

УДК 532.526.4:536.24

©1997 г. А.В. КАЗАКОВ, М.Н. КОГАН, А.П. КУРЯЧИЙ

## ВЛИЯНИЕ НА ТРЕНИЕ ЛОКАЛЬНОГО ПОДВОДА ТЕПЛА В ТУРБУЛЕНТНЫЙ ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ

Представлены результаты расчетов сверхзвукового турбулентного пограничного слоя на плоской пластине при наличии подвода тепловой энергии в пограничный слой. Рассмотрены два способа подвода энергии: путем нагрева локального участка обтекаемой поверхности, являющейся вне этого участка теплоизолированной, а также с помощью локального объемного теплового источника. Показано, что при одинаковом количестве подводимого к газу тепла объемный нагрев приводит при определенных условиях к более значительному уменьшению трения, чем нагрев поверхности. Локализация области подвода энергии в поток ведет к усилению эффекта уменьшения вязкого сопротивления и большему уменьшению местного коэффициента трения, которое распространяется на значительное расстояние вниз по потоку.

В [1–3] теоретически и экспериментально исследовался термический метод уменьшения вязкого сопротивления при обтекании тел газовым потоком, основанный на увеличении протяженности ламинарного участка пограничного слоя. Однако при достаточно больших значениях характерного числа Рейнольдса ламинарное течение будет реализовываться лишь на незначительной части всей обтекаемой поверхности. В этом случае заметного уменьшения вязкого сопротивления можно достичь лишь путем снижения трения в турбулентной области течения. Различные методы воздействия на турбулентный пограничный слой с целью снижения сопротивления трения рассматривались, например, в [4].

В [4] отмечается, что охлаждение обтекаемой поверхности оказывает на поток воздействие, аналогичное отсосу газа из пограничного слоя или действию внешнего отрицательного градиента давления, приводя к частичной реламинаризации течения в турбулентном пограничном слое. Вместе с тем известно [5], что на поверхности, имеющей температуру  $T_w^*$  ниже температуры восстановления  $T_r^*$ , трение повышается. И, наоборот, при  $T_w^* > T_r^*$  трение в пограничном слое уменьшается [6]. Однако нагревание всей поверхности обтекаемого тела с целью уменьшения вязкого сопротивления помимо значительных технических трудностей, связанных с обеспечением нагрева и надежной теплоизоляции на большой площади обтекаемой поверхности, является энергетически невыгодным.

В настоящей работе изучается возможность повышения эффективности термического метода уменьшения турбулентного трения путем локализации области подвода тепла в пограничный слой в случаях поверхностного и объемного способов тепло-подвода.

1. Рассматривается обтекание плоской пластины потоком вязкого теплопроводного газа, имеющего скорость, плотность, температуру и коэффициент динамической вязкости на бесконечности  $u_\infty^*, \rho_\infty^*, T_\infty^*$  и  $\mu_\infty^*$  соответственно. Верхним индексом звездочки здесь и ниже обозначаются размерные величины. Предполагается, что на некотором расстоянии  $l^*$  от передней кромки пластины начинается область перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный, а участок, на котором осуществляется

тепловое воздействие на пограничный слой, располагается в области развитого турбулентного течения и имеет длину  $h^*$ . Параметры невозмущенного турбулентного пограничного слоя полностью определяются значением числа  $Re_0 = \rho_\infty^* u_\infty^* \theta_0^* / \mu_\infty^*$ , где  $\theta_0^*$  – значение толщины потери импульса непосредственно перед началом участка нагрева, и, как показывают проведенные расчеты, не зависят от числа Рейнольдса начала области перехода  $Re = \rho_\infty^* u_\infty^* l^* / \mu_\infty^*$ . От значения числа  $Re$  зависит лишь положение начала участка нагрева  $x_0^*$ , в котором достигается заданная величина  $Re_0$ .

Поскольку температурная зависимость коэффициента динамической вязкости газа играет существенную роль в изучаемом явлении, для определенности рассматривается обтекание тела потоком воздуха.

Для проведения численных расчетов уравнения турбулентного пограничного слоя, записанные в декартовой системе координат  $(x^*, y^*)$ , представляются в безразмерной форме, позволяющей непосредственно учитывать значительные изменения толщины слоя, вызванные подводом в него тепла. С этой целью в качестве характерной вертикальной координаты используется местная толщина вытеснения пограничного слоя  $\delta^*$ , являющаяся функцией продольной координаты  $x^*$ . В этом случае безразмерная координата внешней границы расчетной области  $y_e$  остается неизменной при любом воздействии на пограничный слой.

