

01.1;03

## Моделирование эффекта снижения лобового сопротивления цилиндра с выступающим диском при высоких числах Маха

© С.А. Исаев<sup>1</sup>, П.А. Баранов<sup>1</sup>, А.Н. Михалев<sup>2</sup>, А.Г. Судаков<sup>1</sup><sup>1</sup> Санкт-Петербургский государственный университет гражданской авиации<sup>2</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург  
E-mail: isaev3612@yandex.ru

Поступило в Редакцию 19 мая 2014 г.

Сравниваются различные подходы к моделированию сверх- и гиперзвукового осесимметричного турбулентного обтекания цилиндрических тел с нетрадиционной формой головной части — с вынесенным перед торцом тонким диском на соединительном стержне. Аэробаллистический эксперимент на легкогазовой установке ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН сочетается с трубными испытаниями и расчетами с помощью пакета VP2/3, основанного на многоблочных вычислительных технологиях и модели переноса сдвиговых напряжений с коррекцией на кривизну линий тока. Эффект снижения лобового и волнового сопротивления ступенчатого тела анализируется при высоких числах Маха (до 10) и вариации удлинением соединительного стержня при условии существования единой передней срывной зоны.

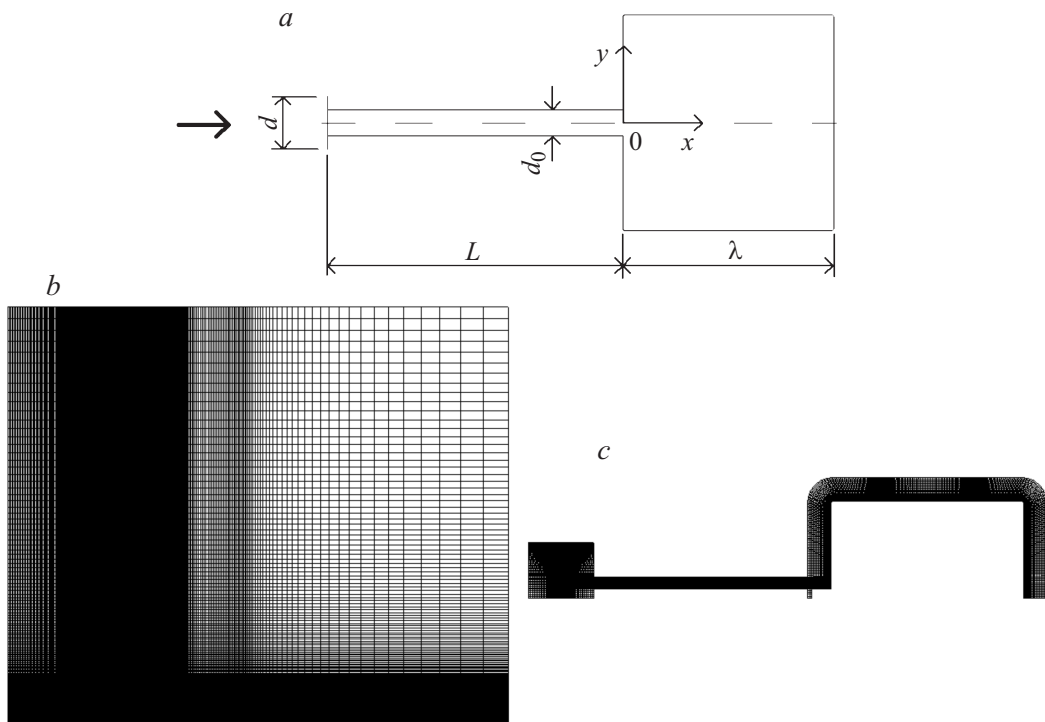
В отличие от традиционных аэродинамических форм обтекателей тел вращения, связанных с формированием безотрывного течения около криволинейного контура с подбором углов наклона к оси симметрии [1], нетрадиционные формы конструируются на основе принципа преднамеренного отрыва потока на выступающем диске и организации перед телом крупномасштабного тороидального вихря — передней срывной зоны (ПСЗ) [2]. Лобовое сопротивление компоновки с ПСЗ оказывается значительно ниже по сравнению с сопротивлением отдельно взятого тела без диска и соединительного стержня. Диск играет роль стабилизатора отрывной зоны [3], в то время как для тонкой иглы без диска [4] характерна неустойчивость обтекания, сопровождающаяся

