01;03

Использование двухмоментного граничного условия в задаче о скольжении разреженного газа вдоль твердой цилиндрической поверхности

© В.Н. Попов

Поморский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
163006 Архангельск, Россия
e-mail: popov.vasily@pomorsu.ru

(Поступило в Редакцию 3 октября 2002 г.)

С использованием двухмоментного граничного условия в линейном по числу Кнудсена приближении вычислена скорость скольжения неоднородного по температуре и массовой скорости разреженного газа вдоль поверхности прямого кругового цилиндра. Исследована зависимость поправок к скорости скольжения, обусловленных кривизной межфазной поверхности, наличием объемных температурных напряжений и неравномерностью распределения температуры в слое Кнудсена от коэффициентов аккомодации первых двух моментов функции распределения. В качестве основного уравнения, описывающего состояние газа, используется БГК (Бхатнагар, Гросс, Крук) модель кинетического уравнения Больцмана.

Введение

В последнее время опубликован целый цикл работ, посвященных построению точных аналитических решений неоднородных модельных кинетических уравнений в граничных задачах кинетической теории разреженных газов, связанных с обтеканием неоднородным по температуре и массовой скорости разреженным газом сферической поверхности и поверхности прямого кругового цилиндра [1–8]. В качестве граничного условия на обтекаемых газом поверхностях в этих работах используется модель диффузного отражения. Однако использование такого рода граничного условия является не всегда оправданным [9]. Более реалистичными являются зеркально-диффузное граничное условие Максвелла [10] и граничное условие Черчиньяни [11].

Использование зеркально-диффузного граничного условия Максвелла в задачах скольжения позволяет учесть влияние на скорость скольжения газа вдоль обтекаемой поверхности коэффициента аккомодации тангенциального импульса. В то же время его использование при построении решений граничных задач кинетической теории разреженных газов с использованием точных аналитических методов приводит к непреодолимым математическим трудностям. Точные аналитические решения граничных задач скольжения с использованием зеркально-диффузного граничного условия Максвелла в настоящее время отсутствуют.

Граничное условие Черчиньяни является альтернативным зеркально-диффузному и учитывает возможность для отраженных молекул частично сохранять информацию о функции распределения падающих молекул.

В случае линеаризованных задач скольжения вдоль твердой плоской поверхности функция распределения записывается в виде $f = f^0[1+\varphi(\mathbf{r},\mathbf{C})]$, а граничное условие на поверхности, накладываемое на функцию $\varphi(\mathbf{r},\mathbf{C})$, записывается в виде

$$\varphi(0,\mathbf{C}) = 2d_1C_y, \qquad C_x > 0.$$

Здесь ось x направлена в глубь газа, а ось y — в направлении массовой скорости газа. Величина d_1 находится из условия, что коэффициент аккомодации тангенциального импульса q_1 $(0 < q_1 < 1)$ определим из условия

$$(1-q_1)\int\limits_{C_x<0} f(\mathbf{r},\mathbf{C})C_xC_y\,d\mathbf{C} = -\int\limits_{C_x>0} f(\mathbf{r},\mathbf{C})C_xC_y\,d\mathbf{C}. \quad (1)$$

Случай $d_1 = 0$ отвечает диффузному отражению молекул поверхностью. Недостатком граничного условия Черчиньяни является то, что оно недостаточно гибко описывает процесс взаимодействия молекул газа с поверхностью. Так, в задаче о тепловом скольжении его использование приводит к тому, что скорость теплового скольжения вообще не зависит от коэффициента аккомодации тангенциального импульса.

Учитывая это, в [12] предложено обобщение граничного условия Черчиньяни, позволяющего учесть в граничном условии на обтекаемой газом поверхности не только коэффициент аккомодации тангенциального импульса q_1 (который по сути дела является коэффициентом аккомодации первого момента функции распределения), но и учесть коэффициент аккомодации второго момента функции распределения q_2 $(0 < q_2 < 1)$. Граничное условие на обтекаемой газом поверхности при этом записывается в виде

$$\varphi(0,\mathbf{C}) = 2d_1C_y + 2d_2C_xC_y, \qquad C_x > 0, \quad (2)$$

где параметр d_2 определяется из условия

$$(1-q_2)\int\limits_{C_x<0} f(\mathbf{r},\mathbf{C})C_x^2C_y\,d\mathbf{C} = \int\limits_{C_x>0} f(\mathbf{r},\mathbf{C})C_x^2C_y\,d\mathbf{C}. \quad (3)$$

