

## НЕСТАЦИОНАРНОЕ СВЕРХЗВУКОВОЕ ОБТЕКАНИЕ ТЕЛ С УСТАНОВЛЕННОЙ ВПЕРЕДИ ИГЛОЙ

А. Н. АНТОНОВ, В. К. ГРЕЦОВ, С. П. ШАЛАЕВ

(Москва)

При продольном обтекании сверхзвуковым потоком цилиндров с установленной впереди иглой возможно появление нестационарных режимов, когда зона отрыва на игле периодически возникает, сильно увеличивается в своих размерах и затем исчезает. В работах [1-6] изучалась физическая картина течения с пульсациями отрывной зоны (по теневым фотографиям) и были установлены границы существования нестационарного режима в зависимости от отношения длины иглы к диаметру цилиндра. Однако авторами [1-6] не было проведено систематического исследования зависимости частоты пульсаций от числа Маха и Рейнольдса невозмущенного потока, а также от относительного диаметра и угла заострения иглы. Такого рода исследования проведены в настоящей работе. Основное внимание уделено изучению влияния безразмерных параметров на число Струхала  $Sh$  колебаний отрывной зоны на игле перед торцом цилиндра.

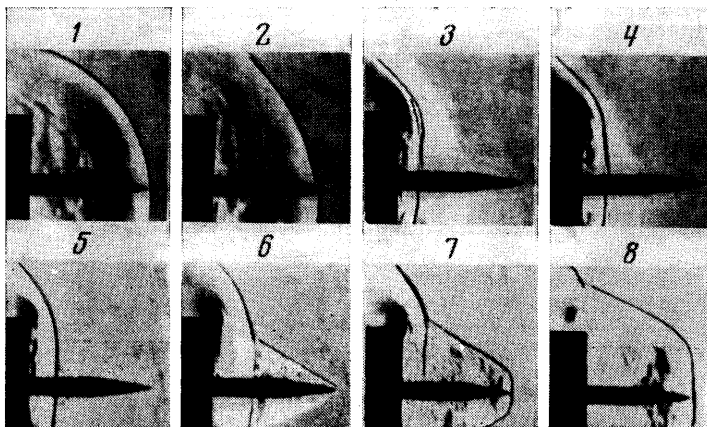
При исследовании течения в более ранних работах [4-6] применялась киносъемка с частотой кадров до  $32 \cdot 10^3$  кадр/сек. В данной работе использовалась скоростная фотосъемка с частотой  $6,25 \cdot 10^5$  кадр/сек. Это позволило установить точную последовательность фаз пульсаций и их относительную продолжительность, а также определить скорости перемещения границ отрывной зоны.

1. Эксперименты проводились в аэродинамической трубе при числах Маха невозмущенного потока  $M_1=2.1-6.0$ . Числа Рейнольдса  $Re$ , вычисленные по параметрам набегающего потока и диаметру модели, изменялись от  $7 \cdot 10^4$  до  $1.6 \cdot 10^6$ . В качестве моделей использовались стальные цилиндры с иглами. Отношение длины иглы к диаметру цилиндра  $l^*=l/d=0-5$ . Иглы были заточены под разными углами  $\varphi=7-90^\circ$ . Во всех экспериментах ось иглы совпадала с направлением вектора скорости потока.

Для выяснения деталей изменения картины течения проводилась скоростная съемка с помощью фоторегистратора СФР-2М (скорость съемки  $10^5-6.25 \cdot 10^5$  кадр/сек). Серия негативов, полученных с помощью фоторегистратора СФР-2М, дает возможность определить период и, следовательно, частоту пульсаций отрывной области с точностью 3%. Наряду с фоторегистратором для определения частоты пульсаций использовалась дисковая развертка. Щель развертки устанавливалась параллельно игле на расстоянии, равном  $d/4$  от оси цилиндра. На фото пленке фиксируется положение скачка во времени в виде волнистой дорожки. На периферийном участке диска фото пленки с помощью звукового генератора наносилась метка времени. По известной скорости вращения диска определялась частота колебаний скачка уплотнения. Основная погрешность этого метода определения частоты пульсаций зависит от точности обработки волнообразной дорожки и составляет 3-5%. Результаты определения частоты с помощью фоторегистратора СФР-2М и дисковой развертки удовлетворительно согласуются между собой, отличие 2-5%.

