

УДК 533.6.011.5

© 1994 г. В. С. ХЛЕБНИКОВ

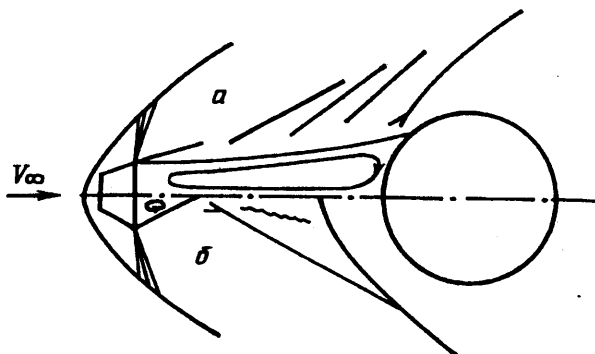
КАРТИНА СВЕРХЗВУКОВОГО ОБТЕКАНИЯ ПАРЫ ТЕЛ И ПЕРЕСТРОЙКА ТЕЧЕНИЯ МЕЖДУ НИМИ

Дан анализ картины течения при симметричном и несимметричном сверхзвуковом обтекании пары изолированных друг от друга тел, а также тел, имеющих между собой соединение. На основе многочисленных экспериментальных данных определены полуэмпирические зависимости критического параметра прямой и обратной перестройки течения l^* от относительных размеров и формы тел, их проницаемости, чисел Маха и Рейнольдса.

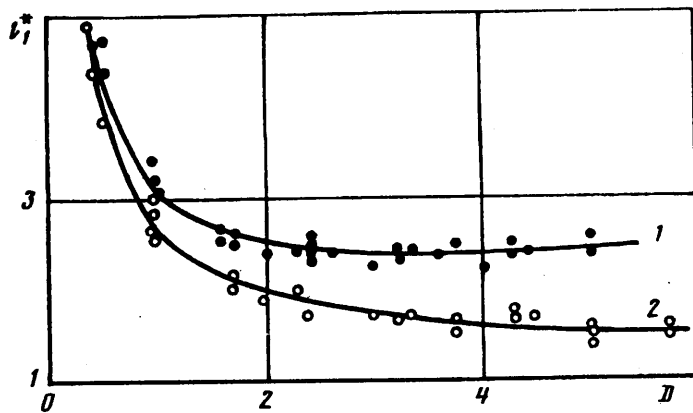
Картина обтекания пары тел сверхзвуковым потоком газа сложна и многообразна и требует детального исследования структуры течения. Изучение и физическое обоснование данного класса отрывных течений целесообразно начать с наиболее простого случая — осесимметричного обтекания пары изолированных друг от друга тел. При сверхзвуковом обтекании такой пары (фиг. 1) в зависимости от расстояния l между телами реализуется одна из двух схем течения [1, 2]: при $l < l_0$ — отрывная схема течения, в которой поток отрывается с переднего тела и присоединяется к заднему (а); при $l \geq l_0$ — схема с течением в донной области за передним телом и головным скачком уплотнения перед задним телом (б). Здесь l_0 — критическое расстояние между телами, при котором происходит перестройка одной схемы течения в другую. Отрывные течения между парой тел имеют много общего со срывными течениями, образующимися при сверхзвуковом обтекании тела с иглой, анализ которых проведен, например, в [3].

Перестройка течения резко меняет картину обтекания и, следовательно, существенно образом влияет на величины давления и теплового потока на поверхности заднего тела и на местоположение их максимальных значений.

В результате анализа различных факторов, влияющих на перестройку течения [4—13], установлено, что критическое расстояние l_0 зависит от относительных размеров переднего и заднего тел, чисел Маха и Рейнольдса, а также от



Фиг. 1



Фиг. 2

сопротивления переднего тела, формы заднего тела, его проницаемости и глубины полости. Кроме того, l_0 зависит от процессов взаимного удаления тел (прямая перестройка) или их сближения (обратная перестройка), таким образом имеет место гистерезисное явление. Причиной гистерезиса являются различные механизмы перестройки течения при сближении и удалении тел. Прямая перестройка течения связана с нарушением условий присоединения потока к заднему телу (в соответствии с отрывной моделью течения Чепмена — Корста [14, 15]). Обратная перестройка течения происходит при достижении отхода скачка уплотнения перед задним телом величины, равной расстоянию от тела до звуковой точки на оси следа [2].

