

уменьшении Pr . В этом случае образование связанной области устойчивости происходит при очень малых значениях Pr (порядка 10^{-4}). Кроме того, уменьшение Pr приводит к дестабилизации равновесия.

Рассмотрим азимутальные возмущения ($m \neq 0$). Известно [8], что при наличии капиллярного механизма конвекции данные возмущения всегда устойчивы. Однако учет термокапиллярности приводит к появлению колебательной неустойчивости, которая может быть наиболее опасной. На рис. 6 представлены нейтральные кривые, построенные при $m = 1$, $Bi = 2$, $Pr = 0,016$, $We = 10^4$ (1, 2 отвечают монотонным, а 3, 4 — колебательным возмущениям). Таким образом, наблюдается качественное совпадение поведения азимутальных и осесимметрических нейтральных кривых. При этом осесимметрические возмущения будут более опасные, чем азимутальные. Проведенный численный анализ показал, что колебательная неустойчивость возможна только при $m = 1$. При увеличении азимутального волнового числа колебательные возмущения стабилизируются капиллярностью.

Автор выражает благодарность В. К. Андрееву за внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Pearson J. R. A. On convection cells induced by surface tension // *J. Fluid Mech.*— 1958.— V. 4, N 5.
2. Scriven L. E., Sternling C. V. On cellular convection driven by surface tension gradients: effect of mean surface tension and surface viscosity // *J. Fluid Mech.*— 1964.— V. 19, N 3.
3. Антимиров М. Я., Лиениня В. Р. Возникновение термокапиллярной конвекции в цилиндрическом слое жидкости в условиях невесомости // *Изв. ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук.*— 1978.— № 3.
4. Андреев В. К., Родионов А. А., Рябицкий Е. А. Возникновение термокапиллярной конвекции в жидком цилиндре, цилиндрическом и плоском слоях под действием внутренних источников тепла // *ПМТФ.*— 1989.— № 2.
5. Vidal A., Acrivos A. Nature of the neutral state in surface tension driven convection // *Phys. Fluids.*— 1966.— V. 9, N 3.
6. Урпин В. А., Яковлев Д. Г. Возбуждение капиллярных волн в неоднородно прогретых жидких пленках // *ЖТФ.*— 1989.— Т. 59, № 2.
7. Ламб. Гидродинамика.— М.: И.: Гостехиздат, 1947.
8. Chandrasekhar S. *Hydrodynamic and hydromagnetic stability.*— Oxford University Press, 1961.
9. Андреев В. К., Рябицкий Е. А. Малые возмущения термокапиллярного движения в случае цилиндра.— М., 1984.— Деп. в ВИНТИ 27.11.84, № 7788—84.

г. Красноярск

Поступила 10/VIII 1990 г.

УДК 533.6.011.536.24

А. В. Буреєв, В. И. Зинченко

РАСЧЕТ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ОБТЕКАНИЯ СФЕРИЧЕСКИ ЗАТУПЛЕННЫХ КОНУСОВ В ОКРЕСТНОСТИ ПЛОСКОСТИ СИММЕТРИИ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ РЕЖИМАХ ТЕЧЕНИЯ В УДАРНОМ СЛОЕ И ВДУВЕ ГАЗА С ПОВЕРХНОСТИ

В рамках модели полного вязкого ударного слоя в окрестности плоскости симметрии течения проводится исследование обтекания затупленного но сфере конуса в широком диапазоне чисел Рейнольдса, когда в ударном слое реализуются различные режимы течения. При рассмотрении пространственного течения в ударном слое проблема автономного расчета для плоскости симметрии решалась в [1, 2] путем разложения давления в ряд Фурье по окружной координате, а в [3] для модели тонкого вязкого ударного слоя использовалось задание градиента давления по окружной координате из таблицы невязкого обтекания. В данной работе применяется процедура обрезания рядов [4], проанализировано влияние углов атаки α_A и конусности β , в том числе для случаев, когда α_A значительно превосходит β , а также величины расходов и закона распределения вдуваемого газа через пористую сферическую оболочку на характеристики теплообмена.