2. Результаты скоростной съемки, показывающие изменение картины течения в окрестности иглы при  $M_1=2.9$ ,  $l^*=0.92$ ,  $Re=5.6 \cdot 10^5$ , представле-

ны на фиг. 1. Процесс пульсаций сводится к последовательному образованию, сильному увеличению и разрушению отрывной зоны, возникающей на игле перед торцом цилиндра. При этом выделяются три характерные стадии (фазы) пульсаций. В первой стадии мятый газ вытекает из разрушающейся зоны отрыва, а ударная волна движется от носика иглы к торцу цилиндра, кадры 1-4. Промежуток времени между первым и вторым кадрами  $\Delta\tau=1.5 \cdot 10^{-5}$  сек, между вторым и третьим  $\Delta\tau=2.1 \cdot 10^{-5}$  сек,



Фиг. 1

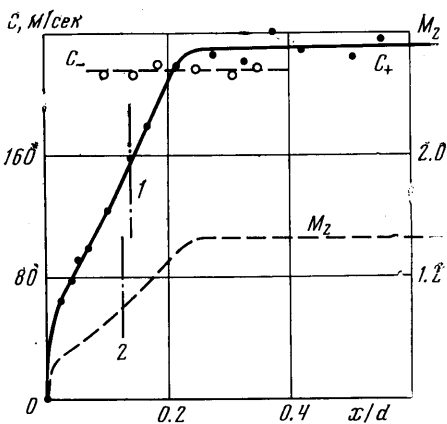
между третьим и четвертым  $\Delta\tau=5.2 \cdot 10^{-6}$  сек. По фотоснимкам были определены скорости движущейся ударной волны. Результаты измерений для  $M_1=3.7$ ,  $l^\circ=0.85$ ,  $Re=6 \cdot 10^5$  представлены на фиг. 2. Здесь расстояние  $x$  отсчитывается от носика иглы по направлению к торцу,  $c_+$  — скорость ударной волны, движущейся к торцу. Можно видеть, что на длине  $x/d=0-0.3$  скорость ударной волны возрастает, а затем остается постоянной.

Рассмотрим влияние параметров течения  $M_1$ ,  $l^\circ$  и  $Re$  на скорость ударной волны на участке, где  $c_+=const$ . На фиг. 3 представлена зависимость относительной скорости ударной волны  $c_+^\circ=c_+/a_1$ , где  $a_1$  — скорость звука, от числа  $M_1$  набегающего потока при  $l^\circ=0.9$  и  $Re=10^6$ . С ростом числа Маха скорость  $c_+^\circ$  увеличивается по линейному закону, который можно представить в виде

$$(2.1) \quad c_+^\circ = -0.18 + 0.39 M_1$$

На фиг. 4 представлено влияние длины иглы  $l^\circ$  на скорость скачка уплотнения. Эксперименты проведены при  $M_1=6$ ,  $Re=10^6$ . Можно видеть, что с увеличением относительной длины иглы происходит возрастание скорости ударной волны. Эксперименты показывают также, что

число  $Re$  практически не оказывает влияния на скорость ударной волны для рассматриваемого диапазона чисел  $M_1$  и  $Re$ . В пространстве от носика иглы и до ударной волны имеет место безотрывное сверхзвуковое течение.



Фиг. 2

Вблизи поверхности иглы ударная волна близка к прямой ударной волне. Продолжительность первой фазы пульсаций  $\tau_1$  уменьшается при уменьшении длины иглы. Относительная величина  $\tau_1/T$ , где  $T$  — период колебаний, не зависит от числа  $Re$ .

Газ за ударной волной, как показывают измерения и приведенные ниже расчеты, может иметь сверхзвуковую скорость. Это приводит к появлению непосредственно перед торцом второй ударной волны, фиг. 1 (кадры 3 и 4). Когда движущаяся от носика иглы ударная волна достигает второй волны, расположенной перед торцом, первая стадия пульсаций заканчивается.

Вторая стадия пульсаций начинается с образования новой отрывной зоны на игле, фиг. 1 (кадр 5). В момент, когда движущаяся ударная волна сливается со второй ударной волной перед торцом, эта зона имеет небольшие размеры. Отрыв возникает за счет взаимодействия прямой ударной волны, получившейся при слиянии двух волн, с пограничным слоем. Со временем зона отрыва растет и достигает носика иглы (фиг. 1, кадр 6; промежуток времени между кадрами 5 и 6  $\Delta\tau = 2.6 \cdot 10^{-5}$  сек).

