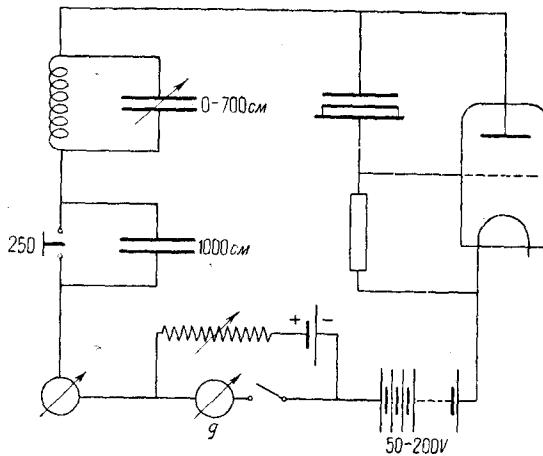


Рис. 1. Схема пьезо-кварцевого генератора.

главных осей, включается в осцилляторную или резонаторную схему Пирса.

При надлежащем подборе параметров электрической части схемы и подходящем режиме ее работы пьезо-кварц приходит в собственные механические колебания, отличающиеся весьма большой устойчивостью в сохранении частоты. Такой кристалл, помещенный в сосуд с исследуемым газом, служит источником ультразвуковых волн. При достаточно большой излучающей площади излучаемую волну можно рассматривать как плоскую. На некотором расстоянии от кристалла устанавливается отражающая поверхность параллельно излучающей площади кварца, называемая рефлектором. В случае, если расстояние между кристаллом и рефлектором равняется целому числу полуволн, то устанавливается система стоячих волн. При передвижении рефлектора проходит последовательно через узлы и пучности стоячей волны, при этом периодически меняется воздействие отраженных волн на кристалл, а эта реакция в свою очередь отражается на режиме работы генератора во многих отношениях,

в частности меняется периодически величина анодного тока. С помощью соответствующего индикатора можно определять моменты, соответствующие последовательному прохождению рефлектора через узлы стоячей волны, и отсюда вычислять длину волны.

С помощью длины волны и частоты колебаний кварца, определенной волномером или каким-либо другим способом, вычисляется скорость распространения ультразвука. Этот элегантный метод, использующий одновременно один и тот же кварц и как генератор и как приемник отраженных волн, дает возможность измерять скорость распространения ультразвука с весьма большой степенью точности, пользуясь небольшими количествами исследуемого вещества. На рис. 1 дана электрическая схема Пирса, применявшаяся для возбуждения пьезо-кварца, а на рис. 2 дан чертеж аппарата Кнезера для измерения скорости распространения ультразвука в углекислом газе. Приводим следующие пояснения обозначений:  $Q$  — означает пластинки пьезо-кварца, генерирующие волны различной частоты,  $R$  — рефлектор для отражения ультразвука,  $M$  — микроскоп для точного отсчета положения рефлектора,  $HS\text{A}_1\text{H}_2$  — ртутный прибор для передвижения рефлектора.

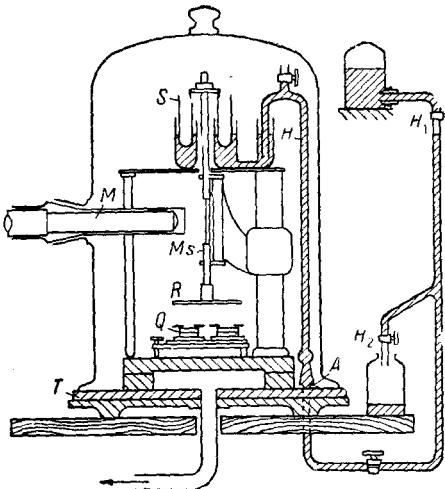


Рис. 2. Аппарат для измерения скорости распространения ультразвука в газе.

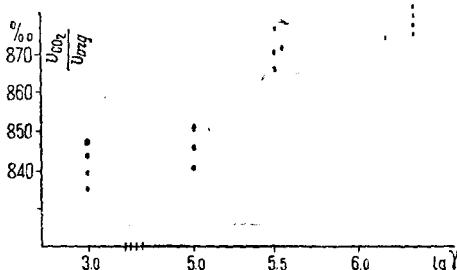


Рис. 3. Скорость распространения ультразвука в  $\text{CO}_2$  относительно скорости распространения в аргоне.

