(У жидкостей, напротив того, η с температурой быстро убывает — примерно как $\frac{1}{T^3}$, или даже быстрее. Из этого можно сделать вывод, что молекулярный механизм внутреннего трения в жидкостях иной, чем в газах.)

Насколько точна определяемая теоретической формулой $\eta=\frac{1}{3}\rho\bar{u}\lambda$ зависимость коэффициента вязкости от температуры, видно из таблицы, где измеренные значения η для воздуха сопоставлены с вычисленными:

t° C	$\eta_{изм}\cdot 10^5$	$\eta_{выч}\cdot 10^5$
−21	16,4	16,2
+15	18,1	18,1
99	22,0	22,0
182	25,6	25,5
302	29,9	29,9

§ 95. Сопоставление явлений диффузии, теплопроводности и вязкости газов

Мы видели, что в газах явления диффузии, вязкости и теплопроводности имеют немало общего. Во-первых, все эти явления обусловливаются переносом той или иной величины: явления диффузии — переносом массы, явления теплопроводности — переносом энергии,

Сопоставление явлений переноса в газах

Явление	Переносимая величина	Уравнение переноса	Формула коэффициента
Диффузия	Масса	$\delta m=D\frac{dc}{dl}dS\,dt$	$D=\frac{1}{3}\bar{u}\lambda$
Теплопроводность	Энергия в форме тепла	$\delta Q=k\frac{dT}{dl}dS\,dt$	$k=\frac{1}{3}\rho\bar{u}c_v\lambda$
Внутреннее трение	Количество движения	$\delta P=\eta\frac{dv}{dl}dS\,dt$ $\left(F=\eta\frac{dv}{dl}dS\right)$	$\eta=\frac{1}{3}\rho\bar{u}\lambda$

явления вязкости — переносом количества движения. Во-вторых, все эти явления сопровождаются рассеянием энергии.

В-третьих, в механизме всех трех явлений играет большую роль величина молекулярного пробега λ.

Сравним формулу (15) для коэффициента теплопроводности газа

$$k = \frac{1}{3} \rho \bar{u} c_v \lambda$$

с формулой (16) для коэффициента вязкости

$$\eta = \frac{1}{3} \rho \bar{u} \lambda,$$

находим:

$$k = \eta c_v.$$

Более строгий расчет приводит к выражению

$$k = \varepsilon \eta c_v, \tag{17}$$

где ε — числовой множитель, который не вполне одинаков для разных газов и по выводам теории равен:

$$\varepsilon = \frac{1}{4} \left(9 \frac{c_p}{c_v} - 5 \right).$$

Это замечательное соотношение между коэффициентом теплопроводности газа, его коэффициентом вязкости и удельной теплоемкостью полностью подтверждается опытом. Об этом свидетельствует сопоставление значений ε, вычисленных по теории и полученных из измеренных величин k, η и c_v:

	Аргон	Гелий	Водород	Азот	Кислород	Закись азота	Этилен
По данным опыта $\frac{k}{\eta c_v}=$	2,5	2,4	1,9	1,9	1,9	1,7	1,5
По теории $\frac{k}{\eta c_v}=\frac{1}{4}\left(9\frac{c_p}{c_v}-5\right)=$	2,4	2,4	1,9	1,9	1,9	1,7	1,5

Если не придерживаться более строгого, уточненного расчета, то еще более простым оказывается соотношение между коэффициентом самодиффузии [формула (12)]

$$D = \frac{1}{3} \bar{u} \lambda$$

и коэффициентом вязкости газа

$$\eta = \frac{1}{3} \rho \bar{u} \lambda.$$

Именно,

$$D = \frac{\eta}{\rho}, \tag{18}$$

т. е. коэффициент самодиффузии газа (приблизительно, без учета поправочного числового множителя, аналогичного упомянутому выше множителю ε) равен коэффициенту вязкости газа, деленному на плотность газа. Как было указано в § 54, в аэродинамических расчетах вместо коэффициента вязкости часто используют *кинематическую вязкость*, под которой понимают отношение коэффициента вязкости к плотности среды. Мы видим, что для химически однородных газов кинематическая вязкость (приближенно, до уточняющего расчеты поправочного числового множителя) равна коэффициенту самодиффузии газа.

Из опытов по диффузии, теплопроводности или вязкости газов можно вычислить величину λ. Обычно этот расчет делается на основании коэффициента вязкости, экспериментальное определение которого представляет наименьшие затруднения.

Когда λ определено для какого-нибудь газа, то на основании формулы (24) § 89 можно подсчитать и размеры молекулы этого газа.

Напомним, что по выводу уравнения (24) § 89 площадь поперечного сечения молекулы («эффективное сечение» молекулы) обратно пропорциональна произведению среднего пробега на число молекул в 1 *см*^{3}:

$$\sigma_{\text{эфф}} = \pi r^2 = \frac{1}{4\sqrt{2}} \frac{1}{\lambda n}. \tag{19}$$

§ 96. Вакуум. Манометры

Свойства весьма разреженных газов во многих отношениях отличны от свойств газов нормальной плотности. Это объясняется тем, что чем «выше вакуум», тем больше свободный пробег молекулы.

В физике под вакуумом понимают обычно такие разрежения, когда средний свободный пробег молекул газа соизмерим с размерами сосуда.

Свободный пробег пропорционален удельному объему газа, следовательно, при постоянной температуре он обратно пропорционален давлению газа. При давлении в 1 *мм* рт. ст. (1 *тор*) и при 0°C длина свободного пробега λ составляет несколько тысячных долей сантиметра:

	H_2	N_2	O_2	Пары ртути
$\lambda \cdot 10^3$ *см* =	13,3	6,33	7,22	4,88

При давлениях 10^{-3}—10^{-4} *мм* рт. ст. свободный пробег достигает величины нескольких сантиметров и десятков сантиметров.

Такие и бóльшие разрежения обычно и называют вакуумом. В мелких порах тел законы вакуума могут вступить в силу при соответственно меньших степенях разрежения, а при размерах