

УДК 536.24

Влияние тепловой предыстории на турбулентное отрывное течение при внезапном расширении трубы*

В.И. Терехов, Т.В. Богатко

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

E-mail: terekhov@itp.nsc.ru

Представлены результаты численного исследования влияния толщины теплового пограничного слоя перед внезапным расширением круглой трубы на турбулентный перенос в зоне отрыва, присоединения и релаксации течения. Перед отрывом потока течение было гидродинамически стабилизированным, а тепловой слой перед расширением при этом мог изменять свою толщину в максимально возможных пределах: от нуля до половины диаметра трубы. Число Рейнольдса изменялось в диапазоне от $6,7 \cdot 10^3$ до $1,33 \cdot 10^5$. Установлено, что рост толщины теплового слоя приводит к снижению интенсивности теплообмена в отрывной области и удалению координаты максимальной теплоотдачи от места расширения трубы. Дана обобщающая зависимость для максимального числа Нуссельта при вариации толщины теплового слоя. Сопоставление с опытными данными [1] подтвердило основные тенденции поведения процессов тепломассопереноса в отрывных потоках за ступенькой с различной тепловой предысторией.

Ключевые слова: внезапное расширение трубы, турбулентный отрыв потока, тепловая предыстория.

ВВЕДЕНИЕ

Внезапное расширение в трубе или отрывное течение за обратной ступенькой являются предметами многочисленных экспериментальных и теоретических исследований [1–10]. Интерес к этой проблеме, кроме важных практических приложений, обусловлен прежде всего тем, что данная задача является классической и наиболее изученной во всем широком спектре отрывных течений. Однако попытки обобщения имеющихся в литературе данных по таким определяющим течение и теплообмен в отрывной области параметрам, как протяженность отрывного пузыря, максимальное значение теплообмена и его и координата, не увенчались успехом [2, 7, 10]. В упомянутых работах показано, что сильное влияние на формирование отрыва оказывает предыстория течения и, в частности, толщина пограничного слоя перед отрывом.

Влияние динамической предыстории численно изучалось в работе [11] для отрыва ламинарного и в работе [12] для турбулентного потока за обратным уступом. Основным выводом этих работ является снижение теплообмена в отрывной

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 10-08-00105-а)

области (особенно сильное для ламинарного режима течения) по мере увеличения толщины динамического пограничного слоя. При этом координата точки присоединения X_R возрастает, а максимум теплоотдачи достигается заметно раньше присоединения пограничного слоя к поверхности $X_{Nu \max} < X_R$. Поведение координаты $X_{Nu \max}$ в зависимости от толщины пограничного слоя перед отрывом носит экстремальный характер с максимумом, имеющим место примерно при $\delta/S \approx 0,5$. Максимальный теплообмен достигается не в точке присоединения пограничного слоя, а значительно ближе к основанию уступа.

В то же время, немногочисленные данные по влиянию динамической предыстории на картину отрывного течения противоречивы. Так, в экспериментальных исследованиях [13, 14] показано, что с ростом толщины пограничного слоя перед отрывом размер зоны рециркуляционного течения существенно сокращается за счет быстрого нарастания ширины слоя смешения. Эти выводы находятся в противоречии с данными опытных работ [15, 16], где для турбулентного режима течения влияния толщины пограничного слоя не обнаружено, а при ламинарном и переходном отрывах потока продольный масштаб рециркуляционной зоны возрастает по мере увеличения толщины пограничного слоя [15].

Отсутствие даже качественного согласия данных различных авторов объясняется дополнительным влиянием на процесс вихреобразования различных возмущающих факторов, которые имеют место при отрыве потока в ограниченных каналах. Одним из основных является степень расширения канала, равная отношению площадей. Для трубы эта величина равна $ER = (D_2/D_1)^2$ и, соответственно, продольный градиент давления при изменении высоты уступа также будет изменяться и приводить к кардинальной перестройке течения и теплообмена [17].

Наличие большого числа возмущающих факторов, зачастую не контролируемых в эксперименте и информация по которым, как правило, не является полной, не позволило получить авторам работы [12] хорошей корреляции расчетных и опытных данных. Поэтому задача о влиянии предыстории на развитие отрывных потоков требует более детального изучения.

