

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОТРЫВНОГО ТЕЧЕНИЯ ПЕРЕД УСТУПОМ

В. И. МЫШЕНКОВ

(Москва)

В работе численно с помощью уравнений Навье – Стокса решается задача обтекания вязким совершенным газом уступа при дозвуковых и сверхзвуковых скоростях набегающего потока и различных числах Рейнольдса. Исследуются особенности возникающего отрывного течения в зависимости от параметров набегающего потока. Определяются газодинамические характеристики и размеры отрывного течения. Результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными работы [1].

Исследованию отрыва потока, в частности изучению отрывного течения перед уступом, посвящено много экспериментальных и теоретических работ (см., например, [1, 2] и приведенные там библиографии). В экспериментах получены зависимости параметров течения от чисел Рейнольдса Re и Маха M , от типа пограничного слоя перед точкой отрыва. Изучено влияние перехода пограничного слоя и температуры стенки на отрывное течение. Показано, что с увеличением M устойчивость оторвавшегося ламинарного слоя возрастает.

Большинство теоретических исследований проведено, как правило, в рамках теории пограничного слоя с применением приближенных интегральных методов и не учитывает поперечный градиент давления [2].

Применение асимптотических методов [3] позволило получить решение для области, включающей в себя район точки отрыва и выше нее, и указать на сомнительность выводов относительно свободного взаимодействия, полученных на основе уравнений пограничного слоя. В отличие от приближенных методов использование асимптотических разложений позволяет уже в следующем приближении получить уравнения, содержащие поперечный перепад давления.

Эффективным методом решения задач об отрывных течениях в целом, очевидно, является метод, основанный на численном решении уравнений Навье – Стокса. Использование уравнений Навье – Стокса для расчета отрывных течений, по-видимому, является наиболее целесообразным, поскольку расчет безотрывных течений можно проводить с достаточной точностью и с помощью более простых методов, основанных на решении уравнений Эйлера и уравнений пограничного слоя, или задачи Коши для упрощенных уравнений Навье – Стокса в случае сверхзвуковых течений.

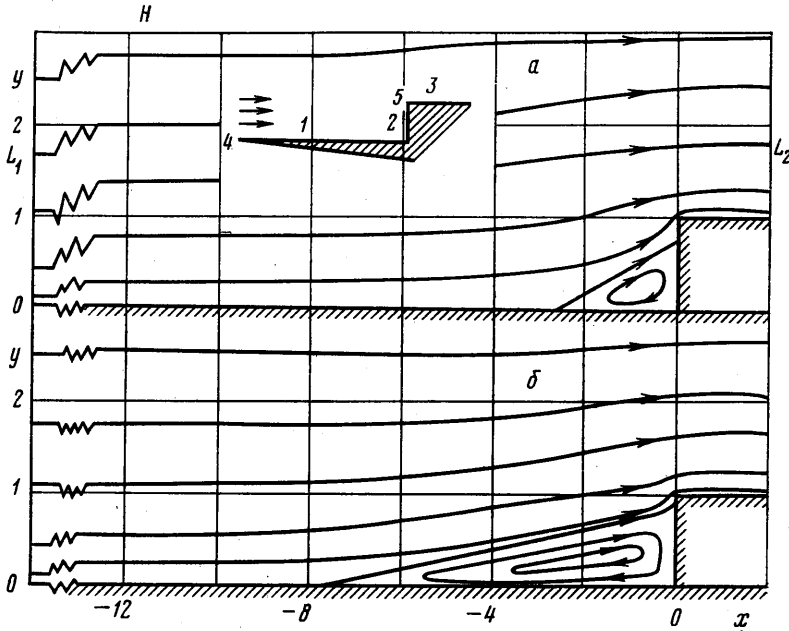
1. Постановка задачи. Рассмотрим задачу о течении вязкого совершенного газа около плоского уступа при условии, что параметры потока заданы на границах исследуемой области: на поверхностях уступа и на бесконечности по x , y (x , y – прямоугольные координаты).

Учитывая наличие сложного циркуляционного течения, задачу будем решать в рамках уравнений Навье – Стокса конечно-разностным методом, предполагая существование и единственность решения при достаточно гладких краевых условиях. Поток считаем текущим слева направо. Используемая система уравнений приведена в [4].