1. Выпишем систему уравнений вязкого ударного слоя в окрестности плоскости симметрии течения в естественной системе координат (s, ψ, n) , связанной с осью симметрии обтекаемого тела. Используя разложения коэффициентов и искомых функций вида

$$f = f_0 + f_2 \psi^2 + \dots \quad (f = u, v, H, \rho, \mu, p, h, n_s),$$

$$\omega = \omega_1 \psi + \dots$$

с точностью $O(\psi^2)$, получим для осредненных характеристик следующую систему уравнений с учетом введения безразмерных переменных [5]:

$$(1.1) \quad \frac{\partial}{\partial s} (\rho_0 u_0 r) + \rho_0 h_1 \omega_1 + \frac{\partial}{\partial n} (\rho_0 v_0 r h_1) = 0,$$

$$(1.2) \quad \frac{\rho_0 u_0}{h_1} \frac{\partial u_0}{\partial s} + \rho_0 v_0 \frac{\partial u_0}{\partial n} + \frac{k}{h_1} \rho_0 u_0 v_0 = -\frac{1}{h_1} \frac{\partial p_0}{\partial s} +$$

$$+ \varepsilon^2 \frac{\partial}{\partial n} \left[\mu_\Sigma \left(\frac{\partial u_0}{\partial n} - \frac{k u_0}{h_1} \right) \right] + \varepsilon^2 \mu_\Sigma \left(\frac{2k}{h_1} + \frac{\cos \alpha}{r} \right) \left(\frac{\partial u_0}{\partial n} - \frac{k u_0}{h_1} \right);$$

$$(1.3) \quad \frac{\rho_0 u_0}{h_1} \frac{\partial \omega_1}{\partial s} + \rho_0 v_0 \frac{\partial \omega_1}{\partial n} + \frac{\rho_0 \omega_1^2}{r} + \frac{1}{h_1 r} \frac{\partial r}{\partial s} \rho_0 u_0 \omega_1 + \frac{\cos \alpha}{r} \rho_0 \omega_1 v_0 =$$

$$= -\frac{2p_2}{r} + \varepsilon^2 \frac{\partial}{\partial n} \left[\mu_\Sigma \left(\frac{\partial \omega_1}{\partial n} - \frac{\omega_1}{r} \cos \alpha \right) \right] + \varepsilon^2 \mu_\Sigma \left(\frac{\partial \omega_1}{\partial n} - \frac{\omega_1}{r} \cos \alpha \right) \left(2 \frac{\cos \alpha}{r} + \frac{k}{h_1} \right);$$

$$(1.4) \quad \frac{\rho_0 u_0}{h_1} \frac{\partial v_0}{\partial s} + \rho_0 v_0 \frac{\partial v_0}{\partial n} - \frac{k \rho_0 u_0^2}{h_1} = -\frac{\partial p_0}{\partial n};$$

$$(1.5) \quad \frac{\cos \alpha}{r} \rho_0 \omega_1^2 = -\frac{\partial p_2}{\partial n};$$

$$(1.6) \quad \frac{\rho_0 u_0}{h_1} \frac{\partial H_0}{\partial s} + \rho_0 v_0 \frac{\partial H_0}{\partial n} - v_0 \left(\frac{\partial p_0}{\partial n} - \frac{k}{h_1} \rho_0 u_0^2 \right) =$$

$$= \varepsilon^2 \frac{\partial}{\partial n} \left\{ \frac{\mu_\Sigma}{\text{Pr}_\Sigma} \left[\frac{\partial H_0}{\partial n} + (\text{Pr}_\Sigma - 1) \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{u_0^2}{2} \right) \right] - \mu_\Sigma \frac{u_0^2 k}{h_1} \right\} +$$