Безразмерные переменные (без верхнего индекса звездочки) вводятся согласно следующим соотношениям:

$$x^* = l^* x, \quad y^* = l^* \delta(x)y, \quad \delta^* = l^* \delta, \quad u^* = u_\infty^* u$$

$$v^* = u_\infty^* \delta \left( V + \frac{yu}{\delta} \frac{d\delta}{dx} \right), \quad \rho^* = \rho_\infty^* \rho, \quad T^* = T_\infty^* T, \quad \mu^* = \mu_\infty^* \mu$$

где координата  $x^*$  отсчитывается от передней кромки пластины,  $u^*$  и  $v^*$  – соответственно продольная и поперечная компоненты скорости.

Система уравнений и граничных условий турбулентного сжимаемого пограничного слоя в этом случае имеет следующий вид:

$$\frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\rho u}{\delta} \frac{d\delta}{dx} + \frac{\partial \rho V}{\partial y} = 0, \quad \rho = \frac{1}{T}$$

$$\frac{1}{Re \delta^2} \frac{\partial}{\partial y} \left[ (\mu + \mu_t) \frac{\partial u}{\partial y} \right] = \rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho V \frac{\partial u}{\partial x} \quad (1.1)$$

$$\frac{1}{Re \delta^2} \frac{\partial}{\partial y} \left[ \left( \frac{\mu}{\sigma} + \frac{\mu_t}{\sigma_t} \right) \frac{\partial T}{\partial y} \right] = \rho u \frac{\partial T}{\partial x} + \rho V \frac{\partial T}{\partial y} - (\kappa - 1) M_\infty^2 \left[ \frac{\mu + \mu_t}{Re \delta^2} \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + q_v \right]$$

$$y = 0: \quad u = 0, \quad V = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial y} = 0; \quad \mu \frac{\partial T}{\partial y} + (\kappa - 1) M_\infty^2 Re \sigma \delta q_w = 0$$

$$y = y_e: \quad u = 1, \quad T = 1 \quad (1.2)$$

$$\sigma = 0,72, \quad \sigma_t = 0,9, \quad \mu = T^{3/2} \frac{1 + S_\infty}{T + S_\infty}, \quad \kappa = 1,4, \quad S_\infty = \frac{114}{T_\infty^*}$$

где  $q_v$  – плотность объемного источника тепла, отнесенная к величине  $\rho_\infty^* u_\infty^{*3} / l^*$ ,  $q_w$  – значение теплового потока на поверхности пластины, отнесенного к величине  $\rho_\infty^* u_\infty^{*3}$ ,  $M_\infty$  – число Маха в набегающем потоке,  $\mu_t$  – коэффициент турбулентной вязкости, определенный согласно гипотезе Буссинеска.

Для входящего в систему (1.1) уравнения энергии граничное условие  $\partial T / \partial y = 0$  используется на всей поверхности пластины при объемном подводе тепла в пограничный слой. В случае нагрева участка поверхности это же условие используется везде, кроме участка нагрева  $x_0 \leq x \leq x_0 + h$ , на котором применяется граничное условие (1.2) с заданной величиной теплового потока  $q_w$ , где  $x_0$  и  $h$  – координата начала и длина этого участка, отнесенные к характерной длине  $l^*$ .

Поскольку как при объемном подводе тепла, так и при нагреве локального участка поверхности на адиабатическом ее участке возникают значительные продольные градиенты температуры обтекаемой поверхности, то при конечной теплопроводности материала пластины неизбежно возникнет перетекание тепла в ней. В настоящей работе предполагается, что материал обтекаемой пластины имеет настолько малую теплопроводность, что перетеканием тепла вдоль нее, несмотря на значительные градиенты температуры вдоль обтекаемой поверхности, можно пренебречь.

Для замыкания системы уравнений и граничных условий (1.1)–(1.2) необходимо задать модель турбулентности, которая определяет зависимость коэффициента турбулентной вязкости  $\mu$ , от других параметров течения. Очевидно, что рассматриваемый в настоящей постановке турбулентный пограничный слой является существенно неравновесным и для его адекватного описания необходимо использовать модель турбулентности, учитывающую эту особенность.