В качестве генераторов ультразвука Кнезером были применены 7 различных кварцев в диапазоне от 60 000 кол/сек до 1500 000 кол/сек. Для исследования был выбран углекислый газ. В экспериментальном отношении оказалось значительно, более выгодным измерять не скорость распространения ультразвука в углекислом газе, а отношение этой скорости к скорости распространения ультразвука той же самой частоты в нейтральном газе — аргоне, который является одноатомным и потому согласно нижеизложенной теории не должен обнаруживать явление дисперсии. На рис. 3

измеряется отношение скорости распространения ультразвука в углекислом газе к скорости распространения в аргоне.

представлены графически результаты, полученные Кнезером. По оси абсцисс отложены десятичные логарифмы частоты, по оси ординат — отношение скорости распространения ультразвука в углекислом газе к скорости распространения в аргоне в промилях. Из чертежа видно, что, хотя отдельные измерения и показывают довольно значительные расхождения одно относительно другого, тем не менее изменение скорости распространения превышает пределы отдельных измерений. Возрастание скорости распространения начинает наблюдаться при частотах, превышающих 100 000 кол/сек (на чертеже эта точка отмечена 50).

На основании экспериментальных результатов Кнезер построил теорию дисперсии звука, которая удовлетворительно объяснила как своеобразный ход экспериментальной кривой, так и численные значения ее параметров, а также связала эту дисперсию с временем тепловой релаксации колебательных степеней свободы молекул, — величиной до сих пор не поддававшейся экспериментальному определению. Вместо теории Кнезера, несколько запутанной и не безуказненной как с математической, так и с физической стороны, ниже будут изложены более упрощенные и схематизированные соображения (составленные на основании работ Кнезера и Генри), которые, не претендуя на исчерпывающую строгость изложения, помогут составить наглядную картину явления.

Молекулы многоатомного газа имеют в самом общем случае поступательные, вращательные и колебательные степени свободы. Энергия, которую обладает газ, так называемая его внутренняя энергия, распределена по степеням свободы в известных пропорциях. Возьмем углекислый газ при комнатной температуре. Молекула его линейна и может совершать 3 колебательных движения различной частоты. Наиболее полно выраженным является 1-е колебательное движение, вызываемое поперечным или деформационным колебанием, при этом два крайних атомных ядра совершают колебания относительно центрального перпендикулярно к продольной оси молекулы. На каждую степень свободы поступательного и вращательного движения приходится, согласно теореме о равномерном распределении энергии (при комнатных температурах),  $\frac{1}{2}RT$  (рассчитанная для одной граммолекулы газа). Для колебательных степеней свободы это условие будет выполняться только при достаточно высоких температурах. Назовем через  $E_a$  энергию, приходящуюся на поступательные и вращательные степени свободы, а через  $E_i$  — на колебательные степени. Соотношение между этими двумя величинами в равновесном состоянии определяется только температурой газа:

$$E_a : E_i = f(T) \quad (1)$$

Всякое изменение полной энергии газа, сопровождающееся изменением его температуры, приводит к перераспределению ее по соответствующим степеням свободы согласно формуле (1). Не существует такого физического процесса, при котором изменения  $E_a$

и  $E_i$  происходили бы одновременно с выполнением формулы (1). При излучении или поглощении лучистой энергии сначала изменяется  $E_p$ , а затем  $E_a$ . При адиабатном моментальном сжатии газа сначала увеличивается кинетическая энергия поступательного и вращательного движений молекул, затем, посредством ряда столкновений друг с другом часть полученной энергии переходит в колебательную энергию молекул, при этом  $E_i$  постепенно увеличивается до достижения стационарного состояния, определяемого соотношением (1). Процесс, с помощью которого осуществляется установление стационарного состояния, происходит, хотя и быстро, но не моментально. Время, которое требуется практически для достижения равновесного состояния, носит название времени релаксации. Для наглядного пояснения описанного процесса служит рис. 4. Приведенные на рисунке линии дают изменение в зависимости от времени ряда величин:  $V$  — объема газа,  $E_i$  — его внутренней энергии,

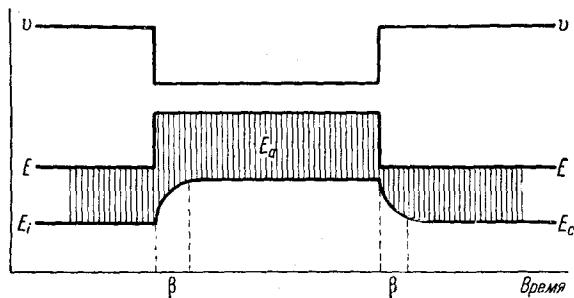


Рис. 4. Время зависимости  $E$ ,  $E_i$  и  $E_a$  при моментальном адиабатном сжатии и расширении.

