

УДК 532.526:533.6.011

© 2006 г. Б. Н. ДАНЬКОВ, А. П. КОСЕНКО, В. Н. КУЛИКОВ, В. Н. ОТМЕННОКОВ

ВОЛНОВЫЕ ВОЗМУЩЕНИЯ В ТРАНСЗВУКОВЫХ ОТРЫВНЫХ ТЕЧЕНИЯХ

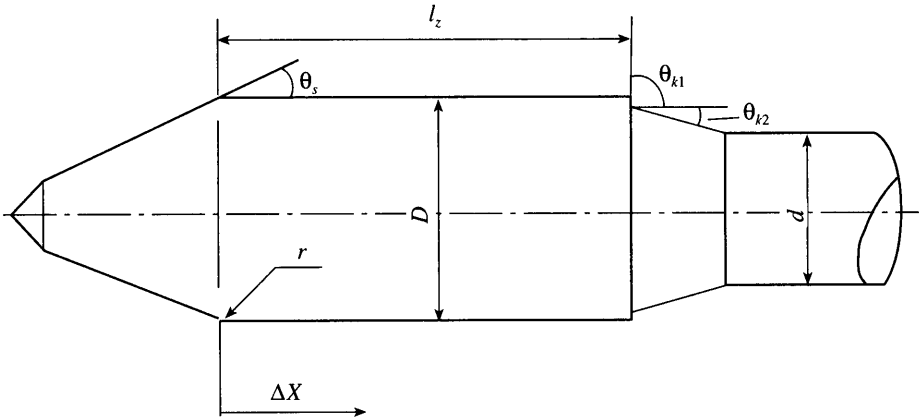
Приведены результаты исследований характера и роли волновых возмущений в трансзвуковых отрывных течениях. Рассмотрено влияние этих возмущений на формирование и устойчивость течения, а также на характеристики пульсаций давления и осредненные по времени газодинамические параметры течения.

Ключевые слова: волны сжатия, акустические волны, зона отрыва, автоколебательные процессы, характеристики пульсаций давления.

При исследованиях трансзвукового обтекания ракет-носителей сложной конфигурации было установлено возникновение бегущих и стоячих акустических волн в межблочных каналах. При рассмотрении особенностей обтекания надкалиберных конусоцилиндрических тел (см. фиг. 1 и таблицу) представление о природе трансзвуковых отрывных течений получило дальнейшее развитие [1–7]. Прежде всего по теневым спектрам обтекания установлено наличие на докритическом режиме волновых возмущений (фиг. 2, 3) [1, 2]. Анимация обработанных с помощью компьютерных методов теневых изображений позволила проследить направление движения волновых возмущений в пространстве и оценить скорость их распространения [5, 6]. Установлено, что часть волновых возмущений направлена против потока вверх по течению.

1. Установление характера волновых возмущений. Особенности корреляционных характеристик пульсаций давления на поверхности конусоцилиндрического тела, а именно наличие в диапазоне низких частот участков, где производная функции фазы взаимного спектра $\partial\theta/\partial f$ положительна, подтвердили возникновение возмущений, распространяющихся вверх по потоку, прежде всего, волновым путем. Величина и знак фазовой скорости U_f , $U_f = -(X_j - X_i)/(\partial\theta/\partial f)$, определяемые при известном расстоянии между рассматриваемыми точками $(X_j - X_i)$ производной $\partial\theta/\partial f$ (угол θ исчисляется в радианах), подтверждают этот факт. Получено, что при трансзвуковых скоростях набегающего потока и развитом состоянии свободной зоны отрыва [2] один из участков характеризует распространение бегущих акустических волн в области течения за замыкающим скачком уплотнения. Значение фазовой скорости на этом участке в общем случае находится в пределах 2–20 м/с. Это связано с тем, что скорость течения за указанным скачком (в рассматриваемом случае – прямым) лишь немногим уступает скорости звука. Малая величина фазовой скорости предопределяет почти плоскую форму звуковой волны, близкую к поверхности, нормальной к цилиндрической части тела. Особенности функций пульсаций давления на участках, где отмечается влияние волновых возмущений, рассмотрены на примере результатов испытаний модели № 2 (участки 5, 9 и 10 на фиг. 4, 5; $Sh = f \times D/V_\infty$). Анализ показывает, что участок 10 характеризует скорость распространения бегущих акустических волн вверх по потоку (угол θ представлен в градусах).

Многочисленные исследования, в которых рассматривались возникновение вихрей в турбулентной струе под воздействием дополнительного акустического возмущения и генерация звука при взаимодействии вихрей, в частности [8], позволяют сделать вывод, что звуковые колебания в данном случае обусловлены появлением, разрушением, изменением формы вихрей и их взаимодействием в сдвиговом слое и спутном следе свобод-

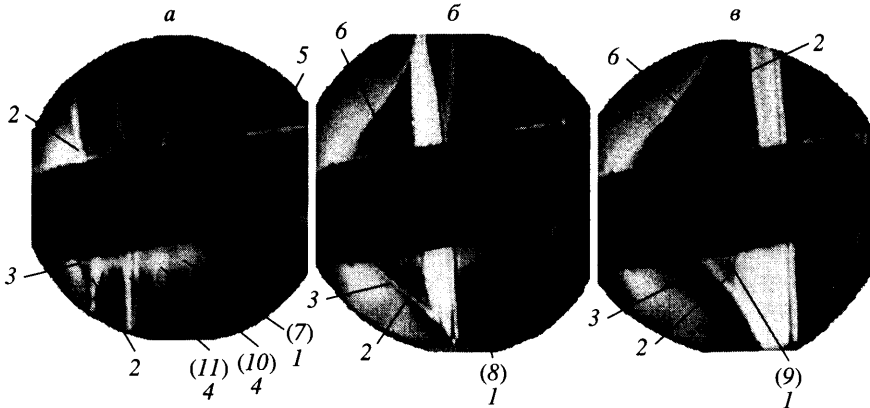


Фиг. 1. Схема и основные геометрические параметры исследованных моделей надкалиберных конусоцилиндрических тел

ной боковой и кормовой зон отрыва, происходящими под влиянием торможения потока за замыкающим скачком. Вместе с тем наличие участка 9 (фиг. 5) с малой производной $\partial\theta/\partial f$ позволяет сделать вывод, что функция фазы отражает и распространение вверх по потоку волн сжатия, в генерации которых наблюдается дискретизация. Причиной возникновения последней может быть колебание замыкающего скачка уплотнения с зоной отрыва в целом при торможении потока за угловой кромкой.

