

Санкт-Петербургский государственный
политехнический университет
Кафедра гидроаэродинамики

Отчёт по вычислительной лабораторной работе №3

Дисциплина: Численные методы гидродинамики

Тема: Ламинарное течение и теплообмен
в канале с внезапным расширением

Выполнил студент гр. 5037/1 А. В. Игнатьев

Принял преподаватель, асс. Н. Г. Иванов

«___» _____ 2009 г.

Задание

- 1) С использованием двухблочной расчётной сетки выполнить расчёт ламинарного течения несжимаемой жидкости в канале с внезапным расширением при заданном значении числа Рейнольдса $Re = 100$;
- 2) провести моделирование эффектов теплообмена для двух типов граничных условий;
- 3) провести исследование влияния сетки на получаемое решение.

Постановка вычислительной задачи

Расчётная область представляет собой плоский канал и состоит из двух участков: первый размером 1×10 резко переходит во второй 3×20 , как показано на рис. 1. На входной границе задана безразмерная скорость $V = 1$, на выходной – уровень безразмерного давления $P = 0$. Жидкость на входе имеет безразмерную температуру $T = 0$ и нагревается у нижней стенки широкой области (остальные стенки адиабатические). В случае (а) на этой стенке принимается постоянная температура $T_w = 1$, а в случае (б) – постоянный тепловой поток $q_w = 1/(Re \cdot Pr) = 1/(100 \cdot 0,7) = 0,014$ (принято $Pr = 0,7$). Кроме того, для случая (а) расчёт повторяется с сеткой вдвое большей густоты.

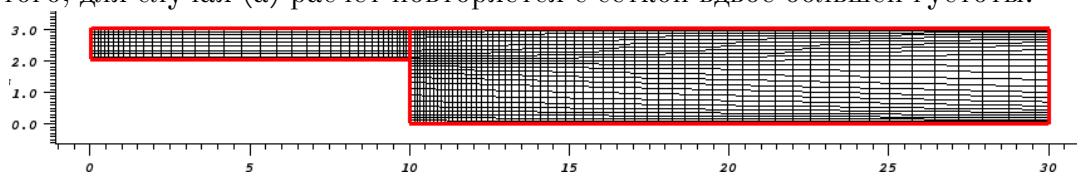


Рис. 1. Форма области и расчётная сетка (нормальная)

Анализ результатов

Для каждого из трёх вариантов был проведён численный расчёт полей скорости, давления и температуры. В рассматриваемой модели вязкость и плотность среды считаются независимыми от температуры, поэтому в случаях (а) и (б) характер полей скорости и давления одинаков (незначительно меняются при загущении сетки).

Поле давления и профили скорости изображены на рис. 2, направление течения среды и продольная составляющая скорости – на рис. 3, 4. Видно, что минимум давления в канале находится под уступом, и далее возникает обширная зона низкого давления с системой вихрей и противотоком (на рис. 3 нижняя противоточная зона длиной 10,4 отделена синей линией). В эту область затягивается ядро течения, и поток получает импульс в направлении к нижней стенке. В результате на верхней стенке возникает вторая отрывная зона, а на нижней – зона удара с повышенным давлением, где Y -координата скорости снова меняет знак, т. е. траектория ядра течения напоминает затухающие волны.

