

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

В. А. Башкин, И. В. Егоров, Д. В. Иванов, Влияние перепада температуры между изотермическими стенками канала на структуру сверхзвукового потока и аэродинамические характеристики, *ТВТ*, 2001, том 39, выпуск 4, 581–588

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением
<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.14.80

25 марта 2025 г., 07:49:45



УДК 533.6.011.8

ВЛИЯНИЕ ПЕРЕПАДА ТЕМПЕРАТУРЫ МЕЖДУ ИЗОТЕРМИЧЕСКИМИ СТЕНКАМИ КАНАЛА НА СТРУКТУРУ СВЕРХЗВУКОВОГО ПОТОКА И АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

© 2001 г. В. А. Башкин, И. В. Егоров, Д. В. Иванов

Центральный аэрогидродинамический институт им. Н.Е.Жуковского, г. Жуковский
Поступила в редакцию 15.09.2000 г.

На основе численного анализа двухмерных уравнений Навье–Стокса исследовано сверхзвуковое течение совершенного газа в плоском симметричном канале переменного сечения при числе Маха на входе $M_\infty = 4$ в диапазоне чисел Рейнольдса $Re = 10^3$ – 10^6 . Верхняя и нижняя стенки канала являлись изотермическими с разными значениями температурного фактора. Показано, что несимметрия граничных условий для температуры приводит к асимметрии всего поля течения.

ВВЕДЕНИЕ

При анализе задач внешней и внутренней аэродинамики часто используется классический подход, в котором определение поля течения вязкой жидкости разбивается на две самостоятельные задачи. Первая задача связана с движением идеального газа и описывается уравнениями Эйлера, вторая задача – с движением вязкого газа и описывается уравнениями пограничного слоя – уравнениями Прандтля. В рамках классического подхода пограничный слой не оказывает влияния на течение невязкого газа. Вследствие этого внешнее течение остается одним и тем же независимо от того, какие граничные условия для уравнения энергии задаются на обтекаемой поверхности (см., например, [1]).

Решение сверх- и гиперзвуковых задач внешней аэродинамики в рамках уравнений Навье–Стокса показало, что при безотрывном обтекании тела с малыми числами Рейнольдса изменение температуры обтекаемой поверхности оказывает влияние на поле течения почти до головной ударной волны [2, 3]. По мере увеличения числа Рейнольдса область этого влияния сокращается и при больших числах Re ограничивается тонким пограничным слоем. Вместе с тем в областях отрывного течения изменение температурного фактора обтекаемой поверхности оказывает заметное влияние на структуру поля течения даже при больших числах Рейнольдса [4].

В сверх- и гиперзвуковых задачах внутренней аэродинамики, когда движение вязкого газа почти всегда сопровождается отрывом потока и образованием локальных замкнутых зон отрывного течения, изменение температурного фактора может приводить к заметной перестройке поля течения.

Численные исследования поля течения и поведения локальных и интегральных аэродинамиче-

ских характеристик при сверхзвуковом движении вязкого газа в плоских и осесимметричных каналах [5–7] в простейшем гиперзвуковом воздухозаборнике [8, 9] проводились на основе уравнений Навье–Стокса. При этом предполагалось, что обтекаемые поверхности являются изотермическими, с равными значениями температурного фактора.

В частном случае плоского симметричного канала с изотермическими стенками, когда для верхней и нижней стенок канала температурные факторы одинаковы, изменение значения температурного фактора хотя и приводит к перестройке поля течения, но не нарушает его симметрии. Это обычно позволяет рассматривать одну половину поля течения и проводить расчеты на более мелкой сетке, что повышает точность вычислений.

Если рассматривать случай, когда изотермические верхняя и нижняя стенки симметричного канала имеют разные значения температурного фактора, оказывающего влияние на отрыв потока, на формирование и развитие отрывных зон, то в симметричном канале возможно нарушение симметрии течения.

Целью настоящей работы является изучение влияния перепада температур между изотермическими стенками симметричного канала на структуру поля течения и поведение местных аэродинамических характеристик в зависимости от числа Рейнольдса и геометрических параметров канала.

Исследование выполнено на основе численного анализа уравнений Навье–Стокса применительно к частной конфигурации плоского симметричного канала. Расчеты проведены в диапазоне чисел Рейнольдса $Re = 10^3$ – 10^6 при ламинарном течении совершенного газа.

Постановка задачи. Рассматривается сверхзвуковое течение вязкого газа в плоском канале, схема которого показана на рис. 1. В качестве харак-

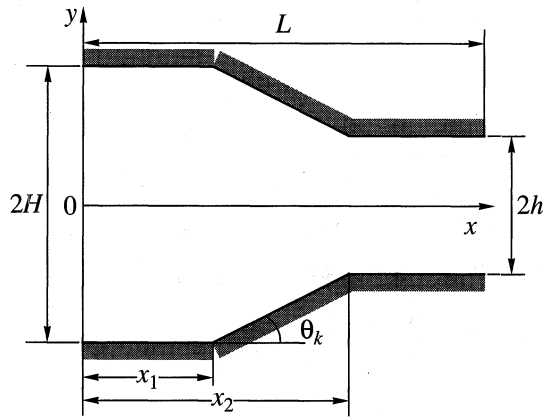


Рис. 1. Схема плоского симметричного канала.

