

1547270

На правах рукописи
УДК 536.24

Захаров Андрей Олегович

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕНОСА
ТЕПЛОТЫ И ИМПУЛЬСА В ОТРЫВНОМ
ТЕЧЕНИИ ЗА ОБРАТНЫМ УСТУПОМ

01.04.14 - Теплофизика и молекулярная физика

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т
диссертации на соискание ученой степени
кандидата технических наук



Москва - 1995

Работа выполнена в Московском государственном техническом университете имени Н.Э. Баумана.

Научный руководитель: доктор технических наук,
профессор Е. В. Шишов

Официальные оппоненты: доктор технических наук,
профессор В. П. Мотулевич

кандидат технических наук,
доцент Л. Л. Калишевский

Ведущая организация: ИВТАН

Защита диссертации состоится "24" апреля 1995г. в 14 час.
на заседании специализированного Совета К 053.15.08 в Московском
государственном техническом
адресу: 107005, г.Москва, Ле

С диссертацией можно

Ваш отзыв на автор
просим выслать по адресу
д.б. МГТУ им. Н.Э.Баумана
Совета К 053.15.08

Автореферат разосла

Ученый секретарь
специализированного
к.т.н., доцент

1547270

НТБ МГТУ им. Н.Э. Баумана



1547270

Захаров А.О. Моделирование

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность работы. Отрыв турбулентного пограничного слоя наблюдается во многих аэродинамических устройствах таких как диффузоры, турбомашин, камеры сгорания, проточные каналы энергетических установок и сопровождается аэродинамическими потерями, образованием застойных зон, а в ряде случаев является причиной существенной интенсификации процессов теплообмена.

544840
Следует отметить, что несмотря на успехи достигнутые в последние годы в области физического и математического моделирования турбулентности до сих пор отсутствуют адекватные методы расчета процессов турбулентного переноса теплоты и импульса в отрывных течениях.

Поэтому исследование в отрывных течениях процессов турбулентного переноса теплоты и импульса и их математическое моделирование является в настоящее время весьма актуальной задачей.

Цель работы. Исследовать процессы турбулентного переноса теплоты и импульса в отрывных рециркуляционных течениях на примере течения за обратным уступом. На основании анализа полученных экспериментальных данных и данных других исследователей выявить причины не позволяющие существующим моделям турбулентности типа "к-ε" удовлетворительно предсказывать процессы турбулентного переноса в отрывных рециркуляционных течениях, выбрать для рассматриваемого случая наиболее подходящую модель и предложить необходимые уточнения.

Научная новизна. На основании анализа полученных экспериментальных данных по пульсационной структуре и индивидуальным составляющим транспортных уравнений турбулентности в пристенной области рециркуляционного течения за обратным уступом выявлены особенности процессов турбулентного переноса теплоты и импульса и впервые предложено модифицированное модельное уравнение для скорости диссипации, которое в рамках алгебраической модели напряжений "к-ε" для малых чисел Рейнольдса позволяет не учитывать "безвихревые" пульсации скорости в

производстве турбулентных напряжений сдвига в пристенной области.

Предложенная модель турбулентности значительно расширяет возможности параметрических моделей типа "к- ϵ " и позволяет удовлетворительно предсказывать как параметры простых турбулентных пристенных течений, развивающихся под воздействием больших положительных и отрицательных градиентов давления так и параметры (включая локальные значения трения и длину рециркуляционной зоны) сложных отрывных рециркуляционных течений.

Практическая ценность. Предложенная в работе модель турбулентности может быть использована для математического моделирования процессов турбулентного переноса теплоты и импульса в сложных отрывных течениях. Она также может быть использована при расчете пристенных турбулентных течений, развивающихся в условиях большого положительного и отрицательного градиентов давления. Экспериментальные результаты, полученные в настоящей работе могут быть использованы для тестирования математических моделей переноса теплоты и импульса в отрывном течении за обратным уступом.

Аппробация работы. Основные результаты и положения работы докладывались на Второй Международной научно-технической конференции "Актуальные проблемы фундаментальных наук" (Москва, 1994) и на научно-техническом семинаре кафедры "Теоретические основы теплотехники" (МГТУ им.Н.Э.Баумана, 1994).

Публикации. По результатам проведенных исследований опубликовано 5 печатных работы, они использованы в 3 научно-технических отчетах по госбюджетным темам.

Структура и объем работы. Диссертационная работа состоит из введения пяти глав, выводов и списка литературы. По объему работа состоит из 87 страниц машинописного текста, 93 рисунков, библиография насчитывает 87 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ.