Исследования показали, что образование стоячих звуковых волн, т.е. возникновение резонансного процесса, связано с отражением бегущих звуковых волн от поверхности замыкающего скачка. Известно [9], что коэффициент отражения по интенсивности α_r зависит от степени различия удельных акустических сопротивлений первичной (ξ) и отражающей (ξ_r) сред: $\alpha_r = (\xi/\xi_r - 1)^2 / (\xi/\xi_r + 1)^2$, величина же ξ/ξ_r в рассматриваемом случае определяется отношением произведений плотности потока и скорости звука в областях течения до скачка и за скачком. Как показали расчеты, при $M_\infty = 0.9$ коэффициент отражения равен, примерно, 25%. Возможность возникновения звукового колебания типа стоячей волны при скорости течения, отличной от нуля, показана ранее [3, 4, 10]. В исследованиях [3, 4], проведенных на модели в аэродинамической установке, рассматривался нестационарный процесс в полуоткрытом межблочном канале ракеты-носителя "Энергия" (в канале, образованном центральным и двумя соседними боковыми блоками). Стоячие звуковые волны располагались за скачком уплотнения, возникающим на входе в этот канал. Источником акустических колебаний был сдвиговой слой зоны отрыва, возникающей в результате взаимодействия указанного скачка с пограничным слоем. Таким образом, в начале канала располагался источник колебаний, а следовательно, и пучность колебаний звукового давления, а в конце канала – узел, так как давление на выходе из канала было примерно постоянным и равным донному давлению. Частоты прямой бегущей звуковой волны f_n , распространяющейся вниз по потоку, и об-

№ модели	$l = l_z/D$	D/d	θ_s , град	θ_{k1} , град	θ_{k2} , град
1	1.86	1.40	20	90	19.6
2	1.45	1.51	13	90	32



Фиг. 2. Изменение характера обтекания надкалиберного конусоцилиндрического тела с углом $\theta_s = 20^\circ$ при возрастании числа Маха; модель № 1, $\alpha = 9^\circ$: $a-c - M_\infty = 0.9; 0.9-0.92; 0.96$; 1 – свободная зона отрыва (7 – в развитом состоянии, 8 – в начале перехода в локальное состояние, 9 – в локальном состоянии); 2, 3 – соответственно замыкающий и критический скачки уплотнения; 4 – бегущие (10) и стоячая (11) звуковые волны; 5 – кормовая зона отрыва; 6 – висячий скачок уплотнения

ратной f_m при образовании стоячей звуковой волны должны совпадать, что оказалось возможным при определенной гармонике m обратной звуковой волны и некоторой средней скорости течения V_{avg} в канале, названной резонансной [3, 4]. В реальных условиях при наличии потерь звуковой энергии и распределенных вдоль канала источников звука ширина пиков резонансных колебаний Δf увеличивается, а дискретность резонансных скоростей исчезает. Добротность $f_r/\Delta f$ резонансных колебаний давления в межблочном канале ракеты-носителя “Энергия” оказалась равной 10.

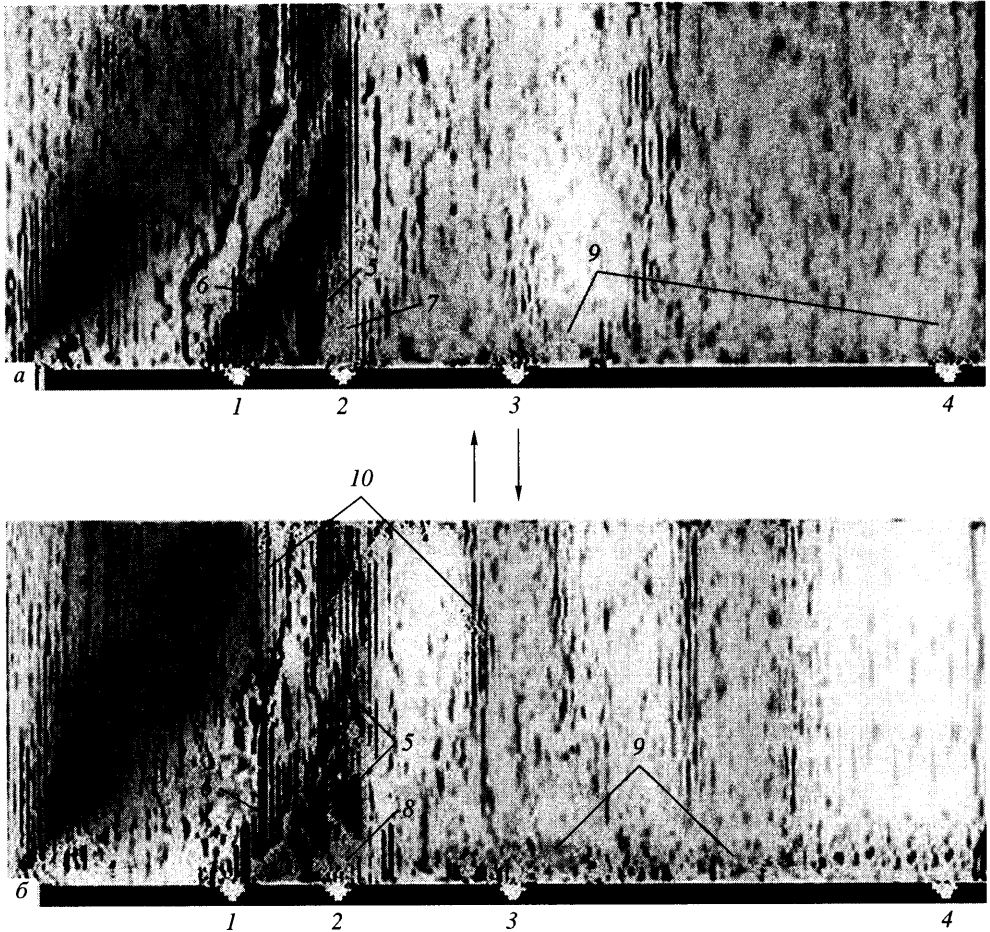
Возможность образования стоячих звуковых волн на цилиндрической поверхности вне какого-либо канала исследована на примере обтекания надкалиберного конусоцилиндрического тела с углом $\theta_s = 13^\circ$ (модель № 2, фиг. 1), на режиме, близком к критическому ($M_\infty \approx 0.885$, $\alpha = 6^\circ$, подветренная сторона). В этом случае замыкающий скачок, находящийся на цилиндрической поверхности рассматриваемого тела, был прямым, а зона отрыва, порождаемая этим скачком, находилась в развитом состоянии [2] (фиг. 3, а). Рассмотрены два источника звукового колебания давления: сдвиговые слои указанной и кормовой зон отрыва. Было принято, что первый источник находится на скачке, второй – на задней угловой кромке тела. Следовательно, на замыкающем скачке и задней кромке должны располагаться пучности звукового колебания давления, и на участке от замыкающего скачка до задней угловой кромки протяженностью l должны укладываться половина прямой и половина обратной бегущей звуковой волны. Тогда следует соотношение:

