

В заключение отметим следующее. Несмотря на то что нестационарность оказывает заметное влияние на поля пульсационных характеристик потока, гидродинамическое и тепловое воздействие на стенку такое же, как и при квазистационарном течении.

Как отмечалось выше, в приосевой области турбулентность вырождена (за исключением зоны, непосредственно примыкающей к поршню). Тем не менее в пристеночной части имеется область турбулированного течения (на 50—60 % по сравнению со случаем автомоделного движения). Эти эффекты изменения турбулентной структуры потока компенсируют друг друга в смысле определения интегрального воздействия на стенку канала.

Таким образом, расчет напряжения трения и теплового потока на стенке можно производить с использованием квазистационарных зависимостей (27)—(30), существенным образом учитывающих влияние температурного фактора.

ЛИТЕРАТУРА

1. Станюкович К. П. Неустановившиеся движения сплошной среды.— М.: Наука, 1974.
2. Вильямс Ш. Течение вязкого сжимаемого и несжимаемого газа в узких каналах // РТК.— 1963.— № 1.
3. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа.— М.: Наука, 1979.
4. Гинзбург И. П. Прикладная гидрогазодинамика.— Л.: Изд-во ЛГУ, 1958.
5. Комаровский Л. В. Аналитическое решение задачи об ускорении поршня в канале переменного сечения в случае неизоэнтропического расширения газа // Тр. НИИ прикладной математики и механики при ТГУ.— Томск: Изд-во ТГУ, 1974.— Т. 4.
6. Васильев О. Ф., Кwon В. И. Неустановившееся турбулентное течение в трубе // ПМТФ.— 1971.— № 6.
7. Абрамович Г. И., Крашенинников С. Ю., Секундов А. Н. Турбулентные течения при воздействии объемных сил и неавтомоделности.— М.: Машиностроение, 1975.
8. Певлев В. М. Турбулентное движение высокотемпературных сплошных сред.— М.: Наука, 1975.
9. Булгаков В. К., Липанов А. М. Взаимодействие турбулентности и химической реакции в теории эрозийного горения конденсированных веществ // Хим. физика.— 1986.— Т. 5, № 4.
10. Рождественский Б. Л., Яненко Н. Н. Системы квазилинейных уравнений и их приложения к газовой динамике.— М.: Наука, 1978.
11. Chieng C. C., Launder B. E. On the calculation of turbulent heat transport downstream from an abrupt pipe expansion // Numerical Heat Transfer.— 1980.— V. 3.
12. Amano R. S. A study of turbulent flow downstream of an abrupt pipe expansion // AIAA J.— 1983.— V. 21, N 10.
13. Шаранов А. Численное исследование параметров течения теплопроводного газа в неустановившемся пограничном слое // Вопросы вычислительной и прикладной математики.— Ташкент: Ин-т кибернетики АН УзССР, 1970.— Вып. 1.
14. Bartlett E. P., Anderson L. W., Kendall R. M. Time-dependent boundary layers with application to gun barrel heat transfer // Proc. of the 1972 Heat Transfer and Fluid Mech. Inst.— Northridge, Calif., 1972.
15. Adams M. J., Krier H. Unsteady internal boundary layer analysis applied to gun barrel wall heat transfer // Intern. J. Heat and Mass Transfer.— 1981.— V. 24, N 12.
16. Ohmi M., Usui T., Tanaka O., Toyama H. Pressure and velocity distributions in pulsating turbulent pipe flow. 2. Experimental investigations // Bull. JSME.— 1976.— V. 19, N 134.
17. Букреев В. И., Шахин В. М. Статистически нестационарное турбулентное течение в трубе.— Новосибирск, 1981.— Деп. в ВИНТИ 16.02.81, № 866—81.
18. Laufer J. The structure of turbulence in fully developed pipe flow.— Washington, 1954.— (Techn. Note/NACA; N 1175).

г. Томск

Поступила 13/III 1987 г.,
в окончательном варианте — 21/IV 1988 г.

УДК 533.6.011.8

З. М. Максимов, А. Л. Стасенко

МЕХАНИКА И ОПТИКА ВРАЩАЮЩИХСЯ ЧАСТИЦ И КАПЕЛЬ В ГАЗОВЫХ ПОТОКАХ

К настоящему времени механика газодисперсных и парокпельных потоков с учетом многочисленных процессов межфазного обмена массой, импульсом и энергией изучена достаточно полно [1—3]. Существенно меньшее внимание уделялось такому

неравновесному процессу, как вращение диспергированных частиц, которое возникает при их столкновениях, например, в окрестности критического сечения сопла [4]. В случае жидких капель вращение приводит к их деформации и изменению коэффициентов теплообмена и силового взаимодействия с газом. В [4] исследованы равновесные формы вращающихся капель, удерживаемых от разрушения силами поверхностного натяжения, и построена механика смеси с вращающимися частицами в условиях континуального обтекания последних.

