

УДК 532.517.2 + 532.526

ТРЕНИЕ И ТЕПЛООБМЕН В ЛАМИНАРНОМ ОТРЫВНОМ ПОТОКЕ ЗА ПРЯМОУГОЛЬНЫМ УСТУПОМ ПРИ НАЛИЧИИ ПОРИСТОГО ВДУВА ИЛИ ОТСОСА

С. Р. Батенко, В. И. Терехов

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, 630090 Новосибирск
E-mail: terekhov@itp.nsc.ru

Представлены результаты численного исследования ламинарного отрывного течения за прямоугольным уступом при наличии пористой поверхности с равномерным вдувом или отсосом. Рассмотрены два случая: обтекание уступа неограниченным потоком и развитие течения в ограниченном канале. Показано, что массообмен на поверхности вызывает сильное изменение структуры течения, оказывает значительное влияние на расположение точки присоединения, а также на трение и теплообмен. Увеличение вдува сначала приводит к росту протяженности отрывной зоны, а затем — к резкому ее сокращению до нуля за счет оттеснения пограничного слоя. Отсос, напротив, при больших числах Рейнольдса $Re_s > 100$ вызывает сокращение отрывной зоны. При течении в ограниченном канале за счет совместного влияния поперечного потока вещества и изменения скорости основного течения, обусловленного массопереносом, наблюдается сложная картина распределения коэффициентов трения и теплообмена по длине пористой поверхности.

Ключевые слова: отрыв и присоединение потока, ламинарное течение, пористый вдув и отсос, обратный уступ, трение, теплообмен.

Введение. Вдув или отсос газа через пористую стенку является одним из эффективных методов управления характеристиками течения и теплообмена как в ламинарном, так и в турбулентном пограничных слоях. С помощью пористого вдува можно полностью оттеснить пограничный слой от стенки, при этом трение и теплообмен на поверхности становятся равными нулю. Пористый отсос, напротив, вызывает увеличение тепломассоотдачи, и в режиме асимптотического отсоса интенсификация процессов переноса может быть весьма существенной.

Исследованию влияния проницаемости стенки на характеристики безотрывных пограничных слоев посвящено большое число экспериментальных и теоретических работ, обзор которых можно найти в обобщающих монографиях [1, 2]. В то же время число работ по отрыву и присоединению потока к проницаемой поверхности, несмотря на их актуальность, весьма ограничено [3–8]. Причем как расчетные, так и экспериментальные работы посвящены изучению турбулентного режима течения и только для случая пористого вдува; влияние отсоса на характеристики отрывного течения и теплообмена не рассматривалось.

Общим для всех упомянутых работ является установление сильного влияния пористого вдува на размеры отрывной зоны, форму профилей скорости и соответственно на

распределения трения и теплообмена. Однако результаты проведенных исследований противоречивы. Так, по данным [4, 5], увеличение скорости вдува приводит к удалению точки присоединения от места отрыва, а по данным [7], — к сокращению отрывной зоны. Сильное влияние, согласно опытам [7], на координату точки присоединения потока оказывает температура набегающего потока. Нет качественного соответствия и в результатах измерений теплоотдачи. Так, по данным [3], вдув приводит к снижению интенсивности теплообмена, как это имеет место в безотрывном потоке, в то же время результаты работы [7] свидетельствуют о росте теплоотдачи с увеличением скорости вдувания газа через пористую стенку. Эти противоречия могут объясняться многими причинами, и прежде всего влиянием массоподвода на основное течение. При интенсивных вдувах в каналах ограниченных размеров это влияние может быть существенным, поэтому при изменении геометрии канала аэродинамика и тепломассообмен могут коренным образом измениться. Об этом свидетельствуют данные для более простых условий [9, 10], когда на поверхности отсутствует массообмен, а степень расширения канала $ER = H/h$ приводит к кардинальной перестройке течения и теплоотдачи (h и H — высота канала до и после отрыва потока).

Как показано в работах [9–13], к настоящему времени недостаточно полно изучен отрыв ламинарного потока за уступом без массообмена, и исследования в этом направлении интенсивно продолжаются. Впервые результаты исследования влияния проницаемости стенки на отрыв и присоединение ламинарного потока представлены в работе [14]. Цель настоящей работы, которая является продолжением [14], — численный анализ влияния пористого вдува и отсоса на аэродинамику и теплообмен при отрыве ламинарного потока за обратным прямоугольным уступом. Расчеты проводились для условий обтекания уступа неограниченным потоком и течения в канале.

Постановка задачи. Основные уравнения и методика решения. Схема обтекания уступа представлена на рис. 1. В первом случае (рис. 1,а) прямоугольный уступ высотой s обтекается неограниченным несжимаемым потоком жидкости с постоянными физическими свойствами и со скоростью u_0 в невозмущенном ядре. Толщина пограничного слоя перед его отрывом от уступа равна $\delta = s/2$, профиль скорости соответствует параболическому распределению

$$u/u_0 = 2\zeta - \zeta^2, \quad (1)$$

где $\zeta = y/\delta$; координата y отсчитывается от верхней кромки уступа.