периодическим смещением точки отрыва. Хотя механизм формирования ПСЗ с фиксированной точкой отрыва обусловливается неравномерностью набегающего потока с периферийным максимумом скорости [2] и представляется оправданной, а подчас и вполне приемлемой (в особенности для коротких соединительных стержней) модель идеального невязкого газа [3], в [5,6] обнаружено, что при больших выносах диска  $L$  существенную роль играет турбулентный сдвиговый слой на границе области ПСЗ. Если не учитывать его развитие, то завышение численных прогнозов волнового сопротивления компоновки может доходить до двукратного уровня по сравнению с данными трубных испытаний. В [7] показано, что увеличение выноса  $L$  сопровождается гистерезисными явлениями, связанным со скачкообразными переходами от единой ПСЗ к системе крупномасштабных вихрей за диском и перед торцом цилиндра. Это обстоятельство ограничивает применение упрощенных зональных моделей [5,6], сочетающих модель идеального газа с „навешенным“ турбулентным сдвиговым слоем на границе области отрыва, условиями существования единой ПСЗ. Свободным от указанных ограничений представляется подход на основе решения осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса, замкнутых уравнениями модели переноса сдвиговых напряжений (MSST) с коррекцией на кривизну линий тока [8,9]. Его приемлемость обоснована сравнениями численных прогнозов распределений плотности среды и аэродинамического сопротивления компоновки цилиндра с выступающим тонким диском диаметром  $d = 0.23$  при  $L = 1.4$  с данными аэробаллистического эксперимента на легкогазовой установке ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН при числе Маха  $M = 2.35$ . Адекватность MSST подтверждена также сравнениями с данными трубных испытаний в диапазоне  $M$  от 0 до 4.15. Важно подчеркнуть, что рассматриваемые ступенчатые компоновки обладают свойством головной стабилизации [10], а именно: на небольших углах атаки на переднем торце цилиндра возникает восстанавливающий тело по потоку аэродинамический момент. В [11–13] показано, что предположение о деформации тороидального вихря в ПСЗ представляется ошибочным, поскольку тороидальный вихрь на углах атаки размыкается и преобразуется в систему пространственных струйно-вихревых структур. Эффект головной стабилизации позволяет увеличить статическую устойчивость ступенчатых компоновок в полете в отличие от тел удобообтекаемой геометрии, для стабилизации которых должно использоваться либо вращение, либо хвостовое оперение [1]. Данное исследование продолжает моделирование снижения

лобового сопротивления тел вращения при организации ПСЗ между вынесенным диском и телом [14] при высоких числах Маха (до 10), а также нацеливается на обоснование адекватности численных прогнозов с использованием скорректированной MSST на основе сравнения с данными аэробаллистического эксперимента и трубными испытаниями на примере компоновки диск-цилиндр с варьированием выноса диска  $L$ .

В основу подхода к решению уравнений Рейнольдса в развиваемом пакете VP2/3 положен известный метод расщепления по физическим процессам в рамках процедуры коррекции давления SIMPLEC [15]. Чтобы избежать имеющих вычислительную природу явлений типа эффекта корбункула на головном скачке перед обтекаемым телом, предлагается метод определения невязких потоков на грани расчетной ячейки SLAU, использующий комбинацию MUSCL с ограничителем Van Albada. В целом технология расчета аналогична примененной в [8,14,16]. При расчете сжимаемых течений со скачками уплотнения установлено, что для устойчивости вычислительного процесса целесообразно конвективные члены в уравнениях переноса аппроксимировать по схеме Ван Лира, в том числе при определении плотности. Учет влияния кривизны линий тока в MSST выполняется посредством введения корректирующей функции  $1/(1 + C_c Ri_t)$  в формулу для расчета вихревой вязкости. Здесь дополнительная константа  $C_c = 0.02$  выбирается в ходе многочисленных тестовых расчетов турбулентных отрывных течений и вихревого теплообмена [15],  $Ri_t$  — турбулентное число Ричардсона.

Расчеты сверхзвукового осесимметричного обтекания ступенчатого тела (рис. 1, а) проведены в рамках методического подхода, отработанного на задаче обтекания шара и каплевидного тела [16]. Рассматривается цилиндр калибра 1 (диаметр выбран в качестве характерного размера) и удлинения  $\lambda$  (принято равным 1) с вынесенным на расстояние  $L$  тонким соосным диском с диаметром  $d$ , расположенным спереди от торца цилиндра и соединенным с ним тонкой перемычкой диаметром  $d_0$  (принимается равным 0.05). Вводится система цилиндрических координат  $x, y$  с центром 0 в середине переднего торца цилиндра. Равномерный поток с числом Маха, изменяющимся в пределах от 1.5 до 10, задается на левой границе, удаленной от торца цилиндра на расстояние 10.5. Выходная граница располагается на расстоянии 27.5, а верхняя удалена от оси симметрии на 31.5. На обеих проточных границах задаются условия продолжения решения —

