

УДК 519.6+533.6.07

**ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ КОМБИНАЦИИ ТЕЛ
ПРИ СВЕРХЗВУКОВОМ ОБТЕКАНИИ.
2. ОБТЕКАНИЕ ДВУХ ТЕЛ ВРАЩЕНИЯ
НАД ПЛОСКОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ**

**М.Д. БРОДЕЦКИЙ, Е.К. ДЕРУНОВ, А.М. ХАРИТОНОВ, А.В. ЗАБРОДИН,
А.Е. ЛУЦКИЙ**

*Институт теоретической и прикладной механики СО РАН,
Новосибирск
Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН,
Москва*

Работа посвящена изучению продольного обтекания двух одинаковых параллельно расположенных тел вращения (комбинация конуса с углом полураствора $\beta = 20^\circ$ и цилиндра диаметром D) в присутствии плоской пластины при числе Маха $M_\infty = 4,02$. Расстояния между осями тел вращения и от последних до поверхности пластины составляют соответственно $\Delta z = 1,4D$ и $\Delta y \approx 0,97D$. Проведено сопоставление экспериментальных и расчетных результатов в интерференционной области исследуемых моделей. Показано, что при использовании численных алгоритмов, основанных на математической модели уравнений Эйлера (в том числе в случае моделирования влияния вязкости путем задания неравномерного потока во входном сечении) наибольшее расхождение между результатами эксперимента и расчета имеет место в межмодельном канале в областях отрыва при взаимодействии падающих скачков уплотнения с турбулентными пограничными слоями моделей.

В работе представлены результаты экспериментальных и расчетных исследований продольного обтекания двух тел вращения в присутствии плоской пластины. Общая схема установки использованной комбинации моделей в рабочей части аэродинамической трубы показана на рис. 1. Конструктивные особенности основной модели 1, пластины 9 и их установки в трубе, а также методики проведения экспериментов и обработки результатов изложены в работе [1]. Напомним, что основная модель 1 (модель А), представляющая собой комбинацию конуса с углом полураствора $\beta = 20^\circ$ (удлинение $\lambda_r = x_{\text{мид}}/D = 1,374$, $D = 50$ мм) с цилиндром удлинением $\lambda_c = (L - x_{\text{мид}})/D = 5,0$, и пластина 9 (модель В) предназначены для измерения распределения давления на их поверхностях. В настоящем случае дополнительно над пластиной 9 посредством державки 6 и цангового зажима 8 на специальном горизонтальном пилоне 7 устанавливается вспомогательная модель 5 (модель Б, являющаяся аналогом модели А). При этом оси моделей 1 и 5 параллельны и располагаются в плоскости xOz на расстоянии $\Delta z = 1,4D$ друг от друга. К тому же вершины указанных моделей лежат на оси Oz , т. е. продольное смещение моделей отсутствует.

Эксперименты проведены в сверхзвуковой аэродинамической трубе Т-313 [2] ИТПМ СО РАН при числах Маха $M_\infty = 4,02$ и Рейнольдса $Re_1 = 55 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$. Распределение давлений p_i измерялось измерителем давления МИД-100 [3]. Результаты представлены в виде коэффициентов давления $C_p = (p - p_\infty)/q_\infty$ и их вращения в соответствующих точках относительно изолированной модели, т. е. $\Delta C_p = C_p - C_{p \text{ изол}}$. При этом погрешность определения коэффициента C_p с учетом

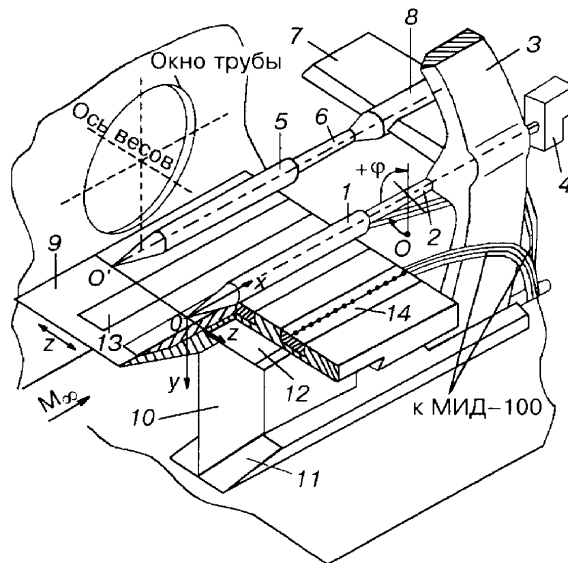


Рис. 1. Схема установки моделей в трубе.