Во втором случае (рис. 1,б) отрыв потока происходит в канале ограниченных размеров. Высота канала до и после расширения составляла соответственно s и $2s$ (s — высота уступа). Параметр расширения канала в этом случае равен $ER = 2$. Для упрощения расчета профиль скорости перед отрывом принимался развитым ламинарным, при этом толщина пограничного слоя $h = s/2$ была такой же, как и в случае неограниченного потока.

Длина канала за уступом в обоих случаях составляла $l/s = 50$, а вертикальный размер расчетной области для неограниченного потока равен $H/s = 30$. Нижняя стенка канала проницаемая, сквозь нее с постоянной по длине скоростью v_w вдувался или отсасывался газ того же состава (воздух), что и основной поток. Параметр вдува (отсоса) определялся отношением $F = v_w/u_0$, где в случае неограниченного течения в качестве u_0 использовалась скорость в ядре потока, а в случае течения в канале — среднерасходная скорость в сечении уступа. Положительным значениям F соответствовал вдув газа, отрицательным — отсос.

Температура пористой стенки в расчетах принималась неизменной по длине ($T_w = \text{const}$), остальные поверхности были адиабатическими; начальный тепловой слой перед отрывом потока отсутствовал.

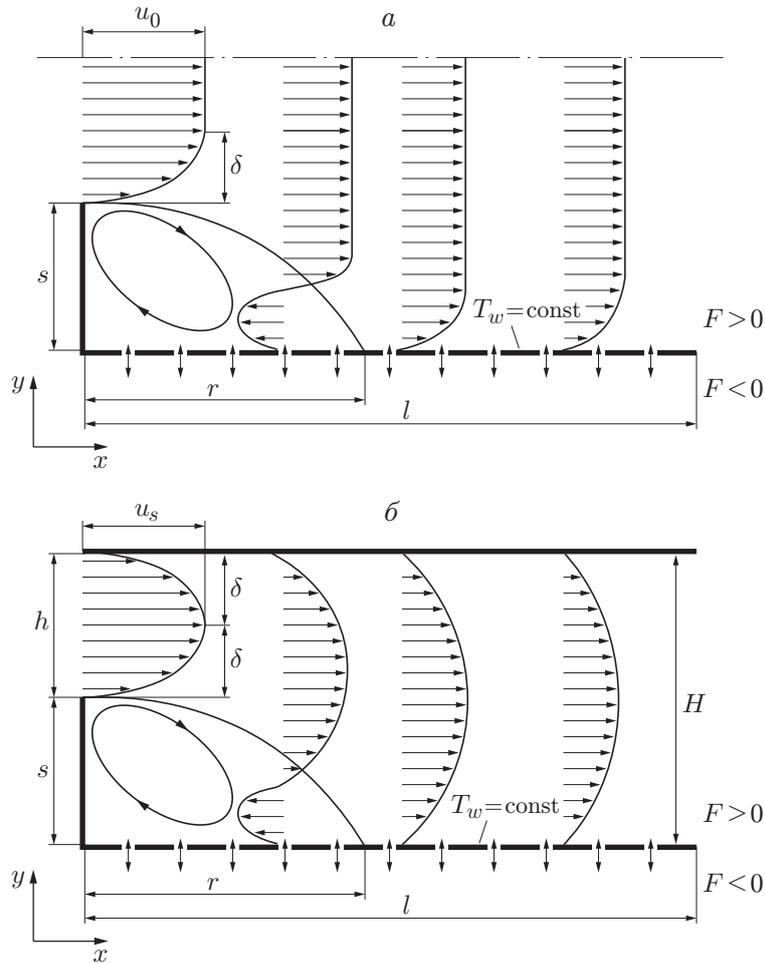


Рис. 1. Схема отрывного течения за обратным уступом с проницаемой поверхностью: *a* — отрыв неограниченного потока; *б* — течение в канале

Расчет течения проводился для чисел Рейнольдса $Re_s = u_0 s / \nu = 10 \div 1000$ (ν — кинематическая вязкость), при этом параметр проницаемости изменялся в широких пределах: $10^{-4} \leq |F| \leq 10^{-1}$. Расчет задачи основан на решении двумерной системы эллиптических уравнений Навье — Стокса и уравнения теплопереноса:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left[\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right], \\ \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left[\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right], \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} &= 0, \\ \frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} &= \frac{1}{Pe} \left[\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right]. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь t — время; T — температура; p — давление; Pe — число Пекле.

