

УДК 536.24

## ОСОБЕННОСТИ ТЕЧЕНИЯ И ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ОТРЫВЕ ТУРБУЛЕНТНОГО ПОТОКА ЗА УСТУПОМ И РЕБРОМ.

### 2. ТЕПЛООБМЕН В ОТРЫВНОМ ТЕЧЕНИИ

В. И. Терехов, Н. И. Ярыгина, Р. Ф. Жданов

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, 630090 Новосибирск

Представлены результаты экспериментального исследования теплообмена в отрывном течении за уступом и ребром. Изучено влияние высоты преград ( $H = 6 \div 30$  мм) на особенности тепломассопереноса и структуру теплового пограничного слоя. Проанализированы закономерности теплообмена в рециркуляционной и релаксационной зонах отрывного потока и определено влияние отрыва на интенсификацию и подавление турбулентного теплопереноса.

**Ключевые слова:** экспериментальное исследование, отрывные течения, турбулентный поток, теплообмен, распределение температуры, уступ, ребро, зона вторичного вихря.

**Введение.** Изучение отрывных течений как за уступом, так и за поперечной преградой сопряжено с определенными трудностями [1]. В этих условиях необходимо использовать эксперимент для расширения базы данных о турбулентных отрывных течениях, которые позволяют совершенствовать расчетные модели. Только полная информация о структуре течения и теплообмене позволит оценить, насколько точно численный расчет отражает реальные тепловые явления в отрывных течениях.

Экспериментальному изучению теплообмена при отрыве потока за преградами посвящено большое число работ. Среди них следует отметить обзоры [2–5], а также достаточно подробные исследования [6–10], которые являются базовыми для верификации большинства теоретических моделей. Имеются попытки эмпирического обобщения опытных данных по максимальной теплоотдаче с использованием различных подходов к выбору определяющих параметров [11, 12].

Однако в настоящее время механизм тепло- и массообменных процессов при отрыве потока исследован недостаточно полно. На отрывное течение оказывает влияние большое число факторов, основными из которых являются форма препятствия, степень расширения канала, предыстория потока, внешняя турбулентность. Результаты данной работы пополняют базу экспериментальных данных, полученных различными авторами.

Противоречивость имеющихся опытных данных по теплообмену в отрывных потоках следует из анализа ряда основных работ. В работе [8] представлены результаты измерений теплоотдачи и динамических характеристик отрывного потока за уступом. Результаты многих расчетных моделей сравнивались с опытными данными этой работы. Однако в ней недостаточно полно исследована вторичная зона, не изменялась высота уступа и отсутствует сопоставительный анализ с данными для присоединяющихся течений за преградами других геометрий.

---

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 01-02-16842а).

Следует отметить, что в настоящее время не существует единого мнения о местонахождении (относительно области присоединения потока) максимального значения коэффициента теплоотдачи как за уступом, так и за ребром. В экспериментах [8, 13–15] максимум теплоотдачи за уступом расположен ближе к уступу относительно области присоединения. Имеются эксперименты, в которых максимальное значение коэффициента теплоотдачи находится в зоне присоединения [7, 16] и ниже по потоку [10, 17]. На плоской пластине с затупленной передней кромкой коэффициент теплоотдачи достигает максимума в области присоединения [18]. Авторы [19] отмечают несовпадение координат максимума теплоотдачи и точки присоединения в зависимости от формы преграды. В работе утверждается, что максимальный коэффициент теплоотдачи расположен выше по потоку относительно области присоединения примерно на два калибра при отрыве на горизонтальной пластине с преградой, на один калибр — в случае пластины с острыми кромками и на 0,5 калибра — в случае пластины со скругленным носиком. В работе [20] также большое внимание уделено определению характерных координат отрывного обтекания преград различной формы. Авторы отмечают, что в некоторых случаях отрыва несовпадение точек присоединения и максимума теплоотдачи может быть значительным.

Некоторые экспериментальные работы по исследованию теплообмена в отрывных потоках имеют качественный характер и содержат мало количественной информации [21], в других рассматриваются только частные проблемы [22, 23].

Из анализа литературных данных следует, что механизм отрывного течения чрезвычайно сложен как в зоне смещения с когерентными структурами, так и в рециркуляционной зоне. Тепловые процессы сопровождаются нарушением аналогии Рейнольдса между трением и теплообменом. Некоторые особенности процессов теплопереноса и динамики потока до сих пор не исследованы.

В настоящей работе, являющейся продолжением [1], изучаются тепловые характеристики и теплоотдача за обратным уступом и ребром при идентичных аэродинамических и геометрических характеристиках. Это позволило выявить как общие закономерности указанных типов отрывных потоков, так и имеющиеся различия.

**Условия эксперимента.** Эксперименты проводились на установке, описанной в [1], при тех же внешних условиях. Скорость потока над препятствиями  $U_0 = 20$  м/с, высота преграды  $H = 6, 10, 20, 30$  мм, что соответствовало числам Рейнольдса, рассчитанным по высоте ребра или уступа,  $Re_H = U_0 H / \nu = 8 \cdot 10^3; 1,33 \cdot 10^4; 2,66 \cdot 10^4; 4 \cdot 10^4$  ( $\nu$  — кинематическая вязкость). Степень турбулентности потока в месте расположения преграды составляла  $Tu_0 \approx 1,2$  %, толщина вытеснения пограничного слоя  $\delta^* \approx 5,5$  мм. Дополнительно использовались нагреваемые экспериментальные участки и модели. Для измерения температуры за препятствиями вдоль центральной линии пластины было заделано 40 хромель-копелевых термопар с шагом около 10 мм. При этом тепловой поток ( $q = \text{const}$ ) создавался путем пропускания переменного электрического тока по расположенному на пластине ленточному нагревателю из фольги толщиной около 10 мкм с размерами  $150 \times 400$  мм. Тепловой поток от стенки  $q_w$  рассчитывался как разность  $q - q_{\text{п}}$ . Тепловые потери  $q_{\text{п}}$  оценивались по перепаду температур на верхней и нижней поверхностях пластины. Степень перегрева поверхности относительно основного потока  $\Delta T = T_w - T_0$  не превышала  $50$  °С, поэтому влияние температурного фактора на теплообмен не учитывалось.