В настоящей работе рассмотрены механика и теплообмен вращающейся капли в следующих аспектах. Во-первых, мелкодисперсные частицы могут попадать в условия свободномолекулярного обтекания уже в сопле вследствие быстрого расширения несущего газа [5] либо вводиться в заведомо разреженную (относительно частиц) среду [6]. Во-вторых, появление при вращении боковой силы (типа Магнуса) должно приводить к поперечному смещению частиц и перепутыванию их траекторий. В-третьих, существует область параметров частиц и обтекающего газа, в которой время выравнивания температуры в объеме частицы сравнимо с временами других релаксационных процессов, что приводит к необходимости решать уравнение теплопроводности внутри эллипсоидальной частицы. В-четвертых, как собственное излучение мелкой (сравнимой с характерной длиной волны) частицы, так и приходящее извне излучение, рассеянное на ней, зависят от формы частицы [7], что, вообще говоря, может привести к отличию оптических характеристик парокapельного потока с вращающимися частицами от таковых в отсутствие вращения.

Динамика вращающегося шара при свободномолекулярном обтекании рассматривалась в [8], где, однако, не приведено выражение для тормозящего момента сил. В [9] получены выражения аэродинамических коэффициентов различных тел, движущихся в разреженном газе («при спутниковых скоростях»), а также добавочные силы и моменты, возникающие из-за слабого вращения некоторых тел (круговых цилиндра, конуса) при условии, что скорость обтекания много больше окружной скорости, связанной с вращением. В [10] исследованы вращательные производные быстро движущихся (в сверхзвуковом приближении) тел с фиксированной геометрией. Для целей механики неоднородных струй нужно располагать выражениями сил и моментов при всех значениях безразмерной скорости обтекания $S = U/\sqrt{2RT}$ и относительной окружной скорости $|\omega \times r|/U$ (в частности, и для случая вращения шаровой частицы, центр масс которой неподвижен относительно окружающего ее элемента несущей среды).

Из возможных взаимных положений векторов скорости обтекания и угловой скорости вращения частицы выбран случай их ортогональности ($\omega \perp U$), имеющий непосредственное отношение к механике двухфазных струй: в работах по двухфазным течениям в соплах [4] отмечается, что в результате столкновения частиц в окрестности критического сечения их угловые скорости в основном перпендикулярны оси потока.

1. Постановка задачи. Рассмотрим вращающуюся с угловой скоростью ω каплю, обтекаемую в свободномолекулярном режиме несущим газом с относительной скоростью $U = V - V_p$. Перечислим основные предположения. 1. Исследования равновесия капли показали [4], что она будет иметь форму сплюсненного эллипсоида при условии $\alpha^* = \rho^0 a_p^3 \omega^2 / \sigma^0 \leq 2,5$ (σ^0 , ρ^0 — коэффициент поверхностного натяжения и плотность жидкости, a_p — радиус эквивалентного по объему шара). 2. Из экспериментов видно, что для сохранности невращающейся капли при ее обдуве безразмерное число Вебера $We = 2a_p \rho U^2 / \sigma^0$ (ρ — плотность газа) не должно превышать критического значения $We^* = 10$; следовательно, для того чтобы пренебречь сплюсчиванием капли при обдуве, We должно быть много меньше We^* . Последнее требование можно переписать в виде ограничения на безразмерную скорость обтекания $S^2 \ll 3p_L/p$ ($p_L = 2\sigma^0/a_p$ — лапласовское давление внутри шаровой капли, $p = \rho RT$ — статическое давление в потоке газа). 3. Далее, будем считать, что кинетическая энергия ударяющейся молекулы не превосходит энергию связи молекул капли, находящихся на ее поверхности; в противном случае соударение приводило бы к выбиванию молекул капли — процессу, который не описывается в данной работе. Отсюда $S^2 \ll L/RT$ (L — удельная теплота испарения). 4. Оценим влияние вращения частицы на процесс теплопроводности внутри ее объема.