Во введении обоснована актуальность исследуемого вопроса, сформулированы цели исследования и перечислены основные

положения, выносимые автором на защиту.

В первой главе дан краткий обзор имеющихся экспериментальных и теоретических исследований по переносу теплоты и импульса в отрывных течениях за обратным уступом. Завершает главу постановка задачи исследования.

Результаты экспериментальных исследований рециркуляционных отрывных течений за обратным уступом, проведенные с помощью как термо, так и лазерных анемометров показали, что эти течения обладают рядом существенных особенностей. Так в области рециркуляционного течения количество движения и теплота переносятся за счет когерентных структур (больших вихрей) образовавшихся в слое смещения, который быстро увеличивается в размерах по мере их продвижения от точки отрыва вниз по потоку. Эти же вихри порождают нестационарность т.е. колебания точки повторного присоединения. Рециркуляционное течение можно разделить на три области: вязкостный пристенный пограничный слой с большой степенью турбулентности и небольшим уровнем турбулентных напряжений сдвига, переходный промежуточный слой и внешнюю часть возвратного течения, доминируемую большими вихрями.

Одной из существенных особенностей турбулентного течения за обратным уступом является и то, что течение несколько раз подвергается резкой перестройке. В точке отрыва турбулентного пограничного слоя возникает слой смещения, который за точкой повторного присоединения вновь медленно релаксирует и перестраивается в пристенное турбулентное течение. Внутренняя область слоя смещения двигаясь в обратном направлении в сторону уступа образует рециркуляционную область течения.

Анализ результатов экспериментального исследования структуры пристенного отрывного течения в рециркуляционной области так же показал, что это "вязкостное" течение с высоким уровнем "наведенных" пульсаций скорости развивается под воздействием сильных продольных градиентов давления.

Сравнительно большое число работ посвящено измерениям коэффициентов теплоотдачи в отрывных течениях, что связано с наблюдаемой интенсификацией процессов теплообмена в этой области.

Вместе с тем в литературе известны лишь единичные работы, посвященные экспериментальному исследованию пристенной пульсационной структуры гидродинамического и температурного полей и процессов турбулентного переноса теплоты и импульса в пристенной области возвратного течения.

Что касается математического моделирования процессов турбулентного переноса, то в ряде работ было показано, что использование алгебраических соотношений учитывающих процессы конвективного и диффузионного переноса напряжений Рейнольдса улучшает способность модели "к-ε" предсказывать поведение пристенных турбулентных течений, развивающихся под воздействием существенных продольных градиентов давления. Однако в этом случае получаются несколько завышенные локальные значения коэффициентов трения в диффузорной области течения и соответственно заниженный уровень турбулентных напряжений в конфузорной области течения.

Лучшие результаты были получены при использовании полных моделей для напряжений, которые достаточно правдоподобно воспроизводят распределения средней скорости, кинетической энергии турбулентности и турбулентных напряжений сдвига. Однако, и они не в состоянии предсказывать с удовлетворительной точностью трение и теплоотдачу как в рециркуляционной области течения, так и в окрестности точки повторного присоединения потока.

В этой связи в последние годы появилась тенденция моделирования отрывных рециркуляционных течений т.н. "зональным" методом, в котором каждое из составляющих течений моделируется в отдельности, а затем решения сшиваются на границах.

В ряде работ было высказано предположение, что неспособность двухпараметрических моделей турбулентности типа "к-ε" предсказывать турбулентные течения, развивающиеся под воздействием сильных продольных градиентов давления имеющих место вблизи области повторного присоединения потока связано с тем, что эти модели используют $k^{2/3}/\epsilon$ в качестве интегрального масштаба. Известно, что этот масштаб оказывается существенно завышенным в диффузорной области и заниженным в конфузорной области течения, что связано с существующим модельным уравнением для скорости

диссипации.

Таким образом, на основании анализа литературных источников можно сделать вывод, что на сегодняшний день отсутствует универсальная модель турбулентности типа "к-ε", способная удовлетворительно предсказывать турбулентный перенос теплоты и импульса как в пристенных течениях развивающихся под воздействием больших продольных градиентов давления так и отрывных рециркуляционных течениях. Кроме того, практически отсутствуют экспериментальные данные по исследованию процесса турбулентного переноса теплоты в отрывных рециркуляционных течениях, что затрудняет его физическое и математическое моделирование. Таким образом, задачами настоящего исследования являются:

1. Модернизировать уравнение для скорости диссипации таким образом, чтобы распределение масштаба турбулентности в пристенной области пограничного слоя подчинялось известным закономерностям пристенных турбулентных течений, развивающихся в градиентной области.

