

Благодаря широкому распространению САЕ-систем и метода конечных элементов численные методы расчетов динамики и прочности за последнее время во многих областях практически вытеснили аналитические. Однако было бы наивно полагать, что формальное умение работать с САЕ-системой может заменить знание теории моделируемых процессов и методов математического моделирования. Именно этим аспектам использования программного комплекса *SolidWorks+FloWorks* и посвящена предлагаемая статья.

Анализ обтекания тел с отрывом потока в системе *SolidWorks/FloWorks*

Валерий Ушаков, д.т.н., профессор (Рижский технический университет)

Отрывные течения привлекают внимание исследователей уже длительное время, так как учитывать явление отрыва потока от твердых стенок приходится практически во всех отраслях техники, использующих потоки жидкости, газа или плазмы. Сложность и многообразие отрывных течений не позволяют получить достаточно общие и удовлетворительные аналитические решения, поэтому наиболее важные практические задачи обычно решались экспериментальным путем. В последние десятилетия в связи с мощным развитием компьютерной техники и компьютерных технологий существенно расширились возможности численного расчета и анализа прикладных задач отрывных течений.

В данной статье анализируется возможность использования *CAD/CAE*-программ ***SolidWorks*** и ***COSMOSFloWorks*** для расчета аэродинамических коэффициентов и анализа характерных особенностей обтекания неудобнообтекаемых тел с образованием отрывных зон. Выполнен анализ параметров обтекания ряда канонических тел (цилиндр, шар, параллелепипед). Показано, что расчетные значения характерных параметров достаточно хорошо совпадают с известными экспериментальными данными.

Основные возможности и особенности программы ***COSMOSFloWorks***

Объединенный программный продукт *SolidWorks+FloWorks* представляет собой комбинацию полной версии системы *SolidWorks*, как графической среды, и гидрогазодинамического решателя *COSMOSFloWorks*, препроцессор которого позволяет реализовать полностью автоматизированный или ручной метод блочного построения расчетной сетки. Трехмерная параметрическая геометрическая модель исследуемого тела создается в *CAD*-программе *SolidWorks*. В *CAE*-программе *FloWorks* определяются свойства среды, граничные условия, точность решения, геометрические размеры расчетной зоны и осуществляется численное решение задачи. В общем случае, возможно решать следующие задачи механики жидкостей и газов: стационарные и нестационарные течения, ламинарные (ньютоновские и неньютоновские жидкости) и турбулентные течения, несжимаемые и сжимаемые (до-, около- и сверхзвуковые) течения, теплоперенос (конвективный, радиационный, теплопро-

водность с учетом твердых тел), внутренние и внешние задачи с учетом влияния гравитационных эффектов, шероховатости стенки и степени турбулентности потока или без них, течение через пористые среды, винтовые потоки, учитывать влияние дополнительных потоков от вентиляторов, установленных в рассматриваемом объеме или на его границах, тепло- и массоперенос в многокомпонентных жидкостях.

Программа автоматически анализирует геометрию тела (внешнюю или внутреннюю, в зависимости от постановки задачи) и формирует расчетную сетку в специально выделяемой в потоке области вычисления – домене – в виде параллелепипеда, внутри которого содержится исследуемое тело (рис. 1). Расчетная сетка создается разделением домена на кубические ячейки со сторонами, ортогональными осям Декартовой системы координат. Эта сетка может генерироваться автоматически или создаваться пользователем “вручную”.

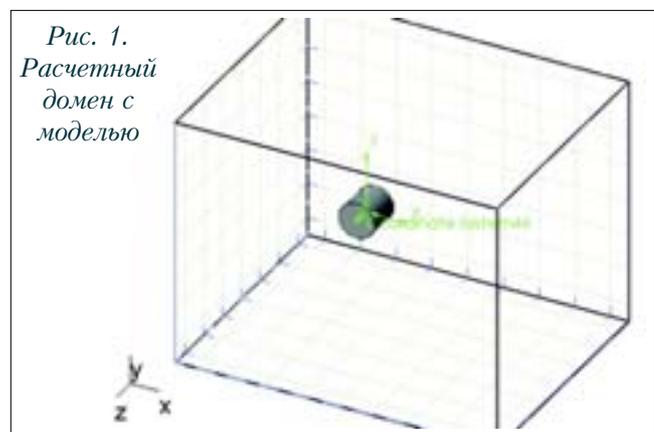


Рис. 1.
Расчетный домен с моделью

В процессе решения в зонах больших градиентов параметров сетка измельчается (*Solution-Adaptive Meshing*). Область, занятая твердым телом, исключается из расчета. На поверхности тела задаются соответствующие граничные условия: для вязкой жидкости – условия прилипания, для идеальной – условия непротекания ($u_n=0$). При внешнем обтекании тел следует различать два рода границ: плоскость или ось симметрии и открытая граница расчетной области (домена). В первом случае вследствие условия непротекания нормальная компонента скорости меняет знак, а остальные параметры определяются в процессе решения. Во втором случае через

открытые границы домена жидкость может втекать или вытекать. На одной или нескольких границах домена задаются параметры набегающего потока (так называемые условия “на бесконечности”), а на остальных открытых границах домена проводится экстраполяция параметров потока изнутри из ближайшего к границе слоя. Поэтому внешняя граница области интегрирования должна выбираться достаточно далеко от зон возмущения потока телом, чтобы указанная интерполяция выполнялась с требуемой точностью.

Для численного решения задач используется метод конечных объемов и нестационарные уравнения Навье-Стокса (и теплопередачи). Дискретизация уравнений осуществляется в консервативной форме, частные производные аппроксимируются со вторым порядком точности, производные по времени – по неявной схеме Эйлера первого порядка. Стационарные решения рассматриваются как предельный случай нестационарных, то есть получаются в результате установления при многократном повторении процесса решения задачи во времени.