Целью настоящей работы является вычисление с использованием двухмоментного граничного условия (2) скорости скольжения неоднородного по температуре и массовой скорости разреженного газа вдоль твердой цилиндрической поверхности радиуса R, учитывающей влияние кривизны поверхности на значение коэффициента теплового скольжения, наличие объемных температурных напряжений и неравномерности распределения температуры в слое Кнудсена. В линейном по числу Кнудсена приближении искомая скорость скольжения записывается в виде [13]

$$U_\tau\big|_S = K_{TS}\nu\,\frac{\partial \ln T}{\partial \tau} - K_{TS}^{(0)}\nu\,\beta'_\tau\,\mathrm{Kn}\,\frac{\partial \ln T}{\partial \tau} + C_m\lambda\,\frac{\partial U_\tau}{\partial \rho} - K_{TS}^{(0)}\beta_B\nu\lambda\,\frac{T_{\rho\varphi}}{2T} + K_{TS}^{(0)}\beta_R\nu\,\mathrm{Kn}\,\frac{\partial^2 \ln T}{\partial\rho\,\partial\varphi}. \tag{4}$$

Здесь C_m, K_{TS}, β_B — коэффициенты изотермического, теплового и барнеттовского скольжения; β_R — коэффициент, учитывающий неравномерность распределения температуры в слое Кнудсена; β'_τ — коэффициент, учитывающий влияние кривизны поверхности на значение коэффициента теплового скольжения; $K_{TS}^{(0)} = 1.14995$ — значение коэффициента теплового скольжения при полностью диффузном отражении молекул газа поверхностью; ν — кинематическая вязкость газа; λ — средняя длина свободного пробега газовых молекул; $U_\tau\big|_S$ — касательная к обтекаемой поверхности компонента массовой скорости; $T_{\rho\varphi}$ — отличная от нуля компонента тензора объемных температурных напряжений. В случае продольного обтекания газом поверхности отличной от нуля будет компонента массовой скорости $U_z\big|_S$, в случае поперечного — $U_\varphi\big|_S$ [2,5,8].

Зависимость C_m и K_{TS} от коэффициентов аккомодации q_1 и q_2 найдена в [12]

$$C_m = -C_m^{(0)}(2-q_2)\times\frac{(q_1^{-1}-1)(\sqrt{\pi}+\pi Q_1/2)-(1-\pi/4)}{1-\pi/4+(1-q_2)(1+\pi/4+\sqrt{\pi}\,Q_1}, \tag{5}$$

$$K_{TS} = K_{TS}^{(0)}\times\frac{(2-q_2)(1-\pi/4)+(1-q_2)(\sqrt{\pi}\,Q_1/2+\pi/4)K^{-1}}{1-\pi/4+(1-q_2)(1+\pi/4+\sqrt{\pi}\,Q_1}. \tag{6}$$

Здесь $C_m^{(0)} = 1.14665$ — значение коэффициента теплового скольжения при полностью диффузном отражении молекул газа поверхностью, а символ Q_n используется для обозначения интегралов Лоялки [14],

$$Q_n = \frac{1}{\sqrt{\pi}}\int\limits_0^\infty \frac{X^-(\eta)}{\lambda^-(\eta)}\,\eta^{n+1}\exp(-\eta^2)\,d\eta, \quad Q_1 = -1.01619,$$

$$\lambda^\pm(\eta) = \lambda(\eta) \pm \sqrt{\pi}\,i\eta\exp(-\eta^2),$$

$$\lambda(z) = 1 + \frac{1}{\sqrt{\pi}}\,z\int\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{\exp(-\mu^2)}{\mu - z}\,d\mu,$$

$$X(z) = \frac{1}{z}\exp\left\{\frac{1}{\pi}\int\limits_0^\infty \frac{\Theta(\tau)-\pi}{\tau - z}\,d\tau\right\},$$

$$X^\pm(\eta) = -\frac{\lambda^\pm(\eta)}{|\lambda^+(\eta)|}\,X(\eta),$$

$$\Theta(\tau) - \pi = -\pi/2 - \mathrm{arctg}\,\frac{\lambda(\tau)}{\sqrt{\pi}\,\tau\exp(-\tau^2)}.$$

Таким образом, поставленная задача сводится к отысканию зависимостей от q_1 и q_2 коэффициентов β'_τ, β_B и β_R.