2. Экспериментально исследовать пульсационную структуру и процессы турбулентного переноса теплоты и импульса в пристенной области возвратного течения за обратным уступом, выявить их особенности и предложить способы их моделирования.

3. Разработать универсальную модель турбулентности, способную предсказывать турбулентный перенос теплоты и импульса как в пограничных слоях развивающихся в градиентной области, так и в отрывных рециркуляционных областях течения.

Вторая глава посвящена математическому моделированию турбулентных пограничных слоев развивающихся в условиях больших положительных и отрицательных градиентов давления. Предложена алгебраическая модель турбулентности типа "к-ε" для малых чисел Рейнольдса с модифицированным уравнением для скорости диссипации, которая позволяет предсказывать распределения осредненных и пульсационных характеристик турбулентных пограничных слоев.

В качестве исходной модели использовалась двухпараметрическая модель турбулентности для малых чисел Рейнольдса, предложенная Шихом и Лимли и обладающая рядом

преимуществ по сравнению с известными двухпараметрическими моделями. На основании анализа поведения колмогоровских масштабов турбулентности в пристенной области и данных прямого численного моделирования пристенной турбулентности (DNS), авторами работы были получены граничные условия на стенке для пульсационных характеристик, в том числе и для скорости диссипации ϵ , что значительно упрощает алгоритм расчета. Они также подобрали демпфирующую функцию f_v на основе анализа DNS данных по пристенной турбулентности. Внесенные изменения не повлияли на значения коэффициентов в уравнении для скорости диссипации и авторы использовали стандартные коэффициенты модели "k- ϵ ".

Модель была дополнена алгебраическими соотношениями Лаундера, которые учитывают процессы конвективного и диффузионного переноса напряжений Рейнольдса и тем самым улучшают способность модели "k- ϵ " предсказывать поведение неравновесных турбулентных течений, развивающихся под воздействием больших продольных градиентов давления.

Стандартное модельное уравнение для скорости диссипации имеет вид:

$$\frac{D\epsilon}{Dt} = \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial y} \right] + C_{\epsilon 1} f_1 \frac{\epsilon}{K} \nu_t \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 - C_{\epsilon 2} f_2 \frac{\epsilon^2}{K} + 2\nu \nu_t \left(\frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \right)^2$$

Все члены в правой части этого уравнения являются модельными аналогами соответствующих членов уравнения для изотропной диссипации, а значения констант получены на основе анализа экспериментальных данных. Поэтому не следует ожидать, что эти константы окажутся универсальными. В работе показано, что значение коэффициента $C_{\epsilon 1}$ в уравнении для скорости диссипации не универсально и зависит от величины и знака продольного градиента давления. Увеличение константы $C_{\epsilon 1}$ ведет к увеличению скорости диссипации и уменьшению масштаба турбулентности $K^{3/2}/\epsilon$, что приводит расчетные распределения характеристик турбулентности в соответствие с экспериментальными данными в диффузорной области течения. В конфузорной области течения, напротив, уменьшение константы $C_{\epsilon 1}$ приводит к положительным результатам так как уменьшает диссипацию и увеличивает тем самым масштаб

турбулентности.

Известно также, что область применения модели "к-ε" можно расширить и учитывать влияние архимедовых сил, закрутки потока и т.п., если константу $C_{\epsilon 1}$ заменить функцией соответствующих параметров течения. Аналогичным образом для коррекции масштаба турбулентности можно использовать в качестве аргумента функцию $f_v = C_v^{3/4} k^{3/2} / (\pi \epsilon y)$ представляющую собой отношение масштаба турбулентности к длине пути смешения. В этом случае член в уравнении диссипации, ответственный за генерацию скорости диссипации можно представить в виде:

$$(C_{\epsilon 1} + \Delta C_{\epsilon 1} f_v) \frac{\epsilon}{K} \nu_T \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2.$$

При отладке алгебраической модели с модифицированным уравнением для скорости диссипации, для того, чтобы предотвратить преждевременное наступление ламинаризации пришлось ввести демпфирующую функцию f_v в член отвечающий за генерацию скорости диссипации. В качестве такой демпфирующей функции использовалась функция f_v , предложенная Шихом и Лямли. С учетом этих замечаний, член в уравнении для диссипации, ответственный за генерацию скорости диссипации можно представить в виде:

$$(C_{\epsilon 1} + \Delta C_{\epsilon 1} f_v f_v) \frac{\epsilon}{K} \nu_T \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2.$$

Значения коэффициентов $C_{\epsilon 1}$ и $\Delta C_{\epsilon 1}$ получены путем численной оптимизации при сопоставлении результатов расчета с имеющимися экспериментальными данными для пограничных слоев.