Для упрощения расчета решение задачи разбивается на два этапа. Вначале проводится численное моделирование аэродинамики путем итерационного решения нестационарных

уравнений Навье — Стокса, записанных для жидкости с постоянными физическими свойствами в переменных функция тока — вихрь:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \xi}{\partial \tau} + \frac{\partial u \xi}{\partial x} + \frac{\partial v \xi}{\partial y} &= \frac{1}{\text{Re}_s} \left(\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} \right), \\ \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} &= \xi, \\ u &= \frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad v = -\frac{\partial \psi}{\partial x}.\end{aligned}\tag{3}$$

С использованием полученного поля скоростей из решения уравнения теплопереноса

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial \tau} + \frac{\partial u \theta}{\partial x} + \frac{\partial v \theta}{\partial y} = \frac{1}{\text{Pe}} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} \right)\tag{4}$$

находится стационарное распределение температур. Здесь $\theta = (T - T_0)/(T_w - T_0)$; T_0 — температура газа на входе в канал или в невозмущенном потоке. Уравнения (3), (4) записаны в безразмерной форме. Для их обезразмеривания в качестве характерных значений переменных выбраны высота уступа s , скорость u_0 и промежуток времени s/u_0 .

Стационарные решения уравнений (3), (4) находятся путем итераций с асимптотическим установлением по времени. Использовалась неявная схема метода переменных направлений [15]. Для дискретизации конвективных слагаемых использованы противопоточные разности, имеющие первый порядок точности по шагам пространственных переменных, а для диффузионных — центральные разности второго порядка точности.

Для решения динамических уравнений на непроницаемых стенках задавалось условие прилипания $u = v = 0$, чему в переменных функция тока — вихрь соответствовали соотношение $\psi = \text{const}$ и условие Вудса:

$$\begin{aligned}\xi_w + \frac{1}{2} \xi_{w+1} + 3 \frac{\psi_w - \psi_{w+1}}{\Delta x^2} + O(\Delta x^2) &= 0, \\ \xi_w + \frac{1}{2} \xi_{w+1} + 3 \frac{\psi_w - \psi_{w+1}}{\Delta y^2} + O(\Delta y^2) &= 0.\end{aligned}$$

Для решения уравнения теплопереноса на непроницаемых стенках задавалось условие адиабатичности $\partial \theta / \partial x = 0$, $\partial \theta / \partial y = 0$. При вдуве (отсосе) на нижней стенке граничное условие на функцию тока принимало вид $\psi(x) = -Fx$, а для вихря использовалось также условие Вудса. На выходной границе задавались мягкие граничные условия на функцию тока, вихрь и температуру:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = 0, \quad \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = 0, \quad \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} = 0.\tag{5}$$

При обтекании обратного уступа неограниченным потоком граничные условия на верхней границе для функции тока и вихря формулировались в виде

$$\frac{\partial \psi}{\partial y} = 1, \quad \frac{\partial \xi}{\partial y} = 0.\tag{6}$$

На проницаемой стенке коэффициенты трения C_f и теплоотдачи α определялись как

$$\frac{C_f}{2} = \frac{\tau_w}{\rho u_0^2} = \frac{1}{\text{Re}_s} \left. \frac{\partial u}{\partial y} \right|_w;\tag{7}$$

$$\alpha = -\frac{\lambda}{s} \frac{\partial \theta}{\partial y} \Big|_w, \quad \text{Nu}_s = \frac{\alpha s}{\lambda} = -\frac{\partial \theta}{\partial y} \Big|_w \quad (8)$$

(τ_w — напряжение трения на стенке; λ — коэффициент теплопроводности; Nu_s — число Нуссельта). Тестирование модели проводилось путем сопоставления расчетных данных с экспериментом [16] по координате точки присоединения для случая течения в ограниченном канале без массообмена на поверхности. Результаты расчета хорошо согласуются с экспериментом при $\text{Re}_s \lesssim 600$. Дальнейшее увеличение числа Рейнольдса ведет к расхождению данных численного расчета и эксперимента, что свидетельствует о начале перехода течения к турбулентному режиму. Кроме того, результаты расчета сопоставлялись с численным анализом ламинарного обтекания уступа с различной динамической предысторией [9], но при отсутствии вдува (отсоса). Результаты этого блока тестовых расчетов также дали хорошую сходимость и позволили выбрать наиболее оптимальную расчетную сетку.

В задаче с неограниченным потоком использовалась сетка 100×300 , для течения в канале — 200×100 . Увеличение или уменьшение числа узлов в два раза приводило к изменению коэффициентов трения и теплообмена не более чем на 1,2 %. Для обоих изучаемых течений сетка была равномерной.

Результаты расчетов и их обсуждение. Картины линий тока при течении в канале представлены на рис. 2. При отсутствии поперечного потока вещества на стенке за уступом формируется типичная вихревая зона возвратного течения с четко обозначенной точкой присоединения потока к стенке (рис. 2,а). Влияние отрыва, как показано в экспериментах и расчетах [10, 16], распространяется вплоть до верхней стенки с образованием локальной вихревой зоны. Штриховыми линиями на рис. 2,а показаны разделяющие линии тока.

При интенсивном вдуве (рис. 2,б) зона возвратных течений за уступом не образуется. Однако непосредственно за уступом совместное воздействие отрыва и вдува приводит к образованию области отрицательных касательных напряжений, которая затем переходит в область положительных напряжений. Поэтому точку с нулевым касательным напряжением нельзя рассматривать как точку присоединения оторвавшегося потока, как это имеет место при отрыве без вдува.