Распределение температуры в пограничном слое измерялось микротермопарой, установленной на держателе, минимально возмущающем поток.

В ряде экспериментов производилась тепловизионная съемка теплообменной поверхности, которая в основном подтвердила результаты, полученные в [1] методом масляной пленки, а именно наличие вторичных вихрей непосредственно после отрыва потока, а также мощных угловых вихрей в месте сопряжения теплообменной поверхности с боковыми

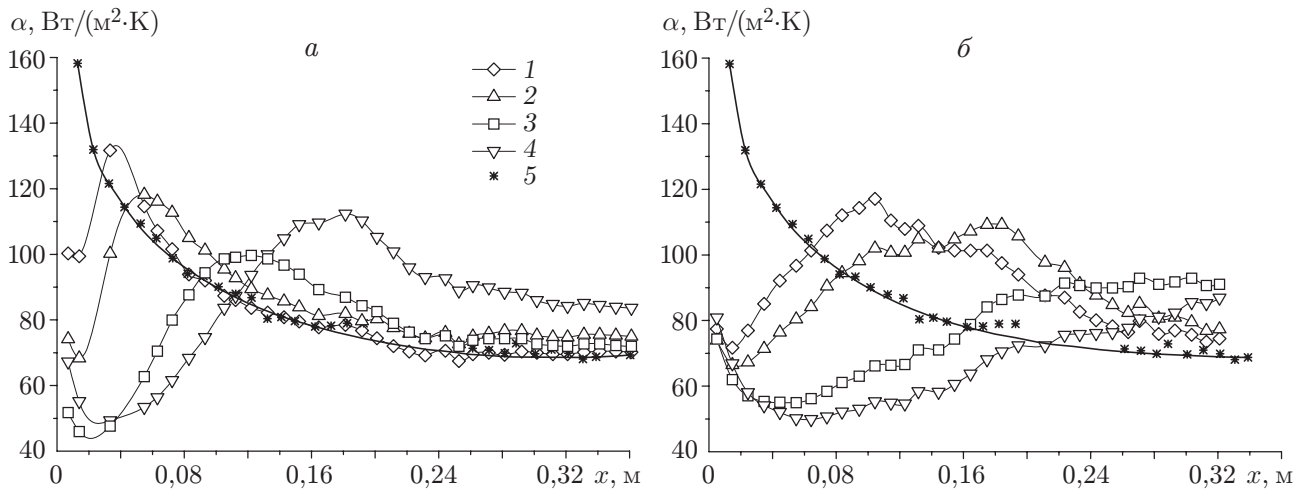


Рис. 1. Распределение коэффициента теплоотдачи за уступом (а) и ребром (б) различной высоты:  
 1 —  $H = 6$  мм; 2 —  $H = 10$  мм; 3 —  $H = 20$  мм; 4 —  $H = 30$  мм; 5 — теплоотдача на пластине

стенками канала (см. рис. 2 в [1]). Таким образом, формирующееся за препятствием отрывное течение является трехмерным. Однако вдоль центральной линии теплообменной поверхности больших градиентов температур в трансверсальном направлении не наблюдается. Это свидетельствует о квазидвумерности течения и температурного поля вблизи центральной оси пластины, вдоль которой были выполнены основные измерения. Результаты серии тарировочных экспериментов при течении потока без отрыва подтвердили эти выводы, при этом результаты измерений коэффициентов теплоотдачи с точностью до 5 % совпали со стандартными зависимостями для турбулентного пограничного слоя на гладкой пластине.

**Результаты измерений и их обсуждение.** Распределение коэффициента теплоотдачи вдоль обтекаемой пластины представлено на рис. 1. Координата  $x = 0$  соответствует месту установки преграды. Коэффициент теплоотдачи определялся по разности температур стенки и ядра потока:

$$\alpha = q_w / (T_w - T_0). \quad (1)$$

Для сравнения на рис. 1 представлены результаты экспериментов без отрыва потока (гладкая пластина без преграды).

Уменьшение высоты преграды приводит к увеличению максимума теплоотдачи (исключение составляют данные для уступа высотой  $H = 30$  мм, когда оказывает влияние относительная ширина канала  $W/H < 10$ ). При этом максимум сдвигается в сторону преграды. Отметим, что в случае уступа протяженность рециркуляционной зоны уменьшается более интенсивно, а сам максимум теплоотдачи выражен более отчетливо. Максимум теплоотдачи при отрыве потока за ребром (рис. 1, б) значительно смещен вниз по потоку от точки отрыва.

Сказанное выше соответствует результатам исследования структуры отрывного течения за уступом и ребром.

При обтекании уступа (рис. 1, а) в релаксационной зоне происходит быстрое восстановление пограничного слоя до равновесного состояния (за исключением эксперимента при высоте уступа  $H = 30$  мм) и значение коэффициента теплоотдачи совпадает с результатами измерения на пластине. При обтекании ребра (рис. 1, б) такой картины не наблюдается и зона релаксации является более протяженной.

