КУЙБЫШЕВСКИЙ АВИАЦИОННЫЙ ИНСТИТУТ
ТРУДЫ. ВЫПУСК XXIV. 1966 г.
Вопросы механики жидкостей и газов

Л. П. КУДРЯШЕВ, А. А. ПАВЛЕНКОВ

ВЛИЯНИЕ ТЕПЛООБМЕНА НА АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРИ ОБТЕКАНИИ КРИВОЛИНЕЙНОЙ ПОВЕРХНОСТИ ТЕЛА

Принятые обозначения

Re_∞ — число Рейнольдса набегающего потока;
T_∞ — абсолютная температура набегающего потока;
T — абсолютная температура в данной точке потока;
T_0 — абсолютная температура на поверхности тела;
R_0 — радиус цилиндра;
s — дуга по контуру тела;
n — внешняя нормаль к контуру плоского тела;
Θ — полярный угол между осью x и нормалью n;
V_∞ — скорость набегающего потока;
V_n и V_s — нормальная и касательная составляющая скорости в данной точке;
δ — толщина гидродинамического пограничного слоя;
$\delta_т$ — толщина теплового пограничного слоя;
ρ — плотность;
μ — абсолютный коэффициент вязкости;
υ — кинематический коэффициент вязкости;
F_n и F_s — нормальная и касательная составляющие массовой силы;
P — давление;
g — ускорение силы тяжести;
R — газовая постоянная;
γ — удельный вес жидкости или газа;
C_p — теплоемкость при постоянном давлении;
$A = \frac{1}{427}\ \frac{ккал}{кгм}$ — тепловой эквивалент работы;
λ — коэффициент теплопроводности;
i — теплосодержание.

ОБТЕКАНИЕ ТЕЛ НЕПОТЕНЦИАЛЬНЫМ ВНЕШНИМ ПЛОСКИМ ПОТОКОМ

Недостатком классической трактовки теории внешнего обтекания тел и теории пограничного слоя является допущение о потенциальности внешнего потока в окрестности обтекаемого тела, которое не всегда реализуется в действительности. Можно указать по крайней мере три причины завихренности: это, прежде всего, начальная завихренность набегающего потока, диффузия вихрей из пограничного слоя, более или менее заметная неизотермичность, обусловленная как внутренним разогревом газа за счет сжимаемости, так и диссипацией механической энергии, а также теплообменом нагретого тела.

В предлагаемой работе исследуется влияние неизотермичности на положение точек отрыва пограничного слоя, подъемную силу и силу лобового сопротивления при обтекании тела плоским непотенциальным внешним потоком.

Рассмотрим случай дозвукового обтекания плоского произвольного профиля.

Для решения задачи воспользуемся уравнением неразрывности в координатах: дуга по контуру плоского тела — s, нормальность к контуру — n.

$$\frac{1}{H_1 H_2}\left[\frac{\partial}{\partial s}(\rho v_s H_2) + \frac{\partial}{\partial n}(\rho v_n H_1)\right] = 0.$$

$$H_1 = 1 + \frac{n}{r}, \quad H_2 = 1, \tag{1}$$

где r — радиус кривизны контура профиля в данной точке.

На основании уравнения неразрывности следует уравнение

$$\frac{\partial}{\partial n}(\rho v_n) + \frac{(\rho V_n)}{(r+n)} + \frac{r}{(r+n)}\frac{\partial}{\partial s}(\rho v_s) = 0, \tag{2}$$

решая которое относительно ρv_n, получим (при $n = 0$, $V_n = 0$)

$$\rho V_n = -\frac{r}{(r+n)}\int\limits_0^n \frac{\partial}{\partial s}(\rho V_s)\, dn. \tag{3}$$

Величину проекции скорости на касательную представим в виде полинома

$$V_s = \frac{\rho_\infty}{\rho} V_\infty\left[A_0 + A_1\frac{r}{(r+n)^2} + A_2\frac{r^2}{(r+n)^3} + \ldots\right.$$
$$\left. + A_k\frac{r^k}{(r+n)^k} + f(s,n)\right], \tag{4}$$

где функция $f(s, n)$ аппроксимирует распределение скоростей только внутри пограничного слоя и вместе со своими производными обращается в нуль при $n \geqslant \delta$.

Подставляя полином (4) в выражение (3) после интегрирования по n получим

$$\rho v_n = -\frac{r}{(r+n)}\rho_\infty V_\infty\left\{\frac{\partial A_0}{\partial s}(r+n) + \frac{\partial}{\partial s}(A_1 r)\ln\left(\frac{r+n}{r}\right) - \right.$$

$$-\frac{\partial A_1}{\partial s}\frac{r^2}{(r+n)} - A_2\frac{2r\frac{\partial r}{\partial s}}{(r+n)} + A_2\frac{r^2\frac{\partial r}{\partial s}}{(r+n)^2} - \cdots +$$

$$+\left[-\frac{\partial A_0}{\partial s}r + \frac{\partial}{\partial s}(A_2 r) + \frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial s}(A_3 r) + \cdots\right.$$

$$\left.\left.\cdots\frac{1}{(k-1)}\frac{\partial}{\partial s}(A_k r) + \int\limits_0^n \frac{\partial f}{\partial s}(s,n)\,dn\right]\right\}. \qquad (5)$$

Так как при $n \to \infty$, $V_s \to V_\infty \sin\Theta$, $V_n = -V_\infty\cos\Theta$, $\rho \to \rho_\infty$, то

$$A_0 = \sin\Theta,\ \frac{\partial A_0}{\partial s} = \frac{\cos\Theta}{r},$$

где Θ — угол между вектором обращенной скорости набегающего потока и нормалью к контуру профиля в данной точке. Подставляя $\frac{\partial A}{\partial s}$ и V_n в выражение (5), считая A_1=const (в противном случае при $n \to \infty$ $V_n \to \infty$, что противоречит физической картине) при $n \to \infty$, после интегрирования по s получим одно из уравнений для определения коэффициентов A_k.

$$A_2 + \frac{A_3}{2} + \cdots + \frac{A_k}{(k-1)} + \int\limits_1^S\left[\int\limits_0^n \frac{\partial f}{\partial s}(s,\ n)dn\right]ds =$$

$$= \frac{1}{r}\int\limits_0^S \frac{\partial A_0}{\partial s}\ r ds. \qquad (6)$$

Произвольная постоянная интегрирования определяется из условия при $s = 0$, $v_s = 0$, и равна нулю.

