

# Math-Net.Ru

All Russian mathematical portal

I. A. Belov, S. A. Isaev, A. Y. Mitin,  
V. N. Konovalov, APPLICATION OF THE  
PERFECT LIQUID  
CONCEPTION FOR THE CALCULATION  
OF THE SEPARATED FLOW OVER  
BLUNTED BODIES WITH REGARD TO  
THE TURBULENT SHIFT LAYER ON  
THE SEPARATION BOUNDARY ZONE,  
*Pisma v Zhurnal Tekhnicheskoi Fiziki*, 1984,  
Volume 10, Issue 20, 1217–1220

<https://www.mathnet.ru/eng/pjtff1407>

Use of the all-Russian mathematical portal Math-Net.Ru  
implies that you have read and agreed to these terms of use  
<https://www.mathnet.ru/eng/agreement>

Download details:

IP: 18.97.9.168

April 17, 2025, 21:43:55



ПРИМЕНЕНИЕ КОНЦЕПЦИИ ИДЕАЛЬНОЙ ЖИДКОСТИ  
ДЛЯ РАСЧЕТА ОТРЫВНОГО ОБТЕКАНИЯ  
ЗАТУПЛЕННЫХ ТЕЛ С УЧЕТОМ  
ТУРБУЛЕНТНОГО СДВИГОВОГО СЛОЯ  
НА ГРАНИЦЕ ОБЛАСТИ ОТРЫВА

И.А. Белов, С.А. Исаев,  
А.Ю. Митин, В.Н. Коновалов

Получившая в последние годы признание идея о применимости концепции идеальной жидкости в вычислительном эксперименте, связанном с расчетом сверхзвукового обтекания тел при предельно больших числах Рейнольдса, в том числе с отрывом потока, нашла воплощение в разработке адаптирующихся к особенностям течения алгоритмов и, как следствие, поиске решения в подобластях гладкого поведения газодинамических параметров. Примером такого рода решений служит работа [1], в которой на основе нестационарной схемы Годунова использован лагранжево-эйлеров подход к построению расчетной сетки, адаптирующейся как к головной ударной волне, так и к поверхности тангенциального разрыва, возникающих при движении со сверхзвуковой скоростью тела с передней срывной зоной, типа изображенного на рис. 1,а. Альтернативный подход к расчету обтекания таких или подобных тел в условиях отрыва потока, включая расчет ближнего следа за телом, принят в ряде других работ (см., например, [2, 3]), где на основе нестационарных разностных схем крупных частиц и Годунова на неподвижных сетках получены решения задач без выделения структурных особенностей течения. Различие указанных подходов заключается прежде всего в том, что если в первом случае практически исключается обмен количеством движения и энергией между внешним потоком и циркуляционным течением, возникающий в реально существующем сдвиговом слое (рис. 1,а) на границе области отрыва, то во вто-

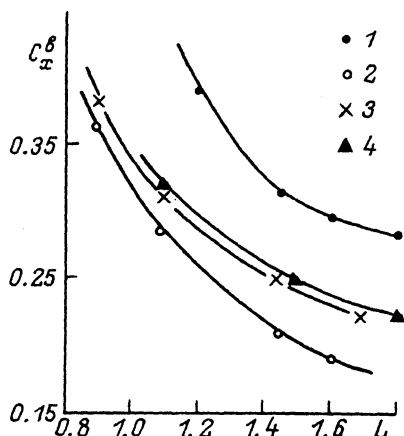
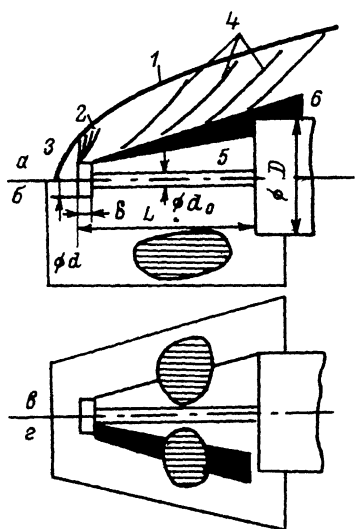


Рис. 1. Схема обтекания компоновки диск-цилиндр (а) с указанием основных структурных элементов: 1 - головная ударная волна; 2 - вееры разрежения; 3 - звуковая линия; 4 - волны сжатия; 5 - отрывная зона; 6 - турбулентный сдвиговый слой. Расчетные области с прямоугольной сеткой (б), косоугольной сеткой (в), косоугольной сеткой с наложенным турбулентным сдвиговым слоем (г).

Рис. 2. Зависимость коэффициента волнового сопротивления  $C_x^b$  компоновки от выступающего диска  $L$ . 1 - расчет на прямоугольной сетке; 2 - расчет на косоугольной сетке; 3 - эксперимент; 4 - расчет с наложением турбулентного сдвигового слоя.

ром случае перенос количества движения и энергии обусловлен действием механизма искусственной диффузии, величина которой зависит от схемной вязкости, определяемой, как установлено, например, в [4], процессами конвекции в сдвиговом слое и скосом потока относительно граней ячеек расчетной сетки.