$E$  — его полной энергии, причем согласно определению:  $E = E_a + E_i$ . Заштрихованная часть дает ход изменения внешней энергии газа  $E_a$ , равной, очевидно,  $E - E_i$ . Отрезок на оси времен, обозначенный  $\beta$ , выражает время релаксации. С большой вероятностью можно предположить, что скорость возрастания колебательной энергии, соответствующая температуре  $T$ , пропорциональна разности между равновесной величиной  $E_i$  и неравновесной  $E_x$  в некоторый момент времени  $t$ , а именно

$$\frac{dE_x}{dt} = \frac{1}{\beta} (E_i - E_x). \quad (2)$$

Решение этого дифференциального уравнения дает изменение  $E_i$  по показательному закону.

Давление газа, обусловленное согласно молекулярно-кинетическим представлениям поступательной энергии молекул, заключающихся в единице объема, пропорционально величине  $E_a$  (выраженной заштрихованной площадью на рис. 4) и в момент адиабатного сжатия будет иметь наибольшую величину, постепенно достигая по истечении времени релаксации соответствующего равновесного

значения. При моментальном адиабатном расширении давление сначала падает ниже равновесного значения и затем постепенно до него повышается. Рис. 5 дает графическое представление описанного процесса.

При распространении в газе упругой синусоидальной волны с периодом, значительно превышающим время релаксации, адиабатные сжатия и расширения будут происходить не моментально, а постепенно во времени и настолько медленно, что практически во всякий момент будет сохраняться равновесное соотношение между давлением газа и соответствующим удельным объемом или плотностью. В случае, если период волны сравним с временем релаксации, то будет происходить сдвиг фаз между давлением и сжатием, так как максимум давления будет обусловливаться не только максимумом сжатия, но и скоростью изменения сжатия; это обстоятельство

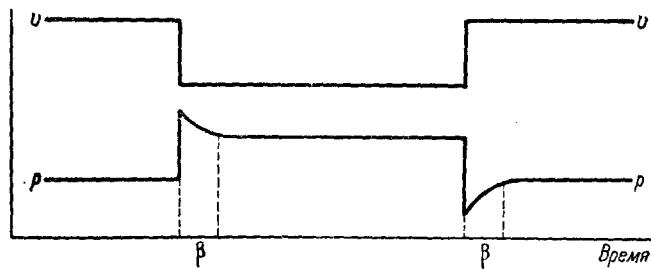


Рис. 5. Временная зависимость давления при адиабатном сжатии и расширении.

вызовет опережение по фазе волны давления относительно волны сжатия, величина которого зависит от соотношения между периодом волны и временем релаксации.

В этом случае уравнения для распространения плоской синусоидальной волны давления и сжатия примут следующий вид:

$$\begin{aligned} i \left[ \omega \left( t - \frac{x}{v} \right) + \psi \right], \\ \pi = \pi_0 e, \\ i \omega \left( t - \frac{x}{v} \right), \\ S = S_0 e. \end{aligned} \quad (3)$$

$\pi$  означает вызванное волной изменение давления,  $S$  — сжатие, определяемое по формуле  $S = p_0 (1 + s)$ , где  $p_0$  — начальная плотность газа, а  $s$  — плотность при прохождении волны;  $\psi$  — означает сдвиг фаз, остальные обозначения — обычны. Дифференциальное уравнение движения Эйлера в применении к плоской волне имеет вид:

$$p \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = - \frac{\partial \pi}{\partial x}, \quad (4)$$

где  $\xi$  означает смещение частицы среды.

Согласно определению

$$S = -\frac{\partial \xi}{\partial x}. \quad (5)$$

С помощью (4) и (5) получаем волновое уравнение:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 \pi}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 S}{\partial t^2}. \quad (6)$$

Вставляя в последнее уравнение вместо вторых производных их значения, определенные из (3), получаем следующее соотношение:

$$v^2 = \frac{1}{\rho} \frac{\pi}{S}, \quad (7)$$

или

$$v^2 = \frac{1}{\rho} \frac{\pi_0}{S_0} e^{i\psi}, \quad (8)$$

или

$$v^2 = v_0^2 e^{i\psi}. \quad (9)$$

Модуль этого комплексного выражения определяет квадрат скорости распространения упругой волны, а  $\psi$  выражает математически сдвиг фаз между давлением и сжатием. При  $\psi = 0$ , т. е. при сдвиге фаз, равном нулю, имеем классический случай распространения плоской волны.

