

Однако (7) легко привести к виду

$$u_1 = \lambda u^*, \quad \frac{\partial u_1}{\partial y} = - \frac{\varepsilon^* \lambda}{1 - y_0^*} (u^* + a_2^*) \quad (8)$$

$$u^* = a_1 \operatorname{sh} \beta_2 + a_2 (1 - \operatorname{ch} \beta_2), \quad a_2^* = \frac{1 - \operatorname{ch} \beta_2}{\operatorname{ch} \beta_2} a_2, \quad \varepsilon^* = \frac{\varepsilon \beta_2}{\operatorname{th} \beta_2}$$

Заменой α на $\alpha^* = (1 - y_0^*) / \varepsilon^* y_0^*$ задача сводится к предыдущей. Потребовав, чтобы линия раздела мало отклонялась от прямой $y = y_0^*$, получим следующие ограничения для безразмерных параметров задачи:

$$\lambda \approx \alpha^* \ll 1, \quad \varepsilon \geq 1, \quad \beta_2 \leq 1, \quad \beta_1 \leq 1$$

Длина начального участка, рассчитанная по скорости на оси канала, уменьшается при увеличении β_1 и β_2 при фиксированном α .

В заключение найдем напряжение силы трения на линии раздела проводящего внутреннего и непроводящего внешнего слоев

$$\tau = \frac{\tau_0}{(\mu_1^0 U_1 / y_0^{0*})} = \frac{\beta_1^2 \operatorname{th} \beta_1}{G_1} - 2 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\gamma_k \operatorname{tg} \gamma_k}{D_k (\gamma_k^2 + \beta_1^2)} \exp \left(- \frac{\gamma_k^2 + \beta_1^2}{R_1 y_0^{*2}} x \right) \quad (9)$$

На фигуре представлена зависимость τ от β_1 , рассчитанная по формуле (9) при $x / R_1 y_0^{*2} = 0.1$.

Оказывается, что увеличение α при фиксированном β_1 приводит к уменьшению τ . При фиксированном значении α напряжение силы трения увеличивается при увеличении числа Гартмана.

Поступило 24 III 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. Синайский Э. Г. Развитие течения трехслойной жидкости в плоской трубе. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 3.

ЛАМИНАРНЫЙ ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ НА БЕСКОНЕЧНО ДЛИННЫХ ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ ЦИЛИНДРАХ ПРИ ПРОИЗВОЛЬНОМ УГЛЕ СКОЛЬЖЕНИЯ

В. А. БАШКИН (Москва)

Приведены результаты расчета ламинарного пограничного слоя на бесконечно длинных эллиптических цилиндрах, обтекаемых сверхзвуковым потоком совершенного газа при произвольном угле скольжения. Предполагалось, что число Прандтля постоянно и равно 0.7, динамический коэффициент вязкости в зависимости от температуры изменяется по степенному закону ($\mu \approx T^{0.76}$), а на поверхности тела имеет место сильный теплообмен ($H_{1w} = 0.05$).

Расчеты показали, что изменение формы тела — коэффициента эллиптичности $\delta = b/a$ — оказывает существенное влияние на характер распределения и величину местного потока тепла.

При оценке тепловых потоков на передних затупленных кромках стреловидные крылья обычно рассматривают как бесконечно длинные скользящие цилиндры. При исследовании теплопередачи на поверхности тел малого удлинения при больших углах атаки широко используется гипотеза плоских сечений, когда каждое сечение, ортогональное продольной оси тела, считается эквивалентным соответствующему скользящему бесконечному цилиндру.

В настоящее время достаточно подробно исследовано поведение пограничного слоя на бесконечно длинном скользящем круговом цилиндре как при ламинарном, так и при турбулентном режимах течения сжимаемого газа [1, 2]. Однако полностью отсутствуют данные по теплопередаче на поверхности скользящего бесконечного цилиндра с произвольным сечением, хотя наличие таких данных весьма необходимо, например, для правильного выбора формы передних кромок стреловидного крыла.