Численные расчеты [11] показали, что в случае невращающейся шаровой частицы конечной теплопроводности в свободномолекулярном потоке температуры передней и задней точек шара могут существенно (на порядок своей величины) отличаться друг от друга из-за сильной поверхностной неоднородности плотности потока тепла. Масштаб времени выравнивания температуры в шаре, как известно, $\tau_w = \rho^0 c^0 a_p^2 / \lambda^0$ (c^0 , λ^0 — удельная теплоемкость и коэффициент теплопроводности материала час-

тицы). Следовательно, если время оборота частицы вокруг оси много меньше указанного масштаба ($\omega\tau_w \gg 1$), вращение приводит к тому, что распространение тепла в капле перестает зависеть от азимутального угла. Данное предположение упрощает рассмотрение теплопередачи в капле. При этом будет пренебрежено еще диссипацией энергии на трение внутри капли при воздействии тормозящего момента, а также конвекцией за счет сил Архимеда в поле центробежных сил. 5. Можно показать, что, для того чтобы отношение удельных энергий вращательного движения $\omega^2 a^2_p/2$ и фазового перехода L было много меньше единицы, радиус капель должен превосходить 10^{-10} м. Таким образом, данное условие заведомо осуществляется во всех случаях, практически интересных для механики двухфазных потоков: оказывается, что вращающаяся капля разрушится гораздо раньше, чем ее вращение начнет существенно влиять на скорость испарения, что обосновывает принятое в настоящей работе пренебрежение центробежной энергией по сравнению с тепловой и фазовой. Сублимирующие твердые шаровые частицы в этом предположении будут всегда оставаться шарами.

2. Система уравнений механики и тепломассообмена эллипсоидальной капли. Элемент поверхности эллипсоида можно записать в виде

$$d\Sigma^e = \frac{a^2 \sin \alpha d\alpha d\varphi}{4\pi \varepsilon^2 (1 + k^2 \sin^2 \alpha)^2}, \quad \operatorname{tg} \alpha = \varepsilon^2 \operatorname{tg} \theta, \quad \varepsilon = \frac{b}{a}, \quad k^2 = \varepsilon^{-2} - 1,$$

где a , b — большая и малая полуоси меридионального сечения; θ , φ — полярный и азимутальный углы сферической системы координат.

Интегрирование по поверхности вращающегося эллипсоида известных плотностей потоков массы, импульса и энергии [12] приводит к квадратурам, вообще не выражающимся в элементарных функциях:

$$\begin{aligned} \frac{dm_p}{\beta^* dt} &= a^2 \left\{ \frac{\alpha_h \rho \langle c \rangle}{\sqrt{1+k^2}} [(1+2S^2)I_1 + 2k^2 S^2 I_2 + \sqrt{1+k^2} \exp(-S^2)] - \right. \\ &\quad \left. - \alpha_h \rho_s (T_p) \langle c(T_p) \rangle 2\Sigma^e \right\}, \\ m_p \frac{c^0}{R} \frac{dT_p}{\beta^* dt} &= a^2 \frac{2\rho \langle c \rangle}{\sqrt{1+k^2}} \left\{ \alpha_e (1 - \alpha_h) \left[\frac{c_v^i}{R} (T - T_p) - 2T_\tau \right] + \alpha_h \frac{c_v^i}{R} T \right\} \times \\ &\quad \times [(1+2S^2)I_1 + 2k^2 S^2 I_2 + \sqrt{1+k^2} \exp(-S^2)] + \\ &\quad + \langle c \rangle \rho a^2 T [\alpha_e (1 - \alpha_h) + \alpha_h] [2(1+3S^2+S^4)I_1 + \\ &\quad + [2S^2(2+S^2)(1+k^2) - S^2(2S^2+5)]I_2 + (2+S^2)\sqrt{1+k^2} \exp(-S^2)] - \\ &\quad - \alpha_h \rho_s (T_p) \langle c(T_p) \rangle T_p 2 \left(2 + \frac{c_v^i}{R} \right) \Sigma^e + \frac{dm_p}{\beta^* dt} \left(L - \frac{\kappa}{\kappa-1} T_p \right), \\ m_p \frac{dV_p}{\beta^* dt} &= \rho U U \frac{8a^2}{\sqrt{\pi} S} \left\{ [(2 - \alpha_n)(1 - \alpha_h) + \alpha_h] \times \right. \\ &\quad \times \left[\frac{\sqrt{\pi} \operatorname{erf} S}{12S} \frac{3k^4 + 2S^2(3 + (1+k^2)^2)}{k^4 \sqrt{1+k^2}} + \frac{3k^2(1+k^2) - 8S^2}{6k^4 \sqrt{1+k^2}} I_1 - \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{5+3k^2}{3k^2 \sqrt{1+k^2}} S^2 I_2 - \frac{S^2}{3 \sqrt{1+k^2}} I_3 - \frac{\exp(-S^2)}{2k^2} \right] + \right. \\ &\quad + [\alpha_h + \alpha_\tau (1 - \alpha_n)] \left[\frac{\sqrt{\pi} S \operatorname{erf} S}{3k^4} \frac{k^2 - 2}{3k^4} + \frac{-3k^2 + 8S^2}{6k^4 \sqrt{1+k^2}} I_1 + \right. \\ &\quad + \frac{k^2 + S^2(10 - 6k^2 - 6k^4)}{6k^2 \sqrt{1+k^2}} I_2 + \frac{S}{3 \sqrt{1+k^2}} I_3 + \frac{1+k^2}{2k^2} \exp(-S^2) \left. \right] + \\ &\quad + \frac{\alpha_n(1 - \alpha_h)}{16k^2} \sqrt{\pi} \frac{T_p}{T} [(1+2k^2)(2\Sigma^e - 1) - 1] \left. \right\} + \\ &\quad + \frac{4}{3} [\alpha_\tau (1 - \alpha_h) + \alpha_h] (\omega \times \mathbf{U}), \end{aligned}$$