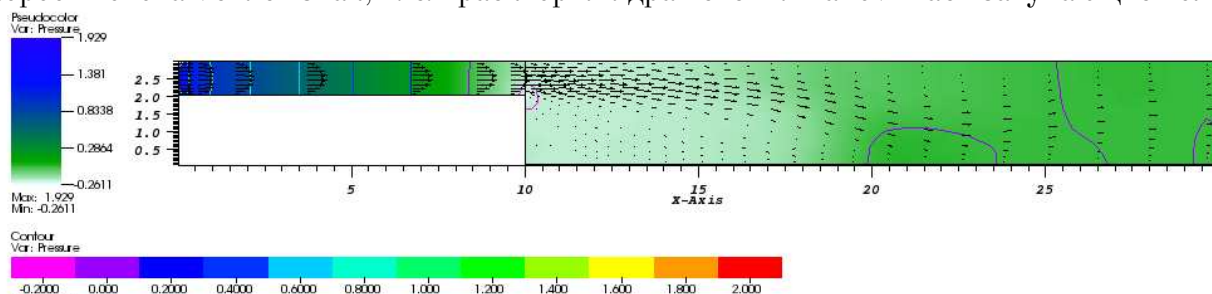


Рис. 2. Поле давления и профили скоростей

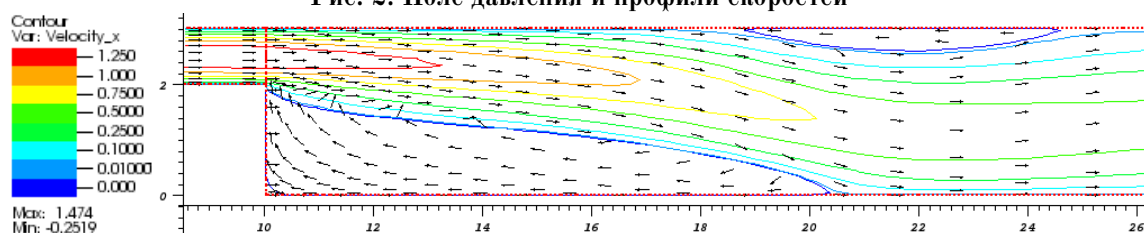


Рис. 3. Движение среды вблизи расширения

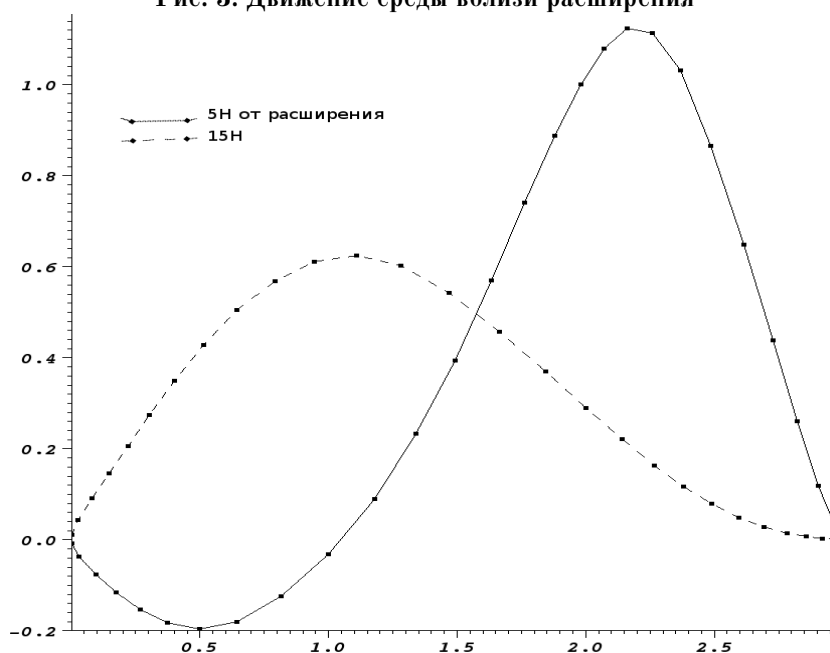


Рис. 4. Продольная компонента скорости в зависимости от Y в двух сечениях

Профили скоростей недалеко от выходов из узкой и широкой части канала близки к характерным для простых каналов с установившимся ламинарным течением. Максимальное значение скорости 1,474 достигается в точке с координатами (9,79; 2,43), т. е. вблизи центра сечения перед расширением. Максимум скорости в выходном сечении равен 0,539 (при $Y=1,39$). Теоретически, максимум скорости при ламинарном течении в плоском канале приближается к $1,5V_{\text{ср}}$, т. е. к 1,5 на узком участке (не достигается из-за недостаточной длины) и 0,5 на широком (превзойдён по причине остаточного искажения формы профиля).

В ходе работы были также определены коэффициенты трения на стенках (рис. 5).

