фект), термофорез и др. Если тело с коэф. теплопроводности $\lambda_т$ поместить в газ с теплопроводностью $\lambda_г$, в к-ром имеется градиент темп-ры, то появится и градиент темп-ры вдоль поверхности тела, а следовательно, и скольжение газа от холодной части к горячей. Явления, вызванные этим движением газа, наз. термофоретическими. Т. к. это течение газа обусловлено телом, то

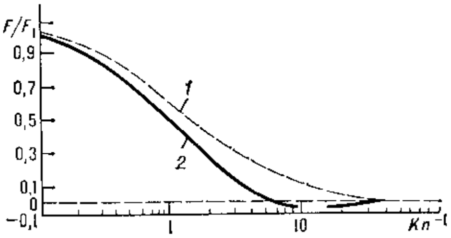

Рис. 6. Изменение термофоретической силы F в зависимости от числа $Kn=\lambda/d$: *1* — для $\lambda_г/\lambda_т=0{,}2$ и *2* — для $\lambda_г/\lambda_т = 0{,}002$, где λ — длина пробега в окружающем частицу газе, d — диаметр частицы, F_1 — термофоретическая сила в свободномолекулярном пределе, $\lambda_г$, $\lambda_т$ — коэффициенты теплопроводности газа и тела.

на тело будет действовать реактивная термофоретич. сила F в противоположную сторону. Термофорез имеет место и в промежуточной области (рис. 6). При увеличении теплопроводности тела его темп-ра выравнивается и термофоретич. сила уменьшается. Если частица не закреплена, то она будет двигаться со скоростью термофореза, при к-рой её сопротивление равно термофоретич. силе. В результате термофореза происходит, напр., осаждение частиц в топках.

Выше предполагалось, что в течении имеется лишь одно характерное число Кнудсена, определяющее режим течения. Однако это не всегда так. При обтекании тел можно выделить несколько характерных длин пробега (напр., длину пробега набегающих молекул в поле молекул, отражённых от тела, длину пробега отражённых молекул на набегающих, длину пробега отражённых молекул на отражённых). При гиперзвуковых скоростях ($M\gg1$) в режиме, близком к свободномолекулярному, эти длины пробега могут существенно отличаться как друг от друга, так и от длины пробега в набегающем потоке λ_∞. Величина этих длин пробега зависит от законов взаимодействия молекул между собой и с телом, от темп-ры и формы тела. Вместо числа $Kn_\infty=\lambda_\infty/L$, где L — характерный размер тела, определяющим режим течения может оказаться число Kn, построенное по одной из указанных характерных длин. Так, напр., в условиях натурного космич. полёта характерное число Kn оказывается в M раз меньше Kn_∞, а в условиях аэродинамич. трубы — в M раз больше, т. е. в натурных условиях при увеличении числа Маха течение удаляется от свободномолекулярного, а в условиях аэродинамич. трубы стремится к нему. Поэтому при $M\gg1$ в условиях эксперимента в аэродинамич. трубе свободномолекулярные характеристики могут достигаться при $Kn\leqslant1$. Это связано с тем, что законы взаимодействия молекул между собой и с телом существенно зависят от темп-ры газа и стенки, так что для полного моделирования недостаточно выдержать натурные значения M и Re, но необходимо выдержать и натурные значения темп-ры набегающего потока и тела. В условиях гиперзвуковой аэродинамич. трубы, как правило, темп-ра набегающего потока ниже, чем в натурном полёте, а темп-ра тела близка темп-ре торможения T_0, в то время как в полёте большая часть тепла излучается и темп-ра тела оказывается много меньше T_0.

Разл. характер изменения аэродинамич. характеристик тел разной формы при $M\gg1$ в промежуточной области объясняется также характером столкновения разных групп молекул. При обтекании тупых тел молекулы набегающего потока рассеиваются на отражённых молекулах и сопротивление падает по сравнению со свободномолекулярным течением. При обтекании же тонких тел (пластина, параллельная потоку, тонкий конус и т. п.) в результате столкновений на тело попадают молекулы, к-рые без столкновений пролетели бы мимо тела, и это приводит к возрастанию сопротивления по сравнению со свободномолекулярным пределом.

Как уже отмечалось, при $Kn\ll1$ справедливы представления сплошной среды, т. е. классич. газовой динамики, и применимы *Навье — Стокса уравнения*. Однако наряду с основным, «внешним», характерным размером течения L (напр., размером обтекаемого тела) в течении могут иметь место «внутренние», или «собственные», характерные размеры L_i, напр. толщина пограничного слоя Прандтля $\delta\sim\sqrt{\lambda L}$ или толщина ударной волны $h\sim\lambda$. Если характерный размер области больше длины пробега молекул, то течение в ней может быть описано в рамках классич. газодинамики (напр., слой Прандтля). Однако чем ближе L_i к λ, тем менее точным становится такое описание.

Слой Кнудсена. Если стенка не находится в равновесии с газом, то в общем случае ф-ция распределения континуального приближения не удовлетворяет микроскопич. граничному условию на стенке. Поэтому между стенкой и континуальной областью должна существовать переходная область толщиной порядка длины пробега — слой Кнудсена, в к-рой континуальное описание неправомерно. Слой Кнудсена, как и *ударная волна*, должен рассматриваться в рамках кинетич. теории с помощью ур-ния Больцмана. В этом слое распределение газодинамич. параметров, напр. скоростей, имеет вид, показанный на рис. 7. Скорость скольжения u_s не равна истинной скорости газа у стенки. Решение ур-ния Больцмана в слое Кнудсена связывает справедливое вне слоя Кнудсена континуальное решение с физ. условиями взаимодействия молекул с поверхностью тела. При рассмотрении течений во внешней по отношению к кнудсеновскому слою газодинамич. области истинный ход изменения скоростей или темп-р внутри слоя Кнудсена несуществен. Важны лишь скорости скольжения u_s, $u_т$ и скачок темп-р ΔT_w, дающие макроскопич. граничное условие для газодинамич. области на стенке:

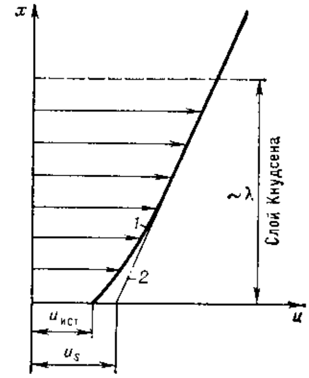

Рис. 7. Течение в слое Кнудсена; x — расстояние по нормали к стенке, u — тангенциальная скорость, u_s — скорость скольжения, $u_{ист}$ — истинная скорость газа у стенки, *1* — истинный профиль скоростей, *2* — профиль скоростей в решении уравнений Навье — Стокса с условием скольжения на стенке.

$$u=u_s+u_т=\lambda a\left(A\frac{\partial u}{\partial y}+B\frac{\partial T}{\partial x}\right),\quad \Delta T_w=\lambda C\frac{1}{T}\frac{\partial T}{\partial y},$$

где A, B, C — коэф., зависящие от параметров газа у стенки, сорта молекул и закона их взаимодействия со стенкой. Заметим, что сами представления о газе как о континууме не содержат к.- л. сведений о граничных условиях на твёрдых или жидких поверхностях (кроме условия непротекания) и они должны быть получены из дополнит. предположений или эксперимента. Хотя получаемое с этими граничными условиями решение ур-ний Навье — Стокса внутри кнудсеновского слоя (прямая *2* на рис. 7) отличается от истинного решения, потоки тепла и импульса (напряжения трения) к стенке определяются с точностью, соответствующей точности самих ур-ний газодинамики.