Тепловое скольжение

Учитывая результаты, приведенные в [5,8,12], решение задачи об установлении зависимости коэффициента β'_φ от q_1 и q_2 при поперечном обтекании разреженным газом поверхности прямого кругового цилиндра сводится к решению уравнения

$$\mu\,\frac{\partial Y_a^{(2)}}{\partial x} + Y_a^{(2)}(x,\mu) = \frac{1}{\sqrt{\pi}}\int\limits_{-\infty}^{\infty} Y_a^{(2)}(x,\tau)\exp(-\tau^2)d\tau + \mu Y_a^{(1)}(x,\mu) - \frac{3}{2}\frac{\partial Y_a^{(1)}}{\partial \mu} + 3\mu Y_b^{(1)}(x,\mu) - \frac{3}{2}\frac{\partial Y_b^{(1)}}{\partial\mu},$$

$$x = r - R,$$

$$Y_a^{(1)}(x,\mu) = \int\limits_0^\infty a(\eta)F(\eta,\mu)\exp(-x/\eta)d\eta,$$

$$Y_b^{(1)}(x,\mu) = k_T\exp(-x/\mu)\Theta_+(\mu),$$

$$F(\eta,\mu) = \frac{1}{\sqrt{\pi}}\,\eta P\,\frac{1}{\eta-\mu} + \exp(\eta^2)\lambda(\eta)\delta(\eta-\mu),$$

$$a(\eta) = \frac{k_T\exp(-\eta^2)(\eta-Q)X(-\eta)}{2\big|\lambda^+(\eta)\big|^2}, \quad k_T = \frac{\partial \ln T}{\partial\varphi} \tag{7}$$

с граничными условиями

$$Y_a^{(2)}(0,\mu) = 2d_1^{(2)} + 2\mu d_2^{(2)}, \quad \mu > 0, \tag{8}$$

$$Y_a^{(2)}(\infty,\mu) = 2U_\varphi^{(2)}\Big|_S. \tag{9}$$

Здесь $\lambda(z)$ — дисперсионная функция Черчиньяни, Px^{-1} — распределение в смысле главного значения при интегрировании x^{-1}, $\delta(x)$ — дельта-функция Дирака, $\Theta_+(\mu) = 0$, если $\mu \le 0$, и $\Theta_+(\mu) = 1$, если $\mu > 0$. Для определения $d_1^{(2)}$ и $d_2^{(2)}$ с учетом (1), (3) приходим к системе моментных интегральных уравнений

$$(1-q_1)\int\limits_{-\infty}^{\infty}\exp(-\mu^2)\mu Y_a^{(2)}(0,\mu)\,d\mu$$

$$=-q_1\int\limits_{0}^{\infty}\exp(-\mu^2)\mu Y_a^{(2)}(0,\mu)\,d\mu, \qquad (10)$$

$$(1-q_2)\int\limits_{-\infty}^{\infty}\exp(-\mu^2)\mu Y_a^{(2)}(0,\mu)\,d\mu$$

$$=(2-q_2)\int\limits_{0}^{\infty}\exp(-\mu^2)\mu^2 Y_a^{(2)}(0,\mu)\,d\mu, \qquad (11)$$

из которой [12] находим

$$d_1^{(2)}=-\frac{(1-q_2)\pi}{2(2-q_2)(1-\pi/4)}\,U_\varphi^{(2)}\Big|_S, \qquad (12)$$

$$d_2^{(2)}=\frac{(1-q_2)\sqrt{\pi}}{(2-q_2)(1-\pi/4)}\,U_\varphi^{(2)}\Big|_S. \qquad (13)$$

Здесь, учитывая результаты, полученные в [3], параметр $U_\varphi^{(2)}\big|_S$ определяется из условия

$$\int\limits_0^\infty\frac{X^-(\mu)}{\lambda^-(\mu)}\,f(\mu)\exp(-\mu^2)\,d\mu=0. \qquad (14)$$

В отличие от [3] в рассматриваемом случае

$$f(\mu)=-2\psi(\mu)-Q_2\mu+\frac{1}{2}\,a(\mu)\exp(\mu^2), \qquad (15)$$

где

$$\psi(\mu)=U_\varphi^{(2)}\Big|_S-d_1^{(2)}-\mu d_2^{(2)}$$

$$=\left[1+\frac{\sqrt{\pi}}{2}\,\frac{(1-q_2)(\sqrt{\pi}-2\mu)}{(2-q_2)(1-\pi/4)}\right]U_\varphi^{(2)}\Big|_S. \qquad (16)$$