$$+ \varepsilon^2 \left(\frac{k}{h_1} + \frac{\cos \alpha}{r} \right) \left\{ \frac{\mu_\Sigma}{\text{Pr}_\Sigma} \left[\frac{\partial H_0}{\partial n} + (\text{Pr}_\Sigma - 1) \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{u_0^2}{2} \right) \right] - \mu_\Sigma \frac{u_0^2 k}{h_1} \right\};$$

$$(1.7) \quad p_0 = \rho_0 h_0 \frac{\gamma - 1}{\gamma}.$$

Для рассматриваемого диапазона чисел Рейнольдса в окрестности плоскости симметрии течения на наветренной стороне выпишем соотношения Рэнкина — Гюгоньо на ударной волне $n = n_s$:

$$(1.8) \quad u_{s0} = \cos(\alpha_A + \sigma) \cos \beta_s + \frac{1}{\rho_{s0}} \sin \beta_s \sin(\alpha_A + \sigma),$$

$$\omega_{s1} = \sin \alpha_A - 2 \cos \beta_s \left(\frac{1}{\rho_{s0}} - 1 \right) \sin(\alpha_A + \sigma) \frac{n_{s2}}{r_s},$$

$$v_{s0} = \cos(\alpha_A + \sigma) \sin \beta_s - \frac{1}{\rho_{s0}} \cos \beta_s \sin(\alpha_A + \sigma),$$

$$p_{s0} = \frac{(1 - \gamma)}{\gamma(1 + \gamma) M_\infty^2} + \frac{2}{(\gamma + 1)} \sin^2(\sigma + \alpha_A),$$

$$p_{s2} = -\frac{2}{(\gamma + 1)} \sin \alpha_A \sin(\sigma + \alpha_A) \cos \sigma,$$

$$\frac{1}{\rho_{s0}} = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} + \frac{2}{M_\infty^2 (\gamma + 1) \sin^2(\sigma + \alpha_A)}, \quad H_{s0} = H_\infty - \frac{1}{2} + \frac{1}{M_\infty^2 (\gamma - 1)}.$$

При отсчете координаты ψ от плоскости симметрии на подветренной стороне в соотношениях (1.8) следует поменять α_A на $-\alpha_A$.

Проявлением эллиптического характера задачи за счет граничных условий является наличие у ω_{s1} второго члена, характеризующего кривизну поверхности ударной волны по окружной координате. При решении задачи проводился анализ влияния учета n_{s2} на характеристики течения в окрестности плоскости симметрии.

На теле ($n = 0$) при вдуве газа того же состава, что и набегающий поток,

$$(1.9) \quad u_0 = \omega_1 = 0, \quad (\rho_0 v_0) = (\rho_0 v_0)_w(s), \quad h_0 = h_{0w}.$$

Угол наклона ударной волны в плоскости симметрии σ связан с отходом n_{s0} соотношением $dn_{s0}/ds = h_{1s} \operatorname{tg} \beta_s$, $\beta_s = \sigma - \alpha$.

При записи (1.1)–(1.9) и ниже u , ω , v — компоненты вектора скорости в продольном, окружном направлениях и по нормали к телу отнесены к v_∞ ; p , ρ — давление и плотность газа — к $\rho_\infty v_\infty^2$ и ρ_∞ соответственно; $H = h + u^2/2$ — энтальпия — к v_∞^2 ; T — температура — к характерному значению $T_* = v_\infty^2/c_p$; μ — коэффициент вязкости — к своему характерному значению μ_* (T_*); $h_1 = 1 + kn$, $r = r_w + n \cos \alpha$ — коэффициенты Ламе; α — угол наклона образующей к оси симметрии тела; $\varepsilon^2 = \mu_*/(\rho_\infty v_\infty R_N)$ — безразмерный параметр, обратный числу Рейнольдса; $\mu_\Sigma = \mu_0 + \Gamma \mu_T$; $\operatorname{Pr}_\Sigma = \mu_\Sigma \operatorname{Pr} \operatorname{Pr}_T / (\mu \operatorname{Pr}_T + \Gamma \mu_T \operatorname{Pr})$.