Для вывода дисперсионной формулы скорости распространения ультразвука применим следующие соображения. Положим, что через данную точку газовой среды проходит плоская синусоидальная волна, вызывающая вследствие адиабатности процесса периодические синусоидальные изменения температуры, выражаемые следующей формулой:

$$T = T_0 + T_1 e^{i\omega t}. \quad (10)$$

Здесь  $T_0$  — средняя температура газа,  $T$  — температура, измененная проходящей волной,  $\omega$  — кривовая частота,  $T_1$  — амплитуда изменения температуры.

В зависимости от температуры будут происходить изменения внутренней энергии газа с той же самой круговой частотой и с некоторую амплитуду по следующему закону:

$$E_i = E_0 + E_x e^{i\omega t}. \quad (11)$$

Обозначим полную молекулярную теплоемкость через  $C_v$ , теплоемкость, обусловленную поступательными и вращательными степенями свободы, через  $C_a$ , а колебательными степенями свободы — через  $C_i$ . Согласно определению имеем:

$$C_v = C_a + C_i. \quad (12)$$

Амплитуда  $E_x$  может быть представлена в виде:

$$E_x = C_i T_1, \quad (13)$$

и формула (11) перепишется так:

$$E_i = E_0 + C_i T_1 e^{i\omega t}. \quad (14)$$

Вставляя во (2) вместо  $E_i$  его значение из (14) и решая дифференциальное уравнение относительно  $E_x$ , получим:

$$E_x = E_0 + \frac{C_i T_1}{1 + i\omega\beta} e^{i\omega t}. \quad (15)$$

Сравнивая полученное выражение с (14), выводим заключение, что при неустановившемся процессе внутреннюю теплоемкость газа надо рассматривать как величину комплексную, а именно:

$$C_i' = \frac{C_i}{1 + i\omega\beta}. \quad (16)$$

Следовательно, и полная теплоемкость газа тоже будет величиной комплексной:

$$C_v' = C_a + \frac{C_i}{1 + i\omega\beta}. \quad (17)$$

Уравнение распространения плоской волны имеет вид:

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = v^2 \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2}, \quad (18)$$

где  $v^2$  — квадрат скорости распространения упругой волны — выражается следующей формулой через давление ( $p$ ), плотность ( $\rho$ ), газовую постоянную ( $R$ ) и молекулярную теплоемкость при постоянном объеме ( $C_v$ ):

$$v^2 = \frac{p}{\rho} \left( 1 + \frac{R}{C_v} \right). \quad (19)$$

Вставляя вместо  $C_v$  ее значение, определяемое с помощью (17), получаем искомую дисперсионную формулу в общем виде:

$$v^2 = \frac{p}{\rho} \left( 1 + \frac{R}{C_a + \frac{C_i}{1 + i\omega\beta}} \right). \quad (20)$$

Представляя это комплексное выражение в обычной тригонометрической форме

$$v^2 = v_0^2 e^{i\psi}, \quad (21)$$

заключаем на основании соображений, изложенных выше, что существование отличного от нуля аргумента указывает на сдвиг фаз между давлением и сгущением в распространяющейся волне, а модуль выражает квадрат скорости звука. Берем вместо модуля его действительную часть (что практически не вносит значительно ошибки) и получаем окончательно следующую дисперсионную формулу:

$$v^2 = \frac{p}{\rho} \left( 1 + R \frac{C_v + \omega^2 \beta^2 C_a}{C_v^2 + \omega^2 \beta^2 C_a^2} \right). \quad (22)$$

На рис. 6 изображена кривая, дающая вид  $v^2$  как функции от  $\lg \omega$ .

Из рисунка видно, что при небольших частотах от  $\omega = 0$  до некоторого  $\omega_1$  скорость распространения упругой волны остается постоянной, равной  $v_0$ . Затем, на участке от  $\omega_1$  до  $\omega_2$  функция

$v^2$  возрастает, имея точку перегиба в наиболее крупной части при  $\omega_w$ , и потом остается постоянной при всех частотах, больших  $\omega_2$  и равной  $v_\infty^2$ . Область дисперсии занимает участок от  $\omega_1$  до  $\omega_2$ , равный  $\Delta \lg \omega$ . Из формулы получаем следующие предельные значения:

$$v_0^2 = \frac{p}{\rho} \left( 1 + \frac{R}{C_v} \right), \quad v_\infty^2 = \frac{p}{\rho} \left( 1 + \frac{R}{C_a} \right). \quad (23)$$