Рассмотрим влияние различных параметров обтекания и пары тел на критическое расстояние перестройки течения.

Анализ экспериментальных данных для различных пар тел (передние тела — сферы, торцы, параболоиды, конусы, усеченные конусы; задние тела — сферы, торцы, полые полусферы) при числах $M = 2,5, 3, 3,5$ и 5 в диапазоне чисел $Re_D = 4 \cdot 10^5 - 6 \cdot 10^6$ позволил определить экспериментальные зависимости критического параметра $l_1^* = l_1/D_0$ от относительного размера $D = D_0/d_0$ (фиг. 2). Здесь l_1 — расстояние между миделевыми сечениями переднего и заднего тел, при котором происходит перестройка течения, D_0 и d_0 — соответственно диаметры заднего и переднего тел. Число Re_D вычислено по параметрам невозмущенного потока и диаметру заднего тела.

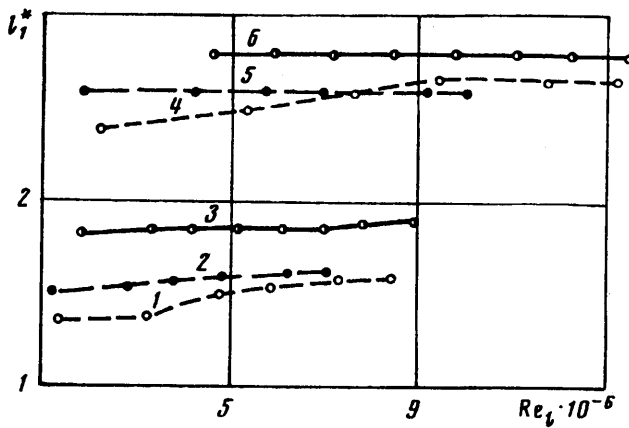
В результате обработки экспериментальных данных методом наименьших квадратов получены полуэмпирические зависимости для прямой перестройки течения (кривая 1)

$$l_1^* = 0,5732D^{0,6691} + 2,6196D^{-0,7102} \quad (1)$$

и обратной перестройки течения (кривая 2)

$$l_1^* = 1,8229D^{-0,1582} + 0,8825D^{-1,4475} \quad (2)$$

Относительная ошибка при вычислении по этим формулам на участке $1,5 \leq D \leq 6$ составляет $\pm 8\%$ для прямой и $\pm 13\%$ для обратной перестройки течения. Из приведенных зависимостей видно, что чем больше относительный диаметр заднего тела, тем больше гистерезис перестройки течения, и наоборот. Кроме того, чем меньше относительный диаметр заднего тела, тем больше величина параметра l_1^* . Число M в указанном диапазоне параметров не оказывает большого влияния на критическое расстояние перестройки течения.



Фиг. 3

Рассмотрим влияние числа Рейнольдса на параметр l_1^* при переходе от ламинарного обтекания к турбулентному ($M = 3$).

На фиг. 3 представлены зависимости l_1^* от Re_l для следующих пар тел: конус — торец и конус — сфера. Число Re_l вычислено по параметрам невозмущенного потока и длине l_2 , равной расстоянию от точки торможения переднего тела до миделевого сечения заднего тела. Высота конуса $h = 25$ мм, диаметр основания $d_0 = 16$ мм. Кривые 4, 1 соответствуют прямой и обратной перестройке течения перед торцом диаметра $D_0 = 80$ мм, 5, 2 — перед торцом диаметра $D_0 = 60$ мм и 6, 3 — перед сферой диаметра $D_0 = 80$ мм.

Анализ этих зависимостей показал, что для второй и третьей пары моделей прямая перестройка течения происходит при ламинарной зоне смешения (кривые 5, 6), а для первой — при переходной и турбулентной (кривая 4).

Число Рейнольдса оказывает заметное влияние на величину l_1^* на переходном режиме. Так, для пары конус — торец ($D_0 = 80$ мм) значения l_1^* при $Re_l = 2 \cdot 10^6$ и $8 \cdot 10^6$ различаются на 1,3 калибра переднего тела (кривая 4 на фиг. 3).

Обратная перестройка течения между парой конус — торец ($D_0 = 80$ мм) в зависимости от числа Рейнольдса происходит либо при турбулентной зоне смешения ($Re_l = 6 \cdot 10^6$), либо при переходной ($Re_l = (3-5) \cdot 10^6$), либо при ламинарной ($Re_l = (1-2) \cdot 10^6$, кривая 1 на фиг. 3). Отметим, что для пар конус — торец ($D_0 = 60$ и 80 мм) при турбулентной зоне смешения ($Re_l = 7 \cdot 10^6$) значения l_1^* близки по величине (кривые 2, 1 на фиг. 3).