Суть алгоритма численного решения можно проиллюстрировать на примере анализа течения смеси несжимаемых жидкостей. Расчет параметров потока при переходе на временной ($n+1$) слой осуществляется по их известным значениям на слое (n) с помощью системы

дискретных уравнений, приближающих исходную систему уравнений Навье-Стокса:

$$\frac{\vec{U}^* - \vec{U}^n}{\Delta t} + A_h(\vec{U}^n, p^n) \vec{U}^* = S^n;$$

$$L_h \delta p = \frac{\text{div}_h(\rho \vec{u}^*)}{\Delta t} + \frac{1}{\Delta t} \cdot \frac{\rho^* - \rho^n}{\Delta t}; (\rho^* = \rho(T^*, y^*));$$

$$\rho u^{n+1} = \rho \vec{u}^* - \Delta t \cdot \text{grad}_h \delta p;$$

$$p^{n+1} = p^n + \delta p;$$

$$\rho T^{n+1} = \rho T^*; \rho k^{n+1} = \rho k^*; \rho \epsilon^{n+1} = \rho \epsilon^*; \rho \vec{y}^{n+1} = \rho \vec{y}^*;$$

$$\rho^{n+1} = \rho(T^{n+1}, \vec{y}^{n+1}).$$

Здесь индекс * присвоен промежуточным значениям параметров; $\vec{U} = (\rho \vec{u}, \rho T, \rho k, \rho \epsilon, \rho \vec{y})^T$ – полный набор базовых переменных, исключая давление p ; $\vec{u} = (u_1, u_2, u_3)^T$ – вектор скорости; $\vec{y} = (y_1, y_2, \dots, y_M)^T$ – вектор компонент концентраций смеси жидкостей; $\delta p = (p^{n+1} - p^n)$ – дополнительная переменная, которая называется *невязкой давления (pressure correction)*. Все указанные параметры являются дискретными функциями, которые определяются в центрах расчетных ячеек с помощью приведенной выше системы уравнений. Дискретные операторы A_h ; div_h ; grad_h ; $L_h = \text{div}_h \text{grad}_h$ приближают со вторым порядком точности соответствующие дифференциальные операторы исходных уравнений.

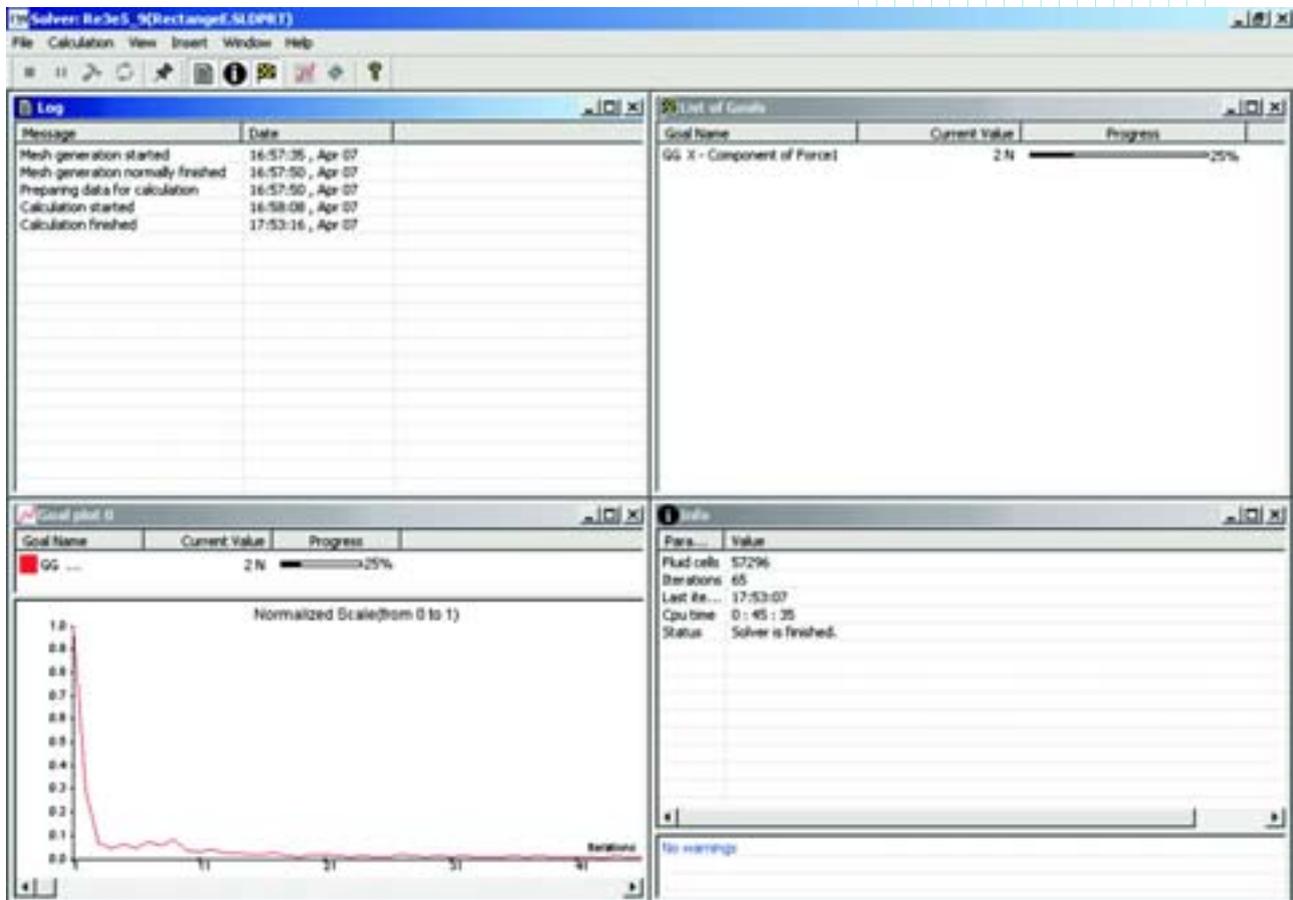


Рис. 2. Панель контроля процесса решения задачи

На первом шаге алгоритма решается первое уравнение системы, которое является уравнением конвективного (диффузионного) переноса. В результате получают промежуточные значения величин количества движения и окончательные значения турбулентных параметров, температуры и концентраций компонентов. Затем определяется невязка давления δp с помощью второго уравнения системы, которое является уравнением второго порядка эллиптического типа и определено таким образом, чтобы окончательное поле значений количества движения $\rho \bar{u}^{n+1}$ удовлетворяло дискретным уравнениям сохранения. Расчет окончательных значений параметров течения производится с помощью последних четырех уравнений системы.

