

АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ ОБТЕКАНИИ ТЕЛ С ИЗЛОМАМИ ОБРАЗУЮЩЕЙ

Е. Ю. Архиреева¹, Б. Н. Даньков¹, А. П. Дубень², Т. К. Козубская²,
Е. О. Коляда¹, А. П. Косенко¹, И. Ю. Кудряшов², Ю. М. Липницкий¹,
А. Е. Луцкий², И. С. Меньшов², А. В. Панасенко¹, А. В. Северин²

¹ФГУП ЦНИИмаш

²ИПМ им. М.В. Келдыша РАН

Москва, 2016

УДК 533.6.011
ББК 22.253
A223

Е. Ю. Архиреева¹, Б. Н. Даньков¹, А. П. Дубень²,
Т. К. Козубская², Е. О. Коляда¹, А. П. Косенко¹,
И. Ю. Кудряшов², Ю. М. Липницкий¹, А. Е. Луцкий²,
И. С. Меньшов², А. В. Панасенко¹, А. В. Северин²

¹ФГУП ЦНИИмаш

²ИПМ им. М.В. Келдыша РАН

**Автоколебательные процессы при обтекании тел
с изломами образующей. — М.: ИПМ им.
М. В. Келдыша, 2015. — 100 с.**

Проводится обобщение экспериментально-теоретических исследований автоколебательных процессов, наблюдающихся при обтекании транс- и сверхзвуковым потоком тел с изломами образующей. Приводимые данные позволяют глубже понять природу, механизм и условия возникновения автоколебательных процессов, учесть их при разработке программ и методик экспериментальных и численных исследований аэроакустических нагрузок, провести оценку этих нагрузок.

Работа выполнена при финансовой поддержке
РФФИ (проект № 14-08-00624).

УДК 533.6.011
ББК 22.253
A223

ISBN 978-5-98354-017-0

© ИПМ им. М. В. Келдыша, 2015

Введение

В монографии проводится обобщение экспериментально-теоретических исследований автоколебательных процессов, наблюдающихся при обтекании транс- и сверхзвуковым потоком тел с изломами образующей. Приводимые данные позволяют глубже понять природу, механизм и условия возникновения автоколебательных процессов, учесть их при разработке программ и методик экспериментальных и численных исследований аэроакустических нагрузок, провести оценку этих нагрузок. Знание характерных частот автоколебаний позволяет облегчить их выделение при испытаниях в аэродинамических трубах.

Работа выполнена при поддержке РФФИ — проект 14-08-00624.

Общая характеристика автоколебаний

Остановимся вначале на понятии автоколебаний, их основных разновидностях и свойствах [1–5].

Автоколебания — незатухающие колебания, поддерживаемые внешними источниками энергии, в нелинейной диссипативной системе, вид и свойства которых определяются самой системой. Автоколебания отличаются от вынужденных колебаний тем, что последние вызваны периодическим внешним воздействием и происходят с частотой этого воздействия, в то время как возникновение автоколебаний и их частота определяются внутренними свойствами самой автоколебательной системы. Автоколебания отличаются и от собственных колебаний, частота которых также определяется параметрами системы, но амплитуда и фаза — начальными условиями.

Термин «автоколебания» введен в 1928 году А.А. Андроновым [1]. Автоколебания принципиально отличаются от остальных колебательных процессов в диссипативной системе тем, что для их поддержания не требуется периодического воздействия извне. В простейших автоколебательных системах можно выделить колебательную систему с затуханием, усилитель колебаний, нелинейный ограничитель и звено обратной связи.

Для установления автоколебаний важна нелинейность, приводящая к ограниченности колебаний, т.е. нелинейность, которая управляет поступлением и тратами энергии источника. Рассмотренный режим возникновения автоколебаний, не требующий начального толчка, называется режимом мягкого возбуждения. Встречаются системы с жестким возбуждением автоколебаний. Это такие системы, в которых колебания самопроизвольно нарастают только с некоторой начальной

амплитуды. Для перехода таких систем в режим стационарной генерации необходимо начальное возбуждение (толчок) с амплитудой, большей некоторого критического значения.

Если колеблющийся элемент системы способен к собственным затухающим колебаниям (т.н. гармонический диссипативный осциллятор), то автоколебания (при равенстве диссипации и поступления энергии в систему за время периода) устанавливаются на частоте, близкой к резонансной для этого осциллятора, их форма становится близкой к гармонической, а амплитуда, в некотором диапазоне значений, тем больше, чем больше величина постоянного внешнего воздействия.

