

УДК 533.697.2: 629.7.015.3

© 2006 г. А. В. ЛОКОТКО, А. М. ХАРИТОНОВ

О ВОЗМОЖНОМ ОБРАЗОВАНИИ ВИХРЕВОГО ТЕЧЕНИЯ В СВЕРХЗВУКОВОМ ВХОДНОМ УСТРОЙСТВЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО СЖАТИЯ

Экспериментально исследуется структура течения во входном устройстве пространственного сжатия и в присоединенном к нему канале прямоугольного поперечного сечения при параметрах внешнего потока $M_\infty = 4$, $Re \approx 52 \cdot 10^6$ 1/м. Изучается явление возникновения вихря в воздухозаборнике и его разрушение на входе в канал при встрече с градиентом повышенного давления.

Ключевые слова: воздухозаборник, ракетно-прямоточный двигатель, истечение струй, проточный тракт, вихревое течение, разрушение вихря.

В настоящее время в различных странах продолжается поиск оптимальных схем силовых установок для перспективных воздушно-космических самолетов. Анализ результатов исследований показывает, что в условиях непрерывно изменяющихся параметров потока вдоль траектории полета наиболее экономичной может быть комбинированная силовая установка. Среди большого разнообразия рассматриваемых установок определенными перспективами обладают ракетно-прямоточные двигатели, сочетающие в себе элементы ракетного и прямоточного двигателей [1]. Для реализации прямоточного цикла двигатель оснащается входным устройством (воздухозаборником). Летательные аппараты с несущими поверхностями могут иметь подфюзеляжное расположение силовой установки с предварительным сжатием набегающего потока нижней поверхностью фюзеляжа. При этом силовая установка представляется совокупностью двигательных модулей, размещенных по ширине фюзеляжа и (или) крыла. Достижение эффективного смешения и горения в проточном тракте обуславливает компоновку двигателя с воздухозаборником пространственного сжатия, в котором горло секционировано пилонами, образующими по ширине ряд каналов. В пилонах размещаются ракетные двигатели и (или) инжекторы подачи топлива, а скошенные клинообразные поверхности пилонов являются дополнительными поверхностями сжатия [2, 3].

Известные результаты экспериментальных и расчетных исследований показывают, что течение во входном устройстве и канале отличается чрезвычайной сложностью с проявлением многочисленных газодинамических особенностей [4–8]. Дальнейшее экспериментальное изучение характеристик пространственных воздухозаборников актуально как для более глубокого понимания сложной газодинамики таких устройств, так и для верификации методов численного моделирования подобных течений.

В настоящей статье излагаются результаты, полученные при исследовании газодинамики внутренних течений в канале, в частности, обнаруженное явление возникновения вихревых образований на поверхностях сжатия воздухозаборника и проникновения их в камеру смешения с последующим разрушением.

Исследованиям вихревых течений в сверхзвуковых потоках, их взаимодействию со скачками уплотнения, влиянию на теплообмен посвящены [9–16], в которых рассматривалась преимущественно модельная постановка задачи с генерацией вихря в свободном потоке и его взаимодействие с областью повышенного давления за скачком. В данном случае вихрь порождается в области высокого давления в условиях моделируемой кон-

фигурации входного устройства и, как предполагается, проникает внутрь камеры смешения и разрушается при встрече с градиентом повышенного давления, обусловленного истечением реактивных струй газогенераторного контура. Обсуждаемый вопрос важен для понимания процессов, происходящих в таких устройствах, и может способствовать улучшению качества смешения и предотвращению чрезмерных тепловых потоков в стенки канала.

1. Модель, условия эксперимента. Известные концепции перспективных воздушно-космических самолетов предполагают модульную конструкцию силовой установки, состоящую из большого числа индивидуальных двигателей (модулей), расположенных на нижней поверхности крыла или фюзеляжа [17, 18], поэтому предусматривалась возможность трансформации модели в одномодульный или трехмодульный варианты.

Схема трехмодульной (трехпилонной) модели показана на фиг. 1, а. Модель представляет собой коробчатую конструкцию с цилиндрическим каналом прямоугольного поперечного сечения. На входе в канал располагается входное устройство (воздухозаборник), с поверхностью сжатия в виде плоского клина с углом отклонения потока 6° . Обечайка входного устройства имеет плоскую внутреннюю поверхность. Расчетное число Маха M воздухозаборника, соответствующее падению скачка уплотнения от кромки клина сжатия на кромку обечайки, равно 3.5.

Горло воздухозаборника секционировано по ширине канала пилонами с относительным шагом установки $t/b = 1$, где t – высота горла воздухозаборника, b – расстояние между плоскостями симметрии пилонов. Пилоны имеют угол стреловидности передней кромки 50° и полный угол клина при виде сверху 10° . На пилонах также происходит поджатие потока, поэтому конструкция в целом представляет собой воздухозаборник пространственного сжатия.

