

УДК 532.526

Отрывное течение за уступом поверхности, подверженное стационарному температурному возмущению*

А.В. Бойко^{1,2}, А.В. Довгаль¹, А.М. Сорокин^{1,3}

¹Институт теоретической и прикладной механики
им. С. А. Христиановича СО РАН, Новосибирск

²Тюменский государственный нефтегазовый университет

³Новосибирский государственный университет

E-mail: boiko@itam.nsc.ru, dovgal@itam.nsc.ru, am_sorokin@ngs.ru

Экспериментально исследовано течение в области отрыва ламинарного пограничного слоя за прямоугольным уступом поверхности в условиях температурной неоднородности потока. Результаты получены в дозвуковой аэродинамической трубе при числе Маха $M \ll 1$. Температурное возмущение порождалось набором элементов Пельтье, размещенных на поверхности модели перед линией отрыва. Термоанемометрическим методом определено влияние нагрева и охлаждения стенки на средние во времени и пульсационные характеристики течения. Опытные данные дополнены рассчитанными характеристиками линейной устойчивости модельных профилей скорости оторвавшегося пограничного слоя. В итоге определена реакция отрывного течения на стационарное тепловое воздействие.

Ключевые слова: отрыв ламинарного потока, управление отрывом, гидродинамическая устойчивость, температурное возмущение.

Введение

Одна из возможностей управления течениями жидкости и газа связана с теплообменом расположенного в потоке тела с окружающей средой. Искусственно созданные градиенты температуры воздействуют на среднюю по времени и пульсационную составляющие скорости течения вплоть до качественного изменения его состояния.

Обширные исследования по этой тематике нацелены на управление пограничным слоем в рамках проблемы ламинарно-турбулентного перехода. В этом случае использование контролируемых температурных неоднородностей основано на влиянии теплопередачи на гидродинамическую устойчивость. Изменения характеристик устойчивости пограничного слоя и положения перехода к турбулентности отражены в экспериментальных и расчетных результатах, полученных для пространственно распределенных и локализованных источников температурных возмущений. Общее положение дел

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 13-08-00129, 13-01-00270).

в данном направлении исследований и библиографические ссылки на оригинальные работы представлены в [1–4].

Дестабилизирующее влияние на пристенное течение оказывает отрыв ламинарного пограничного слоя с образованием мелкомасштабных зон циркуляции, например, за элементами неровности обтекаемой потоком поверхности. Появление локальных отрывных областей способствует генерации и усилению возмущений завихренности, нарастание которых определяет характеристики течения в пределах зоны отрыва и за участком присоединения пограничного слоя. Температурные эффекты в подобных условиях обтекания тел вызывают обоснованный интерес.

Отрыв потока при теплообмене имеет многолетнюю историю исследований, первые результаты которых были получены, главным образом, при больших скоростях движения газа, см. монографии [5, 6]. В дальнейшем воздействие теплопередачи на отрывные течения изучалось на телах различной конфигурации в широких диапазонах чисел Маха и Рейнольдса. Тематически близкими к настоящей работе являются теоретические исследования обтекания дозвуковым потоком газа двумерных выступов и уступов поверхности охлаждаемой/нагреваемой пластины [7–10]. Расчеты показали, что теплообмен стенки с потоком сказывается на размерах зоны отрыва и пространственных инкрементах малых колебаний оторвавшегося пограничного слоя.

Экспериментально влияние теплообмена стенки с низкоскоростным воздушным потоком на местную зону отрыва ламинарного пограничного слоя изучалось в предыдущей работе авторов [11]. Течение за прямоугольным уступом на плоской пластине, расположенной в рабочей части аэродинамической трубы продольно набегающему потоку, подвергалось стационарному пространственно локализованному температурному возмущению, которое генерировалось на поверхности модели перед линией отрыва. Была определена реакция отрывной зоны на тепловое воздействие (нагревание стенки) и, таким образом, подтверждена возможность модификации локальных областей отрыва ламинарного пограничного слоя и их пульсационной компоненты температурными неоднородностями потока.

Исследование [11] продолжено настоящей работой. Используя набор компактных источников стационарных температурных неоднородностей, предполагалось сопоставить эффекты нагревания и охлаждения обтекаемой потоком поверхности, дополнив опытные данные по влиянию теплообмена на нарастающие колебания отрывного течения результатами анализа его линейной устойчивости.

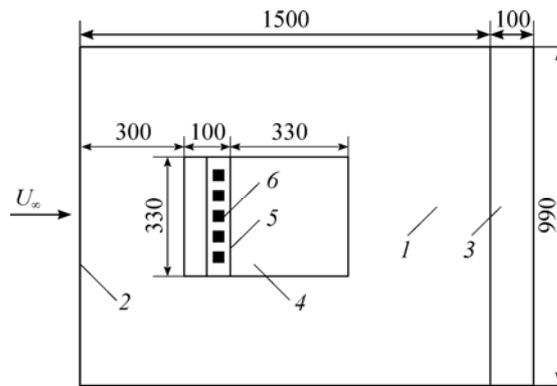
1. Методика

1.1. Эксперимент

Опытные данные получены в малотурбулентной дозвуковой аэродинамической трубе Т-324 Института теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН. Экспериментальная установка имеет закрытую рабочую часть размерами $1 \times 1 \times 4$ м, степень турбулентности свободного потока в которой не превышает 0,04 %. Модель, изготовленная из полированного оргстекла, представляла собой плоскую пластину длиной 1500, шириной 990 и толщиной 10 мм, установленную вертикально в центральном сечении рабочей части трубы под нулевым углом атаки (рис. 1). Обтекаемая носовая часть модели была выполнена в виде двух сопряженных полуэллипсов, большие полуоси которых имели длину 132 мм, малые — 2 мм с рабочей стороны пластины и 8 мм — с противоположной. В сочетании с закрылком она обеспечивала минимально возможный уровень фоновых пульсаций исследуемого течения. На пластине помещалась прямоугольная в плане накладка размером $0,33 \times 0,43$ м с максимальной толщиной 7 мм. В средней части накладки располагался прямоугольный уступ поверхности высотой $h = 2,7$ мм, за которым происходил отрыв ламинарного пограничного слоя.