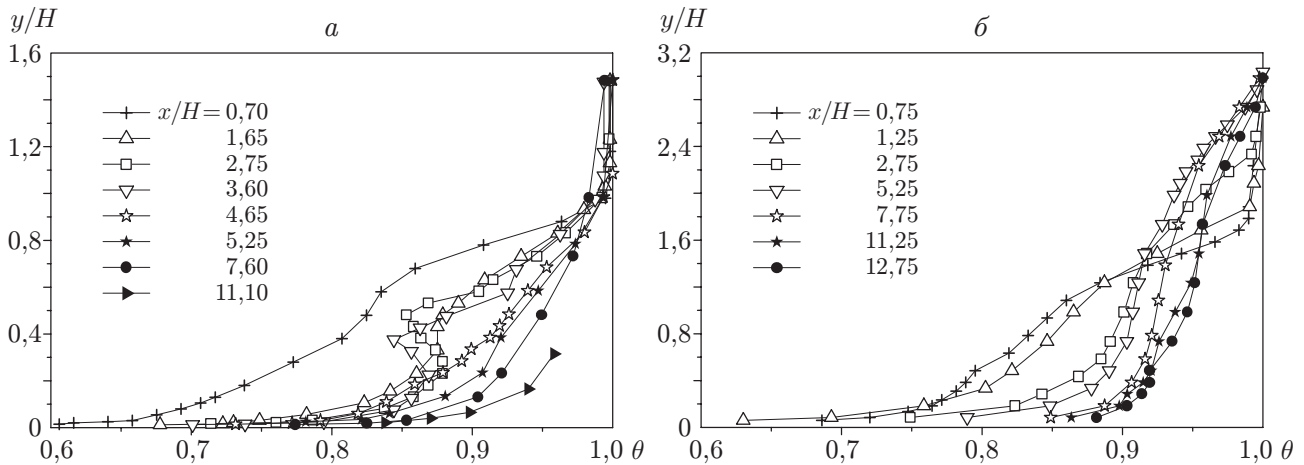


Рис. 2. Профили безразмерной температуры за уступом (а) и ребром (б) высотой 20 мм

Несмотря на существенное различие структур течения за уступом и ребром, а также давлений в области рециркуляции (см. рис. 4 в [1]), максимальные значения коэффициента теплоотдачи примерно одинаковы (рис. 1). Это можно объяснить взаимовлиянием процессов переноса крупномасштабных структур, более ярко выраженных в случае течения за ребром, а именно интенсификацией теплообмена, с одной стороны, и увеличением толщины пограничного слоя, ослабляющим теплообмен, — с другой. Распределения температуры в виде  $\theta = (T - T_w)/(T_0 - T_w) = f(y/H)$ , представленные на рис. 2, подтверждают сделанное заключение. Действительно, если в опытах с уступом (рис. 2,а) толщина теплового пограничного слоя и высота преграды практически одинаковы, то для ребра (рис. 2,б) тепловой слой более чем в три раза толще. Из рис. 2 следует, что основное термическое сопротивление, особенно для уступа, сосредоточено вблизи стенки. Исключение составляют профили, измеренные в рециркуляционной зоне непосредственно за точкой отрыва пограничного слоя.

При обтекании уступа в слое смешения четко выражен минимум температур, обусловленный вихревым переносом нагретых объемов жидкости от стенки при развороте потока между основным и вторичным вихрями. При обтекании ребра из-за более толстого слоя смешения этот минимум выражен слабее. За точкой присоединения вниз по течению происходит постепенное восстановление температурного профиля до типичного распределения температуры в турбулентном пограничном слое.

Профили температуры, обработанные с использованием универсальных координат, показаны на рис. 3. Поскольку в экспериментах поверхностное трение не измерялось, при обработке результатов в качестве характерного параметра был принят тепловой аналог скорости трения  $\theta^* = (T_0 - T_w)\sqrt{St}$  ( $St$  — число Стэнтона). На рис. 3

$$\varphi = \frac{T - T_w}{T_0 - T_w} \frac{1}{\sqrt{St}}, \quad \eta = yU_0 \frac{\sqrt{St}}{\nu}.$$

Линии 1, 2 соответствуют распределению температуры в ламинарном подслое и турбулентном ядре пограничного слоя:

$$\varphi = \eta, \quad \varphi = 2,5 \ln \eta + 5,5. \quad (2)$$

Из рис. 3 следует, что измеренные профили температуры как для уступа, так и для ребра существенно отличаются от стандартного распределения, что свидетельствует о различии механизмов переноса тепла в турбулентном ядре и в буферной и ламинарной зонах. Экспериментальные точки расположены существенно ниже кривых зависимостей (2),

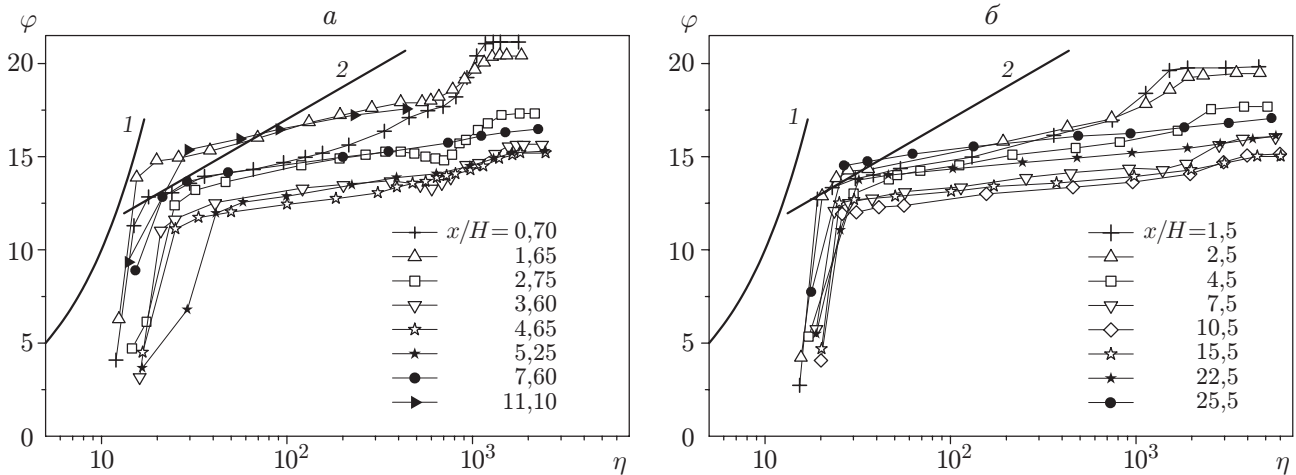


Рис. 3. Профили температуры в универсальных координатах за уступом высотой 20 мм (а) и ребром высотой 10 мм (б):  
1 — распределение температуры в ламинарном подслое, 2 — то же в турбулентном ядре

и наблюдается достаточно сильный разброс данных для различных значений  $x/H$ . Угол наклона линий, аппроксимирующих экспериментальные данные, в логарифмической области существенно меньше, чем в стандартном пограничном слое, что свидетельствует об ослаблении обменных процессов в турбулентном ядре при наличии отрыва потока. Тем не менее логарифмический участок профиля температуры отрывного течения существует, что может иметь большое значение при разработке соответствующих моделей турбулентного переноса.