$$\frac{J^e d\omega}{\beta^* dt} = -\frac{5}{4} \frac{\rho a^4 U \omega}{\sqrt{\pi} S} [\alpha_e (1 - \alpha_k) + \alpha_k] \left\{ \frac{8k^4 + 3k^2 + 1 - 2S^2 (1 + k^2)^2}{k^4 \sqrt{1 + k^2}} I_1 + \right. \\ \left. + \frac{2S^2 [4k^4 + k^2 + 1 - 2(1 + k^2)(k^2 - S^2)] - 4k^4 + k^2}{k^4} \sqrt{1 + k^2} I_2 + \right. \\ \left. + \frac{2k^4 - 2k^2 + 2(1 + k^2)S^2 - 1}{k^4} \exp(-S^2) \right\}, \\ m_p = a_p^3 = a^2 b = \varepsilon a^3, \quad J^e = \varepsilon a^5, \quad \beta^* = \frac{3}{8} \frac{\rho^*}{\rho^0} \frac{r^*}{a_p^*},$$

$$I_n = \int_0^1 \frac{x^{2(n-1)} \exp(-S^2 x^2)}{(1 + k^2 x^2)^{1/2}} dx,$$

$$\Sigma^e = a^2 \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{4k \sqrt{1 + k^2}} \ln \frac{\sqrt{1 + k^2} + k}{\sqrt{1 + k^2} - k} \right).$$

Здесь m_p , J^e , Σ^e — масса, момент инерции относительно оси вращения и площадь поверхности эллипсоида; c_v^i — удельная теплоемкость внутренних степеней свободы молекулы; α_k , α_e , α_n , α_τ — коэффициенты [конденсации и аккомодации по энергии, нормальной и тангенциальной компонентам импульса (ниже в расчетах эти коэффициенты положены равными единице)]. Принято предположение о равновесии по всем степеням свободы.

Система уравнений замыкается алгебраической зависимостью $\varepsilon(\alpha^*)$, точное выражение которой приведено в [4] и которую приближенно можно представить прямой $\varepsilon \approx 1 + \alpha^*/8$ (в области значений $\alpha^* < 2,5$, соответствующих эллипсоиду вращения). В этой системе уравнений значения газодинамических параметров отнесены к соответствующим масштабам плотности ρ^* , скорости V^* , температуры T^* , расстояния r^* ; масштаб времени является величина $t^* = r^*/V^*$, радиусов a и b частицы — радиус эквивалентного по объему шара a_p^* . В расчетах эти масштабы полагались равными значениям параметров в начальном сечении $x = 0$.

В уравнении, описывающем теплосодержание частицы, пренебрежено потерями энергии на излучение. Пренебрежение тем более оправдано, что мелкая частица излучает не весь спектр сплошного тела, а обрезанный со стороны больших длин волн [13]. Входящая в эту систему температура T_p отвечает гипотезе об объемно-изотермичной частице.

Наряду с данной системой решалось уравнение теплопроводности внутри частицы

$$\rho^0 c^0 \frac{\partial T^0}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda^0 r \frac{\partial T^0}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 (\lambda^0 T^0)}{\partial z^2}$$

с граничным условием $\partial T^0 / \partial N|_\Gamma = \gamma^* q$, где поверхностная плотность потока энергии, отнесенная к $\rho^* a^{*3}$, имеет вид

$$q = \frac{1}{8} \rho T^{3/2} \sqrt{\frac{2}{\pi \kappa}} \left\{ Q_1 \left[S^2 + \frac{7\kappa - 5}{2(\kappa - 1)} \right] + Q_2 2S^2 \left(S^2 + \frac{2\kappa - 1}{\kappa - 1} \right) \right\} - \\ - \frac{3\kappa - 1}{8(\kappa - 1)} p_s \left(\frac{T^0}{T_\Gamma} \right) \sqrt{\frac{8}{\pi}} T_\Gamma^0,$$

$$Q_j = \int_0^{\pi/2} \exp(-S^2 \cos^2 \theta \sin^2 \alpha) (\sin \theta \sin \alpha)^{2(j-1)} d\theta, \quad j = 1, 2;$$

$$\gamma^* = \rho^* a^{*3} a_p^* (T^* \lambda^0)^{-1}, \quad a^* \equiv V^*;$$

давление насыщения при фазовом переходе жидкость — пар p_s отнесено к $\rho^* a^{*2}$. (Здесь для простоты все коэффициенты аккомодации уже положены равными единице.)