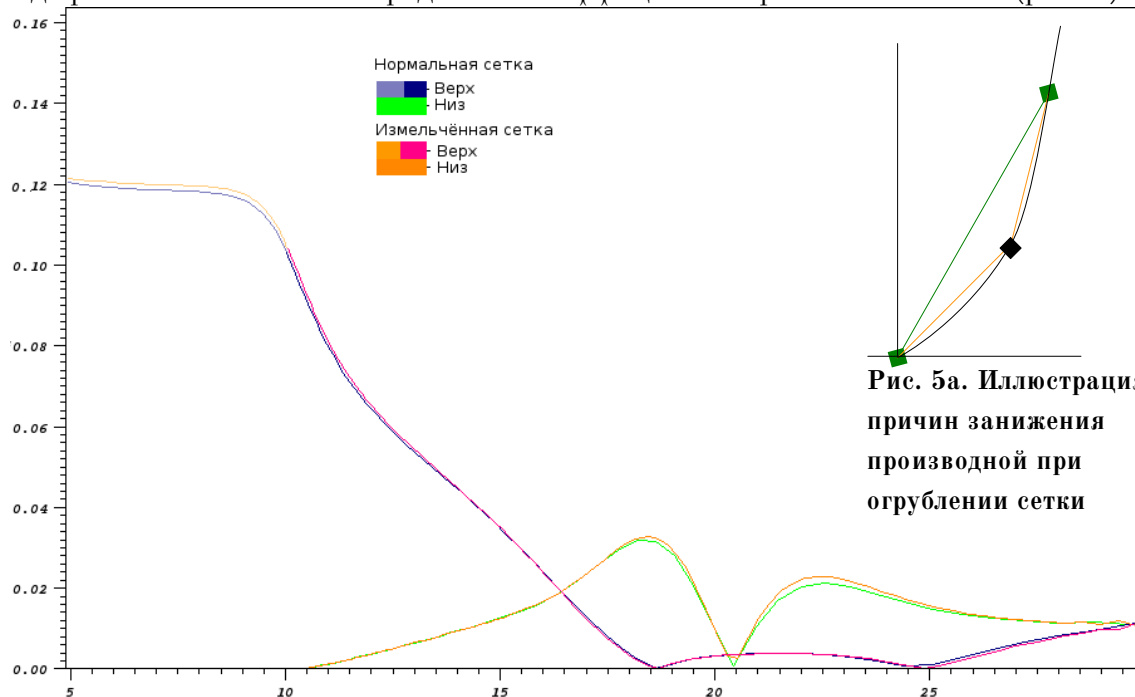


Рис. 5. Коэффициенты трения на стенках области

Коэффициент трения – это, фактически, производная от скорости по нормали к поверхности, поэтому там, где стенку встречает изолиния $V_x=0$ (на границе области рециркуляции, в углу), он также равен нулю. Заметим, что на нормальной сетке теоретический ноль в точке 20,8 достигается лучше, чем на измельчённой — там «попадание» линии сетки оказалось более удачным. Видим, что в большинстве диапазонов более мелкая сетка даёт большее значение; это связано с лучшим приближением выпуклого профиля скорости (рис. 5а). На верхней стенке коэффициент трения изменяется примерно так же, как скорость в ядре прилегающего к ней потока. На нижней стенке он достигает максимального значения 0,032 при $X=18,5$ (узкий обратный поток активно разгоняется высоким градиентом давления, при этом его ядро под влиянием прямого потока смещено к стенке). В зоне прямого тока коэффициент опять возрастает до 0,023 в точке $X=23$, после чего убывает до значения 0,011, близкого к устанавливающемуся на верхней стенке (поток выходит из зоны удара о нижнюю стенку).

Потеря полного (с учётом торможения) давления p^* на участке за расширением составляет $p_{\text{ср вх}}^* - p_{\text{ср вых}}^* = \int_2^3 p^*(10, Y) dY - \frac{1}{3} \int_0^3 p^*(30, Y) dY = 0,395 - 0,068 = 0,327$. Вычтя из этой величины потерю давления на таком же участке канала с установившимся течением (см. работу 1) $\Delta p_{\text{прям}} = 24/\text{Re} \cdot \frac{30}{3} \cdot \frac{1/3^2}{2} = 0,133$ и разделив результат на скоростной напор на входе (при входной скорости $V_{\text{ср}}=1$ его безразмерная величина равна $1/2$) получим коэффициент местного сопротивления для такого расширения

$$\zeta = (\Delta p^* - \Delta p_{\text{прям}}) / (\rho V_{\text{ср}}^2 / 2) = (0,327 - 0,133) / (1/2) = 0,386.$$

По приближённой формуле Борда-Карно

$$\zeta \approx (1 - F_{\text{вх}} / F_{\text{вых}})^2 = (1 - 1/3)^2 = 0,444.$$

Анализ явлений, связанных с теплообменом

Поля температуры для случаев (а) и (б) отражены на рис. 6.