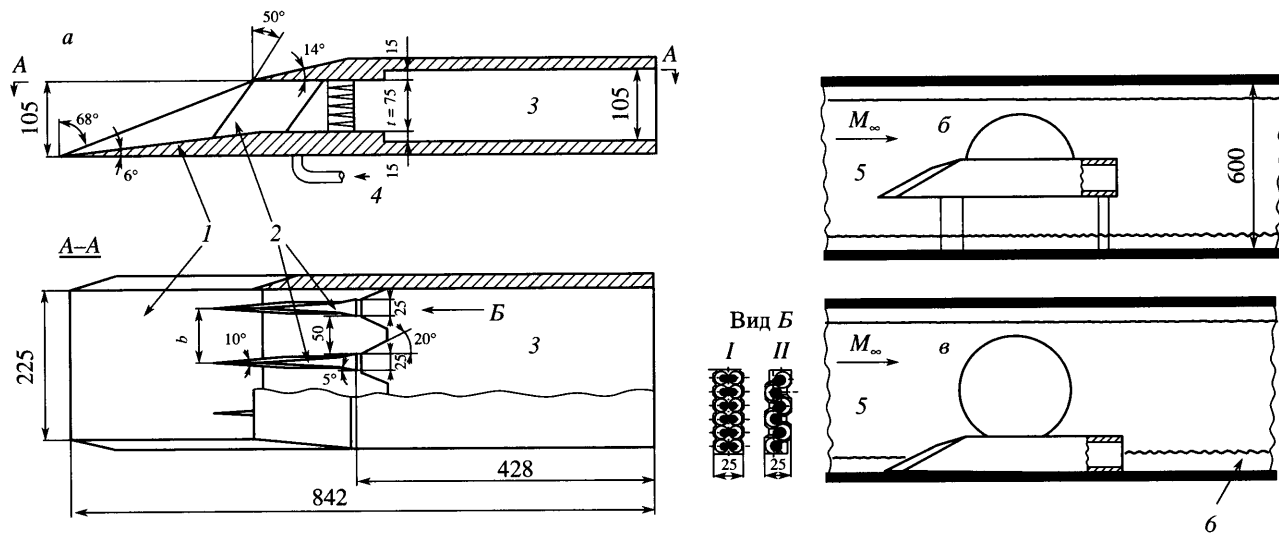
В донной части пилонов располагается решетка сверхзвуковых конических сопел с расчетным числом Маха $M_j = 2.94$. Применялись два типа пилонов: оснащенные либо 12 соплами, расположенными в два ряда симметрично относительно вертикальной оси (пилон I), либо 6 соплами с несимметричным – в шахматном порядке – расположением (пилон II). Оба пилон имели примерно одинаковые расходные характеристики за счет разных диаметров критических сечений сопел – соответственно 6 и 8 мм. В первом случае на боковой поверхности пилон между соплами имелись неглубокие выемки треугольной формы в сечении, во втором – глубокие прямоугольные пазы, выполненные с целью улучшения процесса смешения. Оси сопел двух вертикальных рядов отклонены в горизонтальной плоскости в противоположные стороны на угол заклинения 7.5° .

Относительное сужение горла воздухозаборника F_1/F_0 при установке этих пилонов равно 0.488 и 0.537 соответственно.

Щеки входного устройства не имеют внутреннего наклона стенок (поджатия потока); в боковой проекции угол стреловидности их кромок составляет 68° . На входе в канал непосредственно за сечением горла вверху и внизу располагаются одинаковые зигзагообразные стабилизирующие (процесс горения) уступы, образованные комбинацией граней, перпендикулярных продольной оси модели и косо расположенных к ней под углом 20° . Отношение площади сечения канала к площади горла воздухозаборника – 2.05.

Одномодульный вариант модели трансформировался из трехмодульного варианта, поэтому его основные элементы такие же, кроме ширины канала, равной 75 мм. Предусматривалась установка в вертикальные стенки канала прозрачных вставок из оптического стекла КО-8. Поверхность канала одномодульной модели подробно дренировалась в продольных и поперечных сечениях, всего имелось 250 точек измерений. Схема дренажа будет приводиться в разд. 2.

Модель устанавливалась как на высокой стойке под нулевым углом атаки, что обеспечивало ее расположение в ядре невозмущенного потока (фиг. 1, б), так и при погружении в пограничный слой на стенке рабочей части аэродинамической трубы (фиг. 1, в). В последнем случае воспроизводилась ситуация, когда воздухозаборник находится в по-



Фиг. 1. Модель: *a* – 1 – клин сжатия, 2 – пилоны, 3 – канал, 4 – воздух высокого давления; *I* – пилон, конфигурация 1, *II* – пилон, конфигурация 2; *б* – модель в ядре потока; 5 – рабочая часть аэродинамической трубы; *в* – модель на стенке рабочей части; 6 – пограничный слой; размеры в мм

граничном слое, развивающемся на поверхности носовой части фюзеляжа. Относительная глубина погружения в пограничный слой толщиной δ составляла $\delta/h = 0.44$, где h высота входа воздухозаборника.

Исследование полей газодинамических параметров в сечениях канала одномодульного варианта модели выполнялось с помощью гребенок с приемниками давления торможения p_t и статического давления p , сканирующими поле течения с использованием координатного устройства. Гребенка p_t содержала десять трубчатых приемников диаметром 0.6 мм, расположенных с шагом 7 мм; гребенка p – шесть приемников статического давления, установленных с шагом 12.6 мм. Гребенки перемещались по высоте проточного тракта с точностью отсчета координаты 0.1 мм.

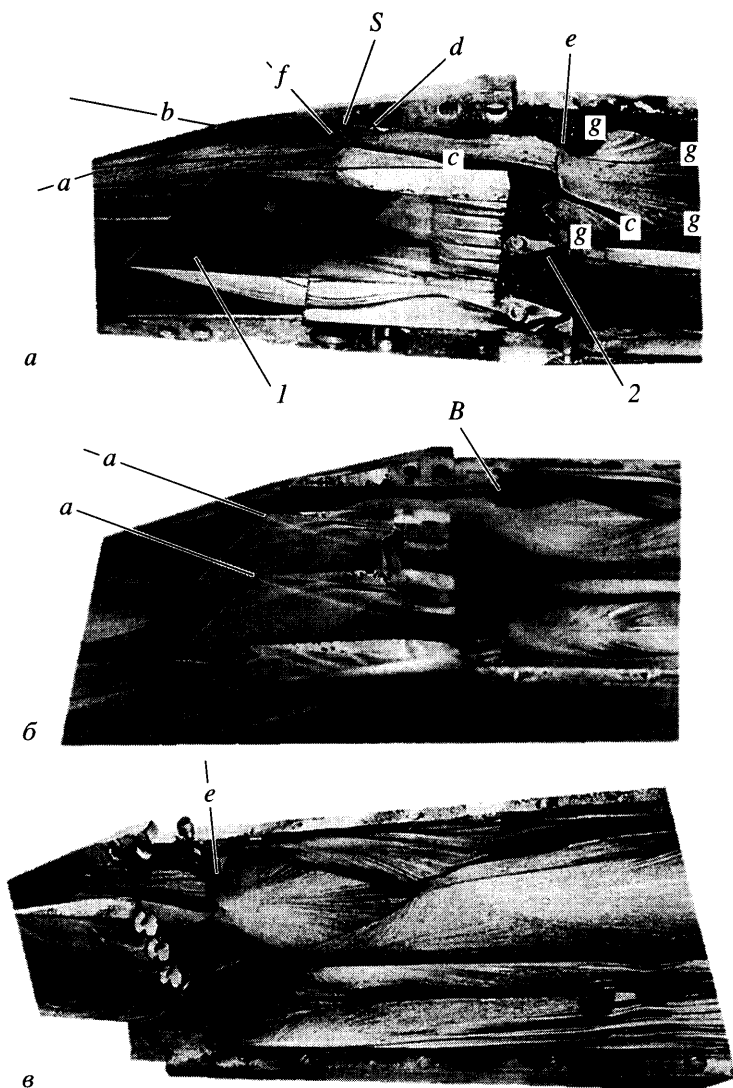
Эксперименты проводились в аэродинамической трубе Т-313 ИТПМ СО РАН при параметрах потока: $M_\infty = 4.03$, $Re = 54 \cdot 10^6$ 1/м, $T_0 = 270 - 280$ К, давлении в форкамере 1.05 МПа, статическом давлении 6.65 кПа на режимах без истечения струй и при вдуве струй в канал модели для моделирования работы ЖРД. Полное давление в ресивере газогенераторного контура модели при истечении струй (холодного воздуха) изменялось в пределах до 7.0 МПа. Нерасчетности истечения p_e/p_r (p_e – давление на срезе сопла, p_r – давление в сечении горла воздухозаборника) изменялась в пределах (не более) 3.9 вверху канала и 18.4 внизу. Неравномерность степени нерасчетности обусловлена переменным давлением низконапорного потока по высоте горла воздухозаборника.