В настоящей работе приведены результаты расчета характеристик ламинарного пограничного слоя на поверхности бесконечных эллиптических цилиндров, обтекаемых сверхзвуковым потоком совершенного газа. Расчеты проведены в достаточно

широком диапазоне изменения числа M полета, угла скольжения λ и коэффициента эллиптичности δ . Приведенные данные по распределению относительного потока тепла вдоль направляющей цилиндра можно использовать также для оценки теплового потока с учетом реальных свойств воздуха, если известно соответствующее значение теплового потока в окрестности критической линии.

1. Воспользуемся системой дифференциальных уравнений, описывающей течение сжимаемого газа в ламинарном пространственном пограничном слое, приведенной в работе [3].

Если перейти к переменным Крокко, то для частного случая бесконечных скользких цилиндров ее можно записать в следующем безразмерном виде:

$$\gamma_2 \frac{\partial^2 (\beta_6 \beta_0)}{\partial u_1^2} + \frac{\gamma_1}{\beta_0} \frac{\partial \beta_2}{\partial s_1} + \frac{1}{2} (2\gamma_2 + \gamma_3 - \gamma_4 \gamma_2) \frac{\beta_2}{\beta_0} - \gamma_1 \frac{\beta_2}{\beta_0^2} \frac{\partial \beta_0}{\partial s_1} = 0 \quad (1.1)$$

$$\gamma_2 \frac{\partial^2 \beta_2}{\partial u_1^2} - \gamma_2 \frac{\beta_2^2}{\beta_6 \beta_0^2} - \gamma_1 \frac{\beta_2}{\beta_6 \beta_0^2} \frac{\partial \beta_2}{\partial s_1} = - \frac{\gamma_2}{\rho_1 \beta_6 \beta_0^2} \quad (1.2)$$

$$\begin{aligned} \gamma_2 \frac{\partial}{\partial u_1} \left(\frac{\beta_5}{P} \right) + \gamma_2 \frac{1-P}{P} \frac{\partial \ln \beta_6 \beta_0}{\partial u_1} \beta_5 - \gamma_1 \frac{\beta_2}{\beta_6 \beta_0^2} \frac{\partial \beta_4}{\partial s_1} = \\ = \frac{2\gamma_2}{\beta_6 \beta_0} \frac{\partial}{\partial u_1} \left\{ \frac{1-P}{P} \beta_6 \beta_0 (\gamma_0^2 u_1 + \gamma_1^2 \beta_2 \beta_3) \right\} \end{aligned} \quad (1.3)$$

Решение этой системы уравнений должно удовлетворять граничным условиям

$$\begin{aligned} \partial(\beta_6 \beta_0) / \partial u_1 = 0, \quad \beta_2 = 0, \quad \beta_4 = H_{1w} = \text{const} \quad \text{при } u_1 = 0 \\ \beta_0 = 0, \quad \beta_2 = 1, \quad \beta_4 = 1 \quad \text{при } u_1 = 1.0 \end{aligned} \quad (1.4)$$

Здесь b — вертикальная полуось эллипса; u, v — компоненты вектора скорости, параллельные образующей и направляющей поверхности тела соответственно; ρ — плотность газа; H — полная энтальпия (теплосодержание) газа; μ — динамический коэффициент вязкости; s — координата, отсчитываемая от линии растекания и направленная вдоль направляющей поверхности тела; P — число Прандтля

$$\begin{aligned} u_1 = \frac{u}{u_e}, \quad \rho_1 = \frac{\rho}{\rho_e}, \quad \mu_1 = \frac{\mu}{\mu_e}, \quad s_1 = \frac{s}{b} \\ \beta_1 = \frac{\partial \beta_0}{\partial u_1}, \quad \beta_2 = \frac{v}{v_e}, \quad \beta_3 = \frac{\partial \beta_2}{\partial u_1}, \quad \beta_4 = \frac{H}{H_e}, \quad \beta_5 = \frac{\partial \beta_4}{\partial u_1}, \quad \beta_6 = \rho_1 \mu_1 \\ \beta_7 = \frac{\partial \beta_6}{\partial u_1}, \quad \gamma_0^2 = \frac{u_e^2}{2H_e}, \quad \gamma_1^2 = \frac{v_e^2}{2H_e}, \quad \gamma_2 = \frac{1}{\gamma^2 H_e} \frac{dv_e}{ds_1} \\ \gamma_3 = \frac{v_e}{\gamma^2 H_e} \frac{d \ln \rho_e \mu_e}{ds_1}, \quad \gamma_4 = \frac{v_e}{(dv_e/ds_1)^2 ds_1^2} \end{aligned}$$