Влияние тепловой предыстории на теплоперенос при отрыве потока практически не изучалось. Имеется только одна работа [1], в которой проведено экспериментальное исследование массообмена в области отрывного течения за обратным уступом при вариации толщины диффузионного пограничного слоя в широких пределах $\delta/S = 0 \div 4$. В работе сделаны прямые сопоставления коэффициентов массоотдачи при отсутствии и наличии концентрационного слоя при неизменной аэродинамике отрывного потока. Показано, что тепловая предыстория оказывает наибольшее влияние в ламинарном и переходном режимах течения.

Настоящая работа является развитием численного исследования [12]. Все геометрические и динамические параметры задачи оставались такими же, как и в работе [12], а варьируемой величиной была толщина теплового слоя перед расширением трубы, которая изменялась в максимально возможных пределах — от равномерного до развитого профиля $\delta_t/R_1 = 0 \div 1$. Проанализировано поведение наиболее характерных тепловых параметров отрывного течения — максимума коэффициента теплоотдачи и его координаты от места внезапного расширения. Результаты численных расчетов сопоставляются с экспериментальными данными.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ. МЕТОДИКА РАСЧЕТА И ЕЕ ТЕСТИРОВАНИЕ

Схема расчетной области, представленная на рис. 1, полностью соответствовала работе [12]. Диаметр входной трубы равен $D_1 = 2 \cdot R_1 = 120$ мм, а ее длина X_0 варьировалась от 1340 до 2165 мм (в зависимости от Re), так что к месту расширения было сформировано гидродинамически развитое течение. Диаметр канала после

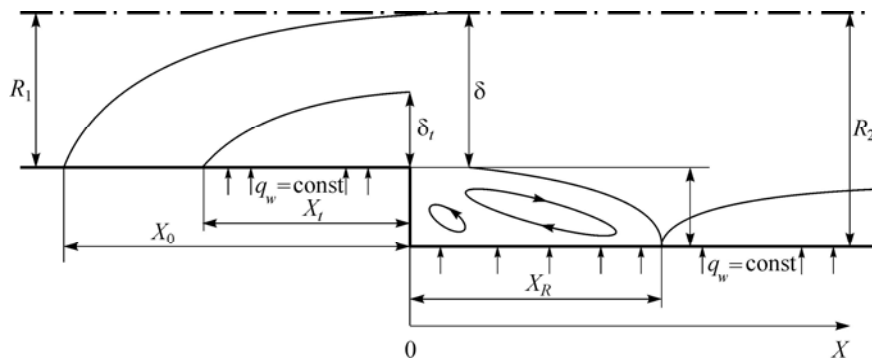


Рис. 1. Схема течения и теплообмена в трубе с внезапным расширением.

расширения составлял $D_2 = 2 \cdot R_2 = 160$ мм, а высота ступеньки равнялась $S = (D_2 - D_1)/2 = 20$ мм. Длина трубы после расширения была равна $L_2/S = 80$ калибров. Толщина теплового слоя δ_i перед отрывом варьировалась за счет изменения длины теплового участка X_i , на котором осуществлялся равномерный по длине теплопровод $q_w = \text{const}$. Такой же тепловой поток подводился к стенке и после расширения трубы. Число Рейнольдса в численном эксперименте изменялось в диапазоне $Re_{D1} = w_1 D_1 / \nu = 6,7 \cdot 10^3 \div 1,3 \cdot 10^5$.

В численных расчетах использовался RANS метод, реализованный в пакете программ Fluent-6.2. Опыт использования данного пакета для расчета отрывных течений [12, 18] показал, что лучшее совпадение с опытными данными дает модель переноса сдвиговых напряжений ($k-\omega$ SST [19]), как наиболее адекватно описывающая особенности процессов переноса в потоках с рециркуляцией [20].

Расчетная сетка была неравномерной со сгущением ко всем твердым поверхностям как до, так и после отрыва потока. Выбор оптимальных расчетных сеток показал, что результаты вычислений практически переставали зависеть от ее размеров при числе узлов 180×670 в радиальном и аксиальном направлениях. С использованием таких сеток были проведены расчетные исследования. Основной серией расчетов предшествовали тестовые, целью которых был выбор оптимального числа расчетных узлов и верификации модели с использованием экспериментальных и расчетных данных [21].