Для своевременного завершения процесса последовательных приближений в случае стационарной задачи и сокращения времени счета пользователь должен задать в качестве критерия сходимости процесса одну или несколько целевых функций (например, давление, силу или коэффициент сопротивления, температуру, число Маха и т.п.), выбор которых зависит от типа задачи. Предусмотрена возможность контроля скорости сходимости в процессе счета (рис. 2). Процесс решения может быть остановлен пользователем (с последующим продолжением в случае необходимости), если из текущих данных следует, что дальнейшие вычисления нецелесообразны.

В окрестности малых геометрических элементов, размеры которых значительно меньше характерного размера исследуемого тела, возможно измельчение сетки до требуемого уровня. Наиболее простое управление минимальным размером сетки осуществляется заданием уровня конечной разрешающей способности (*Result Resolution*). Разрешающая способность управляет как критерием сходимости, так и начальной величиной сетки: 1-й уровень позволяет быстро решить задачу на более грубой сетке; 8-й (наивысший) уровень дает самое точное решение, но требует значительно больших затрат времени. При необходимости решения ряда однотипных задач, объединенных в один проект, возможно их автоматическое последовательное решение с использованием для последующей задачи результатов решения предыдущей задачи.

Программа имеет разнообразные средства визуализации и обработки результатов расчетов в среде *SolidWorks* (векторные линии, изолинии, цветные контурные заливки, изоповерхности, сечения, трассировки частиц, линии тока). Есть возможность представления результатов в виде графиков и таблиц *Excel* или же в виде отчетов стандартной формы, которые формируются автоматически.

Постановка задачи

Цель данной работы заключалась в предварительной оценке возможностей рассматриваемого комплекса *CAD/CAE*-программ для решения гидрогазодинамических задач с зонами отрыва сложной формы,

анализе точности получаемых результатов, а также возможностей программных средств визуализации для выявления характерных особенностей физической картины течения.

Задача первого этапа – решение ряда классических задач (поперечное обтекание цилиндра бесконечного размаха, обтекание шара несжимаемым потоком) с последующим анализом достоверности полученных результатов и сравнением их с данными экспериментов для обоснования возможности исследования отрывных течений с помощью программ *SolidWorks + FloWorks*.

На втором этапе оценивались возможности *CAE*-программы для решения задач обтекания тел с отрывом потока в широком диапазоне изменения чисел Маха, чисел Рейнольдса, учетом степени турбулентности потока и величины шероховатости поверхности тел. С этой целью исследовались задачи трехмерного обтекания ряда канонических тел с отрывом потока (цилиндр конечного размаха, шар, параллелепипед), для которых имеются известные экспериментальные данные.

Основные результаты

С целью оценки достоверности и точности результатов решения задач с отрывом потока были рассмотрены случаи *стационарного поперечного обтекания кругового цилиндра бесконечной длины и шара* при различных числах Рейнольдса. На рис. 3 представлены результаты поверочных расчетов коэффициента сопротивления C_x бесконечного цилиндра при поперечном обтекании. Необходимо отметить, что величина C_x , существенно зависящая от характера обтекания цилиндра (докритического $Re < Re_{кр}$ или закритического режима течения $Re > Re_{кр}$, определяемого величиной числа Рейнольдса $Re = u_{\infty} \rho D / \mu$, здесь $\nu = \mu / \rho$ – кинематический коэффициент вязкости, μ – динамический коэффициент вязкости, ρ – плотность жидкости, $Re_{кр}$ соответствует коэффициенту сопротивления шара $C_x = 0.3$), автоматически рассчитывается программой без обязательного задания режима течения жидкости. В программе желательно определить тип течения – несжимаемый или сжимаемый. Учет влияния сжимаемости, появления сверхзвуковых зон, скачков уплотнения и волнового сопротивления при соответствующих числах Маха $M = u_{\infty} / a_{\infty}$ (a_{∞} – скорость звука набегающего потока) определяются в процессе расчета автоматически. Естественно, что при одинаковых значениях Re и M величина C_x не зависит от того, какая жидкость обтекает цилиндр – капельная или газ. В расчетах диаметр цилиндра D варьировался в диапазоне $0.01 \div 1$ м, размах элемента бесконечного цилиндра принимался равным $L = 0.2D$ (плоская задача). На рис. 3 представлены результаты расчетов только для несжимаемых течений ($M < 0.4$), экспериментальные данные заимствованы из работы [1]. Достаточно хорошее совпадение расчетных и экспериментальных данных свидетельствует о возможности использования данной программы для анализа плоских отрывных течений.

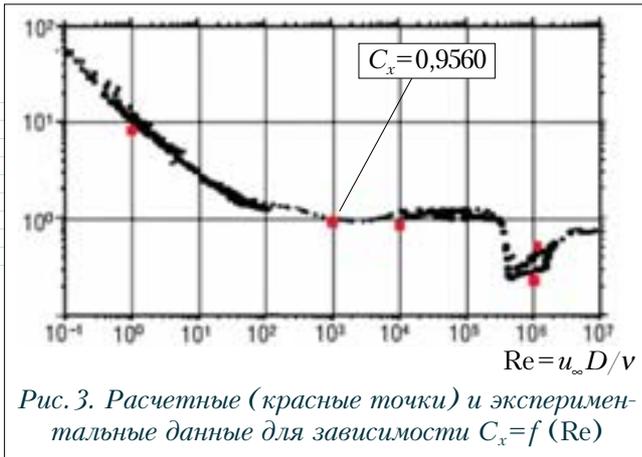


Рис. 3. Расчетные (красные точки) и экспериментальные данные для зависимости $C_x = f(Re)$

