Полагая в формулах (59.4) и (59.5) $p = mv$, получим для этого случая

$$P = \frac{1}{3} nm \langle v^2 \rangle, \tag{59.6}$$

$$PV = \frac{1}{3} Nm \langle v^2 \rangle. \tag{59.7}$$

При выводе этих формул молекулы рассматривались как *бесструктурные материальные точки*. Не принималось во внимание вращение молекул, а также внутримолекулярное движение. При столкновениях могут меняться скорости вращения молекул. Молекула может перейти в возбужденное состояние, или из возбужденного состояния вернуться в нормальное. Но все эти процессы не играют роли, когда речь идет о вычислении давления газа. Существенно только изменение *поступательного количества движения молекулы* при столкновениях ее со стенкой. Оно равно массе молекулы, умноженной на изменение скорости ее центра масс. Поэтому формулы (59.6) и (59.7) остаются в силе. Надо только понимать под v скорость поступательного движения молекулы (точнее, ее центра масс). Таким образом, формуле (59.7) можно придать вид

$$PV = \frac{2}{3} \langle E_{\text{пост}} \rangle, \tag{59.8}$$

где $\langle E_{\text{пост}} \rangle$ — среднее значение суммы кинетических энергий поступательного движения всех молекул газа. При столкновениях энергии вращательного и внутримолекулярного движений могут переходить в энергию поступательного движения и наоборот. Однако в установившемся состоянии среднее значение величины $E_{\text{пост}}$ остается неизменным.

Формула (59.8), как ясно из ее вывода, справедлива не только для однородного газа, но и для смеси различных газов. В этом случае под $E_{\text{пост}}$ по-прежнему следует понимать сумму кинетических энергий поступательного движения молекул всех газов, содержащихся в сосуде. Из вывода ясно также, что для нашей модели газа, состоящей из невзаимодействующих молекул, справедлив закон Дальтона: *давление смеси газов равно сумме парциальных давлений этих газов.*

§ 60. Скорости теплового движения газовых молекул

1. Выведенные формулы позволяют составить представление о скоростях теплового движения молекул газа. Не все молекулы газа движутся с одинаковыми скоростями. Встречаются медленные молекулы, скорости которых близки к нулю. Встречаются очень быстрые молекулы, скорости которых во много раз превосходят средние скорости молекулярного движения. Между этими преде-

лами скорости молекул с различной степенью вероятности принимают всевозможные значения. Закон распределения скоростей газовых молекул будет рассмотрен в § 72. Для грубого представления о скоростях молекул газа могут служить некоторые средние величины, вычисляемые по определенным правилам. Рассмотрим прежде всего *среднюю квадратичную скорость*. Так называется величина

$$\bar{v}_{\text{кв}} = \sqrt{\langle v^2 \rangle}, \tag{60.1}$$

т. е. квадратный корень из среднего значения квадрата скорости поступательного движения молекулы. Напомним, что для вычисления $\langle v^2 \rangle$ надо скорость каждой молекулы возвести в квадрат, сложить полученные значения и сумму разделить на общее число молекул. От средней квадратичной скорости надо отличать *среднюю арифметическую* или, короче, просто *среднюю скорость* молекулы $\bar{v}$. Она определяется как сумма абсолютных скоростей всех молекул газа, деленная на их общее число. Как будет показано в § 73, величины $\bar{v}_{\text{кв}}$ и $\bar{v}$ отличаются друг от друга только численным множителем порядка единицы. Для $\bar{v}_{\text{кв}}$ формула (59.6) дает

$$\bar{v}_{\text{кв}} = \sqrt{3\frac{P}{\rho}}. \tag{60.2}$$

Скорость $\bar{v}_{\text{кв}}$ того же порядка, что и скорость звука в газе $c = \sqrt{\gamma\frac{P}{\rho}}$. Обе скорости связаны соотношением

$$\bar{v}_{\text{кв}} = c\sqrt{\frac{3}{\gamma}}. \tag{60.3}$$

Соотношения именно такого типа и следовало ожидать. Передача возмущений в звуковой волне осуществляется молекулами, движущимися с тепловыми скоростями. Поэтому скорость звука по порядку величины должна совпадать со средней скоростью теплового движения молекулы. То же относится и к скорости истечения газа в вакуум, выражение для которой было получено в § 26.

2. Зная P и ρ при какой-либо температуре, легко вычислить среднюю квадратичную скорость $\bar{v}_{\text{кв}}$ при той же температуре. Однако для удобства вычислений формулу (60.2) лучше преобразовать с помощью уравнения состояния идеальных газов $\frac{P}{\rho} = \frac{1}{\mu}RT$. Тогда получится

$$\bar{v}_{\text{кв}} = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}}. \tag{60.4}$$

Так, для молекулярного водорода ($\mu = 2 \cdot 1{,}008$) при температуре 0° С эта формула дает

$$\bar{v}_{\text{кв}} = \sqrt{\frac{3 \cdot 8{,}3143 \cdot 10^7 \cdot 273{,}15}{2 \cdot 1{,}008}} = 183\,800 \text{ см/с} = 1838 \text{ м/с}.$$

Аналогично, для азота $\bar{v}_{\text{кв}} = 493$ м/с, для кислорода $\bar{v}_{\text{кв}} = 461$ м/с и т. д.

