

на пути прохождения звука. Суммарный коэффициент поглощения (в Нп/м) определяют эмпирической формулой

$$\alpha = \left(\frac{2,34 \cdot 10^{-6} \nu_T \nu^2 S}{\nu_T^2 - \nu^2} + \frac{3,38 \cdot 10^{-6} \nu^2}{\nu_T} \right) (1 - 6,54 \cdot 10^{-4} p),$$

где S — соленость, ‰; $\nu_T = 21,9 \cdot 10^{-6}$ кГц; T — температура, К; ν — частота, кГц; p — гидростатическое давление, ат.

Для перехода к децибелам надо иметь в виду, что $1 \text{ Нп} = 8,686 \text{ дБ}$.

Для большинства случаев можно пользоваться следующей эмпирической формулой коэффициента поглощения звука в море:

$$\alpha \approx 0,036 \nu^{3/2} \text{ дБ/км.} \quad (\text{VIII.3.3})$$

Измерение затухания звука в морской воде можно осуществлять различными методами. При непосредственном способе измерения затухания проводят определение уровня звукового давления на различных расстояниях от источника звука. Полученную экспериментальную зависимость представляют в виде некоторой функции от расстояния, например

$$p = \frac{a_1}{r^n} e^{-0,1\alpha r}.$$

Затем, пользуясь теми или иными способами, измеряют амплитуду звукового давления на различных расстояниях и по данным измерений находят a_1 , n и α . На больших расстояниях график функции $p(r)$ в логарифмическом масштабе представляет собой прямую. Тангенс угла наклона этой прямой равен коэффициенту затухания $0,1\alpha$.

§ VIII.4. РЕЛАКСАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В ГАЗАХ

Классическая теория поглощения Стокса—Кирхгофа, как правило, дает значения коэффициентов поглощения звука для различных жидкостей, которые занижены по сравнению с экспериментальными. Кроме того, часто наблюдается явно выраженная частотная зависимость коэффициентов поглощения жидкостей; при некоторых частотах поглощение на длину волны имеет максимум. Иногда наблюдают несколько максимумов. Например, в растворах MgSO_4 максимум имеется на частотах 150 кГц и 5 МГц.

Все особенности поглощения в реальных жидкостях и газах объясняет релаксационная теория поглощения, основанная на представлении о распространении звука как о неравновесном процессе структурных, химических, термических и других изменений, происходящих в звуковой волне. Макроскопическим проявлением этих процессов является дополнительное затухание за счет объемной вязкости. При этом все релаксационные эффекты, наблюдаемые на опыте, полностью могут быть объяснены релаксацией объемной вязкости.

Гидродинамическая теория распространения звука не учитывает статистических процессов перераспределения состояния движения атомов или молекул реальной среды. Для полного описания законов распространения упругих волн в веществе необходимо кроме законов гидродинамики использовать также законы молекулярно-кинетической теории вещества. Впервые такой подход к проблеме распространения звука в газах осуществлен в 1931—1933 гг. Кнезером. Позже его идеи были развиты Герцфельдом и др.

Как известно, состояние термодинамической системы определяется термодинамическими параметрами. Система термодинамических параметров описывает равновесное состояние. Однако традиционная термодинамика не имеет аппарата, с помощью которого можно было бы количественно описать кинетику процессов перехода системы от одного равновесного состояния к другому. Для этого необходимо использовать молекулярно-кинетическую теорию состояния вещества.

Кинетика перехода от одного состояния к другому характерна тем, что при изменении одного из параметров системы другие изменяются с некоторым отставанием во времени. Это отставание определяется молекулярными механизмами восстановления статистического равновесия между молекулами вещества. По аналогии с механикой явление отставания изменений одного параметра от другого называют *релаксацией*, а время отставания—*временем релаксации*.

Рассмотрим изменения одного из параметров идеального многоатомного газа с учетом молекулярных процессов.

Пусть некоторое количество газа определяется параметрами v , p и T . Каждый из них имеет следующий смысл. Обозначив массу отдельной молекулы через m_0 , общий объем, занимаемый n молями газа, через V и N_A —постоянную Авогадро, получим выражение для удельного объема v

$$v = \frac{V}{nN_A m_0} = \frac{v_0}{m_0}, \quad (\text{VIII.4.1})$$

которое показывает, что удельный объем равен отношению объема v_0 , приходящегося на одну молекулу к массе молекулы m_0 .

По теории Больцмана, внутренняя энергия газа определенным образом распределена между степенями свободы газа. При не слишком низких температурах на каждую поступательную и вращательную степени свободы приходится $1/2 kT$ (k —постоянная Больцмана), на каждую колебательную степень свободы kT .

Таким образом, газ в состоянии статистического равновесия имеет определенное распределение энергии между поступательными, вращательными и колебательными степенями свободы:

$$U = U_{\text{п}} + U_{\text{вр}} + U_{\text{кол}}. \quad (\text{VIII.4.2})$$

При этом температура T определяется не полной внутренней энергией, а только энергией внешних степеней свободы, т. е. $U_{\text{п}} + U_{\text{вр}}$.

Давление есть средний импульс силы ударов молекул в расчете на единицу площади и равно энергии поступательного движения молекул, рассчитанной на единицу объема:

$$p = U_{\text{п}}/V. \quad (\text{VIII.4.3})$$

Когда производится адиабатическое сжатие газа, то работа сжатия первоначально идет на увеличение энергии поступательного движения молекул, в результате чего температура и давление газа увеличиваются и в первый момент времени станут несколько больше своих равновесных значений. Затем после многих столкновений молекул часть энергии поступательного движения будет передана внут-

ренним (колебательным) степеням свободы. За счет этого произойдет уменьшение энергии поступательного движения (температуры и давления) до некоторого равновесного. Вместе с тем повышается энергия вращательных степеней свободы. Указанный процесс будет продолжаться до тех пор, пока не установится начальное распределение между энергиями поступательных, вращательных и колебательных степеней свободы.