При фотографировании течения с помощью фоторегистратора СФР-2М можно фиксировать развитие процесса пульсаций во времени. Однако некоторые детали течения из-за малого размера кадра плохо видны. Поэтому для уточнения картины течения были сделаны теневые фотографии течения с экспозицией  $10^{-6}$  сек. Из набора фотографий, выполненных в различные моменты времени, отбирались только те фотографии, которые относились ко второй стадии пульсаций. Такая методика эксперимента позволила получить теневые картины течения с требуемым увеличением и создать схему течения во время второй стадии пульсаций (фиг. 5).

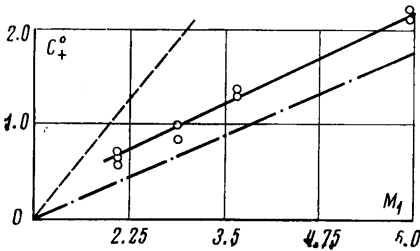
На схеме  $AB$  — косой скачок уплотнения, образующийся перед зоной отрыва,  $BD$  — задний скачок уплотнения,  $BC$  — прямой скачок уплотнения. При такой схеме течения имеется линия тройных точек пересечения скачков уплотнения, которая делит набегающий поток на две части. Одна часть потока проходит через косой скачок уплотнения  $AB$ , а затем через прямой скачок  $BC$ . При переходе через косой скачок давление в потоке возрастает до давления  $p_2$ , которое примерно равно давлению в конической зоне отрыва. За прямым скачком уплотнения давление в заторможенном потоке достигает величины  $p_0'' > p_0'$ . Здесь  $p_0'$  — давление торможения в потоке, прошедшем только через прямой скачок уплотнения,  $p_0''$  — давление торможения для газа, прошедшего косой, а затем прямой скачки уплотнения. Вторая часть потока проходит через скачок  $BD$  и имеет полное давление  $p_0'$ . Эта часть газа не проникает в область  $CBE$ , так как  $p_0'' > p_0'$ , а обтекает кромку торца и течет далее вдоль боковой стенки цилиндра.

Вследствие того что  $p_0'' > p_2$ , основная часть газа из потока, прошедшего через прямой скачок  $BC$ , устремляется в область низкого давления — в зону отрыва. Это приводит к увеличению размеров отрывной зоны, точка отрыва передвигается по поверхности иглы к ее носику. Вихревая пелена  $BE$  отделяет поток, затекающий в область отрыва, от потока, уходящего за торец. Скорость движения косого скачка уплотнения  $c_-$ , характеризующая скорость перемещения передней границы зоны отрыва по направлению к носику иглы во второй фазе пульсаций, определялась по фотографиям картин течения. Результаты измерений показывают, что  $c_-$  близка по величине к скорости  $c_+$  на участке, где  $c_+ = \text{const}$ .

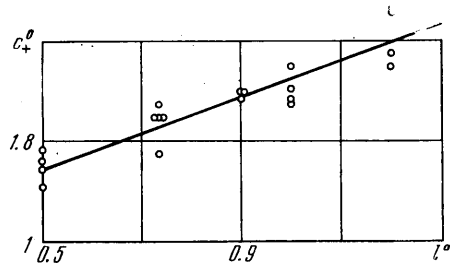
Относительное время существования второй фазы  $\tau_2/T$ , как показывают эксперименты, не зависит от числа  $Re$ .

В тот момент, когда зона отрыва при своем движении достигает носика иглы, наступает третья стадия пульсаций (фиг. 1, кадр 7, промежуток времени между кадрами 6 и 7  $\Delta\tau = 1.5 \cdot 10^{-5}$  сек).

Поскольку длина зоны отрыва ограничена длиной иглы, масса газа, которая продолжает поступать в зону отрыва, деформирует переднюю часть зоны отрыва. Такая деформация приводит к образованию непосредственно перед носиком иглы отошедшей ударной волны. Давление газа, прошедшего эту ударную волну у носика иглы, возрастает и становится равным  $p_0'$ . Однако в основной своей части скачок уплотнения перед зоной отрыва продолжает оставаться коническим, давление за конической частью скачка равно  $p_2'$ . Примерно такое же давление имеет газ в отрывной зоне, величина  $p_2' < p_0'$ .