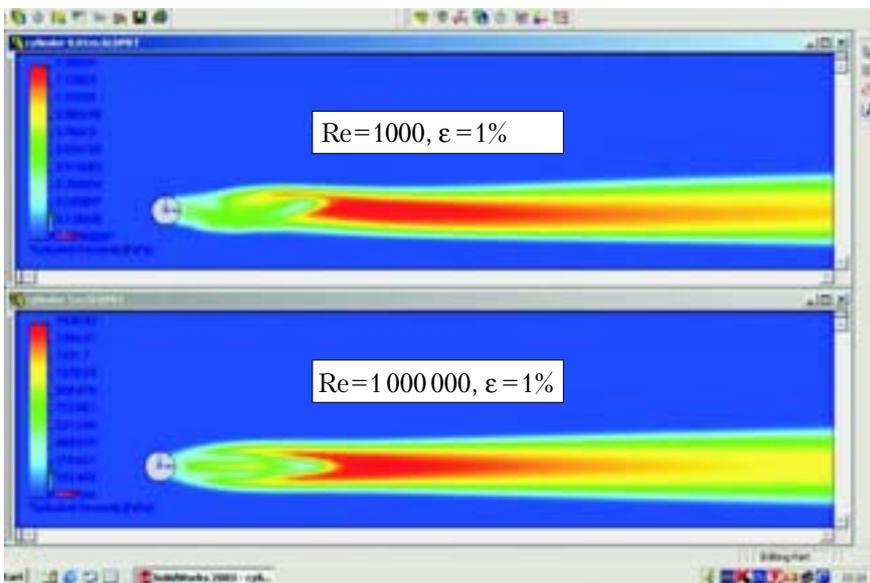


Рис. 4. Распределение турбулентной вязкости вблизи цилиндра: $Re = 10^3 \dots 10^6$, степень турбулентности набегающего потока $\epsilon = 1\%$, диаметры цилиндров – соответственно 0.01 м и 1 м

Известно, что в диапазоне чисел Рейнольдса $Re = 1000 \dots 10000$ происходит отрыв ламинарного потока (докритический режим), хотя аэродинамический след в этом случае является турбулентным. Используя результаты численных расчетов, данный результат легко визуализировать с помощью картины распределения турбулентной вязкости или интенсивности турбулентности вблизи цилиндра. На рис. 4 представлены графики распределения величины турбулентной вязкости в аэродинамическом следе за плоским цилиндром для случаев докритического режима обтекания ($Re = 1000$, степень турбулентности набегающего потока $\epsilon = 1\%$, диаметр цилиндра $D = 0.01$ м, жидкость – вода) и случая закритического режима ($Re = 10^6$, $\epsilon = 1\%$, $D = 1$ м), откуда следует, что течение в следе действительно турбулентное, причем характер распределения как турбулентной вязкости, так и интенсивности турбулентности существенно зависит от числа Re .

В случае трехмерного обтекания кругового цилиндра конечного размаха можно выделить в его окрест-

ности следующие характерные зоны: зона отрыва, зона максимальных скоростей в области наибольшего поперечного сечения (по отношению к вектору скорости набегающего потока) и зона концевых эффектов вблизи острых кромок на законцовках цилиндра.

Особенности распределения скоростей при дозвуковом поперечном обтекании цилиндра показаны на рис. 5, 6. В рассматриваемом случае конечные поперечные размеры цилиндра практически не влияют на характер распределения скоростей в вертикальной плоскости симметрии XOY (рис. 5). Наличие острых кромок на законцовках цилиндра вызывает резкий поворот потока, который сопровождается значительным увеличением скорости (рис. 6). Это – область концевых эффектов. В зоне отрыва образуются два симметричных относительно плоскости YOZ мощных вихря противоположного направления, размеры которых определяются размахом цилиндра.

Характерные особенности распределения чисел Маха, с помощью которых можно оценить конфигурацию зон с существенным влиянием сжимаемости, показаны на рис. 7. Расчеты выполнены для цилиндра конечного размаха при числе Маха набегающего потока $M = 0.6$ для двух сечений: $z = 0$ (вид спереди) и $y = 0$ (вид сверху).

Отчетливо видны зона торможения вблизи передней критической точки и зона отрыва потока вблизи задней кромки (на рис. 7 окрашены синим цветом), а также зоны с наибольшими значениями чисел Маха (окрашены оранжево-

красным), в которых при дальнейшем увеличении числа M набегающего потока начнут развиваться местные сверхзвуковые зоны, скачки уплотнения, и появится волновое сопротивление.

В качестве тестовой трехмерной задачи была выбрана задача об обтекании шара. Отметим, что при переходе от плоских двумерных к трехмерным задачам время счета существенно возрастает вследствие значительного увеличения числа расчетных ячеек в домене. В обоих случаях при сравнении расчетных данных с экспериментальными следует учитывать влияние условий проведения экспериментов на величину C_x (см., например, рис. 8 [2]), что в ряде случаев затруднительно из-за отсутствия необходимых данных. Указанное различие экспериментальных данных достигает наибольшего значения в критической зоне чисел Рейнольдса и определяется, в основном, степенью турбулентности набегающего потока, а также величинами скаса потока в рабочем участке трубы, равномерностью поля скоростей невозмущенного потока и соотношением размеров

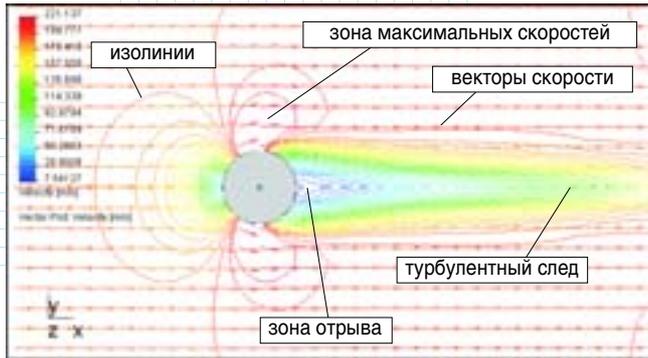


Рис. 5. Распределение скоростей при обтекании цилиндра конечных поперечных размеров: размах равен диаметру $D=0.01\text{м}$; плоскость сечения $Z=0$; $M=0.6$