Автоколебательные системы, не содержащие гармонических осцилляторов, называются релаксационными [4]. Колебания в них могут сильно отличаться от гармонических и иметь прямоугольную, треугольную или трапецеидальную форму. Амплитуда и период релаксационных автоколебаний определяются соотношением величины постоянного воздействия и характеристик инерционности и диссипации системы.

При очень слабой связи между автоколебательными модами они сосуществуют, не подавляя друг друга. При достаточно сильной связи выживает одна из них. Конкуренция мод — подавление одних мод другими в автоколебательных системах — связана с тем, что конкурирующие моды черпают энергию на покрытие диссипативных расходов из общего источника. В автоколебательных системах с одной степенью свободы возможны только простые периодические автоколебания. В автоколебательных системах с несколькими степенями свободы автоколебания могут быть сложными периодическими и даже стохастическими. Стохастические автоколебательные системы — это диссипативные системы, совершающие незатухающие хаотические колебания (колебания со сплошным спектром) за счет регулярных источников энергии.

Исследования автоколебательных процессов

Часть нестационарных процессов в аэродинамике имеет автоколебательный характер, что приводит к возникновению узкополосных максимумов в функциях спектральной плотности и когерентности взаимных спектров пульсаций давления. Если такие процессы имеют нерегулярный характер, при этом присутствуют потери энергии и существует несколько источников колебаний, происходит расширение пиков по частоте.

Ниже приводятся результаты исследований некоторых наиболее часто встречающихся автоколебательных процессов, характеризующих обтекание тел, имеющих выступы, уступы и изломы образующей. Рассматривается возможность возникновения процесса одной и той же природы при обтекании тел разной геометрии. Рассматриваются случаи проявления автоколебаний одной и той же природы при обтекании тел разной геометрии.

1. Автоколебательные процессы акустической природы

К автоколебательным прежде всего надо отнести нестационарный процесс акустической природы — резонансный процесс. Такой процесс возникает, например, при обтекании цилиндра, имеющего полость достаточно большой глубины H ($H/d \geq 0.7$, d — диаметр полости) (см. рис. 1). Колебания головного скачка уплотнения в этом случае происходят без существенного изменения его формы. Входная кромка цилиндра является местом генерации звуковых волн, которые, распространяясь вглубь полости, взаимодействуют с дном, отражаются; образуются прямые и обратные бегущие звуковые волны, которые, складываясь, приводят к возникновению в полости стоячей звуковой волны, характеризующей резонансный процесс. При этом на дне будет находиться пучность пульсаций давления, а на входной кромке цилиндра — узел. В этом случае вдоль полости должны укладываться $1/4$, $3/4$ и так далее длины прямой или обратной звуковой волны. Частота колебаний коррелирует с глубиной полости: $f = n \times C / 4H$, где C — скорость звука за головным скачком, $n, m = 1, 3, 5 \dots$