терного линейного размера принимается полувысота H канала на входе. Входной участок с постоянной площадью поперечного сечения имеет относительную длину $x_1 = 1$; относительная высота канала в области сужения составляет $h = h^*/H = 0.75$. Переходной участок с относительной длиной $x_2 - x_1 = (1 - h) \operatorname{ctg} \theta_k$ имеет форму клина с углом полураствора $\theta_k = 10^\circ, 15^\circ$ и 20° . Геометрические характеристики исследованных каналов приведены в табл. 1.

Длина канала подбиралась из условия, чтобы в выходном сечении при всех рассматриваемых числах Re не наблюдалось возвратного течения. Отметим, что длина узкой части канала, отнесенная к его высоте, является малой и недостаточной для установления стабилизированного течения вязкого газа.

Следует также заметить, что варьируемый геометрический параметр θ_k определяет процесс торможения сверхзвукового потока в канале: чем больше его значение, тем больше потери полного давления в тракте канала.

Задача решалась с использованием подхода, разработанного в [5, 6] для численного моделирования ламинарных отрывных течений на основе уравнений Навье–Стокса. Аппроксимация уравнений Навье–Стокса осуществлялась с помощью неявной схемы конечного объема. Для записи конвективных и диффузионных членов разностных уравнений в полущелых узлах применяются TVD-схема второго порядка точности и схема центральных разностей. Для решения нелинейных разностных уравнений применяется модифицированный метод Ньютона–Рафсона с пересече-

Таблица

θ_k	x_1	x_2	L	$L - x_2$	$(L - x_2)/2h$
10	1.0	2.4180	8.0	5.5820	3.7213
15	1.0	1.9332	8.0	6.0668	4.0445
20	1.0	1.6868	10.0	8.3132	5.5421

том матрицы Якоби на усеченном шаблоне. На итерациях по нелинейности использовался вариационный, итерационный метод для решения системы линейных алгебраических уравнений.

Расчеты проводились на неравномерной сетке, которая строилась дифференциальным методом на основе численного интегрирования уравнения Лапласа. При ее построении в окрестности каждой твердой поверхности выделялись зоны толщиной $2/\sqrt{Re}$, в которых содержалось 16% от общего числа узлов в нормальном направлении.

Систематические расчеты были выполнены на сетке 151×101 для канала с изотермическими стенками при температурных факторах: $T_{1w0} = T_{1w}/T_0 = 0.1$ (нижняя стенка, интенсивный теплообмен) и $T_{2w0} = T_{2w}/T_0 = 0.9$ (верхняя стенка, менее интенсивный теплообмен) с числом Маха на входе $M_\infty = 4$ в диапазоне чисел $Re = 10^3 - 10^6$ (число Re вычислялось по параметрам невозмущенного потока и характерному линейному размеру H ; T_0 – температура торможения невозмущенного потока).

По найденным полям газодинамических переменных вычислялись локальные аэродинамические характеристики: коэффициент давления $c_p = (p - p_\infty)/q_\infty$, местные коэффициент сопротивления трения $c_f = \tau_w/q_\infty$ и относительный тепловой поток $q_w = q_w^*/(V_\infty q_\infty)$ ($q_\infty = 0.5 \rho_\infty V_\infty^2$ – скоростной напор невозмущенного потока). Положение точек отрыва x_S и присоединения x_R на обтекаемой поверхности определялось по распределению c_f .

Структура потока. Общее представление о сложной структуре течения в канале и влиянии на нее числа Рейнольдса Re и угла θ_k дают поля газодинамических переменных и изолиний различного рода. В случае асимметрии граничных условий структура поля течения (рис. 2) в качественном отношении близка к той, которая наблюдается при симметричных граничных условиях. В этой связи на рис. 2 приведены изохоры только для одного числа Рейнольдса (для симметричного течения изолинии для различных значений числа Re приведены, например, в [6, 7]). Картины полей газодинамических переменных позволяют визуально установить, что при всех условиях асимметрия температурных граничных условий приводит к заметному нарушению симметрии поля течения в симметричном канале.