Остальные уравнения, необходимые для определения коэффициентов A_k получим из условий

$$\frac{\partial v_s}{\partial n}(\delta) = 0,\quad \frac{\partial^2 v_s}{\partial n^2}(\delta) = 0,\quad \frac{\partial^j v_s}{\partial n^j}(\delta) = 0.$$

$$2A_2 + 3A_3\frac{r}{(r+\delta)} + 4A_4\frac{r^2}{(r+\delta)^2} = 0,$$

$$3A_2 + 6A_3\frac{r}{(r+\delta)^2} + 10\,A_4\frac{r}{(r+\delta)^2} = 0. \qquad (7)$$

При этом нужно определить порядок производной $\frac{\partial^j v_s}{\partial n^j}(\delta)$, начиная с которой все остальные производные более высоких порядков не равны нулю, что будет выполнено ниже.

Итак, для отыскания коэффициентов A_k имеем систему уравнений,

$$A_2 + \frac{A_3}{2} + \cdots \frac{A_k}{(k-1)} + \int_0^s \left[\int_0^n \frac{\partial f}{\partial n}(s, n) \right] hs = $$

$$= \frac{1}{r} \int_0^s \frac{\partial A_0}{\partial s} r ds;$$

$$2A_2 + 3A_3 \frac{r}{(r+\delta)} + \cdots \approx 0;$$

$$3A_2 + 6A_3 \frac{r}{(r+\delta)} + \cdots \approx 0, \tag{8}$$

$$\int_0^s \left[\int_0^n \frac{\partial f}{\partial s}(s, n)\, dn \right] ds \approx \frac{\delta}{L}.$$

где в первом приближении интеграл принимается за нуль.

На основании уравнений притока тепла

$$C_p \rho g \frac{\partial T}{\partial s_1} v_{s_1} - A \frac{\partial P}{\partial s_1} v_{s_1} \approx \lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial s_1^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial n_1^2} \right)$$

и уравнения движения

$$\rho v_{s_1} \frac{\partial v_{s_1}}{\partial s_1} = - \frac{\partial P}{\partial s_1}$$

получим уравнение

$$\frac{\partial^2 T}{\partial s_1^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial n_1^2} = \frac{V_\infty \rho_\infty u(s, n)\, g}{\lambda} \frac{\partial}{\partial s_1} \Big[C_p T +$$

$$+ \frac{A}{2g} V_\infty^2 u^2(s, n) \frac{P^2}{P_\infty^2} \frac{T^2}{T_\infty^2} \Big], \tag{9}$$

решение которого позволит найти распределение температур в области внешнего потока при условии $\frac{P}{P_\infty} \approx 1$,

где s_1 — координата, направленная вдоль линии тока;

n_1 — нормаль к линии тока.

$$U(s, n) = \left[A_0 + A_2 \frac{r^2}{(r+n)^2} + \cdots \right]^2 + \frac{r^2}{(r+n)^2} \left[\frac{\partial A_0}{\partial s}(r+n) + \cdots \right]^2.$$

Условие $\frac{P}{P_\infty} \approx 1$ можно принимать в качестве первого приближения. В случае более точного решения задачи, на основании интегрирования уравнения движения можно получить второе уравнение, куда войдут T и P;

$$\frac{V_\infty^2 \, u^2(s, n)}{2} \frac{P_\infty^2}{P^2} \frac{T^2}{T_\infty^2} + gRT - \frac{V_\infty^2}{2} + gRT_\infty +$$

$$+ gPT \ln\left(\frac{P}{gRT}\right) - gRT_\infty \ln\left(\frac{P_\infty}{gRT_\infty}\right) -$$

$$- \int_{s_1}^{\infty} \ln\left(\frac{P}{gRT}\right) \frac{\partial T}{\partial s_1} ds_1 = 0. \qquad (10)$$

В настоящей работе не рассматривается решение системы уравнений (9) — (10), во-первых, потому, что функция должна быть конкретной для каждого конкретного случая, во-вторых, система довольно сложна, в третьих, — качественный результат можно получить, минуя решение этой системы. Зная профили температур и давлений, можно определить распределение плотностей, а затем в силу уравнений

$$V_s = V_\infty \frac{\rho_\infty}{\rho} \left[A_0 + A_2 \frac{r^2}{(r+n)^2} + \cdots + A_k \frac{r^k}{(r+n)^k}\right];$$

$$V_n = -V_\infty \frac{\rho_\infty}{\rho} \left\{\frac{\partial A_0}{\partial s} r - \frac{\partial A_2}{\partial s} \frac{r^3}{(r+n)^2} + A_2 \left[\frac{r^3 \frac{\partial r}{\partial s}}{(r+n)^3} - \right.\right.$$

$$\left.\left. - \frac{2r^2 \frac{\partial r}{\partial s}}{(r+n)^4}\right] \cdots \right\} \qquad (11)$$

скорости в области внешнего потока.

В приближенном решении принималось $\frac{P}{P_\infty} \approx 1$ только для определения температур. В этом случае, зная распределение скоростей, эпюру давлений можно определить по уравнению (10).

Для оценки производных $\frac{\partial V_s}{\partial n}(\delta)$, $\frac{\partial^2 V_s}{\partial n^2}(\delta) \ldots \frac{\partial^3 V_s}{\partial n^3}(\delta)$ воспользуемся уравнениями притока тепла и движения в области внешнего потока, на основании которых оценки имеют следующий вид

$$\frac{\partial^2 V_s}{\partial n^2}(\delta) = \Psi_1 [s, \delta, V_s(\delta)] \frac{\delta}{L};$$

$$\frac{\partial^3 V_s}{\partial n^3}(\delta) = \Psi_2 [s, \delta_2 V_s(\delta)] \frac{1}{\frac{\delta}{L}}; \qquad (12)$$

$$\frac{\partial^4 V_s}{\partial n^4}(\delta) = \Psi_3 [s, \delta, V_s(\delta)] \frac{1}{\frac{\delta^2}{L^2}};$$

. . . .

. . . .

В силу оценок (12) следует, что производные, начиная с третьего порядка, не равны нулю, и следовательно, можно определить только ограниченное число коэффициентов A_k.

Оценки (12) одновременно дают возможность обосновать применение однопараметрического пограничного слоя.