В качестве определяющих параметров примем параметры набегающего потока на бесконечности ρ_∞ , u_∞ , μ_∞ , а в качестве характерного размера – высоту уступа h_0 . Здесь ρ , u , μ – плотность, составляющая вектора скорости по x и коэффициент вязкости. Внутреннюю энергию в набегающем по-

токе определяем из выражения $e_\infty = 1/\gamma(\gamma-1)M_\infty^2$, где M_∞ — число Маха, γ — показатель адиабаты.

Решение задачи будем искать в верхней части плоскости xu в области, ограниченной слева и сверху поверхностями L_1 и H , достаточно удаленными от тела, чтобы там можно было бы поставить условия, равные условиям на бесконечности (фиг. 1, а). Снизу область интегрирования ограничивается осью симметрии, где задаются условия симметрии течения $\partial\rho/\partial y = \partial u/\partial y = \partial e/\partial y = v = 0$, и поверхностями уступа (стенкой перед уступом — передней пластинкой 1 и верхней поверхностью уступа (3, фиг. 1, а), на которых задаются условия прилипания потока и температура стенки $T_w = 300^\circ \text{K}$. Здесь v — составляющая вектора скорости по оси y . С правой стороны область интегрирования ограничена лобовой поверхностью уступа 2 и находящейся на некотором удалении от верхней угловой кромки уступа 5 поверхностью L_2 , где задаются гладкие условия сопряжения типа $\partial f/\partial x = 0$ (f — вектор $f = (\rho, u, v, e)$). Положение поверхности L_2 определяется из условия, чтобы возмущения от правой границы не искажали течения перед уступом в отрывной зоне.



Фиг. 1

Начальные условия задачи задавались в виде поля течения с параметрами, равными параметрам невозмущенного набегающего потока. Задачу решаем методом установления с помощью неявной конечно-разностной схемы расщепления [5]. Подробно структура схемы и ее методическое обследование приведены в [4, 5]. Решение считаем установившимся, если вектор продольной составляющей скорости в некотором выбранном поперечном сечении удовлетворяет условию $\|\partial U/\partial t\| \leq 10^{-3}$, где t — время. Процесс установления дополнительно контролировался наблюдением за изменением длины отрывной области, которая в процессе счета асимптотически стремилась к своему конечному значению.

2. **Результаты расчетов.** Решение задачи о течения вязкого совершенного газа около плоского уступа получено при дозвуковых, околосзвуковых

и сверхзвуковых числах Маха ($0.3 \leq M \leq 6$ и $Re=720$), числах Рейнольдса $Re = \rho_{\infty} u_{\infty} h_0 / \mu_{\infty}$ в диапазоне $0.7 \leq Re \leq 7200$ ($M=2.3$), числе Прандтля $Pr = 0.71$ и $T_{\infty} = 300^{\circ} K$.

Расчеты проведены для области счета, составляющей ~ 2500 расчетных точек (71×35), (67×39), на существенно неравномерных сетках. Сетки имели наибольшую густоту у поверхностей обтекаемого тела, у угловых кромок передней пластинки 4 и уступа 5 (см. фиг. 1, а), в районах точек отрыва и прилипания потока, т. е. в областях наибольшего изменения параметров течения и проявления сил вязкости. Это дает возможность получать решения задачи для больших чисел Re , чем в случае применения равномерной сетки. С удалением от поверхностей уступа шаги сетки по x и y увеличивались, что позволяло достаточно обоснованно выбирать границы области счета (с учетом областей влияния).

Исследовались особенности течения перед уступом в рассматриваемых диапазонах Re и M . Рассматривалось развитие отрывного течения и изменение теплопередачи к поверхностям уступа. Координаты точек отрыва и прилипания определялись по изменению знака у напряжения трения, которое аппроксимировалось конечными разностями со вторым порядком точности. Распределения безразмерной характеристики теплопередачи — числа Нуссельта на поверхностях — определялось разностями также со вторым порядком точности аналогично [6].

Расчеты были проведены для уступа с передней пластинкой длиной $L = 27.7h_0$, чтобы сравнить результаты расчета с экспериментальными данными [1] и исключить при больших Re влияние угловой кромки передней пластинки на возникающее отрывное течение. Для этого специально был проведен расчет при $M=2.3$ и $Re=7220$, соответствующих экспериментальным данным ламинарного отрыва из работы [1], где Re определялся по длине передней пластинки и равнялся $Re = 2 \cdot 10^5$. Как видно из фиг. 2, совпадение полученных расчетных данных распределения давления (кривая 7) и длины отрывной зоны перед уступом (I — точки отрыва) с экспериментальными значениями [1] (точки 2) достаточно хорошее.