- 1 — основное тело вращения (модель А), 2, 6 — державки, 3 — саблевидная подвеска весов, 4 — механизм поворота, 5 — вспомогательное тело вращения (модель В), 7 — горизонтальный пилон, 8 — цапговый зажим, 9 — пластина (модель В), 10 — вертикальный пилон, 11 — опорная плита, 12 — направляющая, 13 — сплошной (ложный) вкладыш, 14 — дренажный вкладыш.

неравномерности поля скоростей оценивается величиной $\Delta C_p = \pm 0,02$. Здесь p , p_∞ и q_∞ — соответственно статические давления на модели и в рабочей части трубы и скоростной напор набегающего потока.

Как и в работе [1], численное моделирование проводилось с использованием системы уравнений газовой динамики, зависящих от трех пространственных переменных [4].

По сравнению со случаем симметричного обтекания двух тел вращения (комбинация № 1) [5] при $\Delta z = 1,4D$ установка пластины (экрана) на расстоянии $\Delta y \approx 0,97D$ от их осей (комбинация № 3) обуславливает существенное перераспределение давления на поверхности основного тела, особенно в области между образующими $\varphi = 0$ и 90° . Картину формирования интерференционных нагрузок на модели А можно представить из сопоставления диаграмм изолиний $\Delta C_p = \text{const}$ (рис. 2) и распределения коэффициентов давления ΔC_p по образующим $\varphi = 0$ (a), 20 (b), 50 (c), 90 (d) и 180° (e) (рис. 3). Диаграммы получены по результатам расчетных (a) (в классической постановке, равномерный сверхзвуковой поток на входе) и экспериментальных (b) данных, а зависимости $\Delta C_p = f(\varphi, x)$ — по результатам двух расчетов (в классической постановке и с моделированием влияния вязкости путем задания неравномерного потока на входе) и эксперимента. Точность построения графиков для всех случаев одинакова.

Как показал анализ экспериментальных данных (см. рис. 2, b), на модели А в окрестности образующей $\varphi = 90^\circ$ наблюдаются два пика давлений: при $\lambda_{ц} \approx 0,7$ ($\Delta C_{p \max} \approx 0,51$) и $\lambda_{ц} \approx 1,8$ ($\Delta C_{p \max} \approx 0,07$). Первый пик является результатом падения конического головного скачка уплотнения модели В, формирующего ниже по потоку интерференционную область $\Delta C_p > 0$ (область I), второй — результатом падения отраженного от модели В головного скачка уплотнения основной модели А, формирующего вторую область $\Delta C_p > 0$ (область III). Как показано в работе [5], в случае симметричного обтекания двух тел вращения между указанными областями располагается область отрицательных значений ΔC_p (область II), обусловленная воздействием веера волн разрежения от стыка ко-

Рис. 2. Диаграммы изолиний $\Delta C_p = \text{const}$ на теле вращения.

a — расчет (равномерный поток на входе), *b* — эксперимент. Шаг изолиний: $\Delta C_p = 0,02$ при $C_p \leq 0,1$ и $\Delta C_p = 0,05$ при $C_p > 0,1$. Области: I, III — $\Delta C_p > 0,1$; II, IV — $\Delta C_p < 0$.

нической головной и цилиндрической частей модели Б. Ниже по потоку от области интерференции III на модели А возможно появление второй области отрицательных значений ΔC_p (IV), которая является результатом воздействия отраженного от модели Б веера волн разрежения модели А.

При наличии пластины образующеся на основной модели интерференционное поле давлений (см. рис. 2, *b*) практически состоит из одной области $\Delta C_p > 0$. Последняя образовалась за счет присоединения к области I области III. В данном случае отраженный скачок уплотнения приходит на модель А в окрестности границы между областями I и II, сдвигая последнюю ниже по потоку. При этом области II и IV ($\Delta C_p < 0$) вырождаются в "островки" внутри области $\Delta C_p > 0$ с близкими к нулю значениями C_p .