Таким образом, используемая в расчетах алгебраическая модель турбулентности с модифицированным уравнением для скорости диссипации имеет вид:

$$\begin{aligned} U \frac{\partial K}{\partial x} + V \frac{\partial K}{\partial y} &= \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\nu + \frac{\nu_T}{\sigma_K} \right) \frac{\partial K}{\partial y} \right] + \nu_T \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 \\ U \frac{\partial \epsilon}{\partial x} + V \frac{\partial \epsilon}{\partial y} &= \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\nu + \frac{\nu_T}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial y} \right] + (C_{\epsilon 1} + \Delta C_{\epsilon 1} f_v^*) f_1 \frac{\epsilon}{K} \\ &\quad - \nu_T \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 - C_{\epsilon 2} f_2 \frac{\epsilon^2}{K} + 2\nu \nu_T \left(\frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \right)^2, \end{aligned}$$

где $f_v^* = C_v^{3/2} f_v^{3/4} k^{3/2} / (\pi \epsilon y)$, $f_v = [1 - \exp(a_1 R_k + a_2 R_k^2 + a_3 R_k^3)]^{1/2}$, $f_1 = 1..$

$f_2 = 1 - 0.22 \exp(-Re_1^2/36)$, $Re_K = K^{1/2} \nu / \nu$, $Re_1 = K^2 / \nu \epsilon$, $C_\nu = 0.09$, $\kappa = 0.41$,
 $a_1 = -1.5 \cdot 10^{-4}$, $a_2 = -1.0 \cdot 10^{-9}$, $a_3 = -5.0 \cdot 10^{-10}$, $C'_1 = 0.54$, $\Delta C_{\epsilon 1} = 1.45$,
 $C_{\epsilon 2} = 1.92$, $\alpha_K = 1$, $\sigma_\epsilon = 1.3$.

Турбулентная вязкость определяется из следующих соотношений:

$$\mu_T = \rho \left(\frac{K^2}{\epsilon} \right) + \left(\frac{\overline{v'^2}}{K} \right) f_\nu ;$$

где $\# = \frac{1 - C_2 + 1.5 C_2 C'_1 f_\nu}{C_1 + 1.5 C'_1 f_\nu + \lambda - 1}$; $\frac{\overline{v'^2}}{K} = \frac{2}{3} \frac{C_1 - 1 + \lambda C_2 (1 - 2 C'_1 f_\nu)}{C_1 + \lambda - 1 + 2 C'_1 f_\nu}$,

$f_\nu = C_\nu^{3/2} K^{3/2} / (\kappa \epsilon y)$, $\lambda = \nu_1 (\partial U / \partial y)^2 / \epsilon$, $C_1 = 1.8$, $C_2 = 0.6$, $C'_1 = 0.52$, $C'_2 = 0.28$.

На рис.1 сопоставляются результаты расчета локальных значений коэффициента трения по модели "к-ε" и модифицированной алгебраической модели с экспериментальными данными в диффузорной области течения. В отличие от модели "к-ε" совпадение результатов расчета по предлагаемой модели достаточно хорошее.

На рис.2 и рис.3 показаны предсказываемые моделью распределения осредненной скорости и турбулентных напряжений сдвига, в сечении заторможенного турбулентного пограничного слоя. Видно, что эти распределения в пределах погрешностей эксперимента совпадают с экспериментально полученными данными.

В конфузорной области течения модифицированная алгебраическая модель также предсказывает результаты практически совпадающие с экспериментом, в то время как, модель "к-ε" занижает значения пульсационных характеристик в сечении "ламинаризирующегося" турбулентного пограничного слоя, а следовательно, предсказывает более раннее наступление ламинаризации.

Таким образом, вышеприведенный анализ возможностей предлагаемой алгебраической модели турбулентности с модифицированным уравнением для скорости диссипации показал, что эта модель в отличие от существующих двухпараметрических моделей турбулентности воспроизводит с достаточной степенью точности как средние так и пульсационные характеристики турбулентного пограничного слоя развивающегося под воздействием сильных

продольных градиентов давления, так как она учитывает конвективный и диффузионный процессы переноса напряжений Рейнольдса и одновременно корректирует масштаб турбулентности.

Третья глава содержит описание методики экспериментальных исследований и обработки экспериментальных данных. В этой главе приведено описание экспериментальной установки, рабочего участка, системы измерений, а также проводится анализ экспериментальных погрешностей.