$$f_n = n \times (C_{avg} + V_{avg}) / (2l) = f_m = m \times (V_{avg} - C_{avg}) / (2l)$$

Здесь C_{avg} – средняя скорость звука за замыкающим скачком, $n, m = 1, 2, 3, \dots$

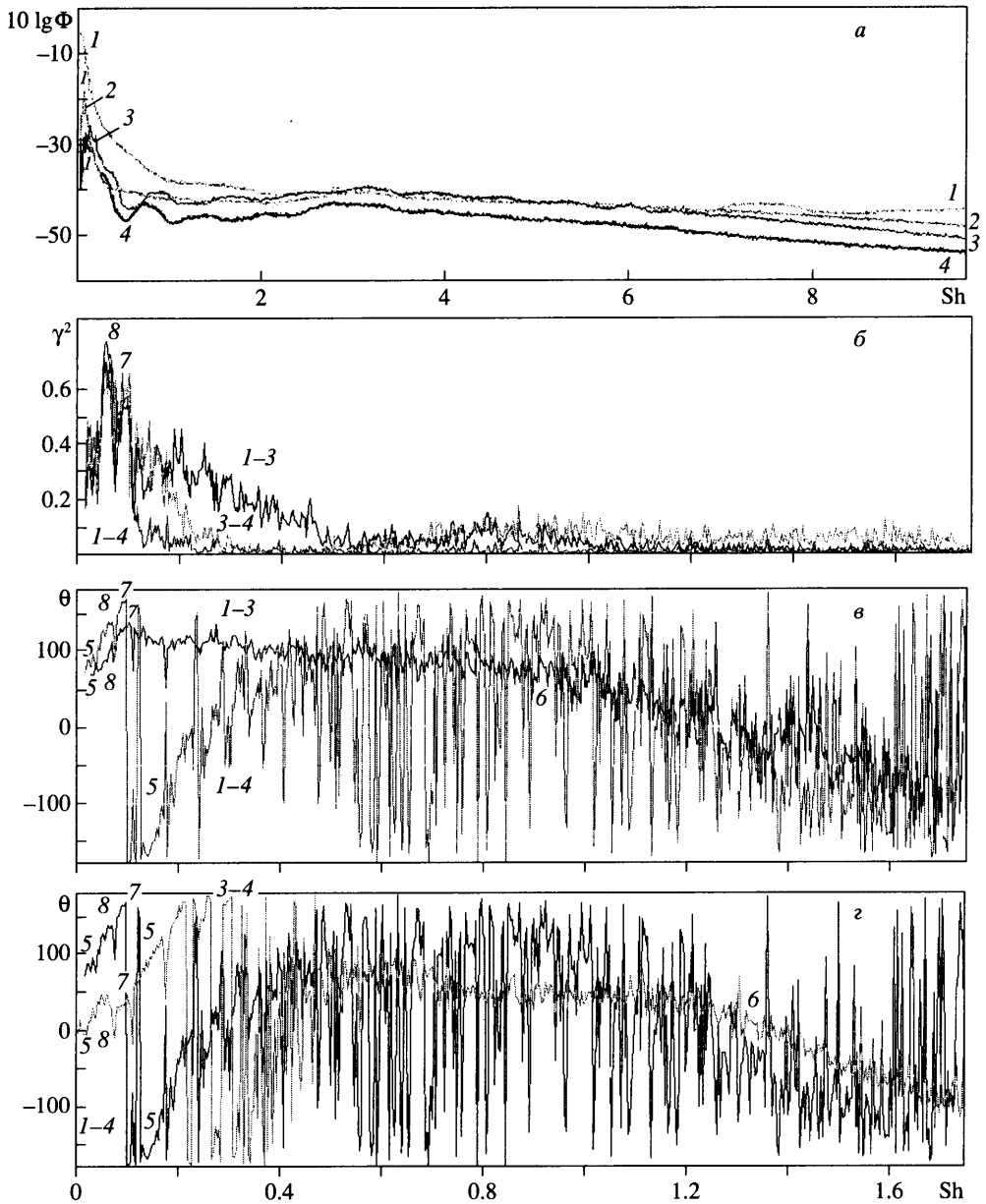
$$m = n \times (C_{avg} + V_{avg}) / (C_{avg} - V_{avg})$$

Расчет средних скоростей течения и звука на участке l проводился с использованием экспериментальных данных по распределению давления и положению замыкающего скачка. Знание того, что на замыкающем скачке в рассматриваемом случае скорость течения достигает скорости звука, позволило учесть диссипативные потери полного