Несимметричность течения газа в симметричном канале фиксированной длины можно количественно охарактеризовать суммарным относи-

тельным расходом газа $m = \frac{m^*}{\rho_\infty V_\infty H} = \int_0^L \rho v dx$ че-

рез линию симметрии канала. Случай $m = 0$ соответствует симметричному течению в канале. Для рассматриваемых расчетных режимов величина m принимает отрицательные значения. Это указывает на перетекание газа из верхней полу-

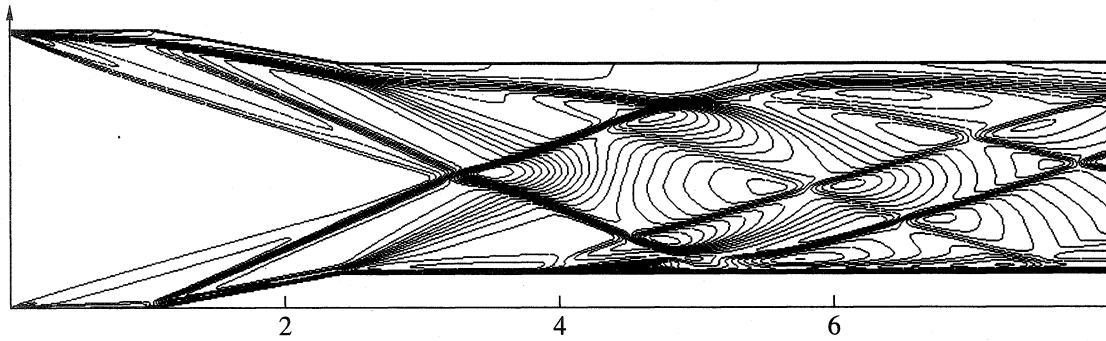


Рис. 2. Изолинии $\rho/\rho_\infty = \text{const}$ в симметричном канале с изотермическими стенками ($T_{1w0} = 0.1$, $T_{2w0} = 0.9$) и $\theta_k = 10^\circ$ при числе $Re = 10^4$.

плоскости канала в нижнюю и обусловлено тем, что верхняя стенка имеет более высокую температуру, большую толщину пограничного слоя и более сильное вытесняющее действие по сравнению с нижней стенкой. По мере увеличения числа Рейнольдса (рис. 3) величина m сначала быстро уменьшается, а затем медленно приближается к постоянному значению. При этом при малых углах клина ($\theta_k = 10^\circ$), когда торможение потока происходит с наименьшими потерями полного давления, параметр m выходит на постоянное значение, которое существенно больше соответствующих его значений для клиньев с большими углами ($\theta_k = 15^\circ$ и 20°). (Близкое расположение зависимостей для углов $\theta_k = 15^\circ$ и 20° объясняется тем, что эти каналы имеют разную длину; если зависимость для $\theta_k = 20^\circ$ пересчитать с $L = 10$ на $L = 8$, то она расположится несколько ниже зависимости для $\theta_k = 15^\circ$.) Это означает, что чем эффективнее осуществляется торможение сверхзвукового потока, тем заметнее влияние перепада температур на структуру поля течения.

Количественно о несимметрии течения можно также судить по поведению геометрических характеристик главных отрывных зон (рис. 4 и 5) на нижней и верхней стенках канала, на которые несимметричность граничных условий оказывает наиболее сильное влияние.

При обтекании первой угловой точки контура канала (угла сжатия) формируется течение с положительным градиентом давления, который при определенном числе Re приводит к отрыву потока и образованию замкнутой отрывной зоны: она начинается на входном участке и заканчивается на клиновидной поверхности. Геометрическими характеристиками этой отрывной зоны являются точка отрыва x_S и длина зоны $\Delta_S = x_R - x_S$, которые в зависимости от числа Re показаны на рис. 4 для нижней и верхней стенок канала. Для всех углов θ_k поведение указанных характеристик качественно однотипно, однако их значения качественно различаются. Это связано с тем, что при больших значениях угла θ_k происходит большее

торможение потока и реализуется больший положительный градиент давления.

Поскольку нижняя стенка является сильно охлажденной, а верхняя – сильно нагретой, то в первом случае пристеночные слои обладают большей инерционностью и для отрыва потока необходим больший положительный градиент давления по сравнению с верхней стенкой. Этим обусловлена первая особенность в поведении характеристик отрывных зон: на верхней стенке отрывной режим обтекания угловой точки наступает при меньших числах Re , чем на нижней. Вследствие этого при фиксированном числе Re возвратное течение в замкнутой отрывной зоне на верхней стенке более развито, чем на нижней стенке. Точка отрыва расположена на больших

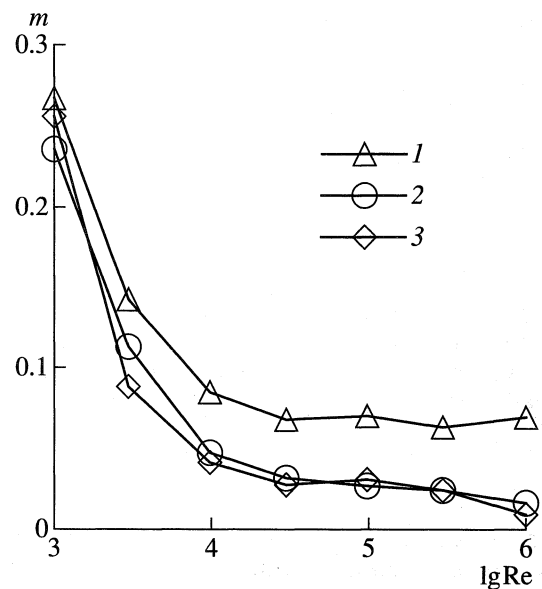


Рис. 3. Суммарный относительный расход газа $m = \frac{L}{\int_0^L \rho v dx}$ через линию симметрии канала с изотермическими стенками: 1 – $\theta_k = 10^\circ$, 2 – 15° , 3 – 20° .