При срыве потока с кромки уступа (рис. 3,а) на больших расстояниях от места отрыва наблюдается тенденция восстановления равновесного профиля температуры, и в области турбулентного ядра экспериментальные точки приближаются к зависимости для стандартного пограничного слоя. В области следа различия сохраняются, что свидетельствует о сильном влиянии слоя смешения, образующегося при отрыве, на распределение температуры.

**Обобщение экспериментальных данных по теплоотдаче отрывного потока.** Наиболее важными характеристиками теплообмена отрывного потока являются максимальное значение теплоотдачи и координата максимума. Поэтому в большинстве существующих методов, основанных на эмпирическом обобщении данных по теплообмену [10–12, 19–21, 24], эти параметры используются в качестве масштаба.

На рис. 4 в безразмерном виде представлено большинство имеющихся в литературе данных по теплоотдаче за уступом и ребром, а также данные настоящей работы ( $x_{\alpha_{\max}}$  — координата максимума теплоотдачи;  $\delta$  — толщина пограничного слоя). В окрестности точки отрыва ( $-0,5 \leq (x - x_{\max})/x_{\max} \leq 0,5$ ) результаты экспериментов, полученные в широком диапазоне чисел Рейнольдса и высот уступов, достаточно близки. Большое различие имеет место в зоне рециркуляции, где оказывают влияние вторичные (существенно трехмерные) вихревые течения вблизи основания преграды. Различие опытных данных наблюдается и в области релаксации, однако здесь оно не превышает  $20 \div 30$  %.

Зависимость максимального числа Нуссельта ( $Nu_{\max} = \alpha_{\max}L/\lambda$ , где  $\lambda$  — теплопроводность) за уступом и ребром от числа Рейнольдса ( $Re_L = U_0L/\nu$ ) представлена на рис. 5. В качестве линейного масштаба использовалось расстояние от точки отрыва до точки присоединения, рассчитанное по формуле  $L = \sqrt{H^2 + x_{\alpha_{\max}}^2}$ . Скорость  $U_0$  задавалась непосредственно над уступом и ребром. Для сравнения на рис. 5 представлены результаты

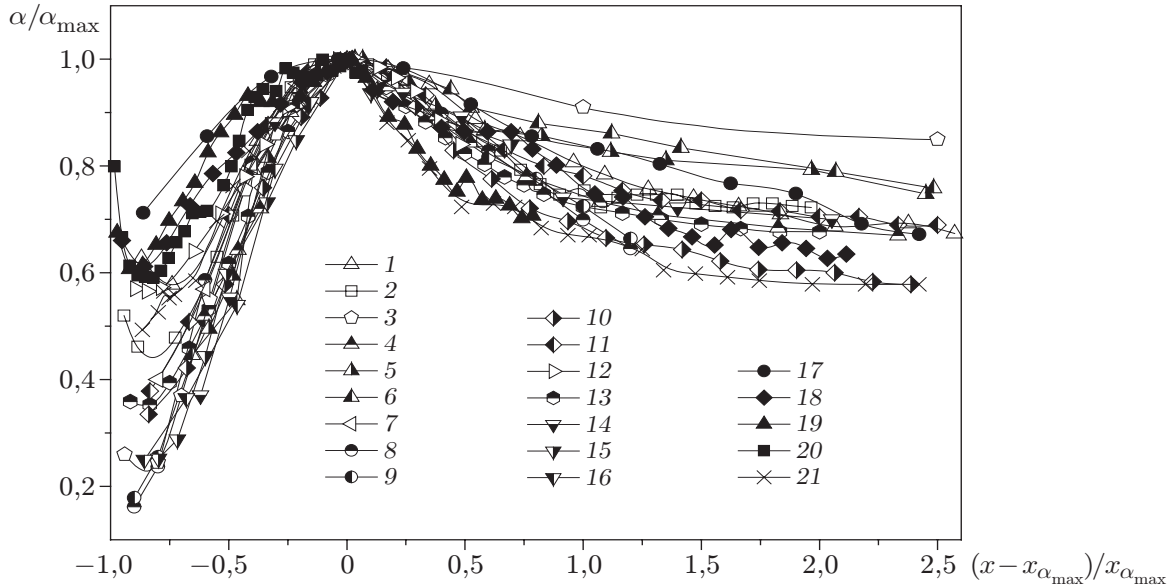


Рис. 4. Распределение коэффициента теплоотдачи за уступом (1–16) и ребром (17–21) различной высоты:

1 —  $H = 10$  мм; 2 —  $H = 20$  мм; 3 —  $H = 3,3$  мм [23]; 4–6 —  $H = 4,8$  мм [10] (4 —  $Re = 35\,400$ , 5 —  $Re = 56\,800$ , 6 —  $Re = 87\,700$ ); 7 —  $H = 25,4$  мм [6]; 8, 9 — данные [25] (8 —  $Re = 626,78$ , 9 —  $Re = 1728,4$ ); 10, 11 —  $H = 38$  мм [8] (10 —  $\delta/H = 0,15$ , 11 —  $\delta/H = 1,1$ ); 12 —  $H = 42$  мм [13]; 13 —  $H = 50$  мм [17]; 14 —  $H = 25$  мм [26]; 15 —  $H = 50$  мм [26]; 16 —  $H = 100$  мм [26]; 17 —  $H = 3$  мм; 18 —  $H = 6$  мм; 19 —  $H = 10$  мм; 20 —  $H = 20$  мм; 21 —  $H = 15$  мм [19]

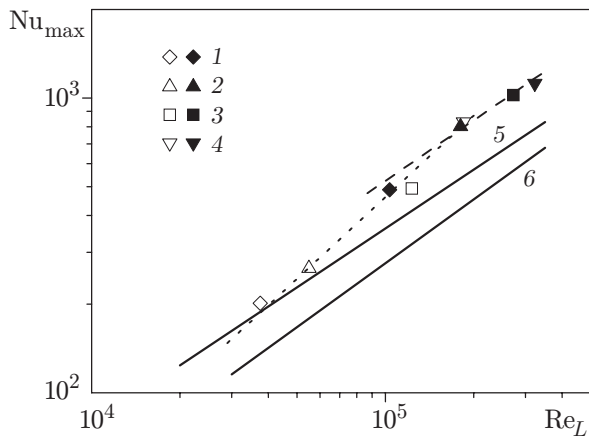


Рис. 5. Максимальное число Нуссельта за уступом (светлые точки) и ребром (темные точки):