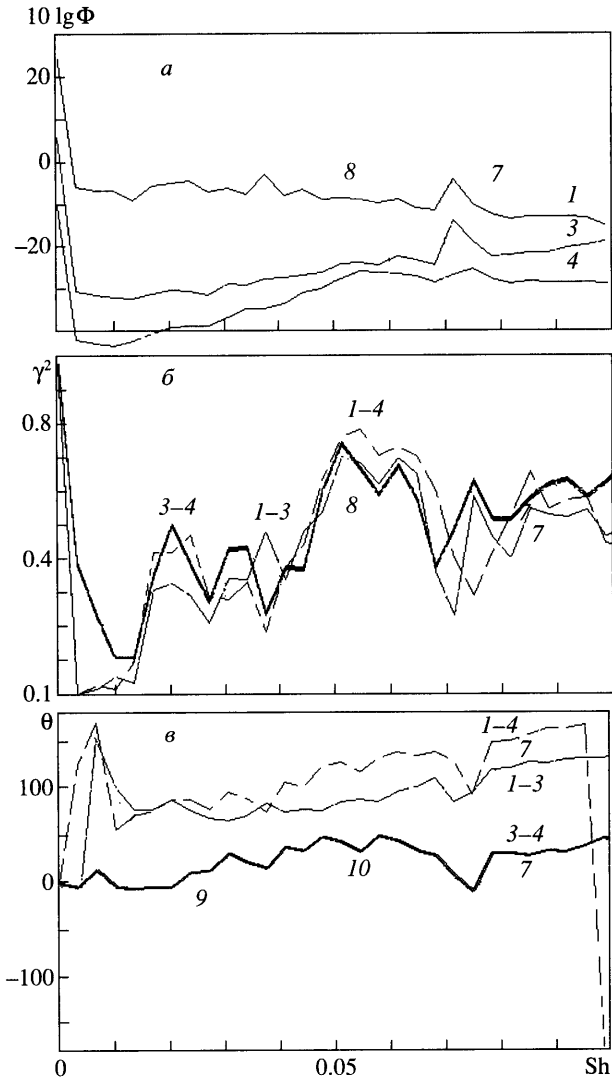


Фиг. 3. Неустойчивость течения в начале перехода в локальное состояние свободной зоны отрыва на подветренной стороне надкалиберного конусоцилиндрического тела; модель № 2, $M_\infty = 0.885$, $\alpha = 6^\circ$: а, б – теневые спектры обтекания после компьютерной обработки; 1–4 – места установки датчиков с координатами $\Delta x/D = 0.211, 0.343, 0.536, 1.03$; 5, 6 – замыкающий и критический скачки уплотнения; 7, 8 – свободная зона отрыва в развитом и локальном состоянии; 9 – спутный след; 10 – волновые возмущения

давления. В итоге получено, что $V_{avg} = 298.2$ м/с, $C_{avg} = 309$ м/с, и, следовательно, величина средней фазовой скорости распространения обратной звуковой волны равна $U_{favg} = C_{avg} - V_{avg} = 10.8$ м/с. По функции фазы взаимного спектра пульсаций давления для пары точек 1 и 3 (участок 10 фиг. 5, в) определено, что $U_{favg} = 10.72$ м/с. Как видно, данные по фазовой скорости, полученные различными способами, хорошо согласованы друг с другом. Из-за большой разницы в скоростях распространения прямой и обратной бегущих звуковых волн совпадение частот этих волн в случае $n = 1$ оказалось возможным лишь при $m = 56$. При этом частота первой гармоники ($n = 1$) прямой звуковой волны и, следовательно, частота стоячей звуковой волны оказались равными 1710 Гц, а частота первой гармоники ($m = 1$) обратной звуковой волны – 31 Гц.



Фиг. 4. Типичный характер функций спектральной плотности (а), когерентности (б) и фазы (в, г) взаимного спектра пульсаций давления, реализующихся на подветренной стороне надкалиберного конусоцилиндрического тела при возникновении неустойчивого течения в начале перехода свободного отрыва в локальное состояние; модель № 2, $M_\infty = 0.885$, $\alpha = 6^\circ$: 1-4 – датчики (фиг. 3); 5-8 – участки функций, определяемые преимущественным распространением возмущений вверх, вниз по течению, автоколебаниями и структурной перестройкой течения соответственно



Фиг. 5. Функции пульсаций давления (*a–в*), представленные на фиг. 4, при числах Струхаля $Sh \leq 0.1$: 1, 3, 4 – датчики; 7–10 – участки функций, определяемые автоколебаниями, структурной перестройкой течения и преимущественным распространением возмущений вверх по течению с помощью волн сжатия и акустических волн соответственно

Анализ экспериментальных данных (фиг. 4, 5, *a, б*) показал, что на частотах, равных 1730 ($Sh = 0.8$) и 40 Гц (0.02), т.е. близких к расчетным, в уровнях спектральной плотности и значениях функции когерентности пульсаций давления, действительно, отмечаются некоторые повышения их значений. Однако из-за рассеивания звуковой энергии и вязкой диссипации в газе влияние стоячей звуковой волны на характеристики пульсаций давления в рассмотренном случае оказалось небольшим, а добротность резонансных колебаний – значительно ниже, чем в межблочном канале ракеты-носителя “Энергия”.

2. Влияние волновых возмущений на характеристики пульсаций давления. Распространение волновых возмущений на докритическом режиме приводит в диапазоне низких частот к значительной скоррелированности колебаний давления как в продольном, так и поперечном направлениях, причем и в том случае, когда при $\alpha \neq 0$ отрыв потока происходит лишь на подветренной стороне тела. В испытаниях модели № 1, например, установлено, что в указанном случае пульсации давления, порождаемые течением в кормовом отрыве, оказывают влияние на пульсации давления, реализующиеся в области безотрывного течения на впереди расположенной цилиндрической поверхности модели. Так, при $M_\infty = 0.93$ и расстоянии между точками измерений, равном $0.18D$, максимальное значение функции когерентности взаимного спектра пульсаций давления γ^2 , достигаемое при числах Струхала $Sh \leq 0.05$, соответствовало 0.35 . Когда возникшие за угловыми кромками тела сверхзвуковые области имеют ограниченные поперечные размеры, волновые возмущения распространяются вверх по течению и поверх этих областей, в том числе и за замыкающий скачок (фиг. 3, б).

В диапазоне низких частот, где проявляется преимущественное влияние возмущений, распространяющихся вверх по течению, возникают и повышенные уровни пульсаций давления, причем не только в области расположения критического скачка уплотнения, что было отмечено ранее, но и внутри отрывного течения и в его ближнем следе (фиг. 4, 5; спектральная плотность пульсаций давления представлена в безразмерном виде $\Phi = \Phi V_\infty / (q_\infty^2 D)$).