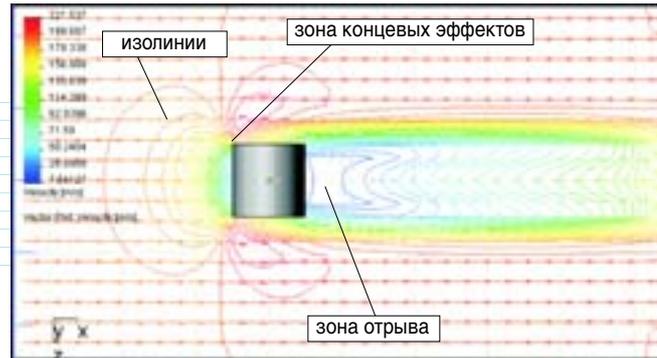


Рис. 6. Распределение скоростей в плоскости ZOX при поперечном обтекании цилиндра: размах равен диаметру $D=0.01\text{м}$; $M=0.6$

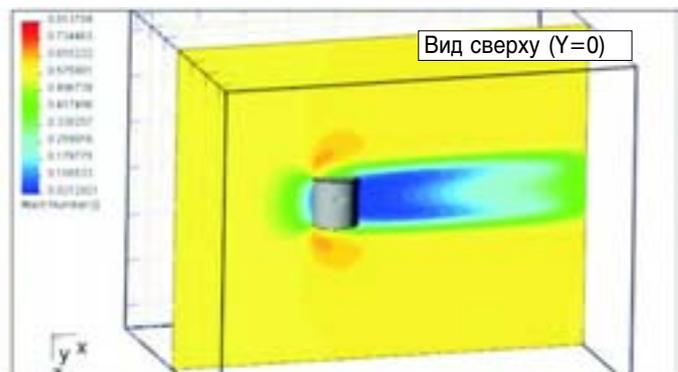
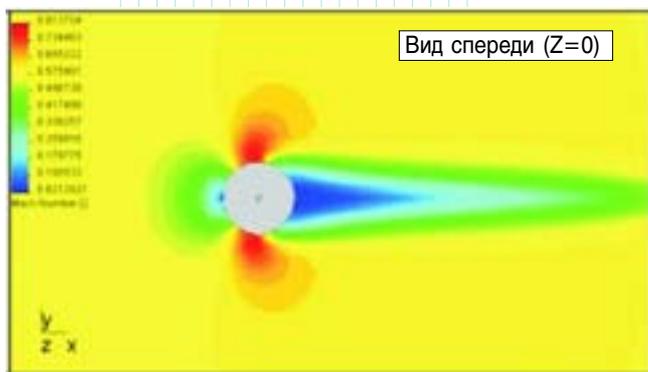


Рис. 7. Распределение чисел Маха в сечениях $z=0$ и $y=0$ в окрестности цилиндра конечного размаха $D=L=0.01$ при $M_\infty=0.6$

поперечного сечения трубы и шара. Программа позволяет задавать численные значения всех перечисленных параметров, включая шероховатость обтекаемой поверхности.

Особый интерес для практики представляет анализ влияния сжимаемости на величины C_x и $Re_{кр}$ шара. Характер этого влияния легко оценить с помощью экспериментальных зависимостей, представленных на рис. 9 [2]. До чисел $M=0.3 \dots 0.4$ зависимости $C_x=f(Re)$ с небольшой погрешностью обычно считают совпадающими, а поток несжимаемым. При этом кризисные явления на шаре ярко выражены, вследствие чего критическая зона и значение $Re_{кр}$ легко определяются по графику. При $M > 0.4$ начинает сказываться влияние сжимаемости потока, кризис выражается все менее ярко, а после достижения $M=0.8$ коэффициент C_x в рассматриваемом диапазоне чисел $Re=(2 \dots 9)10^5$ уже практически не зависит от Re и критическая зона не появляется, так как основную роль в обтекании шара начинает играть отрыв потока непосредственно за скачком уплотнения, а также появление значительного волнового сопротивления.

Результаты поперечного расчета C_x шара отмечены на рис. 9 красной квадратной точкой ($C_x=0.6496$, $Re=9 \times 10^5$, $M=0.8$). Из графика следует, что данные расчетов и экспериментов достаточно близки и отражают не только качественную, но и количественную сторону явления.

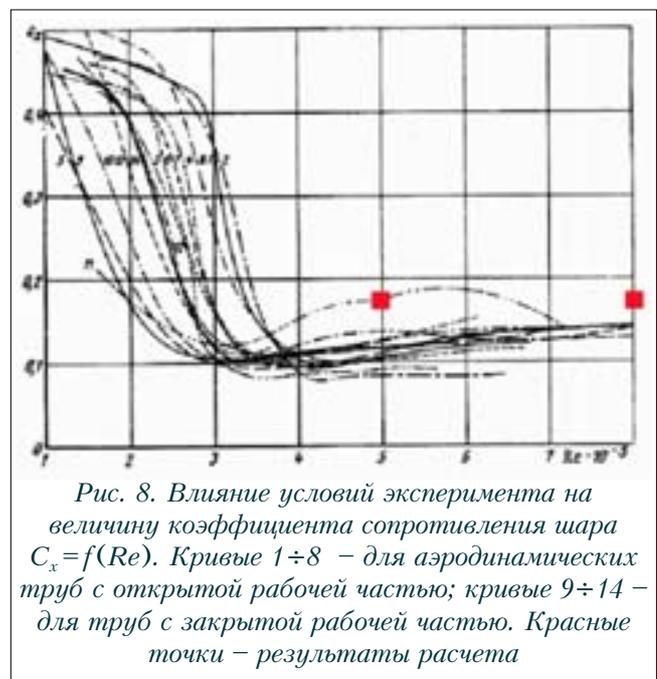
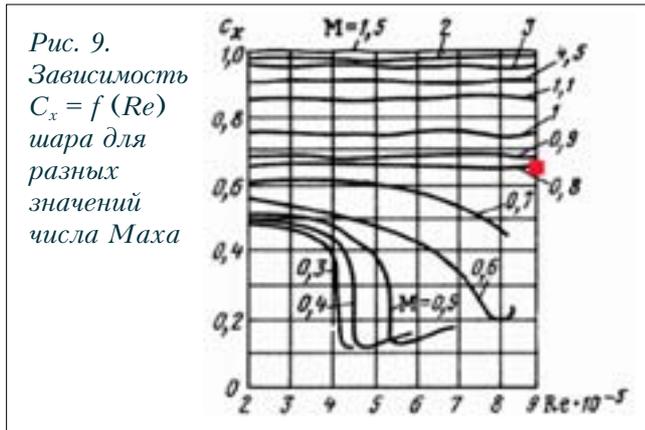