На входе в трубу задавалось равномерное распределение всех параметров — скорости, температуры и их флуктуаций. Температура воздуха на входе была равной $t_0 = 10$ °С, а значение теплового потока q_w подбиралось таким образом, чтобы максимальный перепад температур между потоком и стенкой не превышал ~ 40 °С. Для данных условий изменением теплофизических свойств в расчетах пренебрегалось. На выходе из трубы задавались нулевые производные для всех искомым величин.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ, ИХ ОБСУЖДЕНИЕ И СОПОСТАВЛЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

Предварительно проведенная серия расчетов показала, что изменение тепловой предыстории не сказывается на аэродинамике отрывного течения. Поэтому основное внимание было уделено анализу тепловых характеристик.

Влияние толщины теплового слоя δ_i/S перед расширением трубы на распределение локального числа Нуссельта $Nu_s = \dot{a}S/\lambda$ по длине трубы демонстрируется на рис. 2. На этом рисунке представлены данные для числа $Re_{D1} = 6,77 \cdot 10^4$. Отметим,

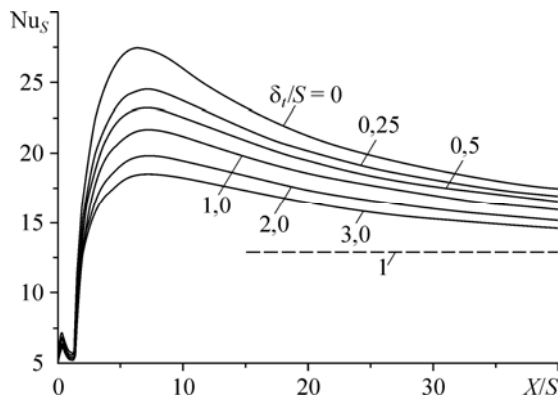


Рис. 2. Распределение коэффициента теплоотдачи на стенке трубы после внезапного расширения при различной тепловой предыстории.

Линия 1 — теплообмен для стабилизированного течения в трубе. $Re_{D1} = 6,77 \cdot 10^4$, $Nu_s = \dot{a}S/\lambda$.

что подобные распределения коэффициента теплоотдачи наблюдаются и при других числах Рейнольдса. Как видно, увеличение толщины теплового слоя приводит к снижению интенсивности теплообмена. Особенно сильное влияние наблюдается в области максимума числа $Nu_{max} = \dot{a}_{max} S/\lambda$, где превышение числа Нуссельта при отсутствующем ($\delta_t/R_1 = 0$) и при сомкнувшемся ($\delta_t/R_1 = 1$) тепловом слое составляет более 50 %. Далее вниз по течению от точки максимума, влияние тепловой предыстории ослабляется, но тем не менее оно сохраняется вплоть до выхода из трубы.

Снижение теплообмена по мере увеличения толщины теплового слоя объясняется расширением масштаба слоя смешения и, соответственно, уменьшением градиента температуры в пристенной области. Это наглядно демонстрируется на рис. 3, где представлены поперечные профили температур в области рециркуляционного течения ($X/S = 4$) при различных толщинах теплового слоя. Профили температур имеют характерный S-образный вид, обусловленный вихревым движением газа в этой области. Отметим, что данные рис. 2 и 3 получены для неизменной аэродинамики отрывного течения. Если при этом будет изменяться и динамическая предыстория, которая также оказывает влияние на теплоотдачу [12], то совместное воздействие динамической и тепловой предыстории может дать более ощутимый эффект.

Влияние относительной толщины потери энергии пограничного слоя δ_t^{**}/S перед расширением на максимальное значение числа Nu_{maxS} при вариации числа Рейнольдса показано на рис. 4. Данные, представленные в полупологарифмических

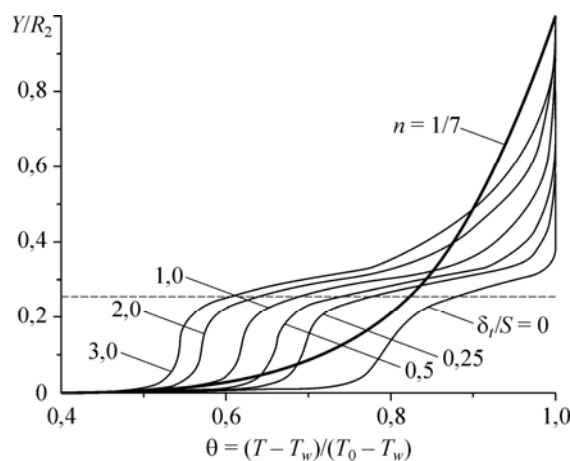


Рис. 3. Профили температуры в сечении $X = 80 \text{ мм} = 4S$ после расширения для различных δ_t .