Однако большинство широко используемых двухпараметрических и более сложных моделей турбулентности содержат эмпирические константы и функции, которые подбирались путем сопоставления результатов расчетов с экспериментальными данными, полученными в основном для случаев обтекания адиабатической поверхности несжимаемым газом [7]. Применение этих моделей для расчетов течений сжимаемого теплопроводного газа основано на предположении о подобии процессов переноса импульса и энергии, которое имеет место в равновесном турбулентном пограничном слое и может нарушаться в случае неравновесного течения [8]. В последнее время начали разрабатываться модели турбулентности для описания турбулентного пограничного слоя в сжимаемом газе при наличии интенсивного теплообмена на обтекаемой поверхности [9]. Однако проверка их способности адекватно описывать характеристики турбулентного пограничного слоя на существенно неизотермической поверхности, в частности при ступенчатом изменении ее температуры, что экспериментально исследовано, например, в [6], пока явно недостаточна.

Вместе с тем известны простые алгебраические модели турбулентности, которые, несмотря на свой локальный характер, вполне удовлетворительно моделируют такие параметры, как коэффициент трения и тепловой поток, даже в неравновесном пограничном слое при наличии значительных градиентов параметров вдоль обтекаемой поверхности и в то же время требуют значительно меньших затрат машинного времени. В частности, двухслойная модель Себеси и Смита [10] дает хорошее соглашение с экспериментом при расчете пограничного слоя на неизотермической поверхности [11].

Коэффициент турбулентной вязкости  $\mu$ , согласно двухслойной модели [10, 11], введенных выше переменных описывается формулами

$$\begin{aligned} \mu_{ti} &= \delta \operatorname{Re} \rho \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| (ky)^2 \left[ 1 + \exp \left( -\frac{y^+}{A^+} \sqrt{\rho_w / \rho} \right) \right]^2 \gamma_t \gamma, \quad 0 \leq y \leq y_c \\ y^+ &= y \frac{\rho}{\mu} \left[ \delta \operatorname{Re} \left( \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right]^{1/2}, \quad A^+ = 26 \\ \mu_{te} &= \delta \operatorname{Re} \rho \alpha \left| \int_0^{y_e} (1-u) dy \right| \gamma_t \gamma, \quad y_c \leq y \leq y_e \end{aligned} \tag{1.3}$$

где индексы  $i$  и  $e$  относятся соответственно к внутренней и внешней областям пограничного слоя, а индекс  $w$ , как и прежде, обозначает значения величин на обтекаемой поверхности. Граница между внутренней и внешней областями пограничного слоя  $y_c$  определяется из условия непрерывности коэффициента турбулентной вязкости.

В выражения (1.3) входят коэффициенты, которые определяются следующими выражениями:

$$\alpha = 0,0168[1,55 / (1 + \Pi)], \quad \Pi = 0,55[1 - \exp(-0,243Z_l^{1/2} - 0,298Z_l)]$$

$$Z_l = \text{Re}_\theta / 425 - 1 \quad (\text{Re}_\theta > 425)$$

$$\gamma = [1 + 5,5(y / y_0)^6]^{-1}$$

$$\gamma_t = 1 - \exp[-(3/c^2)\text{Re}^{0.66}(x-1)^2], \quad c = 60 + 4,86M_\infty^{1.92}$$

где  $y_0$  – координата  $y$  точки, в которой  $u = 0,995$ .

Профили скорости и температуры невозмущенного пограничного слоя перед участком подвода энергии являются начальными условиями при исследовании влияния различных способов теплового воздействия на турбулентный пограничный слой. Для получения указанных профилей сначала рассчитывается автомодельное течение в ламинарном пограничном слое, которое после перехода от переменных Дородницина – Лиза к введенным выше используется в качестве начальных условий при  $x = 1$ . Затем проводится решение задачи (1.1)–(1.3) с граничным условием  $q_w = 0$  до некоторого сечения  $x = x_0$ , в котором достигается заданное значение числа Рейнольдса  $\text{Re}_\theta$ .