Согласно экспериментам для комбинации № 2 (одно тело вращения в присутствии пластины) [1], на модели А в окрестности образующей $\varphi = 0$ при $\lambda_{ц} \approx 1,8$

формируется только один пик давления ($\Delta C_{p \max} \approx 0,21$), который является результатом падения отраженного от пластины ее конического головного скачка уплотнения. Данный пик давления также просматривается на рис. 2, *b*. При этом на основном теле вращения в интерференционной области I в окрестности образующей $\varphi = 20^\circ$ и удлинения $\lambda_{ц} \approx 2,0$ появляется локальная зона повышенного давления ($\Delta C_{p \max} \approx 0,49$). Последняя, по-видимому, является результатом взаимодействия двух конических головных скачков

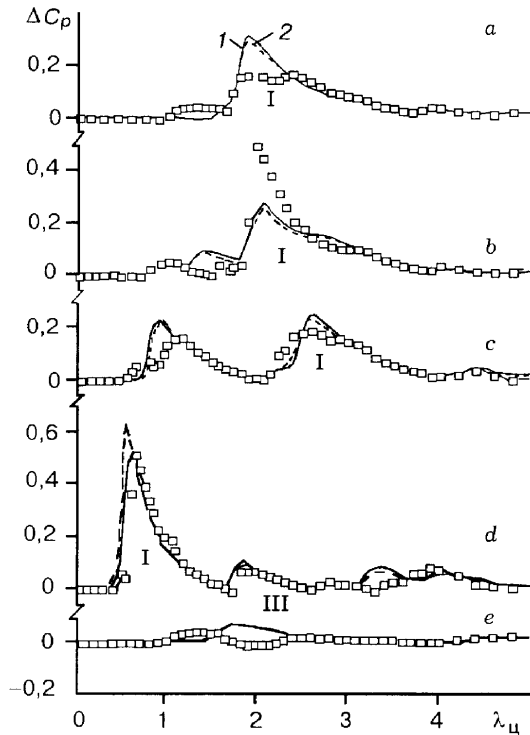


Рис. 3. Зависимости $\Delta C_p(\lambda_{ц})$ на теле вращения при разных значениях угла φ . Линии — расчет, точки — эксперимент. 1 — равномерный поток на входе, 2 — моделирование с учетом влияния вязкости. Области I, III — $\Delta C_p > 0$.

уплотнений: скачка модели А, отраженного от пластины, и скачка модели Б (рис. 4, с). В свою очередь, на внешних образующих основной модели, т. е. в диапазоне углов $180^\circ \leq \varphi \leq 360^\circ$ (см. рис. 2, b), распределение давления, как и следовало ожидать, качественно аналогично случаю обтекания одного тела вращения в присутствии пластины [1].

Из представленных зависимостей распределения давления по длине модели видно, что по мере увеличения угла φ (рис. 3, a, b, c) на модели А происходит последовательное уменьшение первого пика давления, обусловленного отраженным от пластины собственным головным скачком уплотнения, и увеличение второго (выше по потоку) пика давления, обусловленного падением головного скачка уплотнения модели Б (рис. 4, b, c). В этом случае на участке области интерференции I зависимости $\Delta C_p = f(x)$ имеют пилообразный характер, причем при $\varphi \geq 50^\circ$ (см. рис. 3, c) на основной модели между указанными пиками появляется еще один пик, обусловленный отраженным от модели Б собственным головным скачком.

Как видно из рис. 2, a, расчет для случая равномерного сверхзвукового потока на входе дает на теле вращения качественно подобную эксперименту диаграмму изолиний $\Delta C_p = \text{const}$, выделяя характерные пики давлений и их местоположение. В то же время наблюдаются более острые следы фронтов основных падающих скачков уплотнений, как правило, несколько завышенные значения максимальных давлений и отсутствуют особенности, связанные с отрывами пограничного слоя на модели. Попытка учесть влияние вязкости путем задания на входе неравномерного профиля скорости не привела к улучшению сходимости с экспериментом в распределении давлений (см. рис. 3). Кроме того, заметные различия между расчетом и экспериментом имеют место в области угла $\varphi = 20^\circ$ в местах падения скачков уплотнения, т. е. на передних фронтах формирующихся областей интерференции I. Вместе с тем время на задних фронтах указанных областей на определенных участках модели согласие результатов удовлетворительное. Хорошая сходимость результатов расчета и эксперимента в местах взаимодействия основных скачков уплотнения с пограничным слоем тела