Визуализация предельных линий тока осуществлялась посредством нанесения сажемасляного покрытия на поверхность, предварительно окрашенную белой эмалью. Структура течения в канале исследовалась также методом лазерного ножа с использованием в качестве светорассеивающих частиц водяного тумана. Для реализации метода в поток вводились мелкодисперсные капельки воды (не более 1.5 г/кг воздуха) [19]. Изображение регистрировалось с помощью фотоаппарата с защищенным объективом, устанавливаемым в потоке [20].

2. Обсуждение результатов экспериментов. Рассмотрим особенности течения в воздухозаборнике по результатам визуализации предельных линий тока в случае без вдува струй и установки модели в ядре потока (фиг. 1, б). Течение во входном устройстве и камере смешения характеризуется поворотом потока в скачках уплотнения, взаимодействием скачков, тангенциальными разрывами. На фиг. 2, а приводится фотография внутренней стенки канала однопилонной модели при установке пилона I. Видны признаки волновой структуры – линии стекания, являющиеся следами скачков уплотнения. Прямая *a* соответствует скачку, присоединенному к носку клина сжатия, *b* – скачку, оторванному от обечайки, *d* – скачку, присоединенному к кромке пилона.

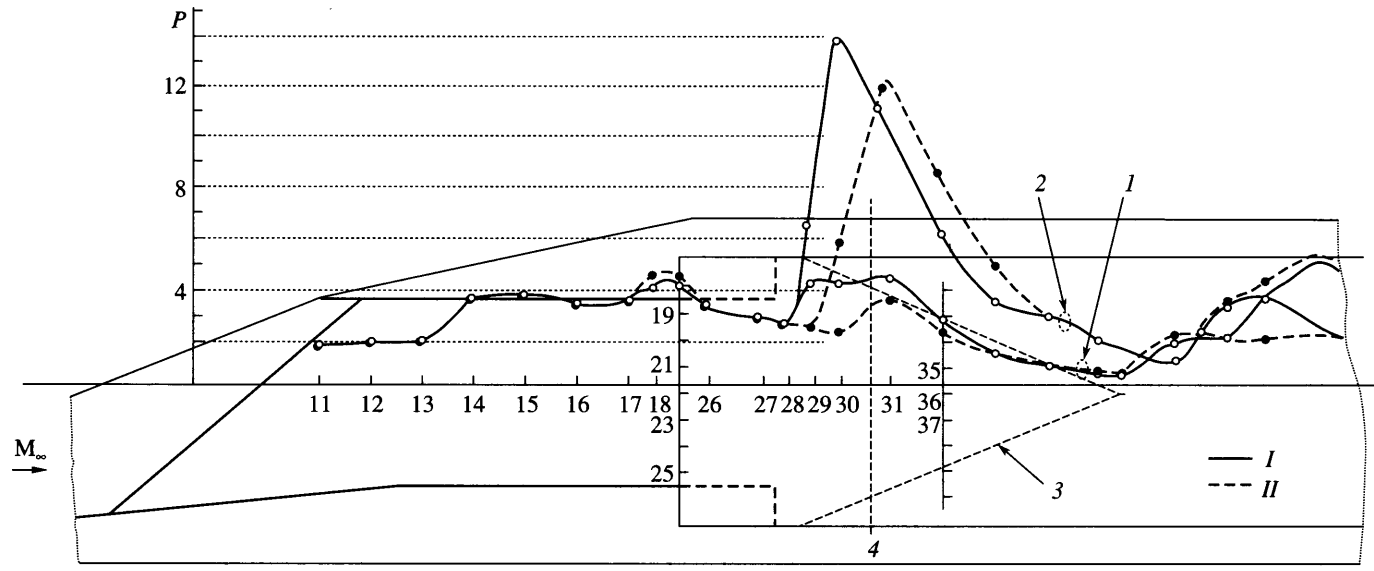
При взаимодействии этих скачков возникает маховское отражение с образованием прямого скачка вдоль линии *f* и контактный разрыв. Прямой скачок *f* порождает отрыв потока (зона *S*). Контактные поверхности, особенно при наличии маховского отражения, сворачиваются, как известно, в крупномасштабные вихри [21]. Это обусловлено различным ростом энтропии в разделяемых разрывом потоках. В данном случае темная полоса стекания *c – c* указывает на наличие формирующегося вихревого образования.