Пунктирная линия — граница ступеньки. $Re_{D1} = 1,33 \cdot 10^3$.

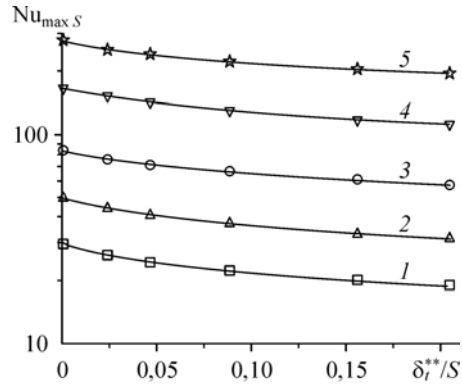
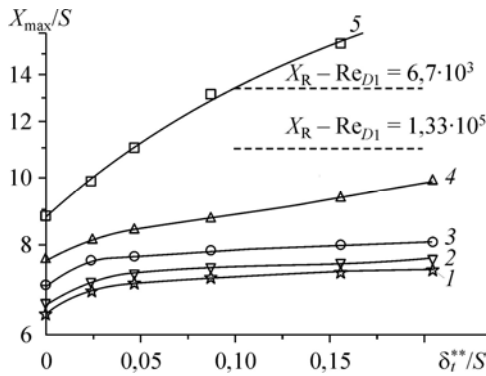
Рис. 4. Влияние толщины теплового пограничного слоя на максимальное число Нуссельта.

$Re_{D1} = 6,7 \cdot 10^3$ (1), $1,33 \cdot 10^4$ (2), $2,75 \cdot 10^4$ (3), $6,77 \cdot 10^4$ (4), $1,33 \cdot 10^5$ (5).

координатах, свидетельствуют о том, что изменение $Nu_{max,S}$ практически одинаково для всего диапазона чисел Рейнольдса. Это говорит о слабом влиянии числа Re_{D1} на особенности развития тепловой картины отрывного течения.

В то же время положение точки максимума теплоотдачи X_{max}/S не автомодельно по числу Рейнольдса. Этот вывод следует из рис. 5, где результаты расчета координаты X_{max}/S для различных предысторий δ_i^{**}/S говорят о различной скорости изменения положения точки максимума для различных чисел Рейнольдса. Общей тенденцией поведения местоположения максимальной теплоотдачи является ее удаление от места внезапного расширения трубы по мере увеличения толщины теплового слоя. Однако в области высоких чисел Рейнольдса, когда отрыв является турбулентным ($Re_{D1} > 10^4$), влияние тепловой предыстории невелико и составляет порядка одного калибра по высоте уступа. Для малых чисел Рейнольдса влияние толщины теплового пограничного слоя δ_i^{**}/S возрастает и, как это следует из рис. 5, для $Re_{D1} = 6700$ расстояние X_{max}/S возрастает более чем в два раза. В этом режиме число Рейнольдса рассчитано по высоте уступа $Re_S = w_2 S / \nu \approx 600$ и локальное отрывное течение может быть ламинарным. Согласно данным [22], ламинарный отрыв потока сопровождается сильным увеличением размеров циркуляционной области.

Координата максимума теплоотдачи с увеличением числа Рейнольдса снижается. Подобную тенденцию имеют данные по X_{max} и при изменении динамического пограничного слоя. Это следует из сопоставления полученных результатов с данными работы [12]. Так же, как и в указанной работе, координаты точки присоединения X_R и максимальной теплоотдачи не совпадают между собой, и наибольший теплообмен достигается при значительно меньших расстояниях от точки отрыва, чем происходит его присоединение. Координаты точки присоединения для двух предельных чисел Рейнольдса и полностью развитого динамического слоя показаны на рис. 5 пунктирными линиями.



Для обобщения расчетных данных по максимальной теплоотдаче были выбраны координаты, часто используемые при анализе отрывных течений в виде зависимости $Nu_{max,L} = f(Re_L)$. Здесь $Nu_{max,L} = \dot{a}_{max} L / \lambda$,

Рис. 5. Координата положения Nu_{max} в зависимости от толщины теплового пограничного слоя перед отрывом потока.