3. Роль волновых возмущений при структурной перестройке течения. Нестационарный процесс, возникающий на критической стадии трансзвуковой структурной перестройки течения – при переходе свободной зоны отрыва в локальное состояние [2] – характеризуется значительными колебаниями давления, которые также происходят на малых частотах (в диапазоне $Sh \leq 0.1$). Возникновение указанных колебаний приводит к дополнительному росту в диапазоне низких частот уровней спектральной плотности, значений функций когерентности и появлению в спектрах пульсаций давления узкополосных составляющих. При этом угол фазового сдвига между пульсациями давления в продольном направлении на частоте колебаний становится практически постоянным. Между пульсациями давления в точках, находящихся в начале и конце отрыва, угол фазового сдвига, как правило, близок к 180° (участки 8 фиг. 4, 5). Пульсации давления на наветренной и подветренной сторонах в точках, находящихся в одном поперечном сечении, могут происходить со сдвигом фаз, а масштаб корреляции пульсаций давления в поперечном направлении может быть близок к $\pi D/2$.

При установлении сверхзвуковой скорости течения на свободной границе зоны отрыва и в ее следе скоррелированность пульсаций давления резко снижается.

При рассматриваемом нестационарном процессе замыкающий скачок уплотнения то смещается вниз по потоку и искривляется (при переходе зоны отрыва в локальное состояние), то перемещается вверх по потоку и опять становится прямым (при переходе отрыва в развитое состояние) [2]. Изменения положения и формы замыкающего скачка и интенсивности волн сжатия, приводящих к образованию данного скачка, взаимосвязаны. При переходе в локальное состояние давление в самой зоне отрыва уменьшается, а в области ее присоединения – увеличивается. Последнее должно привести к росту интенсивности волн сжатия, генерируемых этой областью, и скорости ее распространения к замыкающему скачку, который в силу указанных изменений смещается вверх по потоку и становится прямым. Зона отрыва возвращается к развитому состоянию. При этом давление в области присоединения, а следовательно, интенсивность и скорость распространения волн сжатия снижаются, что и приводит к смещению скачка вниз по потоку и его искривлению. Поскольку процесс перехода неустойчив, величины интенсивности и скорости распространения волн сжатия начинают колебаться. По участку 9

функции фазы на фиг. 5 определено, что средняя фазовая скорость распространения волн сжатия по направлению к замыкающему скачку равна 23.3 м/с.

Характерное время перехода зоны отрыва в локальное состояние t_1 зависит от времени t_{1w} распространения ослабленной волны сжатия на отрезке l от области присоединения развитой зоны отрыва к замыкающему скачку и времени t_{1ar} , необходимого для прижатия свободной границы зоны отрыва к поверхности тела. Анализ показал, что время t_1 определяется в основном временем распространения ослабленной волны сжатия к замыкающему скачку; при этом скорость распространения близка к скорости перемещения обратной звуковой волны.

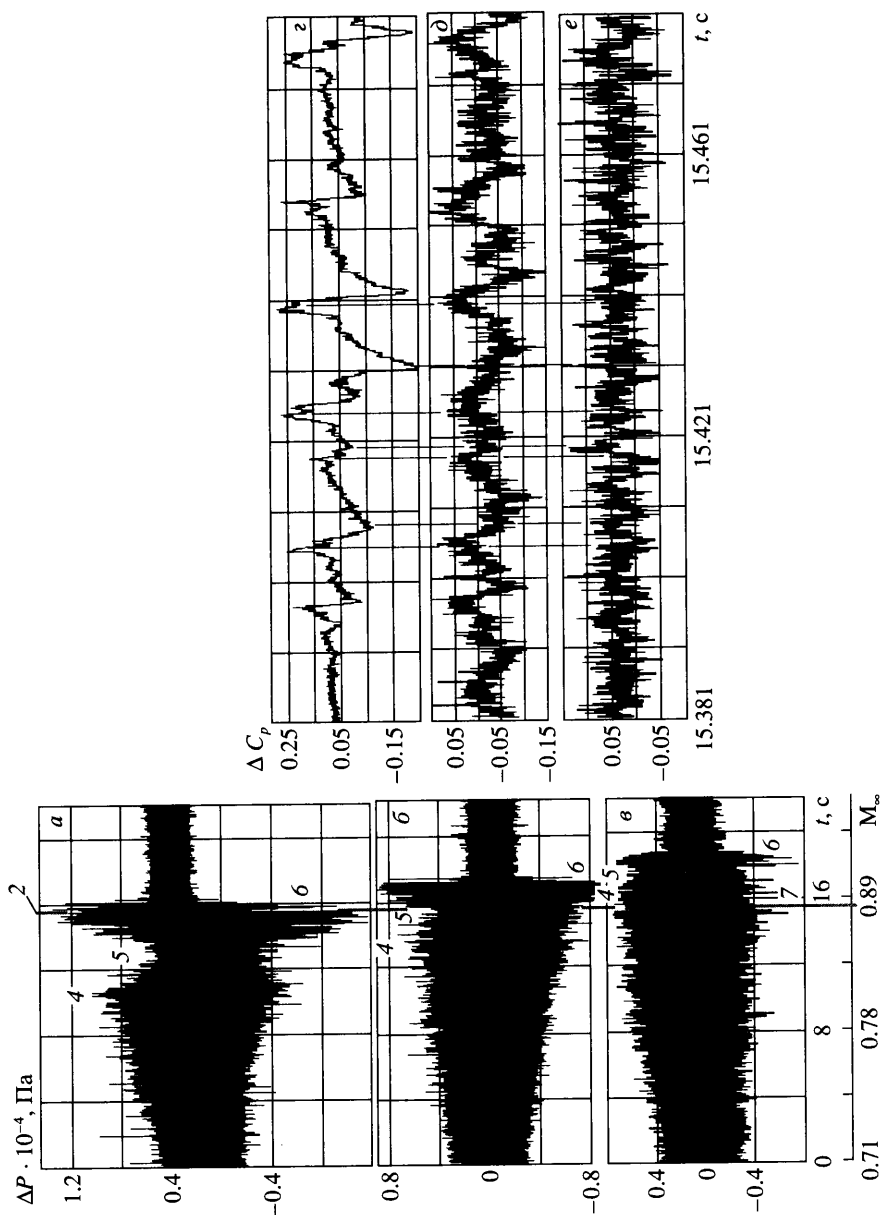
Характерное время возвращения зоны отрыва в развитое состояние t_2 зависит от времени t_{2w} распространения усилившейся волны сжатия на участке l от области присоединения локальной зоны отрыва к замыкающему скачку и времени t_{2det} , необходимого для оттеснения идеального потока от стенки тела. В рассматриваемом случае время t_2 определяется в основном временем оттеснения идеального потока от поверхности тела.