Рис. 1. Экспериментальная модель, вид в плане.

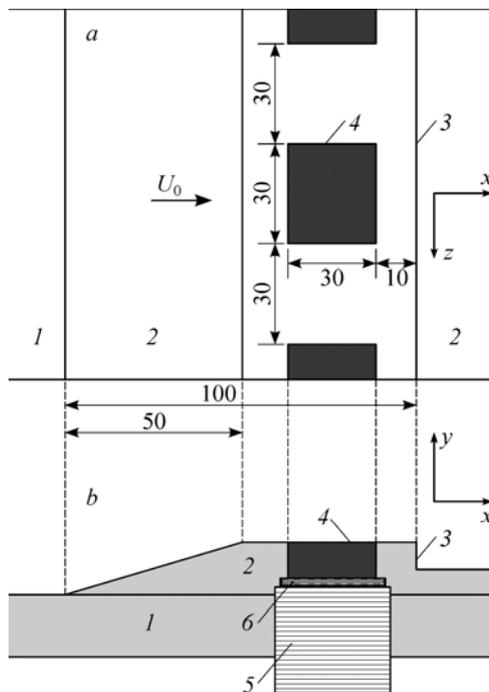
1 — пластина, 2 — передняя кромка модели, 3 — закрылок, 4 — накладка, 5 — уступ поверхности, 6 — элементы Пельтье; размеры приведены в миллиметрах.



Стационарное тепловое возмущение течения формировалось набором элементов Пельтье. Перед линией отрыва в модель были встроены пять термоэлектрических модулей Kryotherm ТВ-127-1.0-2.5, образующих чередование нагреваемых и охлаждаемых участков поверхности, каждый размером 30×30 мм (рис. 2). Температура участков стабилизировалась расположенным под ними металлическим радиатором, который обдувался внешним потоком с нерабочей стороны пластины. Слой терморасты КРТ-8 толщиной $0,2\text{--}0,3$ мм между элементами Пельтье и радиатором способствовал улучшению теплообмена. При подключении элементов к источнику электрического питания такая конструкция модели обеспечивала малое, в пределах двух–трех минут, время выхода на устойчивый температурный режим.

В ходе эксперимента определялось влияние теплообмена стенки с потоком на средние во времени и пульсационные характеристики отрывного течения. Регистрировались нарастающие возмущения скорости, источником которых служили фоновые пульсации потока, и ее колебания, искусственно возбужденные в частотном диапазоне неустойчивости оторвавшегося пограничного слоя. В последнем случае гармонические во времени возмущения генерировались звуковыми волнами, излучаемыми акустической системой, которая располагалась в рабочей части трубы ниже по потоку модели.

Исследование проведено с использованием термоанемометра постоянной температуры AN 1003 компании A.A. Lab Systems Ltd и однопиточного датчика, перемещаемого автоматическим координатным устройством в трех направлениях по заданной программе с точностью 5 мкм. Сигнал датчика оцифровывался аналого–цифровым преобразователем L-card E14-440 с частотой 2000 Гц и обрабатывался на персональном компьютере в среде MATLAB. Запись сигнала осуществлялась в естественных условиях аэродинамической установки (без контролируемого возбуждения отрывного течения) и при акустической генерации его нарастающих колебаний. Таким образом, во всех точках измерения записывались две реализации, каждая длиной $1,5$ секунды.



В условиях теплообмена измерения выполнялись при двух величинах перегрева датчика термоанемометра, равных $1,6$ и $1,8$.

Рис. 2. Фрагмент экспериментальной модели с накладкой и элементами Пельтье: вид в плане (а), продольное сечение (b).

1 — пластина, 2 — накладка, 3 — уступ поверхности, 4 — элементы Пельтье, 5 — радиатор, 6 — слой терморасты; размеры приведены в миллиметрах.

Таблица

Координата z центра элемента Пельтье, мм	Тепловой эффект	$T_w - T_0$, °C
-120	нагревание	$+38,6 \pm 0,3$
-60	охлаждение	$-19,8 \pm 0,2$
0	нагревание	$+38,2 \pm 0,3$
60	охлаждение	$-15,5 \pm 0,3$
120	нагревание	$+38,0 \pm 0,4$

с последующим разделением в его сигнале скоростной и температурной составляющих. Таким образом, восстанавливались пространственные распределения средней скорости течения. Соответствующая методика, отработанная авторами в предыдущих экспериментах, описана в работе [11]. При определении характеристик гидродинамических возмущений подобная процедура не требовалась, поскольку в принятых экспериментальных условиях и режимах измерения пульсации температуры оказались незначительны.

Скорость внешнего потока над уступом составляла $U_0 = 5,95$ м/с, соответствующее число Рейнольдса $Re_h = U_0 h / \nu = 1020$. Температура воздуха в аэродинамической трубе оставалась примерно постоянной на уровне 19 ± 1 °C. Перепады температуры между нагреваемыми/охлаждаемыми участками поверхности модели (T_w) и невозмущенной средой (T_0), определенные с помощью инфракрасного бесконтактного термометра с лазерным указателем, наведенным в центр элемента Пельтье, представлены в таблице. В используемой ниже системе координат x — расстояние вниз по потоку от уступа, y — нормальная координата с началом отсчета на стенке перед точкой отрыва, z — расстояние в трансверсальном потоку направлении от центрального сечения модели.