Далее на входе в канал виден след по линии *e* скачка уплотнения, возникшего на грани хвостового утолщения пилона с углом отклонения потока 5° . Ниже по потоку по характерным расходящимся трекам и уменьшению давления (фиг. 3) наблюдается зона ускорения течения, вызванная расширением площади сечения канала в условиях внутреннего сверхзвукового течения. Эта зона ограничена скачками *g – g* от присоединения потока после стабилизирующих уступов. Конфигурация линии стекания *c – c* различна до и после взаимодействия со скачком уплотнения *e*. На участке до скачка полоса стекания постепенно расширяется, что в соответствии с [22] можно объяснить диффузией вихря в условиях увеличения давления. Ниже по потоку после пересечения со следом скачка *e* эта полоса становится тоньше, что связано с увеличением угловой скорости вращения вихря, проникающего в область пониженного давления, и отходом его от стенки за счет отклонения в отраженном косом скачке уплотнения [23].

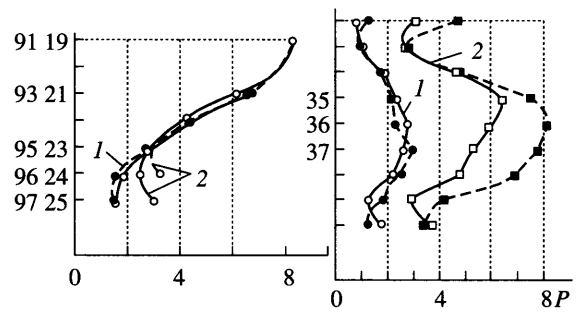


Фиг. 2. Визуализация предельных линий тока в канале модели: *a* – модель в ядре потока с пилоном *I* без вдува струй; *1* – пилон, *2* – стабилизирующий уступ; *б* – модель в пограничном слое $\delta/h = 0.44$, пилоны *II*, вдув струй $n = 0.8$; *в* – модель в ядре потока, пилон *II*, вдув струй $n = 1.07$

На фиг. 2, *б* показан входной участок трехпилонной модели для случая погружения модели в пограничный слой (фиг. 1, *в*) и вдува струй с коэффициентом эжекции $n = G_{in}/G_{gg} \approx 0.8$ (G_{in} – расход через воздухозаборник, G_{gg} – расход через сопла газогенераторного контура). Видно, что в центральных каналах в отличие от боковых нет столь мощных отрывных течений, хотя признаки взаимодействия ударных волн с поверхностью пилонов четко прослеживаются (светлые линии *a*). Между тем качественного различия в характере течения на боковой стенке для одно- и трехпилонной моделей практически не наблюдается. В обоих случаях имеет место развитая зона отрыва в области взаимодействия скачков и исходящая из нее линия стекания. Примечательная особен-



Фиг. 3. Давление P в канале модели; показан контур модели и номера дренажных точек; эюры для двух поперечных сечений условно вынесены: I – пассивный проток; 2 – вдув струй $n \approx 1.10$; 3 – скачок уплотнения от присоединения потока после стабилизирующих уступов; I – пилон I , II – пилон II , 4 – сечение измерения статического давления гребенкой зондов



ность – утолщение B в конце этой линии на фиг. 2, б. Образование B очень похоже на классическую картину B – типа разрушения вихря в условиях дозвуковых скоростей [24, 25]. Тщательные измерения показали, что в угловых зонах канала за уступом, где наблюдается разрушение вихря, действительно имеют место дозвуковые скорости течения. Этот факт косвенно подтверждает существование вихря.

В случае вдува струй (фиг. 2, в, коэффициент эжекции $n \approx 1.07$, однопилоновая модель с пилоном II , установленная в ядре потока) полоса стекания правее скачка e исчезает, на ее месте появляется область интенсивного размывания сажемасляного покрытия с характерными радиально расходящимися треками – картина типа “взрыва”. Этой области соответствует участок резкого увеличения давления $P = p/p_\infty$ на стенках до величины 14 (p_∞ – давление в невозмущенном потоке), фиг. 3.

Рассмотрим особенности изменения давления по длине канала на осевой линии, начиная от входа в воздухозаборник (фиг. 3). В головном скачке от кромки нижнего клина оно повышается до $P \approx 1.8$ (точки № 11–13), затем в скачке от пилонна возрастает до ≈ 4 (точки № 14–17), далее в отраженном от обечайки скачке увеличивается до ≈ 4.7 (точка № 18).

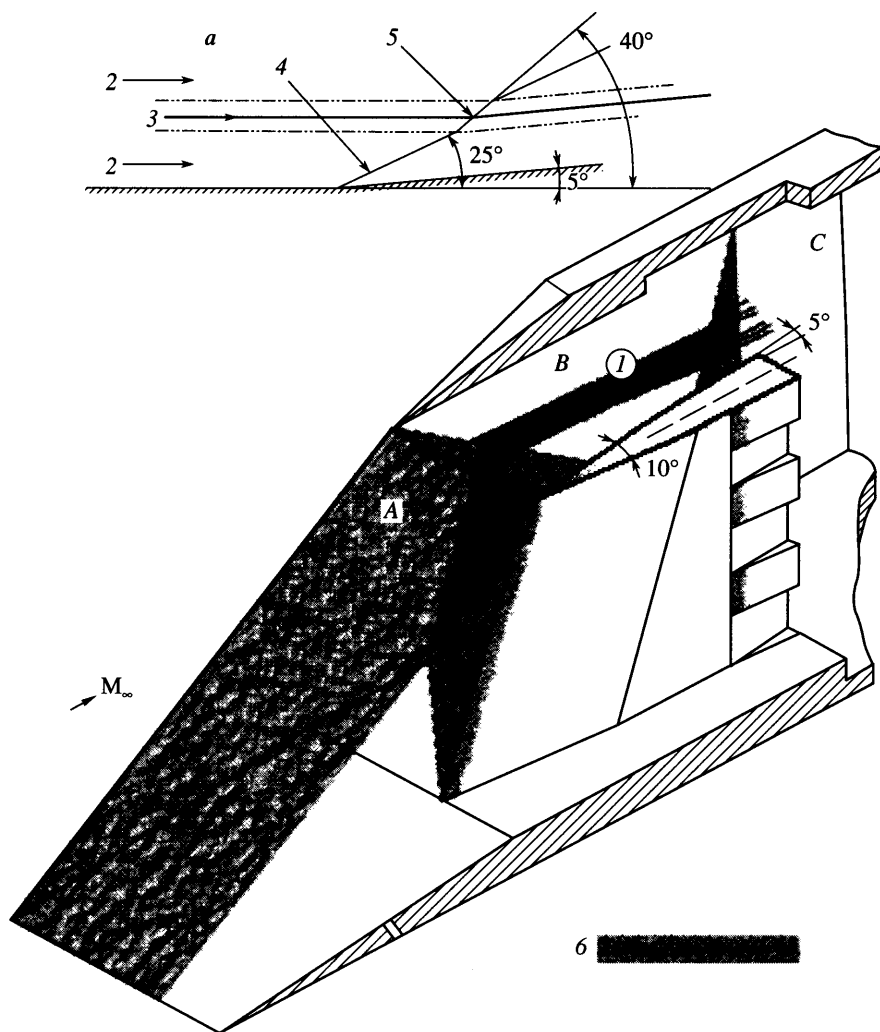
В сечении горла наблюдается неравномерное распределение давления: от высоких значений, соответствующих степени сжатия $P \approx 8$, в верхней части канала оно уменьшается до $P \approx 1.6$ внизу (точки № 19–25, 91–97 в двух каналах горла). Вдув струй практически не влияет на распределение P во входном устройстве, за исключением нижней части сечений горл (точки № 96, 97; 24, 25), где при подаче струй имеет место увеличение давления, связанное с зарождающимся отрывом течения.

