

УДК 532.517.2, 532.517.4

## **Исследование применимости пакета FLUENT к моделированию дозвуковых отрывных течений**

**В.М. Молочников, Н.И. Михеев, О.А. Душина**

*Исследовательский центр проблем энергетики Казанского  
научного центра РАН*

E-mail: vmolochnikov@mail.ru

Представлены результаты численного моделирования ламинарного и турбулентного обтекания обратного уступа и выступа в канале с использованием коммерческого пакета Fluent. Результаты расчета сравниваются с экспериментальными данными.

**Ключевые слова:** моделирование, отрывные течения, выступ, обращенный назад уступ, номинально ламинарное течение, модель турбулентности.

### **ВВЕДЕНИЕ**

В настоящее время в научных и прикладных исследованиях все чаще используются универсальные пакеты прикладных программ (CFX, Flowvision, StarCD, FLUENT и др.), позволяющие выполнять расчеты параметров течения и теплообмена широкого круга ламинарных и турбулентных потоков. К наиболее распространенным на сегодняшний день можно отнести пакет программ FLUENT. Пакет имеет широкие возможности построения расчетных сеток для сложной геометрии течения, удобный интерфейс и весьма разветвленный каталог моделей турбулентности. Однако практическое использование пакета FLUENT (как и любого другого пакета) связано с целым рядом проблем, которые пользователь вынужден так или иначе решать. К ним можно отнести выбор расчетной области и построение соответствующей расчетной сетки, назначение адекватных краевых условий, использование подходящей модели турбулентности и т. д. Кроме того, несмотря на декларируемую универсальность, пакет FLUENT имеет естественные ограничения, накладываемые заложенными в него методами моделирования. Так, например, область применения содержащихся в каталоге моделей турбулентности ограничена, пакет не позволяет выполнять расчет параметров течения в области ламинарно-турбулентного перехода и т. д. Иначе говоря, применение пакета требует его тщательного тестирования в решаемом классе задач.

В настоящей работе обсуждается возможность использования программного комплекса FLUENT 6.0 для моделирования ламинарного и турбулентного отрывных течений. В качестве базы для верификации результатов моделирования

выбрана полученная авторами экспериментальная информация по отрыву потока за тонким поперечным выступом в канале на номинально ламинарном [1] и турбулентном [4] режимах течения, а также данные экспериментального исследования и численного моделирования турбулентного отрыва потока за обращенным назад уступом, приведенные в работах [2, 3].

### 1. ОБТЕКАНИЕ ВЫСТУПА НОМИНАЛЬНО ЛАМИНАРНЫМ ПОТОКОМ

Результаты экспериментального исследования пространственно-временной структуры отрывного течения в канале за тонким поперечным выступом при номинально ламинарном режиме течения представлены в работе [1]. Эксперименты включали визуализацию течения и одновременные комбинированные измерения скорости потока и продольной компоненты вектора поверхностного трения вниз по течению от выступа. Рабочий участок установки представлял собой канал прямоугольного поперечного сечения шириной 50 и высотой 20 мм. Поперечный выступ выполнен из пластины толщиной 1,5 мм, имел высоту 4 мм и занимал всю ширину рабочего участка. Более подробное описание установки и методики проведения эксперимента приведено в [1].

Эксперименты проводились в диапазоне изменения числа Рейнольдса  $Re_H = U_0 H / \nu = 96 \dots 4240$ , рассчитанного по скорости невозмущенного потока  $U_0$  во входном сечении канала и его высоте  $H$ . При этом число Рейнольдса, определенное по высоте выступа  $h$  и среднерасходной скорости потока в зазоре между выступом и стенкой канала, составляло  $Re_h = 24 \dots 1060$ .