$Re_{D1} = 1,33 \cdot 10^5$ (1), $6,77 \cdot 10^4$ (2), $2,75 \cdot 10^4$ (3), $1,3 \cdot 10^4$ (4), $6,7 \cdot 10^3$ (5).

$Re_L = w_1 L / \nu$, а величина $L = \sqrt{s^2 + X_{\max}^2}$ — есть линейный масштаб, определяющий расстояние между точкой отрыва и координатой максимального значения коэффициента теплоотдачи. При использовании таких координат авторам работ [23, 24] удалось обобщить многочисленные опытные данные при отрыве потока за различными преградами.

Результаты обобщения расчетных данных при вариации толщины теплового слоя представлены на рис. 6. Анализ показал, что все результаты с погрешностью не более 5,7 % описываются корреляционным соотношением

$$Nu_{\max L} = 0,054 Re_L^{0,72} (1 - 0,7(\delta_t^{**} / S)^{0,75}). \quad (1)$$

Первый множитель в формуле (1) описывает поведение максимального числа Нуссельта при отсутствии теплового слоя перед отрывом потока. Это соотношение дает достаточно близкие к полученным в работе [24] результаты. Второй множитель в (1) отражает влияние тепловой предыстории на характеристики теплообмена в отрывной области.

Следует особо подчеркнуть, что формула (1) пригодна для оценок теплообмена только для гидродинамически развитого пограничного слоя перед отрывом потока в круглой трубе. В иных ситуациях, например, для развивающегося течения в трубе, задача требует отдельного исследования, и соотношение (1) подлежит корректировке.

Результаты численных расчетов сравнивались с опытными данными работы [1]. В этих экспериментах изучалась массоотдача при обтекании обратного уступа в прямоугольном канале для двух предельных случаев — при полном отсутствии диффузионного слоя перед отрывом, а также при наличии диффузионного слоя, развивающегося с входной кромки канала совместно с динамическим пограничным слоем. Такая постановка позволяла непосредственным образом определять влияние толщины концентрационного слоя на закономерности тепломассопереноса в отрывной области. Массоотдача в опытах [1] измерялась химическим методом, число Шмидта составляло $Sh = 0,616$. Вариация масштабного параметра δ_d / S осуществлялась, в отличие от настоящей работы, за счет изменения высоты уступа S . Из всех представленных в работе [1] данных выбирались те, которые соответствовали турбулентному режиму отрывного течения.

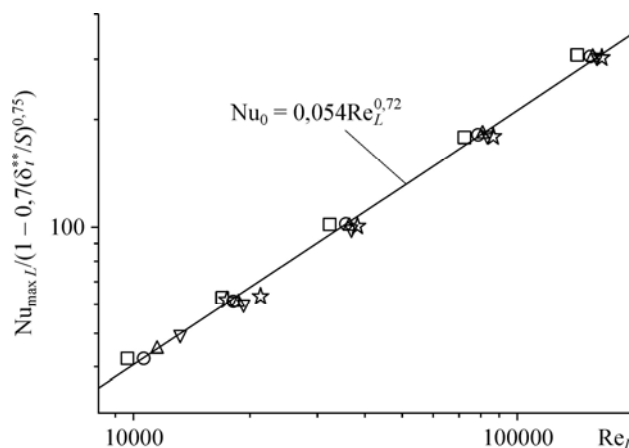


Рис. 6. Обобщение расчетных данных по максимальной теплоотдаче.

Точки — расчетные данные, линия — корреляционная формула (1).

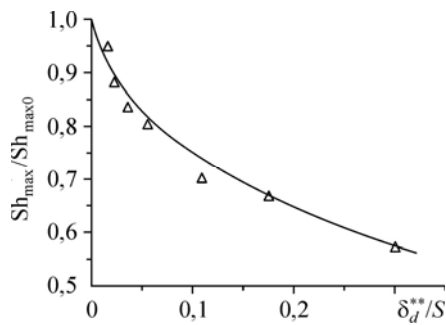


Рис. 7. Относительное значение максимального коэффициента теплоотдачи. Линия — расчет авторов, точки — эксперимент [1].