Коэффициент молекулярной вязкости определялся по формуле Сюзерленда

$$(1.10) \quad \mu = \left(\frac{1 + C}{T + C} \right) T^{3/2}, \quad C = \frac{110,4}{(\gamma - 1) M_\infty^2 T_{\infty p}}$$

($T_{\infty p}$ — размерная температура).

Для коэффициента турбулентной вязкости μ_T использовалась двухслойная модель [6], для которой в принятых безразмерных переменных можно записать в пристеночной области

$$(1.11) \quad \mu_T = \frac{0,16 \rho_0 n^2}{\varepsilon^2} \left[1 - \exp\left(-\frac{n}{A}\right) \right]^2 \frac{\partial u_0}{\partial n},$$

$$A = \varepsilon^2 \frac{26 \mu_0}{\rho_0 v_*} \left[\frac{\bar{P}}{v_w} (1 - \exp(11,8 \bar{v}_w)) + \exp(11,8 \bar{v}_w) \right]^{-1/2},$$

$$v_w = \frac{v_w}{v_*}, \quad v_* = \varepsilon \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_0}}, \quad \bar{P} = -\frac{\varepsilon^2 \mu_0}{\rho_0 \rho_w v_*^3} \frac{\partial p_{e0}}{\partial s}, \quad \tau_w = \mu_{w0} \left. \frac{\partial u_0}{\partial n} \right|_w,$$

во внешней области

$$(1.12) \quad \mu_T = \frac{0,0168}{\varepsilon^2} \rho_0 \left[1 + 5,5 \left(\frac{n}{n_e} \right)^6 \right]^{-1} \int_0^{n_e} (u_{e0} - u_0) dn.$$

Индексы ∞ , s , w , e присваиваются характеристикам течения в набегающем потоке, за ударной волной, на стенке и величинам на внешней границе пограничного слоя в ударном слое, индекс t — характеристикам турбулентного переноса.

Расчет переходной области течения проводился с помощью формул [7]. Для обтекания сферического затупления коэффициент перемежаемости Γ в системе координат, связанной с точкой торможения, имеет вид

$$\Gamma = 1 - \exp \left[-\frac{\Phi \sin s'}{ds'} \Big|_{s'=0} \ln \left(\frac{\operatorname{tg} \frac{s'}{2}}{\operatorname{tg} \frac{s''}{2}} \right) \ln \left(\frac{s'}{s''} \right) \right],$$

$$\Phi = \frac{3u_e^3}{\varepsilon^4 \left(B \frac{\mu_e}{\rho_e} \right)^2} \operatorname{Re}_e^{-1,34}, \quad B = 60 + 4,68 M_{II}^{1,92}.$$

Здесь $Re_{II} = \frac{1}{\varepsilon^2} \frac{\rho_e u_e s'_{II}}{\mu_e}$, $M_{II} = \left(\frac{u_e}{a_e} \right)_{s'=s_{II}}$, — числа Рейнольдса и Маха, най-

денные на внешней границе в точке потери устойчивости ламинарного пограничного слоя. Координата точки потери устойчивости s'_{II} , отвечающая началу переходной области течения, назначалась из эксперимента либо рассчитывалась по критическому значению числа Рейнольдса

$$Re^{**} = \frac{1}{\varepsilon^2} \frac{\rho_e u_e \delta^{**}}{\mu_e} = 200, \quad \delta^{**} = \int_0^{n_e} \frac{\rho u}{\rho_e u_e} \left(1 - \frac{u}{u_e} \right) dn.$$

В области ламинарного режима течения $\Gamma = 0$, в области развитого турбулентного $\Gamma = 1$.