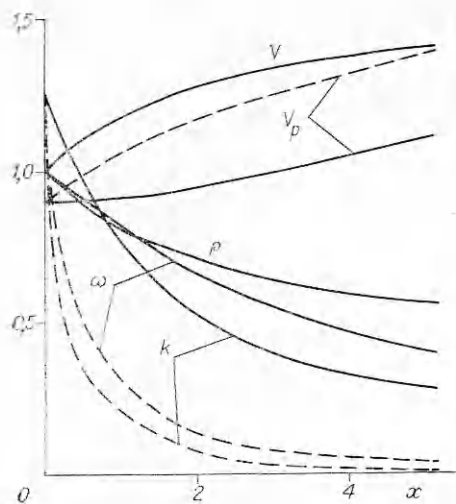


Рис. 1

3. Результаты численного исследования динамики и тепломассообмена вращающейся частицы. При интегрировании уравнения теплопроводности внутри частицы использована известная трехслойная схема Дюфорта — Франкеля [14], устойчивая при любых соотношениях между временным τ и пространственным h шагами с погрешностью порядка $\Pi = O(\tau^2 + h^2 + (\tau/h)^2)$. При $\tau = h^2$ и $h < 10^{-1}$ имеем $\Pi < 10^{-2}$. Приведены результаты численного исследования динамики

и тепломассообмена частиц, ускоряемых квазиодномерным потоком, площадь сечения которого изменяется линейно по осевой координате $F/F^* = 1 + x/20$. Рассмотрены как твердые шаровые частицы, так и жидкие деформирующиеся капли, угловая скорость которых ограничена условием их эллипсоидальности (при этом $\alpha^* = 2,5$). Теплофизические свойства веществ (плотность, поверхностное натяжение, удельная теплоемкость, коэффициент теплопроводности, теплота фазового перехода, давление насыщающих паров) аппроксимировались простыми функциями температуры на основе табличных данных. Значения безразмерных параметров задачи κ , α^* , β^* , γ^* , L , c^0/R даны ниже.

На рис. 1 показаны распределения вдоль потока скорости, плотности газа, а также параметров вращающейся жидкой частицы окисла металла неизменяющейся массы при двух наборах безразмерных параметров, соответствующих пятикратному отличию только значения характерной плотности газа. Видно, что с увеличением плотности происходит более резкое падение угловой скорости и эксцентриситета частицы, а линейная скорость быстро релаксирует к скорости газа. Здесь $\kappa = 1,4$, $R/c^0 = 0,21$, сплошные линии отвечают $\beta^* = 4,7 \cdot 10^{-2}$ и $\gamma^* = 0,31$, штриховые — $0,235$ и $1,55$.

На рис. 2 для трех последовательных моментов времени приведены форма поверхности и изотермы в объеме частицы. (Напомним, что масштаб температур является начальное значение температуры газа T^* .) Видно, что в первый из этих моментов времени ($t_1 = 0,05$, $x_1 = 0,418$ (a)) охладиться успели только области вращающейся капли, близкие к экватору, в то время как ее центральные области окружены еще замкнутыми поверхностями равной температуры, значения которой примерно равны заданному в начальный момент времени $T_p^* = 1,2$. Затем (в момент $t_2 =$