Фиг. 3



Фиг. 4

В районе пересечения скачков уплотнения образуется тройная точка и характер течения здесь совпадает с характером течения для второй стадии пульсаций. Приток массы газа в зону отрыва не прекращается, и газ в этой зоне, не имея возможности двигаться вперед, перемещается в радиальном направлении. Это приводит к расширению зоны отрыва и к появлению большого по размеру прямого скачка уплотнения (фиг. 1, кадр 8, промежуток времени между кадрами 7 и 8  $\Delta\tau = 2.6 \cdot 10^5$  сек). Начиная с этого момента коническая часть скачка уплотнения исчезает и давление газа, находящегося в зоне отрыва, становится равным  $p_0'$ . Приток газа в зону отрыва прекращается, и, наоборот, начинается его интенсивное вытекание. Зона отрыва разрушается. При всех числах  $M_1$  с увеличением  $l^0$  время  $\tau_3/T$  уменьшается. После разрушения зоны отрыва снова наступает первая стадия процесса пульсаций.

**3. Использование экспериментально определенных значений скорости движущейся к торцу ударной волны  $c_+$  в первой стадии пульсаций совместно с газодинамическими соотношениями для течения, образующегося за прямой ударной волной, позволяет определить число  $M$  за движущейся к торцу ударной волной (число  $M_2$ ). Уравнения неразрывности и импульса для газа, проходящего через прямую ударную волну, имеют вид**

$$(3.1) \quad \rho_1 v_1^* = \rho_2 v_2^*, \quad p_2 - p_1 = \rho v_1^* (v_1^* - v_2^*)$$

Уравнения (3.1) записаны в системе координат, связанной с ударной волной, так что  $v_1^* = v_1 - c$ ,  $v_2^* = v_2 - c$  (где  $v_1$  и  $v_2$  — скорости газа до и после ударной волны).

Соотношения (3.1) аналогичны соотношениям, полученным в работе [7] для ударной волны, проходящей через неподвижный газ. Если извне тепло не подводится, то полное теплосодержание газа, проходящего через волну, сохраняется. Теплопередачей можно пренебречь, поэтому, как и в [7], будем иметь

$$(3.2) \quad i_{01}^* = c_p T_{01}^* = c_p T_1 + \frac{A v_1^{*2}}{2g} = c_p T_2 + \frac{A v_2^{*2}}{2g} = c_p T_{02}^* = i_{02}^* = \text{const}$$

Здесь  $T_{01}^*$  и  $T_{02}^*$  — температура торможения до и после ударной волны. После преобразований, аналогичных [7], из (3.1), (3.2) получим

$$(3.3) \quad \frac{p_1 - p_2}{\rho_1 - \rho_2} = \frac{2k}{k+1} g R T_0^* = a_*^2$$

$$(3.4) \quad v_1^* v_2^* = a_*^2$$

$$(3.5) \quad \lambda_1^* \lambda_2^* = 1$$

$$(3.6) \quad \frac{p_1 - p_2}{\rho_1 - \rho_2} = k \frac{p_1 + p_2}{\rho_1 + \rho_2}$$

$$(3.7) \quad p' = \frac{p_2}{p_1} = \frac{2k}{k+1} M_1^{*2} - \frac{k-1}{k+1}$$

$$(3.8) \quad \rho' = \rho_2 / \rho_1 = \lambda_1^{*2}$$

Здесь  $\lambda_1^* = v_1^* / a_* = (v_1 - c) / a_*$ ,  $\lambda_2^* = v_2^* / a_* = (v_2 - c) / a_*$ ,  $M_1^* = (v_1 - c) / a_1 = M_1 - c_1^\circ$ ,  $M_2^* = (v_2 - c) / a_2 = M_2 - c_2^\circ$ ,  $c_1^\circ = c / a_1$ ,  $c_2^\circ = c / a_2$ .

Соотношение (3.6) является ударной адиабатой. В системе координат, связанной с движущейся ударной волной, полученные соотношения аналогичны соотношениям, записанным для неподвижного скачка уплотнения, если использовать относительные скорости  $v_1^*$  и  $v_2^*$ . Использование соотношений (3.3)–(3.8) и значений скорости движущейся ударной волны, полученных в экспериментах, дает возможность рассчитать значения  $M_2$  за ударной волной. Результаты расчетов представлены на фиг. 2 пунктирной линией.