При определении коэффициентов $A_к$ особый интерес представляют следующие возможные случаи

$$1)\ \frac{\partial V_s}{\partial n}(\delta) \neq 0, \ \ldots\ \frac{\partial^j V_s}{\partial n^j}(\delta) \neq 0.$$

$$A_2 \approx \frac{1}{r}\int_0^S r\frac{\partial A_0}{\partial s}\,ds,$$

$$2)\ \frac{\partial V_s}{\partial n}(\delta) = 0,\ \ \frac{\partial^2 V_s}{\partial n^2}(\delta) \neq 0, \frac{\partial^j V_s}{\partial n}(\delta) \neq 0,$$

$$A_2 + \frac{A_3}{2} \approx \frac{1}{r}\int_0^S r\frac{\partial A_0}{\partial s}\,ds,$$

$$2A_2 + 3A_3\frac{r}{(r+\delta)} \approx 0,$$

$$3)\ \frac{\partial V_s}{\partial n}(\delta) = 0,\ \ \frac{\partial^2 V_s}{\partial n^2}(\delta) = 0,\ \ \frac{\partial^3 V_s}{\partial n^3}(\delta) \neq 0, \ldots$$

$$A_2 + \frac{A_3}{2} + \frac{A_4}{3} \approx \frac{1}{r}\int_0^S r\frac{\partial A_0}{\partial s}\,ds,$$

$$2A_2 + 3A_3\frac{r}{(r+\delta)} + 4A_4\frac{r^2}{(r+\delta)^2} = 0,$$

$$3A_2 + 6A_3\frac{r}{(r+\delta)} + 10A_4\frac{r^2}{(r+\delta)^2} = 0,$$

$$4)\ \frac{\partial V_s}{\partial n}(\delta) = 0,\ \ \frac{\partial^2 V_s}{\partial n^2}(\delta) = 0,\ \ \frac{\partial^3 V_s}{\partial n^3}(\delta) = 0,\ \ \frac{\partial^4 V_s}{\partial_1 n^4}(\delta) \neq 0.$$

$$\ldots\ \frac{\partial^j V_s}{\partial n^j}(\delta) \neq 0.$$

Каждый из случаев 1, 2 и 3 возможен при определенном числе Re_∞, случай 4 согласно (12) невозможен и рассматривается для оценки касательной скорости.

Эти случаи подробно будут рассмотрены на примере обтекания круглого цилиндра при малых числах M, так как решение задач в общем случае даже в дозвуковой области может встретить определенные трудности и такого рода задачу следует рассмотреть специально.

Однако общие выражения для подъемной силы и силы лобового сопротивления произвольного профиля могут быть получены без определения коэффициентов $A_к$.

Для этого воспользуемся уравнениями движения во внешнем потоке, уравнениями движения пограничного слоя, на основании которых в силу $\frac{\partial P}{\partial n} = 0$ условий в критической точке ($s = 0$,

$V=0$, $P=P_0$) и условий на бесконечности ($P=P$, $V=V_\infty$) получим

$$C_y=\oint\limits_{\frac{S}{b}}\Bigg\{1-\frac{\rho_\infty}{\rho(\delta)}u_0^2(s,\delta)+\frac{2}{\rho_\infty V_\infty^2T_\infty}\int\limits_0^{-\infty}\frac{u^2(s_1,n)}{2}\frac{dT}{ds_1}dS_1-$$

$$-\frac{2}{\rho_\infty V_\infty^2T_\infty}\int\limits_0^S\frac{u_0^2(u,n)}{2}\frac{dT}{ds}(\delta)ds\Bigg\}\cos\Theta\, d\left(\frac{s}{b}\right);$$

$$C_x=\oint\Bigg\{1-\frac{\rho_\infty}{\rho(\delta)}u_0^2(s,\delta)+\frac{2}{\rho_\infty V_\infty^2T_\infty}\int\limits_0^{-\infty}\frac{u^2(s_1,n)}{2}\frac{dT}{ds_1}ds_1-$$

$$-\frac{2}{\rho_\infty V_\infty^2T_\infty}\int\limits_0^S\frac{u_0^2(s,n)}{2}\frac{dT}{ds}(\delta)ds\Bigg\}\sin\Theta\, d\left(\frac{S}{b}\right)+$$

$$+\frac{2}{\rho_\infty V_\infty^2 b}\int\tau\sin\Theta\, d\left(\frac{S}{b}\right), \qquad (13)$$

где

$$u^2(s_1,n)=\left[A_0+A_2\frac{r^2}{(r+n)^2}+\cdots\right]^2+$$

$$+\left[\frac{\partial A_0}{\partial\Theta}-\frac{\partial A_2}{\partial\Theta}\frac{r^2}{(r+n)^2}+\cdots\right]^2,$$

$$u_0(s,n)=A_0+A_2\frac{r^2}{(r+n)^2}+\cdots A_k\frac{r^k}{(r+n)^k}.$$

На основании выражения (13) можно заключить о влиянии неизотермичности на величину коэффициентов подъемной силы C_y и силы лобового сопротивления C_x как через изменение толщины пограничного слоя, так и через температурный градиент. Это влияние приводит к увеличению коэффициентов C_x и C_y на некоторых углах атаки, и к их уменьшению на других углах.

Это обстоятельство хорошо подтверждается экспериментально (см. приложение таблицы 3, 4, 5).

Рассмотрим обтекание круглого цилиндра непотенциальным внешним потоком на малых числах M, для которых $\rho=\rho_\infty$. Так как $r=R_0=\text{const}$, уравнение (6) примет следующий вид:

$$A_2+\frac{A_3}{2}+\cdots+\frac{A_k}{(k-1)}+\int\limits_0^{\frac{\delta}{R_0}}f(s,n)\,d\left(\frac{n}{R_0}\right)=\sin\Theta, \qquad (14)$$

$$1)\ \frac{\partial V_s}{\partial n}(\delta)\neq 0,\ \ldots\ \frac{\partial^j V_s}{\partial n^j}(\delta)\neq 0$$

$$A_2 = \sin\Theta - \int\limits_0^{\frac{\delta}{R_0}} f(s,n)\, d\left(\frac{n}{R_0}\right).$$

$$V_s = V_\infty \left[\sin\Theta + \frac{R_0^2}{(R_0+n)^2}\sin\Theta = \frac{R_0^2}{(R_2+n)^2}\int\limits_0^{\frac{\delta}{R_0}} f(s,n)\, d)\left(\frac{n}{R_0}\right)\right]; \quad (15)$$

$$V_n = -V_\infty\left[1 - \frac{R_0^2}{(R_0+n)^2}\right]\cos\Theta;$$

$$r_0 t \bar{v} \neq 0.$$

т. е. внешний поток в общем случае не потенциален, и только в случае $\delta \to 0$ (или приближенно) мы получаем известное потенциальное обтекание цилиндра при замене его диполем, для которого

$$1) \int\limits_0^{\frac{\delta}{R_0}} f(s,n)\, d\left(\frac{n}{R_0}\right) \leqslant 2\frac{\delta}{R_0} \approx 0,$$

$$V_s = V_\infty\left[1 + \frac{R_0^2}{(R_0+n)^2}\right]\sin\Theta, \quad V_s(\delta) \approx 2V_\infty \sin\Theta \quad (16)$$

$$V_n = -V_\infty\left[1 - \frac{R_0^2}{(R_0+n)^2}\right]\cos\Theta, \quad V_n(\delta) \approx 0.$$