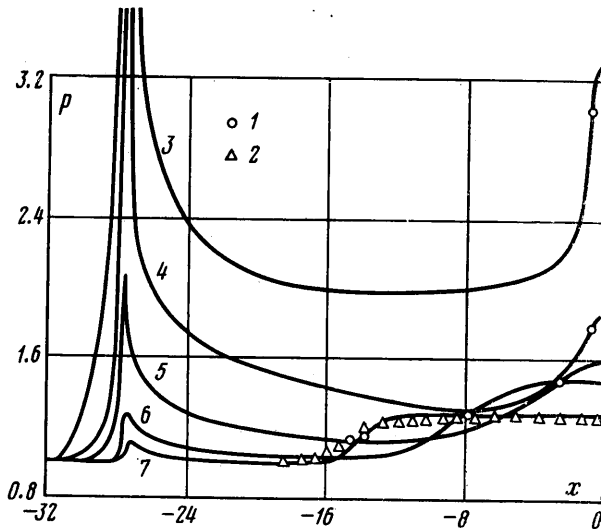
Расчеты течения при $Re > 7220$ для $M=2.3$ не дают заметно отличающихся результатов, очевидно, из-за существенного уже влияния сеточной вязкости. По-видимому, $Re=7220$ близко к предельному для данной сетки ($L=27.7h_0$). Более того, решение задачи при $Re=72000$ оказывается нестационарным. Согласно экспериментальным данным [1], при таких Re течение обычно имеет переходный характер и при возникновении отрыва в общем случае является неустановившимся и зависящим в значительной степени от Re . Чтобы полностью гарантировать достоверность получаемых результатов, параметрические расчеты для различных M были проведены при $Re=720$.

Процесс установления течения перед уступом, как показывают расчеты, довольно продолжителен. В начальный момент времени набегающий поток, ударяясь о лобовую поверхность уступа, создает на ней высокое давление, близкое к давлению адиабатического торможения газа. Это приводит затем к образованию волн сжатия бегущих навстречу набегающему потоку, и волн разрежения на лобовой стенке. Взаимодействие этих волн с набегающим потоком и стенкой в случае обтекания тела без выступающей вперед пластинки (иглы в осесимметричном случае) в конечном счете приводит к образованию стационарной картины обтекания с отошедшей ударной волной. При наличии же выступающей вперед пластинки картина развития течения существенно отлична.

Возникающие от стенки волны сжатия распространяются вверх по потоку вдоль пластинки по заторможенному вязкому слою и вызывают его отрыв. С образованием отрывной зоны на пластинке изменяется положение

(угол наклона) отошедшей ударной волны перед уступом. Давление на лобовой поверхности уступа уменьшается. Дальнейшее распространение повышенного давления вдоль передней пластинки приводит к еще большему увеличению отрывной зоны и соответствующему изменению формы ударной волны и перераспределению давления. Этот динамический процесс продолжается до момента установления равновесия течения. Скорость распространения повышенного давления по передней пластинке навстречу потоку, т. е. скорость увеличения длины отрывной зоны, на начальном этапе довольно высока.

С увеличением длины отрывной зоны она значительно уменьшается, что существенно сказывается на времени установления решения. Для со-



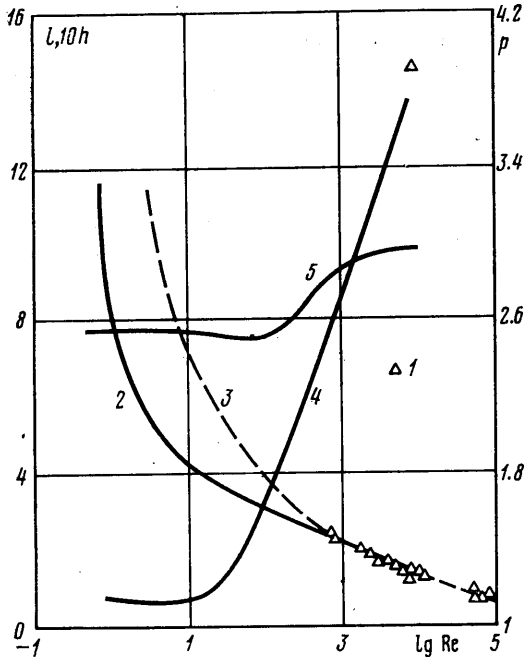
Фиг. 2

кращения времени счета задачи применялся следующий метод. Первоначально рассчитывалась задача на вдвое крупной сетке (по t , x , y) в изложенной постановке. Затем полученное предварительное решение использовалось уже в качестве начальных данных при решении задачи на основной, более мелкой расчетной сетке. На фиг. 1 приведены характерные картины обтекания уступа, полученные при $M=2.3$ для различных Re : а) $Re=72$, б) $Re=722$.