Ниже по потоку, вблизи входа в цилиндрический канал, имеет место относительное уменьшение давления на оси (точки № 26–28). Течение расширения ограничено скачками уплотнения, возникающими от присоединения потока к стенкам после стабилизирующих уступов ($g - g$ на фиг. 2, а и скачок 3 на фиг. 3). Внутри этой зоны возникает местное повышение давления в точках № 29–31 до значений $P \approx 4.2$ – 4.5 без вдува струй, соответствующее месту падения скачка e (фиг. 2, а).

При истечении струй наблюдается общее повышение давления в канале. При этом в точках № 29–31 давление резко возрастает до $P \approx 13$ – 14 в зависимости от типа пилонна с некоторым смещением пика давления по длине канала для разных пилонов. Рост давления P на продольной оси коррелирует с его увеличением в поперечном сечении (точки № 35–37). Отмеченный резкий рост давления требует обсуждения.

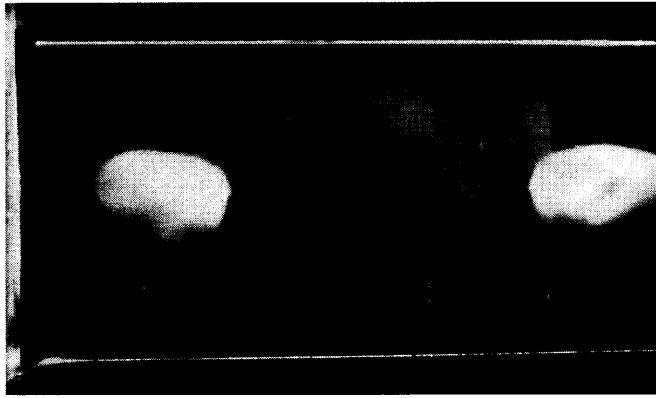
Предполагаемая газодинамическая схема течения, реализующаяся на входном участке воздухозаборника, представлена на фиг. 4, где изображен эскиз пространственной вырезки входного устройства и показаны волновые фронты, возникающие на поверхностях сжатия. Числа Маха M , углы поворота потока β_i и степени повышения давления δp на скачках уплотнения в зонах A , B , C определены приближенно по номограмме для косых скачков уплотнения [26] и подтверждены измеренным распределением давления на указанных участках модели. В начале области B при взаимодействии волновых фронтов образуется контактный разрыв, и возникают условия для формирования вихря. В этой области число M потока близко к значению $M_B \approx 2.75$. Для оценок воспользуемся данными [10, 11], где исследовалось распространение обособленного вихревого шнура в равномерных сверхзвуковых потоках $M_\infty = 2.5$ и 3 и измерены распределения продольных компонент полного давления и числа Маха M_s на оси вихря. Было показано, что течение в вихревой трубке обладает свойствами следа, характеризующимися дефицитом полного давления и числа Маха, и для разных интенсивностей вихря определено $M_s = 1.65 - 1.75$.

Примем для оценок значение $M_s = 1.7$. В скачке от клина с углом 5° , разделяющем зоны B и C , осуществляется совместный поворот как основного потока, так и вихревой трубки (выноска a на фиг. 4). Это соответствует режиму слабого взаимодействия скачка и вихря [23]. Согласно свойствам течений с разрывами, статическое давление в вихре и



Фиг. 4. Схема течения во входном устройстве с параметрами течения в зонах A , B , C (число Маха M , степень повышения давления δp , угол наклона скачка уплотнения β): $M_A = 3.55$; $\delta p = 1.8$; $\beta = 19^\circ$; $M_B = 2.75$; $\delta p = 1.71$; $\beta = 20.5^\circ$; $M_C = 2.5$; $\delta p = 1.4$; $\beta = 25^\circ$; a – предполагаемая схема деформации скачка уплотнения при пересечении вихревой трубки тока: 1 – вихрь; 2 – поток с $M = 2.75$; 3 – вихревая трубка тока, $M_s = 1.7$; 4 – скачок при отклонении потока на угол 5° ; 5 – зона деформации скачка при прохождении вихревой трубки тока; 6 – волновой фронт

окружающем потоке предполагается одинаковым. Поскольку числа Маха в вихревой трубке и смежном потоке различны, то разным будет и угол β наклона скачка внутри этих областей. Так, для основного потока $\beta = 25^\circ$, для вихря $\beta = 40\text{--}45^\circ$. В этом случае достаточно небольшого противодействия (вдува струй), чтобы в вихревой трубке возник отсоединенный скачок уплотнения. Приблизительно такие же рассуждения относительно совместного поворота сверхзвукового потока и распространяющегося в нем вих-