Рис. 8. Влияние условий эксперимента на величину коэффициента сопротивления шара $C_x=f(Re)$. Кривые 1÷8 – для аэродинамических труб с открытой рабочей частью; кривые 9÷14 – для труб с закрытой рабочей частью. Красные точки – результаты расчета

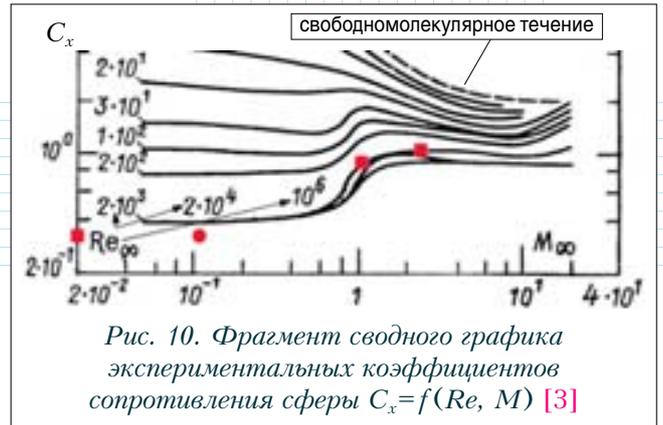
Необходимо отметить, что в общем случае для описания коэффициента сопротивления сферы в широком диапазоне изменения плотности газа набегающего потока – от нормальных условий вплоть до разреженных газов – двух параметров (M и Re) недостаточно,

поэтому в газодинамике вводится дополнительный параметр – число Кнудсена, величина которого определяется соотношением $Kn = 1.26 k M / Re$ (где k – показатель адиабаты; для воздуха $k = 1.41$). При достаточно малых числах Кнудсена ($Kn < 0.01$) реализуется континуальный режим обтекания, который описывается уравнениями Навье-Стокса для сплошной среды. Предельный случай свободномолекулярного обтекания соответствует $Kn > 10$ или $M/Re > 3$. Рассматриваемая программа позволяет решать задачи только для сплошной среды ($Kn < 0.01$).



Фрагмент экспериментальных данных (включая и режимы течения разреженных газов), представлен на рис. 10 [3]. Из графика следует, что при относительно малых числах Рейнольдса в докритической зоне обтекания шара (соответствует отрыву ламинарного пограничного слоя) при $M_\infty = const$ и уменьшении Re коэффициент сопротивления увеличивается, что обусловлено возрастающим влиянием вязкостных эффектов. При дозвуковых скоростях ($M_\infty < 1$) и больших числах $Re < 10^6$ влияние числа M_∞ на коэффициент сопротивления сферы весьма мало. Переход через скорость звука при $M_\infty = 1$ сопровождается резким увеличением сопротивления (волновым кризисом), который отчетливо виден на графике. Влияние вязкости сглаживает рост C_x при $M_\infty = 1$, и для $Re < 20$ кризис сопротивления практически отсутствует. При сверхзвуковых скоростях и больших числах Re коэффициент сопротивления сферы не изменяется с ростом числа M вплоть до значений $M < 10$. Красными точками на графике показаны результаты расчетов C_x для газа со стандартными значениями термодинамических параметров набегающего воздушного потока при различных числах Маха ($0.0213 \leq M_\infty \leq 2.13$) и Рейнольдса ($Re = 10^5 \dots 10^7$). Следует отметить, что для указанного диапазона M_∞ и Re как экспериментальное, так и численное определение коэффициента лобового сопротивления является достаточно трудоемким процессом.

Рассмотрим особенности обтекания параллелепипеда, который в отличие от шара обладает не осью симметрии, а плоскостью симметрии. Параллелепипед имеет следующие геометрические размеры: длина (вдоль по потоку) $L = 0.43$ м, ширина (поперек потока) – 0.226 м,



высота – 0.151 м. Для сравнения рассчитывались коэффициенты сопротивления двух вариантов параллелепипедов: с острыми кромками и со скругленными кромками (радиус скругления 0.02 м). В связи с тем, что параллелепипед имеет плоскость симметрии XOY , при решении задачи рассматривается только половина тела, а на плоскости симметрии для газодинамических параметров задается граничное условие симметрии. В этом случае рассчитанную силу лобового сопротивления и соответствующий коэффициент сопротивления $C_x = X / (S \rho u^2 / 2)$ необходимо увеличить в два раза (площадь поперечного сечения для параллелепипеда со скругленными кромками $S = 0.0338$ м²). Результаты решения задач подобного типа могут быть использованы при анализе аэродинамических характеристик моделей автомобилей-фургонов и разработке путей уменьшения их аэродинамического сопротивления.

В таблице 1 приведены результаты расчетов коэффициента лобового сопротивления при симметричном обтекании параллелепипеда со скругленными кромками. Для параллелепипеда с острыми кромками соответствующие величины коэффициента лобового сопротивления отличаются не более чем на $2 \div 5\%$. Об этом свидетельствуют практически совпадающие картины распределения скоростей (рис. 11). Отметим, что при несимметричном обтекании (наличии угла атаки или угла скольжения) характер обтекания и величина коэффициента сопротивления будут различными.