1.2. Теория

Результаты экспериментов показали, что в настоящих условиях теплообмена стенки с внешним потоком реализовалось квазидвумерное отрывное течение со сравнительно слабыми изменениями по координате z его средней скорости и амплитуды пульсаций. Исходя из этого, теоретическая часть исследования была ограничена анализом устойчивости локальных профилей средней скорости за нагреваемым и охлаждаемым участками обтекаемой поверхностью относительно двумерных колебаний.

В качестве модельных профилей скорости, аппроксимирующих ее экспериментальные распределения, были выбраны функции вида

$$\frac{U(y, a, d, r_1)}{U_e} = U_1(y, a, d) + r_1 U_2 \cos\left(2\pi \frac{z}{L}\right),$$

где U_e — скорость внешнего потока, $U_1(y, a, d) = (\tanh[a(y-d)] + \tanh(ad)) / (1 + \tanh(ad))$ и $U_2 = U_{1,y}(y, a, d) / \max_y U_{1,y}(y, a, d)$. Нижний индекс «у» обозначает дифференцирование по координате y . Профили $U_1(y, a, d)$ успешно использовались в работе [12] для моделирования и анализа устойчивости двумерного течения в локальной зоне отрыва пограничного слоя. Масштабный множитель a и положение точки перегиба d подбирались методом наименьших квадратов для максимального соответствия экспериментальным профилям скорости без теплообмена, а коэффициент r_1 обеспечивал необходимые амплитудные

вариации скорости по координате z с периодом $L = 60$ мм. Профили температуры аппроксимировались выражением

$$T(y, a, d, r_2) = r_2 U_{1,y}^2(y, a, d) \cos(2\pi(z/L)).$$

Амплитудные коэффициенты вариаций скорости и температуры по координате z принимались неизменными и равными $r_1 = -0,04$ м/с, $r_2 = 10$ °С. Противоположные знаки этих коэффициентов обеспечивали наблюдавшиеся в эксперименте противофазные изменения профилей скорости и температуры.

Коэффициент динамической вязкости $\bar{\mu}$ и плотность $\bar{\rho}$ полагались функциями только температуры в пренебрежении их возмущениями. Кроме того, пренебрежимо малыми считались компоненты скорости основного течения за исключением ее продольной составляющей U . В дальнейшем различное поведение основного течения за нагревающим и охлаждающим элементами учитывается параметрически.

Вывод уравнений устойчивости следует стандартной процедуре, а именно, компоненты скорости потока представляются в виде суммы скоростей основного течения и малых возмущений. Последние образуют суперпозицию нормальных мод

$$[\hat{u}, \hat{v}]^T = [u(y), v(y)]^T \exp[i(\alpha x - \omega t)],$$

где \hat{u} и \hat{v} — компоненты возмущений скорости вдоль потока и по нормали к стенке, α — комплексное продольное волновое число, ω — вещественная круговая частота. Линеаризация уравнений Навье–Стокса и вычитание из них соотношений для основного течения приводят к системе линейных уравнений на возмущения в размерных величинах [2]

$$\begin{aligned} \bar{\rho}(-i\omega u + i\alpha Uu + Uyv) + i\alpha p &= \left\{ \bar{\mu}(u_{yy} - 2\alpha^2 u + i\alpha v_y) + \bar{\mu}_y(u_y + i\alpha v) \right\}, \\ \bar{\rho}(-i\omega v + i\alpha Uv) + p_y &= \left\{ \bar{\mu}(2v_{yy} - \alpha^2 v + i\alpha u_y) + 2\bar{\mu}_y v_y \right\}, \end{aligned}$$

и уравнению неразрывности $i\alpha u + v_y + \bar{\rho}_y/\bar{\rho}v = 0$. Зависимость вязкости от температуры определяется законом Сазерленда. В качестве граничных условий используются условия прилипания на стенке и затухания возмущений на бесконечности: $u(0) = v(0) = 0$, $u, v \rightarrow 0$ при $y \rightarrow \infty$. При однородных граничных условиях формулируется задача на собственные значения α .

В отличие от более ранних работ (см., напр., [13]) система уравнений решалась без ее предварительного сведения к уравнению Орра–Зоммерфельда. После обрывания расчетной области потока по координате y на расстоянии вдали от стенки y_{\max} использовался метод коллокаций, в котором в качестве узлов интерполяции для давления выбирались корни полиномов Чебышева второго рода, а для аппроксимации скоростей брались эти же узлы и точки ± 1 (точки Гаусса–Лобатто). Отображение области $\zeta \in [-1; +1]$ на физическую область потока $y \in [0; y_{\max}]$ осуществлялось с помощью преобразования координат $y = l(1 + \zeta)/(b - \zeta)$, где l — масштабный множитель, а $b = 1 + 2l/y_{\max}$ — подстроечная константа для контроля распределения узлов дискретизации.

В полученную алгебраическую задачу на собственные значения параметр α входит нелинейным образом: $(\alpha^2 A + \alpha B + C)\hat{q} = 0$. Здесь $\hat{q} = (\hat{u}, \hat{v}, \hat{p}, \hat{\xi}, \hat{\eta})^T$, а A, B, C — квадратные матрицы размерностей $3N \times 3N$. Задача сводится к линейной обобщенной задаче на собственные значения с помощью введения вспомогательной переменной $\hat{f} = \alpha \hat{v}$ и подстановки с использованием уравнения неразрывности для избавления от члена, пропорционального $\alpha^2 u$. После дискретизации соответствующую полную систему уравнений можно привести к виду стандартной линейной задачи на собственные значения $Fs = \alpha Is$,

в которой единичная матрица I и матрица F имеют размерность $4N \times 4N$, а $s = (u, v, p, f)^T$.
 Ниже приведены результаты для $N = 100$ узлов, $y_{\max} = 3 \times 10^{-2}$ м и $b = 1,5 \times 10^{-3}$.
 Данный подход многократно использовался при исследовании линейной устойчивости сдвиговых течений различными авторами и показал хорошую точность результатов уже при числе узлов $N = 40-100$ в диапазоне чисел Рейнольдса, актуальных для ламинарно-турбулентного перехода. Это обеспечивает анализ устойчивости на персональном компьютере стандартными пакетами линейной алгебры.