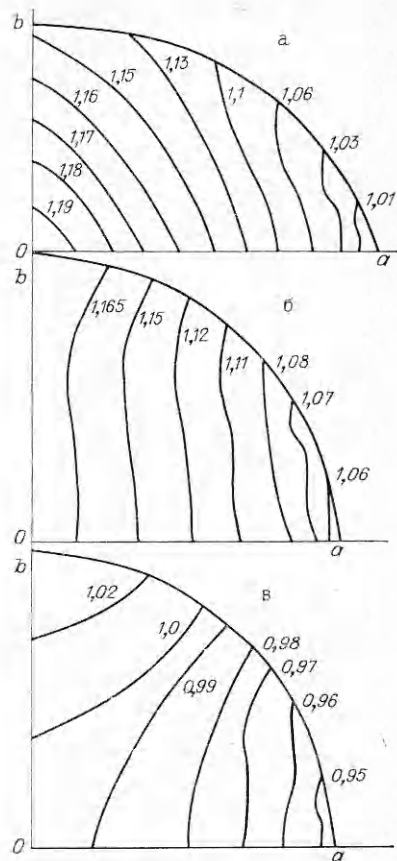


Рис. 2

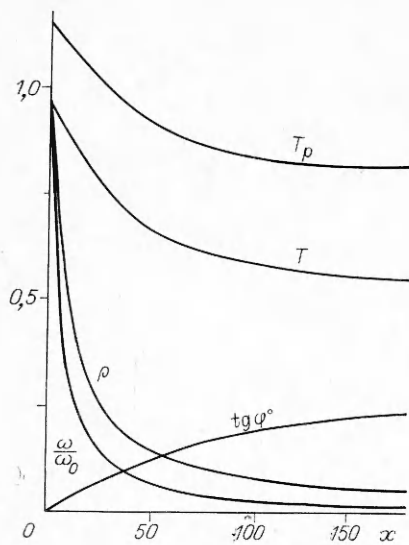


Рис. 3

$= 0,1$, $x_2 = 0,92$ (б)) изотермические поверхности становятся почти цилиндрическими, а при дальнейшем замедлении вращения ($t_3 = 0,5$, $x_3 = 6,25$ (в)) капля будет почти шаровой и объемно-изотермичной. Указанные для этих же моментов времени значения координаты позволяют «привязать» картины изотерм к параметрам частицы и газа, приведенным на рис. 1 (штриховые линии).

На рис. 3 представлено изменение отклонения (перпендикулярно оси) траектории вращающейся шаровой твердой частицы; видно, что в рассмотренном примере угловое отклонение $\varphi^0 = \text{arctg}(y/x)$ достигает 10° . Это обстоятельство может увеличить число столкновений частиц друг с другом в неоднородном потоке. Начальное значение угловой скорости частицы выбрано из условия равномерного распределения энергии по степеням свободы в применении к

хаосу частиц (энергии вращательного и поступательного движений одного порядка) и на два порядка превосходит предельную угловую скорость в случае жидкой частицы того же вещества. На этом же рисунке иллюстрируется сильная термическая неравновесность частицы и несущего газа. Здесь $\kappa = 1,4$, $\beta^* = 0,235$, $\gamma^* = 1,55$, $\omega_0 = 10^3$.

На рис. 4 приведены аналогичные параметры для капли, ускоряемой паром того же вещества и претерпевающей поверхностные фазовые превращения. Прихотливое изменение массы и скольжения по координате связано с тем, что в начальной точке капля введена в поток пара так, что осуществляются условия конденсации на ее поверхности. В результате вначале ее масса растет, а затем монотонно уменьшается за счет преобладающего испарения. При этом среднесферическая температура $\langle T \rangle_s$ в начальные моменты времени ниже, чем изотермическая T_p , далее они выравниваются. Скольжение и температура капли быстро выходят на почти постоянные (в пределах рисунка) значения, эксцентриситет также остается постоянным, несмотря на заметное монотонное падение угловой скорости, что говорит о более значительном испарении у полюсов, чем у экватора (на полюсах температура выше, ср. с рис. 2). Здесь $\kappa = 9/8$, $\beta^* = 0,26$, $\gamma^* = 1,12$, $R/c^0 = 0,058$, $L = 13,83$, $p_s = 4,1 \cdot 10^{-3} \times \exp(20,295 - 13,4/T)$.

4. Оптика эллипсоидальной частицы. Рассеяние внешнего излучения.

При исследовании рассеяния электромагнитной волны на эллипсоиде из материала с заданным комплексным коэффициентом преломления $m = n_1 - in_2$ применен метод решения уравнений Максвелла вне и внутри рассматриваемого тела, аналогичный теории Ми для шара и изложенный, например, в [7]. Используя еще малость деформации капли по сравнению с шаром и ограничиваясь первыми членами разложения, для компонентов дифрагированного эллипсоидом электрического поля получим выражения

$$E_\varphi = -\frac{iE_0}{kr} \sin \varphi \exp(-ikr) \left\{ \sum_{l=1}^{\infty} (c_l Q_l + b_l S_l) + i \frac{m^2 - 1}{4\pi m^2} k^3 V^e F(\delta, \beta) \right\},$$

$$E_\beta = -\frac{iE_0}{kr} \cos \varphi \exp(-ikr) \left\{ \sum_{l=1}^{\infty} (c_l S_l + b_l Q_l) - i \frac{m^2 - 1}{4\pi m^2} k^3 V^e F(\delta, \beta) \cos \varphi \right\},$$