2. Выписанная выше краевая задача носит эллиптический характер, и эффективными способами ее решения являются методы, основанные на проведении глобальных итераций по форме ударной волны [5, 8]. При расчете системы уравнений (1.1) — (1.7) использовалось преобразование независимых переменных [8]

$$\xi = s, \quad \eta = \frac{1}{\Delta} \int_0^n \rho_0 \left(\frac{r}{r_n} \right) dn, \quad \Delta = \int_0^{n_s} \rho_0 \left(\frac{r}{r_w} \right) dn.$$

В рамках каждой глобальной итерации расчет сферического затупления проводился в системе координат, связанной с точкой торможения потока, в которой течение является осесимметричным по методике [9]. Далее полученные профили u' , v' пересчитывались при переходе к исходной системе координат (s, ψ, n) по формулам $v_0 = v'$, $u_0 = u'$, $\omega_1 = u' \sin \alpha_A / \sin (s - \alpha_A)$ и решалась задача типа продолжения.

При получении разностных схем для уравнений параболического и гиперболического типов применялся итерационно-интерполяционный метод [10], причем для турбулентного режима течения были разработаны комбинированные разностные схемы, учитывающие характер изменения коэффициента турбулентной вязкости поперек ударного слоя. Это дало возможность проводить расчеты до $Re \approx 10^8 - 10^9$ при различных величинах расхода вдуваемого газа с поверхности обтекаемого тела. Численное интегрирование систем параболических и гиперболических уравнений в дозвуковой и преимущественно сверхзвуковой областях течения проводилось с помощью векторной прогонки, что позволило в рамках глобальной итерации повысить устойчивость и улучшить сходимость итерационного процесса. Организация глобальных итераций совпадает с [9], и для получения решения требовалось несколько глобальных итераций.

3. Расчеты обтекания затупленных по сфере конусов проводились для определяющих параметров, соответствующих экспериментальным исследованиям моделей в аэродинамической трубе [11]. На рис. 1, 2 показано влияние угла атаки на аэродинамические характеристики и тепловые потоки к поверхности на наветренной стороне при обтекании конуса с углом полураствора $\beta = 5^\circ$, радиусом сферического затупления $R_N = 0,0508$ м для условий испытаний [11]: $M_\infty = 5$, температура в точке торможения $T_{e0} = 525$ К, $T_w = 288$ К, давление в точке торможения $p_{e0} = 0,625 \cdot 10^5$, $3,125 \cdot 10^5$ Н/м² для ламинарного и турбулентного режимов течения. При этом определяющие параметры исходной краевой задачи: $\gamma = 1,4$, $\varepsilon^2 = 1,13 \cdot 10^{-5}$, $2,14 \cdot 10^{-6}$ для ламинарного и турбулентного режимов, $h_w = 0,33$.

В отсутствие вдува газа на рис. 1 приведены распределения давления на поверхности p_w (кривые 1, 2) и отхода n_{s0} (1', 2') для углов атаки $\alpha_A = 0$ (кривые 1, 1'), 12° (2, 2') в системе координат, связанной с точкой торможения. Крестиками нанесены данные невязких расчетов, а штриховые линии, полученные при осесимметричном обтекании затупленного конуса с углом полураствора 17° , иллюстрируют возможность приме-