Число  $M_2$  за ударной волной с приближением к торцу цилиндра увеличивается, достигая величин  $M_2 > 1$ . Газ за ударной волной взаимодействует с торцом цилиндра, обладая сверхзвуковой скоростью. Это приводит к появлению второй ударной волны непосредственно перед торцом. Действительно, фотографии на фиг. 1 (кадры 3, 4) показывают присутствие двух ударных волн, одна из которых движется по направлению к торцу, а вторая располагается вблизи торца. Если предположить, что вторая ударная волна возникает в момент перехода числа  $M_2$  через значение, равное единице, то, выполнив расчеты с использованием соотношений (3.3)–(3.8), можно найти область существования двух ударных волн. Результаты таких расчетов приведены на фиг. 2. Штрихпунктирная линия 1 на фигуре указывает минимальное расстояние  $x/d$ , определенное в экспериментах по фотографиям, при котором имеют место две ударные волны; штрихпунктирная линия 2 — результат расчета. Справа от этих линий располагается область двух ударных волн.

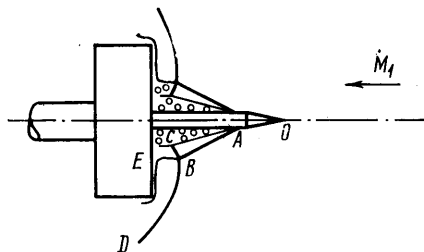
Рассмотрим фиг. 3. На ней пунктирной линией нанесена граница течения, при котором могут возникать в потоке газа ударные волны. Слева от этой линии расположена область течения без ударных волн, так как при этом  $(M_1 - c_+^\circ) \leq 1$ . Штрихпунктирная линия — граница течения с двумя ударными волнами, полученная по соотношениям (3.3)–(3.8) при различных  $M_1$  набегающего потока и при условии, что  $M_2 = 1$ . Справа от этой линии возможно течение только с одной ударной волной, а слева — с двумя ударными волнами. Экспериментальные данные располагаются между этими линиями.

Отметим, что все описанные выше экспериментальные результаты были получены при угле конического заострения вершины иглы  $\varphi = 7^\circ$ .

4. Рассмотрим влияние основных геометрических и газодинамических параметров на характер нестационарного отрывного течения. В качестве безразмерной частоты пульсаций примем число Струхала  $Sh = fSa_0^{-1}$ , где  $a_0$  — скорость звука при температуре торможения потока,  $f$  — частота пульсаций,  $S$  — характерный размер модели. В качестве характерного размера принимается наибольший из двух основных геометрических размеров: при  $l^\circ \leq 1$   $S = d$ , при  $l^\circ > 1$   $S$  берется равным расстоянию от вершины иглы до кромки торца цилиндра  $L$ . При таком выборе числа  $Sh$  оно сохра-

няет постоянное значение при изменении  $l^\circ$  от 0.4 до 1.1 для  $M_1=2.1-3.7$  и от 0.25 до 1.4 для  $M_1=6$ . Вне указанного диапазона описанный выше режим пульсаций отсутствует.

Относительная толщина иглы  $d_1/d$ , где  $d_1$  — диаметр иглы, не влияет на безразмерную частоту пульсаций. Эксперименты проводились в диапазоне  $0.06 < d_1/d < 0.3$ . Угол конического заострения вершины иглы  $\varphi$ , как показали эксперименты, влияет на величину Sh. С увеличением  $\varphi$  от  $7^\circ$  вплоть до значения, при котором перед носиком иглы устанавливается отошедшая ударная волна, число Sh увеличивается на  $20 \div 25\%$ . Такое увеличение Sh можно объяснить более высокой по сравнению со случаем острой иглы скоростью притока массы воздуха в растущую отрывную область при второй и третьей стадиях развития пульсаций.



Фиг. 5

Изменение режима течения в пограничном слое на игле от переходного к турбулентному незначительно влияет на число Sh. При переходном режиме течения значения числа Sh на  $5-10\%$  выше, чем соответствующие значения при турбулентном течении. В пределах одного и того же режима течения в пограничном слое изменение числа Рейнольдса не приводит к изменению частоты пульсаций.