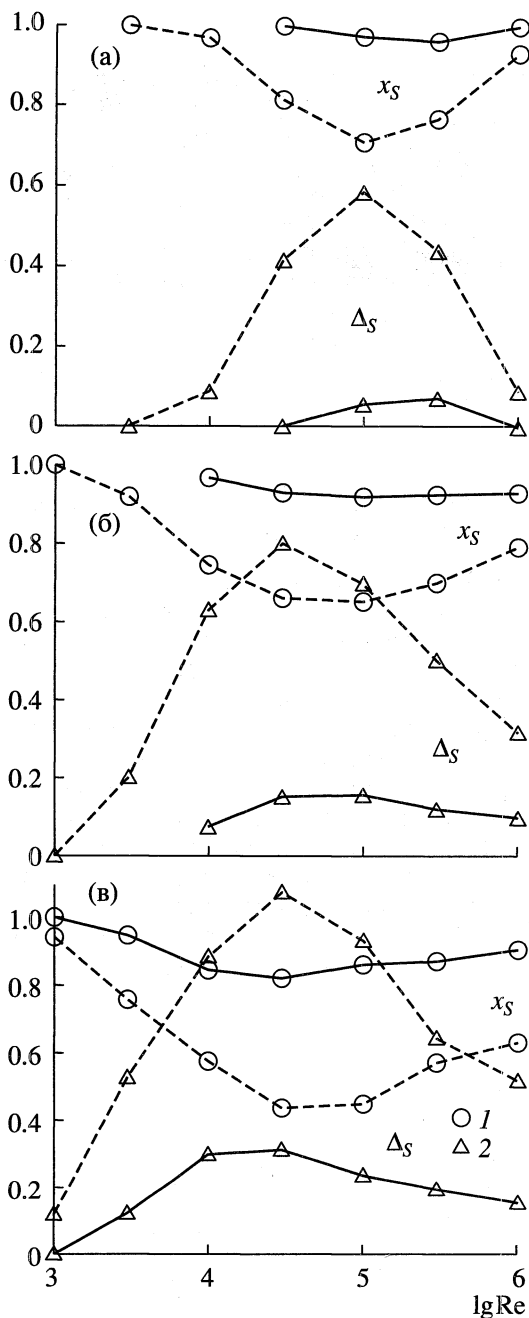


Рис. 4. Зависимость от числа Re положения точки отрыва x_s (1) и длины отрывной зоны Δ_s (2) на нижней (сплошная линия) и верхней (штриховая линия) изотермических стенках симметричного канала при обтекании его первой угловой точки: а - $\theta_k = 10^\circ$, б - 15° , в - 20° .

расстояниях вверх по потоку от угловой точки, а сама отрывная зона длиннее по сравнению с соответствующими значениями для нижней стенки.

Следующая особенность в поведении рассматриваемых характеристик заключается в том, что при определенном числе Re точка отрыва занимает предельное верхнее положение, а длина отрывной зоны принимает максимальное значение.

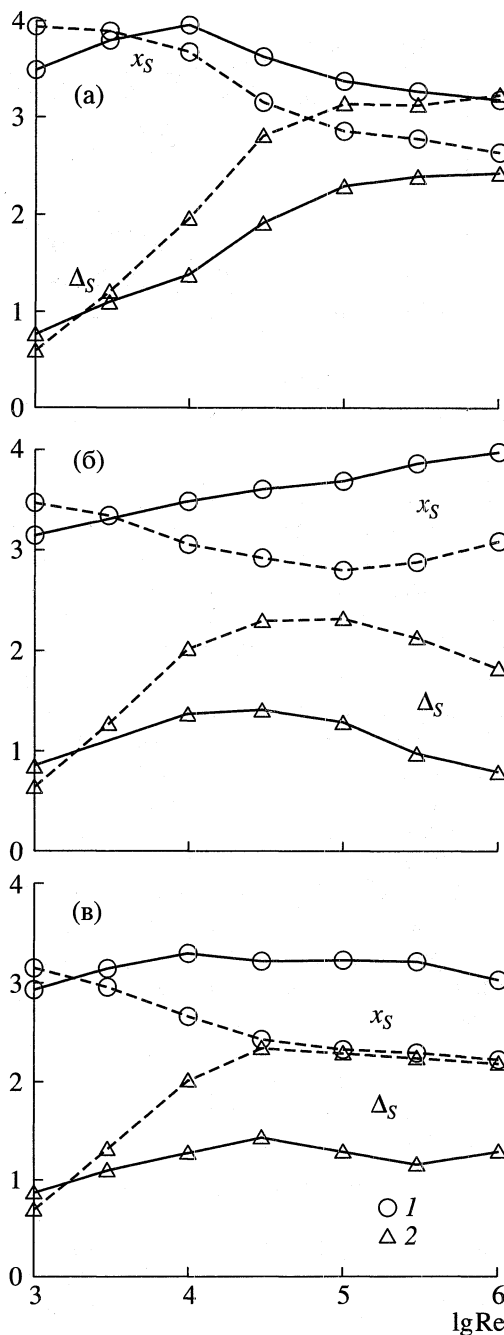


Рис. 5. Зависимость от числа Re положения точки отрыва x_s (1) и длины Δ_s (2) первой отрывной зоны в горле на нижней (сплошная линия) и верхней (штриховая линия) изотермических стенках симметричного канала: а - $\theta_k = 10^\circ$, б - 15° , в - 20° .