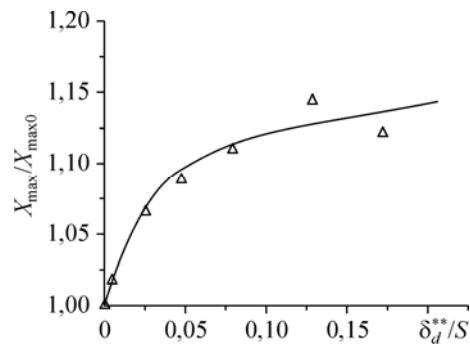


Рис. 8. Относительная координата положения максимального коэффициента теплоотдачи. Линия — расчет авторов, точки — эксперимент [1].

Сопоставление расчетных и экспериментальных максимальных значений коэффициентов теплообмена в форме их отношения при наличии предвключенного диффузионного (теплового) слоя и его отсутствия $Sh_{\max}/Sh_{\max 0}$ в зависимости от безразмерной толщины этого слоя δ_d^{**}/S показано на рис. 7. Точки на этом рисунке соответствуют эксперименту [1], линия — численному расчету отрывного течения для числа Рейнольдса, рассчитанного по длине предвключенного динамического и диффузионного (теплового) участков $Re_0 = 1,3 \cdot 10^6$.

Несмотря на имеющиеся отличия в постановках расчетной и экспериментальной задач, расчет, как это следует из рис. 7, правильно отражает поведение экспериментальных данных. При этом величина максимальной теплоотдачи за счет нарастающего теплового (диффузионного) слоя может снижаться при толстых пограничных слоях ($\delta_d/S > 3$) практически в два раза.

Результаты расчета координаты максимальной теплоотдачи также хорошо совпадают с экспериментальными данными. Этот вывод следует из рис. 8, где, по аналогии с рис. 7, расчетные и опытные данные представлены в безразмерных координатах $X_{\max}/X_{\max 0} \sim (\delta_d^{**}/S)$. Как отмечалось выше, при обсуждении рис. 5, тепловая предыстория весьма слабо сказывается на местоположении максимальной теплоотдачи. Наибольшее смещение точки максимума теплообмена от места отрыва за счет толщины теплового (диффузионного) слоя составляет порядка 15 %.

ВЫВОДЫ

1. Численное исследование влияния тепловой предыстории на теплоперенос при внезапном расширении трубы показало, что с увеличением толщины теплового слоя перед отрывом интенсивность теплообмена в области отрыва снижается. Отмечается подобие в изменении максимальной теплоотдачи в зависимости от толщины теплового слоя δ_t^{**}/S при вариации числа Рейнольдса в широких пределах $Re_{D1} = 6,7 \cdot 10^3 \div 1,33 \cdot 10^5$.

2. Рост толщины теплового слоя приводит к удалению координаты с максимальной теплоотдачей от точки отрыва. Для турбулентного режима течения это смещение невелико и составляет порядка ~ 15 %. При ламинарном режиме течения влияние теплового слоя на X_{\max}/S становится более ощутимым.