Исследование проводилось на дозвуковой аэродинамической трубе с малой степенью турбулентности, а измерения как средних так и пульсационных тепловых и гидродинамических характеристик были выполнены с помощью метода "нагретой нити" с использованием термоанемометрической аппаратуры DISA-55м. Локальные значения C_f и чисел St находились по наклону профилей скорости и температуры в вязком подслое. Проведенный анализ погрешностей измерений показал хорошее соответствие с общепринятыми значениями для аналогичных термоанемометрических исследований.

В потоке с высокой степенью турбулентности, имеющим место за обратным уступом, для обеспечения необходимой точности измерений сигналы датчиков термоанометра линеаризовались. Вместе с тем следует отметить, что вблизи нулевой линии тока и точки повторного присоединения потока показания датчика термоанометра не надежны, а поэтому в указанных областях измерения не проводились.

В четвертой главе проведен анализ экспериментальных результатов, полученных при исследовании рециркуляционной области отрывного течения за обратным уступом. Анализируются распределения индивидуальных составляющих уравнений балансов кинетической энергии турбулентности, турбулентных напряжений сдвига и поперечного турбулентного теплового потока.

Большой интерес представляют данные, полученные в непосредственной близости от стенки. На рис.4 представлены профили осредненной скорости и температуры, которые построены в переменных закона "стенки". На рис.5 приведены результаты распределения пульсаций скорости и температуры вблизи стенки. В

этой области наблюдается существенное отклонение от логарифмического закона "стенки" для профиля скорости и температуры. Также следует отметить, что в пристенной области наблюдается практически нулевой уровень турбулентных напряжений сдвига. Поэтому, пристенный пограничный слой в рециркуляционной области можно считать "вязкоотным".

Сложный характер течения в пристенной области требует рассмотрения уравнений балансов кинетической энергии турбулентности, турбулентных напряжений сдвига и поперечного турбулентного теплового потока.

На рис.6 представлены составляющие уравнения баланса кинетической энергии турбулентности. Вблизи стенки в области возвратного течения генерация энергии турбулентности незначительна и асимптотически стремится к нулю на стенке, а турбулентная диффузия энергии турбулентности практически уравновешивается диссипацией, что совпадает с выводами Брэдшоу.

На рис.7 представлен баланс турбулентных напряжений сдвига. Видно, что в пристенной области генерация турбулентных напряжений сдвига асимптотически стремится к нулю, а турбулентная диффузия имеет тот же порядок что и генерация.

На рис.8 представлены составляющие уравнения баланса поперечного турбулентного теплового потока. В отличие от энергии турбулентности и турбулентных напряжений сдвига в пристенной области наблюдается интенсивная генерация турбулентного теплового потока, а процессы диффузионного переноса также играют существенную роль.

Таким образом, рециркуляционное течение не находится в состоянии локального равновесия, а поэтому двухпараметрическая модель турбулентности "k-ε" не может быть рекомендована для расчета отрывных течений. Кроме того, наблюдаемое различие в пристенной области рециркуляционного течения в производстве турбулентных напряжений сдвига и поперечной составляющей турбулентного теплового потока должно привести к существенному нарушению аналогии Рейнольдса, что и наблюдается в рециркуляционной области течения за обратным уступом. Это же

обстоятельство ставит под сомнение возможность использования постоянного значения числа Pr_τ при моделировании процессов теплообмена в реприкуляционных отрывных течениях, а также алгебраического соотношения для поперечного турбулентного теплового потока, так как между процессами турбулентного переноса энергии турбулентности и поперечного турбулентного теплового потока отсутствует подобие. В этом случае более обоснованным является замыкание системы дифференциальных уравнений математической модели турбулентности с помощью модельного уравнения переноса нормальной составляющей турбулентного теплового потока.

Пятая глава посвящена математическому моделированию отрывного течения за обратным уступом. Также как и во второй главе в расчетах использовалась та же алгебраическая модель турбулентности с модифицированным уравнением для скорости диссипации записанная для двумерного стационарного течения.

В четвертой главе было показано, что между процессами турбулентного переноса турбулентных напряжений сдвига и поперечного турбулентного теплового потока отсутствует подобие, поэтому для замыкания уравнения энергии нужно использовать модельное уравнение для нормальной составляющей турбулентного теплового потока, которое может быть записано в виде:

$$\frac{\partial(\rho \overline{uv^*t^*})}{\partial x} + \frac{\partial(\rho \overline{v^*v^*t^*})}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(\mu + \frac{\mu_\tau}{Pr_{\tau f}} \right) \frac{\partial \overline{v^*t^*}}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\mu + \frac{\mu_\tau}{Pr_{\tau f}} \right) \frac{\partial \overline{v^*t^*}}{\partial y} \right] -$$

$$-\rho \overline{u^*v^*} \frac{\partial T}{\partial x} + \overline{v^*}^2 \frac{\partial T}{\partial y} + \overline{u^*t^*} \frac{\partial U}{\partial x} + \overline{v^*t^*} \frac{\partial U}{\partial y} - A_\epsilon \rho \frac{\epsilon}{K} \overline{v^*t^*} \left(1 + \frac{B_\epsilon}{Re_\tau} \right),$$

где $Pr_{\tau f}=0.8$, $A_\epsilon=4.8$, $B_\epsilon=65$.