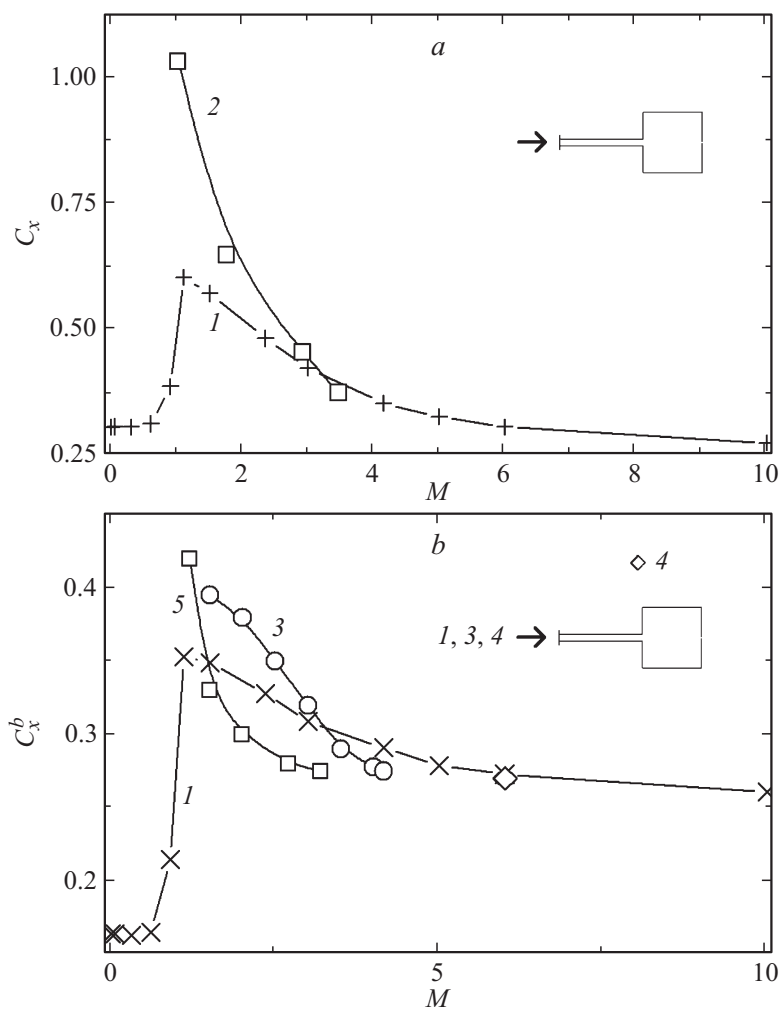


**Рис. 1.** Контур модели ступенчатого тела — цилиндра с выступающими передним соосным диском (*a*), декартова сетка (*b*), криволинейная O-типа сетка и 2 цилиндрических (*c*) фрагмента многоблочной расчетной сетки.