Индекс e характеризует параметры потока на внешней границе пограничного слоя, индекс w — на поверхности тела, а индекс ∞ — на бесконечности.

Если решение системы уравнений (1.1)–(1.3) для заданных условий задачи найдено, то компоненты местного напряжения трения τ_{1w} и τ_{2w} , параллельные образующей и направляющей поверхности тела соответственно, и величина местного потока тепла q_w вычисляются по формулам

$$\begin{aligned} c_1 = \frac{\tau_{1w}}{0,5 \rho_\infty u_\infty^2} = 2 \frac{u_e}{u_\infty} \left(\frac{\rho_e \mu_e}{\rho_\infty \mu_\infty} \frac{\sqrt{2H_e}}{u_\infty} \gamma_2 \right)^{1/2} \frac{\beta_0^{(0)} \beta_0^{(0)}}{\gamma \bar{R}} \\ c_2 = \frac{\tau_{2w}}{0,5 \rho_\infty u_\infty^2} = 2 \frac{v_e}{u_\infty} \left(\frac{\rho_e \mu_e}{\rho_\infty \mu_\infty} \frac{\sqrt{2H_e}}{u_\infty} \gamma_2 \right)^{1/2} \frac{\beta_6^{(0)} \beta_0^{(0)} \beta_3^{(0)}}{\gamma \bar{R}} \\ q_1 = \frac{q_w}{\rho_\infty u_\infty H_\infty} = \left(\frac{\rho_e \mu_e}{\rho_\infty \mu_\infty} \frac{\sqrt{2H_e}}{u_\infty} \gamma_2 \right)^{1/2} \frac{\beta_6^{(0)} \beta_0^{(0)} \beta_5^{(0)}}{P^{(0)} \gamma \bar{R}} \left(R = \frac{\rho_\infty u_\infty b}{\mu_\infty} \right) \end{aligned} \quad (1.5)$$

2. Для численного интегрирования системы уравнений (1.1) — (1.3) был применен метод интегральных соотношений, предложенный А. А. Дородницыным [4].

Если поле течения разбить на четыре полосы, а профили функций аппроксимировать выражениями

$$\begin{aligned}\beta_0\beta_3 &= (1 - u_1)(a_{00} + a_{01}u_1 + a_{02}u_1^2 + a_{03}u_1^3) \\ \beta_2 &= u_1^2 + (1 - u_1)(a_{20} + a_{21}u_1 + a_{22}u_1^2 + a_{23}u_1^3) \\ \beta_4 &= u_1^2 + (1 - u_1)(a_{40} + a_{41}u_1 + a_{42}u_1^2 + a_{43}u_1^3)\end{aligned}\quad (2.1)$$

то после соответствующих выкладок получим систему уравнений

$$\sum_{k=1}^3 \frac{\gamma_1 L_{n_1}^{(k)} \beta_2^{(k)} \partial \beta_0^{(k)}}{\gamma_2 \beta_0^{(k)^2} \partial s_1} = \sum_{k=1}^3 \frac{\gamma_1 L_{n_1}^{(k)} \partial \beta_2^{(k)}}{\gamma_2 \beta_0^{(k)} \partial s_1} + \Psi_{1n}(s_1) \quad (n = 1, 2, 3) \quad (2.2)$$

$$\sum_{k=1}^3 \frac{\gamma_1 K_{n_1}^{(k)} \beta_2^{(k)} \partial \beta_2^{(k)}}{\gamma_2 \beta_6^{(k)} \beta_0^{(k)^2} \partial s_1} = \Psi_{2n}(s_1) \quad (n = 2, 3, 4) \quad (2.3)$$