Наиболее крутая часть и точка перегиба лежат при частоте

$$\omega_w = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{1}{\beta} \cdot \frac{C_v}{C_a}. \quad (24)$$

Область дисперсии определяется главным образом величиной  $\frac{1}{\beta}$ , играющей в теории акустической дисперсии роль, подобную резонансной частоте в теории оптической дисперсии. При выводе этой формулы были сделаны некоторые упрощающие допущения

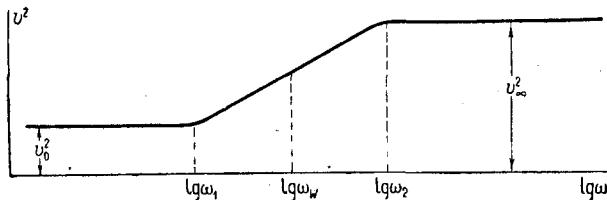


Рис. 6. Частотная зависимость квадрата скорости распространения упругих волн.

в частности было предположено, что время релаксации для вращательных степеней свободы значительно меньше времени релаксации для колебательных степеней свободы. Если принять это во внимание, то, повторяя те же самые соображения, получим на дисперсионной кривой за рассмотренной областью дисперсии новый подъем при периодах, сравнимых с временем установления равновесия для вращательных степеней свободы, соответствующий новой области дисперсии. Таким образом полная дисперсионная кривая должна иметь ступенчатый вид.

Попробуем представить те молекулярные процессы, которые обусловливают явления дисперсии. Возбуждение молекулы, т. е. приведение ее в колебательное состояние, сопровождается образованием кванта колебательной энергии за счет неквантованной энергии поступательного движения молекул. Потеря колебательного кванта приводит молекулу в прежнее невозбужденное состояние. Эта потеря может происходить как путем обратного перехода кванта колебательной энергии в неквантованную энергию движения, так и посредством возбуждения колебаний в другой молекуле в случае наличия подходящих условий при соударении.

Возможно также предположить, что данный квант колебательной энергии изменит несколько молекул, прежде чем перейдет в

неквантованную энергию движения. Молекула возбужденная, т. е. находящаяся в колебательном состоянии, может испытать большое число ударов при столкновениях с другими молекулами, не утрачивая своего возбужденного состояния. Статистически определенное время, протекшее от момента образования кванта колебательной энергии до обратного перехода его в неквантованную энергию, называется средней продолжительностью жизни колебательного кванта. При данной температуре вполне определенная часть молекул многоатомного газа находится в возбужденном состоянии, причем это равновесное состояние является динамическим, т. е. количество вновь образующихся колебательных квантов равно количеству переходящих в неквантованную энергию. При мгновенном повышении температуры до более высокого значения прежнее равновесное состояние нарушается. Новое состояние, соответствующее большему проценту возбужденных молекул, будет достигнуто согласно данному выше определению через время релаксации  $\beta$ . Нетрудно видеть, что

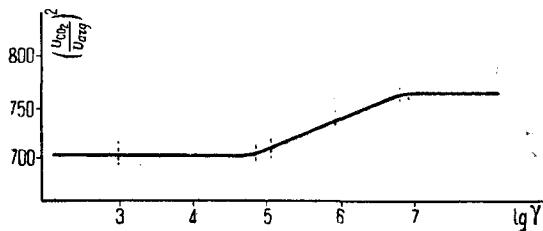


Рис. 7. Сравнение теоретической дисперсионной кривой с экспериментально полученными данными.

определенная выше феноменологически величина  $\beta$  совпадает по существу с только что введенным понятием о средней продолжительности жизни кванта колебательной энергии.

Применим вышеизложенную теорию для истолкования полученных Кнезером экспериментальных данных относительно скорости распространения ультразвука в углекислом газе. Согласно измерениям многочисленных исследователей молекулярная теплоемкость  $\text{CO}_2$  при  $0^\circ\text{C}$  равна  $6,65 \frac{\text{кал}}{\text{моль градус}}$ , при этом на долю поступательных и вращательных степеней свободы приходится величина, требуемая классической теорией о равнораспределении энергий и равная  $C_a = 5 \cdot \frac{R}{2}$ , т. е.  $4,96 \frac{\text{кал}}{\text{моль градус}}$ , а на долю колебательных степеней свободы приходится  $C_i = 1,69 \frac{\text{кал}}{\text{моль градус}}$ .