При последующем увеличении числа Re точка отрыва смещается вниз по потоку, а длина отрывной зоны сокращается. Косвенно это указывает на наступление начального этапа переходного течения в слое смешения.

В горле канала реализуется сложная структура поля течения, которая характеризуется наличием либо одной, либо двух замкнутых отрывных

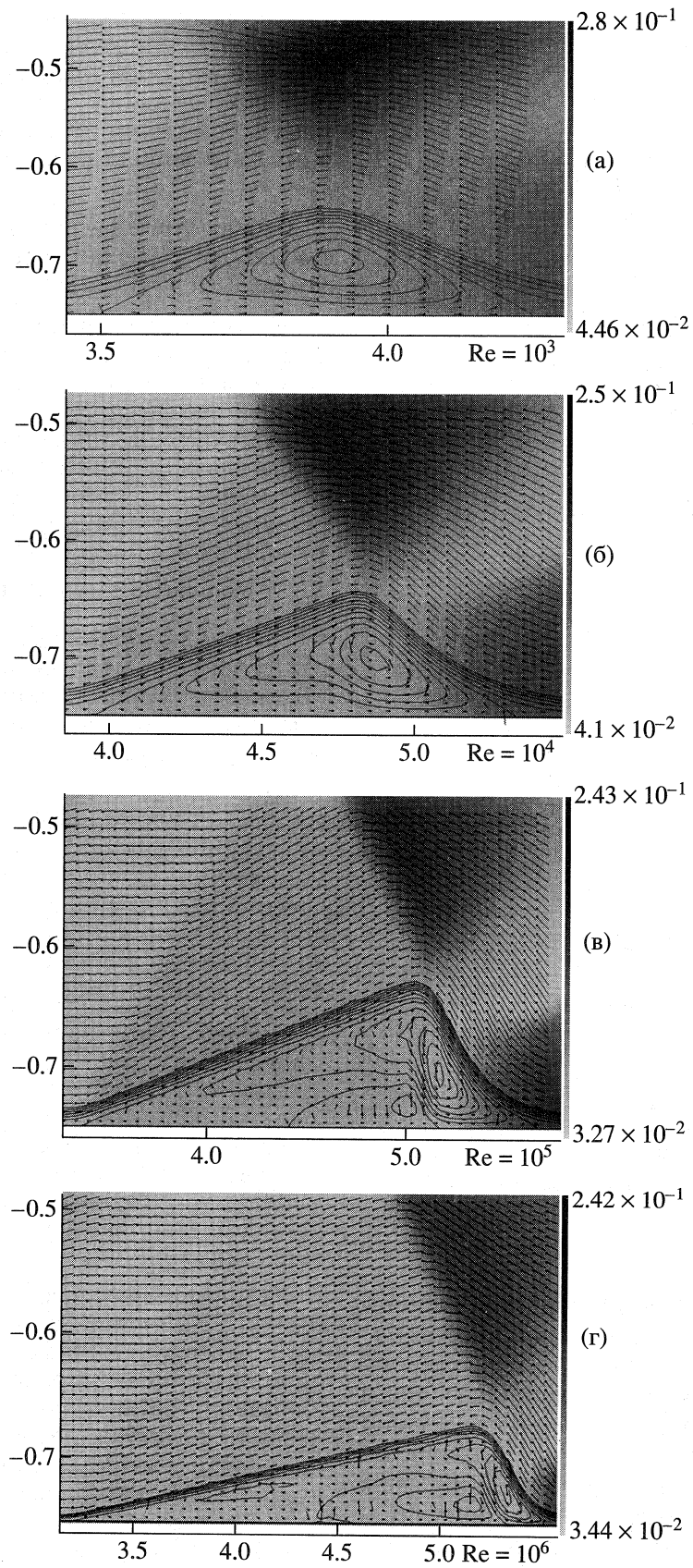


Рис. 6. Линии тока, векторного поля скорости и поля плотности в окрестности первой отрывной зоны в горле на нижней стенке канала.