$$\sum_{k=1}^3 \frac{\gamma_1}{\gamma_2} K_{n_1}^{(k)} \frac{\beta_2^{(k)}}{\beta_6^{(k)} \beta_0^{(k)^2} \partial s_1} = \Psi_{3n}(s_1) \quad (n = 1, 2, 3) \quad (2.4)$$

$$\Psi_{1n}(s_1) = \Psi_{1n}^{(1)}(s_1) + \Psi_{1n}^{(2)}(s_1)$$

$$\Psi_{1n}^{(1)}(s_1) = -n\beta_6^{(0)}\beta_0^{(0)} + \sum_{k=0}^3 \left(N_{n_1}^{(k)} \beta_6^{(k)} \beta_0^{(k)} + \frac{L_{n_1}^{(k)} \beta_2^{(k)}}{\beta_0^{(k)}} \right)$$

$$\Psi_{1n}^{(2)}(s_1) = \frac{1}{2} \left(\frac{\gamma_3}{\gamma_2} - \gamma_4 \right) \sum_{k=0}^3 \frac{L_{n_1}^{(k)} \beta_2^{(k)}}{\beta_0^{(k)}}$$

$$\Psi_{2n}(s_1) = -\beta_3^{(0)} + \bar{N}_{n_1} + \sum_{k=0}^3 \left\{ N_{n_1}^{(k)} \beta_2^{(k)} + \left(\frac{L_{n_2}^{(k)}}{\rho_1^{(k)}} - K_{n_2}^{(k)} \beta_2^{(k)^2} \right) \frac{1}{\beta_6^{(k)} \beta_0^{(k)^2}} \right\}$$

$$\Psi_{3n}(s_1) = \Psi_{3n}^{(1)}(s_1) + \Psi_{3n}^{(2)}(s_1)$$

$$\Psi_{3n}^{(1)}(s_1) = -\frac{\beta_5^{(0)}}{P^{(0)}} + 2\gamma_0^2 \frac{1 - P^{(4)}}{P^{(4)}} \bar{M}_{n_1} + \sum_{k=0}^3 \left\{ -M_{n_0}^{(k)} \frac{\beta_5^{(k)}}{P^{(k)}} + \right.$$

$$\left. + \frac{1 - P^{(k)}}{P^{(k)}} \left(\frac{L_{n_1}^{(k)} \beta_1^{(k)}}{\beta_0^{(k)}} + \frac{L_{n_0}^{(k)} \beta_7^{(k)}}{\beta_6^{(k)}} \right) \beta_5^{(k)} - \right.$$

$$\left. - 2\gamma_0^2 \frac{1 - P^{(k)}}{P^{(k)}} \left(-M_{n_1}^{(k)} + S_{n_1}^{(k)} \frac{\beta_1^{(k)}}{\beta_0^{(k)}} + S_{n_0}^{(k)} \frac{\beta_7^{(k)}}{\beta_6^{(k)}} \right) \right\}$$

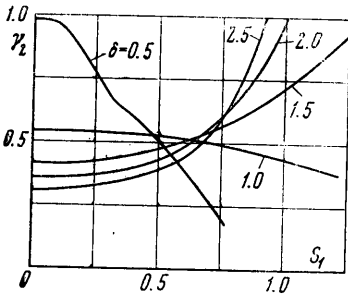
$$\Psi_{3n}^{(2)}(s_1) = -2\gamma_1^2 \sum_{k=0}^3 \frac{1 - P^{(k)}}{P^{(k)}} \beta_2^{(k)} \beta_3^{(k)} \left(-M_{n_0}^{(k)} + L_{n_1}^{(k)} \frac{\beta_1^{(k)}}{\beta_0^{(k)}} + L_{n_0}^{(k)} \frac{\beta_7^{(k)}}{\beta_6^{(k)}} \right)$$

Здесь $K_{n_1}^{(k)}$, ..., $M_{n_1}^{(k)}$ — некоторые постоянные, значения которых здесь приводить не будем.