где $Q_l = P_l^1(\cos \beta) / \sin \beta$; $S_l = -P_l^1(\cos \beta) \sin \beta$; P_l^1 — полиномы Лежандра первого порядка; $V^e = (4/3)\pi a^2 b = (4/3)\pi a_p^3$ — объем эллипсоида или эквивалентного шара радиуса a_p ; $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число;

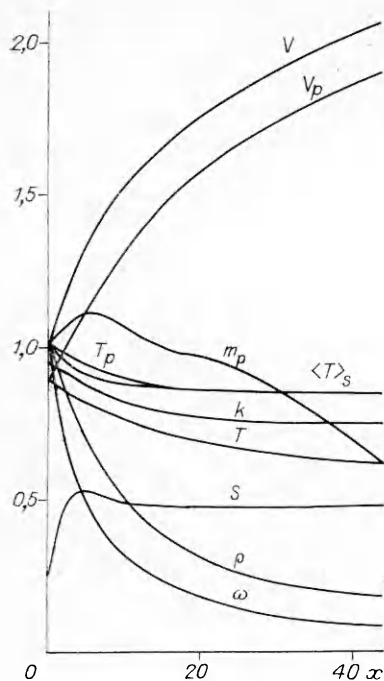


Рис. 4

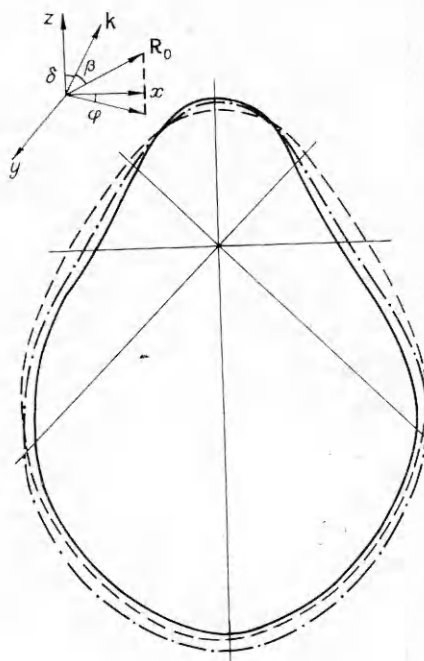


Рис. 5

δ — угол между волновым вектором \mathbf{k} падающей волны и осью Oz ; β — угол между вектором \mathbf{k} и направлением наблюдения \mathbf{R}_0 ; φ — азимутальный угол направления \mathbf{R}_0 в полярной системе координат ($-\mathbf{k}, \mathbf{E}, \mathbf{H}$) (рис. 5).

Коэффициенты разложений по полиномам Лежандра известны:

$$c_l = \frac{2l+1}{l(l+1)} \frac{\psi_l(\xi) \psi'_l(m\xi) - m\psi'_l(\xi) \psi_l(m\xi)}{\xi_l(\xi) \psi_l(m\xi) - m\xi'_l(\xi) \psi_l(m\xi)},$$

$$b_l = \frac{2l+1}{l(l+1)} \frac{\psi'_l(\xi) \psi_l(m\xi) - m\psi_l(\xi) \psi'_l(m\xi)}{\xi_l(\xi) \psi_l(m\xi) - m\psi'_l(m\xi) \xi_l(\xi)}.$$

Здесь $\psi_l(\xi) = \sqrt{\frac{\pi\xi}{2}} J_{l+1/2}(\xi)$; $\xi_l(\xi) = \sqrt{\frac{\pi\xi}{2}} H_{l+1/2}^{(2)}(\xi)$; $\xi = 2\pi a_p/\lambda$;

$J_{l+1/2}$, $H_{l+1/2}^{(2)}$ — цилиндрические функции 1-го рода и функции Ханкеля 2-го рода полуцелого индекса.

Отметим, что приведенные в выражениях для \vec{E}_τ и \vec{E}_ρ поправки на эллипсоидальность точнее, чем при разложении только по малым $(m^2 - 1)/4\pi m^2$ [7]. Это существенно ослабляет требование к малости отклонения модуля коэффициента преломления от единицы. Например, при $b/a = \varepsilon = 0,5$ и $m = 2$ погрешность порядка 5%.

На рис. 5 даны индикатрисы рассеяния плоской монохроматической неполяризованной электромагнитной волны на шаре (сплошная кривая) и на эллипсоидальной частице при двух направлениях падения: параллельно экваториальной плоскости и оси симметрии (для этих двух случаев они совпадают в пределах толщины штриховой линии) и под углом $\pi/4$ к оси (штрихпунктирная кривая); $\xi = 1$, $b/a = 0,835$. (Напомним, что вектор \mathbf{k} указывает направление падающей волны.)