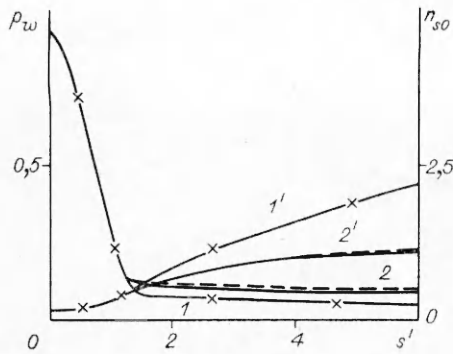


Рис. 1

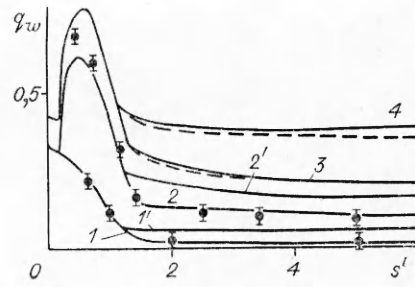


Рис. 2

ния правила местных конусов [12] при нахождении газодинамических величин. Для указанных значений ε^2 распределения давления и отхода практически не изменяются. Влияние угла атаки на безразмерные тепловые потоки $q_w = \left(\frac{\mu_0}{\Gamma} \frac{\partial H_0}{\partial n} \right)_{/w} \frac{\sqrt{Re}}{\rho_{e0} v_m h_{e0}}$ ($Re = \rho_{e0} v_m R_N / \mu_{e0}$, $v_m = \sqrt{2h_{e0}}$, $e0$ отвечает точке торможения) при различных режимах течения в вязком ударном слое показано на рис. 2, где линии 1, 2 получены при $\alpha = 0$, а 1', 2' отвечают $\alpha_A = 12^\circ$ для ламинарного и турбулентного режимов течения соответственно. Здесь же значками для $\alpha_A = 0$ нанесены экспериментальные данные [11]. Распределения $q_w(s')$ при $\alpha_A = 0$, $\beta = 17^\circ$ совпадают с графической точностью с результатами расчетов при $\alpha_A = 12^\circ$, $\beta = 5^\circ$ для обоих режимов течения в ударном слое.

Возникает вопрос о степени применимости используемой постановки задачи при возрастании углов атаки. Для тех же определяющих параметров, за исключением M_∞ , которое принималось равным 6, на рис. 3 показаны распределения p_w и n_{s0} для $\alpha_A = 10^\circ$ (кривые 1, 1'), 20° (2, 2'). При $\alpha_A = 20^\circ$ сплошные линии получены при задании в граничном условии (1.8)

$$(3.1) \quad \frac{n_{s2}}{r_s} = \frac{\sin \alpha_A}{2 \left(1 - \frac{1}{v_{s0}} \right) \sin(\sigma + \alpha_A) \cos \beta_s} \left[1 - \frac{u_{s0}^*}{\sin(s_1 - \alpha_A)} \right],$$

что соответствует $\omega_{s1} = \sin \alpha_A \cdot u_{s0}^* / \sin(s_1 - \alpha_A)$ (u_{s0}^* — значение продольной составляющей скорости за ударной волной, взятое в точке сопряжения s_1 сферической и конической частей тела на линии растекания). Штрихпунктирные кривые отвечают случаю, когда форма ударной волны в окружном направлении подобна форме тела ($n_{s2}/r_s = 0$, а штриховые — осесимметричному обтеканию затупленных конусов с углами полураствора $\beta = 15$ и 25° соответственно, крестики — невязкие расчеты при обтекании под углами атаки, кружки — расчеты осесимметричного невязкого обтекания конусов с углами полураствора $\beta = 15$ и 25° [13]).

Видно, что, когда угол атаки значительно превышает угол конусности, неучет влияния кривизны ударной волны в окружном направлении сказывается на определении аэродинамических характеристик обтекаемого тела, а расчет осесимметричного обтекания эквивалентных конусов дает существенную погрешность в поведении давления на поверхности и отхода n_{s0} . Аналогичные выводы следуют из поведения тепловых потоков вдоль образующей $q_w(s')$, приведенных для заданных условий на рис. 2 при $\alpha_A = 10, 20^\circ$ (кривые 3, 4). В свою очередь, при достаточно простом способе уточнения граничных условий для ω_{s1} удастся существенно расширить область применения исходной постановки по определению аэродинамических характеристик и характеристик теплообмена на наветренной стороне в плоскости симметрии течения для тех случаев, когда α_A значительно превосходят β .