Распределение давления на пластинке перед уступом при установившемся течении имеет два максимума: у угловой кромки передней пластинки, где при сверхзвуковых скоростях садится присоединенный скачок, вызывающий локальное повышение давления, и непосредственно перед уступом в области отрывного течения (фиг. 2; 1 — точки отрыва, 2 — эксперимент [1], 3 — $Re=0.72$, 4 — $Re=7.2$, 5 — $Re=72$, 6 — $Re=722$, 7 — $Re=7220$). При больших Re и $M=2.3$ давление в районе первого максимума (у угловой кромки передней пластинки) меньше давления в отрывной зоне перед уступом. Между этими двумя экстремальными областями давление и другие параметры течения близки параметрам в набегающем потоке на бесконечности.

С уменьшением Re при $M=\text{const}$ ($M=2.3$) давление в экстремальных областях и между ними увеличивается, причем давление у угловой кромки передней пластинки, начиная с некоторого $Re \sim 100$, становится выше давления в отрывной зоне перед уступом. Перераспределение давления и уве-

личение эжекционного свойства внешнего потока с уменьшением Re приводит, несмотря на увеличение $\text{grad } p$, к сокращению отрывной зоны перед уступом. Длина отрывной зоны l с уменьшением Re до $Re \sim 100$ сокращается примерно по логарифмическому закону, а с дальнейшим уменьшением



Фиг. 3

Re стабилизируется и при $Re \leq 10$ уже практически не меняется (фиг. 3, 4 — l , 1 — эксперимент [1]). Такое поведение отрывной зоны обусловлено значительным повышением давления и градиента давления непосредственно перед уступом при $Re \leq 10$. Эти результаты согласуются с данными работы [7], относящимися к случаю дозвукового обтекания уступа.

Распределение давления на лобовой поверхности уступа существенно отличается от распределения давления на переднем торце пластины [7], когда максимум давления имеет место в передней критической точке. Как показывают расчеты, давление на лобовой поверхности уступа, занятой отрывной зоной, почти постоянно. Лишь при приближении к точке прилипания оторвавшегося потока давление заметно повышается. Это повышение давления тем больше, чем

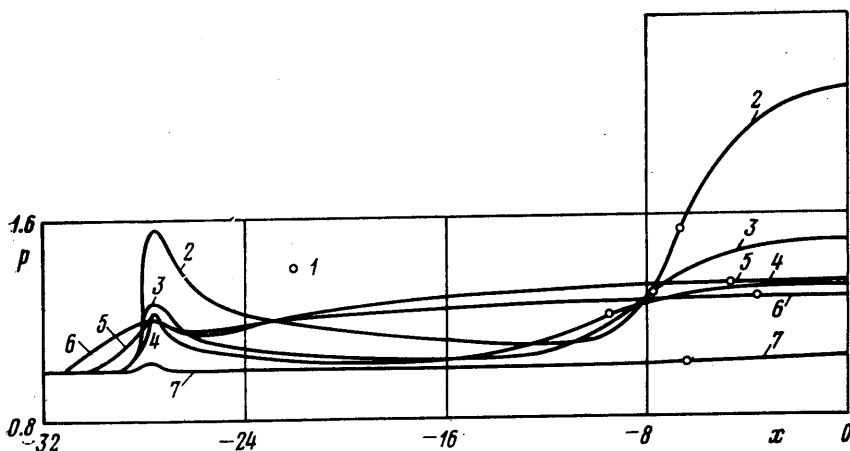
меньше Re . Максимум давления на лобовой поверхности уступа всегда имеет место вблизи угловой кромки за точкой прилипания, и этот максимум с уменьшением Re при $M = \text{const}$ возрастает.