Более сложная структура отрывного течения формируется при пористом отсосе (рис. 2,в). Протяженность области возвратного течения сокращается, а зона отрыва потока на верхней крышке становится соизмеримой с основным отрывным пузырем. Линии тока между этими вихрями сильно искривлены.

Таким образом, вдув и отсос оказывают сильное влияние на формирование потока после его отрыва с кромки уступа. Соответственно величина поперечного потока на поверхности и его направление будут сказываться на основных параметрах течения, таких как координата точки присоединения, трение и теплоотдача. Подтверждением сказанному являются данные рис. 3, где показано влияние вдува (отсоса) на положение точки присоединения в неограниченном потоке (рис. 3,а) и в канале (рис. 3,б). В качестве местоположения точки присоединения принималась координата, где касательное напряжение на стенке имело нулевое значение ($\tau_w = 0$).

При малых числах Рейнольдса ($\text{Re}_s < 200$) поперечный поток на стенке практически не сказывается на расстоянии от уступа до точки присоединения. Лишь при интенсивных вдувах ($F > 10^{-2}$), когда происходит отеснение пограничного слоя от стенки, длина зоны отрыва становится равной нулю. При этом, как показал анализ структуры течения, вихревая зона существует, но за счет ее отеснения от поверхности нижней стенки она замыкается на боковой поверхности уступа.

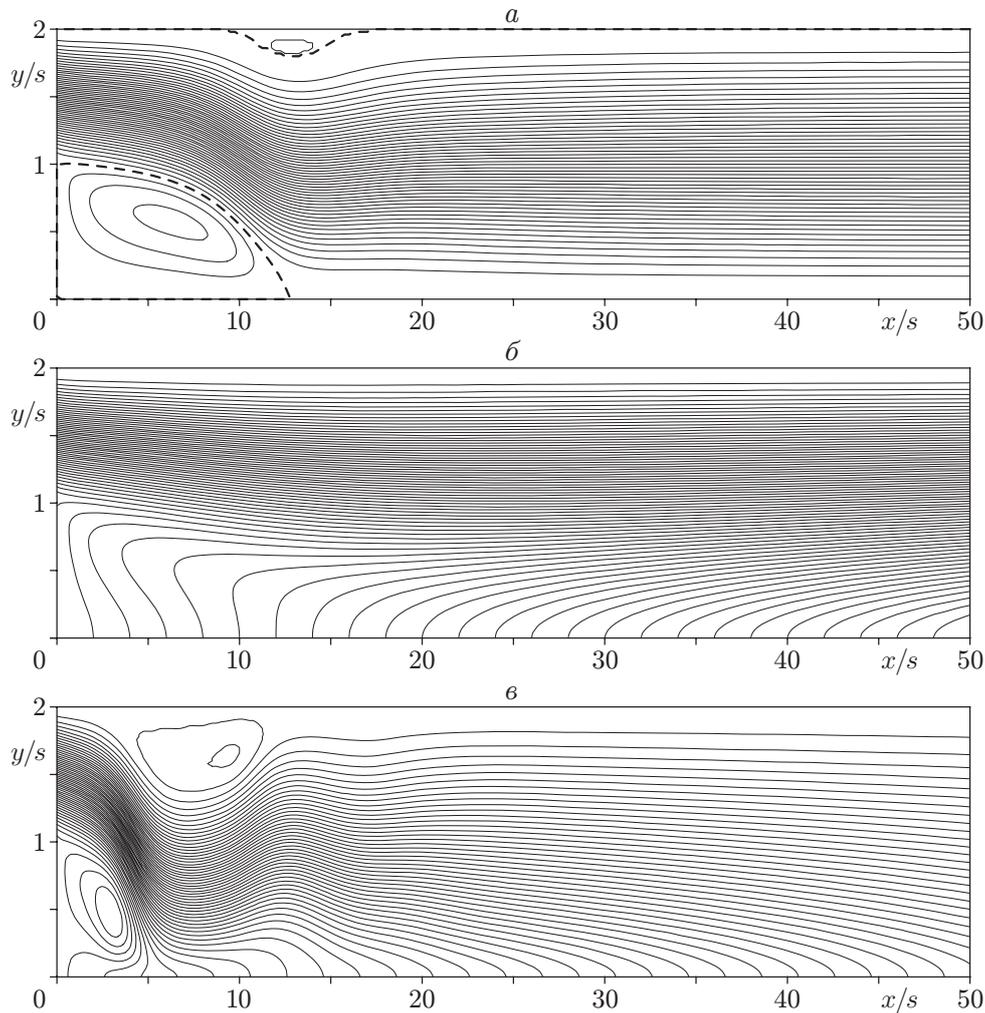


Рис. 2. Линии тока при отрыве в ограниченном канале ($ER = 2$, $Re_s = 400$):
 a — непроницаемая стенка ($F = 0$); $б$ — проницаемая стенка с пористым вдувом ($F = 0,01$); $в$ — проницаемая стенка с пористым отсосом ($F = -0,01$)

При больших числах Рейнольдса ($Re_s > 200$) с ростом относительной скорости вдува ($F > 10^{-3}$) длина зоны присоединения возрастает. Это связано с эффектом постепенного отеснения отрывного пузыря, его смещением вдоль по потоку, а затем и с разрушением с полным отрывом потока от стенки. При этом точка с нулевым трением резко смещается к основанию уступа и $r/s \rightarrow 0$.