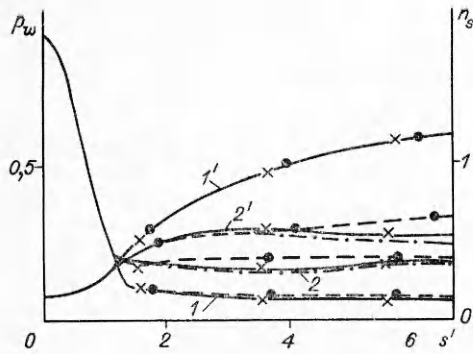


Рис. 3

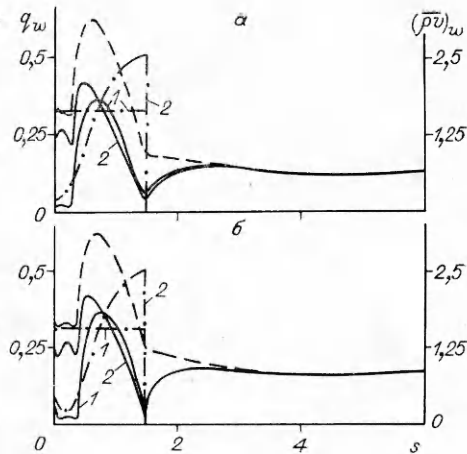


Рис. 4

При вдуве газа через пористое сферическое затупление рассмотрим влияние задания закона расхода и интенсивности вдуваемого газа на тепловые потоки к телу в окрестности плоскости симметрии на наветренной стороне. Для указанных выше определяющих параметров из [11] на рис. 4 показаны распределения тепловых потоков q_w (сплошные линии 1, 2) при соответствующих расходах газа (штрихпунктирные 1', 2) для $\alpha_A = 6^\circ$ (а), $\alpha_A = 12^\circ$ (б). Штриховые кривые отвечают тепловому потоку к непроницаемой поверхности, и используется система координат, связанная с осью симметрии тела. При задании безразмерного расхода $(\rho v)_w = (\rho v)_{w0} \sqrt{\text{Re}/\rho_{e0} v_m}$ рассматривались законы изменения $(\rho v)_w(s) = \text{const} = 1,63; 1,55$ (кривые 1 рис. 4, а, б), а также расход $(\rho v)_w(s)$, вытекающий из закона Дарси для пористой оболочки при задании давления в полости оболочки p_k :

$$(3.2) \quad (\rho v)_w = \left[-A\mu + \sqrt{(A\mu)^2 + \frac{2B\varphi}{TL} \frac{R}{M} (p_k^2 - p_w^2)} \right] \frac{1}{2B}.$$

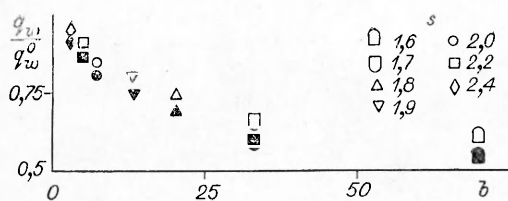
Здесь A, B — коэффициенты в законе Дарси; φ — пористость; L — толщина оболочки. При этом суммарная масса охладителя, вдуваемого на наветренную сторону в окрестности плоскости симметрии,

$R_N^2 \varphi \int_{\alpha_A}^{s_1} (\rho v)_{w0} \sin s ds$ бралась одинаковой для обоих законов вдува.

Из приведенных данных видно, что, несмотря на существенное различие в распределениях теплового потока на сферической части обтекаемого тела, обусловленное разными законами расхода $(\rho v)_w(s)$, длина зоны тепловой завесы определяется преимущественно суммарной массой вдуваемого газа-охладителя и для рассмотренных законов расхода слабо зависит от характера распределения $(\rho v)_w(s)$ на сферическом затуплении. Давление на поверхности и отход ударной волны для указанных значений расхода вдуваемого газа практически не менялись.

По аналогии с [14] проведена обработка результатов решения на конической части тела в зоне тепловой завесы для турбулентного режима течения. В окрестности плоскости симметрии на наветренной стороне для параметра вдува, характеризующего отношение массы вдуваемого газа к произведению коэффициента теплообмена в рассматриваемом сечении s в отсутствие вдува на площадь поверхности от линии прекращения вдува до координаты, получим

$$b = \frac{\alpha_A}{q_w^u(s) (s - s_1) (r_{w1} + r_w)} \cdot 2 \int_{r_1}^{s_1} (\rho v)_{w0}(s) \sin s ds (H_{e0} - h_w).$$