На рис. VIII.4.1 показаны графики зависимости параметров газа от времени при воздействии импульсов: удельного объема газа и внутренней энергии (а), энергии внешних (поступательных и вращательных) степеней свободы (б), энергии внутренних степеней свободы (в),

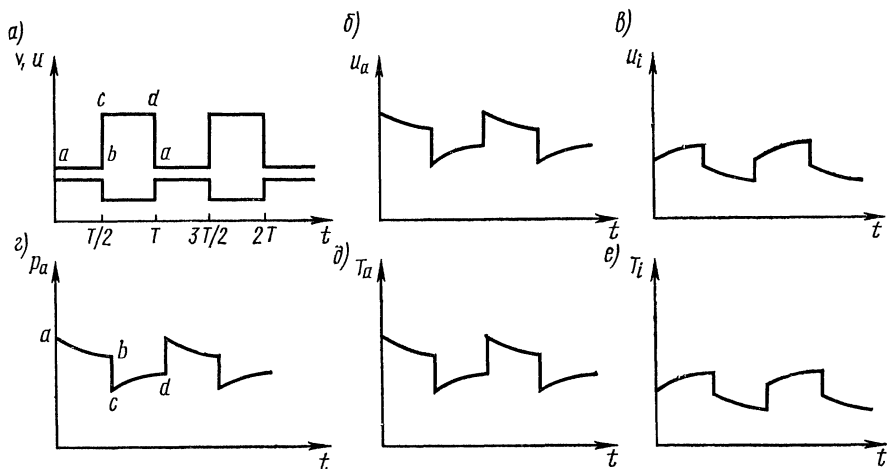


Рис. VIII.4.1

давления (г), температуры, соответствующей поступательному движению молекул (д), температуры, соответствующей внутренним степеням свободы (е).

После завершения сжатия ($t_0=0$) происходит увеличение общей внутренней энергии на работу сжатия. На эту же величину повышается энергия внешних степеней свободы (рис. VIII.4.1, б). Энергия внутренних степеней свободы в начальный момент останется неизменной (рис. VIII.4.1, в). С течением времени (t_1-t_0) энергия внешних степеней свободы уменьшается по экспоненциальному закону, а энергия внутренних степеней свободы увеличивается. В каждый момент времени сумма $u_a + u_i$ остается постоянной, равной начальной внутренней энергии и работе сжатия.

Температура, соответствующая внешним степеням свободы в первый момент сжатия, выше температуры внутренних степеней свободы (рис. VIII.4.1, г, е). С течением времени в результате многих столкновений молекул эти температуры выравниваются до того значения, которое соответствует новому состоянию равновесия.

Следует еще раз отметить, что установление равновесия происходит вследствие многократных столкновений молекул, т. е. является

молекулярно-статистическим процессом. Важным результатом этого процесса является как бы самопроизвольное изменение параметров системы (температуры, давления, энергии внешних степеней свободы).

Явления релаксации играют большую роль в процессах периодического сжатия и разрежения газа, которые происходят при распространении звука. При периодическом сжатии и разрежении газа, если период волны значительно больше времени релаксации, за каждый период произойдет полное восстановление равновесного состояния системы. При этом звуковые волны в газе распространяются при температуре равновесного состояния. Если период волны меньше, чем время релаксации, то за время одного периода состояние системы не

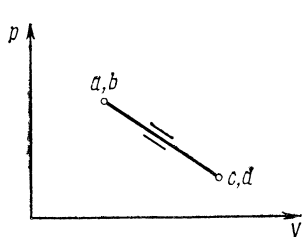


Рис. VIII.4.2

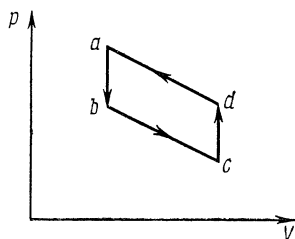


Рис. VIII.4.3

приходит к равновесию, температура газа имеет значение неравновесной температуры, т. е. немного выше, чем температура состояния статистического равновесия. В этом случае звуковые волны распространяются при повышенной температуре. Поскольку скорость звука в идеальном газе пропорциональна ω^2 , то можно ожидать, что при высоких частотах она больше, чем при низких. Кроме того, релаксационный процесс приводит к дополнительному поглощению звука.

На рис. VIII.4.2 показана диаграмма зависимости от акустического давления удельного объема при условии, когда период T волны значительно больше или меньше времени релаксации τ .

В этом случае площади цикла малы. На рис. VIII.4.3 изображена p - v -диаграмма акустического давления и удельного объема при условии, когда период звуковой волны совпадает со временем релаксации. При этом площадь цикла максимальна, что соответствует наибольшему поглощению звуковой энергии.

§ VIII.5. ОСНОВЫ ТЕРМОДИНАМИКИ НЕОБРАТИМЫХ ПРОЦЕССОВ

Релаксационная теория поглощения звука в общем виде была разработана в 1937—1938 гг. Л. И. Мандельштамом и М. А. Леонтовичем [15]. В последующих параграфах дается сокращенное изложение общей релаксационной теории.

Все релаксационные процессы, наблюдаемые в газах, проявляются и в жидкостях. Однако некоторые из них, например процессы кнезеровского типа, имеют частоту релаксации, лежащую в области гигагерцевого диапазона и поэтому недоступную для эксперименталь-