Для продольной составляющей турбулентного теплового потока было использовано алгебраическое соотношение

$$\overline{u^*t^*} = - \frac{K}{\epsilon} \frac{\overline{u^*v^*} \frac{\partial T}{\partial y} + \overline{v^*t^*} \frac{\partial U}{\partial y} (C_{2c}-1)}{C_{1c} + 0.5 (\lambda - 1)},$$

где $C_{1c}=3.0$, $C_{2c}=0.33$.

Для решения уравнений для осредненных параметров течения и уравнений модели турбулентности использовался конечно-разностный

метод контрольного объема. Связь осредненных скоростей и давления осуществлялась с помощью процедуры SIMPLE разработанной Патанкарком. Для расчета использовалась неравномерная сетка с числом узлов 78×66 . Для всех зависимых переменных для которых решались дифференциальные уравнения (кроме уравнения для коррекции давления) были заданы граничные условия. На входе в расчетную область задавались компоненты осредненной скорости, которые получаются из экспериментальных данных, а также профиль кинетической энергии турбулентности, который находится из соотношения $K = 0.5(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$, где осредненные пульсации скоростей $\overline{u'^2}$, $\overline{v'^2}$ и $\overline{w'^2}$ получены из эксперимента. Профиль скорости диссипации определялся из следующего соотношения $\epsilon = C_\epsilon^{3/4} (K^{3/2}/l)$, где $l = \min(\lambda y, 0.085\delta)$. Граничные условия на стенке задаются используя результаты работы Шиха и Лимли. Эти соотношения имеют вид:

$U_v = 0$, $V_v = 0$, $K_v = 0.25 \cdot U_\tau^2$, $\epsilon_v = 0.251 \cdot U_\tau^4 / \nu$, $(\overline{v'w'})_v = 0$, $T_v = \text{Const}$, где динамическая скорость $U_\tau = [\nu(\partial U / \partial y)]^{1/2}$.

На рис.9 и рис.10 предсказанные моделью профили продольной составляющей осредненной скорости и турбулентных напряжений сдвига в рециркуляционной области течения ($x/H=4.1$) сравниваются с экспериментально полученными распределениями. Видно, что предложенная модель довольно точно воспроизводит поле скорости в рециркуляционной области течения и снижает уровень турбулентных напряжений сдвига как в пристенной области так и в слое смешения.

На рис.11 и рис.12 рассчитанные по модели локальные значения коэффициента трения C_f и чисел St сравниваются с экспериментально полученными данными. В отличие от модели "k- ϵ ", которая предсказывает в сечении $x/H=4.1$ значения коэффициента трения и числа St значительно превышающие экспериментально полученные значения алгебраическая модель дает результаты практически совпадающие с экспериментом.

Таким образом, область применения модели напряжений для малых чисел Рейнольдса можно распространить на сложные отрывные

рециркуляционные течения, если в расчетах использовать модифицированное уравнение для скорости диссипации, корректно воспроизводящее диссипативный масштаб турбулентности в градиентной области течения.

ОБЩИЕ ВЫВОДЫ.

1. Проведено экспериментальное исследование пульсационной гидродинамической и тепловой структуры возвратного течения в пристенной области, которое показало, что это течение с высоким уровнем "наведенных" пульсаций скорости развивается под воздействием больших продольных градиентов давления и носит "вязкостный" характер.

2. Показано, что существующие модели турбулентности типа "k-ε" не в состоянии предсказывать распределения турбулентных характеристик в пристенной области рециркуляционного течения за обратным уступом, что связано с неспособностью моделей типа "k-ε" учитывать влияние на пристенные течения больших продольных градиентов давления.

3. На основе анализа результатов численного моделирования пристенных турбулентных течений развивающихся в градиентной области течения показано, что этот недостаток моделей типа "k-ε" связан в основном с существующим модельным уравнением для скорости диссипации, которое завышает масштаб турбулентности в пристеночной области диффузорных течений и занижает его в конфузорной области течения.