По пикам колебания давления в области осцилляции критического скачка найдено, что в эксперименте характерное время падения давления в зоне отрыва (при ее переходе в локальное состояние) составило 0.002 с, а роста давления (при переходе в развитое состояние) – 0.009 с (см. показания датчика 1 на фиг. 6).

4. Установление автоколебательного процесса. Исследования позволили выявить еще одну важную особенность транзвуковых отрывных течений. Установлено, что на докритическом режиме обтекания благодаря распространению волновых возмущений возникает автоколебательный процесс – колебания замыкающего скачка уплотнения на подветренной и наветренной сторонах тела как единой поверхности разрыва и порождаемой им зоны отрыва в целом. При этом форма скачка, размеры и характер отрывного течения не претерпевают существенных изменений. Уровень и характер спектральной плотности, значения функций когерентности, угла фазового сдвига при этом изменяются примерно таким же образом, как и при структурной перестройке течения (участки 7 фиг. 4, 5). По пикам колебаний давления в области осцилляции критического скачка определено, что характерные времена падения и увеличения давления при возникновении автоколебательного процесса близки друг к другу (0.003 с в первом случае и 0.004 с – во втором, см. показания датчика 1 на фиг. 7, з). Анализ показал, что и в этом процессе определяющую роль будут играть те же факторы, что и при структурной перестройке течения. Причем, если колебания зоны отрыва на критическом режиме возникают лишь в узком диапазоне числа Маха, в котором происходит структурная перестройка течения, то автоколебательный процесс – в более широком диапазоне этого числа с момента возникновения за угловой кромкой сверхзвуковой области течения, замыкающейся прямым скачком уплотнения, до перехода зоны отрыва в локальное состояние. Колебания зоны отрыва на критическом режиме фактически представляют собой разновидность указанных автоколебаний. Заметим, что оба рассмотренных автоколебательных процесса нестабильны и нерегулярны.

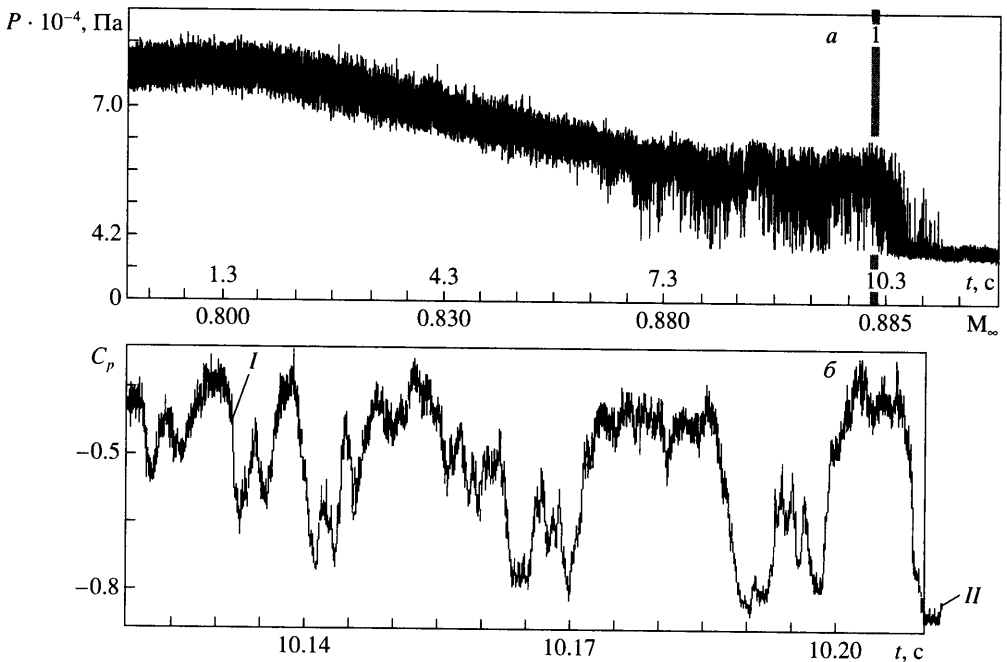
Механизм рассмотренных автоколебательных процессов, а также нестационарного процесса, возникающего при распаде исходной зоны отрыва на фиксированную и свободную [1], нельзя объяснить действием какого-либо одного фактора. В действительности, в указанных процессах одновременно и взаимозависимо действуют, по крайней мере, два механизма: изменения интенсивности волн сжатия и расхода газа, входящего и выходящего из зоны отрыва. Расходно-волновая природа лежит и в основе автоколебательного процесса, возникающего при обтекании выемок сверхзвуковым потоком [11–13], и помпажных явлений [14, 15]. Рассматриваемый автоколебательный процесс близок по характеру колебаний к режиму течения с пульсациями первого рода, установленному при изучении обтекания сверхзвуковым потоком тел с иглой [15].

5. Влияние волновых возмущений на формирование отрывного течения. Дальнейшие исследования показали, что при транзвуковых скоростях набегающего потока



Фиг. 6. Выбранные фрагменты полных реализаций (а–в), зависимости амплитуд колебаний давления (г–е) в точках 1, 2, 3 (фиг. 3) подветренной стороны надкалиберного конусоцилиндрического тела от числа M_∞ , соответствующие началу структурной перестройки течения; модель № 2, $\alpha = 6^\circ$: 4–6 – колебания давления в области присоединения, внутри зоны отрыва и под критическим скачком уплотнения; 7 – момент выбора фрагментов ($M_\infty = 0.885$)