Задача на собственные значения решалась с помощью QZ-алгоритма [14] в среде MATLAB. В результате формировался спектр собственных значений, из которого моды, соответствующие физически реализуемым колебаниям, выбирались по их сходимости к фиксированным значениям при увеличении N . Далее из них выделялась ведущая мода (с минимальной мнимой частью α_i), соответствующая возмущению с положительной фазовой скоростью (распространяющемуся вниз по потоку). Более детальное описание расчетного метода дано в работе [15].

2. Результаты

2.1. Эксперимент

Характеристики течения в окрестности уступа поверхности модели в отсутствие теплопередачи и искусственного акустического возбуждения представлены на рис. 3 и 4. Распределения продольной компоненты скорости по нормали к поверхности в центральном сечении $z = 0$ демонстрируют отрыв потока и его последующее присоединение (рис. 3а). Профиль, изображенный в левой части рисунка при $x = -3$ мм, измерен в предотрывном пограничном слое с толщиной вытеснения $\delta^* = 1,43$ мм, толщиной потери импульса $\theta = 0,55$ мм и формпараметром $\delta^*/\theta = 2,60$. В рассматриваемом

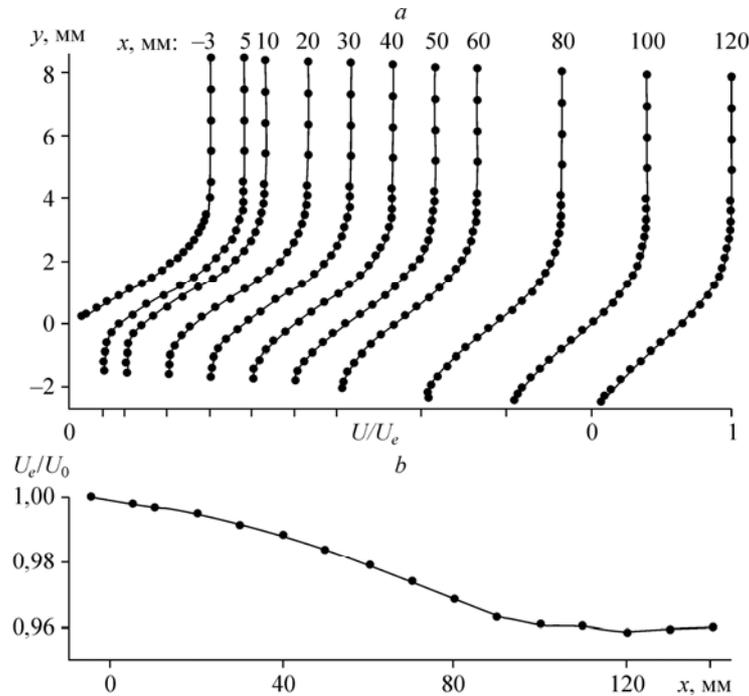


Рис. 3. Среднее во времени невозмущенное течение в сечении $z = 0$.
 а — профили скорости, б — зависимость скорости внешнего потока на высоте $y = 8$ мм от продольной координаты.

случае расстояние между датчиком термоанемометра и поверхностью модели определялось линейной экстраполяцией на стенку фрагмента профиля скорости в трех ближайших к ней точках при $y < 0,6$ мм методом наименьших квадратов. Точность определения координаты y , зависящая от надежности экстраполяции и погрешностей тарировки датчика, оценивается при этом величиной 0,01 мм. Она же является оценкой точности определения толщины вытеснения. В меньшей степени различие между истинным и принятым значениями y сказывается на толщине потери импульса. Скорость внешнего потока U_e изменяется на протяжении отрывной зоны в пределах 4 % (рис. 3b).

Неустойчивость оторвавшегося слоя приводит к усилению пульсаций скорости, в спектре которых, полученном быстрым преобразованием Фурье осциллограмм термоанемометрического сигнала, выделяется нарастающий волновой пакет колебаний с центральной частотой вблизи 100 Гц (рис. 4). По мере удаления от точки отрыва максимальная по координате y амплитуда возмущений u'_{\max}/U_0 , интегрированная на частотах от 4 Гц до 1 кГц, увеличивается от примерно 0,1 % при $x = 5$ мм до 2–3 % в сечении $x = 120$ мм. При этом уровне пульсаций пограничный слой в конце области измерений находится в состоянии перехода от ламинарного режима течения к турбулентному.

В результате нагрева и охлаждения поверхности модели возникает температурная неоднородность потока, затухающая с ростом продольной координаты (рис. 5). Теплообмен стенки с окружающей средой сопровождается изменениями ее плотности, вязкости и, как следствие, пространственной модуляцией течения. Профили средней скорости, измеренные в следе за нагревательным элементом перед уступом и в области отрыва, изображены на рис. 6a. Аналогичные данные для течения за охлаждающим элементом показаны на рис. 6b. На участках повышенной и пониженной температуры потока наблюдается соответственно увеличение и уменьшение толщины отрывающегося пограничного слоя и зоны циркуляции. Отметим схожую тенденцию изменения профилей скорости в области отрыва пограничного слоя, полученную в расчетах [7, 8], выполненных в двумерной постановке для дозвукового обтекания сжимаемым газом уступа охлаждаемой поверхности.