Фиг. 5. Визуализация течения в канале трехпилонной модели методом лазерного ножа

ревого шнура содержатся в [12]. В [13, 23] возникновение прямого скачка в вихре истолковывается как признак разрушения (взрыва) вихря. Оценки, выполненные по формуле

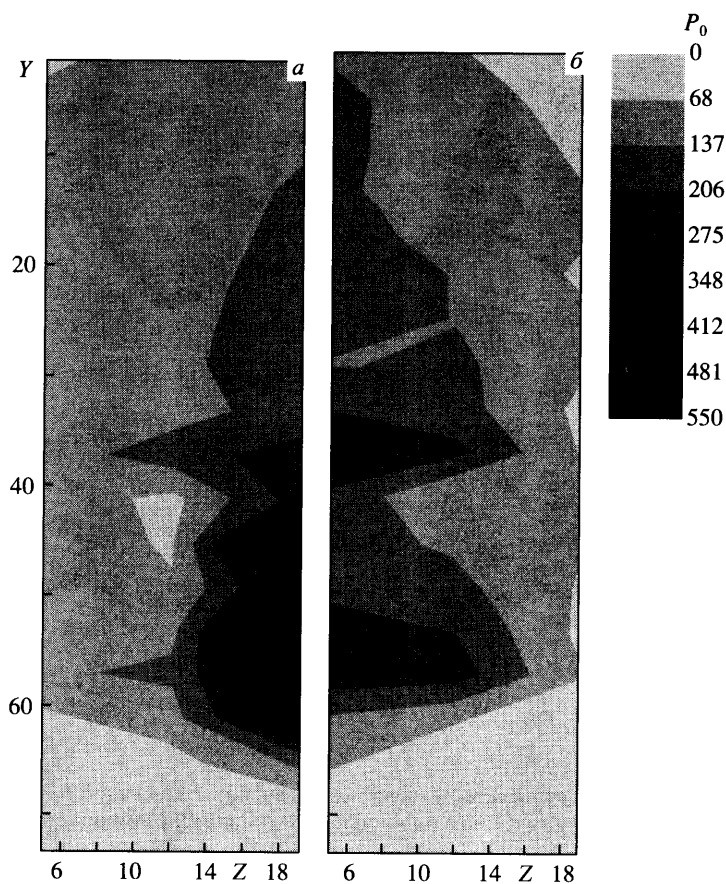
$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{2\kappa}{\kappa + 1} M_1^2 \sin^2 \beta - \frac{\kappa - 1}{\kappa + 2}$$

для основного потока и вихревой трубки показывают, что для этого предельного случая давление в вихре примерно в 2.3 раза превышает P в смежном потоке. Близкий к этому уровень увеличения давления ($P \cong 13-14$ относительно $P \cong 4.5$ без разрушения вихря, точки № 29, 30, см. фиг. 3) наблюдается и в настоящем эксперименте, что указывает на разрушение вихря. Эти оценки показывают, что в отсутствие истечения струй поворот потока в вихревой трубке не превышает предельного угла, соответствующего переходу сверхзвукового течения в дозвуковое, а при вдуве струй отклонение потока оказывается больше предельного значения, что сопровождается взрывом вихря.

Дополнительным подтверждением наличия вихря является визуализация картины течения в поперечном сечении канала трехпилонной модели, выполненная методом лазерного ножа. Фотография (фиг. 5) получена на расстоянии $l/t \approx 1$ от плоскости среза сопел, ниже по потоку от предполагаемого места разрушения вихря. Наблюдаемые два ярких белых пятна представляют собой ядра разрушившихся вихрей. При внешнем обтекании крылатых моделей с использованием этого метода ядра вихрей обычно ассоциируются с темными пятнами [10]. Однако в данном случае происходит примерно восьмикратное сжатие влажного потока в воздухозаборнике с последующим внезапным расширением в канале и более значительным понижением температуры в ядре вихря [10]. При этом в вихре возникают условия для конденсации влаги, содержащейся в воздухе (здесь, по-видимому, уместна аналогия с процессом, на основе которого работает камера Вильсона). В то же время в центральной части канала таких ярких пятен не наблюдается, что связано с отсутствием условий для конденсации влаги в безвихревых областях. Время экспозиции при фотографировании в данном случае было большим (15 секунд) и при наличии пульсаций вихря (что отмечается в [14, 24]) изображение его сечения, по-видимому, сливается в сплошное пятно.

Для обоснования гипотезы о существовании вихря оценим диффузию вихря, распространяющегося в вязкой среде, с привлечением теоретических выводов. Скорость расширения вихря может быть вычислена по формуле [22]

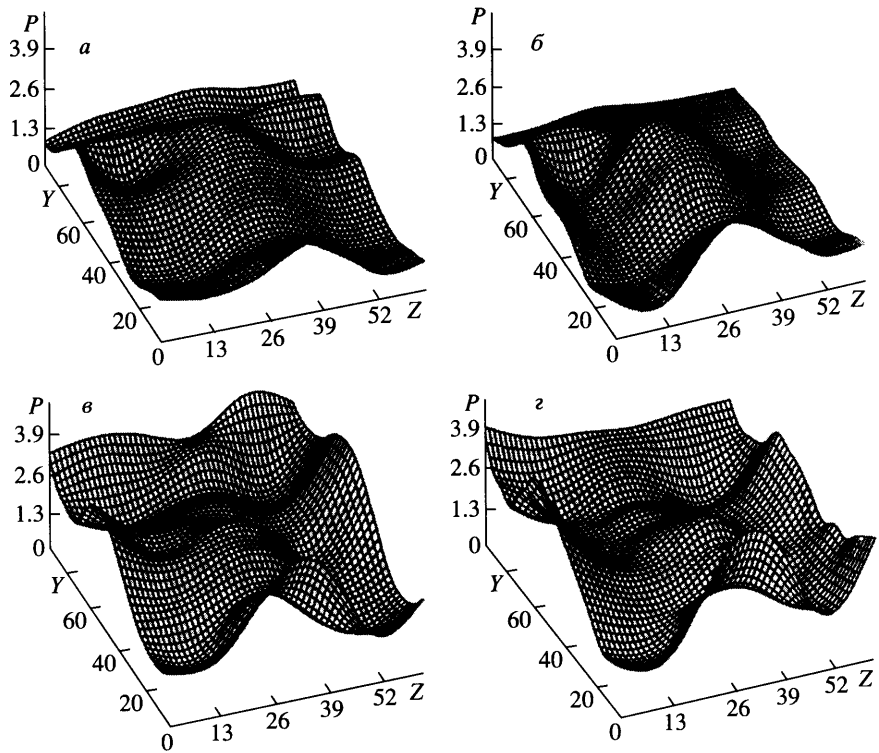
$$\Gamma = \Gamma_0 \left(1 - e^{-r_0^2/4\nu\tau} \right)$$