Численное решение нелинейной задачи (1.1)–(1.3) осуществлялось итерационным способом на основе численного метода, имеющего 2-й порядок точности по координате  $y$  и первый порядок точности по координате  $x$ . Функция  $\delta(x)$ , входящая в (1.1) и (1.2), в каждом сечении пограничного слоя определялась с помощью итерационного процесса

$$\delta^{(i)} = \delta^{(i-1)}y_d; \quad y_d = \int_0^y (1 - \rho u) dy, \quad i = 1, 2, \dots; \quad \delta^{(0)}(x) = \delta(x - \Delta x)$$

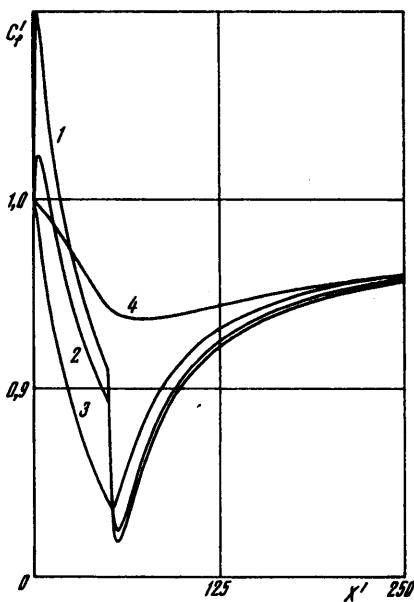
где  $i$  – номер итерации,  $\delta(x - \Delta x)$  – значение  $\delta$  в предыдущем сечении.

**2.** Проведены расчеты турбулентного пограничного слоя при числе Маха набегающего потока  $M_\infty = 2$ . Начальные профили скоростей и температуры развитого турбулентного пограничного слоя в сечении  $x_0$  соответствовали значению  $\text{Re}_\theta = 5000$ . Суммарная мощность тепловой энергии, подводимой в пограничный слой на единицу длины, отнесенная к величине  $\rho_\infty^* u_\infty^{*3} l^*$ , как при объемном, так и при поверхностном теплоподводе была одинаковой и составляла  $Q = 4 \cdot 10^{-4}$ , причем длина участка подвода энергии в направлении оси  $x$  во всех рассмотренных вариантах, кроме одного, о котором будет сказано особо, была также постоянной:  $h = 50\theta_0$ .

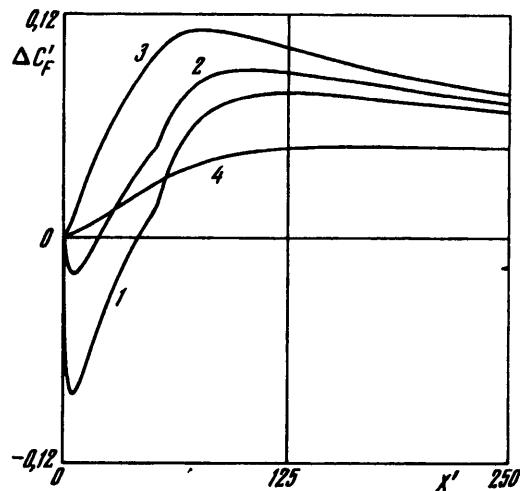
При исследовании влияния нагрева поверхности на участке  $x_0 \leq x \leq x_0 + h$  задавалось постоянное значение плотности теплового потока  $q_w = Q/h$ . В случае объемного подвода энергии в пограничный слой плотность объемного источника  $q_v$  на этом же участке не зависела от координаты  $x$ . Зависимость  $q_v$  от поперечной координаты задавалась в виде параболы

$$q(y) = 4q_0 \delta \frac{y - Y_0 / \delta}{Y_q} \left( 1 - \delta \frac{y - Y_0 / \delta}{Y_q} \right)$$

на участке  $Y_0 / \delta \leq y \leq (Y_0 + Y_q) / \delta$ , где  $Y_0$  и  $Y_q$  – отнесенные к характерному размеру  $l^*$  координата нижней границы и поперечный размер области подвода энергии.



Фиг. 1. Относительный коэффициент трения  $C'_f$  при нагреве поверхности (кривая 1) и объемном подводе тепла (кривые 2–4)



Фиг. 2. Интегральный коэффициент трения  $\Delta C'_f$  при нагреве поверхности (кривая 1) и объемном подводе энергии (кривые 2–4)

Максимальное значение плотности источника связано с суммарной подводимой мощностью и его геометрическими параметрами соотношением  $q_0 = 1,5Q/(hy_q)$ .