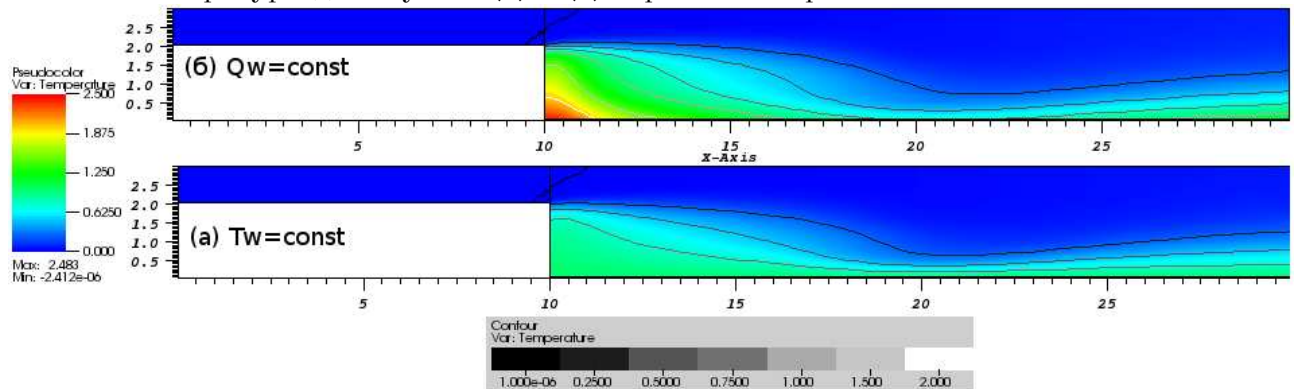


Рис. 6. Поля температуры

Видим, что, хотя на выходе поля очень похожи, при $q_w = \text{const}$ медленная вихревая зона, прилегающая к стенке, нагревается значительно сильнее (впрочем, в случае (а) главный вихрь тоже нагрет до температуры, близкой к температуре стенки).

Графики температуры и теплового потока для трёх случаев приведены на рис. 7, 8. Небольшая изогнутость графика для случая (а) на рис. 7 объясняется погрешностью численного расчёта. Кривая для варианта (б) показывает, на сколько интенсивно отводится тепло от данного участка стенки. Если бы теплообмен осуществлялся только конвекцией, вихревые области прогревались бы при этом до бесконечности, однако они осуществляют теплоотдачу на границе с проточной частью, которая усиливается ротацией масс внутри вихря.

По рис. 8 видим, что тепловой поток при более точном расчёте (красный график) получился несколько больше, чем при более грубой сетке (синий). Поскольку тепловой поток пропорционален градиенту температуры у стенки, причины этого эффекта те же, что и рассмотренного выше случая коэффициента трения. Максимум теплового потока (1,78) находится на границе зоны рециркуляции, поскольку в это место поступает поток практически не нагретой среды.