Подставляя (15) и (16) в (14), с учетом результатов, полученных в [3], находим

$$U_\varphi^{(2)}\Big|_S=\frac{3}{4}\left[1+\frac{\sqrt{\pi}}{2}\,\frac{(1-q_2)(\sqrt{\pi}+2Q_1)}{(2-q_2)(1-\pi/4)}\right]^{-1}$$

$$\times[Q_3+Q_1Q_2]\,k_T. \qquad (17)$$

Здесь $Q_3=-1.8207$, $Q_2=-1.2663$. Переходя в (17) к размерным величинам и записывая в виде, принятом в кинетической теории разреженных газов, находим

$$U_\varphi^{(2)}\Big|_S=-K_{TS}^{(0)}\,\beta'_{0\varphi}\,\beta_T\,\mathrm{Kn}\,\nu\,k_T.$$

Таким образом,

$$\beta'_\varphi=\beta'_{0\varphi}\left[1+\frac{\sqrt{\pi}}{2}\,\frac{(1-q_2)(\sqrt{\pi}+2Q_1)}{(2-q_2)(1-\pi/4)}\right]^{-1}. \qquad (18)$$

Здесь $\beta'_{0\varphi}=1.7684$ — значение коэффициента, учитывающего зависимость коэффициента теплового скольжения от кривизны поверхности при диффузном отражении молекул газа от поверхности при ее поперечном обтекании потоком разреженного газа.

Учитывая, что при продольном обтекании цилиндрической поверхности поправка на кривизну в 3 раза меньше, чем при поперечном [2,5,8], находим

$$\beta'_z=\beta'_{0z}\left[1+\frac{\sqrt{\pi}}{2}\,\frac{(1-q_2)(\sqrt{\pi}+2Q_1)}{(2-q_2)(1-\pi/4)}\right]^{-1}. \qquad (19)$$

Здесь $\beta'_{0z}=\beta'_{0\varphi}/3=0.589495$ — значение параметра, учитывающего зависимость коэффициента теплового скольжения от кривизны поверхности при диффузном отражении молекул газа поверхностью при ее продольном обтекании потоком разреженного газа.

Барнеттовское скольжение

Решение задачи о вычислении зависимости скорости барнеттовского скольжения от коэффициентов аккомодации моментов функции распределения сводится к решению уравнения [15]

$$\mu\,\frac{\partial Y_a^{(2)}}{\partial x}+Y_a^{(2)}(x,\mu)=\frac{1}{\sqrt{\pi}}\int\limits_{-\infty}^{\infty}Y_a^{(2)}(x,\tau)\exp(-\tau^2)\,d\tau$$

с граничными условиями

$$Y_a^{(2)}(0,\mu)=2d_1^{(2)}+2\mu d_2^{(2)}, \qquad \mu>0, \qquad (20)$$

$$Y_a^{(2)}(\infty,\mu)=2U_B^{(2)}\Big|_S+2\mu\left(\mu^2-\frac{1}{2}\right)k_B,\ \ k_B=\frac{T_{\rho\varphi}}{2T}. \qquad (21)$$

Параметры $d_1^{(2)}$ и $d_2^{(2)}$, как и в предыдущем случае, находим из системы моментных уравнений (1) и (11), из которой с учетом (2) и (21) получаем

$$d_1^{(2)}=-\frac{\sqrt{\pi}}{1-\pi/4}\left[\frac{1-q_1}{q_1}\,k_B+\frac{1-q_2}{2-q_2}\,\frac{\sqrt{\pi}}{2}\,U_B^{(2)}\Big|_S\right], \qquad (22)$$

$$d_2^{(2)}=\frac{\sqrt{\pi}}{1-\pi/4}\left[\frac{1-q_1}{q_1}\,\frac{\sqrt{\pi}}{2}\,k_B+\frac{1-q_2}{2-q_2}\,U_B^{(2)}\Big|_S\right]. \qquad (23)$$

Здесь параметр $U_B^{(2)}\big|_S$ определяется из условия (14), где с учетом [15]

$$f(\mu)=U_B^{(2)}\Big|_S+\mu\left(\mu^2-\frac{1}{2}\right)k_B-d_1^{(2)}-\mu d_2^{(2)}. \qquad (24)$$