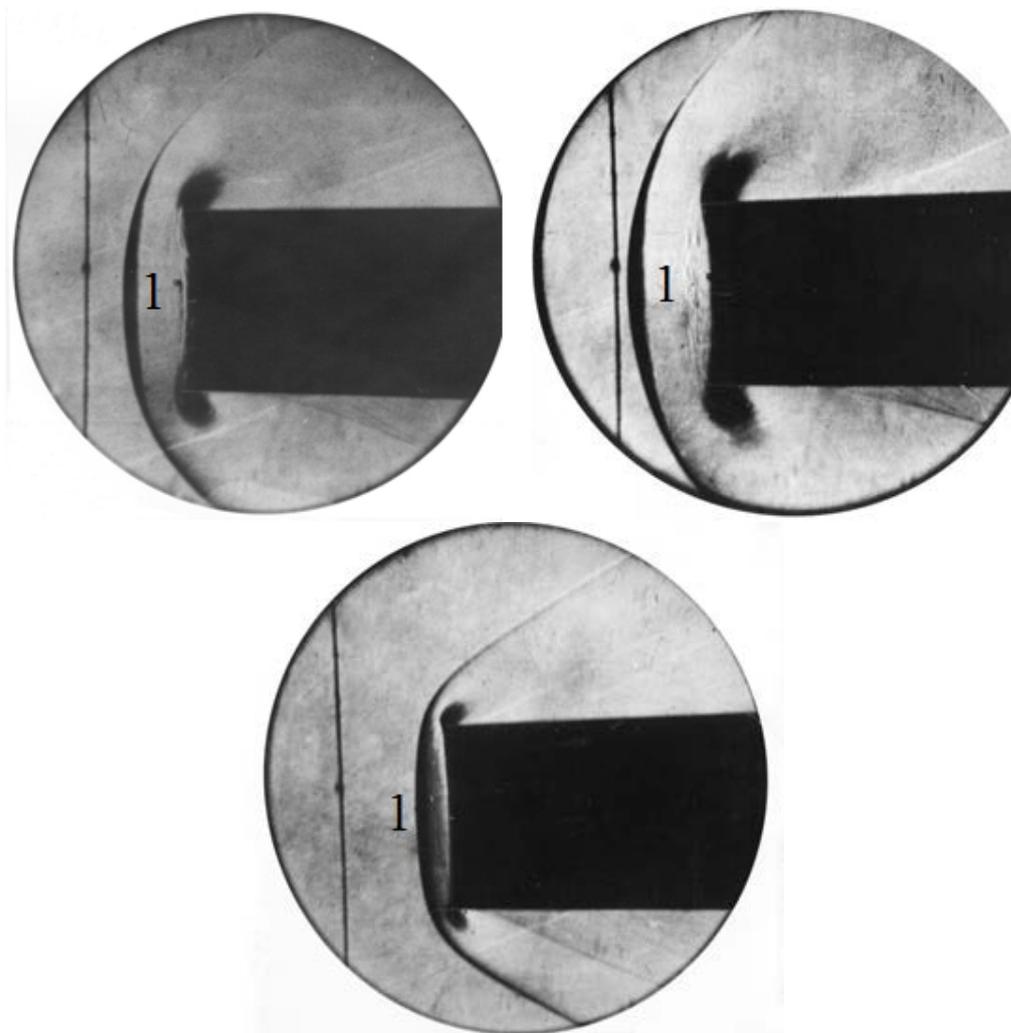


Рис. 1. Характер колебаний головного скачка уплотнения перед цилиндром, имеющим полость относительной глубины $H/d = 2.9$, при возникновении нестационарного процесса резонансной природы. $M_\infty = 3.0$ — головной скачок уплотнения.

При изучении трансзвукового течения внутри трубы [6] было установлено, что резонансный процесс в трубе может возникнуть при скорости течения, отличной от нуля, если и в этом случае соблюдается условие равенства частот прямой и отраженной бегущих звуковых волн. Позднее этот факт нашел подтверждение при изучении течения в межблочных каналах ракеты, образованных её центральным и боковыми блоками (см. рис. 2) [7, 8].