С ростом интенсивности отсоса при больших числах Рейнольдса наблюдается плавное сокращение длины вихревой зоны практически в два раза по сравнению с непроницаемой поверхностью.

Подобная картина зависимости координаты точки присоединения от вдува (отсоса) наблюдается и при отрыве потока в канале (рис. 3, $б$). Отличие от неограниченного течения состоит лишь в том, что в канале точка присоединения значительно дальше смещается вниз по потоку, особенно при больших числах Рейнольдса, причем отеснение потока от стенки происходит практически при одинаковых интенсивностях вдува.

Результаты расчета коэффициента поверхностного трения вдоль пористой пластины при вариации параметра вдува (отсоса) показаны на рис. 4. При обтекании уступа неограниченным потоком (рис. 4, a) вдув, как и следовало ожидать, приводит к снижению трения

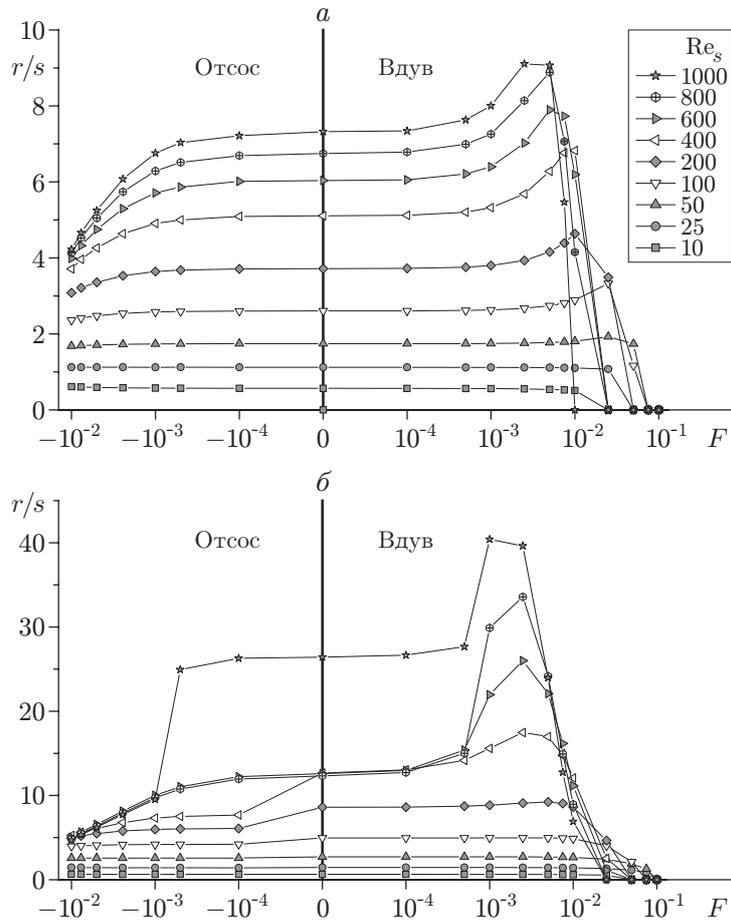


Рис. 3. Длина отрывной зоны при наличии массообмена на поверхности:
 a — обтекание уступа неограниченным потоком; b — течение в ограниченном канале
 $(ER = 2)$

как в области возвратного течения, так и за точкой присоединения потока. При интенсивных вдувах ($F > 10^{-2}$) трение на пластине всюду близко к нулю, что свидетельствует об оттеснении пограничного слоя. Отсос же, наоборот, приводит к росту трения как в зоне отрыва, так и после присоединения потока. При интенсивных отсосах за область присоединения потока коэффициент трения перестает зависеть от продольной координаты, что свидетельствует о переходе к режиму асимптотического отсоса.

При отрыве потока в канале (рис. 4, б) характер распределения коэффициента трения по длине более сложный. Появляются дополнительные минимумы и максимумы коэффициента трения, которые отсутствуют в случае неограниченного потока. Такое поведение величины C_f объясняется тем, что для течения в канале на величину трения кроме поперечного потока вещества оказывает влияние и изменение средней продольной скорости за счет подвода или отвода массы газа через стенку. При вдуве средняя скорость в канале по длине возрастает, при отсосе соответственно падает. Уменьшение трения при пористом вдуве и его увеличение при отсосе приводят в итоге к противоположному воздействию массопереноса на стенке и изменению расхода газа в канале на величину поверхностного трения. По-видимому, по этой причине все расчетные линии на рис. 4, б ближе к концу канала имеют тенденцию к группированию. Очевидно, что при другой геометрии канала картина распределения коэффициента трения будет иной. Изменяется она и при вариации числа Рейнольдса, о чем свидетельствуют представленные на рис. 4, в данные, полученные