Расчет обтекания установленного в канале одиночного выступа номинально ламинарным потоком выполнялся с помощью решателя FLUENT на трехмерной геометрической модели, которая полностью соответствовала рабочему участку экспериментальной установки. Общее количество ячеек расчетной сетки составило 1,6 млн. Выполнялось сгущение сетки в прямоугольной области в окрестности выступа. Продольный размер области соответствовал  $x/h = -1 \dots +15$ , где  $x = 0$  соответствует положению передней поверхности выступа, а поперечный —  $y/h = 0 \dots +2,75$ . Размеры области сгущения по трансверсальной координате оставались неизменными. Минимальный размер ячейки составлял 0,3 мм. В качестве граничных условий задавался равномерный профиль скорости во входном сечении рабочего участка (значение скорости соответствовало экспериментальному) и статическое давление в его выходном сечении. Представленные в работе результаты численного интегрирования в пакете FLUENT получены с помощью раздельного решателя и неявной схемы первого порядка точности.

На рис. 1 приведены расчетная и экспериментальная зависимости изменения продольного размера отрывной области  $X_R$  от числа Рейнольдса  $Re_H$ . Из рисунка видно, что до  $Re_H \approx 450$  экспериментальные данные хорошо совпадают с результатами численного моделирования,

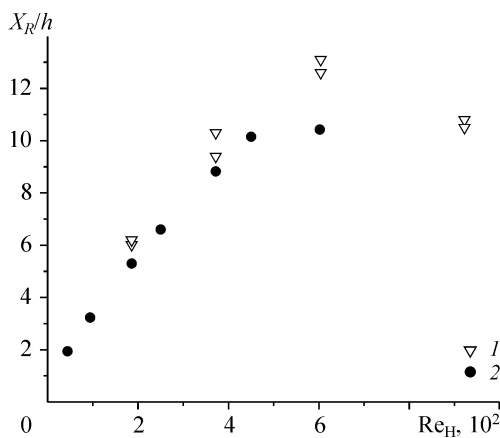
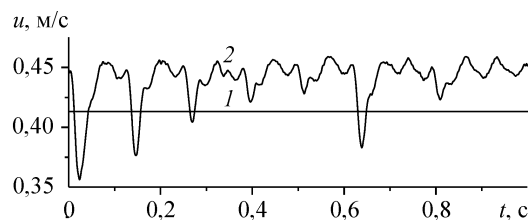


Рис. 1. Распределение длины отрывной области за выступом по числу Рейнольдса.

Эксперимент [1] — 1, расчет — 2.

Рис. 2. Осциллограммы пульсаций скорости потока в канале вниз по течению от выступа  $h = 4$  мм:  $Re_h = 128$  (1), 140 (2).



а начиная с  $Re_H \approx 550$  расчетные значения  $X_R$  оказываются существенно меньше экспериментальных. Как показывает анализ экспериментальной информации, значение  $Re_H \approx 550$  оказалось близким к числу Рейнольдса, при котором в канале с выступом  $h = 4$  мм наблюдаются первые признаки потери устойчивости течения ( $Re_H \approx 560$ ), проявляющиеся в возникновении низкочастотных колебаний скорости потока (рис. 2). С ростом числа Рейнольдса частота и амплитуда этих колебаний увеличивается. При  $Re_H \approx 600$ , как показали результаты дымовой визуализации течения, в слое смешения на некотором расстоянии от выступа начинают формироваться крупномасштабные вихревые структуры, которые затем сносятся вниз по потоку (рис. 3). По-видимому, именно ламинарно-турбулентным переходом объясняется наблюдаемое при  $Re_H \geq 550$  расхождение экспериментальных и расчетных значений  $X_R$ . Заметим, что при отсутствии выступа ламинарный режим течения в канале сохраняется во всем исследуемом диапазоне чисел Рейнольдса. Подобное расхождение результатов расчета длины отрывной области с экспериментальными данными при  $Re_h > 150$  отмечается и в работе [5]. Таким образом, пакет FLUENT позволяет адекватно проводить расчеты ламинарного отрывного течения до чисел Рейнольдса, при которых отрыв потока инициирует более раннее (по сравнению с гладким каналом) начало ламинарно-турбулентного перехода.

## 2. ТУРБУЛЕНТНЫЙ ОТРЫВ ПОТОКА

Для верификации программного комплекса FLUENT при моделировании турбулентных отрывных течений использовались экспериментальные данные работы [2], полученные для течения за обращенным назад уступом, и результаты численного расчета этого же течения, выполненного в работе [3]. Кроме того, было проведено сопоставление полученных с помощью FLUENT результатов расчета с экспериментальными данными авторов для турбулентного отрывного течения за тонким поперечным выступом [4].