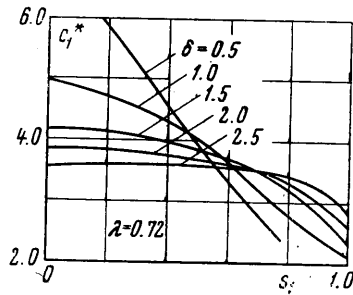
При выводе системы уравнений (2.2) — (2.4) использовалась система ортогонализирующих функций $\varphi_n(u_1) = (1 - u_1)^n$. Численное интегрирование этой системы уравнений проводилось методом Рунге — Кутты по формулам второго порядка с переменным шагом $\Delta s_1 = \gamma_1 / 150\gamma_2$.

Для случая течения совершенного газа в ламинарном пограничном слое на изотермической поверхности была составлена программа применительно к электронной вычислительной машине М-20, при помощи которой были проведены систематические расчеты. При этом предполагалось, что число Прандтля постоянно и равно 0.7, а динамический коэффициент вязкости в зависимости от температуры изменяется по степенному закону $\mu \approx T^{0.76}$. Расчет одного варианта требует около пяти минут машинного времени.

3. Обтекание бесконечно длинного цилиндра под произвольным углом скольжения λ можно рассматривать как суперпозицию двух течений, одно из которых направлено вдоль образующей цилиндра, а другое — вдоль его направляющей. Первое течение имеет постоянную скорость, соответствующего числу $M = M_\infty \sin \lambda$; второе течение соответствует обтеканию цилиндра при нулевом угле скольжения и числе $M = M_\infty \cos \lambda$. Таким образом, для проведения расчетов характеристик пограничного слоя на скользящих цилиндрах необходимо иметь данные по невязкому обтеканию их при нулевом угле скольжения.



Фиг. 1

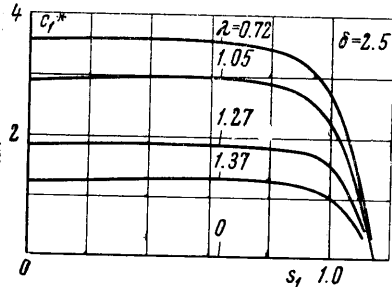


Фиг. 2

Расчету параметров невязкого течения вокруг эллиптических цилиндров посвящены работы [5-7]. В работах [5, 6] для расчета поля течения использован метод интегральных соотношений и приведены некоторые данные по обтеканию кругового цилиндра сверхзвуковым потоком совершенного газа. Наиболее подробное исследование обтекания эллиптических цилиндров проведено в работе [7], в которой методом Г. Ф. Теленина [8] получены параметры невязкого потока для эллиптических цилиндров с соотношением полуосей $\delta = b/a = 0.5, 1.0, 1.5, 2.0, 2.5$ в диапазоне чисел M набегающего потока от 3 до ∞ . При этом основное внимание уделялось рассмотрению до- и трансзвуковой области течения; расчеты параметров течения в сверхзвуковой области не проводились.

Проведенное сравнение результатов расчетов по этим двум методам для соответствующих частных случаев показало достаточно хорошее соответствие их между собой. Вследствие этого при расчете пограничного слоя на скользящих эллиптических цилиндрах были использованы только данные работы [7]. При этом результаты расчетов, соответствующие числу $M = \infty$, были непосредственно перенесены на случай обтекания цилиндра при числе $M_\infty > 10$.

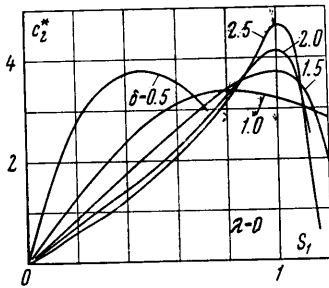
На основании этих данных были вычислены распределения параметров γ_1 и γ_2 вдоль направляющей тела для различных чисел M полета и углов скольжения λ . В качестве примера на фиг. 1 показано распределение параметра γ_2 вдоль направляющей цилиндра, обтекаемого сверхзвуковым потоком газа при числе $M_\infty = 20$ и нулевом угле скольжения. Из фиг. 1 видно, что при $\delta \leq 1$ градиент скорости уменьшается, а при $\delta > 1$ — увеличивается, по мере удаления от критической линии. Величина градиента давления на критической линии непрерывно уменьшается при возрастании параметра δ .