С уменьшением Re уменьшается и зона постоянного давления в отрывной зоне. Точка прилипания потока с уменьшением Re до $Re = 72$ отходит от угловой кромки (высота отрывной зоны h уменьшается), а с дальнейшим уменьшением Re стабилизирует свое положение (фиг. 3, 5 — h). При этом отрывная зона сохраняет клиновидную форму и угол этого клина монотонно увеличивается, пока не достигнет своего максимального значения при малых Re . Отрывная зона при $M = 2.3$, как показывают расчеты, существует для всех рассмотренных Re , а давление в ней, за исключением окрестности точек отрыва и прилипания, практически постоянно при достаточно больших Re . С уменьшением размеров отрывной области (при малых Re) градиент давления в отрывной зоне увеличивается.

На фиг. 3 приведено полученное изменение давления на лобовой поверхности уступа (линия 2) от Re по сравнению с данными [1] (точки 1). Как видно из графиков, совпадение результатов вполне удовлетворительное. Некоторое превышение расчетных данных давления над экспериментальными, очевидно, объясняется влиянием сеточной вязкости и тем, что сравнение проводится с давлением в отрывной зоне, а не с давлением на лобовой поверхности, которое часто бывает несколько выше [1]. Сравнение расчетных данных с аппроксимационной зависимостью $p \sim Re^{-1/4}$ [1] (пунктирная линия 3) показывает удовлетворительное совпадение их лишь при больших Re . При $Re < 10^3$ расхождение их довольно значительно.

Максимальное значение коэффициента теплопередачи на передней пластинке имеет место в окрестности ее угловой кромки. Далее к лобовой поверхности уступа коэффициент теплопередачи монотонно уменьшается и достигает минимального значения в области отрывного течения. С уменьшением Re при $M = \text{const}$ ($M = 2.3$) коэффициенты теплопередачи в области безотрывного течения уменьшаются. В области отрывного течения зависимость Nu от Re может быть и обратной. Точки отрыва потока обычно расположены в области больших градиентов Nu .

Изменение Nu на лобовой поверхности уступа носит монотонный характер с минимальным значением у основания уступа и максимальным у его

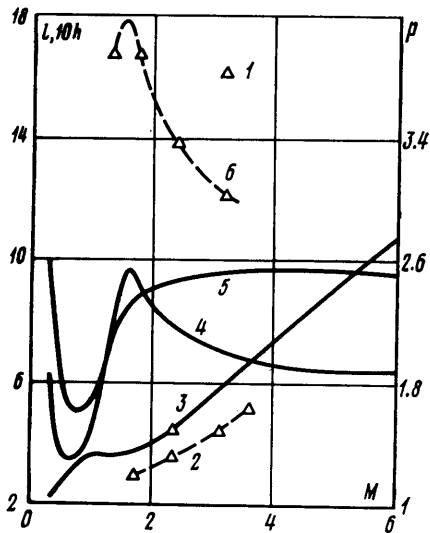


Фиг. 4

угловой кромки. Точки прилипания всегда располагаются вблизи максимальных градиентов Nu . С уменьшением Re числа Nu на лобовой поверхности уменьшаются.

Изменение M набегающего потока существенно сказывается на распределении давления на теле. При дозвуковых числах Маха для $Re = \text{const}$ ($Re = 720$) так же, как и при $M = 2.3$, функция распределения давления на передней пластинке имеет два максимума — у угловой кромки передней пластинки и в отрывной зоне (фиг. 4, 1 — точки отрыва, 2 — $M = 4$, 3 — $M = 2.3$, 4 — $M = 1.6$, 5 — $M = 1$, 6 — $M = 0.8$, 7 — $M = 0.3$). Однако давление при $M < 1$ изменяется более плавно и его величины почти на всей пластинке близки к максимальным. При дозвуковых скоростях ($0.3 \leq M \leq 0.8$) давление поперек вязкого слоя практически постоянно, а изменения Re , как обнаружено в [1], весьма слабо сказываются на распределении давления перед уступом. Лишь при малых Re проявляется значительное влияние изменения Re [7].

С увеличением M при $M > 1$ усиливается немонотонность распределения давления перед уступом, максимумы давления у угловой кромки передней пластинки и в отрывной зоне возрастают. При этом давление в отрывной зоне, как видно из фиг. 5 (3), начиная с $M = 2$, растет примерно по линейному закону и его величина больше значения давления у угловой кромки передней пластинки. Для сравнения там же приведены экспериментальные данные работы [1] (кривая 2, 1 — эксперимент [1]), соответствующие $Re \sim 4700$, которые показывают аналогичную зависимость давления в отрывной зоне от M . Если пересчитать эти значения для случая $Re = 720$ с



Фиг. 5

распределения давления, пик его смещается к угловой кромке, а само давление возрастает.