Схема обращенного назад уступа [2] показана на рис. 4. Высота канала перед уступом составляла 101,6 мм, а высота обратного уступа —  $h = 12,7$  мм, что позволило минимизировать влияние продольного градиента давления, возникающего за уступом вследствие расширения потока. Отношение высоты уступа к ширине канала составляло 1:12, что, по мнению авторов, должно было обеспечить минимизацию трехмерных эффектов при обтекании уступа. Измерения параметров потока производились при помощи лазерно-доплеровского анемометра, трубки Пито и лазерного доплеровского интерферометра. Среднерасходная скорость потока перед уступом составляла 42,7 м/с.



Рис. 3. Дымовая визуализация обтекания выступа при  $Re_h = 150$  [1].

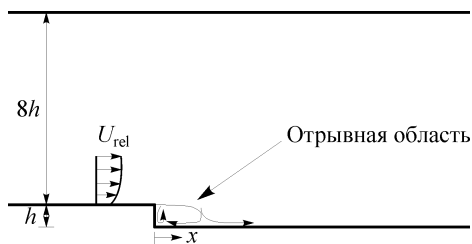


Рис. 4. Схема рабочего участка,  $h = 12,7$  мм [2].

Расчет течения в этой конфигурации производился в [3] при помощи решателей WIND и NPARC с использованием следующих моделей турбулентности: модель переноса сдвиговых напряжений (модель Менстера),  $k-\varepsilon$  модель Чена (Chien),  $k-\varepsilon$  модель Чена с изменяемым коэффициентом  $C_\mu$ . В решателе WIND  $k-\varepsilon$  модель подключалась после того, как было произведено 35000 итераций по модели Менстера. В решателе NPARC первые 1000 итераций выполнялись по модели Болдуина–Ломакса (Baldwin-Lomax), а затем подключалась  $k-\varepsilon$  модель Чена.

Расчетная область ограничивалась интервалом  $x/h = -105 \dots +50$  и дискретизировалась двумерной сеткой размером  $238 \times 185$  со сгущением к твердым поверхностям (для обеспечения  $y^+ = 1$ ) и вблизи рециркуляционной области. В рециркуляционной области за уступом находилось 55 узлов расчетной сетки, причем 10 из них располагались в пределах  $y^+ = 30$ .

Результаты расчета коэффициента поверхностного трения за уступом, полученные в [3], представлены на рис. 5, а расчетные значения продольных размеров области отрыва потока сведены в таблицу. Из приведенных данных видно, что расчет на основе  $k-\varepsilon$  моделей турбулентности, выполненный при помощи обоих решателей (NPARC, WIND), дает существенно меньшие по сравнению с экспериментом значения поверхностного трения в рециркуляционной области и заниженную длину отрывной области. Удовлетворительного согласования расчета с экспериментальными данными авторам [3] удалось добиться при помощи модифицированной модели переноса сдвиговых напряжений Менстера.

Результаты моделирования длины отрывной области [3]

Модель	$X_R/H$
NPARC $k-\varepsilon$	5,31
WIND $k-\varepsilon$	5,30
WIND $k-\varepsilon$ Var. $C_\mu$	5,55
WIND SST	6,43
Эксперимент [2]	6,26

В настоящей работе обтекание обращенного назад уступа (см. рис. 3) моделировалось в решателе FLUENT с использованием модели переноса сдвиговых напряжений Менстера. Геометрия двумерной расчетной области полностью повторяла геометрию рабочего участка, исследованного в [2]. Протяженность расчетной области за уступом составляла 40 высот уступа. Расчетная

