

ственный способ определения ξ имеет косвенный характер. Этот способ основан на гипотезе, согласно которой разность между измеренным коэффициентом поглощения и вычисленным по классической формуле равна коэффициенту поглощения за счет объемной вязкости:

$$\alpha_{\text{экс}} - \alpha_{\text{кл}} = \frac{\omega^2}{2\rho c^3} \xi.$$

Отсюда

$$\xi = \frac{2\rho c^3}{\omega^2} (\alpha_{\text{экс}} - \alpha_{\text{кл}}). \quad (\text{VIII.2.10})$$

Различные вещества имеют различное отношение $\alpha_{\eta}/\alpha_{\kappa}$. Однако анализ, произведенный на основании использования таблиц термодинамических параметров веществ, показывает, что для жидкостей коэффициентом поглощения α_{κ} можно пренебречь. Исключения составляют металлические жидкости.

§ VIII.3. СРАВНЕНИЕ КЛАССИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Согласно классической теории поглощения, отношение коэффициента поглощения к квадрату частоты для всех жидкостей и газов не зависит от частоты и является функцией физических параметров жидкости. Многочисленные измерения коэффициента поглощения жидкостей и газов в широком диапазоне частот, давлений и температур показали, что классическая теория не укладывается в рамки результатов эксперимента [14, 15].

Поглощение ультразвуковых волн в газах впервые измерено русским ученым Неклепаевым. Им было обнаружено, что при частоте 400 кГц коэффициент поглощения звука в воздухе значительно больше, чем следует по классической теории. Позже коэффициент поглощения в газах был измерен многими другими учеными. Во всех случаях коэффициент поглощения в газах превышает значение, полученное из вычислений по классической теории. Кроме того, для газов отношение α/v^2 не остается постоянным, а имеет характерную зависимость от частоты.

Коэффициент поглощения (VIII.2.4) в классической теории полезно представить в виде произведения коэффициента поглощения на длину волны:

$$\alpha\lambda = \alpha \frac{c}{v} = \frac{4\pi^2\nu}{2\rho c^2} \left[\frac{4}{3} \eta + \xi + \kappa \left(\frac{1}{c_v} - \frac{1}{c_p} \right) \right].$$

Поскольку для газов $c^2 = \frac{c_p}{c_v} \frac{p_0}{\rho}$, то

$$\alpha\lambda = \frac{2\pi^2}{c_p/c_v} \frac{v}{p_0} \left[\frac{4}{3} \eta + \xi + \kappa \left(\frac{1}{d_v} - \frac{1}{c_v} \right) \right]. \quad (\text{VIII.3.1})$$

Формула (VIII.3.1) показывает, что коэффициент поглощения на длину волны $\alpha\lambda$ пропорционален v/p_0 . Однако эксперимент этого не подтверждает. Измерения, выполненные для многоатомных газов, показывают, что существует область частот, для которой коэффициент

поглощения на длину волны имеет ярко выраженный максимум. Для разных газов максимум $\alpha\lambda$ наблюдается не при одном и том же значении ν/ρ_0 . Так, например, для углекислого газа при температуре 300 К максимум $\alpha\lambda$ соответствует $\nu/\rho_0 = 35$, для окиси азота $\nu/\rho_0 = 237$, для сероуглерода $\nu/\rho_0 = 287$.

Наряду с указанными особенностями поглощения в газах эксперимент обнаруживает слабую зависимость фазовой скорости от частоты.

Согласно классической теории, фазовая скорость от частоты не зависит. Многочисленные измерения скорости при различных отношениях ν/ρ_0 дают следующий результат: при ν/ρ_0 меньших, чем значения, соответствующие максимуму поглощения, экспериментальная скорость звука совпадает с числовыми значениями, полученными по классической теории. При увеличении отношения ν/ρ_0 на некотором интервале значений наблюдается слабое увеличение скорости звука. С возрастанием частоты скорость звука стремится к постоянному значению c_∞ . Разность $c_\infty - c_0$, отнесенная к $(\nu/\rho_0)_\infty - (\nu/\rho_0)_0$, незначительна и составляет, например, для CO_2

$$\frac{c_\infty - c_0}{(\nu/\rho_0)_\infty - (\nu/\rho_0)_0} = 0,13 \text{ м} \cdot \text{ат.}$$

По данным многочисленных измерений, коэффициенты поглощения звука в жидкостях значительно отличаются от значений, предсказанных теорией Стокса — Кирхгофа и лишь в некоторых случаях они приблизительно соответствуют ей.

Как показывают результаты анализа экспериментальных данных, поглощение звука зависит от структуры жидкостей и часто определяется релаксационными процессами.

Большой экспериментальный материал по поглощению и скорости звука в жидкостях собран в монографиях [14, 15, 17].

Приведем некоторые данные о поглощении акустических волн в морской воде. Согласно [29], поглощение в морской воде можно вычислить по формуле

$$\alpha = 4,3 \cdot 10^5 \left(\frac{A\omega^2\tau}{1 + \omega^2\tau^2} + B\omega^2 \right) \frac{\text{дБ}}{\text{км}}, \quad (\text{VIII.3.2})$$

где $A = 2,9 \cdot 10^{-10}$ с/см; $B = 1,2 \cdot 10^{-17}$ с²/см; $\tau = 1,1 \cdot 10^{-6}$ с.

Значения коэффициента поглощения в воде, вычисленные по формуле (VIII.3.2), приведены в табл. VIII.3.1.

Т а б л и ц а VIII.3.1

Частота, кГц	Коэффициент поглощения звуча в воде			Частота, кГц	Коэффициент поглощения звуча в воде		
	пресной, Нп/км	морской			пресной, Нп/км	морской	
		Нп/км	дБ/км			Нп/км	дБ/км
120	0,6	5,3	45	480	4,15	20,0	170
230	—	12,5	108	940	16,5	29,0	250

Коэффициент поглощения звука в морской воде зависит от давления, температуры, солёности. Кроме того, непосредственные измерения затухания звука в море дают суммарный коэффициент поглощения, который включает как поглощение в однородной воде, так и рассеяние на неоднородностях, встречающихся

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.