Установлено, что как для прямой, так и для обратной перестройки течения при чисто ламинарной ($Re_l = (2-10) \cdot 10^6$, кривая 5 и $Re_l = (2-3) \cdot 10^6$, кривая 1) или турбулентной ($Re_l = (10-13) \cdot 10^6$, кривая 4 и $Re_l = (6-8) \cdot 10^6$, кривая 1) зоне смешения число Рейнольдса оказывает слабое влияние на величину l_1^* , а на переходном режиме ($Re_l = (3-9) \cdot 10^6$, кривая 4 и $Re_l = (3-5) \cdot 10^6$, кривая 1) его влияние существенно.

В [12] при $M = 3$ проведено исследование влияния сопротивления переднего тела и относительных размеров пары тел на критическое расстояние прямой и обратной перестройки течения. Получены зависимости l_2^* от корреляционного параметра π , где

$$l_2^* = \frac{l_2}{d_0}, \quad \pi = \left(\frac{D + k_1}{k_2} \right) X^\alpha, \quad D = \frac{D_0}{d_0}, \quad X = \frac{X_1}{X_0}$$

Здесь X_1, X_0 — аэродинамические сопротивления переднего и контрольного

тел. В качестве контрольного тела выбран конус с углом полураствора $\theta = 15,6^\circ$ и диаметром основания $d_0 = 14$ мм. Сопrotивление X_1 передних тел определялось по результатам эксперимента на баллистической трассе. Для некруговых задних тел в качестве D_0 выбран диаметр круга равной площади.

Значения коэффициентов k_1 , k_2 и α определены в результате обработки экспериментальных данных для следующих пар моделей: передние тела — конусы, сферы, торцы; задние тела — торцы с круговой, эллиптической, прямоугольной и крестообразной формой сечения. Линейная аппроксимация экспериментальных данных методом наименьших квадратов позволила получить следующие выражения для l_2^* .

В случае присоединенного к переднему телу головного скачка уплотнения

$$l_{2r}^* = 0,613 + \frac{D + 3,7}{1,001 \sqrt[3]{X}} \quad (3)$$

$$l_{2f}^* = -0,283 + \frac{D + 3,7}{0,584 \sqrt[3]{X}} \quad (4)$$

В случае отсоединенного от переднего тела головного скачка уплотнения

$$l_{2r}^* = 0,792 + \frac{D + 2,88}{0,7 \sqrt[3]{X}} \quad (5)$$

$$l_{2f}^* = 0,323 + \frac{D + 2,88}{0,434 \sqrt[3]{X}} \quad (6)$$

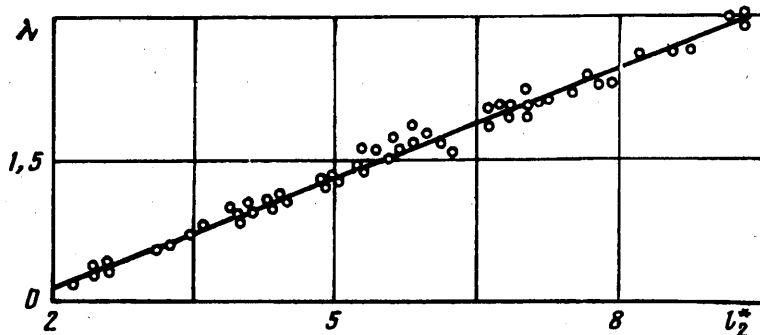
Здесь индекс r соответствует обратной перестройке течения, а f — прямой.