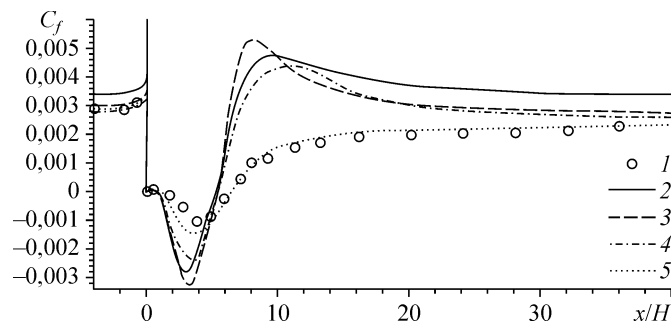
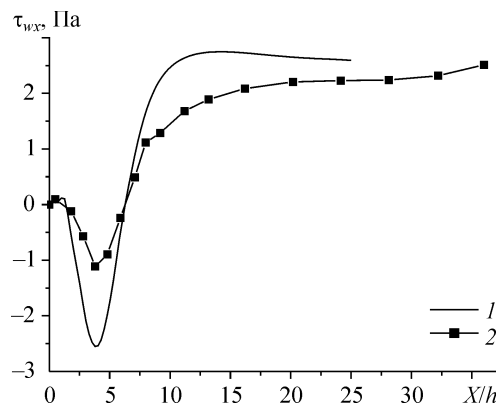


Рис. 5. Коэффициент поверхностного трения за обратным уступом [3], Driver (1), NPARC  $k-\varepsilon$  (2), WIND  $k-\varepsilon$  (3), WIND  $k-\varepsilon$  Var.  $C_\mu$  (4), WIND SST (5).

Рис. 6. Продольная компонента вектора поверхностного трения за обратным уступом, расчет (1), эксперимент [2] (2).



сетка сгущалась ко всем твердым поверхностям. В ядре потока размер ячейки составлял 1 мм, а непосредственно вблизи стенок и во всей области за уступом — 0,125 мм. По длине отрывной области величина  $y^+$  изменялась в диапазоне  $y^+ = 18...26$ . Общее число ячеек сетки равнялось 351000. Количество ячеек по высоте канала составляло 244. В качестве граничных условий задавались профили скорости, турбулентной кинетической энергии и скорости диссипации на расстоянии 1 мм вверх по потоку от кромки уступа, которые полностью соответствовали экспериментальным. На твердых стенках задавались условия прилипания и непротекания.

Результаты расчета распределения продольной компоненты вектора поверхностного трения за уступом в сравнении с экспериментальными данными работы [2] показаны на рис. 6. Как видно из рисунка, расчетное значение длины отрывной области  $X_R$  хорошо совпадает с экспериментальным. Однако полученные в расчетах величины продольной компоненты вектора поверхностного трения в рециркуляционной области оказываются существенно, до 2,2 раз ниже измеренных значений. Кроме того, расчет показывает существование вблизи верхней стенки канала за уступом на расстоянии около  $9h$  от него небольшой области возвратного течения, хорошо видной на поле скорости потока (рис. 7). Как показали расчеты, положение этой области остается практически неизменным при варьировании размеров ячейки расчетной сетки и длины расчетной области вниз по течению от уступа (от  $25h$  до  $40h$ ).

Аналогичные расчеты с использованием решателя FLUENT выполнены для турбулентного отрывного течения за выступом, результаты экспериментальных исследований которого были ранее получены авторами [4]. Выступ представлял собой тонкую пластину высотой  $h = 20$  мм, которая устанавливалась в канале прямоугольного поперечного сечения высотой 100 и шириной 130 мм и занимала всю его ширину (рис. 8). На стенке канала за выступом проводились измерения мгновенного вектора поверхностного трения. Скорость невозмущенного потока в экспериментах составляла 17,4 м/с. Более подробно описание установки и методики

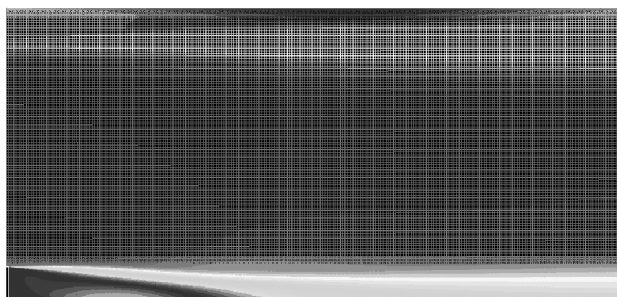


Рис. 7. Поле скорости за обратным уступом по результатам моделирования в пакете FLUENT.