$$2)\ \frac{\partial V_s}{\partial n}(\delta) = 0, \quad \frac{\partial^2 V_s}{\partial n^2}(\delta) \neq 0, \ \ldots \ \frac{\partial^j V_s}{\partial n^j}(\delta) \neq 0;$$

$$A_2 + \frac{A_3}{2} \approx \sin\Theta;$$

$$2A_2 + 3A_3\frac{R_0}{(R_0+\delta)} \approx 0;$$

$$A_2 = \frac{1{,}5\, R_0 \sin\Theta}{(R_0 - 0{,}5\,\delta)}, \quad A_3 = -\frac{(R_0+\delta)}{(R_0-0{,}5\delta)}\sin\Theta,$$

$$V_s(\delta) = V_\infty\left[1 + \frac{0{,}5\, R_0^3}{(R_0 - 0{,}5\,\delta)(R_0+\delta)^2}\right]\sin\Theta \approx$$
$$\approx 1{,}5\, V_\infty \sin\Theta. \quad (17)$$

В этом случае внешнее обтекание цилиндра непотенциальное, так как $r_0 t\bar{v} \neq 0$, даже при $\int\limits_0^{\frac{\delta}{R_0}} f(s,n)\, d\frac{n}{R} \approx 0$.

$$3)\ \frac{\partial V_s}{\partial n}(\delta) = 0, \quad \frac{\partial^2 V_s}{\partial n^2}(\delta) = 0, \quad \frac{\partial^3 V_s}{\partial n^3}(\delta) \neq 0.$$

$$\frac{\partial^j V_s}{\partial h^j}(\delta) \neq 0;$$

$$A_2 + \frac{A_3}{2} + \frac{A_4}{3} \approx \sin\Theta,$$

$$2A_2 + 3A_3 \frac{R_0}{(R_0+\delta)} + 4A_4 \frac{R_0^2}{(R_0+\delta)} \approx 0,$$

$$3A_2 + 6A_3 \frac{R_0}{(R_0+\delta)} + 10A_4 \frac{R_0^2}{(R_0+\delta)^2} \approx 0,$$

$$A_2 = \left\{1 + \frac{(3R_0^2 - R_0\delta)(R_0+\delta)}{[2R_0^3 + R_0(R_0+\delta)^2 - 4R_0^2\delta]}\right\} \sin\Theta, \tag{18}$$

$$A_3 = -\frac{(R_0+\delta)}{(2R_0-\delta)} \frac{(16R_0^3 - 8R_0^2\delta)\sin\Theta}{[2R_0^3 + R_0(R_0+\delta)^2 - 4R_0^2\delta]},$$

$$A_4 = \frac{3R_0(R_0+\delta)^2 \sin\Theta}{2R_0^3 + R_0(R_0+\delta)^2 - 4R_0^2\delta};$$

$$V_s(\delta) \approx \frac{4}{3} V_\infty \sin\Theta, \quad r_0 t\bar{v} \neq 0.$$

$$4)\ \frac{\partial V_s}{\partial n}(\delta) = 0, \qquad \frac{\partial^2 V_s}{\partial n^2}(\delta) = 0, \qquad \frac{\partial^3 V_s}{\partial n^3}(\delta) = 0.$$

$$\frac{\partial^4 V_s}{\partial n^4}(\delta) \neq 0, \ \ldots \ \frac{\partial^j V_s}{\partial n^j}(\delta) \neq 0. \tag{19}$$

$$V_s(\delta) \approx 1{,}25\, V_\infty \sin\Theta.$$

Внешнее обтекание цилиндра непотенциальное, так как $r_0 t\bar{v} \neq 0$.

Учитывая оценку производных $\frac{\partial^2 V_s}{\partial n^2}(\delta)$, $\frac{\partial^3 V_s}{\partial n^3}(\delta)$ $\frac{\partial^4 V_s}{\partial n^4}(\delta), \ldots$ $\frac{\partial^j V_s}{\partial n^j}(\delta)$ .... мы видим, что, при различных числах Re_∞

$$1{,}25\ V_\infty \sin\Theta < \frac{4}{3} V_\infty \sin\Theta \leqslant V_s(\delta) \leqslant 2V_\infty \sin\Theta, \tag{20}$$

что согласуется с результатами эксперимента.

Аналогично можно определить поле скоростей внешнего потока при обтекании любого профиля. Однако не исключена возможность каких-либо своеобразных решений, удовлетворяющих обтеканию данного конкретного профиля.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТЕЙ В ОБЛАСТИ НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

Для отыскания скоростей в области неизотермического пограничного слоя воспользуемся уравнениями движения ламинарного неизотермического пограничного слоя

$$\rho\left(\frac{\partial V_s}{\partial s} + V_n \frac{\partial V_s}{\partial n}\right) = -\frac{\partial P}{\partial s} + \frac{\partial}{\partial n}\left(\mu \frac{\partial V_s}{\partial n}\right),$$

$$\frac{\partial P}{\partial n} \approx 0, \tag{21}$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial s} V_s + \frac{\partial \rho}{\partial n} V_n + \rho\left(\frac{\partial V_s}{\partial s} + \frac{\partial V_n}{\partial n}\right) = 0,$$

$$\gamma C_p \left(\frac{\partial T}{\partial s} V_s + \frac{\partial T}{\partial n} V_n \right) - A \left(\frac{\partial P}{\partial s} V_s + \frac{\partial P}{\partial n} V_n \right) =$$

$$= \frac{\partial}{\partial n}\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial n}\right) + A\mu \left(\frac{\partial V_s}{\partial n}\right)^2,$$

$$P = gRT,$$

$$\frac{\mu}{\mu_\infty} \approx \frac{T}{T_\infty},$$

$$V_s(\delta) = V_\infty \left[A_0 + A_2 \frac{r^2}{(r+\delta^2)} + A_3 \frac{r^3}{(r+\delta^3)} + \ldots \right.$$

$$\left. + A_k \frac{r^k}{(r+\delta)^k} \right] \approx V_\infty (A_0 + A_2 + A_3 + \cdots A_k).$$

Так как δ мало по сравнению с r, то для $0 \leqslant n \leqslant \delta$

$$V_s = V_s(\delta) \left[1 + \frac{f(s, F)}{A_0 + A_2 + A_3 + \cdots A_k} \right] =$$

$$= V_s(\delta) \left[a_0 + a_1 \left(1 + \frac{n}{\delta}\right) + a_2 \left(1 - \frac{n}{\delta}\right)^2 + \right.$$

$$\left. + a^3 \left(1 - \frac{n}{\delta}\right)^3 + \cdots a_i \left(1 - \frac{n}{\delta}\right)_i \right].$$