На фиг. 1 представлены результаты расчета относительного коэффициента трения  $C'_f = C_f / C_{f0}$ , представляющего собой отношение местного коэффициента трения  $C_f$  к его значениям, достигаемым в пограничном слое без теплового воздействия  $C_{f0}$ . На этом и всех остальных графиках по оси абсцисс отложена безразмерная координата  $X' = X / \theta_0 = (x - x_0) / \theta_0$ , отнесенная к толщине потери импульса перед началом участка подвода тепла  $\theta_0$ . Кривая 1 соответствует случаю нагрева локального участка поверхности, кривые 2–4 – объемному подводу тепла при  $Y_0 = 0$ , т.е. когда начало области объемного тепловыделения расположено у поверхности пластины. Кривые 2–4 отражают влияние локализации области объемного нагрева газа в направлении поперек пограничного слоя и соответствуют значениям  $Y_q/\theta_0 = 0,2, 1$  и 5.

Отличительной особенностью теплового воздействия на турбулентный пограничный слой с помощью нагрева локального участка поверхности является возрастание трения в начале этого участка. Минимальные значения коэффициента трения достигаются за участком нагрева на теплоизолированной поверхности. В случае объемного нагрева газа при достаточно узкой области тепловыделения, расположенной вблизи обтекаемой поверхности, наблюдается этот же эффект (кривая 2). При увеличении поперечного размера области выделения тепла повышение коэффициента трения в начале участка нагрева не происходит и одновременно уменьшается степень теплового воздействия на пограничный слой на участке подвода тепла и его ближайшей окрестности. Вместе с тем на достаточном удалении от области теплового воздействия значения местного коэффициента трения почти не зависят от способа введения тепловой энергии в пограничный слой и определяются в основном только величиной суммарной подводимой мощности.

На фиг. 2 представлены зависимости изменения интегрального коэффициента трения при тепловом воздействии на пограничный слой, рассчитываемого по

формулам

$$\Delta C_F = \int_{x_0}^{x_0+X} (C_{f0} - C_f) dx, \quad C_{F0} = \int_{x_0}^{x_0+X} C_{f0} dx, \quad \Delta C'_F = \Delta C_F / C_{F0}$$

Обозначения кривых те же, что и на фиг. 1. Представленные на фиг. 2 данные свидетельствуют о том, что объемный подвод тепла в пограничный слой может быть эффективнее, чем поверхностный, если поперечный размер теплового источника не слишком велик. В отличие от локального коэффициента трения значения суммарного трения на достаточном удалении от участка нагрева зависят от способа подвода тепла.

Влияние подвода энергии в пограничный слой на коэффициент трения, определяемый в введенных выше безразмерных переменных формулой

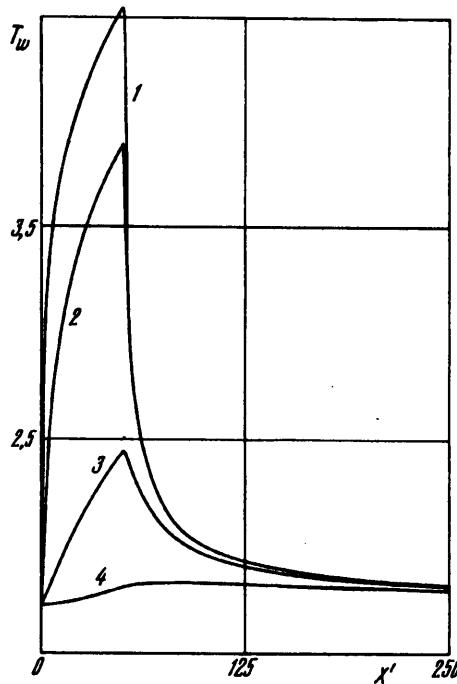
$$C_f = \frac{2}{\delta \text{Re}} \mu(T_w) \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)_w \quad (2.1)$$

объясняется действием двух конкурирующих факторов. Как при поверхностном, так и при объемном подводе тепла происходит возрастание температуры обтекаемой поверхности на участке тепловыделения и в некоторой его окрестности. При увеличении температуры поверхности возрастает величина коэффициента динамической вязкости на ней, что должно приводить к увеличению  $C_f$ . С другой стороны, следствием повышения температуры газа в пограничном слое является уменьшением его плотности, что приводит к оттеснению линий тока от обтекаемой поверхности, уменьшению градиента продольной составляющей скорости  $\tau_w = (\partial u / \partial y)_w$  и возрастанию толщины вытеснения пограничного слоя  $\delta(x)$ . Указанное изменение двух последних параметров, входящих в выражение (2.1), является преобладающим фактором, способствующим уменьшению  $C_f$ .