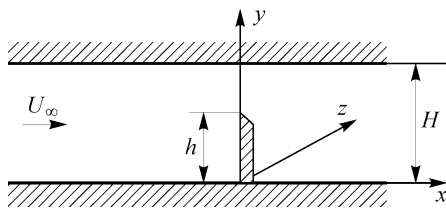


Рис. 8. Схема выступа [4, 5].

выполнения измерений представлено в [4, 5].

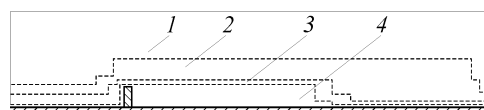
Расчеты проводились по двумерной модели течения. Расчетная область дискретизировалась сеткой с прямоугольными ячейками, общее количество которых составляло 800000. Производилось сгущение сетки к твердым поверхностям и в отрывной области ( $y^+ < 1$ ). Число ячеек по высоте выступа составляло 106, а по высоте канала – 232. Схематично расчетная сетка изображена на рис. 9, где показаны основные области измельчения сетки. Вблизи твердых поверхностей минимальный размер ячейки составлял 0,0625 мм. Рассматривался также вариант сетки с более мелкой ячейкой (минимальный размер ячейки 0,015 мм), который, однако, не привел к существенному изменению результатов расчета. Укрупнение расчетной ячейки вызвало потерю устойчивости решения.

В расчетах использовались следующие модели турбулентности:  $k-\varepsilon$  RNG (Renormalization Group) модель с двумя вариантами разрешения в пристеночной области (пристеночные функции и моделирование пристенной области методом «Enhanced Wall Treatment»), стандартная  $k-\varepsilon$  модель со стандартными пристеночными функциями,  $k-\omega$  SST (Shear Stress Transport) модель для переходных течений (модель переноса сдвиговых напряжений Ментера) и однопараметрическая модель Спаларта–Аллмараса. Результаты моделирования в виде зависимостей продольной компоненты вектора поверхностного трения  $\tau$  от относительного расстояния до выступа  $x/h$  показаны на рис. 10. Там же приведены экспериментальные данные авторов [4, 5]. Из рисунка видно, что все расчетные случаи по сравнению с экспериментом дают завышенную величину длины отрывной области и заниженные значения продольной компоненты вектора трения. Наиболее близкие к эксперименту результаты получены при использовании модели Ментера (кривая 1): расхождение по длине отрывной области в этом случае составило около 20 %, а по величине трения в рециркуляционной области — 89 %. Применение  $k-\varepsilon$  RNG модели турбулентности с пристеночными функциями (кривая 2) позволяет получить лучшее согласование с экспериментальными данными по длине отрывной области (расхождение около 12 %), но в этом случае расчет дает значительное (до 4-х раз) отличие от эксперимента значений напряжения трения  $\tau$  на стенке в рециркуляционной области. При определенных условиях (метод «Enhanced Wall Treatment») с помощью  $k-\varepsilon$  RNG модели можно получить отличие по величине трения не более 65 % (кривая 3), однако расхождение по длине отрывной области в этом случае достигает 41 %. Следует отметить, что в процессе моделирования проводились исследования влияния размера сетки и конфигурации области ее сгущения на результаты расчета.

Приведенные на рис. 10 данные получены при близких к оптимальным

Рис. 9. Схема основных областей измельчения расчетной сетки вблизи выступа.

Размер ячейки: 1 (1), 0,5 (2), 0,25 (3), 0,125 (4) мм.