4. Предложено модифицированное модельное уравнение для скорости диссипации кинетической энергии турбулентности для малых чисел Рейнольдса, которое в рамках алгебраической модели турбулентности позволяет с помощью одних и тех же коэффициентов предсказывать как осредненные так и пульсационные характеристики равновесных пограничных слоев развивающихся под воздействием больших положительных и отрицательных градиентов давления.

5. Показано, что область применения моделей напряжений для малых чисел Рейнольдса можно распространить на сложные отрывные

рециркуляционные течения, если в расчетах использовать модифицированное уравнение для скорости диссипации, корректно воспроизводящее диссипативный масштаб турбулентности в градиентной области течения.

6. Наблюдаемое различие в пристенной области рециркуляционного течения в производстве турбулентных напряжений сдвига и нормальной составляющей турбулентного теплового потока приводит к существенному нарушению аналогии Рейнольдса. В этом случае более обоснованным является замыкание системы дифференциальных уравнений математической модели турбулентности с помощью модельных уравнений переноса составляющих турбулентного теплового потока.

Публикации по теме диссертации:

1. Шишов Е.В., Вечканов С.Ю., Захаров А.О. Интенсификация теплообмена в рециркуляционной области течения за обратным уступом за счет организации когерентных вихревых структур // Труды Первой Российской национальной конференции по теплообмену - М., 1994. - Т.8. - С.227-232.

2. Шишов Е.В., Захаров А.О. Двухпараметрическая модель "к-ε" для расчёта диффузорных течений // Актуальные проблемы фундаментальных наук: Труды второй международной научно-технической конференции - М., 1994. - Т.5. - С.255-257.

3. Шишов Е.В., Захаров А.О. Алгебраическая модель турбулентности для малых чисел Рейнольдса с модифицированным уравнением для скорости диссипации // Известия ВУЗов. Машиностроение. - 1994. - №12. - С.67-69.

4. Леонтьев А.И., Шишов Е.В., Захаров А.О. Моделирование переноса теплоты и импульса в отрывном турбулентном течении за обратным уступом // Доклады Академии Наук. - 1995. - Т.341, №3. - С.763-767.

5. Шишов Е.В., Захаров А.О. Уравнение диссипации для малых чисел Рейнольдса // Вестник МГТУ. Машиностроение. - 1995. - №2. - С.77-85.

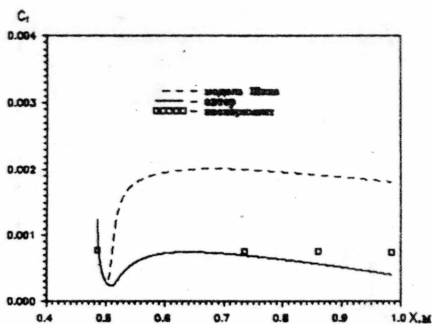


Рис. 1. Распределение локальных значений коэффициента трения по длине рабочего участка

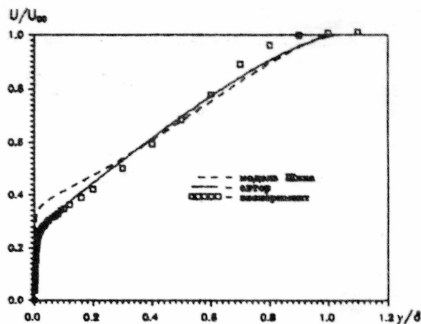


Рис. 2. Распределение продольной скорости. Сечение $x=0.86$ м.

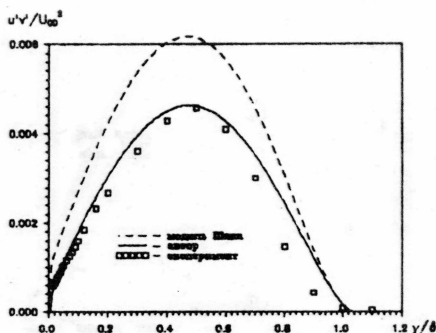


Рис. 3. Распределение турбулентных напряжений адгезии. Сечение $x=0.86$ м

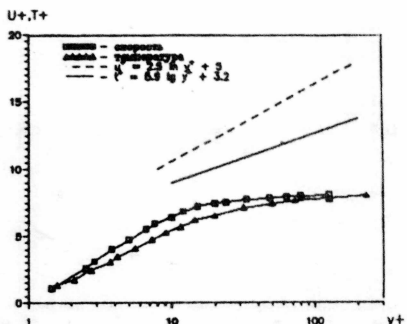


Рис. 4. Профиль осредненной скорости и температуры в пристенной области на уступе. Сечение $x/H=4.1$