Увеличение коэффициента трения, наблюдаемое в начале участка нагрева (см. кривые 1 и 2 на фиг. 1), по сравнению с пограничным слоем, невозмущенным тепловым воздействием, объясняется превалирующим влиянием первого из указанных выше факторов. На фиг. 3 показаны распределения температуры обтекаемой поверхности для четырех рассматриваемых случаев. Достаточно резкое повышение температуры поверхности в начале области нагрева, наблюдаемое в случаях 1 и 2, и связанное с ним увеличение коэффициента вязкости на начальном участке не успевают компенсироваться возрастанием толщины пограничного слоя. Затем по мере прогрева пограничного слоя начинает доминировать благоприятный фактор возрастания его толщины, что приводит к уменьшению  $C_f$ .

Поведение  $\delta(x)$  и  $\tau_w = (\partial u / \partial y)_w$  во всех рассматриваемых случаях примерно одинаково и в этой связи здесь не приводится. Характерным для этих функций является следующее. Величина  $\tau_w$ , уменьшаясь на участке нагрева, достаточно быстро возрастает за ним до того уровня, который она достигла бы в невозмущенном пограничном слое. Толщина вытеснения за участком нагрева практически не возвращается к соответствующим невозмущенным значениям. Это остаточное возрастание толщины вытеснения является причиной того, что, как видно из фиг. 1, отношение  $C_f/C_{f0}$  остается заметно меньшим единицы на значительном удалении вниз по потоку от участка тепловыделения, в чем и проявляется эффект «долгой памяти» турбулентного пограничного слоя при его локальном нагреве. Значение  $\delta$  за участком нагрева почти не зависит от способа подвода тепла в пограничный слой, чем и объясняются примерно одинаковые значения  $C'_f$  при больших  $X'$  для всех рассмотренных случаев.

Из представленных на фиг. 1–3 данных можно сделать следующие выводы. Объемный подвод тепла обладает явным преимуществом перед нагревом поверхности прежде всего благодаря существенно более низким значениям температуры обтекаемой поверхности, достигаемым при объемном тепловыделении. В случае объемного нагрева увеличение поперечного размера источника в 5 раз (кривые 2 и 3) приводит к значительному уменьшению температуры поверхности и, следовательно, снижению



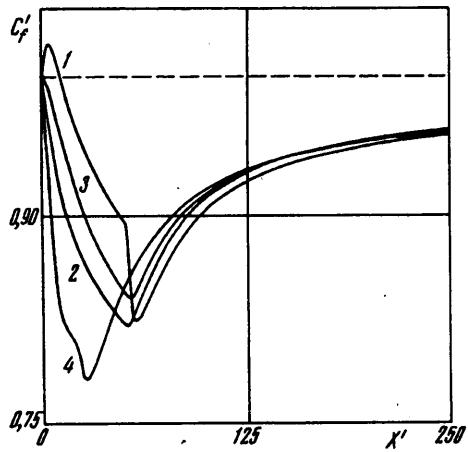
Фиг. 3. Распределения температуры  $T_w$  (обозначения кривых те же, что и на фиг. 1)

влияния отрицательного фактора, связанного с возрастанием коэффициента вязкости. Однако уменьшение коэффициента трения при этом не столь велико. Дальнейшее увеличение поперечного размера области нагрева (кривые 4) приводит к заметному уменьшению эффективности рассматриваемого метода снижения трения.

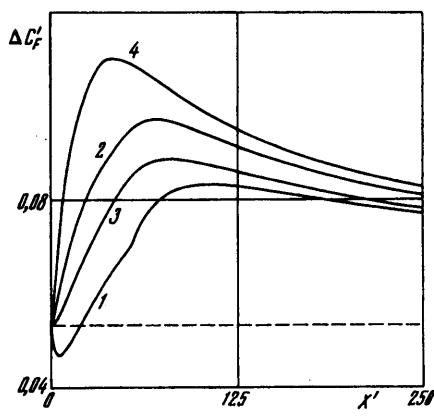
Отмеченные обстоятельства указывают на то, что локализация области нагрева при объемном подводе тепла должна вести к возрастанию эффективности метода снижения трения при условии уменьшения влияния отрицательного фактора, связанного с возрастанием коэффициента вязкости на обтекаемой поверхности. Последнего можно добиться, отодвигая область тепловыделения от поверхности.