Р и с. 5

На рис. 5 показана зависимость $q_w(s)/q_w^0(s)$ от b в завесной зоне (q_w^0 — тепловой поток в заданном сечении в отсутствие вдува, светлые и темные значки отвечают постоянному расходу и зависимости (3.2) при различных углах атаки). Отметим, что приведенные результаты согласуются с данными для осесимметричного обтекания и позволяют оценивать тепловые потоки к конической поверхности в зоне тепловой завесы на наветренной стороне, где достигаются максимальные величины $q_w(s)$ при обтекании под различными углами атаки.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность В. Д. Гольдину за предоставление результатов расчетов невязкого пространственного обтекания.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность В. Д. Гольдину за предоставление результатов расчетов невязкого пространственного обтекания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kumar A., Graves Jr. R. A. Viscous hypersonic flow past Eluned cones at small angles of attack // AIAA J.— 1977.— V. 15, N 8.
2. Kumar A. Low Reynolds number flow past a blunt axisymmetric body at angle of attack // AIAA J.— 1977.— V. 15, N 8.
3. Eaton R. R., Kaestner P. C. Viscous shock-layer flow in the windward planes of cones at angles of attack // AIAA J.— 1973.— V. 11, N 9.
4. Ефимов К. Н., Зинченко В. И. Численное исследование пространственного гиперзвукового тонкого вязкого ударного слоя в окрестности плоскости симметрии // Моделирование в механике.— 1987.— Т. 1, № 5.
5. Davis R. T. Numerical solution of the hypersonic viscous shock-layer equation // AIAA J.— 1970.— V. 8, N 5.
6. Sebecu T. Behavior of turbulent flow near a porous wall with pressure gradient // AIAA J.— 1970.— V. 8, N 12.
7. Chen K. K., Tyson N. A. Extension of Emmons spot theory to flow on blunt bodies // AIAA J.— 1971.— V. 9, N 5.
8. Васильевский С. А., Тирский Г. А. О некоторых способах численного решения уравнений вязкого ударного слоя // Аэродинамика гиперзвуковых течений при наличии вдува.— М.: Изд-во МГУ, 1979.
9. Зинченко В. И., Пырх С. И. Расчет неравновесного вязкого ударного слоя с учетом сопряженного теплообмена // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1984.— № 2.
10. Гришин А. М., Берцун В. Н., Зинченко В. И. Итерационно-интерполяционный метод и его приложения.— Томск: Изд-во ТГУ, 1981.
11. Feldhuhn R. H. Heat transfer from a turbulent boundary layer on a porous hemisphere.— N. Y., 1976.— (Pap./AIAA; N 119).
12. Лунев В. В. Гиперзвуковая аэродинамика.— М.: Машиностроение, 1975.
13. Любимов А. Н., Русанов В. В. Течения газа около тупых тел.— М.: Наука, 1970.— Ч. 1.
14. Харченко Р. Н. Теплообмен в гиперзвуковом турбулентном пограничном слое при вдуве охлаждающего газа через щель // ТВТ.— 1972.— № 1.

г. Томск

Поступила 26/VII 1990 г.

УДК 533.6.011.8

А. В. Савин, Е. И. Соколов, В. С. Фаворский, И. В. Шаталов

ВЛИЯНИЕ РАЗРЕЖЕННОСТИ НА ПРОЦЕСС НЕСТАЦИОНАРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СВЕРХЗВУКОВОЙ НЕДОРАСШИРЕННОЙ СТРУИ С ПЕРПЕНДИКУЛЯРНОЙ ПРЕГРАДОЙ

Разрушение стационарного течения перед преградой, перпендикулярной оси сверхзвуковой недорасширенной струи, является одним из наиболее интересных физических явлений, отмеченных при изучении струйных течений. Суть его в том, что плавное квазистационарное изменение расстояния от сопла до преграды h или нерасчетности струи $n = p_a/p_\infty$ приводит к внезапному скачкообразному нарушению стационарного течения: волновая структура перед преградой начинает совершать коле-