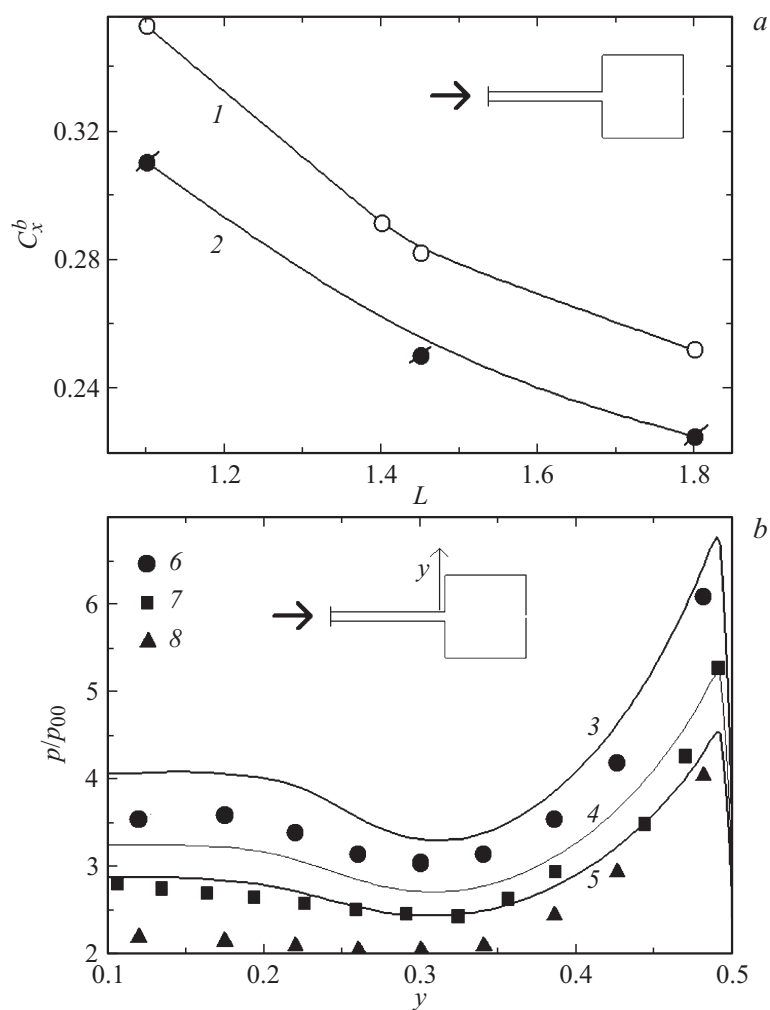
мягкие граничные условия. Энергия турбулентных пульсаций на входе в расчетную область соответствует условиям летного эксперимента ( $k = 10^{-6}$ ), а величина турбулентной вязкости выбирается меньше физической. На поверхности обтекаемого тела задаются условия прилипания, причем все омываемые стенки являются теплоизолированными. Для упрощения конструирования расчетной сетки рассматривается цилиндр со сглаженными острыми кромками, причем радиус скругления принимается равными 0.01. Многоблочная сетка в данном случае состоит из 4 фрагментарных структурированных пересекающихся сеток: внешней неравномерной декартовой сетки (рис. 1, *b*), криволинейной O-типа, согласованной с поверхностью цилиндра со скругленными острыми кромками и прилегающей к ней, и 2 цилиндрических сеток около 2 дисков и соединительной перемычки соответственно (рис. 1, *c*). Радиальный размер сетки O-типа составляет 0.2 и в ней располагается  $165 \times 48$  ячеек. Декартовая сетка покрывала прямоугольную область размером 38 на 31.5 калибров и содержала  $641 \times 201$  ячеек, сгущенных в зоне расположения тела. Шаг декартовой сетки в районе цилиндра составляет 0.01. Пристеночный шаг выбран равным  $10^{-4}$ . Число Рейнольдса принято равным  $10^6$  и соответствует значению в аэробаллистическом эксперименте.

На рис. 2, *a, b* сравниваются расчетные и экспериментальные результаты по коэффициенту лобового  $C_x$  и волнового  $C_x^b$  сопротивления в зависимости от числа Маха набегающего потока для ступенчатых тел с выносом диска  $d = 0.23$  на расстояние  $L = 1.4$ , а также цилиндра с оживальным обтекателем удлинением 1.5. При этом используются различные экспериментальные методы. Следует отметить хорошее согласие приведенных результатов для ступенчатых тел, что свидетельствует, прежде всего, о хорошей приемлемости подхода, основанного на дифференциальной модели турбулентности MSST, скорректированной на кривизну линий тока, и многоблочных вычислительных технологиях. Также следует указать на близость волнового сопротивления компоновок с ПСЗ и тел удобообтекаемой формы с примерно одинаковым удлинением „жидкой“ и твердой головных частей при том, что для первых тел статическая устойчивость в полете повышается за счет головной стабилизации, а для вторых ее приходится обеспечивать, как правило, хвостовым оперением, увеличивающим сопротивление тела.

Увеличение выноса  $L$  диска диаметром  $d = 0.23$  перед торцом цилиндра, как показано на рис. 3, *a*, существенно уменьшает волновое



**Рис. 2.** Сравнение расчетных и экспериментальных зависимостей лобового сопротивления  $C_x$  (a) и волнового сопротивления  $C_x^b$  (b) от числа Маха для компоновки с  $L = 1.4$  и  $d = 0.233$  (1–4) и цилиндра с оживальным обтекателем (5) удлинением 1.5 и радиусом кривизны 2.5. 1 — расчеты; 2 — аэробаллистический эксперимент; 3–5 — трубные испытания.



**Рис. 3.** Сравнение расчетных (1, 3–5) и экспериментальных (2, 6–8) коэффициентов волнового сопротивления (a) и распределений относительного давления по торцу цилиндра (b) при варьировании выноса диска  $L$  для диска диаметром 0.23 при числе Маха 4.15.

