

т. е. коэффициент самодиффузии газа (приблизительно, без учета поправочного числового множителя, аналогичного упомянутому выше множителю  $\epsilon$ ) 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 расчета поправочного числового множителя) равна коэффициенту самодиффузии газа.

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

Когда  $\lambda$  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  $1 \text{ см}^3$ :

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

## § 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  $1 \text{ мм рт. ст.}$  ( $1 \text{ тор}$ ) и при  $0^\circ\text{C}$  длина свободного пробега  $\lambda$  составляет несколько тысячных долей сантиметра:

$$\lambda \cdot 10^3 \text{ см} = \begin{array}{cccc} \text{H}_2 & \text{N}_2 & \text{O}_2 & \text{Пары ртути} \\ 13,3 & 6,33 & 7,22 & 4,88 \end{array}$$

При давлениях  $10^{-3}$ — $10^{-4} \text{ мм рт. ст.}$  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

пор порядка  $10^{-5}$  см — даже при давлениях, близких к атмосферному.

В лучшем достижимом современном вакууме давление газа составляет  $10^{-10}$  мм рт. ст., т. е. около  $10^{-13}$  атм. При этом в каждом кубическом сантиметре остаются еще миллионы молекул. Однако средний свободный пробег при этом необычайно велик (сотни километров)<sup>1)</sup>.

В противоположность картине теплового движения в газах при обычной плотности, молекулы газа в высоком вакууме, двигаясь прямолинейно и бомбардируя стенки сосуда, редко сталкиваются между собой.

Представим себе, что два сосуда, наполненные газом, соединены трубкой; допустим, что один сосуд нагрет, а другой охлажден, и пусть их неодинаковые температуры остаются неизменными. Если газ в сосудах не слишком разрежен, то установится стационарное состояние, при котором давление газа будет одинаково в обоих сосудах, а, стало быть (по закону Ге-Люссака), плотности газа будут обратно пропорциональны абсолютным температурам сосудов:

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{T_2}{T_1}.$$

При этом оказывается, что в трубке, соединяющей сосуды, все время будет происходить движение газа: около стенок трубки газ из холодного сосуда течет в нагретый, а по оси трубки — наоборот, из нагретого сосуда в холодный.

В случае высокого вакуума, когда длина свободного пробега больше диаметра трубки, стационарное состояние устанавливается не по признаку равенства давлений газов в сосудах, а при равенстве чисел молекул, которые в 1 сек. успевают перелететь из одного сосуда в другой. Очевидно, что из холодного сосуда в нагретый перелетит в 1 сек. тем большее число молекул, чем больше будет плотность газа в холодном сосуде и чем больше средняя скорость движения молекул. То же самое можно сказать и про число молекул, перелетающих из нагретого сосуда в холодный. Таким образом,

$$\rho_1 \bar{u}_1 = \rho_2 \bar{u}_2,$$

откуда

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{\bar{u}_2}{\bar{u}_1},$$

но средняя скорость молекул пропорциональна корню квадратному из абсолютной температуры, следовательно,

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \sqrt{\frac{T_2}{T_1}}. \quad (20)$$

<sup>1)</sup> Давление газа при наибольших получаемых лабораторно разрежениях ( $\sim 10^{-11}$  мм рт. ст.) все же еще значительно превосходит давление газов в некоторых туманностях ( $10^{-14}$  мм рт. ст.). В межзвездном пространстве степень разрежения вещества, по-видимому, достигает  $2,5 \cdot 10^{-17}$  мм рт. ст.

Итак, когда длина свободного пробега велика в сравнении с диаметром трубки, стационарное состояние устанавливается при плотностях, обратно пропорциональных корням квадратным из абсолютной температуры. При этом давления газа в сообщающихся сосудах будут неодинаковыми; совмещая уравнение (20) с уравнением Клапейрона  $\rho = \frac{p}{RT}$ , мы видим, что

$$\frac{p_1}{p_2} = \sqrt{\frac{T_1}{T_2}}, \quad (21)$$

т. е. в нагретом сосуде при стационарном состоянии давление будет оставаться бóльшим, чем в холодном сосуде. Это явление — возникновение стационарной разности давлений в вакууме вследствие разности температур — носит название *термической эффузии*. Термическая эффузия была подробно изучена Кнудсенom (в 1910 г.). Для случая, когда свободный пробег велик, но еще недостаточно велик, чтобы можно было применить уравнение (21), Кнудсен вывел формулу

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{3}{8} \frac{K}{1 + \frac{2r}{\lambda}} \frac{\Delta T}{T}; \quad (22)$$

здесь  $\Delta p$  — стационарная разность давлений, устанавливающаяся в двух местах трубки с разностью температур  $\Delta T$ ;  $p$  и  $T$  — средние значения давления и температуры газа в трубке;  $r$  — радиус трубки;  $\lambda$  — свободный пробег;  $K$  — численный коэффициент, несколько изменяющийся в зависимости от отношения  $\frac{2r}{\lambda}$  и равный  $4/3$ , когда свободный пробег весьма велик в сравнении с радиусом трубки.