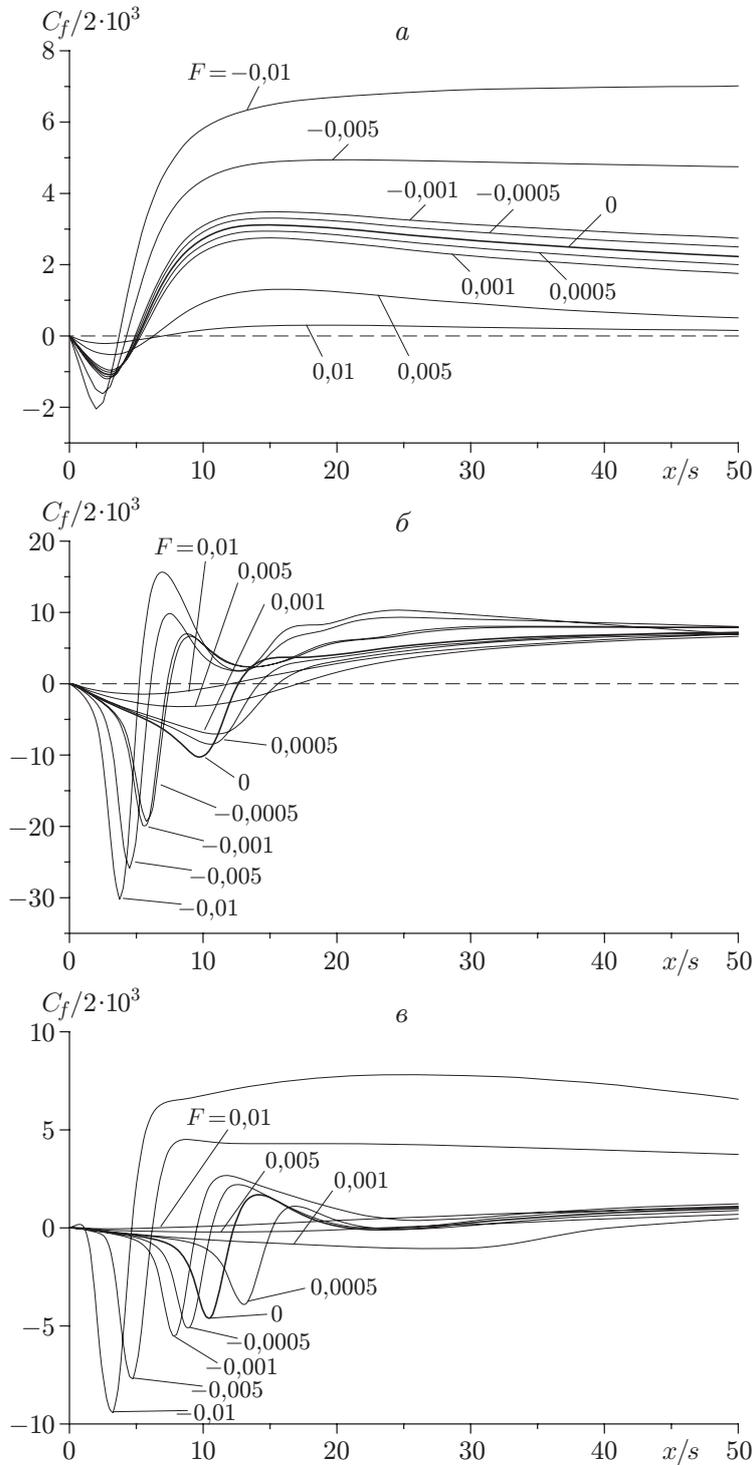


Рис. 4. Распределение коэффициента трения по длине проницаемой поверхности:
a — неограниченное течение ($Re_s = 400$); *б* — течение в канале ($ER = 2, Re_s = 400$);
в — течение в канале ($ER = 2, Re_s = 1000$)