На фиг. 4 представлены распределения относительного местного коэффициента трения  $C'_f$  при постоянных продольном и поперечном размерах области нагрева  $h = 50\theta_0$  и  $Y_q = 0,2\theta_0$  и различных расстояниях от поверхности:  $Y_0/\theta_0 = 0; 0,2; 1$ . Фигура 5 отражает влияние расстояния области нагрева от поверхности на изменение интегрального коэффициента трения. Здесь штриховой прямой показаны нулевые значения  $\Delta C_F$ . Результаты, представленные кривыми 1–3 на фиг. 4–5, указывают на то, что имеется оптимальное значение  $Y_0$ , обеспечивающее максимальное снижение турбулентного трения.

Гипотеза о том, что локализация области объемного нагрева должна повышать эффективность метода, подтверждается результатами, иллюстрируемыми на фиг. 4–5 кривой 4, полученной при поперечных размерах источника тепла  $Y_0 = Y_q = 0,2\theta_0$  и уменьшенном до  $h = 20\theta_0$  его продольном размере. В этом случае достигается более значительное уменьшение трения по сравнению с более длинным участком нагрева (вариант 2), несмотря даже на то, что при этом максимальная температура поверхности и коэффициент динамической вязкости  $\mu$  возрастают до значений, характерных для варианта 1, как это видно из фиг. 6. Вместе с тем, благодаря более медленному возрастанию температуры поверхности в самом начале участка нагрева (кривая 4) по сравнению с вариантом 1, относительный локальный коэффициент трения  $C'_f$  оказывается меньше единицы уже на всем участке нагрева.



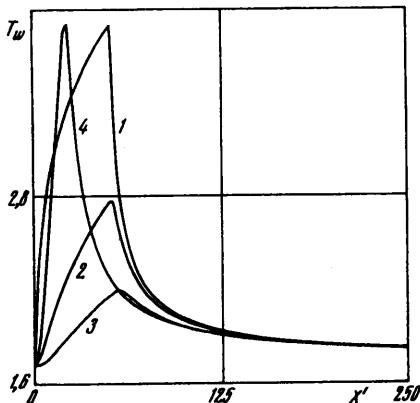
Фиг. 4



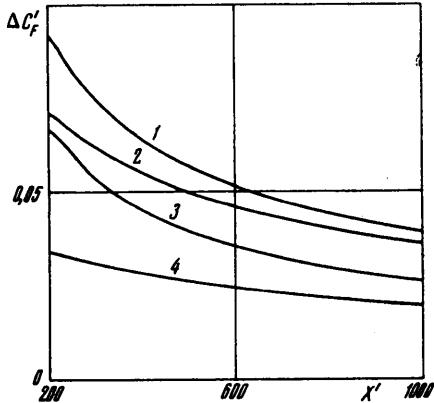
Фиг. 5

Фиг. 4. Относительный коэффициент трения  $C'_f$  в случае объемного подвода энергии при  $h = 50\theta_0$ ,  $Y_q = 0,2\theta_0$  и различных расстояниях от стенки  $Y_0/\theta_0 = 0, 0,2$  и  $1$  (кривые 1–3) и  $h = 20\theta_0$  и  $Y_0 = Y_q = 0,2\theta_0$  (кривая 4)

Фиг. 5. Интегральный коэффициент трения  $\Delta C'_F$  для объемного подвода энергии при тех же значениях параметров, что и на фиг. 4



Фиг. 6



Фиг. 7

Фиг. 6. Распределения температуры  $T_w$  при нагреве поверхности (обозначения кривых те же, что и на фиг. 4)

Фиг. 7. Интегральный коэффициент трения  $\Delta C'_F$  при локальном (кривые 1–2) и равномерном (кривые 3–4) объемном подводе энергии и нагреве поверхности

Сравнение кривых 2 и 3 на фиг. 4 и 6 подчеркивает наличие оптимального расположения объемного источника тепла относительно обтекаемой поверхности. Несмотря на то, что температура поверхности и коэффициент динамической вязкости на ней в варианте нагрева 3 оказываются меньше, чем в варианте 2, благодаря большим значениям сдвигового напряжения  $\tau_w$  местный коэффициент трения больше в варианте 3.