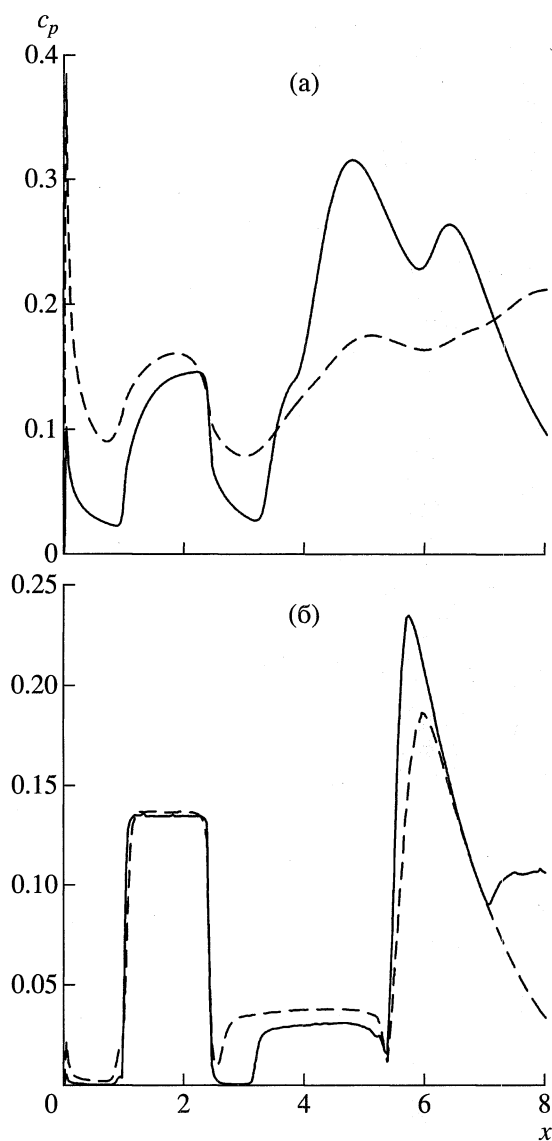


Рис. 7. Распределение коэффициента давления c_p на нижней (сплошная кривая) и верхней (штриховая кривая) стенках канала с $\theta_k = 10^\circ$ и изотермическими стенками ($T_{1w0} = 0.1$, $T_{2w0} = 0.9$) при числах $Re = 10^3$ (а) и 10^6 (б).

зон на каждой стенке. При этом главной является первая отрывная зона, расположенная на начальном участке горла; геометрические характеристики этой зоны в зависимости от числа Re показаны на рис. 5. Эволюция отрывных зон в зависимости от числа Re является, как правило, немонотонной, отражает внутреннюю структуру отрывной зоны и протекает по-разному для нижней и верхней стенок канала. В качестве примера на рис. 6 показана эволюция первой отрывной зоны на нижней стенке. По мере увеличения числа Re длина отрывной зоны возрастает и происходит усложнение внутренней структуры – появляется вторич-

ный отрыв и присоединение потока. После достижения максимума последующее возрастание числа Re вызывает уменьшение длины отрывной зоны, сопровождаемое постепенным упрощением внутренней структуры отрывной зоны – сокращением и исчезновением вторичной зоны отрывного течения.

Вторая отрывная зона в горле канала формируется, как правило, при достаточно больших числах Re и располагается в выходной его части.

Местные аэродинамические характеристики. Несимметричность граничных условий по температуре вызывает также асимметрию в поведении местных аэродинамических характеристик на нижней и верхней стенках канала. При этом для уменьшения влияния числа Re и выравнивания порядков рассматриваемых величин на соответствующих рисунках вместо коэффициентов сопротивления трения c_f и теплопередачи q_w показаны распределения величин $C^\circ = c_f \sqrt{Re}$ и $q^\circ = q_w \sqrt{Re}$.

Распределения местных аэродинамических характеристик по стенкам каналов с различными углами θ_k и влияние на них числа Re в качественном отношении сходны, поэтому рассмотрим их поведение для канала с углом $\theta_k = 10^\circ$.

При числе $Re = 10^3$ распределения коэффициента давления на нижней и верхней стенках канала являются немонотонными с рядом локальных экстремумов (рис. 7а), причем эта немонотонность на нижней стенке проявляется более существенно, чем на верхней, а абсолютный максимум коэффициента давления в горле на нижней стенке превышает его значение на верхней стенке.

По мере увеличения числа Re распределение коэффициента давления приближается к тому, что имеет место в случае течения идеального газа (рис. 7б), при этом несимметрия распределения c_p сохраняется. Наличие в горле обширного «плато» давления указывает на формирование протяженной замкнутой зоны отрывного течения, размеры этой зоны на верхней стенке заметно больше, чем на нижней.

Распределения величины C° показывают (рис. 8а), что при числе $Re = 10^3$ как на нижней, так и на верхней стенках канала обе угловые точки обтекаются безотрывно, а отрыв потока наблюдается только в горле канала. С увеличением числа Re появляется отрывная зона при обтекании первой (вогнутой) угловой точки; вторая (выпуклая) угловая точка при всех числах Re обтекается безотрывно (рис. 8б). Кроме того, по мере возрастания Re усложняется характер распределения C° , что указывает на определенную перестройку поля течения, в особенности в больших отрывных зонах, где появляется вторичный отрыв и присоединение потока.

