УДК 533

ДИФФУЗНОЕ РАССЕЯНИЕ И ГАЗОДИНАМИЧЕСКАЯ ЛЕВИТАЦИЯ

Герасимов С.А.

Южный федеральный университет, Ростов-на-Дону

Показано, что диффузное рассеяние газа твердым телом, одна из поверхностей которого является шероховатой, должно сопровождаться появлением отличной от нуля полной силы, действующей на тело.

На рис. 1 показано угловое распределение молекул, рассеянных поверхностью твердого тела [1]. Это – демонстрация того, что в случае теплового равновесия, то есть тогда, когда распределение скоростей молекул, покидающих поверхность, совпадает с распределением скоростей молекул, прибывающих на эту поверхность, угловое распределение является диффузным, то есть должно подчиняться косинусному закону Кнудсена [2]. Другими словами, в случае совпадения температуры газа с температурой твердого тела молекулы газа преимущественно должны рассеиваться в направлении, перпендикулярном рассеивающей поверхности. Этот факт означает достаточно серьезную перспективу в получении подъемной силы без существенных затрат энергии [3]. В случае зеркального отражения полная сила, с которой окружающая среда действует на шероховатую поверхность, строго равна нулю [4]. Нагрев же тела или его охлаждение требуют очень больших затрат энергии [5]. Альтернативное мнение [6] едва ли можно считать обоснованным.

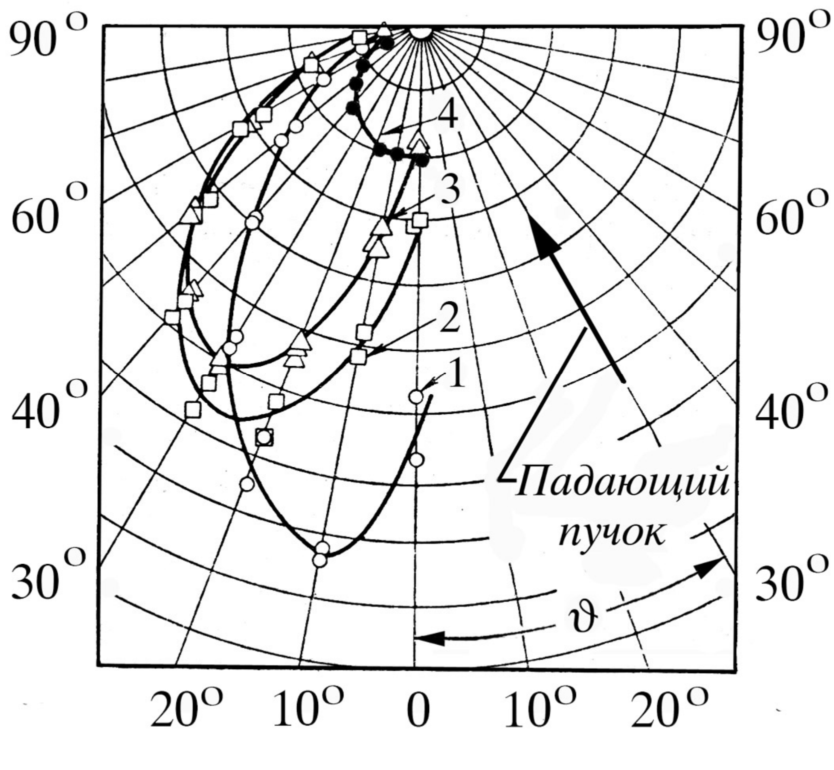

Рис. 1. Угловое рассеяние аргона никелем NiIII.: 1 – t_{Ni}=510 °C; t_{Ar}=20 °C, 2 – t_{Ni}=510 °C; t_{Ar}=1310 °C, 3 – t_{Ni}=510 °C; t_{Ar}=2450 °C, 4 – t_{Ni}=20 °C; t_{Ar}=20 °C.

На самом деле аналитически точно решить данную задачу не представляется возможным, если индикатриса рассеяния описывается законом Кнудсена. Проблему создает многократное рассеяние молекул, с одной стороны, дающее существенный вклад в давление, с которым газ действует на тело, а с другой стороны, делающее аналитическое рассмотрение практически недоступным. Имеет смысл рассмотреть сначала более скромную задачу, то есть предположить, что все молекулы рассеиваются в направлении, перпендикулярном поверхности. По тем же причинам целесообразно рассмотреть наиболее простой характер шероховатости поверхности, кстати говоря, допускающий рассмотрение только однократных столкновений молекул газа, если $\alpha<\pi/4$ (рис. 2).