При перепадах температуры воздуха вблизи стенки порядка 10 °С максимальные отклонения профилей скорости от ее исходных распределений не превышают 3–4 % скорости внешнего потока (рис. 6). Вместе с тем, в сочетании с вызванной теплообменом вариацией локальных чисел Рейнольдса этого достаточно для заметного температурного воздействия на нестационарную компоненту течения. На рис. 7 в двух сечениях по координате x показаны трансверсальные распределения естественных пульсаций скорости, которые коррелируют со средней во времени пространственной неоднородностью отрывной области. Данные получены на фиксированных расстояниях от поверхности

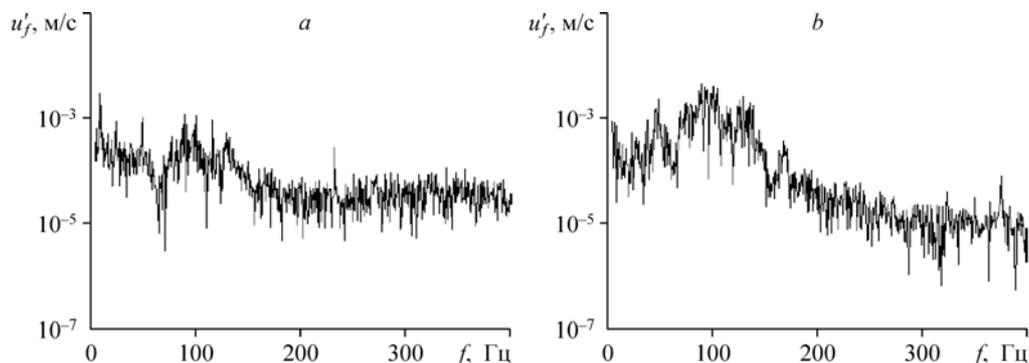


Рис. 4. Спектры колебаний в максимуме их интегральной интенсивности, измеренные в сечении $z = 0$.
 $x = 50$ (a), 80 (b) мм.

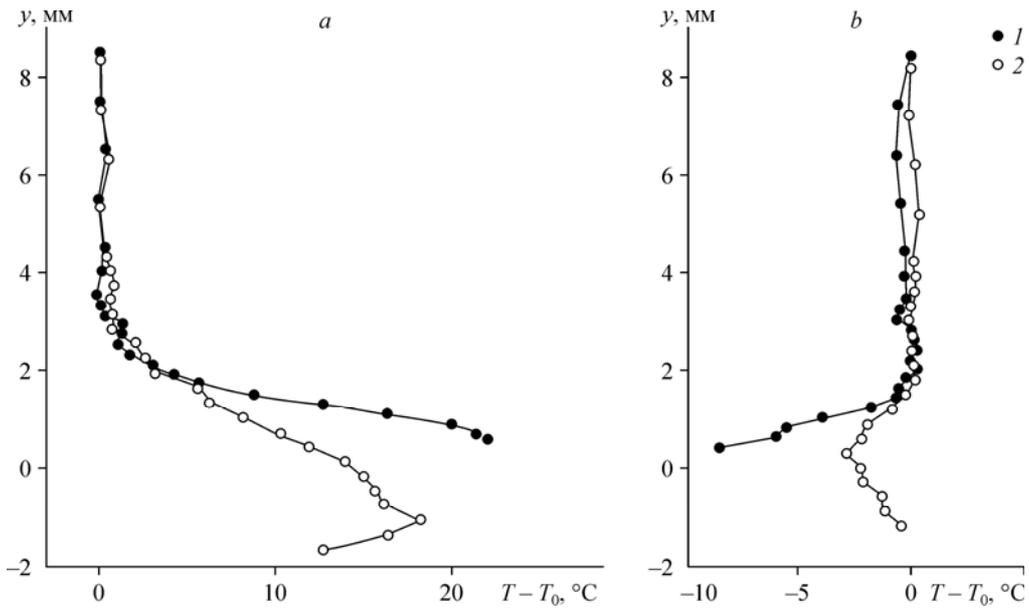


Рис. 5. Профили температуры в следе за элементами Пельтье.
 $z = 0$ (a), -60 (b) мм; $x = -3$ (1), 50 (2) мм.

модели, соответствующих максимальному уровню возмущений, амплитуды отнесены к их величинам в исходном двумерном течении. За нагреваемым участком поверхности уровень пульсаций возрастает, за охлаждаемым — уменьшается.

Более детальное представление о влиянии температурной неоднородности на нарастающие возмущения зоны отрыва дают результаты для искусственно возбужденных гармонических колебаний. Амплитудные профили волн неустойчивости на частоте акустической генерации $f = 86,6$ Гц вблизи спектрального максимума естественных