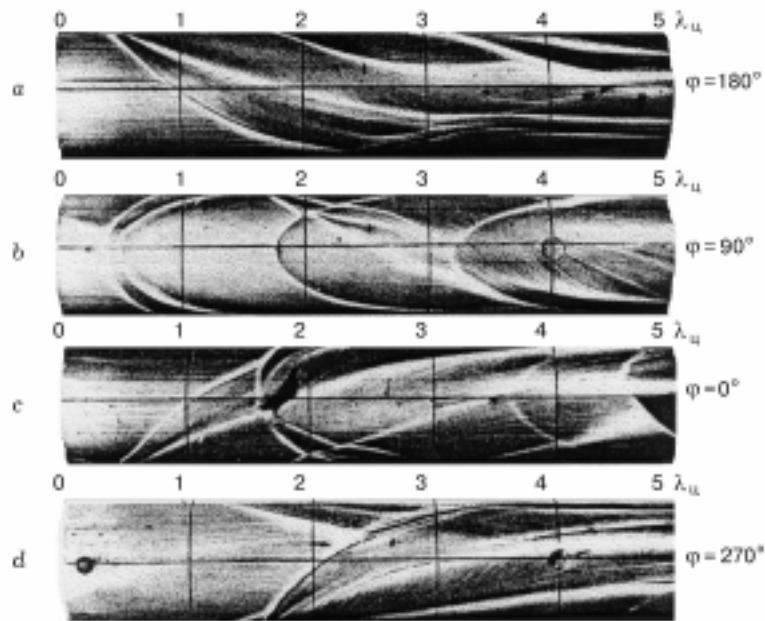


Рис. 4. Картины маслосажевой визуализации предельных линий тока на теле вращения при $\varphi = 180^\circ$ (a), 90° (b), 0° (c) и 270° (d).

вращения (область I) наблюдается в диапазоне углов $70^\circ \leq \varphi \leq 120^\circ$ (рис. 3, d), т. е. там, где отрыв пограничного слоя можно рассматривать как квазидвумерный.

Маслосажевая визуализация предельных линий тока на пластине (рис. 5) фиксирует следы взаимодействия как головных скачков уплотнения тел вращения, так и скачков, отраженных от пластины и тела вращения. Картины течения с внешних сторон от проекций осей основного и вспомогательного тел вращения в первом приближении идентичны картине течения на пластине в присутствии одного тела вращения. В то же время в межмодельном канале с малой площадью поперечного сечения, по-видимому, происходит местное запирание потока, т. е. в окрестности плоскости симметрии возникает зона дозвукового течения с последующим переходом его в сверхзвуковое. В этом случае на пластине между линиями первичного отрыва пограничного слоя (линиями стекания) S_1^1 и S_2^1 появляется “перемычка”, а линии вторичного отрыва S_2^1 и S_2^2 образуют в окрестности плоскости симметрии течения расходящиеся вниз по потоку от точки F границы канала G . Здесь верхние индексы 1 и 2 означают соответствующие характеристики для основного и вспомогательного тел вращения. Наличие “перемычки” указывает на нерегулярное взаимодействие головных скачков тел вращения с образованием плоского скачка большой интенсивности вблизи поверхности пластины. Последний формирует в межмодельной области указанную выше общую для двух тел линию отрыва пограничного слоя и соответствующую ей локальную зону возвратного течения (ограничена ниже по потоку точкой F). На возможную нестационарность течения в этой зоне указывает скопившаяся маслосажевая смесь. При этом хорошо видны исходящие из окрестности точки F следы двух скачков K^1 и K^2 , являющихся, по-видимому, отражениями основных головных скачков уплотнений тел вращения от границ канала G . Там же ниже по потоку располагаются две пары следов слабых скачков уплотнений. Первая (следы L^1 и L^2), по-видимому, является результатом отражений конических головных скачков уплотнений соответственно моделей А и Б от внутренних обра-

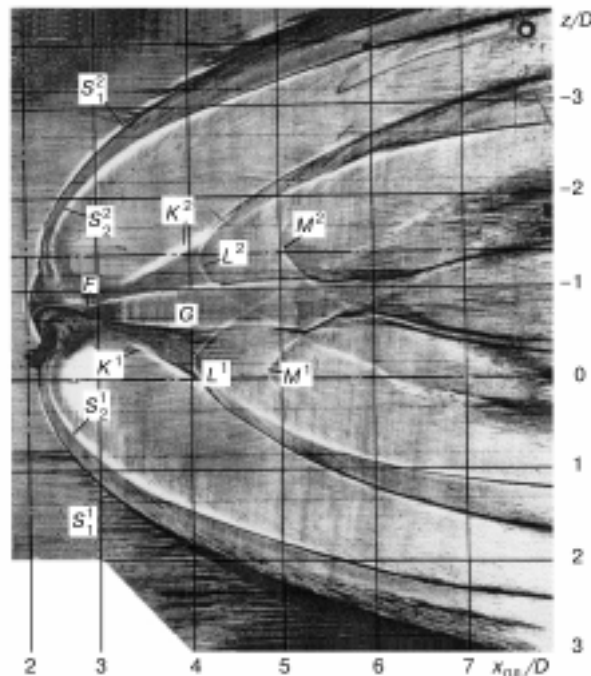


Рис. 5. Картина маслосажевой визуализации предельных линий тока на пластине.