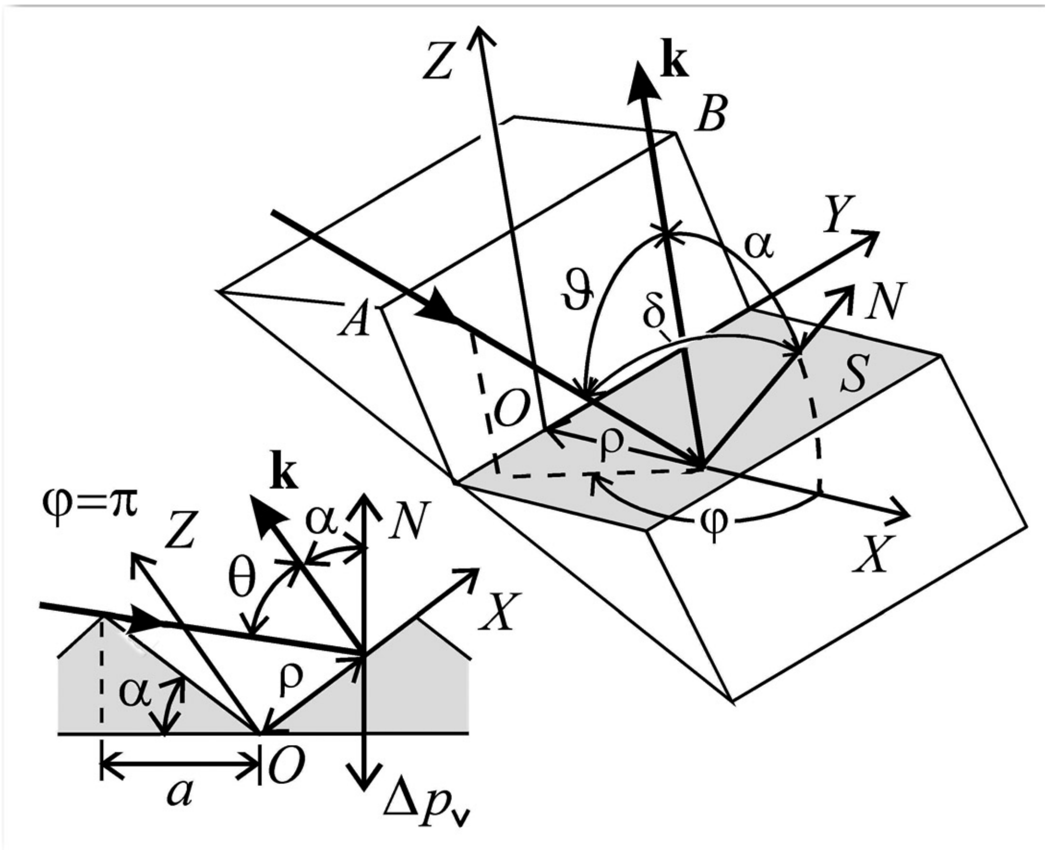

Рис. 2. Геометрия диффузного рассеяния газа шероховатой поверхностью

В данную точку *P* поверхности *S* попадают только те молекулы, направления движения которых заключены в интервале углов $0<\vartheta<\theta$, где угол θ определяется исходя из следующих соображений. Уравнение траектории движения молекулы до рассеяния имеет вид

$$\frac{x-\rho}{-\sin\vartheta\cos\varphi}=\frac{y}{\sin\vartheta\sin\varphi}=\frac{z}{-\cos\vartheta}. \quad (1)$$

С другой стороны для ребра *AB* справедливы соотношения

$$x=-a\cos 2\alpha/\cos\alpha \quad ; \quad z=2a\sin\alpha. \quad (2)$$

Поэтому, угол θ, соответствующий движению молекулы с вершины клина, определяется выражением

$$\operatorname{ctg}\theta = -\frac{a\sin 2\alpha\cos\varphi}{a\cos 2\alpha + \rho\cos\alpha}. \tag{3}$$

Распределение молекул по направлениям считается изотропным. Поэтому за интервал времени dt элемента площади $dyd\rho$ достигнет

$$dN = dn_v dyd\rho v dt\cos\vartheta\frac{d\Omega}{4\pi} \tag{4}$$

молекул, движущихся в интервале углов от ϑ до $\vartheta+d\vartheta$ и от φ до $\varphi+d\varphi$. Здесь dn_v – число молекул, чьи скорости заключены в интервале от v до $v+dv$, и $d\Omega=\sin\vartheta d\vartheta d\varphi$. Каждая молекула в результате столкновения передает телу импульс **p**–**k**p, где вектор **k** направлен по нормали к рассеивающей поверхности (см. рис. 2). Следовательно вертикальная составляющая этого импульса равна

$$\Delta p_\vee = -mv\cos\delta - kmv\cos\alpha, \tag{5}$$

а вертикальная компонента силы, действующей на элемент площади $dyd\rho$, составляет величину

$$dF_\vee = -\frac{mv^2}{4}(\cos\delta + k\cos\alpha)nf(v)dv\frac{1}{\pi}dyd\rho\cos\vartheta\sin\vartheta d\vartheta d\varphi, \tag{6}$$