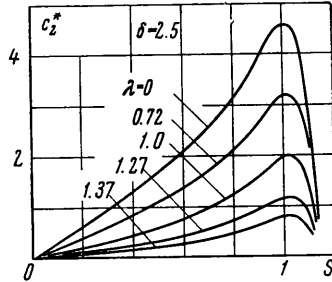
Фиг. 3

4. С использованием данных работы [7] были рассчитаны коэффициенты сопротивления трения и теплопередачи при ламинарном течении газа в пограничном слое, образующемся на поверхности эллиптического скользящего цилиндра. При расчетах число M полета изменялось в диапазоне от 3 до 20, а угол скольжения λ на интервале $0 \leq \lambda \leq \arcsin(3/M_\infty)$. Приведенные на фигурах данные соответствуют случаю сильно охлажденной стенки ($H_{1w} = 0.05$) и числу Маха $M_\infty = 20$, если это не оговорено особо.

Результаты расчетов показывают, что при фиксированном угле скольжения $\lambda > 0$ и фиксированном числе M полета характер распределения коэффициента сопротивления трения c_1 вдоль направляющей в зависимости от параметра δ изменяется следующим образом: при $\delta = 0.5$ он довольно сильно уменьшается по мере удаления от критической линии. При увеличении δ величина коэффициента сопротивления трения c_1 на критической линии уменьшается, а на некотором удале-



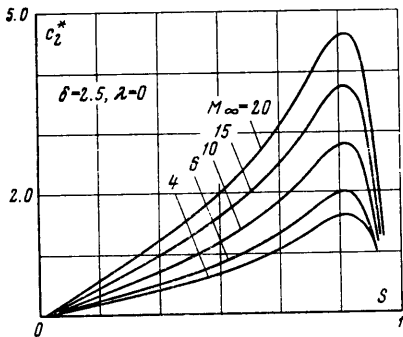
Фиг. 4



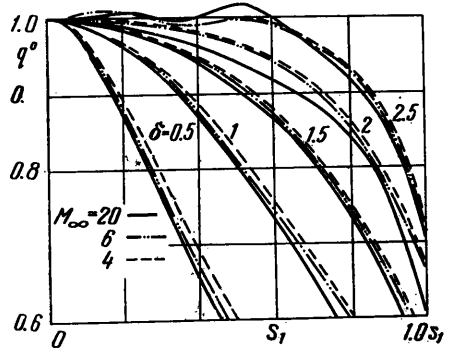
Фиг. 5

нии от нее — возрастает, так что при $\delta = 2.5$ почти до звуковой линии его величина остается примерно постоянной и лишь после ее прохождения резко уменьшается (фиг. 2, $c_1^* = c_1 \sqrt{R}$).

При фиксированных значениях M_∞ и δ и нулевом угле скольжения величина продольного компонента сопротивления трения c_1 равна нулю. При увеличении угла скольжения его величина сначала резко возрастает, а затем постепенно уменьшается (фиг. 3). Такой характер поведения продольного компонента напряжения трения в зависимости от угла скольжения обусловлен увеличением продольной составляющей скорости внешнего течения и полностью аналогичен характеру изменения напряжения трения вдоль образующей затупленного тела.