3. Скорости того же порядка получены в опытах с молекулярными и атомными пучками. Средняя длина свободного пробега молекулы в газах, т. е. среднее расстояние, проходимое ею от одного столкновения до следующего, при нормальном давлении порядка 10^{-5} см. При давлении в 1 мм рт. ст. эта величина порядка 10^{-2} см; при давлении в 10^{-6} мм рт. ст. — порядка 10^4 см = 100 м (см. § 86). В высоком вакууме молекулы газа движутся практически без столкновений между собой. Они сталкиваются лишь со стенками сосуда. Этим и пользуются для получения молекулярных и атомных пучков. Пучки получаются испарением металлов и других веществ в высоком вакууме.

Прямое измерение скоростей атомов в атомном пучке впервые было выполнено О. Штерном (1888—1970) в 1920 г. Упрощенная схема его опыта, ставшего классическим, изображена на рис. 44. Платиновая нить A, покрытая снаружи тонким слоем серебра, располагалась вдоль оси цилиндра C. Пространство внутри цилиндра откачивалось непрерывно работающим насосом до давления порядка 10^{-5}—10^{-6} мм рт. ст. При пропускании электрического тока через платиновую проволоку она разогревалась до температуры выше точки плавления серебра (961,9 °С). Серебро интенсивно испарялось, и его атомы летели прямолинейно и равномерно от нити A к внутренней поверхности цилиндра C. Стенки последнего охлаждались, чтобы атомы серебра лучше конденсировались на них. На пути летящих атомов помещался экран с узкой щелью B, вырезавшей узкий атомный пучок. Пучок конденсировался на принимающей пластинке, прикрепленной к внутренней поверхности цилиндра (последняя на рис. 44 не изображена). Цилиндр вместе с экраном и нитью можно было приводить в быстрое вращение с угловой скоростью порядка 2500—2700 об/мин. Когда вся система была неподвижна, атомы серебра, пройдя через щель B, попадали на принимающую пластинку и, конденсируясь на ней, давали резкое изображение щели B в виде полоски D, расположенной в одной плоскости с нитью A и щелью B. Затем система приводилась во вращение. В результате изображение щели смещалось в D'. Обозначим буквой s расстояние между изображениями D и D', измеренное вдоль вогнутой поверхности принимающей пластинки. Оно, очевидно, равно $s = V\tau$, где $V = \omega R$ — линейная скорость точек поверхности вращающегося цилиндра, R — его радиус, ω — угловая скорость вращения. Величина τ есть время прохождения атомами серебра расстояния BD. Обозначим это расстояние буквой l.

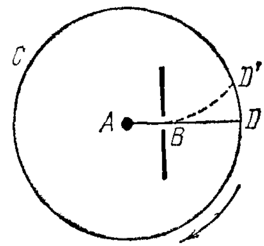

Рис. 44.

Тогда $\tau = l/v$, где v — скорость атомов серебра. Таким образом, $s = \omega Rl/v$, откуда

$$v = \frac{\omega Rl}{s}. \qquad (60.5)$$

В опытах Штерна изображение D получалось резким, тогда как изображение D' было всегда размытым. Это указывает на то, что атомы серебра в пучке движутся с различными скоростями. Формула (60.5) дает некоторую среднюю скорость, если под s понимать расстояние между центрами полосок D и D', измеренное вдоль дуги соответствующего круга. Практически для измерения такой скорости удобнее привести прибор во вращение сначала в одном направлении, а затем в противоположном, и измерить расстояние между центрами получившихся изображений щели B. Максимальная температура нити в опытах Штерна составляла около 1200 °С. Для v получались значения от 560 до 640 м/с, близкие к средней квадратичной скорости 584 м/с, вычисленной по формуле (60.4), что находится в качественном согласии с выводами кинетической теории газов.

§ 61. Давление фотонного газа

Формулы (59.6) и (59.7) являются существенно нерелятивистскими, т. е. применимы только в тех случаях, когда средние скорости теплового движения молекул пренебрежимо малы по сравнению со скоростью света. Напротив, применимость формул (59.4) и (59.5) не связана с этим ограничением. Когда скорость частиц газа сравнима со скоростью света, газ называется *релятивистским*. В земных условиях такой случай осуществляется только для *фотонного газа,* т. е. газа, состоящего из фотонов, хаотически движущихся во всевозможных направлениях. *Фотонный газ всегда релятивистский,* поскольку фотоны всегда движутся со скоростью света.

Допустим, что имеется полость, стенки которой изготовлены из произвольного материала и поддерживаются при постоянной температуре. Стенки излучают и поглощают фотоны, в результате чего в полости и образуется фотонный газ. Каждый фотон, поглощаясь стенкой или отражаясь от нее, передает ей некоторый импульс. При излучении фотона стенка испытывает отдачу. В результате этих процессов возникает давление фотонного газа на стенки полости. Так как фотонный газ предполагается изотропным, т. е. все направления движения фотонов в нем представлены с равной вероятностью, то для вычисления давления фотонного газа на стенку сосуда можно воспользоваться общей формулой (59.5). Энергия фотона ε связана с его импульсом соотношением $p = \varepsilon/c$, скорость фотона $v = c$, где c — скорость света. Поэтому формула (59.5) дает

$$PV = {}^1/_3 \langle N\varepsilon \rangle = {}^1/_3 \bar{E}, \qquad (61.1)$$