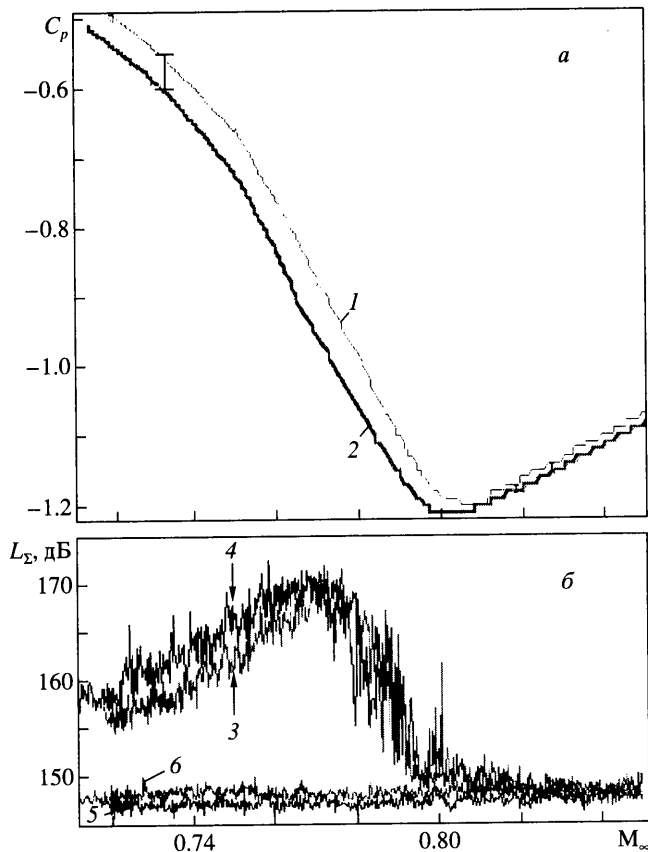
волновые возмущения играют существенную роль не только в возникновении рассмотренных нестационарных процессов, но и в формировании вязкого отрывного течения. Именно из-за воздействия давления, передаваемого волновым путем от области торможения потока за замыкающим скачком вверх по течению, существует на докритиче-



Фиг. 7. Зависимость мгновенных значений давления (а) в точке I фиг. 3 на подветренной стороне надкалиберного конусоцилиндрического тела от числа M_∞ , выбранный фрагмент полной реализации (б), характеризующий наличие автоколебаний; модель № 2, $\alpha = 6^\circ$: I – момент выбора фрагмента ($M_\infty = 0.885$); I, II – моменты экспонирования кадров (а, б), представленных на фиг. 3

ском режиме развитая зона отрыва, когда ее свободная граница и спутный след не прижимаются к поверхности тела. Эксперименты показали также, что на положение замыкающего скачка уплотнения оказывают влияние не только волны сжатия, но опосредованным образом и акустические волны.

Возможность такого аэроакустического взаимодействия при трансзвуковом обтекании тел на докритическом режиме была установлена прямым путем с помощью специального эксперимента в аэродинамической установке, в ходе которого с помощью поперечной щели, расположенной на стенке трубы, генерировалось дополнительное акустическое воздействие в направлении против течения при неизменных параметрах набегающего потока. Эксперименты проводились на модели № 2 при непрерывном изменении числа Маха в диапазоне 0.72–0.85 и $\alpha = 4^\circ$. Указанное воздействие осуществлялось в диапазоне частот, в котором собственные акустические возмущения на модели также имели преимущественное распространение вверх по потоку. Расчеты по методу [16] подтвердили акустическую природу вносимых волновых возмущений. Эти возмущения соответствовали числам Струхаля $Sh = 0.22$ и 0.44 (гармоники) и значениям параметра $10 \lg \Phi = -36$ и -40 соответственно. Сравнение данных, полученных при наличии и отсутствии дополнительных акустических возмущений, приведено на фиг. 8, 9. Анализ результатов исследований показал, что зависимость от числа Маха суммарного уровня пульсаций давления в точке I в случае ее расположения на наветренной стороне модели (фиг. 9) при внесении дополнительного акустического возмущения оказалась сдвинутой при $M_\infty < 0.79$ в сторону меньших значений M_∞ примерно на 0.01 (фиг. 8, б). Одинаковый уровень пульсаций в максимумах, которые достигаются при прохождении

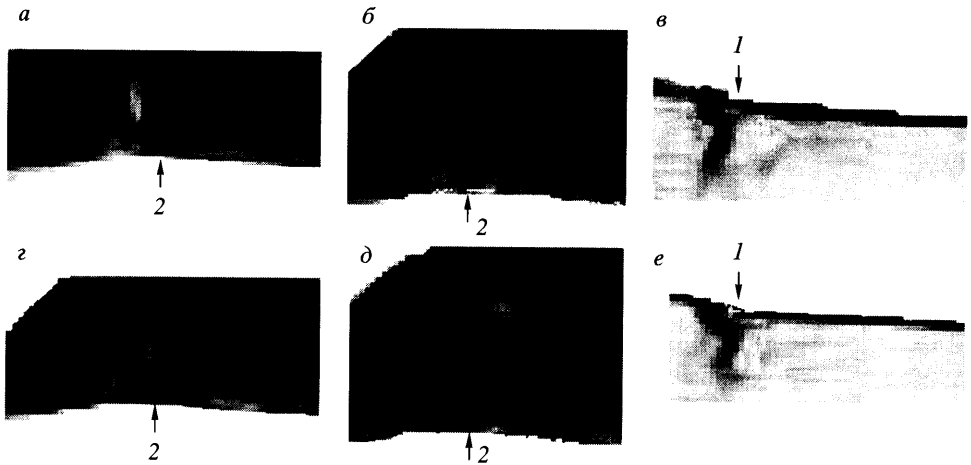


Фиг. 8. Влияние дополнительных акустических возмущений на зависимости от числа Маха коэффициента давления (*a*) и суммарного уровня пульсаций давления (*б*), реализующихся около передней угловой кромки соответственно на подветренной и наветренной сторонах конусоцилиндрического тела; модель № 2, $\alpha = 4^\circ$, $Re_{\infty D} = 2.86 \times 10^6$: 1, 3, 5 – данные при отсутствии, 2, 4, 6 – при наличии дополнительных акустических возмущений; 5, 6 – суммарные уровни фонового шума аэродинамической установки

над точкой 1 критического скачка уплотнения, при наличии и отсутствии дополнительного акустического возмущения показывало, что критические скачки в обоих случаях близки по интенсивности. Вместе с тем достижение максимума пульсаций в точке 1 при наличии дополнительного акустического возмущения при меньших числах Маха свидетельствовало о смещении критического скачка вниз по потоку.

Дополнительное акустическое воздействие оказало влияние и на течение с подветренной стороны модели. Зависимость от числа Маха коэффициента давления C_p , фиксируемого датчиком 2, расположенном на том же расстоянии от передней угловой кромки, что и датчик 1 (фиг. 9, относительная координата датчиков $\Delta x/D = 0.05$), также оказалась сдвинутой в область меньших чисел Маха (на величину 0.007–0.009, фиг. 8, *a*).