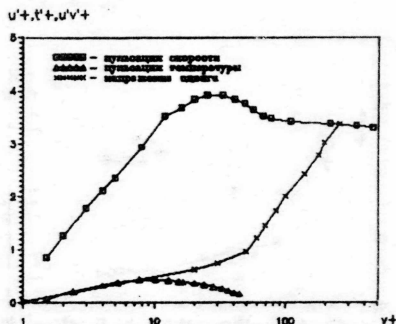


Рис. 5. Профиль осредненной скорости и температуры в пристенной области на уступе. Сечение $x/H=4.1$

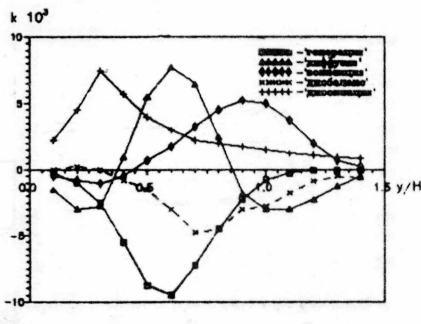


Рис. 6. Баланс кинетической энергии турбулентности на уступе. Сечение $x/H=4.1$

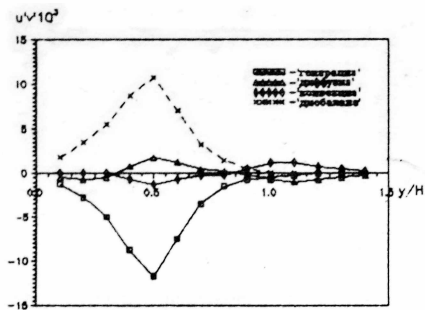


Рис. 7. Валами турбулентных напряжений сдвига на уступе. Сечение $x/H=4.1$

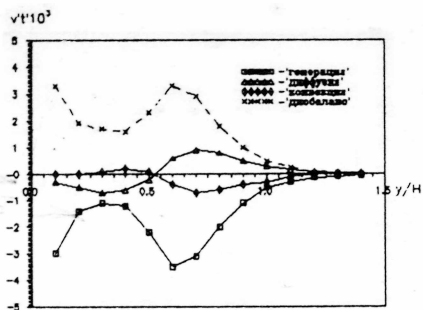


Рис. 8. Валами поперечного турбулентного теплового потока на уступе. Сечение $x/H=4.1$

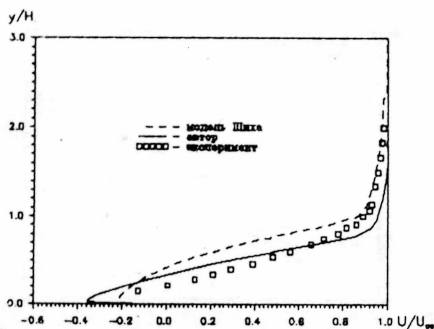


Рис. 9. Распределение продольной скорости на уступе. Сечение $x/H=4.1$

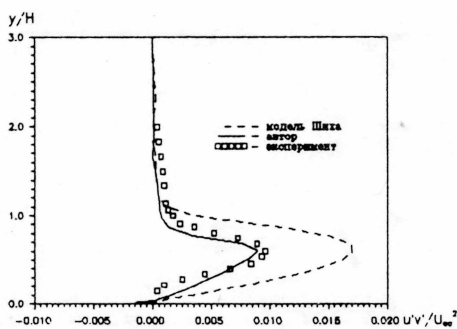


Рис. 10. Распределение турбулентных напряжений сдвига на уступе. Сечение $x/H=4.1$

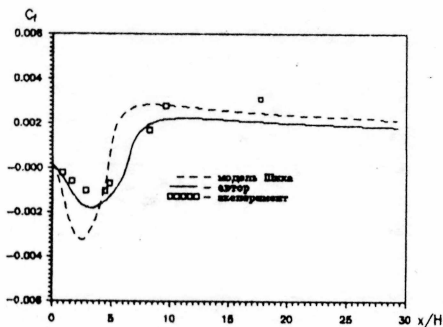


Рис. 11. Распределение локального коэффициента трения по длине рабочего участка

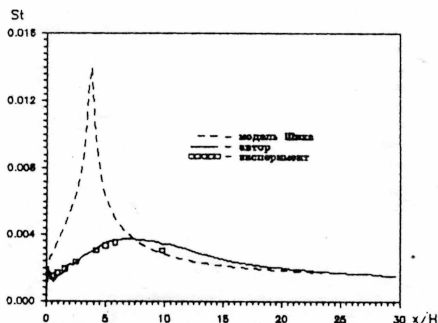


Рис. 12. Распределение числа Стантона по длине рабочего участка

Подп. к печ.

Заказ

Объем I п.л.

Тир. 100 экз.