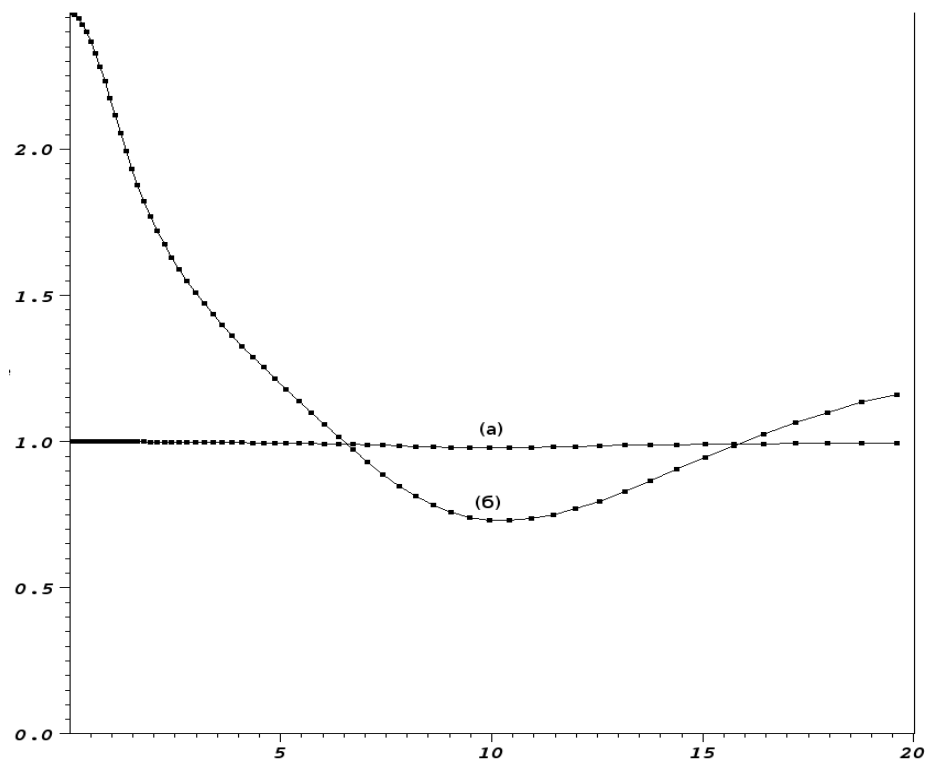


Рис. 7. Температура на стенке

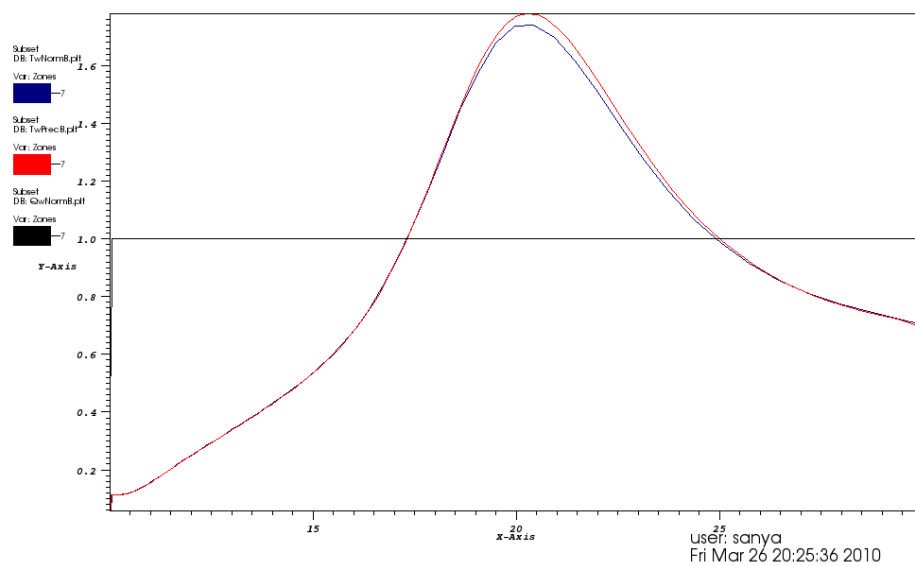


Рис. 8. Удельный тепловой поток на стенке

Выводы

В ходе работы были проанализированы тепловые и аэродинамические явления в канале с внезапным односторонним расширением. Найденное значение коэффициента гидравлического сопротивления $\zeta=0,386$ меньше определенного по формуле Борда-Карно в $0,444/0,386=1,15$ раз, что возможно. Измельчение сетки в два раза не даёт значительного изменения картины потока, что подтверждает устойчивость решения. С учётом того, что эта операция замедляет процесс расчёта в 5 – 10 раз, от измельчения сетки можно отказаться; однако замечено, что большие граничные производные при грубой сетке

смещаются (например, максимум q_w при нормальной сетке составил 1,74, при точной 1,78, расхождение на $(1,78 - 1,74)/1,78 = 0,022 = 2,2\%$).

Тепловую мощность расчётной области как нагревательного аппарата можно определить двумя способами: либо интегрировать q_w по нижней стенке (вход тепла), либо интегрировать величину $TV_x - \text{Pr} \cdot \frac{\partial T}{\partial X}$ по выходной границе. На графиках (8) тепловой поток, очевидно, отложен в масштабе RePr по отношению к величине в исходных данных.