Эксперименты показали, что генерация дополнительного акустического воздействия прекращалась при $M_\infty \geq 0.8$ (фиг. 8, 9, кадры *д*, *е*).



Фиг. 9. Влияние дополнительных акустических возмущений на положение замыкающего скачка уплотнения и толщину свободной зоны отрыва (а–е); модель № 2, $\alpha = 4^\circ$, $Re_{\infty D} = 2.86 \times 10^6$: 1, 2 – положение датчиков; а, в, г, е и б, д – результаты компьютерной обработки теневых картин обтекания соответственно при $M_\infty = 0.75$ и 0.8 , а, б, г, д – с подветренной, в, е – с наветренной стороны; а, б, в – данные при отсутствии, г, е – при наличии дополнительных акустических возмущений; д – соответствующие окончанию генерации дополнительных акустических возмущений.

Указанные смещения как по суммарному уровню пульсаций давления, так и по коэффициенту C_p имеют систематический характер и при прекращении дополнительного акустического воздействия исчезают. Следовательно, указанное влияние вносимого фактора не может быть объяснено случайной погрешностью в измерениях рассматриваемых параметров.

Анализ теневых спектров показал (фиг. 9), что при внесении дополнительного акустического возмущения происходит смещение замыкающего скачка (а на подветренной стороне и связанной с ним зоны отрыва) вниз по течению, что и приводит к указанным выше смещениям рассматриваемых зависимостей. Кроме этого отмечено утолщение зоны отрыва. Причиной последнего, вероятно, служит возникновение в сдвиговом слое зоны отрыва дополнительных вихрей и укрупнение имеющихся. При рассматриваемых числах M_∞ зона отрыва уже отошла от угловой кромки, т.е. была свободной. В этом случае угол зоны отрыва при вершине, интенсивность критического скачка не должны зависеть от толщины зоны отрыва. Форма зоны отрыва при утолщении должна сохраниться, и, следовательно, замыкающий скачок, располагаясь в геометрически подобном месте, должен сместиться вниз по потоку, что и было установлено в эксперименте (фиг. 9).

Таким образом, не только волны сжатия, но и акустические возмущения влияют (хотя и в гораздо меньшей степени и опосредованным образом) на стационарные характеристики течения.

Генерацию акустических возмущений в вязких течениях следует учитывать и при определении диссипативных потерь.

Заключение. Установлены различного рода автоколебательные процессы и наличие аэроакустического взаимодействия. Выявлена существенная роль волновых возмущений в формировании вязкого трансзвукового течения, в образовании стоячих звуковых волн, возникновении различного рода автоколебаний отрывного течения, в том числе и при структурной перестройке течения на критическом режиме, а также в росте, диапа-

зоне низких частот, уровней спектральной плотности и скоррелированности пульсаций давления как в продольном, так и поперечном направлениях.

Авторы выражают свою признательность Б.С. Кирнасову, Ю.М. Липницкому, В.Н. Шманенкову, а также А.А. Дядькину и А.Г. Решетину за плодотворное обсуждение работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Даньков Б.Н., Косенко А.П., Куликов В.Н., Отменников В.Н. Особенности трансзвукового обтекания конусоцилиндрического тела при большом угле излома образующей на передней угловой кромке // Изв. РАН. МЖГ. 2006. № 2. С. 46–60.
2. Даньков Б.Н., Косенко А.П., Куликов В.Н., Отменников В.Н. Особенности трансзвукового обтекания конусоцилиндрического тела при малом угле излома образующей на передней угловой кромке // Изв. РАН. МЖГ. 2006. № 3. С.
3. Dankov B.N., Kornienko E.S., Kudryavtsev V.V. Unsteady phenomena in flow over flight vehicle models of compound geometry // Aero-hydroelasticity developments and applications proceedings of the international conference on aero-hydroelasticity ICANE'93, Beijing, China, 1993. P. 108–112.
4. Dankov B.N., Kornienko E.S., Kudryavtsev V.V., Lapygin V.I. Some features of flow past multibody launch vehicles // ICEFM, Torino, Italy, 1994. P. 806–813.
5. Dankov B.N., Guli-zade T., Kulikov V.N., Znamenskaya I.A. 3D separation flow visualization by shadowgraphy and impulse volume discharge // The 6th Asian Symp. on Visualization, BEXCO, Pusan, Korea, 2001. P. 432, 433.
6. Даньков Б.Н., Знаменская И.А., Куликов В.Н. Об аэроакустическом воздействии, возникающем при обтекании тел вращения трансзвуковым потоком // Тез. докл. 4-й Междунар. конф. по неравновесным процессам в соплах и струях: 19-й Междунар. семинар по струйным, отрывным и нестационарным течениям. Санкт-Петербург, 2002. С. 200, 201.
7. Dankov B.N., Kulikov V.N., Znamenskaya I.A. Visualization of transient separation flow over 3D model of cone shroud with three methods // 10th Int. Symp. on Flow Visualization. Kyoto, Japan, 2002. P. 133.
8. Пимштейн В.Г. О генерации звука при взаимодействии вихрей в дозвуковой турбулентной струе // Изв. РАН. МЖГ. 2000. № 1. С. 54–60.
9. Скучик Е. Основы акустики. Т. 1. М.: Мир, 1976. 520 с.
10. Chen C.P. et al. Shock wave oscillations in a transonic diffuser flow // AIAA J. 1979. № 10.
11. Heller H., Bliss D. Aerodynamically induced pressure oscillations in cavities: physical mechanisms and suppression concepts // Wright-Patterson Air Force Base, Ohio, AFFDL-TR-74-133, 1975.
12. Hankey W.L., Shang J.S. Analyses of pressure oscillations in an open cavity // AIAA J. V. 18. 1980. № 8.
13. Rizzeta D.P. Numerical simulation of supersonic flow over a three-dimensional cavity // AIAA J. – 87–1288. 1987.
14. Даньков Б.Н., Новиков Л.В. Нестационарное обтекание сверхзвуковым потоком конуса с дисковым щитком // Изв. АН СССР. МЖГ. 1968. № 4. С. 184–189.
15. Антонов А.Н., Купцов В.М., Комаров В.В. Пульсации давления при струйных и отрывных течениях. М.: Машиностроение, 1990. 271 с.
16. Блохинцев Д.И. Акустика неоднородной движущейся среды. М.: Наука, 1981. 206 с.