Вставляя эти значения для  $C_a$  и  $C_i$  в теоретическую дисперсионную формулу и подбирая надлежащее значение для параметра  $\beta$ , получаем кривую, изображенную на рис. 7, и довольно хорошо совпадающую с экспериментально определенными точками. Одноступенчатость этой кривой указывает на выпадение только колебательных степеней свободы в измеренном диапазоне частот и, следо-

вательно, выпадение ротационных степеней свободы следует ожидать при частотах, лежащих выше 1 000 000 кол/сек.

Из положения области подъема кривой определяется значение фундаментальной для теории дисперсии величины  $\beta$  в  $1,2 \cdot 10^{-6}$  сек. Так как при  $0^\circ$  около 4% молекул углекислого газа находится в возбужденном состоянии, т. е. каждая молекула за 1 сек. возбуждена в среднем в течение 0,04 сек., то число ударов в секунду, приводящих молекулу в возбужденное состояние, будет равно статистически 40 000.

Так как согласно классической кинетической теории газов число столкновений, испытываемых молекулой за 1 сек., равно  $10^{10}$ , то отсюда следует, что из 100 000 ударов только один раз поступательная энергия может перейти в колебательную. Редкость таких ударов объясняется значительной величиной кванта колебательной энергии, равной  $1,3 \cdot 10^{-13}$  эргов по сравнению со средней кинетической энергией молекулы. Кроме чисто энергетических соображений играет большую роль и взаимное расположение молекул в момент удара. Для возбуждения требуется столкновение молекул, обладающих кинетической энергией в несколько раз большей, чем величина колебательного кванта, причем степень этого превышения зависит от характера удара. В частности, для одного из наиболее благоприятных случаев, изображенных на рис. 8, только  $\frac{1}{3}$ ,  $\frac{1}{4}$  поступательной энергии может превратиться в колебательную.

Если подсчитать, какое количество молекул обладает поступательной энергией, превышающей среднюю величину в 3—4 раза, то получим, что только 1 из 100 000 обладает энергией, достаточной для возбуждения колебаний, т. е. что только 1 из 100 000

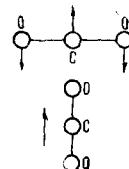


Рис. 8.

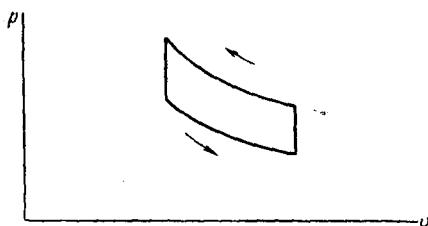


Рис. 9. Зависимость давления от объема при быстрых изменениях.

ударов окажется достаточно эффективным в полном согласии с выводами, основанными на измерении скорости распространения ультразвука.

Для интерпретации этого обстоятельства удобно ввести понятие об уменьшении эффективного диаметра молекулы.

Наряду с дисперсией наблюдается в том же диапазоне частот и значительное поглощение волновой энергии, так называемая селективная абсорбция. Причину этого явления легко понять из рассмотрения уже приведенного выше рис. 5.

Представим рассмотренный процесс, а именно ход функций  $P$  и  $v$ , при моментальном адиабатном сжатии в координатах  $Pv$ , для установления между ними зависимости (рис. 9). Получившаяся замкнутая кривая характеризует необратимый процесс, сопровождаю-

щийся поглощением энергии. Для выяснения этого обстоятельства представим следующий опыт. Теплоизопроницаемый цилиндр *A* (рис. 10) наполнен многоатомным газом (пусть для определенности это будет  $\text{CO}_2$ ), в котором наблюдается дисперсия. Поршень *B* герметически закрывает цилиндр, передвигается в нем без трения и находится под постоянным наружным давлением. Инерцией газа, находящегося в цилиндре и наружного,—пренебрегаем. При синусоидальном движении поршня около положения равновесия будут происходить попеременные сжатия и разрежения находящегося в цилиндре *A* газа. При медленном колебании поршня с периодом значительно большем времени тепловой релаксации, обозначенного выше  $\beta$ , энергия, затраченная на сжатие газа *A*, будет целикомозвращена газом обратно при расширении, так как давление, испытываемое поршнем со стороны газа, в определенном положении будет одно и то же как при движении поршня в одном направлении, так и при движении в противоположном направлении. Точно так же работа газа при расширении будет ему обратно возмещена при сжатии и, следовательно, приведенный в движение поршень

будет совершать незатухающие колебания за счет энергии первоначального толчка. Предположим, что движение поршня происходит более быстро и именно с периодом, сравниваемым с временем тепловой релаксации  $\beta$ . При быстром

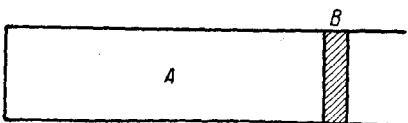


Рис. 10.