Разница значений l_2^* прямой и обратной перестройки течения составляет величину гистерезиса. Из приведенных формул видно, что гистерезис прямой и обратной перестройки течения тем больше, чем больше относительный диаметр заднего тела и чем меньше относительное сопротивление переднего тела X . Рассмотрим влияние проницаемости заднего тела на перестройку течения на моделях конус — торец при двух значениях числа Рейнольдса. Угол полураствора конуса $\theta = 16^\circ$, диаметр основания $d_0 = 14$ мм, диаметр торца $D_0 = 80$ мм, число $Re_D = 0,9 \cdot 10^6$ и $3,2 \cdot 10^6$. Оба значения соответствуют ламинарной зоне смешения. Проницаемость торца n — отношение суммарной площади отверстий к площади торца в процентах — в испытаниях принимала значения 0; 5 и 17%. При $Re_D = 0,9 \cdot 10^6$ небольшая проницаемость торца слабо влияет на критическое расстояние перестройки течения, большая же проницаемость торца оказывает существенное влияние на l_2^* . При $Re_D = 3,2 \cdot 10^6$ уже небольшая проницаемость торца оказывает существенное влияние на критическое расстояние перестройки течения. Увеличение критического расстояния прямой перестройки течения при малой проницаемости, по-видимому, связано с турбулизацией зоны смешения.

Все сказанное подтверждают данные, приведенные ниже:

n	0	5	17	Re_D
l_{2r}^*	8,5	8,3	7,9	$0,9 \cdot 10^6$
l_{2f}^*	13,4	13,4	12,5	
l_{2r}^*	8,9	8,1	8,2	
l_{2f}^*	13,2	13,6	12,6	$3,2 \cdot 10^6$

В [10] проведено исследование влияния глубины полости заднего тела на прямую перестройку течения между парой тел. Анализ фотографий обтекания



Фиг. 4

и распределений давления по дну стакана показал, что с уменьшением глубины полости заднего тела в исследуемом диапазоне величина критического расстояния перестройки течения увеличивается, что подтверждают данные, приведенные ниже:

h	0	0,25	0,625	1,125
r	4	6	5	4,6

Здесь $h = h_0/D_0$, $r^* = l_1/d_0$, где h_0 — глубина полости стакана. Объясняется это тем, что чем меньше глубина полости стакана, тем большее количество газа «выплескивается» из нее и, следовательно, тем больше эффективный диаметр заднего тела.

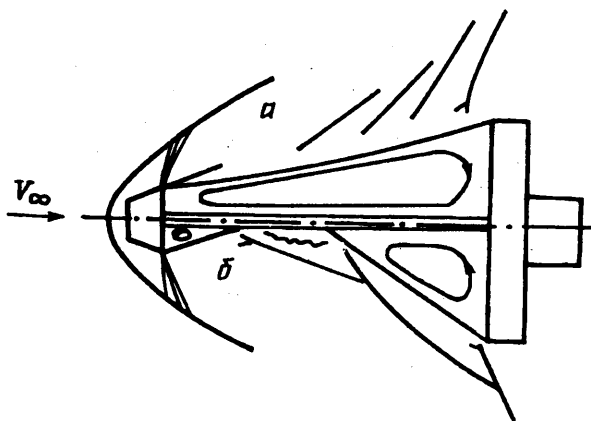
В ряде практических задач аэродинамики возникает необходимость определения критического расстояния перестройки течения для данной пары тел при заданных числах M и Re_D . В [2] на основе анализа экспериментальных данных для прямой перестройки течения (чаще встречающейся на практике) для случая отошедшего головного скачка уплотнения от переднего тела определена зависимость (почти линейная) величины l_2^* от корреляционного параметра $\lambda = M^{1/2} Re_D^{1/4} D \cdot 10^{-2}$. Благодаря использованию дополнительных данных [12] диапазон применимости этой зависимости существенно расширен.

На фиг. 4 представлена эта зависимость, полученная в результате обработки более 50 экспериментов для различных пар тел (передние тела — сферы, торцы, конусы, усеченные конусы, параболоиды; задние тела — сферы, полые полусферы, торцы круговой, эллиптической, прямоугольной, треугольной и крестообразной формы) при $M = 2,5, 3, 3,5, 5, 1,8 \cdot 10^5 \leq Re_D \leq 5,7 \cdot 10^6$ и $0,55 \leq D \leq 5,7$. Линейная аппроксимация экспериментальных данных методом наименьших квадратов имеет вид

$$l_2^* = 1,495 + 2,618\lambda \quad (7)$$

Введение соединения между телами или появление несимметрии в обтекании пары тел может приводить к существенному изменению картины обтекания.