3. Результаты расчетов качественно согласуются с опытными данными [1] по влиянию концентрационного слоя на массоперенос. Причем соответствие наблюдается как для уровня максимальной теплоотдачи, так и его местоположения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Kottke V.** Influence of temperature and concentration boundary layers at separation on heat and mass transfer in separated flows // Proc. Int. Heat Transfer Conf., Munich. 1982. Vol. 3. P. 177–182. Paper FC32.
2. **Terekhov V.I., Yarygina N.I., Zhdanov R.F.** Heat transfer in turbulent separated flows in the presence of high free-stream turbulence // Inter. J. Heat Mass Transfer. 2003. Vol. 46. P. 4535–4551.
3. **Eaton J.K., Johnston J.P.** A review of research on subsonic turbulent flow reattachment // AIAA J. 1981. Vol. 19, No. 9. P. 1093–1100.
4. **Gooray A. M., Watkins C.B., Aung W.** Turbulent heat transfer computations for rearward-facing steps and sudden pipe expansions // J. Heat Transfer. 1985. Vol. 107, No. 1. P. 70–77.
5. **Baughn J.W., Hoffman M.A., Takahashi R.K., Launder B.E.** Local Heat Transfer Downstream of an Abrupt Expansion in a Circular Channel With Constant Wall Heat Flux // J. Heat Transfer. 1984. Vol. 106, No. 4. P. 789–796.
6. **Ota T.** A Survey of Heat Transfer in Separated and Reattached Flows // Appl. Mech. Rev. 2000. Vol. 53. P. 219.
7. **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.
8. **Krall K.M., Sparrow E.M.** Turbulent heat transfer in the separated, reattached, and redevelopment regions of a circular tube // J. Heat Transfer. 1966. Vol. 88, No. 1. P. 131–136.
9. **Zemanick P.P., Dougall R.S.** Local heat transfer downstream of abrupt circular channel expansion // J. Heat Transfer. 1970. Vol. 92, No. 1. P. 53–60.
10. **Adams E.W., Johnston J.P.** Effect of separating shear layer on the reattachment flow structure. Pt. 2: Reattachment length and wall shear stress // Exp. in Fluids. 1988. Vol. 6, No. 7. P. 493–499.
11. **Батенко С.Р., Терехов В.И.** Влияние динамической предыстории потока на аэродинамику отрывного течения за обратным прямоугольным уступом // ПМТФ. 2002. Т. 43, № 6. С. 84–92.
12. **Терехов В.И., Богатко Т.В.** Влияние толщины пограничного слоя перед отрывом потока на аэродинамические характеристики и теплообмен за внезапным расширением в круглой трубе // Теплофизика и аэромеханика. 2008. Т. 15, № 1. С. 99–106.
13. **Etheridge D.W., Kemp P.H.** Measurements of turbulent flow downstream of a rear warding-facing step // J. Fluid Mech. 1978. Vol. 86, pt. 3. P. 545–566.
14. **Eaton J.K., Johnston J.P., Jeans A.N.** Measurements in a reattaching turbulent shear layer // Proc. of the 2nd Symp. of turb. Shear Flows, London. 1979.
15. **Adams E.W., Johnston J.P.** Effects of the separating shear layer on the reattachment flow structure. Pt. 2: Reattachment length and wall shear stress // Exp. in Fluids. 1988. Vol. 6, № 7. P. 493–499.
16. **Narayanan M.A.B., Khadgi Y.N., Viswanath P.** Similarities in Pressure Distribution in Separated Flow behind Backward-Facing Steps // Aeronautical Quarterly. 1974. Vol. 25. P. 305–312.
17. **Amano R.S., Jensen M.K., Goel P.** A numerical and experimental investigation of turbulent heat transport downstream from an abrupt pipe expansion // J. Heat Transfer. 1983. Vol. 105. P. 862–871.
18. **Молочников В.М., Михеев Н.И., Душина О.А.** Моделирование отрывных течений при помощи пакета Fluent: проблемы верификации // Теплофизика и Аэромеханика. 2009. Т. 16, № 3. С. 387–394.
19. **Menter F.R.** 2-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications // AIAA J. 1994. Vol. 32, No. 8. P. 1598–1605.
20. **Быстров А.Ю.** Численное моделирование вихревой интенсификации теплообмена в пакетах труб / Ю.А. Быстров, С.А. Исаев, Н.А. Кудрявцев, А.И. Леонтьев. СПб.: Судостроение, 2005. 392 с.
21. **Terekhov V.I., Bogatko T.V.** Numerical Investigation of Turbulent Heat Transfer in the Pipe with the Various of Sudden Expansion // Proc. of the 6-th Inter. Conf. on Comp. Heat and Mass Transfer (ICCHMT-6), Guangzhou, China. 18-21 May 2009. P. 326–330. Paper № 235.
22. **Armaly B.F., Durst F., Pereira J.C.F.** Experimental and theoretical investigation of backward-facing step flow // J. Fluid Mech. 1983. Vol. 127. P. 473–496.
23. **Ota T., Nishiyama H.** A correlation of maximum turbulent heat transfer coefficient in reattachment flow region // Inter. J. Heat and Mass Transfer. 1987. Vol. 30, No. 6. P. 1193–1200.
24. **Леонтьев А.И., Ивин В.И., Грехов Л.В.** Полуэмпирический способ оценки уровня теплообмена за точкой отрыва пограничного слоя // ИФЖ. 1984. Т. 47, № 4. С. 543–550.

Статья поступила в редакцию 25 декабря 2010 г.