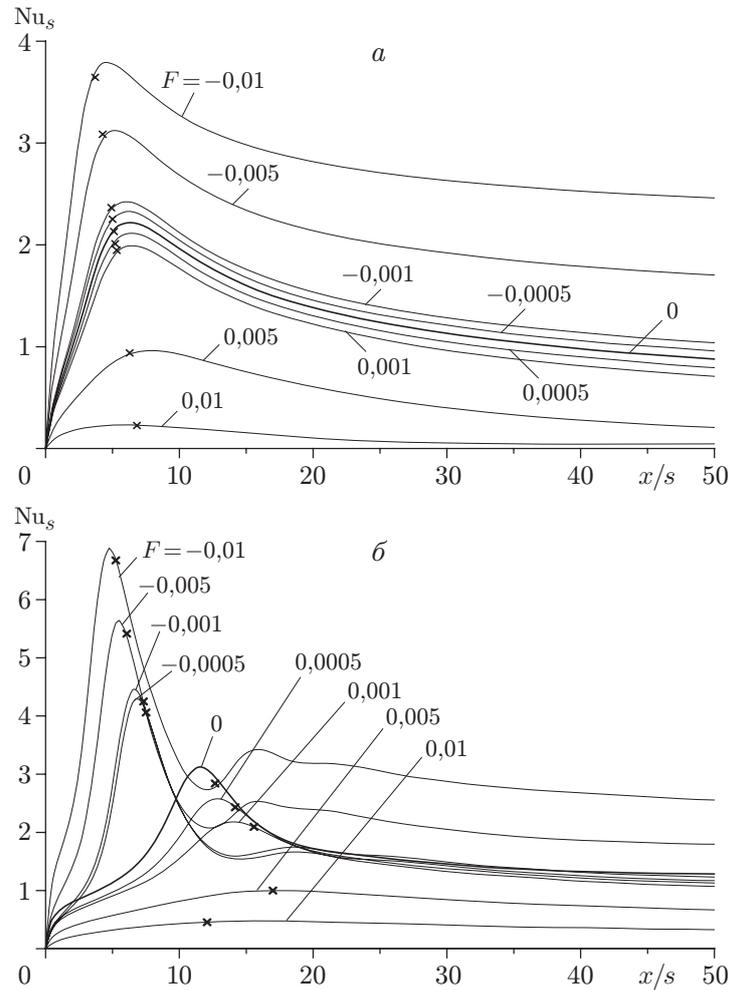


Рис. 5. Коэффициент теплообмена в отрывном течении при вариации скорости вдува (отсоса) ($Re_s = 400$):
 а — неограниченное течение; б — течение в канале ($ER = 2$); крестики — координаты точки присоединения потока ($C_f = 0$)

при $Re_s = 1000$. Из рис. 4, в следует, что изменение параметра проницаемости приводит к значительному разбросу значений коэффициента трения в релаксационной области течения.

Проницаемость поверхности сильно сказывается и на тепловых характеристиках отрывного течения. Об этом свидетельствуют данные рис. 5, где представлено изменение числа Нуссельта по длине при различных относительных скоростях вдува (отсоса). При обтекании уступа неограниченным потоком (рис. 5, а) интенсивность теплообмена, как и следовало ожидать, уменьшается с увеличением вдува и растет с увеличением отсоса. При отсосе пограничного слоя максимумы теплоотдачи в зоне присоединения потока более четко выражены и смещены вниз по потоку относительно точки присоединения, где $C_f/2 = 0$.

Более сложное распределение коэффициента теплоотдачи наблюдается при отрыве потока в канале (рис. 5, б). Причины такого поведения обсуждались выше при анализе трения (см. рис. 4, б). Точка присоединения потока также не совпадает с максимумом теплопередачи, но в отличие от течения неограниченного потока координата $Nu_{s,max}$ смещается вверх по потоку.

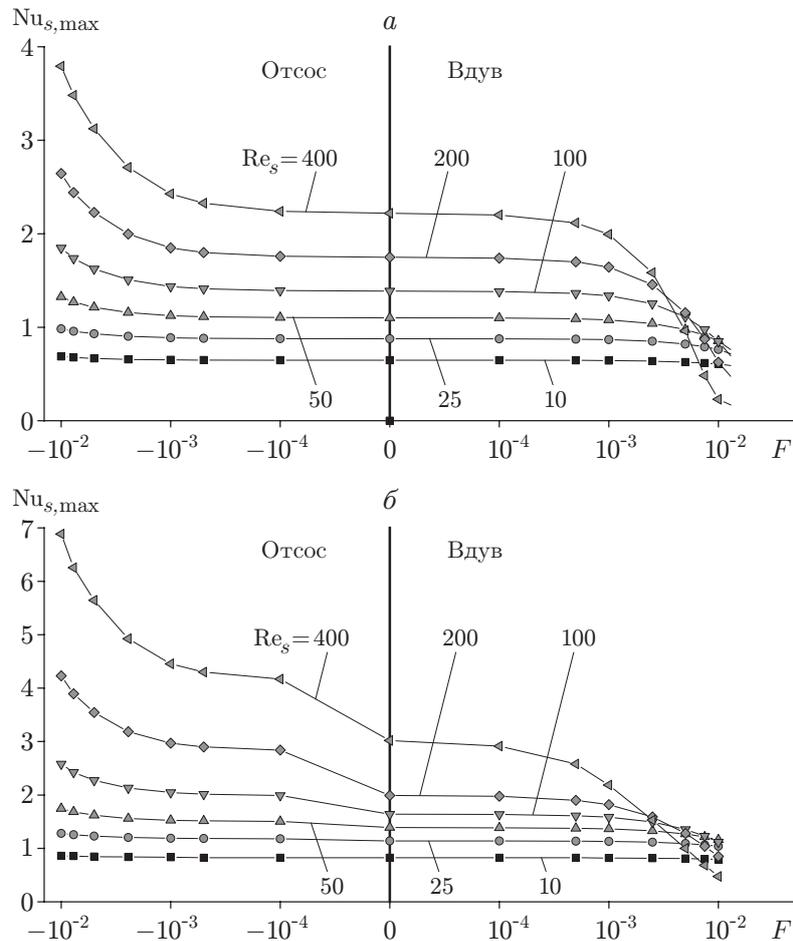


Рис. 6. Влияние интенсивности вдува (отсоса) на максимальный коэффициент теплоотдачи:

a — неограниченное течение; b — течение в канале ($ER = 2$)