Подставляя (24) в (14), после преобразований с учетом (22) и (23) находим

$$U_B^{(2)}\Big|_S = \left[Q_3 - \frac{1}{2}Q_1 - \frac{\sqrt{\pi}}{1-\pi/4}\,\frac{1-q_1}{q_1}\left[1+\frac{\sqrt{\pi}}{2}Q_1\right]\right]$$

$$\times\left[1+\frac{\sqrt{\pi}}{1-\pi/4}\,\frac{1-q_2}{2-q_2}\left[\frac{\sqrt{\pi}}{2}+Q_1\right]\right]^{-1}k_B. \quad (25)$$

Тогда, переходя в (25) к размерным величинам и записывая в виде, принятом в кинетической теории разреженных газов, находим

$$U_B^{(2)}\Big|_S = -K_{TS}^{(0)}\beta_B\,\nu\lambda\,\frac{T_{\rho\varphi}}{2T}.$$

Таким образом,

$$\beta_B = \beta_{B0}\left[1-\frac{1}{Q_3-Q_1/2}\,\frac{\sqrt{\pi}}{1-\pi/4}\,\frac{1-q_1}{q_1}\left[1+\frac{\sqrt{\pi}}{2}Q_1\right]\right]$$

$$\times\left[1+\frac{\sqrt{\pi}}{1-\pi/4}\,\frac{1-q_2}{2-q_2}\left[\frac{\sqrt{\pi}}{2}+Q_1\right]\right]. \quad (26)$$

Здесь [15] $\beta_{B0} = 5.80$ — коэффициент барнеттовского скольжения при диффузном отражении молекул газа поверхностью.

Тепловое скольжение второго порядка

В случае теплового скольжения второго порядка задача сводится к решению уравнения [7]

$$\mu\,\frac{\partial Y_a^{(2)}}{\partial x} + Y_a^{(2)}(x,\mu) = \frac{1}{\sqrt{\pi}}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\exp(-\tau^2)Y_a^{(2)}(x,\tau)\,d\tau$$

$$- k_R\left[Z_1(x,\mu)+\gamma(\mu^2+1/2)Z_2(x,\mu)\right]$$

и граничным условиям

$$Y_a^{(2)}(0,\mu) = 2d_1^{(2)} + 2\mu d_2^{(2)} \qquad (\mu > 0),$$

$$Y_a^{(2)}(\infty,\mu) = 2U_R^{(2)}\Big|_S.$$

Здесь $Z_1(x,\mu)$ и $Z_2(x,\nu)$ — функции, построенные в задаче о температурном скачке [16]; $\gamma^2 = 2/3$; $k_R = \partial^2\ln T/\partial\rho\,\partial\varphi$; значения параметров $d_1^{(2)}$ и $d_2^{(2)}$ совпадают с (12) и (13), а величина $U_R^{(2)}|_S$ находится из условия (14), где для рассматриваемой задачи [7]

$$f(\mu) = \left[-2\psi(\mu) - (2\mu-\varepsilon_T)(\mu^2-1/2) - \varepsilon_n\right]k_R, \quad (27)$$

$$\psi(\mu) = U_R^{(2)}\Big|_S - d_1^{(2)} - \mu d_2^{(2)}$$

$$= \left[1+\frac{\sqrt{\pi}}{2}\,\frac{(1-q_2)(\sqrt{\pi}-2\mu)}{(2-q_2)(1-\pi/4)}\right]U_R^{(2)}\Big|_S. \quad (28)$$

Здесь $\varepsilon_T = 1.3013$ и $\varepsilon_n = -0.5633$ [7]. Подставляя (27) и (28) в (14), с учетом результатов, полученных в [7], находим

$$U_R^{(2)}\Big|_S = \frac{1}{2}\left[Q_1 - 2Q_3 + \varepsilon_T(Q_2+1/2)+\varepsilon_n\right]$$

$$\times\left[1+\frac{\sqrt{\pi}}{2}\,\frac{(1-q_2)(\sqrt{\pi}+2Q_1)}{(2-q_2)(1-\pi/4)}\right]^{-1}. \quad (29)$$

Значение первой скобки в (29) совпадает со значением аналогичного выражения, полученного при диффузном отражении молекул газа поверхностью [7], и составляет $0.5323k_R$.