зующих противоположных моделей, т. е. от моделей Б и А. Вторая пара (следы M^1 и M^2) — это вторые отражения (от пластины и тела вращения) головных скачков уплотнений указанных моделей. Заметим, что данные скачки, в свою очередь, взаимодействуют между собой.

Как следует из диаграммы изолиний $\Delta C_p = \text{const}$ на пластине (рис. 6, б), такая перестройка течения сопровождается большими локальными давлениями в местах присоединения головных скачков уплотнений основного и вспомогательного тел вращения. При этом в области I приращения давлений составляют $\Delta C_{p \max} \approx 0,6$, тогда как в области интерференции II они отрицательны и близки к нулю. В то же время в окрестности точки F значение максимального коэффициента давления составляет $\Delta C_{p \max} \approx 0,65$. В районе плоскости симметрии течения во всех локальных зонах повышенных давлений, расположенных ниже по потоку от указанной точки, $\Delta C_{p \max} \leq 0,15$.

Картина изолиний $\Delta C_p = \text{const}$, полученная по результатам расчета (рис. 6, а), качественно согласуется с экспериментальной. Однако оценить степень их соответствия более точно можно сравнением одномерных зависимостей $\Delta C_p (x_{\text{пл}}/D)$. На рис. 7 приведены расчетные и экспериментальные зависимости $\Delta C_p = f(x)$ на пластине для сечений $z = -35,0$ (а), $-24,5$ (б), $-21,0$ (с), 0 (д) и $28,0$ мм (е). Наглядно видно, что в плоскости симметрии течения наблюдается один пик давления в окрестности точки F (см. рис. 6, б). Располагаемые ниже по потоку в межмодельном канале волны возмущений слабы, так что реализуемые величины коэффициентов давлений на данном участке не превышают 0,1 (рис. 7, а). При этом расчеты дают более высокие значения $\Delta C_{p \max}$ в окрестности указанного пика по сравнению с экспериментом и не фиксируют изменения переднего фронта эпюр давления, характерного для отрывных течений. На заднем фронте области I сходимость расчета с экспериментом вполне удовлетворительна.

Кроме того, следует отметить, что в окрестности взаимодействия вторичных отражений головных скачков уплотнений с пластиной расчет дает смещенный вниз по потоку рост давления, обусловленный этим взаимодействием, и несколько меньшие значения $\Delta C_{p \max}$ по сравнению с экспериментом.

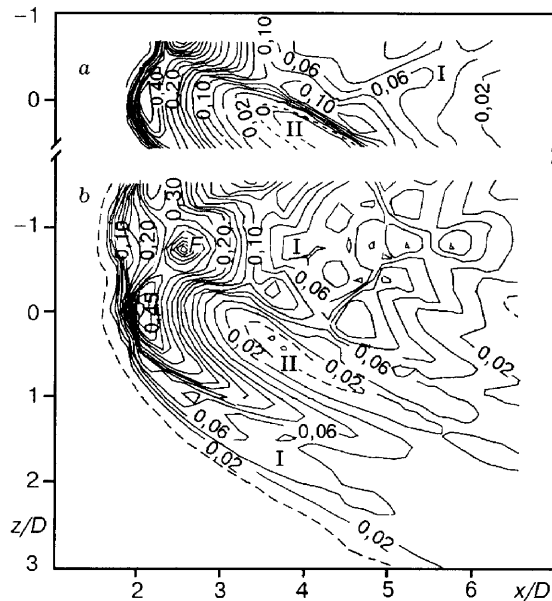


Рис. 6. Диаграммы изолиний $\Delta C_p = \text{const}$ на пластине.

а — расчет (равномерный поток на входе), б — эксперимент. Шаг изолиний: $\Delta C_p = 0,02$ при $C_p \leq 0,1$; $\Delta C_p = 0,025$ при $0,1 < C_p \leq 0,2$; $\Delta C_p = 0,05$ при $C_p > 0,2$.

Рис. 7. Зависимости $\Delta C_p(x/D)$ на пластине.