прохождении поршня через положение равновесия—при сжатии газа—передаваемая им газу энергия не успеет равновесно распределиться по всем степеням свободы, и поршню придется преодолевать давление большее, чем то, которое соответствует в равновесном состоянии данным температуре и объему. Время, в течение которого поршень со значительно меньшою скоростью (согласно природе синусоидального движения) подойдет к своему крайнему положению, остановится и начнет двигаться обратно—может оказаться достаточным для установления равновесного состояния. При дальнейшем движении поршня с все более возрастающей скоростью давление газа падает ниже той величины, которую оно имело при сжимающем газ движении поршня и, следовательно, поддержка, оказываемая газом поршню при разрежающем газ движении, будет меньше, чем то противодействие, которое поршень встретит со стороны газа при сжимающем движении. Точно так же при дальнейшем движении поршня, разрежающем газ, после прохождения положения равновесия давление газа в цилиндре уменьшается больше, чем то его значение, которое отвечает соответствующим значениям температуры и плотности в равновесном состоянии и, следовательно, поршень при преодолении внешнего давления меньше поддерживается газом, чем в том случае, если бы давление газа соответствовало равновесному состоянию,

После достижения поршнем другого крайнего положения равновесное состояние устанавливается и при обратном движении поршня сила, вызывающая это движение и равная разности между внешним и внутренним давлениями, меньше, чем сила, которая противодействовала движению поршня от положения равновесия к крайнему положению.

В этом случае, т. е. при сравнимости периода с временем релаксации  $\beta$ , движение поршня будет затухающим и для его поддержания требуется непрерывное добавление энергии.

Наконец, рассмотрим для полноты еще третий случай, когда движение поршня происходит с периодом значительно меньшим, чем время релаксации. Не повторяя подробно всю последовательность предыдущих рассуждений, достаточно указать, что в этом случае давление, производимое газом на поршень, будет одно и то же в данном положении поршня как при движении его в одном направлении, так и в прямо противоположном, следовательно, в этом случае, так же как и в первом, не будет происходить поглощения газом энергии и колебания поршня будут незатухающими.

На рис. 11, первый и третий случаи представлены в форме термодинамических диаграмм. Изображенные линии выражают адиабаты, причем адиабата, относящаяся к третьему случаю, является более крутой, так как в третьем случае, вследствие выпадения колебательных степеней свободы из общего баланса для  $C_v$ , будет происходить увеличение  $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$ .

На рис. 5 изображен графически процесс, соответствующий второму из описанных случаев. Площадь, описанная замкнутой кривой, представляет ту энергию, которая поглощается газом, т. е. необратимо переходит в теплоту. Очевидно, что эта площадь, а значит, и поглощение волновой энергии, будет тем больше, чем ближе период волны к времени релаксации. Подробный математический анализ (здесь не излагаемый) приводит к заключению, что в этом случае будет иметь место наибольший сдвиг фаз в синусоидальной волне между плотностью и давлением. Из формулы (20) получаем следующее выражение для сдвига фаз, обозначенного через  $\psi$ :

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{\left( \frac{v_0^2}{v_\infty^2} \cdot \frac{v_0^2}{v_0^2} \right) \gamma_w \gamma}{v_0^2 \gamma_w^2 + v_\infty^2 \gamma^2}.$$

Из анализа этой формулы следует, что  $\psi$  обращается в нуль в предельных случаях при  $\gamma = 0$   $\gamma = \infty$  и достигает максимума при

$$\gamma_{\max} = \frac{v_0}{v_\infty} \gamma_w.$$

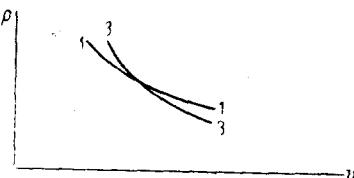


Рис. 11. Термодинамические диаграммы адиабат при медленном (1) и быстром (3) сжатии газа.

Рис. 12 дает графическое изображение этой функции.