Анализ влияния простейшего соединения двух тел в виде стержня [16, 17], расположенного по оси симметрии этой пары, показал, что, как и в случае обтекания пары изолированных тел, в зависимости от длины стержня между телами реализуются два вида течения (фиг. 5). При $l < l_2^*$ наблюдается отрывное течение, похожее на аналогичное течение между парой изолированных тел (фиг. 1, а и 5, а). Если же $l \geq l_2^*$, течение перестраивается и его схема существенно отличается от обтекания пары изолированных тел (фиг. 1, б и 5, б). Вместо головного скачка уплотнения перед задним телом реализуется отрывное течение,



Фиг. 5

похожее на течение с передней отрывной зоной. Перестройка течения, между парой тел, имеющих соединение, происходит при меньшем значении критического расстояния перестройки течения, чем между такой же парой изолированных тел. Так, для пары сфера — торец ($D = 2,4$) при $M = 3$ и одинаковых условиях обтекания с соединением $l_2^* = 6,3$, а без соединения $l_2^* = 7,4$ [17].

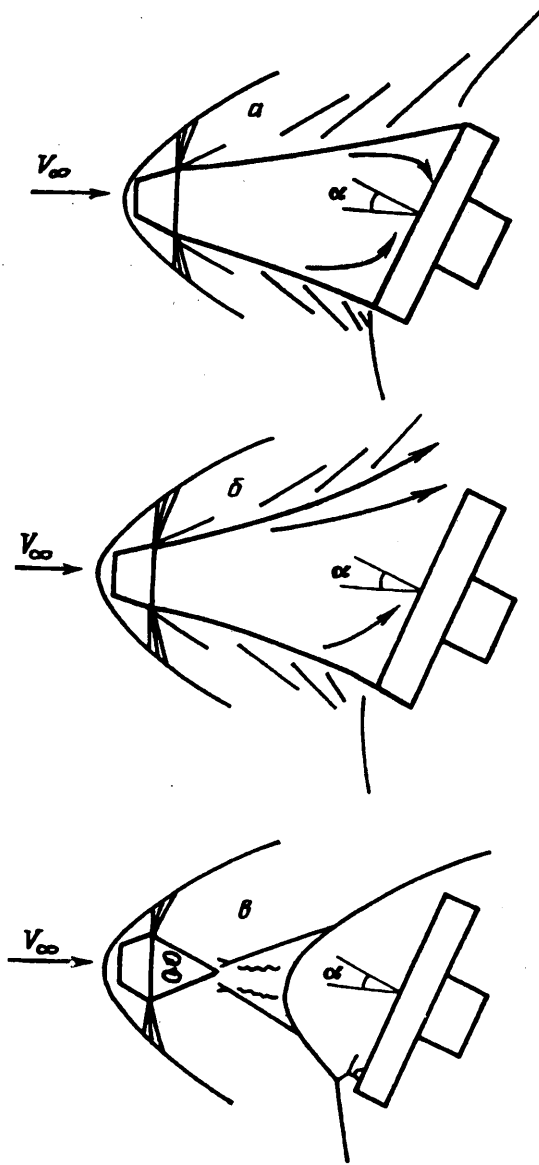
Все сказанное выше справедливо и для более сложных видов соединения, если соединение при $l < l_2^*$ располагается полностью внутри отрывной зоны. Например, для пары параболоид — парашют при $M = 3$, $D = 2,4$ и одинаковых условиях обтекания с соединением (стропы с соединительным звеном) величина $l_2^* = 6,1$, а без соединения $l_2^* = 6,7$ [17].

При несимметричном обтекании пары тел, когда заднее тело расположено под некоторым углом α к набегающему потоку, реализуются схемы течения, отличные от схем течения при симметричном обтекании (фиг. 6). Происходит это за счет проявления трехмерности течения [19]. При $l < l_2^*$ в зависимости от угла наклона α и формы заднего тела реализуется либо замкнутая отрывная схема течения с периодическими выплескиваниями газа из отрывной зоны (автоколебания зоны) (фиг. 6, а), либо открытая схема течения (б). Интересные особенности течения при несимметричном обтекании пары тел наблюдаются после перестройки течения при $l \geq l_2^*$ (в). Вместо обычного головного скачка уплотнения в однородном сверхзвуковом потоке перед торцом, расположенным под углом α , за счет неоднородности течения в следе возникает пара скачков уплотнения, в результате взаимодействия которых с наветренной стороны вблизи модели может образовываться сложная система ударных волн. На поверхности заднего тела, в окрестности действия этой системы скачков уплотнения, следует ожидать появления пиков давления и теплового потока [18].