где $f(v)$ – функция распределения молекул по скоростям, n – их плотность. При $-\pi/2<\varphi<\pi/2$ соседняя грань не является помехой движению, поэтому в этом случае угол ϑ изменяется в пределах $0<\vartheta<\pi/2$. При $\pi/2<\varphi<3\pi/2$ имеет место экранирование, а раз так, то $0<\vartheta<\theta$. Интегрирование по длине клина и скорости приводит к следующему выражению для вертикальной силы, действующей на боковую поверхность клина:

$$F_\vee = -\frac{nmc}{8\pi}<v^2>\Big(\int_0^{a/\cos\alpha}d\rho\int_{-\pi/2}^{\pi/2}d\varphi\int_0^{\pi/2}(\cos\delta + k\cos\alpha)\sin 2\vartheta d\vartheta + \\ + \int_0^{a/\cos\alpha}d\rho\int_{\pi/2}^{3\pi/2}d\varphi\int_0^{\theta}(\cos\delta + k\cos\alpha)\sin 2\vartheta d\vartheta, \tag{7}$$

где угол δ между траекторией первичной частицы и вертикалью N зависит от переменных ϑ и φ:

$$\cos\delta = \cos\vartheta\cos\alpha + \sin\vartheta\sin\alpha\cos\varphi. \tag{8}$$

Интегрирование (7) утомительно, но элементарно, однако приводит к следующему неожиданному результату:

$$F_{\vee} = -\frac{nmac}{3} < v^2 > (\frac{2+3k}{4} +$$

$$+\frac{3}{8\pi} k \sin 2\alpha \int\limits_{\pi/2}^{3\pi/2} \cos\varphi(\operatorname{arctg}\frac{\operatorname{ctg} 2\alpha}{\cos\varphi} - \operatorname{arctg}\frac{\operatorname{ctg}\alpha}{\cos\varphi})d\varphi) . \qquad (9)$$

Совершенно очевидно, что частный случай α=0 с одновременной переменой знака соответствует силе, с которой атмосфера действует на часть основания призмы шириной *a*:

$$F_{\wedge} = \frac{nmac}{3} < v^2 > \frac{2+3k}{4} . \qquad (10)$$

При *k*=2/3 это совпадает с результатом вывода уравнения идеального газа, основанного на предположении зеркального рассеяния молекул [7]. Однако, выбор такого значения коэффициента *k*, вообще говоря, противоречит закону сохранения энергии, поскольку означает нагрев твердого тела, что изначально не предполагалось. Вполне разумным является выбор *k*=1, требующий, правда, пересмотра интерпретации абсолютной температуры; для данного наполовину качественного рассмотрения это не столь важно. В конечном итоге абсолютная температура – это обратная производная от энтропии тела по его энергии [8]. Для одной и той же температуры изменения энтропии, сопровождающие зеркальное и диффузное отражения, – разные.

Цель настоящей работы – продемонстрировать, что диффузное рассеяние в совокупности с экранированием, обусловленным шероховатостью одной поверхности, должно приводить к появлении отличной от нуля силы, действующей на все тело. Чтобы оценить величину этой силы, достаточно вычислить отношение $(F_{\wedge}+F_{\vee})/F_{\wedge}$ и вспомнить, что на каждый квадратный метр поверхности атмосфера давить с силой порядка 10^5 Н. Зависимость это относительной подъемной силы от угла α показана на рис. 3 и, к сожалению, создает проблему в понимании. Остается вопрос, с которым следует обязательно разобраться: подъемная сила оказалась слишком большой. Понятно, что подавляющую часть этой силы следует списать на дефект модели расчета: индикатриса рассеяния заменена дельта-функцией. Но даже если реальная подъемная сила окажется в десять-сто раз меньше, это будет вполне достаточно, чтобы позаботиться об экспериментальной проверке результата. При этом необходимо подчеркнуть одно обстоятельство: характерный размер шероховатости должен быть значительно меньше длины свободного пробега молекул в воздухе, то есть 10^{-7} м. В противном случае какой либо разговор об экранировании, обусловленном шероховатостью, теряет смысл. Нет оснований и сомневаться в реальности диффузного рассеяния молекул газа поверхностью твердого тела. В ряде случаев оно действительно имеет место. Важно отметить, что не существует значения коэффициента *k*, при котором дефицит силы оказался бы равным нулю. Здесь нет противоречия, с одной стороны увеличение этого коэффициента приводит к возрастанию силы, направленной вниз, а с другой стороны, при этом увеличивается сила, с которой атмосфера давит на не шероховатую поверхность твердого тела. Другое дело, что нечто другое, возможно полностью компенсирующее дефицит силы, действующей сверху, не учитывалось в данном классическом расчете, а это, в свою очередь, является вполне обоснованным поводом для активизации исследований процессов взаимодействия газа с твердыми телами.