Зависимость максимального коэффициента теплоотдачи от параметра вдува (отсоса) F приведена на рис. 6. Влияние массопереноса на стенке, как это следует из рис. 6, a , сказывается на теплообмене при $|F| > 10^{-3}$. В области интенсивных вдувов ($F > 10^{-2}$) происходит оттеснение пограничного слоя от стенки, поэтому $Nu_s \rightarrow 0$. При отсосе начиная со значений $|F| \approx 10^{-2}$ теплоотдача постепенно растет, причем этот рост более интенсивен при больших числах Рейнольдса.

Для течения в канале (рис. 6, b) зависимость максимального значения числа $Nu_{s,max}$ примерно такая же, как и при отрыве неограниченного потока. Различие состоит в том, что абсолютные значения числа $Nu_{s,max}$ для течения в канале больше, чем при отрыве неограниченного потока.

Таким образом, вдув и отсос оказывают сильное влияние на структуру течения, трение и теплообмен в отрывном ламинарном течении за прямоугольным уступом. Влияние данных факторов носит сложный и немонотонный характер и особенно сильно проявляется при отрыве потока в канале, что обусловлено ограниченностью течения.

Авторы выражают благодарность А. П. Гречановой за помощь в проведении численных расчетов.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И.** Теплообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергия, 1972.
2. **Ерошенко В. М., Зайчик Л. И.** Гидродинамика и тепломассообмен на проницаемых поверхностях. М.: Наука, 1984.
3. **Шишов Е. В., Роганов П. С., Заболоцкий В. П., Атаян Р. Ш.** Распределение коэффициентов поверхностного трения и чисел St за обратным уступом при наличии пористого вдува // Инж.-физ. журн. 1987. Т. 53, № 4. С. 666, 667.
4. **Yang J.-T., Tsai B. B., Tsai G. L.** Separated-reattaching flow over a back step with uniform normal mass bleed // Trans. ASME. J. Fluid Engng. 1994. V. 116. P. 29–35.
5. **Yue-Tzu Y., Chung-Lun K.** Numerical study of a backward — facing step with uniform normal mass bleed // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1997. V. 40, N 7. P. 1677–1686.
6. **Yang J.-T., Gu J.-D., Ma W.-J.** Transient cooling effect by wall mass injection after backstep in high temperature flow field // Intern. J. Heat Mass Transfer. 2001. V. 44. P. 843–855.
7. **Ying-Tang Y., Chun-Hung T.** High temperature heat transfer of separated flow over a sudden-expansion with base mass injection // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1996. V. 39. P. 2293–2301.
8. **Abu-Hijleh B. A. A.** Heat transfer from a 2D backward facing step with isotropic porous floor segments // Intern. J. Heat Mass Transfer. 2000. V. 43. P. 2727–2737.
9. **Батенко С. Р., Терехов В. И.** Влияние динамической предыстории потока на аэродинамику ламинарного отрывного течения в канале за обратным прямоугольным уступом // ПМТФ. 2002. Т. 43, № 6. С. 84–92.
10. **Kondoh T., Nagano Y., Tsuji T.** Computational study of laminar heat transfer downstream of a backward — facing step // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1993. V. 36. P. 577–591.
11. **Aung W., Baron A., Tsou F.-K.** Wall independency and effect of initial shear-layer thickness in separated flow and heat transfer // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1985. V. 28. P. 1757–1771.
12. **Аунг В.** Экспериментальное исследование теплообмена при ламинарном обтекании уступа // Теплопередача. 1983. Т. 105, № 4. С. 143–149.
13. **Iwai H., Nakabe K., Suzuki K., Matsubara K.** Flow and heat transfer characteristics of backward — facing step laminar flow in a rectangular duct // Intern. J. Heat Mass Transfer. 2000. V. 43. P. 457–471.
14. **Batenko S. R., Grechanova A. P., Terekhov V. I.** The effect of porous blowing and suction on aerodynamics and heat transfer in separated laminar flow in duct behind of backward — facing step // Proc. of the XI Intern. conf. on the methods of aerophysical research (ICMAR), Novosibirsk, July 1–7, 2002. Novosibirsk: Publ. House “Nonparel”, 2002. Pt 1. P. 34–39.
15. **Роуч П.** Вычислительная гидродинамика. М.: Мир, 1980.
16. **Armaly B. F., Durst F., Pereira J. C. F.** Experimental and theoretical investigation of backward — facing step flow // J. Fluid Mech. 1983. V. 127. P. 473–496.

*Поступила в редакцию 4/VIII 2004 г.,
в окончательном варианте — 31/I 2005 г.*