1 —  $H = 6$  мм; 2 —  $H = 10$  мм; 3 —  $H = 20$  мм; 4 —  $H = 30$  мм; 5, 6 — результаты расчетов по эмпирическим формулам (5 —  $Nu_L = 0,192 Re_L^{0,665} Pr^{1/3}$ , 6 —  $Nu_L = 0,0803 Re_L^{0,72} Pr^{0,43}$ )

расчетов по эмпирическим формулам из работы [11]:

$$Nu_L = 0,0803 Re_L^{0,72} Pr^{0,43}$$

и работы [12]:

$$Nu_L = 0,192 Re_L^{0,665} Pr^{1/3} \tag{3}$$

( $Pr$  — число Прандтля).

Необходимо отметить, что в формуле (3) число Рейнольдса рассчитывается по скорости вдоль внешней границы отрывного сдвигового слоя, которая для градиентных потоков отличается от скорости внешнего потока перед преградой и в некоторой мере характеризует различие параметров отрывного течения за уступом и ребром.

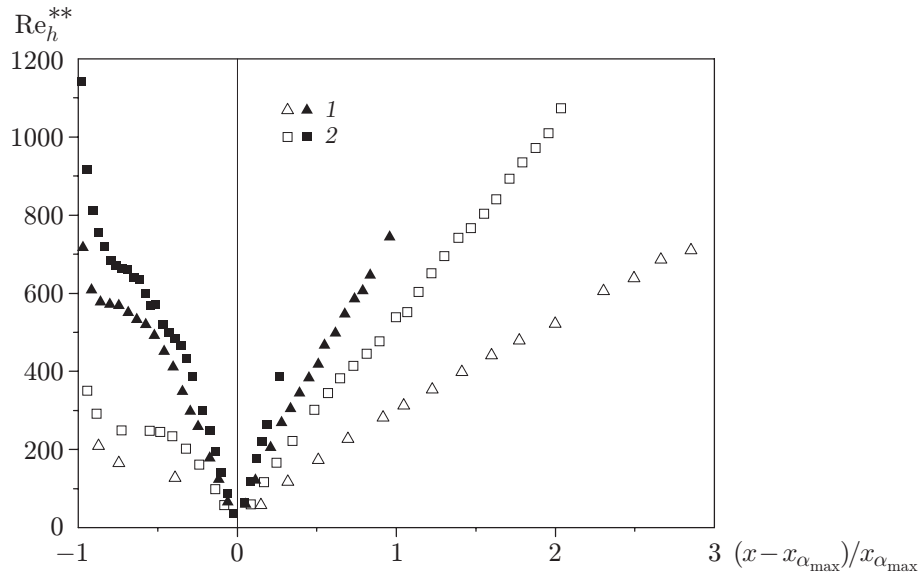


Рис. 6. Распределение теплового числа Рейнольдса за уступом (светлые точки) и ребром (темные точки) вверх и вниз по потоку от положения максимума теплоотдачи:

1 —  $H = 10$  мм; 2 —  $H = 20$  мм

Из рис. 5 следует, что экспериментальные данные для уступа при малых числах Рейнольдса хорошо согласуются с результатами расчетов по эмпирической формуле (3); для ребер различие более существенное, а распределение  $Nu_{\max}$  больше соответствует турбулентному характеру течения.

В работах [5, 11, 27] предложен перспективный подход к анализу теплообмена в отрывных потоках, основанный на независимом рассмотрении рециркуляционного и релаксационного потоков. Полагается, что в точке присоединения толщина пограничного слоя равна нулю и от нее вверх и вниз по течению развиваются пограничные слои, которые могут быть описаны с использованием соотношений теории пограничного слоя.

На рис. 6 показано распределение по оси  $x$  числа Рейнольдса, рассчитанного по толщине потери энергии. В опытах тепловое число Рейнольдса определялось по соотношению, полученному из решения интегрального уравнения энергии для случая  $q_w = \text{const}$ :

$$Re_h^{**} = \frac{q_w}{\Delta T c_p \mu} x \quad (4)$$

( $c_p$  — теплоемкость;  $\mu$  — динамическая вязкость).

На первом этапе анализа значения  $Re_h^{**}$  рассчитывались по параметрам внешнего потока, поэтому температурный перепад определялся как  $\Delta T = T_w - T_0$ . Координата  $x$  в выражении (4) отсчитывалась от точки максимума теплообмена вверх по течению (отрицательные значения  $x$  соответствуют зоне рециркуляции) и вниз по течению (положительные значения  $x$  соответствуют зоне релаксации).

Данные на рис. 6 необходимо анализировать совместно с распределениями коэффициента теплоотдачи (см. рис. 1). При отрыве потока за уступом вследствие малой протяженности вихревой зоны тепловое число Рейнольдса вблизи основания преграды не превышает значения  $Re_h^{**} \approx 300$ , характерного для ламинарно-турбулентного перехода на пластине. Для ребер число Рейнольдса достигает значений  $Re_h^{**} > 1000$ , что соответствует развитому турбулентному тепловому слою (см. рис. 6).