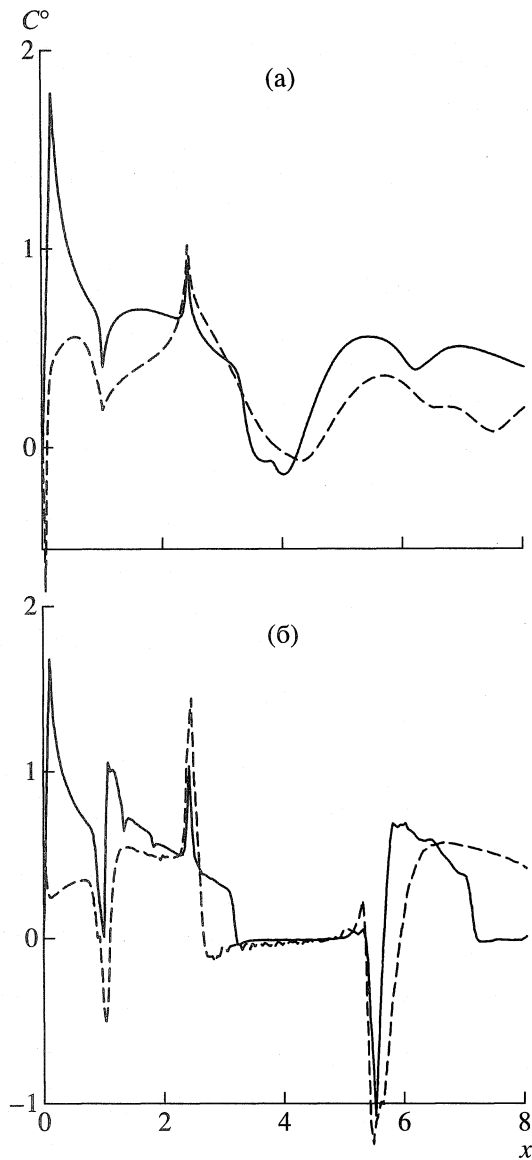


Рис. 8. Распределение величины $C^\circ = c_f \sqrt{Re}$ на нижней (сплошная кривая) и верхней (штриховая кривая) стенках канала с $\theta_k = 10^\circ$ и изотермическими стенками ($T_{1w0} = 0.1, T_{2w0} = 0.9$) при числах $Re = 10^3$ (а) и 10^6 (б).

При числе $Re = 10^3$ распределения величины q° показывают (рис. 9а), что на нижней стенке тепловой поток всюду положителен, хотя его значения снижаются в отрывной зоне, расположенной в горле, и за отрывной зоной наблюдается максимум теплового потока. На верхней стенке тепловой поток всюду близок к нулю (практически теплоизолированная поверхность). По мере увеличения числа Re распределение теплового потока на верхней стенке практически не меняется, а на нижней (рис. 9б) возрастают локальные максимумы теплового потока, которые становятся более

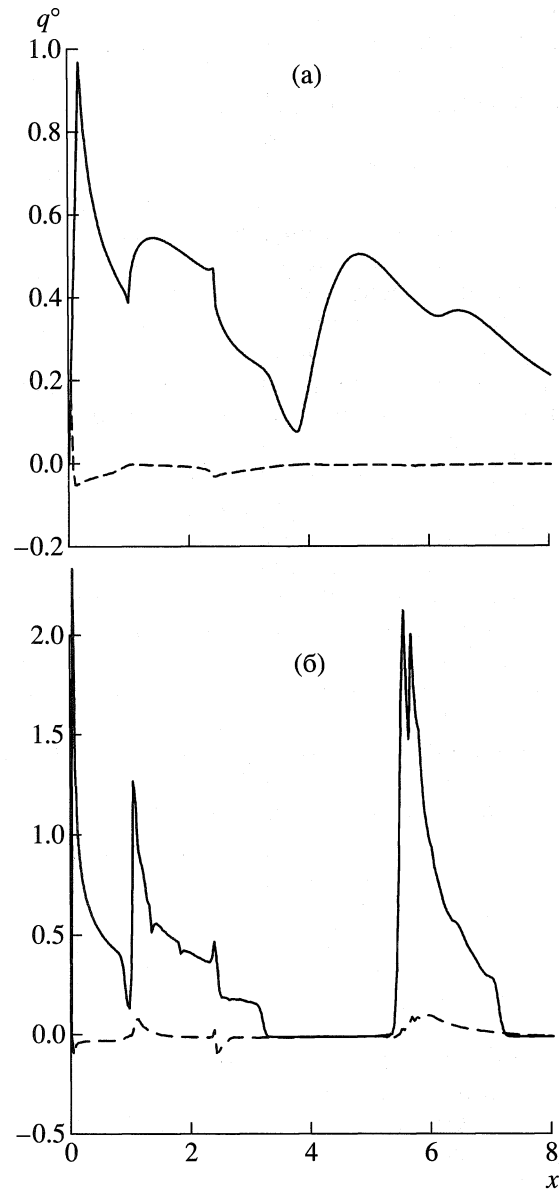


Рис. 9. Распределение величины $q^\circ = q_w \sqrt{Re}$ на нижней (сплошная кривая) и верхней (штриховая кривая) стенках канала с $\theta_k = 10^\circ$ и изотермическими стенками ($T_{1w0} = 0.1, T_{2w0} = 0.9$) при числах $Re = 10^3$ (а) и 10^6 (б).