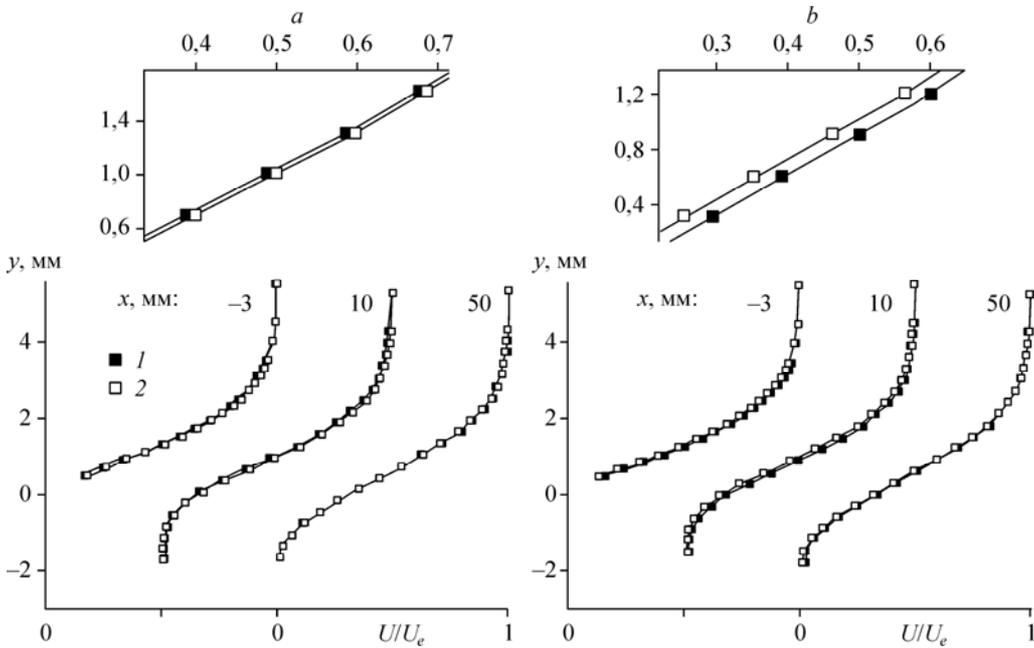


Рис. 6. Среднее течение за нагреваемым и охлаждаемым участками поверхности в сечениях $z = 0$ (a), -60 (b) мм.
 1 — при теплообмене, 2 — без температурной неоднородности.

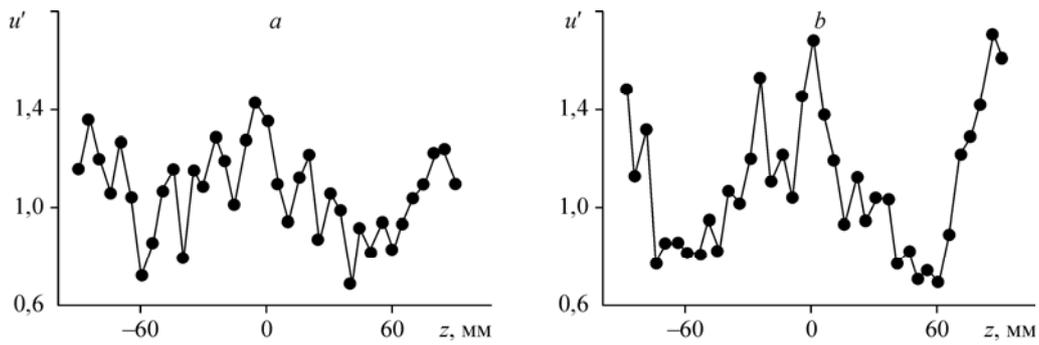


Рис. 7. Трансверсальные распределения амплитуды возмущений на частотах от 4 Гц до 1 кГц в условиях теплообмена.
 $x = 60$ (a), 80 (b) мм.

пульсаций (см. рис. 4), измеренные в узкой полосе $\Delta f = 1$ Гц, представлены на рис. 8. Здесь отчетливо видны разнонаправленные изменения амплитуды колебаний за нагреваемым и охлаждаемым участками обтекаемой поверхности.

Нарастание возмущений вдоль потока в положении их среднего максимума по координате y показано на рис. 9. В принятых экспериментальных условиях теплообмен практически не сказывается на скорости усиления колебаний, но вызывает изменение их начальной амплитуды. В крайнем левом сечении ($x = 10$ мм) она увеличивается при нагревании поверхности и уменьшается при охлаждении, что согласуется с распределениями фоновых пульсаций скорости (рис. 7). Такое поведение дает основания предполагать, что эффект связан с температурным воздействием на основное течение вблизи уступа, где происходит генерация возмущений завихренности (см. профили скорости при $x = -3$ мм на рис. 6). Пространственная модуляция основного течения в предотрывной области отражается на восприимчивости слоя сдвига скорости к акустическим волнам и, соответственно, на амплитуде возбуждаемых колебаний. Отметим, что наиболее эффективно преобразование внешних возмущений происходит в области резких изменений течения [15], т.е. в данном случае на уступе, причем сечение $x = 10$ мм на рис. 9 находится уже вне зоны этого преобразования.

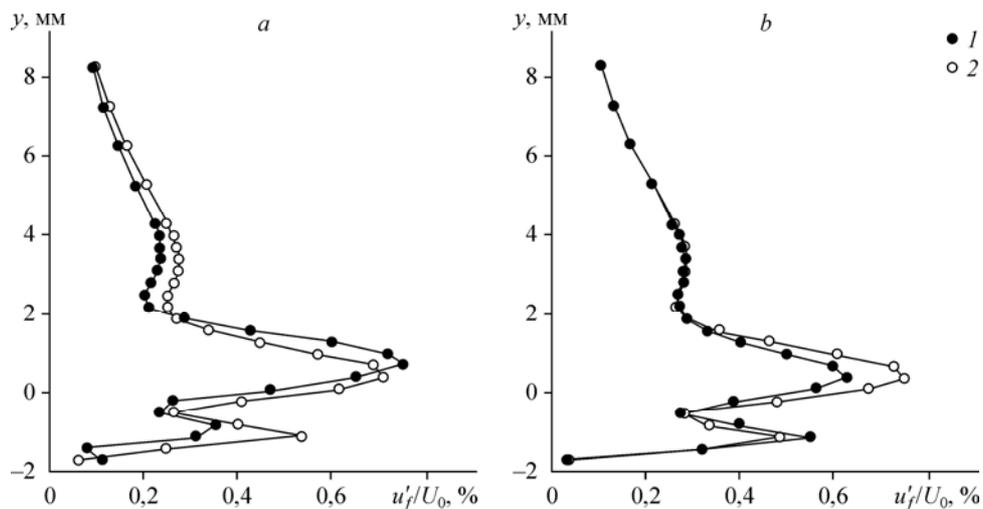


Рис. 8. Амплитудные профили колебаний на частоте 86,6 Гц в сечении $x = 40$ мм при $z = 0$ (a), -60 (b) мм.