Тогда, переходя в (29) к размерным величинам и записывая в виде, принятом в кинетической теории разреженных газов, находим

$$U_R^{(2)}\Big|_S = K_{TS}^{(0)}\beta_R\,\nu\,\mathrm{Kn}\,\frac{\partial^2\ln T}{\partial\rho\,\partial\varphi}.$$

Таким образом,

$$\beta_R = \beta_{R0}\left[1+\frac{\sqrt{\pi}}{2}\,\frac{(1-q_2)(\sqrt{\pi}+2Q_1)}{(2-q_2)(1-\pi/4)}\right]^{-1}. \quad (30)$$

Здесь $\beta_{R0} = 2.3524$ — значение коэффициента теплового скольжения второго порядка при диффузном отражении молекул газа поверхностью [7].

Заключение

Итак, в работе с учетом коэффициентов аккомодации первых двух моментов функции распределения вычислена в линейном по числу Кнудсена приближении скорость скольжения разреженного газа вдоль поверхности прямого кругового цилиндра, учитывающая зависимость коэффициента теплового скольжения от степени кривизны поверхности, наличие объемных температурных напряжений и неравномерность температуры в слое Кнудсена.

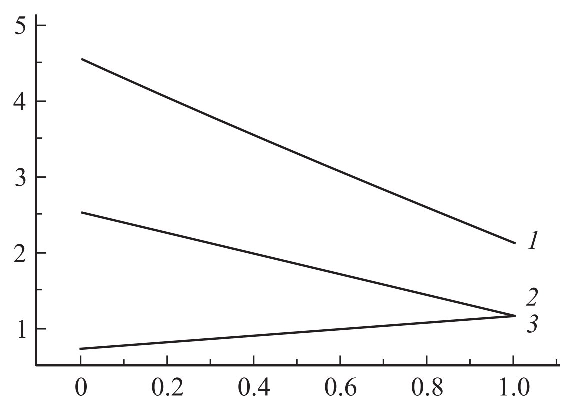

Рис. 1. Зависимость от коэффициента аккомодации q_2 коэффициента изотермического скольжения C_m ($q_1 = 0.5$ (*1*), 1 (*2*)) и коэффициента теплового скольжения T_{TS} (*3*).

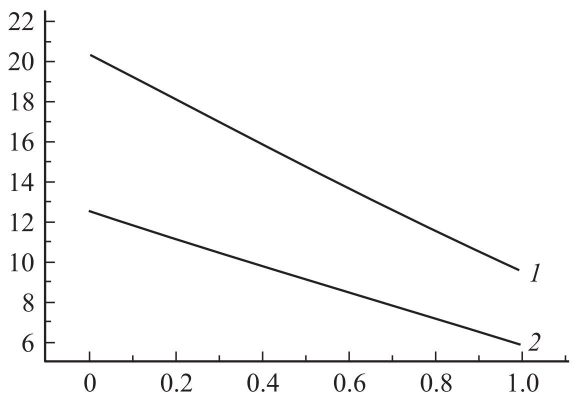

Рис. 2. Зависимость от коэффициента аккомодации q_2 коэффициента барнеттовского скольжения β_B. $q_1 = 0.5$ (*1*), 1 (*2*).

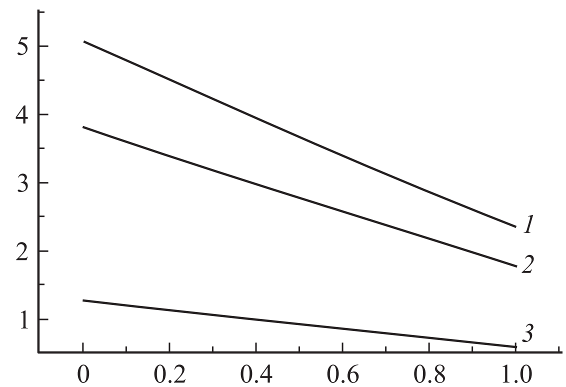

Рис. 3. Зависимость от коэффициента аккомодации q_2 коэффициента теплового скольжения второго порядка β_R (*1*) и коэффициентов β'_φ и β'_z, учитывающих зависимость K_{TS} от кривизны поверхности при поперечном (*2*) и продольном (*3*) обтекании газом цилиндрической поверхности.