Таблица 1.

u , м/с	$Re = uL/v$	C_x при $R = 0.02$ м
9.6	2.847×10^5	0.6696
15.0	4.480×10^5	0.6680
20.0	5.931×10^5	0.6674
37.3	11.061×10^5	0.6671

Средства визуализации программы позволяют легко получить трехмерные траектории движения элементарных газовых объемов или линий тока. Визуализация линий тока вблизи зон отрыва потока или областей с большими градиентами скорости позволяет создавать более плавные очертания обтекаемого тела для уменьшения так называемого сопротивления давления.

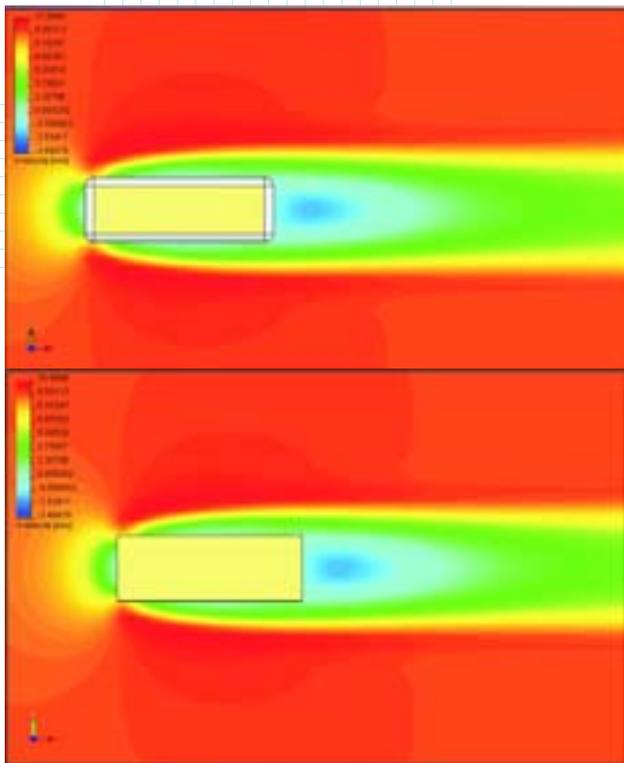


Рис. 11. Картина распределения скоростей в окрестности параллелепипеда с острыми и скругленными кромками ($u=9.6\text{ м}$, $Re=2.847 \times 10^5$)

На рис. 12 показаны характерные формы линий тока вблизи торцевых и боковых поверхностей параллелепипеда с острыми и скругленными кромками. Под воздействием вихрей линии тока в виде лент могут осуществлять поворот (поступательно-вращательное движение) относительно продольной линии симметрии ленты.

Особый интерес для практики представляет **задача о движении тела вблизи земли** или дороги (движущийся автомобиль, самолет в предпосадочном и посадочном режимах). В связи с тем, что при решении задач обтекания тела в программе *FloWorks* используется принцип обращения движения (тело неподвижно; поток набегает на тело со скоростью, равной по величине и противоположной по направлению заданной скорости движения тела), возникают определенные трудности при моделировании земли и задании на её поверхности граничного условия. В соответствии с принципом обращения движения поток, обтекающий тело, а также земля (дорога) должны иметь одинаковую скорость (как уже отмечалось, равную по величине и противоположную по направлению). Однако существующие версии *FloWorks* пока не позволяют решать подобные задачи с подвижными границами. С аналогичными трудностями встречаются экспериментаторы, моделирующие в аэродинамической трубе движение тела вблизи земли. Подвижный экран, движущийся со скоростью набегающего потока, значительно усложняет конструкцию трубы и применяется только в особых случаях. Поэтому моделирование осуществляют с помощью неподвижного

экрана (скорость модели относительно экрана равна нулю). Однако в случае неподвижного экрана частично нарушается подобие реального обтекания тела и модели из-за влияния пограничного слоя, образующегося на поверхности экрана. Экспериментально доказано [4], что погрешность в определении сопротивления и подъемной силы достаточно мала, если расстояние от нижней части поверхности модели до экрана больше толщины пограничного слоя экрана. В программе *FloWorks* неподвижный экран моделируется заданием граничного условия “реальная стенка” (*Real Wall*), которое обеспечивает равенство нулю всех составляющих скорости на поверхности экрана. Форма и положение экрана относительно тела должны быть предварительно заданы в *SolidWorks*.

Другой путь приближенного экспериментального моделирования движения тела вблизи земли называется методом зеркального отражения. В этом случае в рабочем участке аэродинамической трубы зеркально располагаются две геометрически одинаковых модели. Плоскость симметрии, относительно которой расположены модели, имитирует движущуюся поверхность земли. Скорость движения земли (точнее, скорость в плоскости симметрии) в этом случае не является постоянной величиной и равна скорости набегающего потока только вдали от моделей. На рис. 13 в качестве примера приведен дымовой спектр обтекания (линии тока) в аэродинамической трубе двух зеркально отраженных моделей аэродинамических профилей [4]. На линии

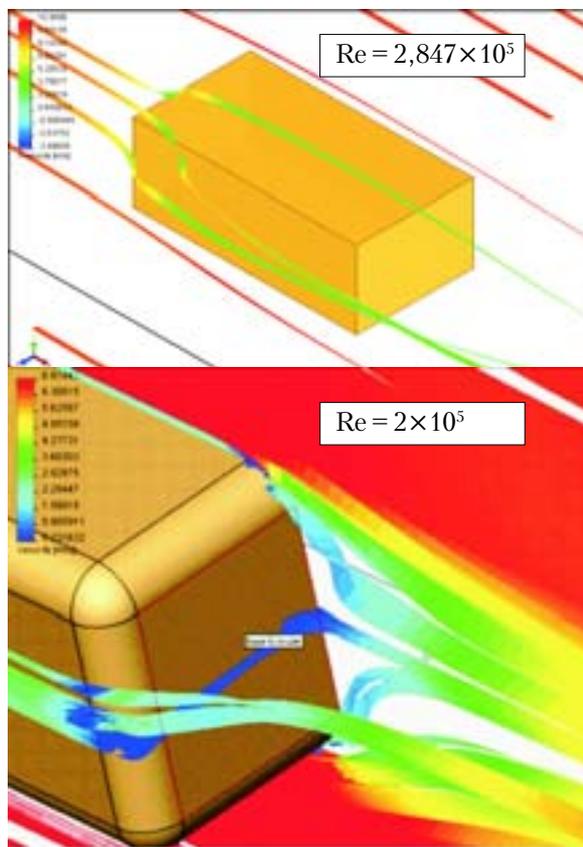


Рис. 12. Линии тока в окрестности параллелепипеда

ab , которая является следом плоскости симметрии, имитирующей землю, выполняется равенство нулю нормальной составляющей скорости потока ($u_n=0$). В программе *FloWorks* метод зеркального отражения можно реализовать заданием на поверхности земли (экрана) условия симметрии или граничного условия “идеальная стенка” (*Ideal Wall*).