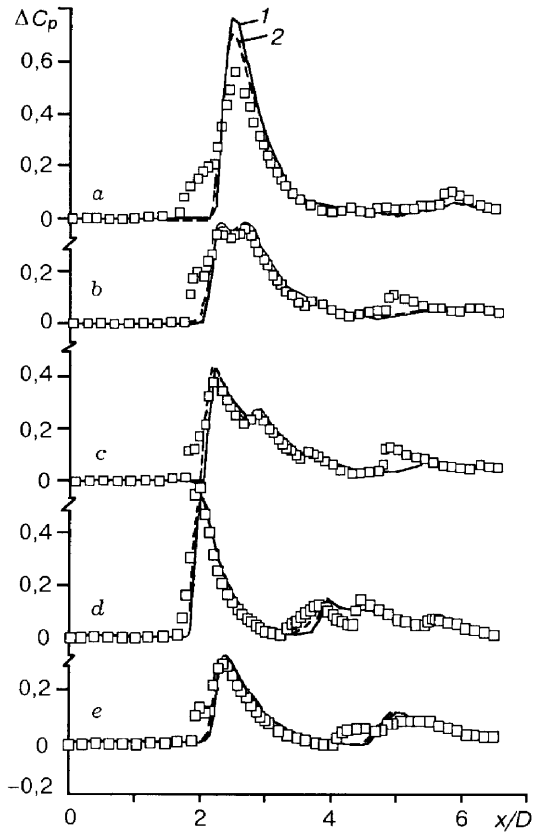
Линии — расчет, точки — эксперимент. 1 — равномерный поток на входе, 2 — моделирование с учетом влияния вязкости.

Приведенные результаты исследования сверхзвукового продольного обтекания комбинации трех тел при фиксированных расстояниях между ними показали, что структура течения в области взаимодействия, особенно в межмоделном канале, очень сложна. Совместное влияние ряда факторов (чисел M_∞ и Re_∞ , углов α и β , формы головной части и удлинений тел λ , расстояний Δx , Δy и Δz , состояния пограничных слоев) пока не позволяет более детально описать структуру такого течения и распределение интерференционных составляющих. Выполненный анализ результатов численного расчета и эксперимента показал, что невязкая модель позволяет с хорошей точностью оценить уровень давлений вблизи плоскости симметрии течения, где отрыв пограничного слоя можно считать квазидвумерным. По мере удаления от нее наблюдаемые заметные расхождения с экспериментом как на теле вращения, так и на пластине обусловлены не учетом вязкого взаимодействия скачков уплотнения с турбулентными пограничными слоями, которое по мере удаления от плоскости симметрии носит все более сложный трехмерный характер. Однако уже приведенные здесь результаты свидетельствуют о том, что невязкая модель позволяет оценить максимальные уровни давлений, и выявляют область применимости этой модели. Дальнейшее поэтапное проведение как расчетных, так и экспериментальных (с подробным зондированием в окрестности изучаемых тел) исследований позволит построить достаточно полную газодинамическую схему взаимодействия двух тел вращения с пластиной.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (Грант № 95-01-00487).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бродецкий М.Д., Дерунов Е.К., Харитонов А.М. и др. Интерференция комбинации тел при сверхзвуковом обтекании. I. Обтекание одного тела вращения над плоской поверхностью // Теплофизика и аэромеханика. — 1998. — Т. 5, № 3. — С. 301 – 306.
2. Волонихин И.И., Григорьев В.Д., Демьяненко В.С. и др. Сверхзвуковая аэродинамическая труба Т-313 // Аэрофизические исследования. — Новосибирск: Изд. ИТПМ СО АН СССР, 1972. — С. 8 – 11.
3. Амелина М.А., Бродецкий М.Д., Волонихин И.И. и др. Многоканальный измеритель давления МИД-100 // Методы и техника аэрофизических исследований. — Новосибирск: Изд. ИТПМ СО АН СССР, 1978. — С. 98 – 113.



4. **Гусев А.В., Жуков В.Т., Забродин А.В. и др.** Решение задач газовой динамики и аэродинамики на параллельных ЭВМ // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Матем. моделирование физических процессов. Вып. 3. — М., 1993.
5. **Бродецкий М.Д., Дерунов Е.К., Забродин А.В. и др.** Сопоставление расчетных и экспериментальных исследований сверхзвукового обтекания комбинации двух тел вращения // Теплофизика и аэромеханика. — 1995. — Т. 2, № 2. — С. 97 – 102.

Статья поступила в редакцию 15 апреля 1998 г.