Фиг. 6. Распределение давлений P_0 в левом и правом каналах горла воздухозаборника одномодульной модели; размерность по осям Y, Z – мм

где Γ – циркуляция вихря, r_0 – радиус вихря, ν – кинематическая вязкость, τ – рассматриваемый период (время) развития вихря, а индекс 0 обозначает начальные условия развития вихря. Поскольку по определению Γ – постоянная величина для всех линий тока данного вихря, то, измеряя степень его расширения, например, по данным фиг. 2, *a*, получим (очень приближенно) величину Γ_0/Γ . Измерив также r_0 в начальном сечении и вычислив $\nu = 5.93 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$ для числа $M = 2.75$ и указанной температуры в форкамере, по приведенной формуле получим оценку порядка времени достижения измеренного отношения Γ_0/Γ . Оно оказалось $\tau = 1.7 \cdot 10^{-4} \text{ с}$. С другой стороны, измеряя линейную протяженность следа вихря на рассматриваемом участке l и вычислив скорость w потока по коэффициенту скорости λ для $M = 2.75$, можно приближенно определить время пребывания частицы τ_1 на длине l : $\tau_1 = l/w = 2.3 \cdot 10^{-4} \text{ с}$. Видно, что значения τ и τ_1 одного порядка, и это является дополнительным косвенным подтверждением существования вихря.

Изобары относительного полного давления $P_0 = p_0/p_\infty$ в двух – левом и правом – каналах горла воздухозаборника приведены на фиг. 6. Полное давление P_0 восстанавливалось по числам M в горле, рассчитанным, в свою очередь, по давлениям за прямым скачком уплотнения p_i и распределению статического давления p_c на стенке по высоте



Фиг. 7. Распределение статического давления в сечении I канала: а, б – пассивный проток; в, г – вдув струй, $n = 1$; а, в – пилон I; б, г – пилон II; размерность по осям Y , Z – мм

канала. Значения p_c принимались постоянными в поперечных сечениях канала. Допустимость этого предположения подтверждается сравнением расходов воздуха, вычисленных интегрированием газодинамических параметров в 57 точках в каждом канале, с расходом в трубке тока набегающего потока. Расходы различаются в пределах 5%. Поскольку коэффициент расхода воздухозаборника близок к единице, можно полагать, что с указанной точностью эти данные являются достоверными и пригодными для качественных оценок.

Видно, что поля давлений весьма неравномерны: примерно на высоте 35–60 мм вблизи стенок пилона располагаются локальные зоны повышенного давления, вызванные падением отраженного от обечайки скачка уплотнения. С ними сопряжены обособленные, ограниченных размеров, области пониженного давления вблизи наружных стенок, которые можно ассоциировать с ядрами вихрей [10, 14].

Эпюры относительного статического давления P , полученные сканированием поля течения гребенкой с приемниками статического давления в сечении I (на фиг. 3), приведены на фиг. 7 для пассивного протока (а, б) и при вдуве струй (в, г). Координаты: $Y = 0$ соответствует верхней стенке модели, $Z = 0$ – левой стенке, смотря изнутри модели против потока. Истечение струй приводит к общему повышению давления в канале, однако на этом фоне видно относительное выравнивание с некоторым понижением полей давления в зоне истечения струй. В то же время вблизи боковых стенок примерно в середине высоты канала наблюдаются области более значительного увеличения давления. Эти "крылья" повышенного давления плавно переходят в зону еще более высоких

значений P на стенке канала (точки № 35–37 см. фиг. 3). Отмеченный рост давления также служит дополнительным подтверждением существования некоего препятствия (взрыва вихря) вблизи стенок в этом месте. Подобный же эффект разрушения вихря отмечается в [15]. Эти измерения выполнены с более высокой точностью по сравнению с измерениями в горле и характеризуются расхождением расходов на входе в воздухозаборник и интегральным расходом в рассматриваемом сечении в пределах 2%.

Заключение. Результаты настоящих экспериментов дают основание полагать, что в исследованных условиях имеет место явление взаимодействия вихревого шнура с градиентом давления в новом, насколько известно, еще мало изученном аспекте. Открытый в 1975 г. В.В. Затолокой, А.К. Иванюшкиным и А.В. Николаевым эффект интерференции струйки тока, обладающей дефицитом полного давления, со скачком уплотнения вызвал в последнее время ряд исследований в различных лабораториях. Все они относятся к ситуации, когда вихревой шнур, распространяясь из области низкого статического давления, при взаимодействии с областью высокого давления, ограниченной скачком, провоцирует распространение высокого давления против потока и создает условия для получения замкнутых рециркуляционных зон в свободном потоке.

В рассматриваемом случае вихрь зарождается в области высокого давления в воздухозаборнике и сквозь косоугольный скачок проходит в область пониженного (за счет расширения проточного тракта модели) давления. Ниже по потоку расширяющиеся струи создают положительный градиент давления, обуславливающий разрушение вихревых образований и возникновение зон высоких давлений. Таким образом, вихревой шнур является своеобразным проводящим каналом для распространения повышенного давления вниз по потоку.