Рис. 13. Дымовой спектр обтекания двух зеркально отраженных аэродинамических профилей

Анализ характерных особенностей обтекания тел вблизи экрана был выполнен для рассмотренных ранее типов параллелепипедов, нижняя плоскость которых располагалась на расстоянии 0.02м от экрана, что в масштабе моделировало среднестатистическое расстояние

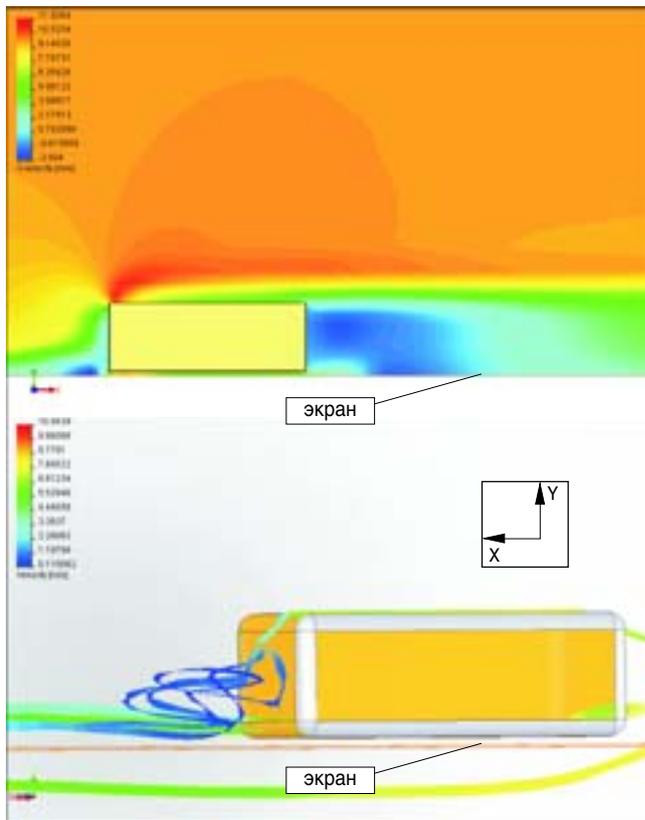


Рис. 14. Картина распределения скоростей и линий тока при обтекании параллелепипеда вблизи экрана (экран – плоскость симметрии, метод зеркального отражения)

между днищем автомобиля и дорогой. На рис. 14 представлена картина распределения скоростей и линий тока при обтекании обоих типов параллелепипедов (скорость набегающего потока для параллелепипеда со скругленными кромками направлена справа налево; в обоих случаях плоскость экрана была выбрана в качестве плоскости симметрии, поэтому скорость на ней не равна нулю). В отличие от свободного обтекания (рис. 11) в данном случае перед телом вблизи экрана образуется застойная вихревая зона. Задняя отрывная зона под влиянием струи, вытекающей из щели между нижней плоскостью и экраном, более вытянута вниз по потоку и имеет несимметричную и более сложную конфигурацию линий тока. Кроме того, несимметричность обтекания тела, обусловленная наличием экрана, вызывает появление подъемной силы и аэродинамического момента относительно оси OZ , анализ которых выходит за рамки данной статьи.

Отметим, что в рассматриваемом случае, как и в случае свободного обтекания, основной физической причиной появления силы сопротивления давления является разность давлений, действующих на торцевые стенки (повышенного давления на переднюю стенку – вследствие торможения потока, и пониженного давления на заднюю стенку – в результате срыва потока). Картина распределения давления в окрестности параллелепипеда, показанная на рис. 15, подтверждает данный вывод. На плоскости экрана (рис. 15) задано граничное условие “идеальная стенка” (*Ideal Wall*), которое равносильно заданию условия симметрии.

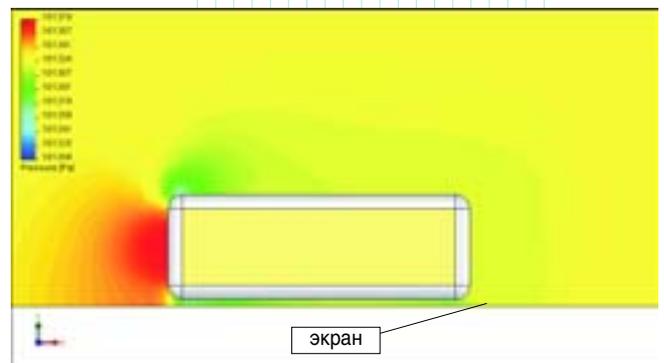


Рис. 15. Распределение давления при обтекании параллелепипеда вблизи экрана

Литература

1. Panton R.L. Incompressible Flow. – John Wiley & Sons, Inc., 1966.
2. Мартынов А.К. Прикладная аэродинамика. – Москва, Машиностроение, 1972.
3. Белов А.В., Буравцев А.И., Ковалев М.А., Матвеев С.К. Лабораторный практикум по аэрогазодинамике. – Ленинград, изд-во Ленинградского университета, 1988.
4. Бедржицкий Е.Л., Дубов Б.С., Радциг А.Н. Теория и практика аэродинамического эксперимента. – Москва, изд-во МАИ, 1990. 