Фиг. 6

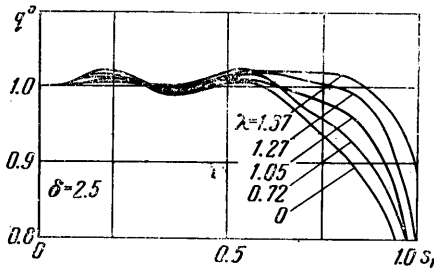


Фиг. 7

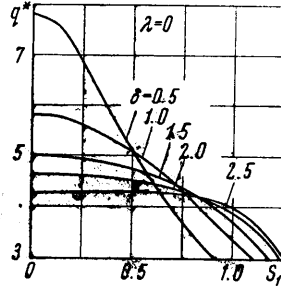
Распределение поперечного компонента коэффициента сопротивления трения c_2 вдоль направляющей цилиндра является типичным для затупленного тела (фиг. 4, $c_2^* = c_2 \sqrt{R}$). При $\delta = 0.5$ его величина сначала резко возрастает, достигает максимума, а затем уменьшается. При увеличении параметра δ происходит уменьшение градиента c_2 в окрестности критической линии и его увеличение в окрестности максимума. Максимальное значение поперечного компонента коэффициента сопротивления трения по мере возрастания δ сначала уменьшается, достигает минимума, а затем увеличивается, причем сам этот максимум имеет место в окрестности звуковой линии.

При фиксированных значениях числа M полета и параметра δ увеличение угла скольжения приводит к уменьшению поперечного компонента коэффициента сопротивления трения c_2 (фиг. 5); увеличение числа M полета при фиксированных значениях λ и δ вызывает его возрастание (фиг. 6).

Все особенности поведения продольного и поперечного компонентов коэффициента сопротивления трения полностью определяются характером изменения градиента скорости поперечного течения (параметра γ_2) вдоль направляющей цилиндра.

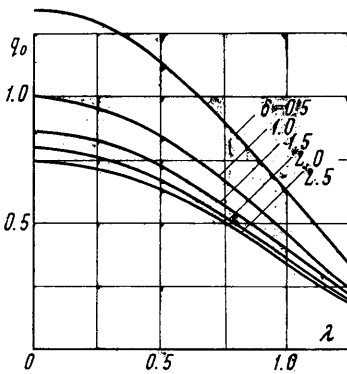


Фиг. 8

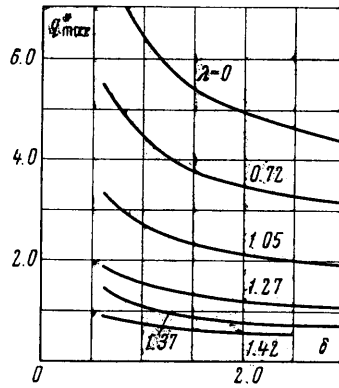


Фиг. 9

5. Характер распределения тепловых потоков вдоль направляющей цилиндра при различных значениях числа M полета и параметра δ и нулевом угле скольжения показан на фиг. 7 в виде зависимости относительного потока тепла $q'' = q_w(s) / q_w(0)$ от переменной s_1 . Можно видеть, что характер распределения тепловых потоков заметным образом зависит от параметра δ . При $\delta = 0.5$ тепловой поток монотонно уменьшается по мере удаления от критической линии. При увеличении параметра δ эта зависимость становится более пологой, а при $\delta \geq 2.0$ происходит уже смена характера этой зависимости: тепловой поток сначала возрастает, достигает максимума, а затем начинает уменьшаться. Таким образом, при $\delta < 2.0$ максимальное значение теплового потока имеет место в окрестности критической линии, а при $\delta \geq 2.0$ его положение смещается вниз по потоку от критической линии в сторону звуковой линии поперечного течения. Эта смена характера распределения тепловых потоков связана со сменой характера изменения градиента скорости внешнего поперечного течения.



Фиг. 10



Фиг. 11

Из фиг. 7 можно также видеть, что изменение числа M полета при фиксированных значениях δ и $N_{1,w}$ очень слабо влияет на распределение относительного потока тепла $q_w(s) / q_w(0)$. Изменение температурного фактора $N_{1,w}$ в пределах от 0.05 до 0.75 также очень слабо влияет на эту зависимость.

При фиксированных значениях M_∞ и δ увеличение угла скольжения λ вызывает возрастание относительного потока тепла $q_w(s) / q_w(0)$ вне критической линии (фиг. 8), что связано с выравниванием градиента скорости внешнего поперечного течения по мере увеличения угла скольжения.

Таким образом, зависимости относительного потока тепла $q_w(s) / q_w(0)$ для заданных значений параметров δ и λ , полученные для частных значений числа M полета и температурного фактора H_{1w} , можно с приемлемой степенью точности использовать для оценки потока тепла при других значениях M_∞ и H_{1w} .