Коэффициенты a_0, a_1, $a_2 \ldots a_i$ определяются из условий при $n = \delta$, $\rho = \rho_\infty$, $V_s = V_s(\delta)$, $\frac{\partial V_s}{\partial n}(\delta_1) = 0$, $\frac{\partial^2 V_s}{\partial n}(o) = 0$,

при $n = 0$, $V_s = 0$,

$$\left| \frac{\partial}{\partial n}\left(\frac{T}{T_\infty} \frac{\partial V_s}{\partial n} \right) \right|_0 = - \frac{\rho(\delta)}{\mu_\infty} V(\delta) \frac{\partial V}{\partial S}(\delta) \approx - \frac{\rho(\delta)}{\mu_\infty} V_s(\delta) \frac{\partial V_s}{\partial S}(\delta)$$

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial n^2} \left(\frac{T}{T_\infty} \frac{\partial V s}{\partial n} \right) \right]_0 \approx 0$$

и равны

$$a_0 = 1, \quad a_1 = 0, \quad a_2 = 0,$$

$$a_3 = -\frac{10}{3} \Phi_{31} + \frac{\delta^2}{2\nu_\infty} \frac{T_\infty^2}{T_0 T(\delta)} \frac{\partial V_s}{\partial s}(\delta) \Phi_{32},$$

$$a_4 = \frac{10}{3} \Phi_{41} - \frac{3}{4} \frac{\delta^2}{\nu_\infty} \frac{T_\infty^2}{T^0 T(\delta)} \frac{\partial V_s}{\partial s}(\delta) \Phi_{42},$$

$$a_5 = -\Phi_{51} + \frac{\delta^2}{4\nu_\infty} \frac{T_\infty^2}{T_0 T(\delta)} \frac{\partial V_s}{\partial s}(\delta) \Phi_{52}, \tag{22}$$

где

$$\Phi_{31} = \frac{3}{10} - \frac{Z_0}{5} + \frac{3D_0}{10} \left(\frac{2 Z_4 + 1}{D_4} \right),$$

$$\Phi_{32} = \frac{2Z_4 + 1}{3D_4},$$

$$\Phi_{41} = -\frac{7Z_0}{20} + \frac{D_0(21Z_4+6)}{20D_4}, \quad \Phi_{42} = \frac{7Z_4+2}{9D_4},$$

$$\Phi_{51} = \frac{3}{2}\frac{D_0 Z_4}{D_4} - \frac{Z_0}{2}, \quad \Phi_{52} = \frac{Z_4}{D_4},$$

$$D_4 = 1 - \frac{\delta}{6T_0}\left(\frac{\partial T}{\partial n}\right)_0, \quad D_5 = 1 + \frac{\delta}{7T_0}\left(\frac{\partial T}{\partial n}\right)_0,$$

$$Z_4 = 1 - \frac{2}{3}\frac{\delta}{T_0}\left(\frac{\partial T}{\partial n}\right)_0, \quad Z_5 = 1 - \frac{14}{27}\frac{\delta}{T_0}\left(\frac{\partial T}{\partial n}\right)_0,$$

$$D_0 = 1 - \frac{\delta}{2T_0}\left(\frac{\partial T}{\partial n}\right)_0, \quad Z_0 = 1 - \frac{2\delta}{T_0}\left(\frac{\partial T}{\partial n}\right)_0.$$

Для изотермического пограничного слоя

$$D_4 = D_5 = Z_4 = Z_5 = D_0 = Z_0 = 1,$$

$\Phi_{31} = \Phi_{32} = \Phi_{41} = \Phi_{42} = \Phi_{51} = \Phi_{52} = 1$, то $T_0 = T(\delta) = T_\infty$.

На основании уравнений движения и притока тепла следует $\delta_T \geqslant \delta$.

Распределение температур внутри теплового пограничного слоя аппроксимируется в виде полинома

$$T = T(\delta_T)\Big[d_0 + d_1\left(1 - \left(\frac{n}{\delta_T}\right)\right) + d_2\left(1 - \frac{n}{\delta_T}\right)^2 + \\ + d_3\left(1 - \frac{n}{\delta_T}\right)^3 + d_4\left(1 - \frac{n}{\delta_T}\right)^4 + d_5\left(1 - \frac{n}{\delta_T}\right)^5\Big], \quad (23)$$

коэффициенты которого определяются из условий:

при $n = 0$, $V_S = 0$, $V_n = 0$, $\left[\frac{\partial}{\partial n}\left(\lambda\frac{\partial T}{\partial n}\right)\right]_0 = 0$,

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial n^2}\left(\lambda\frac{\partial T}{\partial n}\right)\right]_0 = 0, \ T = T_0,$$

при $n = \delta_T$ $\frac{\partial T}{\partial n}(\delta_T) = 0$, $\frac{\partial^2 T}{\partial n^2}(\delta_T) = 0$, $T(\delta_T) = T_\infty$ и равны $d_0 = 1$

$$d_1 = 0, \ d_2 = 0, \quad d_3 = \frac{10}{3}\left(\frac{T_0}{T_\infty} - 1\right), \quad d_4 = -\frac{10}{3}\left(\frac{T_0}{T_\infty} - 1\right);$$

$$d_5 = \frac{T_0}{T_\infty}, \quad \left(\frac{\partial T}{\partial n}\right)_0 = -\frac{5}{3}\left(\frac{T_0 - T_\infty}{\delta_\infty}\right). \quad (24)$$

Если толщина теплового пограничного слоя значительно больше гидродинамического неизотермического пограничного слоя, то

$$D_4 \approx 1, \quad D_5 \approx 1, \quad Z_4 \approx 1, \quad Z_5 \approx 1, \ D_0 \approx 1, \ Z_0 = 1,$$

$$\Phi_{31} \approx 1, \quad \Phi_{32} \approx 1, \quad \Phi_{41} \approx 1, \quad \Phi_{42} \approx 1, \quad \Phi_{51} \approx 1, \quad \Phi_{52} \approx 1.$$

Если $\delta_T \approx \delta$, $T(\delta) \approx T_\infty$, то значения функции Φ_{31}, Φ_{32}, Φ_{41}, Φ_{42}, Φ_{51}, Φ_{52} табулированы и помещены в таблице 1.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТОЛЩИНЫ НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОГО ГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ И КАСАТЕЛЬНОГО НАПРЯЖЕНИЯ НА ПОВЕРХНОСТИ ТЕЛА

Для определения толщины неизотермического пограничного слоя воспользуемся интегральными соотношениями Кармана.