Для определения влияния на решение вязких эффектов и оценки адекватности механизмов турбулентной и искусственной диффузии проведено численное и экспериментальное исследование осесимметричного обтекания цилиндра  $D = 1$  с вынесенным на расстояние  $L$  перед ним диском диаметра  $d = 0.23$  и толщины  $\delta = 0.07$  (диаметр соединительной перемычки  $d_0$  выбран равным 0.1) сверхзвуковым потоком с числом Маха  $M = 4.15$ . Число Рейнольдса в эксперименте, построенное по параметрам невозмущенного потока и диаметру цилиндра, равно  $1.6 \cdot 10^6$ . Численное решение задачи,

соответствующее стационарному режиму обтекания тела, получено в процессе установления во времени с помощью нестационарного метода Годунова [5], используя два типа расчетных сеток: прямоугольную, согласованную с поверхностями обтекаемого тела сетку (рис. 1,б) и косоугольную сетку, со сгущением сеточных линий в окрестности опорной линии, соединяющей острые кромки диска и цилиндра (рис. 1,в). Граничные условия поставлены обычным образом [2].

При использовании прямоугольных сеток сдвиговой слой, развивающийся на границе циркуляционного течения с внешним потоком, пересекает грани расчетных ячеек и несомненно в большой степени формируется под действием механизма искусственной диффузии. Сетки с косоугольными ячейками подобраны таким образом, чтобы ориентировать продольные грани ячеек в области сдвигового слоя, по возможности, параллельно вектору скорости потока и, следовательно, уменьшить влияние искусственной диффузии. Отметим, что в последнем случае верхняя граница расчетной области наклонена к оси симметрии с целью уменьшения размазывания криволинейной головной ударной волны.

Как видно из сопоставленных на рис. 2 расчетных и экспериментальных зависимостей коэффициента волнового сопротивления  $C_x^b$  рассматриваемых компоновок от выступления диска  $L$ , решение задачи существенно зависит от выбора расчетной сетки. Значительное рассогласование  $C_x^b$  при переходе от косоугольной сетки к прямоугольной несомненно обусловлено влиянием механизма искусственной диффузии из-за различия в величинах схемной вязкости, реализующихся на использованных расчетных сетках. В расчетах на косоугольной сетке почти полное исключение искусственной диффузии в области смешения потоков приводит к резкому ослаблению течения в области между диском и цилиндром. Решение задачи в этом случае аналогично решениям, получаемым при использовании адаптирующихся алгоритмов, и описывает течение идеальной жидкости с выделением тангенциального разрыва с почти застойной областью между диском и цилиндром. Коэффициент волнового сопротивления компоновки оказывается ниже экспериментально определенного, что указывает на существенное влияние турбулентного переноса в сдвиговом слое на распределение силовых нагрузок на тело. В то же время в расчетах на прямоугольной сетке получен более высокий по сравнению с экспериментальным уровень силовых нагрузок на тело. Таким образом, несмотря на сходство (наличие сдвигового слоя) моделируемого течения и его физического аналога, количественное рассогласование расчетных и экспериментальных результатов указывает на неадекватность механизмов искусственной и турбулентной диффузии.

Очевидно, что преодолеть затруднения оставаясь в рамках модели идеальной жидкости не представляется возможным и необходимо, по крайней мере, учесть особенности, присущие турбулентному течению в сдвиговом слое. Логично, что реализация такого „гибридного“ подхода может быть осуществлена путем выделения в процессе

расчета сдвигового слоя и рассмотрения в нем турбулентного (по сути, а не по названию) движения жидкости с последующим сшиванием решения в сдвиговом слое и вне его, где используется рассмотренный ранее подход (рис. 1, г). Описание турбулентного движения жидкости в сдвиговом слое предусматривает обращение к системе уравнений Рейнольдса, замыкаемой с помощью той или иной модели турбулентности. Стремление к построению достаточно простых и нетрудоемких алгоритмов обусловило выбор полуэмпирической конвективной модели турбулентности, предложенной Прандтлем. Для уменьшения влияния на решение искусственной диффузии в сдвиговом слое использована сетка, адаптированная в достаточной степени к разделяющей циркуляционное течение и внешний поток линии тока (рис. 1, г). Априорное задание ограничивающих сдвиговый слой линий, симметрично расположенных относительно опорной линии, основано на автомоделных решениях для турбулентных сдвиговых слоев [6] и обработке данных по оптической визуализации течения. Эмпирические константы, определяющие турбулентную вязкость и толщину сдвигового слоя, выбраны равными 0.015, 0.085 соответственно.

Хорошее согласование рассчитанных таким образом коэффициентов сопротивления компоновок с экспериментальными значениями (рис. 2) указывает на существенное повышение качества моделирования обтекания тел с передней срывной зоной и позволяет обобщить предложенный „гибридный“ подход на класс задач отрывного обтекания тел достаточно произвольной формы, включая задачу расчета течения в ближнем следе за телом.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] З а б р о д и н А.В., Ч е р к а ш и н В.А. – Препринт Ин. прикл. матем. им. М.В. Келдыша, 1980, № 73.
- [2] Б е л о в И.А. Взаимодействие неравномерных потоков с преградами, Л.: Машиностроение, 1983.
- [3] Б е л о ц е р к о в с к и й О.М., Д а в ы д о в Ю.М. Метод крупных частиц в газовой динамике. М.: Наука, 1982.
- [4] L e s c h z i n e r M.A. – Comp. Meth. Appl. Mech. and Eng., 1980, 23, 3.
- [5] Численное решение многометных задач газовой динамики. Под ред. С.К. Годунова, М.: Наука, 1976.
- [6] Р е й н о л ь д с А.Дж. Турбулентные течения в инженерных приложениях, М.: Энергия, 1979.

Ленинградский  
механический институт

Поступило в Редакцию  
8 июня 1984 г.