Следствием отмеченного ранее эффекта "долгой памяти" турбулентного пограничного слоя является значительно более высокая эффективность локального нагрева по сравнению с равномерным подводом тепла в пограничный слой вдоль всей обтекаемой поверхности. Для подтверждения этого факта на фиг. 7 представлены графики относительного изменения интегрального коэффициента трения  $\Delta C'_F$  на больших

расстояниях от начала участка подвода энергии. Кривыми 1 и 2 показаны результаты, полученные при локальном объемном нагреве с параметрами источника  $h = 50\theta_0$ ,  $Y_0 = Y_q = 0,2\theta_0$  и нагреве участка поверхности  $h = 50\theta_0$  соответственно. Кривые 3 и 4 представляют соответственно результаты расчетов равномерного подвода в пограничный слой одной и той же мощности  $Q$  на участке  $x_0 \leq x \leq x_0 + X$  при объемном нагреве с параметрами теплового источника  $h = X$ ,  $Y_0 = Y_q = 0,2\theta_0$  и при нагреве поверхности пластины от  $x_0$  до  $X$ .

Как следует из представленных на фиг. 7 результатов, локализация подвода тепла в пограничный слой сильнее влияет на снижение трения при нагреве поверхности. В этом случае уменьшение интегрального коэффициента трения почти в 2 раза больше, чем при равномерном подводе тепла. Различие между объемным и поверхностным локализованными теплоподводами на больших расстояниях от участка нагрева меньше, чем в случае равномерного нагрева. Это связано с тем, что в последнем случае имеется более значительное различие в температурах поверхности, чем при локальном нагреве при больших  $X$ .

**Заключение.** Представленные результаты показывают поведение турбулентного пограничного слоя и трения при локальном подводе тепла. Применение простой алгебраической модели турбулентности позволяет говорить прежде всего лишь о качественной стороне обнаруженных эффектов. Для получения строгих количественных результатов необходима прежде всего экспериментальная проверка обнаруженных эффектов, которая также позволит протестировать различные модели турбулентности и выбрать модель, наиболее пригодную для теоретического описания изучаемых в данной работе процессов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 93-013-17600).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Казаков А.В., Коган М.Н., Купарев В.А. Об устойчивости дозвукового пограничного слоя при нагреве поверхности плоской пластины вблизи передней кромки // Изв. АН СССР. МЖГ. 1985. № 3. С. 68–72.
2. Белов И.А., Литвинов В.М., Казаков А.В. и др. Устойчивость ламинарного пограничного слоя и затягивание перехода на неизотермической поверхности // Изв. АН СССР. МЖГ. 1989. № 2. С. 52–57.
3. Струминский В.В., Довгаль А.В., Лебедев Ю.Б. и др. Теоретическое и экспериментальное исследование устойчивости пограничного слоя при неравномерном нагревании поверхности: Препринт № 3. Новосибирск: Ин-т теор. и прикл. механики СО АН СССР, 1987. 22 с.
4. Bushnell D.M. Turbulent drag reduction for external flows // AIAA Paper. 1983. № 227. 20 р.
5. Лапин Ю.В. Турбулентный пограничный слой в сверхзвуковых потоках газа. М.: Наука, 1982. 312 с.
6. Carvin C., Deblie J.F., Smits A.J. The Near-wall temperature profile of turbulent boundary layer // AIAA Paper. 1988. № 136. 8 р.
7. So R.M.C., Lai Y.G., Zhang H.S., Hwang B.C. Second-order near-wall turbulence closures: A review // AIAA Journal. 1991. V. 29. № 11. P. 1819–1835.
8. Driest E.R., van. Turbulent boundary layer in compressible fluids // J. Aeronaut. Sci. 1951. V. 18. № 3. P. 145–160.
9. Sommer T.P., So R.M.C., Zhang H.S. Near-wall variable-Prandtl-number turbulence model for compressible flows // AIAA Journal. 1993. V. 31. № 1. P. 27–35.
10. Cebeci T., Smith A.M.O. Analysis of turbulent boundary layers. N.Y.: Acad. Press, 1974. 404 р.
11. Себеси Т., Бредишоу П. Конвективный теплообмен. Физические основы и вычислительные методы. М.: Мир, 1987. 590 с.