Из приведенных графиков (рис. 1–3) видно, что коэффициенты C_m, K_{TS}, β_B, β_R иβ'_τ существенно зависят от коэффициента q_2. В то же время K_{TS}, β_R и β'_τ не зависят от коэффициента q_1. При $q_1 = q_2 = 1$ значения упомянутых выше коэффициентов (5), (6), (18), (19), (26), (30) переходят в аналогичные результаты, полученные в случае диффузного отражения молекул газа поверхностью.

Имеющийся анализ экспериментальных данных по измерению коэффициента аккомодации тангенциального импульса q_1 [9] показывает, что для поверхностей, не подвергавшихся специальной обработке (или „технических“ поверхностей, какими по сути дела и являются поверхности аэрозолей), значения q_1 лежат в интервале 0.95–1.00. В то же время прямые экспериментальные данные по измерению коэффициента аккомодации q_2 отсутствуют. Однако, как показывает анализ экспериментальных данных по измерению скорости термофореза крупных аэрозольных частиц [17], значения коэффициента K_{TS} лежат в интервале 1.1–1.2. Из (6) последняя интервальная оценка выполняется, если значения коэффициента q_2 лежат в промежутке 0.87–1.00. При этом из (5), (18) и (19) следует, что значения коэффициента изотермического скольжения (при $q_1 = 1$) и поправок к коэффициенту теплового скольжения, обусловленных искривлением межфазной поверхности для случаев поперечного и продольного обтекания цилиндрической поверхности, лежат в интервалах 1.14665–1.329377, 1.768485–2.0176403 и 0.589495–0.6725468, варьируясь соответственно в пределах 15.94, 14.09 и 14.09%. Соответствующие значения коэффициентов барнеттовского скольжения (26) (при $q_1 = 1$) и теплового скольжения второго порядка (30) лежат в интервалах 5.80000–6.617141 и 2.376842–2.711707, изменяясь в обоих случаях в пределах 14.09%.

Полученные в работе результаты могут быть использованы для расчета с учетом коэффициентов аккомодации скорости термофореза цилиндрических аэрозольных частиц [18].

Список литературы

[1] *Гайдуков М.Н., Попов В.Н.* // Изв. РАН. Сер. МЖГ. 1998. № 2. С. 165–173.

[2] *Латышев А.В., Попов В.Н., Юшканов А.А.* // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. Вып. 5. С. 70–74.

[3] *Латышев А.В., Попов В.Н., Юшканов А.А.* // Сибирский журнал индустриальной математики. 2002. Т. V. № 3 (11). С. 103–114.

[4] *Латышев А.В., Попов В.Н., Юшканов А.А.* // ИФК. 2002. Т. 75. № 3. С. 104–196.

[5] *Попов В.Н.* // ЖТФ. 2002. Т. 72. Вып. 10. С. 15–21.

[6] *Попов В.Н.* // ИФЖ. 2002. Т. 75. № 3. С. 107–110.

[7] *Попов В.Н.* // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. Вып. 19. С. 10–16.

[8] *Попов В.Н.* // ПМТФ. 2002. № 5. С. 105–113.

[9] *Коленчиц О.А.* Тепловая аккомодация систем газ–твердое тело. Минск: Наука и техника, 1977. 126 с.

[10] *Коган М.Н.* Динамика разреженного газа. Кинетическая теория. М.: Наука, 1967. 440 с.

[11] *Черчиньяни К.* Математические методы в кинетической теории газов. М.: Мир, 1973. 245 с.

[12] *Латышев А.В., Юшканов А.А.* // ИФЖ. 2001. Т. 73. № 3. С. 63–69.

[13] *Маясов Е.Г., Юшканов А.А., Яламов Ю.И.* // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 6. С. 498–502.

[14] *Loyalka S.K.* // Transport Theory and Statistical Physics. 1975. Vol. 4. P. 55–65.

[15] *Попов В.Н., Гайдуков М.Н.* // Вестник математического факультета. Межвуз. сб. науч. тр. Вып. 1. Архангельск: Изд-во Поморского государственного университета им. М.В. Ломоносова, 1997. С. 26–31.

[16] *Латышев А.В.* // ПММ. 1990. Т. 54. № 4. С. 581–586.

[17] *Deriaguin B.V., Yalamov Yu.I.* // Intern. Rev. Aerosol Physics and Chemistry. Pergamon Press, 1972. Vol. 3. Pt 2. P. 1–200.

[18] *Яламов Ю.И., Сафиуллин Р.А.* // ТВТ. 1994. Т. 32. № 2. С. 271–275.