Авторы благодарят М. Н. Когана за внимание и интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Салтанов Г. А. Неравновесные и нестационарные процессы в газодинамике однофазных и неоднородных сред. — М.: Наука, 1979.
2. Яненко Н. Н., Солоухин Р. И., Папырин А. Н., Фомин В. М. Сверхзвуковые двухфазные течения в условиях скоростной неравновесности частиц. — Новосибирск: Наука, 1980.

3. Сенковенко С. А., Стасенко А. Л. Релаксационные процессы в сверхзвуковых струях газа.— М.: Энергоатомиздат, 1985.
4. Васенин И. М., Архипов В. А., Бутов В. Г. и др. Газовая динамика двухфазных течений в соплах.— Томск: Изд-во ТГУ, 1986.
5. Благосклонов В. И., Стасенко А. Л. Двумерные сверхзвуковые течения смеси пара и капель в сопле и затопленной струе // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт.— 1978.— № 1.
6. Гаркуша В. И., Кузнецов В. М., Набережнова Г. В., Стасенко А. Л. Смешение испаряющихся мелкодисперсных частиц со сносящим потоком газа // ПМТФ.— 1982.— № 3.
7. Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами.— М.: Мир, 1986.
8. Уонг. Обтекание вращающейся сферы свободномолекулярным потоком // РТК.— 1972.— Т. 10, № 5.
9. Ковтуненко В. М., Камеко В. Ф., Яскевич Э. П. Аэродинамика орбитальных космических аппаратов.— Киев: Наук. думка, 1977.
10. Галкин В. С., Зворыкин Л. Л. Вращательные производные тел в гиперзвуковом потоке разреженного газа // Тр. ЦАГИ.— 1984.— Вып. 2220.
11. Гаркуша В. И., Стасенко А. Л. Объемная неизотермичность частиц в неоднородных потоках // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт.— 1977.— № 2.
12. Коган М. Н. Динамика разреженного газа.— М.: Наука, 1967.
13. Петров Ю. И. Физика малых частиц.— М.: Наука, 1982.
14. Самарский А. А. Теория разностных схем.— М.: Наука, 1977.

г. Москва

Поступила 31/V 1988 г.

УДК 532.526.4

В. П. Лебедев, М. И. Низовцев

ТЕПЛОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВСТРЕЧНОЙ ПРИСТЕННОЙ СТРУИ

Встречные течения широко распространены в природе и имеют место в различных технологических процессах и технических устройствах. Например, пристенные встречные струи используются при сварке в среде инертного газа, при газодинамическом регулировании сопла турбореактивного двигателя, при моделировании атмосферных процессов. Для защиты элементов энергетического оборудования от высокотемпературных потоков газа весьма эффективными могут быть газовые завесы [1]. В некоторых случаях из-за конструктивных особенностей рабочего оборудования тепловая защита стенки может осуществляться подачей охлаждающего газа через щель навстречу потоку или под большим углом к направлению его движения [2, 3]. Несмотря на частое использование пристенных встречных струй в различных устройствах, исследования их ограничены.

В данной экспериментальной работе изучен процесс теплового смешения встречной пристенной струи с газовым потоком, определена эффективность тепловой защиты адиабатной стенки в направлении движения струи. Показано, что встречная пристенная струя при определенных условиях может эффективно защищать стенку канала.

Схема изучаемого течения приведена на рис. 1. В опытах пристенная встречная струя создавалась вдувом воздуха через тангенциальную щель высотой $s = 4,7$ мм, установленную на нижней стенке аэродинамического канала с поперечным сечением 150×145 мм и длиной 1200 мм. Рабочая стенка канала адиабатическая, выполнена из стеклотекстолита. Скорость основного потока воздуха в опытах поддерживалась постоянной, равной $U_0 = 16$ м/с, скорость вторичного потока изменялась от 6 до 51 м/с. При этом параметр вдува $m = \rho_s U_s / \rho_0 U_0$ варьировался в пределах 0,3—2,6. Температура основного потока $T_0 = 15—20$ °С, а вторичного $T_s = 70—80$ °С.

Измерения полей температур проводились термопарным зондом с диаметром спая 0,2 мм, который перемещался в вертикальном направлении управляемым ЭВМ координатным устройством с минимальным шагом перемещения 0,01 мм. В зоне смешения пристенной струи с набегающим потоком уровень турбулентности по данным наших измерений может достигать 40 %, поэтому для получения надежных средних значений температуры необходимо провести осреднение измеряемого сигнала за достаточно большой промежуток времени. В экспериментах сигнал с термозонда поступал на комплекс сбора и обработки информации на базе ЭВМ.