резко выраженными, и в обширной отрывной зоне в горле канала тепловой поток близок к нулю.

Увеличение угла θ_k , приводящее к уменьшению длины переходного участка контура канала, определяет количественные изменения в поведении аэродинамических характеристик канала. Это, прежде всего, более раннее по числу Re появление режима отрывного обтекания первой угловой точки как на нижней, так и на верхней стенке, а также усиление интенсивности ударной волны, возникающей при ее обтекании (вторая

угловая точка всегда обтекается безотрывно). Все это, в конечном итоге, обуславливает изменения структуры течения и различия геометрических характеристик отрывных зон.

Таким образом, результаты численного исследования при ламинарном течении совершенного газа показали, что несимметрия граничных условий по температуре приводит к асимметрии всего поля течения, усложнению структуры поля течения и разным распределениям местных аэродинамических характеристик на нижней и верхней стенках канала. В данной работе также изучался случай, когда нижняя стенка канала является сильно охлажденной ($T_{1w0} = 0.1$), а верхняя – сильно нагретой ($T_{2w0} = 0.9$). При этих условиях ($\Delta T = T_{2w0} - T_{1w0} = 0.8$) имеет место наибольшая асимметрия течения и наибольшие различия местных характеристик на нижней и верхней поверхностях. В реальных ситуациях перепад температур ΔT обычно бывает меньше и, следовательно, будет наблюдаться меньшая асимметрия картины течения. Тем не менее эту асимметрию течения в канале необходимо принимать во внимание при сравнении результатов расчетов с экспериментальными данными, поскольку в эксперименте в силу тех или иных условий может иметь место перепад температур между стенками канала.

Как отмечалось выше, асимметрия течения уменьшается с ростом числа Re и при больших числах Re величина m (рис. 3) медленно приближается к постоянной, значение которой зависит от параметра θ_k (чем меньше геометрический параметр θ_k , тем больше значение m). Следовательно, в условиях течений, представляющих наибольший интерес для прикладных задач ($\theta_k = 10^\circ$, наименьшие потери полного давления), влияние перепада температур на асимметрию течения может быть значительным и при больших числах Рейнольдса.

Кроме того, этот результат косвенно свидетельствует о том, что при больших числах Re , когда имеют место ламинарный, переходный и турбулентный режимы течения, можно ожидать заметного влияния асимметрии граничных усло-

вий по температуре на структуру течения и распределения местных аэродинамических характеристик. Для установления этого влияния необходимы специальные расчетные исследования.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта № 99-01-00845 и 00-15-96070).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.

1. Лойцянский Л.Г. Ламинарный пограничный слой // М.: Физматгиз, 1962.
2. Гершбейн Э.А., Пейгин С.В., Тирский Г.А. Сверхзвуковое обтекание тел при малых и умеренных числах Рейнольдса. Итоги науки и техники. ВИНТИ. МЖГ. 1985. Т. 19. С. 3.
3. Бабаев И.Ю., Башкин В.А. Расчет обтекания лобовой поверхности скользящего кругового цилиндра сверхзвуковым потоком совершенного газа // Уч. зап. ЦАГИ. 1992. Т. 23. № 1. С. 9.
4. Башкин В.А., Егоров И.В., Егорова М.В., Иванов Д.В. Изотермический круговой цилиндр в сверхзвуковом потоке совершенного газа // Уч. зап. ЦАГИ. 2000. Т. 32. № 3–4. С. 23.
5. Башкин В.А., Егоров И.В., Иванов Д.В. Применение метода Ньютона к расчету внутренних сверхзвуковых отрывных течений // ПМТФ. 1997. № 1. С. 30.
6. Бабаев И.Ю., Башкин В.А., Егоров И.В. Численное решение уравнений Навье–Стокса с использованием итерационных методов вариационного типа // ЖВМ и МФ. 1994. Т. 34. № 11. С. 1693.
7. Башкин В.А., Егоров И.В., Иванов Д.В. Торможение сверхзвукового потока в плоских и осесимметричных каналах // Изв. РАН. МЖГ. 1998. № 2. С. 143.
8. Башкин В.А., Егоров И.В., Иванов Д.В. Исследование характеристик гиперзвукового воздухозаборника на расчетном режиме при умеренных числах Рейнольдса // Уч. зап. ЦАГИ. 1997. Т. 28. № 2. С. 68.
9. Башкин В.А., Егоров И.В., Иванов Д.В. Расчет сверхзвукового течения совершенного газа в гиперзвуковом воздухозаборнике // Изв. РАН. МЖГ. 1996. № 5. С. 191.