$$\frac{d}{ds}\int_0^\delta \rho V_S^2\,dn - V_S(\delta)\frac{d}{ds}\int_0^\delta \rho V_S\,dn = -\delta\frac{dP}{ds} - \mu_0\left(\frac{\partial V_s}{\partial n}\right)_0,$$

$$\int_0^\delta \rho V_S^2\,dn = \rho_\infty V_S^2(\delta)X_1\delta + \rho_\infty\frac{\partial V_s}{\partial s}(\delta)V_S^2(\delta)X_2\frac{\delta^3}{\nu_\infty} +$$

$$+\rho_\infty\left[\frac{\partial V_s}{\partial s}(\delta)\right]^2 V_S^2(\delta)X_3\frac{\delta^5}{\nu_\infty^2}. \qquad (26)$$

$$\int_0^\delta \rho V_S\,dn = \rho_\infty V_S(\delta)X_4\delta + \rho_\infty V_S(\delta)\frac{\partial V_s}{\partial s}(\delta)X_5\frac{\delta^3}{\nu_\infty}; \qquad (27)$$

Для случая $\delta_T \approx \delta$ функции X_1, X_2, X_3, X_4, X_5 табулированы и помещены в таблицу 2, а для случая δ_T значительно больше δ.

$$X_1 = 0{,}541 + 0{,}031\left(\frac{T_\infty}{T_0} - 1\right),$$

$$X_2 = 0{,}0183\frac{T_\infty}{T_0} + 0{,}0094\frac{T_\infty}{T_0}\left(\frac{T_\infty}{T_0} - 1\right),$$

$$X_3 = 0{,}00023\frac{T_\infty^2}{T_0^2} + 0{,}02183\frac{T_\infty^2}{T_0^2}\left(\frac{T_\infty}{T_0} - 1\right);$$

$$X_4 = 0{,}666 + 0{,}079\left(\frac{T_\infty}{T_0} - 1\right),$$

$$X_5 = 0{,}0166\frac{T_\infty}{T_0} + 0{,}0056\frac{T_\infty}{T_0}\left(\frac{T_\infty}{T_0} - 1\right).$$

Так как X_2 и X_3 малы по сравнению с X_1, а X_5 мало по сравнению с X_4.

$$\int_0^\delta \rho V_S^2\,dn \approx \rho_\infty V_S^2(\delta)X_1\delta, \qquad \int_0^\delta \rho V_S\,dn \approx \rho_\infty V_S(\delta)X_4\delta; \qquad (28)$$

$$\left(\frac{\partial V_s}{\partial n}\right)_0 = \frac{V_s(\delta)}{\delta}\left(\frac{35}{36} + \frac{25}{36}\frac{T_\infty}{T_0}\right) + \frac{\delta^2}{\nu_\infty}\frac{T_\infty}{T_0}\frac{\partial V_s}{\partial s}(\delta)\frac{V_s(\delta)}{4\delta} \qquad (29)$$

На основании интегральных соотношений Кармана (25) и выражений (28), (29) получим следующее дифференциальное уравнение для определения толщины неизотермического гидродинамического пограничного слоя.

$$\frac{d(\delta^2)}{ds} + \delta^2\left\{2\,\frac{\frac{\partial V_S}{\partial s}(\delta)}{V_s(\delta)}\left[\frac{(0,75-x_1)}{(x_4-x_1)}+1\right] + 2\,\frac{\frac{d}{ds}(x_4-x_1)}{(x_4-x_1)}\right\} - \frac{2\nu_\infty}{V_s(\delta)}\,\frac{\left(\frac{T_0}{T_\infty}\frac{35}{36}+\frac{25}{36}\right)}{(x_4-x_1)} = 0, \qquad (30)$$

решая которое получим

$$\delta^2 = \frac{2\nu_\infty \int\limits_0^S \frac{\left(\frac{T_0}{T_\infty}\frac{35}{36}+\frac{25}{36}\right)}{(x_4-x_1)}\,[V_s(\delta)]^{2\left(\frac{(0,75-x_1)}{(x_4-x_1)}+0.5\right)}\,ds}{[V_S(\delta)]^{2\left(\frac{0.75-x_1}{x_4-x_1}+1\right)}}.$$

Для трансзвуковой и сверхзвуковой областей

$$\frac{\rho}{\rho_\infty} = \frac{P}{P_\infty}\frac{T_\infty}{T},\quad \rho V_s(\delta)\,\frac{dV_s}{ds}(\delta) = -\frac{dP}{ds},\quad \frac{\partial P}{\partial n} = 0,$$

$$d\left[\frac{V_S^2(\delta)}{2}\right] = -\frac{\frac{dP}{ds}\,gRT(\delta)}{P}\,ds,$$

$$\frac{V_S^2(\delta)}{2} = -\int\limits_0^S \frac{\frac{dP}{ds}}{P}\,gRT(\delta)\,ds,$$

$$\int\limits_0^\delta \rho V_S^2\,dn = \rho_\infty\frac{P}{P_\infty}\int\limits_0^\delta \frac{T_\infty}{T}\,V_S^2\,dn,$$

$$\int\limits_0^\delta \rho V_S\,dn = \rho_\infty\,\frac{P}{P_\infty}\int\limits_0^\delta \frac{T_\infty}{T}\,V_S\,dn,$$

$$\int\limits_0^\delta \rho V_S^2\,dn = \rho_\infty\frac{P}{P_\infty}\,V_S^2(\delta)\,x_1\delta + \rho(\delta)\frac{P}{P_\infty}\,N\,V(\delta)\,V_S(\delta)\,\frac{\partial\left[\frac{V(\delta)}{V_\infty}\right]}{\partial\left(\frac{S}{L}\right)}\,x_2\delta +$$

$$+\frac{\rho^2(\delta)}{\rho_\infty}\frac{P}{P_\infty}\,N^2V^2(\delta)\left\{\frac{\partial\left[\frac{V(\delta)}{V_\infty}\right]}{\partial\left(\frac{S}{L}\right)}\right\}^2 x_3\delta;$$

$$\int\limits_0^\delta \rho V_S\,dn = \rho_\infty\frac{P}{P_\infty}\,V_S(\delta)\,x_4\delta + \rho(\delta)\,NV(\delta)\frac{P}{P_\infty}\,\frac{\partial\left[\frac{V(\delta)}{V_\infty}\right]}{\partial\left(\frac{S}{L}\right)}\,x_5\delta;$$

$$N = \frac{\delta^2}{L^2}\,Re_\infty.$$

$$\int\limits_0^\delta \rho V_s^2\, dn = \rho_\infty \frac{P}{P_\infty} V_s^2(\delta)\, \xi_1 \delta; \quad \int\limits_0^\delta \rho V_s\, dn =$$

$$= \rho_\infty \frac{P}{P_\infty} V_S(\delta)\, \xi_2 \delta, \tag{31}$$

где

$$\xi_1 = x_1 + N \frac{V(\delta)}{V_s(\delta)} \frac{\rho(\delta)}{\rho_\infty} \frac{\partial\left[\dfrac{V(\delta)}{V_\infty}\right]}{\partial\left(\dfrac{S}{L}\right)} x_2 +$$