Результаты настоящих экспериментов и данные работ [4, 6] показывают, что число Sh с ростом  $M_1$  увеличивается, параметр  $T_w/T_0$  в исследованном диапазоне значений  $0.6 \leq T_w/T_0 \leq 1$  не оказывает влияния на величину Sh.

Таким образом, полученные результаты показывают, что безразмерная частота пульсаций является функцией числа  $M_1$  набегающего потока, угла заострения вершины иглы и режима течения в пограничном слое.

Результаты измерений скорости движения скачка уплотнения позволяют проводить расчеты чисел Sh. Период пульсаций складывается из времени движения ударной волны от вершины иглы к торцу цилиндра  $\tau_1$ , из времени движения зоны отрыва от торца цилиндра к вершине иглы  $\tau_2$  и времени поперечного увеличения зоны отрыва с последующим ее разрушением  $\tau_3$ :  $T = \tau_1 + \tau_2 + \tau_3$ . Как показывают измерения, для больших значений  $l(l^\circ > 0.85)$  величиной  $\tau_3$  можно пренебречь и приближенно принять  $T = \tau_1 + \tau_2$ . Зная скорости движения скачка уплотнения  $c_+$  и  $c_-$ , определяем  $\tau_1$  и  $\tau_2$ :  $\tau_1 = l/c_+$ ,  $\tau_2 = l/c_-$ . Если отнести скорости  $c_+$  и  $c_-$  к скорости звука в набегающем потоке  $a_1$ , то для числа Струхала получаем следующее соотношение:

$$(4.1) \quad Sh = f S a_0^{-1} = S a_1 a_0^{-1} l^{-1} [1/c_+^\circ + 1/c_-^\circ]^{-1}$$

За характерный размер  $S$  здесь следует брать расстояние от вершины иглы до кромки торца цилиндра. Величины  $c_+^\circ = c_+/a_1$  и  $c_-^\circ = c_-/a_1$  определяются числом  $M_1$  в набегающем потоке. Поэтому для заданной геометрии модели безразмерная частота пульсаций зависит только от числа  $M_1$  набегающего потока.

Так как число Sh не зависит от параметра  $l^\circ$ , то удобно при расчетах использовать экспериментальные данные при некотором одном значении  $l^\circ$ , например, при  $l^\circ = 0.9$ . Для этого значения  $l^\circ$  и угла конусности иглы  $\varphi = 7^\circ$  скорость движения скачка уплотнения  $c_+ \approx c_-$  можно вычислить по соотношению (2.1). Расчеты чисел Sh по соотношению (4.1) с учетом (2.1), а также экспериментальные результаты, полученные при различных числах  $M_1$  набегающего потока и турбулентном режиме течения в отрывной зоне, представлены ниже.

$M_1$	2.0	2.1	2.9	3.0	3.7	6.0	Источник
	0.22			0.305			[4]
Sh <sub>1</sub>		0.235	0.31		0.355	0.42	Данная работа
Sh <sub>2</sub>	0.205	0.225	0.307	0.32	0.375	0.455	

Здесь  $Sh_1$  — число Струхалия, вычисленное по экспериментальным данным,  $Sh_2$  — рассчитанное число Струхалия.

Результаты расчетов удовлетворительно согласуются с результатами экспериментов.

Поступила 18 XI 1975

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *Mair W. A.* Experiments on separation of boundary layers on probes in front of blunt-nosed bodies in a supersonic air stream. *Philos. Mag.*, 1952, vol. 43, No. 342.
2. *Wood C. J.* Hypersonic flow over spiked cones. *J. Fluid Mech.*, 1962, vol. 12, pt 4.
3. *Maull D. J.* Hypersonic flow over axially symmetric spiked bodies. *J. Fluid Mech.*, 1960, vol. 8, pt 4.
4. *Даньков Б. Н., Новиков Л. В.* Нестационарное обтекание сверхзвуковым потоком конуса с дисковым щитком. *Изв. АН СССР, МЖГ*, 1968, № 4.
5. *Авдусевский В. С., Грецов В. К., Медведев К. И.* Устойчивость течений с передними срывными зонами. *Изв. АН СССР, МЖГ*, 1972, № 1.
6. *Антонов А. Н., Грецов В. К.* Исследование нестационарного отрывного обтекания тел сверхзвуковым потоком. *Изв. АН СССР, МЖГ*, 1974, № 4.
7. *Абрамович Г. Н.* Прикладная газовая динамика. М., «Наука», 1969.