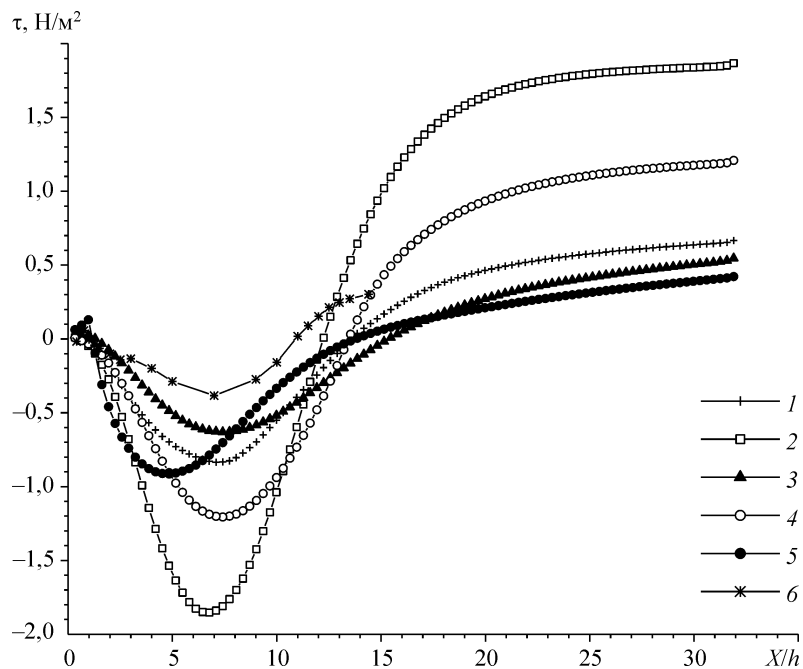


Рис. 10. Продольная компонента вектора поверхностного трения за выступом.

Модели: 1 —  $k-\omega$  SST (переходные течения), 2 —  $k-\varepsilon$  RNG (неравновесные пристеночные функции), 3 —  $k-\varepsilon$  RNG (Enhanced Wall Treatment), 4 —  $k-\varepsilon$  (стандартные пристеночные функции), 5 — Спаларта–Аллмараса; 6 — эксперимент [4].

значениям этих параметров. Кроме того, были выполнены тестовые расчеты ламинарного отрыва потока за выступом и турбулентного отрывного течения за обратным уступом (эксперименты в работе [2]) с использованием двух противоположных схем второго порядка точности (вкладки second order и QUICK пакета FLUENT 6.0). Результаты расчетов показали, что отличия в продольных размерах отрывной области, полученных при использовании схем второго и первого порядка, составляют 1,2...1,4 %, а значений продольной компоненты вектора поверхностного трения — не более 3,5...4 %.

#### ВЫВОДЫ

Выполнено моделирование ламинарного и турбулентного отрыва потока при помощи программного комплекса FLUENT 6.0. Установлено, что применение ламинарной модели расчета отрывных течений возможно до чисел Рейнольдса, при которых отрыв потока приводит к потере устойчивости и началу ламинарно-турбулентного перехода.

Установлено, что для моделирования турбулентных отрывных течений за выступом и обратным уступом лучшие результаты позволяет получить модель переноса сдвиговых напряжений (модель Ментера, SST). Однако использование методов моделирования, заложенных в программном комплексе FLUENT 6.0, существенно занижает значения продольной компоненты вектора поверхностного трения в рециркуляционной области отрывного течения.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Молочников В.М., Михеев Н.И., Паерелий А.А., Хайрнатов К.Р.** Отрыв потока за выступом в канале при ламинарном режиме течения // Теплофизика и аэромеханика. 2008. Т. 15, № 4. С. 611–621.
2. **Driver D.M., Seegmiller H.L.** Features of a Reattaching Turbulent Shear Layer in Divergent Channel Flow // AIAA J. 1985. Vol. 23, No. 2. P. 163–171.
3. **Yoder D.A., Georgiadis N.J.** Implementation and Validation of the Chien k-epsilon Turbulence Model in the WIND Navier-Stokes Code // AIAA Paper 99-0745. Jan. 1999.
4. **Козлов А.П., Михеев Н.И., Молочников В.М., Сайкин А.К.** Термоанемометрические измерения поверхностного трения в отрывных течениях / Под ред. акад. В.Е. Алемасова. Казань: изд-во АБАК. 1998. 34 с.
5. **Козлов А.П., Михеев Н.И., Молочников В.М., Сайкин А.К.** Характеристики вектора поверхностного трения в турбулентных отрывных и присоединяющихся течениях // Известия РАН. Энергетика. 1998. № 4. С. 3–31.

*Статья поступила в редакцию 12 февраля 2009 г.*