$$+ N^2 \frac{V^2(\delta)}{V_s^2(\delta)} \frac{\rho^2(\delta)}{\rho_\infty^2} \left\{ \frac{\partial\left[\dfrac{V(\delta)}{V_\infty}\right]}{\partial\left(\dfrac{S}{L}\right)} \right\}^2 x_3;$$

$$\xi_2 = x_4 + N \frac{\rho(\delta)}{\rho_\infty} \frac{V(\delta)}{V_s(\delta)} \frac{\partial\left[\dfrac{V(\delta)}{V_\infty}\right]}{\partial\left(\dfrac{S}{L}\right)} x_5;$$

$$\frac{d}{d\bar{s}}\left(\frac{\delta^2}{L^2}\right) + 2\frac{\delta^2}{L^2} \left\{ \frac{\dfrac{d}{d\bar{s}}\left[\dfrac{V_s^2(\delta)}{V_\infty^2} \dfrac{P}{P_\infty}(\xi_1 - \xi_2)\right]}{\dfrac{P}{P_\infty} \dfrac{V_s^2(\delta)}{V_\infty^2}(\xi_1 - \xi_2)} + \right.$$

$$\left. + \frac{\left[\xi_2 - 0{,}75\dfrac{T_\infty}{T(\delta)}\right]}{(\xi_1 - \xi_2)} \frac{\dfrac{\partial}{\partial\bar{s}}\left[\dfrac{V_s(\delta)}{V_\infty}\right]}{\dfrac{V_s(\delta)}{V_\infty}} \right\} +$$

$$+ \frac{2\left(\dfrac{35}{36}\dfrac{T_0}{T_\infty} + \dfrac{25}{36}\right)}{Re_\infty \dfrac{V_s(\delta)}{V_\infty} \dfrac{P}{P_\infty}(\xi_1 - \xi_2)} = 0; \tag{32}$$

$$\frac{\delta^2}{L^2} = \frac{P_\infty^2}{P^2} \frac{V}{V^4(\delta)} \frac{}{(\xi_2 - \xi_1)^2}\, e^{-20\int\limits^{\bar{S}} \frac{\left[\xi_2 - 0{,}75\frac{T_\infty}{T(\delta)}\right]}{\xi_1 - \xi_2} \frac{\frac{d}{d\bar{s}}\left[\frac{V_s(\delta)}{V_\infty}\right]}{\frac{V_s(\delta)}{V_s}} d\bar{S}} \times$$

$$\times \int\limits_0^{\bar{S}} \frac{\left(\dfrac{35}{36}\dfrac{T_0}{T_\infty} + \dfrac{25}{36}\right)}{Re_\infty} \frac{\dfrac{V_s^3(\delta)}{V_\infty^3}}{V_\infty^3} \frac{P}{P_\infty}\, e^{20\int\limits^{\bar{S}} \frac{\left[\xi_2 - 0{,}75\frac{T_\infty}{T(\delta)}\right]}{(\xi_1 - \xi_3)} \frac{\frac{d}{dS}\left[\frac{V_s(\delta)}{V_\infty}\right]}{\frac{V_s(\delta)}{V_\infty}} d\bar{S}} \times$$

$$\times (\xi_2 - \xi_1)\, ds; \tag{33}$$

Для изотермического пограничного слоя принимаем $T_0 = T_\infty$.

АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ И ИХ СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Для проведения эксперимента была смонтирована установка, состоящая из цилиндра с внутренним электрообогревателем, термопары и трубки статического давления, расположенных на одной образующей, координатника с насадком и термопарой для измерения поля давления, скоростей и температур внешнего потока. Вся установка в целом подвешивалась на аэродинамических весах в аэродинамической трубе, а также могла быть закреплена на жестком основании.

Кроме того, были изготовлены модели фюзеляжа, крыла, и комбинации крыла — фюзеляжа для продувки их на поляру при неизотермическом пограничном слое (модели нагревались от внутреннего электрообогревателя).

Результаты эксперимента помещены в таблицах 3, 4, 5 приложения.

На основании результатов экспериментов, проведенных авторами и имеющихся в литературе следует, что случаи обтекания цилиндра, для которых $V_S(\delta) \approx 2V_\infty \sin\Theta$, $V_S(\delta) = 1{,}5\,V_\infty \sin\Theta$, $V_S(\delta) = \frac{4}{3}V_\infty \sin\Theta$ хорошо подтверждаются.

Проведенный расчет пограничного слоя показал, что толщина неизотермического пограничного слоя (в случае нагретого тела) больше толщины изотермического пограничного слоя.

Положение точки отрыва пограничного слоя зависит от распределения температур и может перемещаться как против потока, так и по потоку.

Для случая равномерного распределения температур положение точки отрыва пограничного слоя мало изменяется.

При нагревании тела абсолютное давление в области пограничного слоя и на поверхности тела увеличивается, а величина скорости в области границы пограничного слоя — уменьшается.

Сила лобового сопротивления при $M < M_{кр}$, определяемая распределением давления, касательного напряжения, а также зависящая от положения точки отрыва пограничного слоя при нагревании тела может увеличиваться, уменьшаться, а также быть неизменной в зависимости от общего баланса действующих сил.

Аэродинамическое взвешивание цилиндра на рассмотренных режимах показало уменьшение силы лобового сопротивления от 0 до 20%.

При продувке фюзеляжа и крыла на поляру поляры и кривые $C_y = C_y$, ( )$C_x = C_x(\alpha)$ для изотермического и неизотермического пограничного слоя при некоторых углах атаки значительно отличаются друг от друга. Критический угол атаки, как правило уменьшается.

ВЫВОДЫ

1. Решение задачи обтекания тел непотенциальным внешним потоком представляет как теоретический, так и практический интерес.

2. Положение точек отрыва пограничного слоя при обтекании тела зависит от распределения температур и может при нагревании тела перемещаться как против потока, так и по потоку.

3. С ростом толщины гидродинамического слоя величина скорости на границе слоя уменьшается, а давление в области пограничного слоя и на поверхности тела увеличивается.

4. Величины подъемной силы и силы лобового сопротивления для нагретого тела значительно отличаются на некоторых углах атаки от соответствующих значений случая изотермического обтекания.