Эти наблюдения наряду с уточнением представлений о сложном физическом явлении весьма важны и с практической точки зрения, так как в случае организации подачи топлива с учетом описанной газодинамической картины возможно улучшение процесса смешения. Кроме того, в реальном двигателе подобные явления могут оказывать значительное влияние на теплообмен со стенками проточного тракта и на расходные характеристики и поэтому требуют дальнейшего более детального изучения.

Авторы выражают благодарность А.С. Рудакову, Л.В. Гогишу и В.И. Копченону за инициирование исследований газодинамики внутренних течений в модели ГРПД и плодотворное обсуждение результатов, а также А.В. Чернышеву, принимавшему участие в проведении экспериментов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Курзинер Р.И. Реактивные двигатели для больших сверхзвуковых скоростей полета. М.: Машиностроение, 1989. 263 с.
2. Наземные испытания ГРПД “Стратджет” фирмы “Аэроджет” // ЭИ. № 38. М.: ЦИАМ, 1999. (Aviation Week. 1999. V. 151. № 1. P. 57–60).
3. Taguchi H., Maita M., Yatsuyanagi N., Yamanaka T. Airbreather / rocket combined propulsion system research for Japanese SSTO spaceplane // AIAA Paper. 1999. № 4811. 11 p.
4. Гурылев В.Г., Корчинская М.Ю., Чевагин А.Ф. Структура течения и максимальные статические давления на входе и в горле плоских воздухозаборников при больших сверхзвуковых скоростях // Учен. зап. ЦАГИ. 1985. Т. 16. № 1. С. 46–53.
5. Чевагин А.Ф., Виноградов В.А., Евдокимов С.В., Степанов В.А. Особенности внутренних характеристик пространственных гиперзвуковых воздухозаборников // Техника воздушно-го флота. 1992. № 4–6. С. 33–38.
6. Kharitonov A.M., Lokotko A.V., Tchernyshyev A.V., Kopchenov V.I., Lomkov K.E., Rudakov A.S. Mixing processes of supersonic flows in a model duct of a rocket scramjet engine // AIAA Paper. 2000. № 0559. 10 p.
7. Башкин В.А., Егоров И.В., Иванов Д.В. Влияние числа Маха на поле течения и аэродинамические характеристики нерегулируемого гиперзвукового воздухозаборника при числе $Re = 10^6$ // Учен. зап. ЦАГИ. 2002. Т. 33. № 1, 2. С. 15–21.

8. Гольдфельд М.А., Старов А.В., Виноградов В.А. Экспериментальные исследования трехмерного воздухозаборника модуля ГПВРД // Теплофизика и аэромеханика. 2000. Т. 7. № 4. С. 489–497.
9. Затолока В.В., Иванюшкин А.К., Николаев А.В. Интерференция вихрей со скачками уплотнения в воздухозаборнике. Разрушение вихрей // Учен. зап. ЦАГИ. 1975. Т. 6. № 2. С. 134–138.
10. Боровой В.Я., Кубышина Т.В., Скуратов А.С., Яковлева Л.В. Вихрь в сверхзвуковом потоке и его влияние на обтекание и теплообмен затупленного тела // Изв. РАН. МЖГ. 2000. № 5. С. 66–76.
11. Smart M.K., Kalkhoran I.M., Betti A. Interaction of supersonic wing – tip vortices with a normal shock // AIAA Journal. 1996. V. 34. № 9. P. 1855–1861.
12. Глотов Г.Ф. Интерференция вихревого шнура со скачками уплотнения в свободном потоке и неизобарических струях // Учен. зап. ЦАГИ. 1989. Т. 20. № 5. С. 21–32.
13. Krause E. Shock induced vortex breakdown // Proc. X-th Intern. Conf. Methods of Aerophysical Research. P. 2. Novosibirsk, 2000. P. 109–114.
14. Smart M.K., Kalkhoran I.M. Effect of shock strength on oblique shock-wave – vortex interaction // AIAA Journal. 1995. V. 33. № 11. P. 2137–2143.
15. Зудов В.Н., Пимонов Е.А. Взаимодействие продольного вихря с наклонной ударной волной // ПМТФ. 2003. Т. 44. № 4. С. 10–21.
16. Da Silva L.F.F., Sabel'nikov V., Deshaies B. Stabilization of supersonic combustion by a free recirculating bubble: A numerical study // AIAA Journal. 1997. V. 35. № 11. P. 1782–1784.
17. Волкова А.Н., Новичков Н.Н. Концепции перспективных многоразовых воздушно-космических аппаратов воздушного базирования // Обзор ЦАГИ. 1989. № 686. 102 с.
18. Лапин М.С., Малютин Е.В., Шилов Ю.Я. Проблемы создания самолетов с гиперзвуковой крейсерской скоростью // Техн. информ. ЦАГИ. 1979. № 9. С. 7–36.
19. Максимов А.И., Павлов А.А. Развитие метода “лазерного ножа” для визуализации потока в сверхзвуковых аэродинамических трубах // Учен. зап. ЦАГИ. 1986. Т. 17. № 5. С. 39–50.
20. Максимов А.И. Устройство для фоторегистрации: А. с. 1408413 А1 МММ МКИ³ (51)4 G 03B 41/00. СССР – 3915283/24–10 // Б.И. 1988. № 25. С. 217.
21. Баженова Г.В., Гвоздева Л.Г., Лагутов Ю.П. и др. Нестационарные взаимодействия ударных и детонационных волн в газах. М.: Наука, 1986. 206 с.
22. Кочин Н.Е., Кибель И.А., Розе Н.В. Теоретическая гидромеханика. 2. М.: Физматгиз, 1963. 727 с.
23. Nedungadi A., Lewis M.J. Computational study of the flowfields associated with oblique shock/vortex interactions // AIAA Journal. 1996. V. 34. № 12. P. 2545–2553.
24. Leibovich S. Vortex stability and breakdown: Survey and extension // AIAA Journal. 1984. V. 22. № 9. P. 1192–1206.
25. Чжен П. Отрывные течения. Т. 2. М.: Мир, 1973. 280 с.
26. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1970. 904 с.

Новосибирск

Поступила в редакцию
27.VI.2005