Под *эффузией* часто понимают также процесс медленного истечения газа через малое отверстие. Когда размеры отверстия малы в сравнении с длиной свободного пробега, то вместо струи газа из отверстия вылетают отдельные молекулы, рассеиваясь во все стороны. По Кнудсену, в этом случае количество газа  $Q$ , вытекающего в единицу времени из отверстия, определяется формулой

$$Q = \sqrt{\frac{M}{2\pi RT}} S (p_2 - p_1), \quad (23)$$

где  $M$  — молекулярный вес газа,  $S$  — площадь отверстия,  $R$  — универсальная газовая постоянная,  $p_2$  и  $p_1$  — давления газа по обе стороны отверстия.

В слое разреженного газа, прилегающего к поверхности твердого тела, движущегося в газе, имеют место «скольжение» газа относительно поверхности тела и «температурный скачок» тем больший, чем больше скольжение. Температурный скачок впервые был обнаружен Смолуховским; внутреннее трение в разреженных газах в

связи с явлением скольжения экспериментально исследовано А. К. Тимирязевым и др.

Если в сосуд с газом поместить легкую мельничку со слюдяными крылышками, одна сторона которых зачернена, и направить на эту мельничку пучок света, то при достаточном разрежении газа в сосуде мельничка будет вращаться. Это явление носит название *радиометрического эффекта*. Мельничка вращается так, как если бы зачерненные стороны крылышек отталкивались светом. В действительности, как показали Кнудсен и Лорентц, вращение мельнички объясняется не давлением света <sup>1)</sup>, но другой причиной, которая заключается в следующем: зачерненные стороны крылышек нагреваются до более высокой температуры, чем незачерненные стороны; молекулы газа, ударяющиеся о зачерненные поверхности, отскакивают с увеличившейся скоростью и уносят с собой большее количество движения, чем молекулы, ударяющиеся о незачерненную поверхность. Вследствие этого давление газа на зачерненную сторону крылышек будет больше, чем на незачерненную; если газ недостаточно разрежен и свободный пробег молекул мал, то соударения между молекулами выравнивают давление на обе стороны крылышек, и мельничка не вращается.

На радиометрическом эффекте основано устройство *манометра Кнудсена*. В этом манометре разность давлений разреженного газа на зачерненную и незачерненную стороны легкой пластинки измеряется по углу закручивания нити, на которой подвешена пластинка; исходя из измеренной разности давлений, вычисляют степень разрежения газа.

Коэффициент теплопроводности газов, как было сказано в § 93, в известных пределах изменения плотности газа не зависит от плотности. Но если свободный пробег соизмерим с линейными размерами сосуда, то при дальнейшем уменьшении плотности газа коэффициент теплопроводности уменьшается. На зависимости коэффициента теплопроводности сильно разреженных газов от плотности газа основано устройство *манометра Пирани — Галле*. Этот манометр (рис. 197) похож на лампочку накаливания, имеющую отводную трубку, которая служит для соединения баллона манометра с вакуумным сосудом. Металлическая (платиновая) нить манометра Пирани — Галле нагревается электрическим током неизменной силы; при разрежении газа вследствие уменьшения коэффициента теплопроводности газа уменьшается отвод тепла; поэтому температура нити увеличивается по мере разрежения газа в баллоне. Повышение температуры нити сказывается на электрическом сопротивлении нити.

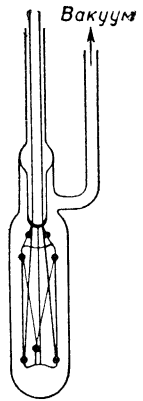


Рис. 197. Манометр Пирани — Галле.

<sup>1)</sup> Давление света существует (т. III, § 41).

Таким образом, измеряя электрическое сопротивление нити, по величине этого сопротивления можно судить о температуре нити и о давлении в вакууме.

Для измерения давления в высоком вакууме часто применяют манометр Мак-Леода. В этом манометре разреженный газ, давление которого желают измерить, подвергается значительному сжатию, после чего давление сжатого в определенное число раз газа измеряется по принципу закрытого манометра.