Согласно изложенной теории поглощение ультразвука в области максимальной абсорбции должно значительно превосходить величины, вычисляемые на основании соображений классической акустики. Переходя к сравнению этих теоретических выводов с экспериментальными данными, прежде всего следует отметить не-значительное количество имеющегося в распоряжении экспериментального материала как по измерению поглощения звука вообще, так, в особенности, в области ультразвуковых частот. Большие экспериментальные трудности, с которыми сопряжены эти измерения, заставляют в некоторых

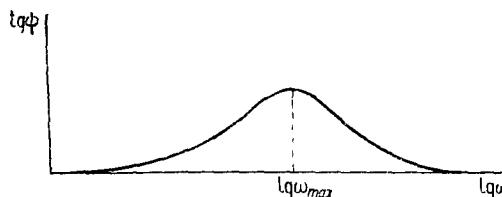


Рис. 12. Частотная зависимость сдвига фаз между давлением и сгущением в плоской упругой волне.

случаях удовлетворяться знанием только порядка измеряемой величины, в других случаях — величина погрешности в 50 и даже 100% должна рассматриваться как удовлетворительная.

Измерения поглощения ультразвука в  $CO_2$  были произведены Абелло, Пильмейером и Гроссманом. Полученные значения приведены на рис. 13. Приведенная кривая есть теоретическая, построен-

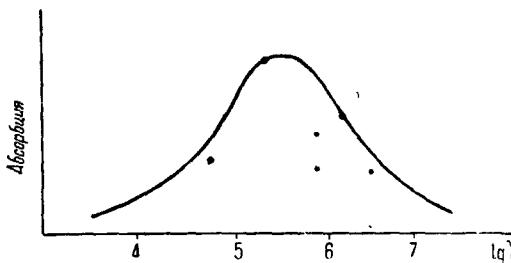


Рис. 13. Сравнение теоретической кривой селективной абсорбции в  $CO_2$  с экспериментальными данными.

ная на основании измерений дисперсии ультразвука Кнезером. Двойная стрелка на рисунке дает представление о пределах ошибок измерения (20%).

Принимая во внимание изложенные выше соображения о степени точности измерений, надо признать, что экспериментальный материал в общем подтверждает теорию селективной абсорбции.

Сравнение теории с экспериментальными данными, относящимися к другим газам, например,  $N_2O$ ,  $SO_2$  — воздух, кислород — менее наглядно, вследствие крайне незначительного количества измерений. Тем не менее можно сделать заключение, что изложенная

теория дает значительно большее приближение к действительности, чем классическая акустика как в отношении величины вычисляемых с ее помощью данных, так и в отношении общего их изменения в зависимости от частоты.

Вышеизложенные соображения позволили обосновать и наблюдать такие явления, как дисперсия и селективная абсорбция упругих (звуковых и ультразвуковых) волн, которые не были известны прежде классической теоретической и экспериментальной акустике. Вычисленное на основании наблюдаемой дисперсии время установления равновесия для колебательных степеней свободы оказалось в 10000 раз большим, чем значения, получаемые с помощью классической кинетической теории. Эти данные заставили значительно изменить привычные представления. Число работ, посвященных затронутому в этой статье вопросу, все больше и больше возрастает, что свидетельствует о несомненном интересе, который приобрело это новое направление в современной физике. Основная идея, проходящая через все эти работы, состоит в использовании неравновесного состояния для определения времени протекания быстрых процессов. Этот метод может быть применен для определения таких констант, как, например, постоянной ионизации, постоянной диссоциации и т. п.

---

### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. H. O. Kneser, Ann. d. Phys. 5, 11, 761, 1931.
  2. , , , 11, 777, 1931.
  3. , , , 16, 337, 1933.
  4. H. O. Kneser u. I. Zühlke, Zs. f. Phys. 77, 649, 1932.
  5. P. S. H. Hengy, Proc. Cambr. Phil. Soc. 28, 249, 1932.
  6. J. H. Jeans, Phil. Mag. 6, 2, 638, 1901.
  7. H. A. Lorentz, Arch. Néerl. 16, 1, 1881.
  8. K. F. Herzfeld u. F. O. Rice, Phys. Rev. 31, 691, 1928.
  9. D. G. Bourgin, Phil. Mag. 7, 821, 1929.
  10. A. Einstein, Berl. Ber. 380, 1920.
  11. A. I. Rutgers, Ann. d. Phys. 16, 350, 1933.
  12. O. Heil, Zs. f. Phys. 74, 31, 1932.
  13. W. H. Pielemeyer, Phys. Rev. 34, 1184, 1929.
  14. E. Grossman, Ann. d. Phys. 5, 13, 681, 1932.
  15. Eucken u. Becker, Zs. physikal. Ch. 13, 1933.
  16. Frank u. Euken, Zs. physikal. Ch. 13, 1933
-