сопротивление ступенчатого тела при  $M = 4.15$ , в первую очередь, усилением разрежения в ПСЗ (рис. 3, *b*). Однако следует учитывать, что течение в отрывной зоне с ростом  $L$  может потерять устойчивость к возмущениям, а моновихревая структура распасться. Близость численных прогнозов и экспериментальных данных трубных испытаний подтверждает приемлемость скорректированной MSST.

Таким образом, можно сделать следующие выводы:

1. Для нетрадиционных тел вращения ступенчатой формы с вынесенным впереди соосным диском показана близость данных аэробаллистического эксперимента и трубных испытаний с численными прогнозами лобового и волнового сопротивления на основе решения осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса с использованием многоблочных вычислительных технологий при сверх- и гиперзвуковых скоростях потока.

2. Проанализирован эффект снижения лобового и волнового сопротивления ступенчатых тел для высоких чисел Маха (до 10) при варьировании выноса диска  $L$  от 1.2 до 1.8 при реализации условий существования единой ПСЗ.

3. Расширен диапазон приемлемости по числам Маха (до 10) MSST, скорректированной на кривизну линий тока.

4. Показано, что ступенчатая и оживальная формы обтекателя примерно одинакового удлинения оказываются близкими по волновому сопротивлению, хотя для первых характерен эффект головной стабилизации и вторые требуют для обеспечения устойчивости хвостового оперения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ по проектам № 14-01-00043, 13-08-00322 и при государственной поддержке научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых в российских вузах (ведущий ученый — С. Исаев, КНИТУ-КАИ, Казань) по гранту правительства России № 14.Z50.31.0003.

## Список литературы

- [1] Краснов Н.Ф. Аэродинамика тел вращения. М.: Машиностроение, 1964. 572 с.
- [2] Белов И.А. Взаимодействие неравномерных потоков с преградами. Л.: Машиностроение, 1983. 144 с.



- [3] *Belov I.F., Isaev S.A.* // Soviet Technical Physics Letters. 1980. V. 6. N 5. P. 264–265.
- [4] *Чжен П.* Отрывные течения. Т. 2. М.: Мир, 1972. 279 с.
- [5] *Белов И.А., Исаев С.А., Коновалов В.Н., Митин А.Ю.* // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. В. 20. С. 1217–1220.
- [6] *Belov I.A., Isaev S.A., Mitin A.Ju.* // J. Engineering Physics. 1986. V. 51. N 4. P. 1159–1164.
- [7] *Белов И.А., Исаев С.А., Коновалов В.Н., Митин А.Ю.* // Изв. СО АН СССР. Сер. технических наук. 1985. № 4. В. 1. С. 47–51.
- [8] *Isaev S.A., Lipnitskii Yu.M., Mikhalev A.N., Panasenko A.V., Usachov A.E.* // J. Engineering Physics and Thermophysics. 2011. V. 84. N 4. P. 827–839.
- [9] *Menter F.R., Kuntz M., Langtry R.* // Turbulence, Heat and Mass Transfer 4. Ed. K. Hajalic, Y. Nogano, M. Tummers. Begell House, Inc. 2003. 8 p.
- [10] *Любимов А.Н., Тюмнев Н.М., Хут Г.И.* Методы исследований течений газа и определения аэродинамических характеристик осесимметричных тел. М.: Наука. 1995. 397 с.
- [11] *Guvernyuk S.V., Isaev S.A., Sudakov A.G.* // Technical Physics. 1998. V. 43. N 11. P. 1397–1400.
- [12] *Bobyshev V.K., Guvernyuk S.V., Isaev S.A.* // J. Engineering Physics and Thermophysics. 1999. V. 72. N 4. P. 606–611.
- [13] *Баранов П.А., Гувернюк С.В., Исаев С.А., Харченко В.Б.* // Аэромеханика и газовая динамика. 2003. № 1. С. 16–27.
- [14] *Isaev S.A., Lipnitskii Yu.M., Mikhalev A.N., Panasenko A.V., Baranov P.A.* // Technical Physics Letters. 2013. V. 39. N 8. P. 750–752.
- [15] *Исаев С.А., Баранов П.А., Усачов А.Е.* Многоблочные вычислительные технологии в пакете VP2/3 по аэротермодинамике. Саарбрюкен: LAP LAMBERT Academic Publishing, 2013. 316 с.
- [16] *Исаев С.А., Михалев А.Н., Судаков А.Г., Усачов А.Е.* // ЖТФ. 2007. Т. 77. В. 8. С. 29–35.