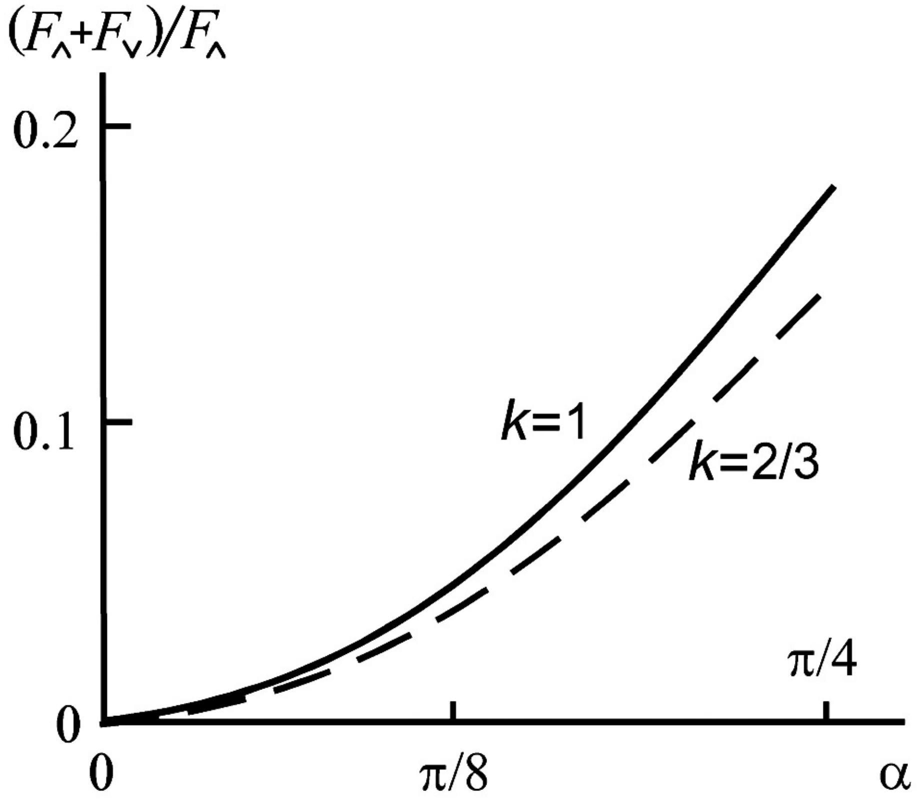

Рис. 3. Зависимость относительной подъемной силы от угла наклона граней шероховатой поверхности

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Smith J.N., Fite W.L. Recent Investigation of Gas-Surface Interactions Using Modulated-Atomic-Beam Techniques. // Proceedings of the Third International Symposium on Rarefield Gas Dynamics. 1963. V. 1. P. 430-453.

2. Гудман Ф., Вахман Г. Динамика рассеяния газа поверхностью. М.: Мир, 1980. 424 с.

3. Герасимов С.А. О левитации и экранировании в газовой динамике. // Вопросы прикладной физики. 2005. № 12. С. 131-133.

4. Герасимов С.А. Задача об упругом многократном рассеянии и термолевитации. // Учебная физика. 2005. № 2. С. 71-80.

5. Герасимов С.А. Первое начало термолевитации. // Успехи современного естествознания. 2008. № 8. С. 118-119.

6. Бешок М.П. Энергия воздуха. // Новая энергетика. 2003. № 4. С. 31-32.

7. Савельев И.В. Курс общей физики. Механика и молекулярная физика. М.: Наука, 1977. 416 с.

8. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. М.: Наука, 1976. 584 с.

DIFFUSE SCATTERING AND GAS-DYNAMIC LEVITATION

Gerasimov S.A.

South Federal University, Rostov-on-Don

It is shown that the diffuse gas scattering by a body one surface of which has a roughness is accompanied by the existence of non-zero net force acting on the body.