(при поверхностном науглероживании железных изделий), чтобы после закалки получить изделия с твердым наружным слоем, но вязкой сердцевиной (цементацию производят, нагревая железное или стальное изделие в саже, в древесном угле или в коксе или же помещая изделие при температуре 600—1000° в газообразную окись углерода).

Коэффициент диффузии в твердых металлах по порядку величины в 1 000 000 раз меньше, чем в жидкостях, поэтому диффузию в твердых телах называют «вековым» процессом (тем не менее диффузия в твердых металлах, состоящих из отдельных разнородных по химическому составу зерен, существенно влияет на свойства металла).

§ 93. Молекулярная теория теплопроводности газов

Для молекулярного объяснения теплопроводности газов, а также и вязкости газов очень полезным является в кинетической теории газов упрощающий прием, предложенный Джоулем и состоящий в следующем. Вместо того чтобы представлять себе молекулы газа летающими по всем направлениям и с самыми разнообразными скоростями, допустим, что поступательная скорость всех молекул — одна и та же, а именно, что она равна средней скорости $\bar{u}$; далее допустим, что все молекулы делятся на шесть равных потоков, движущихся по трем взаимно перпендикулярным направлениям; так что если вообразим в газе надлежащим образом ориентированный кубический объем, равный 1 *см*³, то через каждую его грань будут протекать два противоположных по направлению молекулярных потока. За элемент времени dt каждый поток продвинется на $\bar{u}\,dt$; объем газа в потоке, проходящий за это время через грань кубика, будет 1 $см^2 \times \bar{u}\,dt\,см = \bar{u}\,dt\,см^3$; если плотность газа есть ρ, то плотность каждого потока будет $\frac{\rho}{6}$, а масса газа, проносимая потоком за время dt через грань куба, будет $\frac{\rho\bar{u}\,dt}{6}$. За 1 сек. через единичную площадку будет пронесена масса $\frac{\rho\bar{u}}{6}$.

Прием Джоуля не учитывает влияния молекулярных столкновений, а следовательно, им можно пользоваться лишь в тех случаях, где столкновения не играют роли. В частности, он может быть применяем в слое газа, толщина которого не превышает длины среднего молекулярного пробега.

Чтобы выяснить, от каких величин зависит коэффициент теплопроводности газов, выведем уравнение Фурье (§ 91), основываясь на кинетической теории газов. Когда различные части газовой массы находятся при различных температурах, молекулы из более теплой части (в среднем более энергичные) попадают в более холодную часть, а молекулы из более холодной части (в среднем менее энергичные) залетают в более теплую часть. В результате разность средних энергий, а следовательно, и разность температур сглаживаются. В этом и заключается процесс теплопроводности в газе. Подобно процессу диффузии он протекает медленно из-за молекулярных столкновений. Как и в случае диффузии, здесь играют важную роль величина среднего молекулярного пробега и поступательная скорость молекул.

Вообразим в газе плоскость A (рис. 194), во всех точках которой температура равна T_1, и параллельную ей плоскость B, во всех точках которой температура равна T_2. Расстояние между плоскостями пусть равняется средней длине молекулярного пробега λ; T_1 пусть будет немного больше, чем T_2. Между A и B вообразим параллельную им площадку C, равную 1 *см*^{2}. Мы можем считать, что внутри области AB не происходит молекулярных столкновений, а потому можем применить здесь прием Джоуля. В течение 1 сек. через площадку C пройдет сверху вниз поток молекул, имеющий массу $\frac{\rho\bar{u}}{6}$, исходящий из мест с температурой T_1 и приходящий в места, где температура T_2. Если бы газовая масса $\frac{\rho\bar{u}}{6}$ просто остывала от температуры T_1 до T_2, она отдавала бы в форме тепла энергию, равную $\frac{1}{6}\rho\bar{u}\cdot c_v(T_1-T_2)$, где c_v — удельная теплоемкость газа при неизменном объеме; в данном же случае происходит перенос этого количества энергии сверху вниз через площадку C Встречный поток, переносящий снизу вверх молекулы менее энергичные, даст, как легко сообразить, эффект, равный эффекту первого потока В итоге за секунду через нашу единичную площадку C пройдет количество тепла, равное

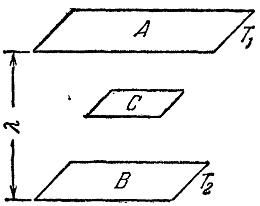

Рис. 194. К выводу выражения для коэффициента теплопроводности газа.

$$\delta Q = \frac{2}{6}\rho\bar{u}c_v(T_1-T_2).$$

Сопоставляя это уравнение с обычным написанием закона теплопроводности Фурье

$$\delta Q = k\frac{(T_1-T_2)}{\lambda},$$

где k — коэффициент теплопроводности газа, $\frac{(T_1-T_2)}{\lambda}$ — температурный градиент в рассматриваемом случае, находим, что

$$k = \frac{1}{3}\rho u c_v \lambda. \tag{15}$$

Это уравнение устанавливает связь между коэффициентом теплопроводности газа k, его плотностью ρ, его удельной теплоемкостью при неизменном объеме c_v, средней скоростью поступательного движения молекул $\bar{u}$ и средним пробегом λ.

Средняя длина пробега λ, как было показано выше, пропорциональна удельному объему газа, т е обратно пропорциональна плотности газа ρ. Стало быть, по формуле (15) *коэффициент теплопроводности газа* (в известных пределах) *не зависит от плотности.* Средняя скорость возрастает пропорционально корню квадратному из температуры; теплоемкость газа фактически тоже возрастает с температурой; следовательно, по формуле (15) *коэффициент теплопроводности газа должен увеличиваться несколько быстрее корня квадратного из абсолютной температуры.* Опыт в общем подтверждает эти выводы теории.

Коэффициенты теплопроводности газов при 0° С в ***кал/см·сек·град***

Водород	$38,1\cdot10^{-5}$	Окись углерода	$5,15\cdot10^{-5}$
Кислород	$5,55\cdot10^{-5}$	Воздух	$5,33\cdot10^{-5}$
Азот	$5,45\cdot10^{-5}$	Пары воды при 100° С .	$5,20\cdot10^{-5}$
Углекислота	$3,28\cdot10^{-5}$		

§ 94. Молекулярная теория вязкости газов

Представим себе плоскость («плоскость скольжения») XY (рис. 195), проведенную внутри движущегося газа таким образом, чтобы части газа, находящиеся одна выше, а другая ниже этой плоскости двигались параллельно этой последней, в одном и том же направлении, но с разными скоростями; положим, верхняя часть движется быстрее нижней ($v_1 > v_2$). В таком случае молекулы верхней части в среднем будут обладать бо̀льшим количеством движения, чем молекулы нижней части. В результате хаотического движения молекул некоторое число их проникает в течение 1 сек через плоскость XY снизу вверх и такое же число молекул проникает за то же время из верхней части газа в нижнюю часть Вследствие этого общее количество движения верхней части газа несколько уменьшится в течение 1 сек., а общее количество движения нижней части на такую же величину увеличится Изменение количества движения тела за единицу времени равняется силе действующей на это тело. Мы видим, что обе рассматриваемые части газа действуют друг на друга равными и противоположно направленными силами, лежащими в плоскости скольжения XY; силы, действующие на нижнюю часть газа, ускоряют эту часть — они направлены вдоль скорости

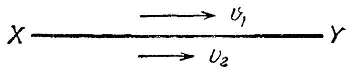

Рис. 195.