Влияние параметра δ на величину и характер распределения тепловых потоков вдоль направляющей цилиндра можно проследить по зависимостям, приведенным на фиг. 9 ($q^* = q_1 \sqrt{R}$).

Влияние параметров δ и λ на величину местного потока тепла в окрестности критической линии показано на фиг. 10, на которой приведены зависимости отношения $q_0 = q_w(0) / q_{w \text{ кл}}(0)$ от угла скольжения λ при фиксированных значениях параметра δ (здесь $q_{w \text{ кл}}(0)$ — местный поток тепла в окрестности критической линии кругового цилиндра при нулевом угле скольжения). Следует отметить, что изменение числа M полета в диапазоне от 3 до 20 почти не влияет на эти зависимости.

Приведенные на фиг. 10 результаты расчетов показывают, что увеличение параметров λ и δ приводит к уменьшению местного потока тепла в окрестности критической линии. При нулевом угле скольжения увеличение параметра δ с 0.5 до 1.0 приводит к уменьшению потока тепла примерно на 34%. Однако по мере его увеличения этот выигрыш становится все менее и менее значительным. Так, например, увеличение параметра δ с 2.0 до 2.5 вызывает снижение потока тепла примерно на 5%. Увеличение угла скольжения также заметным образом уменьшает выигрыш в величине местного потока тепла. Так, например, при угле скольжения $\lambda = 0.80$ радиан увеличение параметра δ с 0.5 до 1.0 и с 2.0 до 2.5 приводит к уменьшению потока тепла примерно на 20 и 3% соответственно.

Как отмечалось выше, по мере увеличения параметра δ , начиная с некоторого его значения, максимум местного потока тепла смещается с критической линии в сторону звуковой линии поперечного течения. При этом величина максимального потока тепла при увеличении δ сначала уменьшается, в районе $\delta \approx 2.5$ достигает, по-видимому, минимума, а затем должна возрасти, так как в предельном случае $\delta = \infty$ имеем плоскую пластину, у которой на острых кромках тепловой поток неограниченно возрастает.

Такую тенденцию можно проследить и на фиг. 11, на которой приведена зависимость максимального потока тепла от параметра δ при числе $M_\infty = 20$ и различных углах скольжения.

Из этой фигуры также видно, что увеличение угла скольжения смещает минимум теплового потока в сторону меньших значений параметра δ .

Поступило 6 V 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. Cohen N., Beckwith J. Boundary — layer similar solution for equilibrium dissociated air and application for calculation of laminar heat transfer distribution on blunt bodies in high — speed flow. In «Internat. developments in heat transfer», pt. II, N. Y. 1961, p. 406—414.
2. Beckwith J., Gallagher J. Local heat transfer and recovery temperatures on a yawed cylinder at a Mach number of 4.15 and high Reynolds numbers. NASATR. 1961, NR — 104, p. 25.
3. Струминский В. В. Уравнения трехмерного пограничного слоя в сжимаемом газе на произвольной поверхности. Докл. АН СССР, 1957, т. 114, № 2.
4. Дородницын А. А. Об одном методе решения уравнений ламинарного пограничного слоя. ПМТФ, 1960, № 3.
5. Белоцерковский О. М. Обтекание симметричного профиля с отошедшей ударной волной, ПММ, 1958, т. 22, вып. 2.
6. Белоцерковский О. М. Расчет обтекания кругового цилиндра с отошедшей ударной волной. Вычисл. матем., 1958, сб. 3.
7. Гилинский С. М., Лебедев М. Г. Расчет обтекания эллиптических цилиндров сверхзвуковым потоком совершенного газа. Изв. АН СССР. Механика, 1965, № 3, стр. 182—186.
8. Гилинский С. М., Теленин Г. Ф., Тиняков Г. П. Метод расчета сверхзвукового обтекания затупленных тел с отошедшей ударной волной. Изв. АН СССР. ОТН, Механика и машиностроение, 1964, № 4.