Устройство манометра Мак-Леода изображено на рис. 198. На этих рисунках показана система стеклянных трубок, один конец которых  $a$  соединяют с пространством, где хотят измерить давление;

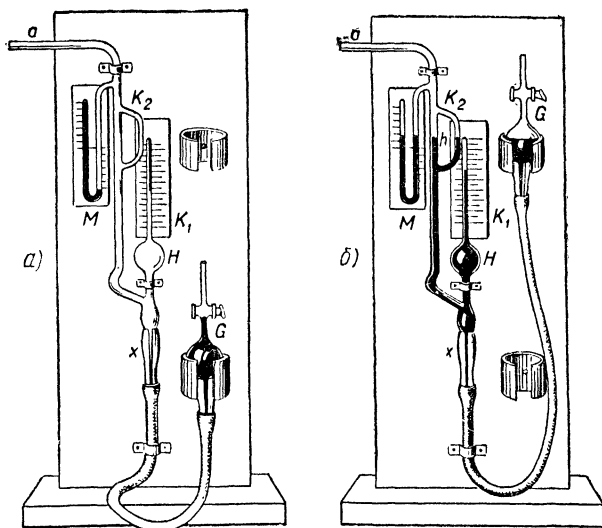


Рис. 198. Манометр Мак-Леода: а) резервуар со ртутью опущен, б) резервуар поднят.

другой конец  $x$  соединен посредством резиновой трубки со стеклянным резервуаром  $G$ , в который налита ртуть. Манометрические трубки  $M$  и  $K_1$  сверху запаены. При измерении давления резервуар  $G$  со ртутью сначала опускают, как показано на рис. 198, а, и потом поднимают в положение, указанное на рис. 198, б. При опускании резервуара  $G$  ртуть из трубок и баллона  $H$  уходит, и баллон  $H$  с трубкой  $K_1$  заполняются газом, давление которого  $p$  требуется измерить. Обозначим объем баллона  $H$  и трубки  $K_1$  через  $V$ . Когда резервуар  $G$  поднят, ртуть поднимается по системе трубок и сжимает газ, находившийся в баллоне  $H$  и в трубке  $K_1$ , до малого объема  $v$ . После сжатия давление газа в трубке  $K_1$  измеряют по разности уровней  $h$  ртути в трубках  $K_1$  и  $K_2$ , причем давлением газа

над ртутью в трубке  $K_2$ , т. е. в вакууме, можно пренебречь в сравнении с давлением газа над ртутью в трубке  $K_1$ . По закону Бойля

$$pV = hv,$$

откуда

$$p = h \frac{v}{V}.$$

Таким образом, измерив давление  $h$  в трубке  $K_1$  и зная объемы  $V$  и  $v$ , вычисляют давление в вакууме.

Посредством манометра Мак-Леода можно измерять давления порядка одной миллионной миллиметра ртутного столба.

Манометр Пирани — Галле градуируют, пользуясь манометром Мак-Леода; им пользуются для измерений давлений до  $10^{-8}$ — $10^{-9}$  мм рт. ст. При самом высоком вакууме применяют *ионизационные манометры*. В этих приборах используют трехэлектродные лампы, аналогичные триодам радиоаппаратуры, но высокое напряжение (200 в) подводят не к аноду, а к сетке; на анод же подается небольшое отрицательное напряжение (—30 в). Электроны, испускаемые катодом, притягиваются не к аноду, а к сетке; но раньше чем они попадают на сетку, многие из них пролетают сквозь ее отверстия, отталкиваются отрицательным зарядом, сообщенным аноду, а затем, двигаясь по инерции, вновь проходят сквозь сетку, отбрасываются полем катода и при этом колебательном движении ионизируют молекулы остатков газа в лампе. Число положительных газовых ионов, движущихся к аноду, пропорционально давлению в баллоне манометра, что и позволяет определять давление, измеряя ток в цепи анода.

## § 97. Вакуумные насосы

При откачке воздуха, как и другого газа, в атмосферу получается небольшая степень разрежения. Чтобы получить большую степень разрежения, вакуумные насосы соединяют последовательно через резервуары с промежуточными степенями разрежения, которые называют *форвакуумом*; в форвакуум производят откачку газа из баллонов, где создается более высокое разрежение.

Форвакуум получают, применяя «масляные насосы» — поршневые и ротационные. Для использования поршневого насоса в качестве форвакуумного полость цилиндра должна быть тщательно изолирована от атмосферного воздуха. С этой целью применяют густое масло, которое толстым слоем наливают на выхлопной клапан. Как ясно из рис. 199, при движении поршня вверх слой масла поверх поршня закрывает отверстие  $B$ ; этим предотвращается выталкивание газа обратно в откачиваемый резервуар, и газ, находящийся в цилиндре, сжимается поршнем. Когда поршень приблизится к крайнему верхнему положению, масло, налитое поверх поршня, поднимает выхлопной клапан  $G$ , и сжатый воздух через верхний слой масла