Исследование перестройки течения при несимметричном обтекании показало, что критическое расстояние перестройки течения при фиксированных условиях обтекания тем меньше, чем больше угол α . Это подтверждают приведенные ниже данные для пары тел усеченный конус — торец ($M = 5$, $D = 2,4$):

α°	0	10	20
l_2^*	7,6	6,8	5,4

При обтекании осесимметричного тела, расположенного в следе за плоским телом, и при обтекании обратной конфигурации реализуются сложные трехмерные течения с несколькими плоскостями симметрии. Анализ картин таких течений нельзя провести без учета распределений давления и картины растекания пер-



Фиг. 6

дельных линий тока на поверхности заднего тела, а также кинограмм картины обтекания тел, полученных с помощью прибора Теплера и лазерного ножа. Поэтому картина обтекания и перестройка течения между такой парой тел будут предметом особого исследования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Charwat A. F., Roos J. N., Dewey F. C., Hitz J. A. An investigation of separated flows. Pt. I. The pressure field//J. Aerospace Sci. 1961. № 6. V. 28. P. 457—470.
2. Хлебников В. С. Перестройка течения между парой тел, одно из которых расположено в следе другого, при сверхзвуковом обтекании//Уч. зап. ЦАГИ. 1976. Т. 7. № 3. С. 133—136.

3. Чжен П. Отрывные течения. Т. 3. М.: Мир, 1973. С. 166—175.
4. Карпов Ю. Л., Семенкевич Ю. П., Черкез А. Я. К расчету отрывного течения между двумя телами//Изв. АН СССР. МЖГ. 1968. № 3. С. 88—94.
5. Кудрявцев В. Н., Черкез А. Я., Шилов В. А. Исследование сверхзвукового обтекания двух разделяющихся тел//Изв. АН СССР. МЖГ. 1969. № 2. С. 91—99.
6. Семенкевич Ю. П. О перестройке сверхзвукового отрывного течения между телами//Тр. I Республ. конф. по аэромеханике, теплообмену и массообмену. Киев: Изд-во Киев. ун-та, 1969. С. 114—116.
7. Хлебников В. С. Исследование течения перед сферой, помещенной в следе тела, при сверхзвуковом обтекании//Уч. зап. ЦАГИ. 1971. Т. 2. № 1. С. 42—48.
8. Хлебников В. С. Осесимметричное обтекание пары тел сверхзвуковым потоком газа//Уч. зап. ЦАГИ. 1978. Т. 9. № 6. С. 108—114.
9. Еремейцев И. Г., Пилюгин Н. Н., Хлебников В. С., Юницкий С. А. Исследование аэродинамических характеристик и теплообмена тел в неравновесных сверхзвуковых потоках газа. М.: Изд-во МГУ, 1988. С. 5—54.
10. Хлебников В. С. Влияние глубины полости на распределение давления и теплового потока по дну «стакана», расположенного в следе тела, при сверхзвуковом обтекании//Тр. ЦАГИ. 1976. Вып. 1763. С. 22—38.
11. Хлебников В. С. Осесимметричное сверхзвуковое обтекание тела с протоком, расположенного в следе//Тр. ЦАГИ. 1987. Вып. 2370. С. 13—20.
12. Цыганов П. Г. Влияние сопротивления переднего тела на перестройку течения между двумя телами, одно из которых находится в следе другого, при сверхзвуковом обтекании//Тр. ЦАГИ. 1991. Вып. 2494. С. 3—12.
13. Reding J. P., Ericsson L. E. Loads on bodies in wakes//J. Spacecraft and Rockets. 1967. V. 4. № 4. P. 511—518.
14. Korst H. H. Theory for base pressure in transonic and supersonic flow//J. Appl. Mech. 1956. V. 23. № 4. P. 593—600.
15. Chapman D. R. Theory for base pressures in transonic and supersonic flow//J. Appl. Mech. 1957. V. 24. № 3. P. 484—485.
16. Хлебников В. С. Исследование течения перед диском, помещенным в следе тела, при сверхзвуковом обтекании//Тр. ЦАГИ. 1972. Вып. 1419. 21 с.
17. Хлебников В. С. О влиянии соединения пары тел на распределение давления и теплового потока по поверхности заднего тела при сверхзвуковом обтекании//Тр. ЦАГИ. 1986. Вып. 2334. С. 3—11.
18. Тетерин М. П. Исследование течения газа в области падения скачка уплотнения на цилиндр, обтекаемый потоком большой сверхзвуковой скорости//Изв. АН СССР. МЖГ. 1967. № 2. С. 143—147.

Москва

Поступила в редакцию
19.IX.1992