Приложение

Таблица 1

$\frac{T_{ср}}{T_{н}}$	$\Phi_{Л1}$	$\Phi_{Л2}$	$\Phi_{Д1}$	$\Phi_{Д2}$	$\Phi_{б1}$	$\Phi_{б2}$
1	1	1	1	1	1	1
0,75	1,147	1,12	1,205	1,13	1,255	1,2
0,6	1,263	1,175	1,39	1,21	1,51	1,31
0,5	1,281	1,2	1,46	1,26	1,59	1,365
0,43	1,355	1,23	1,55	1,29	1,69	1,415
0,375	1,404	1,255	1,6	1,315	1,78	1,45
0,333	1,42	1,263	1,63	1,316	1,79	1,47
0,3	1,44	1,27	1,737	1,36	1,89	1,485
0,273	1,455	1,28	1,76	1,37	1,89	1,485
0,25	1,485	1,3	1,785	1,375	1,92	1,515
0,231	1,485	1,3	1,79	1,375	1,97	1,53
0,2	1,522	1,305	1,834	1,385	2,03	1,55
0,15	1,565	1,32	1,91	1,415	2,15	1,585

Таблица 2

$\frac{T_\infty}{T_0}$	χ_1	χ_2	χ_3	χ_4	χ_5
1	0,541	0,0182	0,00021	0,665	0,0165
0,75	0,478	0,0136	0,00064	0,628	0,0144
0,6	0,503	0,0096	0,00067	0,6024	0,0102
0,5	0,532	0,0068	0,00030	0,601	0,0080
0,43	0,467	0,0026	0,00034	0,584	0,0064
0,375	0,455	0,0045	0,00014	0,567	0,0063
0,333	0,502	0,0082	—0,00097	0,564	0,0057
0,3	0,460	0,0027	—0,00010	0,576	0,0042
0,273	0,488	0,0052	—0,00008	0,575	0,0034
0,25	0,472	0,0045	0,00004	0,573	0,0034
0,231	0,474	0,00078	—0,00003	0,572	0,0032
0,2	0,416	0,0042	—0,00002	0,557	0,0026
0,15	0,49	0,0005	0,00030	0,549	0,0016

Обдув комбинации крыла и фюзеляжа

$Re_\infty = 175000$, λ 1,8 $V_\infty = 14,4$ *м/сек*

Таблица 3

	Изотермический пограничный слой		Неизотермический пограничный слой	
$\alpha°$	c_y	c_x	c_y	c_x
—28	0,815	0,505	0,76	0,484
		0,49		
—26	0,76	0,484	0,715	0,46
	0,885	0,454		0,454
—24	0,76	0,42	0,675	0,448
	0,788	0,433		
—22	0,885	0,426	0,76	0,426
		0,42		
—20	0,855	0,397	0,715	0,382
	0,885			
—18	0,815	0,354	0,715	0,346
—16	0,76	0,324	0,675	0,332
	0,788			
—14	0,545	0,314	0,605	0,288
	0,675			
—12	0,605	0,245	0,534	0,253
		0,253		
—10	0,495	0,202	0,464	0,216
—8	0,426	0,181	0,388	0,202
—6	0,357	0,144	0,283	0,174
—4	0,249	0,123	0,213	0,161
—2	0,141	0,123	0,141	0,129
—0	0,0255	0,108	0,0255	0,123

	Изотермический пограничный слой		Неизотермический пограничный слой	
$\alpha°$	c_y	c_x	c_y	c_x
0	0,0255	0,108	0,0255	0,123
2	0,107	0,129	0,107	0,129
4	0,177	0,129	0,177	0,129
6	0,32	0,166	0,283	0,129
8	0,425	0,161	0,357	0,144
10	0,435	0,174	0,464	0,174
12	0,57	0,207	0,57	0,207
14	0,675	0,231	0,545	0,245
16	0,715	0,288	0,675	0,282
18	0,815	0,333	0,815	
			0,788	0,339
20	0,788	0,362	0,788	0,377
	0,760	0,39	0,788	0,413
22	0,788	0,413	0,788	0,426
	0,76			0,43
24	0,788	0,42	0,76	0,448
26	0,715	0,413		
	0,675	0,442	0,71	0,454
28	0,76	0,448		

Таблица 4

Результаты обдува тела вращения

V_∞ 18 *м/сек*, $Re_\infty = 235000$

Изотермический пограничный слой			Неизотермический пограничный слой		
α°	C_y	C_x	C_y	C_x	α°
0	0	0,685			0
2	0,2	0,685			2
4	0,4	0,685	0,604	0,695	4
6	0,8	0,69			6
8	0,8	0,775	1	0,775	8
10	1	0,775			10
12	1	0,81	1	0,89	12
14	1,2	0,845			14
16	1,2	0,89	1,2	1,04	16
18	1,2	0,89			18
22	1,4	1,09	1,2	1,13	20
24	1,4	1,21			22
28	1,6	1,28	1,4	1,25	23
			1,6	1,44	28

Таблица 5

Обдув комбинации крыла и фюзеляжа (процесс нагревания)

$\alpha^\circ = -16$, $h_k = 33$, $z = 0$, $t^\circ_c = 278$, $\lambda = 1{,}8$

Неизотермический пограничный слой			
τ, *мин.*	C_y	C_x	$t^\circ C$, $z=78$ *мм*
5,53	0,715		
	0,855	0,49	25
	0,76	0,484	
5,34			
5,35	0,815	0,505	
5,37	0,815	0,515	35
		0,484	
5,38	0,815	0,52	38
5,40	0,76	0,475	45
5,43	0,76	0,468	51
		0,475	
5,45	0,715	0,475	55
		0,468	
5,50	0,715	0,468	65
		0,46	
5,55	0,715	0,468	68
		0,454	

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Г. Лойцянский. Механика жидкости и газа. Государственное издательство технико-теоретической литературы, Москва—Ленинград, 1950.
2. Л. Г. Лойцянский. Аэродинамика пограничного слоя, Государственное издательство технико-теоретической литературы, Ленинград, 1941.
3. Л. Г. Лойцянский. Ламинарный пограничный слой. Государственное издательство физико-математической литературы, Москва, 1962.
4. Н. Е. Кочин, И. А. Кибель и Н. В. Розе. Теоретическая гидромеханика ч. I и II. Государственное издательство технико-теоретической литературы, Москва, Ленинград, 1948.
5. Н. С. Аржанников и В. Н. Мальцев. Аэродинамика. Государственное издательство оборонной промышленности, Москва, 1952.
6. А. К. Мартынов. Экспериментальная аэродинамика. Государственное издательство оборонной промышленности, Москва, 1950.
7. М. А. Михеев. Основы теплопередачи. Государственное энергетическое издательство. Москва, Ленинград, 1956.
8. В. П. Преображенский. Теплотехнические измерения. Госэнергоиздат, 1946, 1953.
9. Современное состояние гидроаэродинамики вязкой жидкости том. I, под редакцией Гольдштейна. Государственное издательство иностранной литературы, Москва, 1948.