1 — при теплообмене, 2 — без температурной неоднородности.

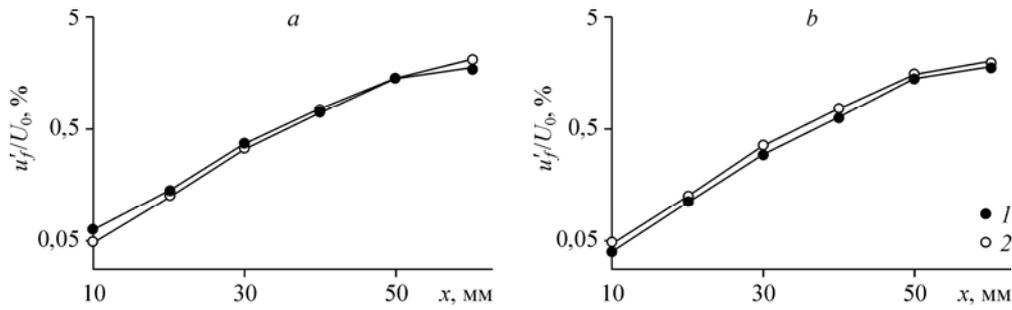


Рис. 9. Зависимость амплитуды колебаний на частоте 86,6 Гц от продольной координаты в сечениях $z = 0$ (а), -60 (б) мм.

1 — при теплообмене, 2 — без температурной неоднородности.

2.2. Теория, сравнение с экспериментом

Анализ линейной устойчивости модельных профилей скорости выполнен для изначально двумерного и модулированного теплообменом отрывного течения. Пример аппроксимационных зависимостей для составляющих U_1 и U_2 скорости среднего течения (см. раздел 1.2) можно видеть на рис. 10. Результаты расчета пространственного усиления колебаний на частоте акустической генерации иллюстрирует рис. 11, амплитуды отнесены к их величинам в сечении $x = 10$ мм. Для сравнения с теорией приведена экспериментальная зависимость, которая повторяет кривую 2 на рис. 9а. Теоретические и экспериментальные данные хорошо совпадают для двумерного течения в отсутствие температурного воздействия. Близкие к ним результаты получены при теплообмене: изменение локальных инкрементов колебаний по сравнению с их скоростями усиления в двумерном течении не превышает 10 % за нагреваемым и 8 % за охлаждаемым участками поверхности. Расчетные, равно как и экспериментальные, данные показывают слабое влияние теплопередачи на пространственное нарастание возмущений завихренности в исследованном температурном режиме.

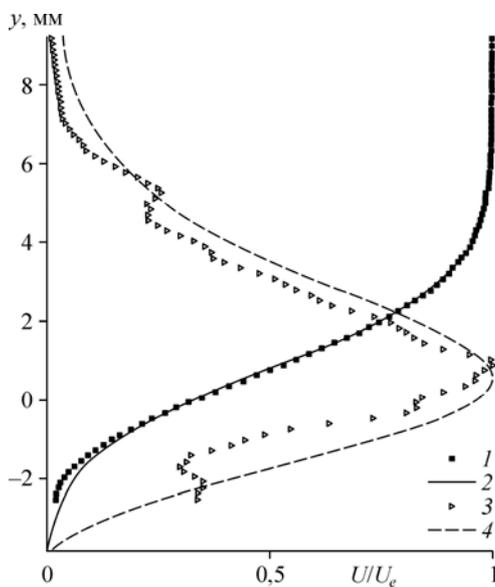


Рис. 10. Экспериментальные и модельные профили составляющих $U_1(y)$ и $U_2(y)$ скорости среднего течения в сечении $x = 40$ мм.

1 — U_1 , эксперимент; 2 — U_1 , теория;
3 — U_2 , эксперимент; 4 — U_2 , теория.

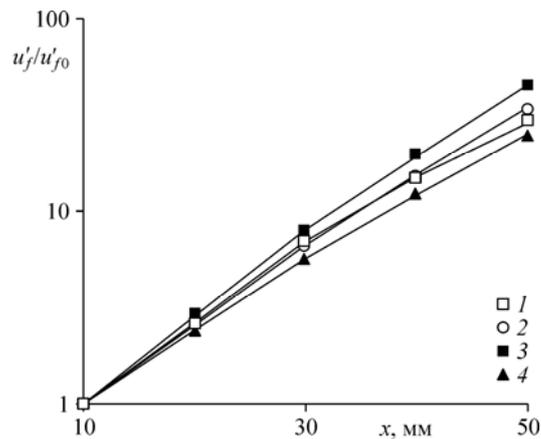
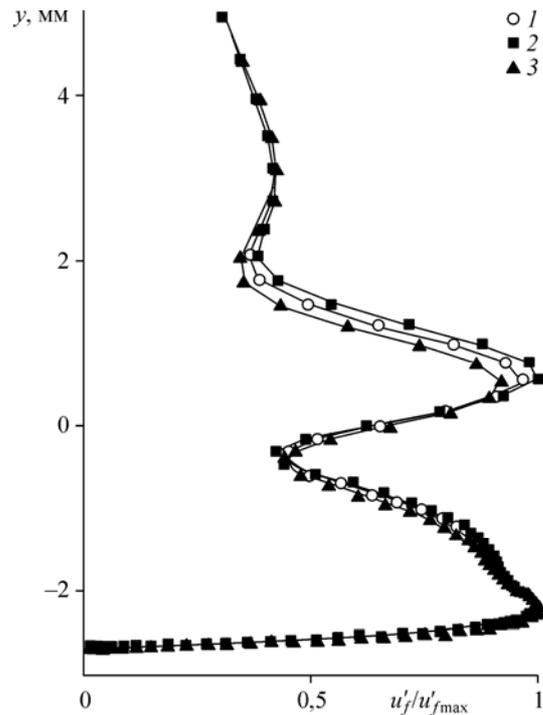


Рис. 11. Нарастание колебаний на частоте 86,6 Гц в направлении потока.