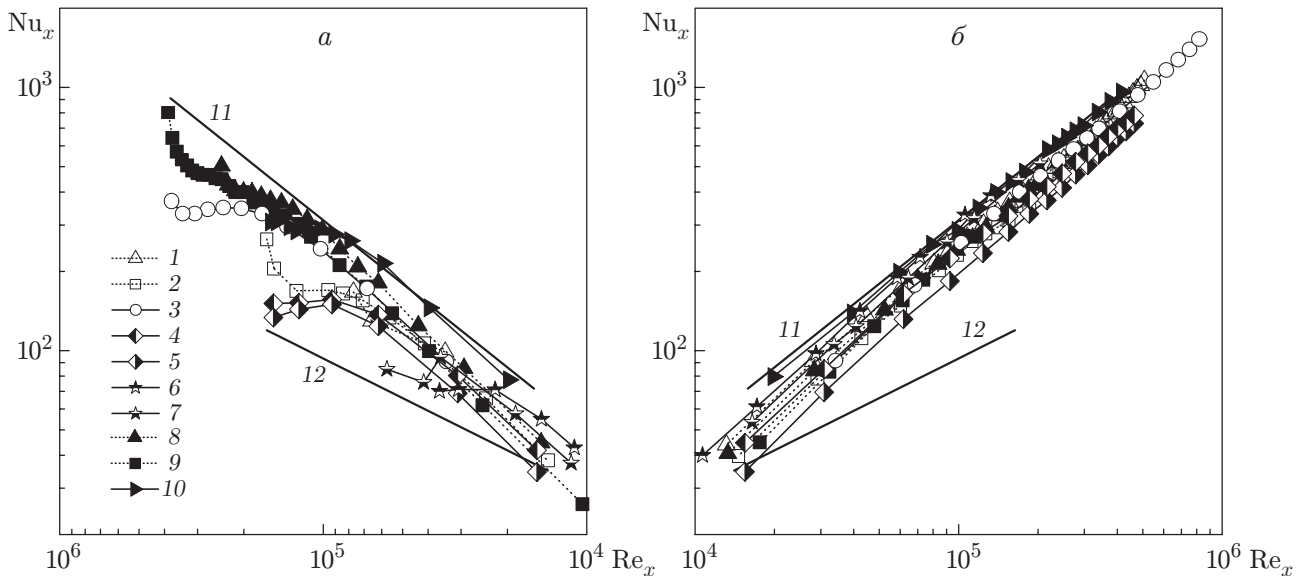


Рис. 7. Теплоотдача за уступом (1–7) и ребром (8–10) в рециркуляционной (а) и релаксационной (б) зонах:

1, 8 —  $H = 10$  мм; 2, 9 —  $H = 20$  мм; 3 —  $H = 50$  мм [17]; 4, 5 —  $H = 38$  мм [8] (4 —  $\delta/H = 0,15$ , 5 —  $\delta/H = 1,1$ ); 6, 7 —  $H = 5$  мм [10] (6 —  $U_0 = 25,8$  м/с, 7 —  $U_0 = 39,8$  м/с); 10 —  $H = 15$  мм [19]; 11, 12 — расчетные зависимости (11 —  $Nu_x = 0,036 Re_x^{0,8} Pr^{0,4}$ , 12 —  $Nu_x = 0,332 Re_x^{0,5} Pr^{1/3}$ )

Линейный масштаб отрывной зоны оказывает определяющее влияние и на распределение теплового числа Рейнольдса в области релаксации. За уступом большой высоты тепловой слой на участке измерения успевает развиваться ( $Re_h^{**} \approx 1000$ ), для ребер этого не наблюдается.

Результаты обработки экспериментальных данных по коэффициенту теплоотдачи приведены на рис. 7. Как и на рис. 6, координата  $x$  отсчитывалась от положения максимума теплоотдачи. Коэффициент теплоотдачи рассчитывался по разности температур стенки и ядра потока (см. формулу (1)), а число Рейнольдса  $Re_x$  — по скорости невозмущенного потока над преградой. Для сравнения на рис. 7 приведены расчетные зависимости, соответствующие теплообмену в стандартном ламинарном и турбулентном пограничных слоях.

Несмотря на значительный разброс опытных данных, возможные причины которого обсуждались выше, в релаксационной области они обобщаются зависимостью, характерной для турбулентного режима течения. Большинство опытных данных с разбросом, не превышающим 20 %, соответствуют закону теплообмена в стандартном турбулентном безотрывном потоке  $Nu_x = 0,036 Re_x^{0,8} Pr^{0,4}$ .

В рециркуляционной зоне (рис. 7, а) ситуация сложнее. Экспериментальные точки располагаются между линиями, соответствующими ламинарному и турбулентному теплообмену. Поэтому в такой интерпретации сложно судить о характере течения.

Ситуация осложняется также тем, что примененная при построении графиков на рис. 7 методика обработки данных с использованием параметров внешнего течения не учитывает особенности вихревого возвратного течения в зоне рециркуляции. В данной области от точки присоединения развивается пограничный слой, течение в котором аналогично течению в пристенной затопленной струе. Поэтому экспериментальные данные в этой области обработаны с использованием параметров на границе пристенной области, где скорость



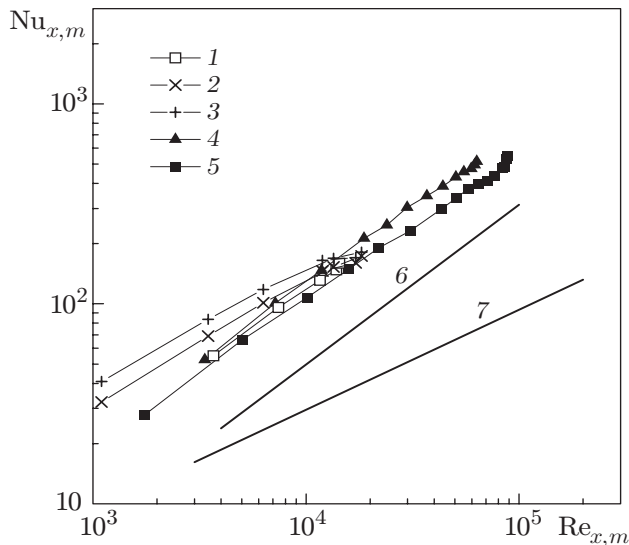


Рис. 8. Обобщение данных по теплообмену за уступом (1–3) и ребром (4, 5) в рециркуляционной зоне с использованием параметров пристенного течения:

1, 5 —  $H = 20$  мм; 2, 3 —  $H = 38$  мм [8] (2 —  $\delta/H = 0,15$ , 3 —  $\delta/H = 1,1$ ); 4 —  $H = 10$  мм; 6, 7 — расчетные зависимости (6 —  $Nu_x = 0,036 Re_x^{0,8} Pr^{0,4}$ , 7 —  $Nu_x = 0,332 Re_x^{0,5} Pr^{1/3}$ )

возвратного течения достигает максимального значения. Подобным методом в работе [11] обработаны экспериментальные данные для тепловой задачи, а в работе [28] — для динамической.