Длина отрывной зоны l с изменением M меняется немонотонно. С увеличением числа Маха от дозвуковых скоростей l вначале резко уменьшается, достигая минимального значения при M между $M=0.3$ и 0.8 , затем, начиная с $M=0.8$, возрастает и достигает максимума при $M \sim 1.6$, после чего с дальнейшим увеличением M плавно уменьшается (фиг. 5, кривая 4). Аналогичный характер изменения l от M получен при $M > 1$ и экспериментально, но при значительно большем $Re=4700$ (фиг. 5, кривая 6).

Высота отрывной зоны h при этом меняется тоже немонотонно (фиг. 5, линия 5). Наиболее резкое изменение ее наблюдается также в трансзвуковом диапазоне скоростей. Такое немонотонное поведение с M размеров отрывной зоны ранее было обнаружено в [7]. При $M > 3$ положение точки прилипания потока (высота отрывной зоны) почти стабилизируется. Угол наклона отрывной зоны с увеличением M вначале уменьшается (при $M < 1$), а затем (при $M > 1$) возрастает. Точка прилипания потока на лобовой поверхности уступа при всех M , кроме $M=0.3$, находится ниже верхней угловой кромки уступа. Лишь с увеличением Re точка прилипания стремится к ней. Экспериментально высота отрывной зоны, по-видимому, никогда не определялась [2].

Теоретические схемы течения обычно строились в предположении присоединения оторвавшегося вязкого слоя по касательной к носовой части тела (с точкой прилипания в верхней угловой кромке уступа) [8]. Учитывая изложенные выше результаты, это предположение в рассматриваемых диапазонах чисел M и Re следует считать неверным.

Распределение Nu на передней пластинке при $Re=const$ для всех M имеет монотонный характер с максимальным значением у ее угловой кромки и минимальным в области отрывной зоны. С увеличением M значения Nu уменьшаются, а характер их распределения при этом практически не меняется. На лобовой поверхности уступа распределение Nu также монотонно. Максимальное их значение имеет место у верхней угловой кромки, а минимальное — у дна уступа. С увеличением M значения Nu уменьшаются. К сожалению, полученные результаты по распределению коэффициента

учетом данных фиг. 3, то совпадение результатов, очевидно, будет вполне удовлетворительным (точка на кривой 3). При сверхзвуковом течении в отличие от дозвукового в областях точек отрыва и прилипания существуют значительные градиенты давления по нормали к поверхности уступа.

Характер распределения давления на лобовой поверхности уступа с переходом от дозвуковых скоростей обтекания к сверхзвуковому также меняется. При малых дозвуковых скоростях ($M=0.3$) давление постоянно почти на всей лобовой поверхности. С увеличением M при $M=0.8$ возникает немонотонность его распределения, и в середине стенки появляется максимум давления. Лишь у верхней угловой кромки наблюдается понижение давления. С дальнейшим увеличением M возрастает немонотонность

теплопередачи невозможно сравнить с имеющимися экспериментальными данными, поскольку последние относятся к случаю турбулентного отрыва [2].

Поступила 14 VII 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. *Chapman D. R., Kuehn D. M., Larson H. K.* Investigation of separated flows in supersonic and subsonic streams with emphasis on the effect of transition. NASA Rept. 1958, No. 1356.
2. *Чжен П. К.* Отрывные течения. М., «Мир», 1972.
3. *Нейланд В. Я.* К теории отрыва ламинарного пограничного слоя в сверхзвуковом потоке. Изв. АН СССР, МЖГ, 1969, № 4.
4. *Ковалев Б. Д., Мышенков В. И.* Расчет вязкой сверхзвуковой струи, истекающей в затопленное пространство. Уч. зап. ЦАГИ, 1978, т. 9, № 2.
5. *Березин Ю. А., Ковеня В. М., Яненко Н. Н.* Об одной неявной схеме расчета течения вязкого теплопроводного газа. В сб. «Численные методы механики сплошной среды», т. 3, № 4, Новосибирск, 1972.
6. *Мышенков В. И.* Отрывные течения около цилиндра с плоским торцом. Изв. АН СССР, МЖГ, 1979, № 2.
7. *Мышенков В. И.* Численное решение уравнений Навье – Стокса для задачи обтекания прямоугольника потоком газа. Изв. АН СССР, МЖГ, 1972, № 4.
8. *Moeschel W. E.* Flow separation ahead of blunt bodies at supersonic speeds. NASA, Techn. Note. No. 2418, 1951.