1 — без температурного возмущения, эксперимент;
2 — без температурного возмущения, расчет;
3 — при теплообмене, $z = 0$, расчет;
4 — при теплообмене, $z = -60$ мм, расчет.

Рис. 12. Рассчитанные профили колебаний на частоте 86,6 Гц в сечении $x = 40$ мм.

1 — без температурного возмущения;
2 — при теплообмене, $z = 0$;
3 — при теплообмене, $z = -60$ мм.



Амплитудные профили колебаний в условиях теплообмена и без него изображены на рис. 12 при нормировке величин на ближний к стенке максимум пульсаций. Относительное возрастание и уменьшение амплитуды волны в оторвавшемся слое сдвига, где расположен средний максимум возмущения, в областях течения с повышенной и пониженной температурой коррелирует с результатами измерений (см. рис. 8). Количественные различия амплитудных распределений, приведенных на последнем рисунке, и соответствующих им экспериментальных данных объясняются, главным образом, упрощенной постановкой задачи в теории. Кроме того, расчетная часть работы ограничена анализом устойчивости течения по отношению к двумерным колебаниям, тогда как в реальности пульсации скорости, нарастающие в модулированной температурным возмущением зоне отрыва, образуют спектр двух- и трехмерных волновых составляющих.

Заключение

В результате проведенного исследования выявлены изменения характеристик течения в локальной зоне отрыва ламинарного пограничного слоя за прямоугольным уступом поверхности, вызванные искусственно организованным стационарным теплообменом стенки с потоком. Температурная неоднородность течения приводит к модуляции его средней скорости — возрастанию либо уменьшению толщины зоны циркуляции в зависимости от направления теплопередачи. Модификация среднего течения в свою очередь сказывается на амплитудных характеристиках пульсаций скорости, нарастающих в оторвавшемся пограничном слое. В рассмотренных условиях теплообмена зафиксированы изменения профиля колебаний по нормали к поверхности и их начальной амплитуды, которые коррелированы с температурной неоднородностью, при слабом влиянии теплопередачи на пространственные инкременты волн неустойчивости. Усиление температурных эффектов, очевидно, возможно варьированием параметров теплообмена, в частности, его интенсивности и взаимного расположения источников температурного возмущения и зоны отрыва.

Список литературы

1. Wall D.P., Wilson, S.K. The linear stability of flat-plate boundary-layer flow of fluid with temperature-dependent viscosity // Phys. Fluids. 1997. Vol. 9, No. 10. P. 2885–2898.
2. Özgen S. Effect of heat transfer on stability and transition characteristics of boundary-layers // Intern. J. Heat and Mass Transfer. 2004. Vol. 47, No. 22. P. 4697–4712.
3. Reshotko E. Control of transition — heating and cooling // RTO-EN-AVT-151 — Advances in Laminar–Turbulent Transition Modelling. Rhode St. Genève: von Karman Institute, 2008. P. 14.1–14.18.
4. Литвинов В.М., Успенский А.А. Влияние нагрева носовой части плоской пластины на интегральные и статистические характеристики пограничного слоя // Уч. зап. ЦАГИ. 2013. Т. XLIV, № 6. С. 85–104.

5. **Чжен П.** Отрывные течения. М.: Мир, 1973. 334 с.
6. **Gad-el-Hak M.** Flow control: passive, active and reactive flow management. Cambridge: Cambridge University Press, 2000. 448 с.
7. **Al-Maaitah A.A., Nayfeh A.H., Ragab S.A.** Effect of wall cooling on the stability of compressible subsonic flows over smooth humps and backward-facing steps // *Phys. Fluids A*. 1990. Vol. 2, No. 3. P. 381–389.
8. **Al-Maaitah A.A., Nayfeh A.H., Ragab S.A.** Effect of heat transfer on the stability of separated subsonic flows down-stream of smooth humps and backward-facing steps // *Separated Flows and Jets* / Eds. V.V. Kozlov, A.V. Dovgal. Berlin: Springer, 1991. P. 589–616.
9. **Masad J.A., Nayfeh A.H.** The influence of imperfections on the stability of subsonic boundary layers // *Instabilities and Turbulence in Engineering Flows* / Eds. D.E. Ashpis et al. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1993. P. 65–82.
10. **Masad J.A., Iyer V.** Transition prediction and control in subsonic flow over a hump // *Phys. Fluids*. 1994. Vol. 6, No. 1. P. 313–327.
11. **Бойко А.В., Довгаль А.В., Сорокин А.М.** Влияние локальной температурной неоднородности течения на отрыв ламинарного пограничного слоя // *Вестник НГУ. Серия: Физика*. 2014. Т. 9, вып. 3. С. 25–31.
12. **Boiko A.V., Dovgal A.V., Sorokin A.M.** Instability of a backward-facing step flow modified by stationary streaky structures // *Phys. Fluids*. 2012. Vol. 24, No. 10. P. 104104.1–104104.11.
13. **Wazzan A.R., Okamura T.T., Smith A.M.O.** The stability of water flow over heated and cooled flat plates // *J. Heat Transfer*. 1968. Vol. 90, No. 1. P. 109–114.
14. **Moler C.B., Stewart G.W.** An algorithm for generalized matrix eigenvalue problems // *SIAM J. Numer. Anal.* 1973. Vol. 10, No. 2. P. 241–256.
15. **Boiko A.V., Dovgal A.V., Grek G.R., Kozlov V.V.** *Physics of transitional shear flows*. Berlin: Springer, 2011. 300 p.

*Статья поступила в редакцию 23 января 2015 г.,
после доработки — 2 апреля 2015 г.*