Результаты обработки данных для рециркуляционной области указанным методом представлены на рис. 8. Число Рейнольдса определялось по максимальной скорости возвратного пристенного течения ( $Re_{x,m} = U_{\max}x/\nu$ ), а коэффициент теплоотдачи рассчитывался по разности температуры стенки и температуры в сечении, соответствующем максимальной скорости:  $\alpha_m = q_w/(T_w - T_{\max})$ . На рис. 8  $Nu_{x,m} = \alpha_m x/\lambda$ .

Из рис. 8 следует, что экспериментальные данные в такой интерпретации не совпадают с зависимостями для ламинарного и турбулентного режимов течения в пограничном слое, хотя угол наклона кривой зависимости  $Nu_{x,m}(Re_{x,m})$  больше соответствует турбулентному закону теплообмена. Этот вывод противоречит данным работы [28], в которой для поверхностного трения отмечено хорошее согласие с зависимостью для ламинарного режима обтекания. Одной из основных причин ламинаризации течения, по мнению авторов [28], является сильное влияние стабилизирующего продольного ускорения потока. Оценки показывают, что в условиях настоящих экспериментов значение параметра ускорения на порядок превышает критическое значение, однако ламинаризации теплообмена при этом не наблюдается. Этот интересный и важный факт, возможно, связан с высоким уровнем турбулентности в слое смешения и требует более детального исследования.

**Интенсификация и снижение теплообмена за уступом и ребром.** Для решения практических задач важно определить степень интенсификации или, наоборот, снижения теплообмена при отрыве потока за преградами различной высоты. С этой целью все полученные опытные данные были представлены в виде отношения средних коэффициентов теплоотдачи при наличии отрыва за препятствием и в его отсутствие (гладкая пластина). Результаты обработки представлены на рис. 9. Видно, что лишь на расстоянии, равном  $10 \div 20$  высотам препятствия, теплообмен восстанавливается до уровня, соответствующего обтеканию пластины безотрывным потоком. Интенсифицирующее воздействие ребра проявляется при  $x/H \geq 10 \div 20$  (максимальное значение  $\bar{\alpha}/\bar{\alpha}_{\text{пл}} \approx 1,15$ ). Эти результаты получены для ребер малой высоты ( $H = 6, 10$  мм). В экспериментах с более высокими ребрами длина канала была недостаточной для определения максимального значения коэффициента теплоотдачи. Однако очевидно, что такие ребра не могут выполнять роль интенсификаторов теплообмена в силу большой протяженности зоны пониженной теплоотдачи.

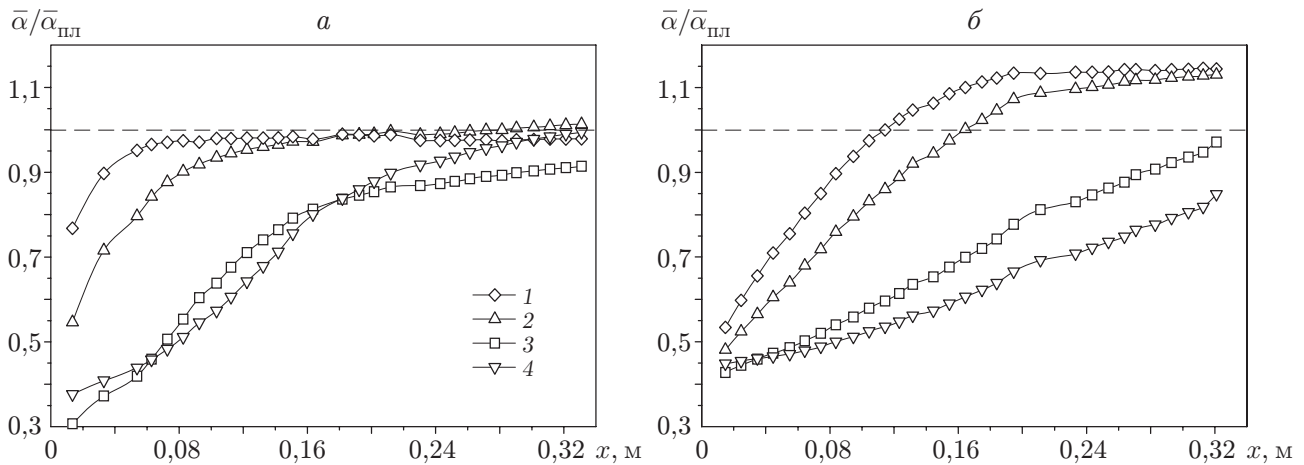


Рис. 9. Влияние уступа (а) и ребра (б) на средний коэффициент теплоотдачи:

1 —  $H = 6$  мм; 2 —  $H = 10$  мм; 3 —  $H = 20$  мм; 4 —  $H = 30$  мм

**Закключение.** Проведен сопоставительный анализ экспериментальных данных по теплообмену в отрывном течении за уступами и ребрами различной высоты. Показано, что с уменьшением высоты преграды максимум теплоотдачи за уступом увеличивается более существенно, чем за ребром. Профиль температуры за уступом в рециркуляционной зоне имеет ярко выраженный излом. Экспериментальные данные по теплообмену в отрывной зоне, обработанные с использованием параметров на внутренней границе основного вихря, подчиняются закономерности для турбулентного течения. Исключение составляют данные для вторичной вихревой зоны. Интенсификаторами теплообмена служат только ребра высотой менее 10 мм.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Терехов В. И., Ярыгина Н. И., Жданов Р. Ф. Особенности течения и теплообмена при отрыве турбулентного потока за уступом и ребром. 1. Структура течения // ПМТФ. 2002. Т. 43, № 6. С. 126–133.
2. Симпсон Р. Л. Обзор некоторых явлений, возникающих при отрыве турбулентного потока // Теорет. основы инж. расчетов. 1981. Т. 103, № 4. С. 131–149.
3. Итон Д. К., Джонсон Д. П. Обзор исследований дозвуковых турбулентных присоединяющихся течений // Ракет. техника и космонавтика. 1981. Т. 19, № 10. С. 7–19.
4. Шляжас Р. Б. Турбулентный перенос импульса и тепла в пограничном слое за препятствием: Дис. ... канд. техн. наук. Каунас: Ин-т физ.-техн. пробл. энергетики, 1984.
5. Терехов В. И. Отрывные течения: механизмы формирования и возможности управления теплообменом // Физические основы экспериментального и математического моделирования процессов газодинамики и тепломассообмена в энергетических установках. М.: Моск. энерг. ин-т, 2001. Т. 1. С. 15–20.
6. Себан Р. А. Теплоотдача в турбулентном сорванном потоке воздуха за уступом в поверхности пластины // Теплопередача. Сер. С. 1964. Т. 86, № 2. С. 154–161.
7. Филетти Е. Г., Кейс В. М. Теплообмен в областях отрыва, присоединения и развития потока за двойным уступом на выходе в плоский канал // Теплопередача. Сер. С. 1967. Т. 89, № 2. С. 51–57.
8. Vogel J. C., Eaton J. K. Combined heat transfer and fluid dynamic measurements downstream of a backward-facing step // Trans. ASME. J. Heat Transfer. 1985. V. 107, N 4. P. 922–929.

9. **Кталхерман М. Г.** Теплоотдача к пластине за препятствием // ПМТФ. 1966. № 5. С. 130–133.
10. **Комаров П. Л., Поляков А. Ф.** Исследование характеристик турбулентности и теплообмена за обратным уступом в щелевом канале. М., 1996. (Препр. / РАН. Ин-т высоких температур; № 2-396).
11. **Леонтьев А. И., Ивин В. И., Грехов Л. В.** Полуэмпирический способ оценки уровня теплообмена за точкой отрыва пограничного слоя // Инж.-физ. журн. 1984. Т. 47, № 4. С. 543–550.
12. **Ota T., Nishiyama H.** A correlation of maximum turbulent heat transfer coefficient in reattachment flow region // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1987. V. 30, N 6. P. 1193–1200.
13. **Алемасов В. Е., Глебов Г. А., Козлов А. П.** Термоанемометрические методы исследования отрывных течений. Казань: Казан. филиал АН СССР, 1989.
14. **Kasagi N., Hirata M., Hiraoka H.** Transport mechanism in separated flow around a downward step // Proc. of the 14th Nat. heat transfer symp. of Japan. Tokyo: Univ. of Tokyo Press, 1977. P. 76–78.
15. **Kawamura T., Tanaka S., Mabuchi I., Kumada M.** Temporal and spatial characteristics of heat transfer at the reattachment region of a backward-facing step // Experiment. Heat Transfer. 1987/1988. V. 1. P. 299–313.
16. **Бон Дж. В., Хоффман М. А., Лондер Б. Е. и др.** Измерения теплоотдачи, температуры и скорости после внезапного расширения в круглой трубе при постоянной температуре стенки // Современ. машиностроение. Сер. А. 1990. № 8. С. 30–37.
17. **Ota T., Sugawara Y.** Turbulent heat transfer on the separated and reattached flow around an inclined downward step // Proc. of the 10th Intern. heat transfer conf., Brighton, UK, 14–18 Aug. 1994. London: IChemE, 1994. V. 3. P. 113–118.
18. **Ота Т., Кон Н.** Теплообмен в областях отрыва и последующего присоединения течения при обтекании плоской пластины с затупленной передней кромкой // Теплопередача. Сер. С. 1974. Т. 96, № 4. С. 29–32.
19. **Дыбан Е. Р., Эпик Э. Я., Юшина Л. Е.** Теплообмен на продольно обтекаемой пластине при наличии отрыва и турбулизации внешнего потока // Пром. теплотехника. 1995. Т. 17, № 1/3. С. 3–12.
20. **Sparrow E. M., Kang S. S., Chuck W.** Relation between the points of flow reattachment and maximum heat transfer for region of flow separation // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1987. V. 30, N 7. P. 1237–1246.
21. **Секи Н., Фукусако С., Хирата Т.** Турбулентные пульсации и теплообмен при течении с отрывом за двойным уступом на входе в расширяющийся плоский канал // Теплопередача. Сер. С. 1976. Т. 98, № 4. С. 60–65.
22. **Земаник П. П., Дугалл Р. С.** Местный теплообмен за участком резкого расширения круглого канала // Теплопередача. Сер. С. 1970. Т. 92, № 1. С. 54–62.
23. **Цзоу Ф. К., Чжэнь Ш., Онг В.** Исследование гидродинамики и теплоотдачи на начальном этапе развития течения за обратным уступом // Современ. машиностроение. Сер. А. 1991. № 10. С. 25–32.
24. **Пядишюс А., Шланчяускас А.** Турбулентный теплоперенос в пристенных слоях. Вильнюс: Мокслас, 1987.
25. **Aung W., Goldstein R. J.** Heat transfer in turbulent separated flow downstream of a rearward-facing step // Israel J. Tech. 1972. V. 10. P. 35–41.
26. **Солнцев В. П., Крюков В. Н., Матвеев И. А.** Исследование теплообмена в зоне отрыва за плоским уступом // Основы теплопередачи в авиационной и ракетно-космической технике. М.: Машиностроение, 1975. С. 513–518.

27. Терехов В. И., Ярыгина Н. И., Жданов Р. Ф. Влияние высокой турбулентности и геометрии преграды на структуру и тепловые характеристики отрывного течения // Материалы докл. Рос. нац. симп. по энергетике, Казань, 10–14 сент. 2001 г. Казань: Казан. гос. энерг. ун-т, 2001. Т. 1. С. 417–421.
28. Адамс Э. В., Джонсон Дж. П. Структура течения в пристеночной зоне отрывного течения // Аэрокосм. техника. 1989. № 5. С. 3–13.

*Поступила в редакцию 5/1 2003 г.*

---