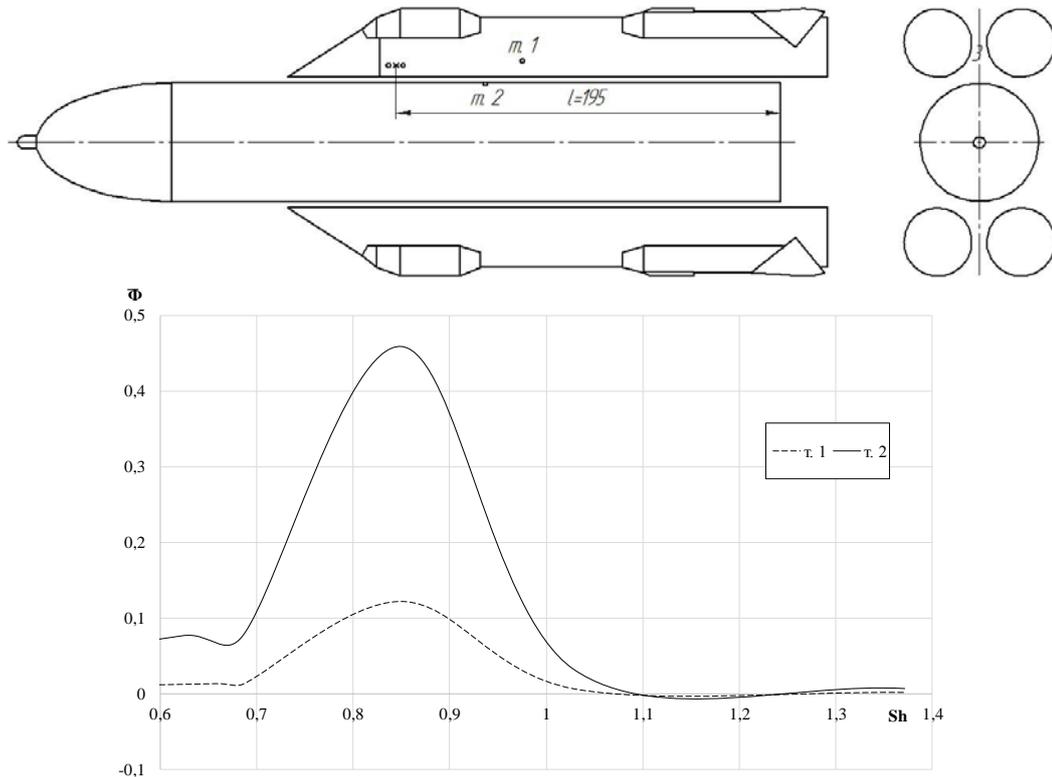


Рис. 2. Функции спектральной плотности пульсаций давления при возникновении резонансных колебаний давления в межблочном канале.
 m_1 , m_2 — точки измерения, 3 — межблочный канал.

При входе в межблочный канал поток разгоняется до сверхзвуковой скорости. Ниже по течению он тормозится. Возникает замыкающий скачок уплотнения, за которым течение становится дозвуковым. Взаимодействие скачка с пограничным слоем приводит к образованию зоны отрыва. Эта зона является основным источником волновых возмущений, которые, распространяясь вниз по потоку, отражаются от границы донной области, возникающей в конце канала. Таким образом, в канале возникают прямые и обратные бегущие звуковые волны. При некоторых значениях параметров набегающего потока устанавливается равенство частот прямой и обратной волны. Следствием этого является возникновение в области течения за замыкающим скачком стоячей звуковой волны, характеризующей резонансный процесс. При этом в зоне отрыва будет находиться пучность пульсаций давления, а в конце канала — узел. В этом случае вдоль дозвуковой части канала протяженностью l , как и при обтекании вышерассмотренного полого цилиндра, должны укладываться $1/4$, $3/4$ и так далее длины прямой или обратной звуковой волны.

$$f_n = n \times (C_{avg} + V_{avg}) / (4l) = m \times (V_{avg} - C_{avg}) / (4l).$$

Здесь V_{avg} , C_{avg} — средние скорости потока и звука в канале за замыкающим скачком, n , $m = 1, 3, 5 \dots$

Возникновение резонансного процесса возможно и вне какого-либо канала, например, при обтекании конусоцилиндрического тела трансзвуковым потоком, когда на теле возникает замыкающий скачок уплотнения с дозвуковой областью течения за ним (см. рис. 3–4, теневые снимки получены при малом времени экспозиции 0.001 с). Если интенсивность указанного скачка достаточна для отрыва пограничного слоя и образования зоны отрыва, то эта зона будет основным источником волновых возмущений. При наличии в дозвуковой области, ниже по течению, псевдоисточника (отражающей поверхности) образование стоячей звуковой волны становится возможным. При скорости сносящего потока, отличной от нуля, для этого необходимо, чтобы частоты прямой (от основного источника) и обратной (от псевдоисточника) бегущих волн были равны друг другу [9].

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

Здесь V_{avg} , C_{avg} , как и в предыдущем случае, — средние скорости потока и звука за замыкающим скачком, n , $m = 1, 2, 3 \dots, l$ — расстояние между источниками волновых возмущений, $2l$ — длина стоячей звуковой волны при наличии разнесенных друг от друга двух источников колебаний — двух пучностей пульсаций давления.

О наличии стоячей звуковой волны свидетельствуют и функции спектральной плотности пульсаций давления, имеющие на частоте резонансного процесса характерные максимумы. Несмотря на то что поверхность замыкающего скачка уплотнения уменьшает рассеивание звуковой энергии, потери энергии остаются существенными, в связи с чем при возникновении резонансного процесса вне какого-либо канала указанные максимумы имеют пологий характер [9].

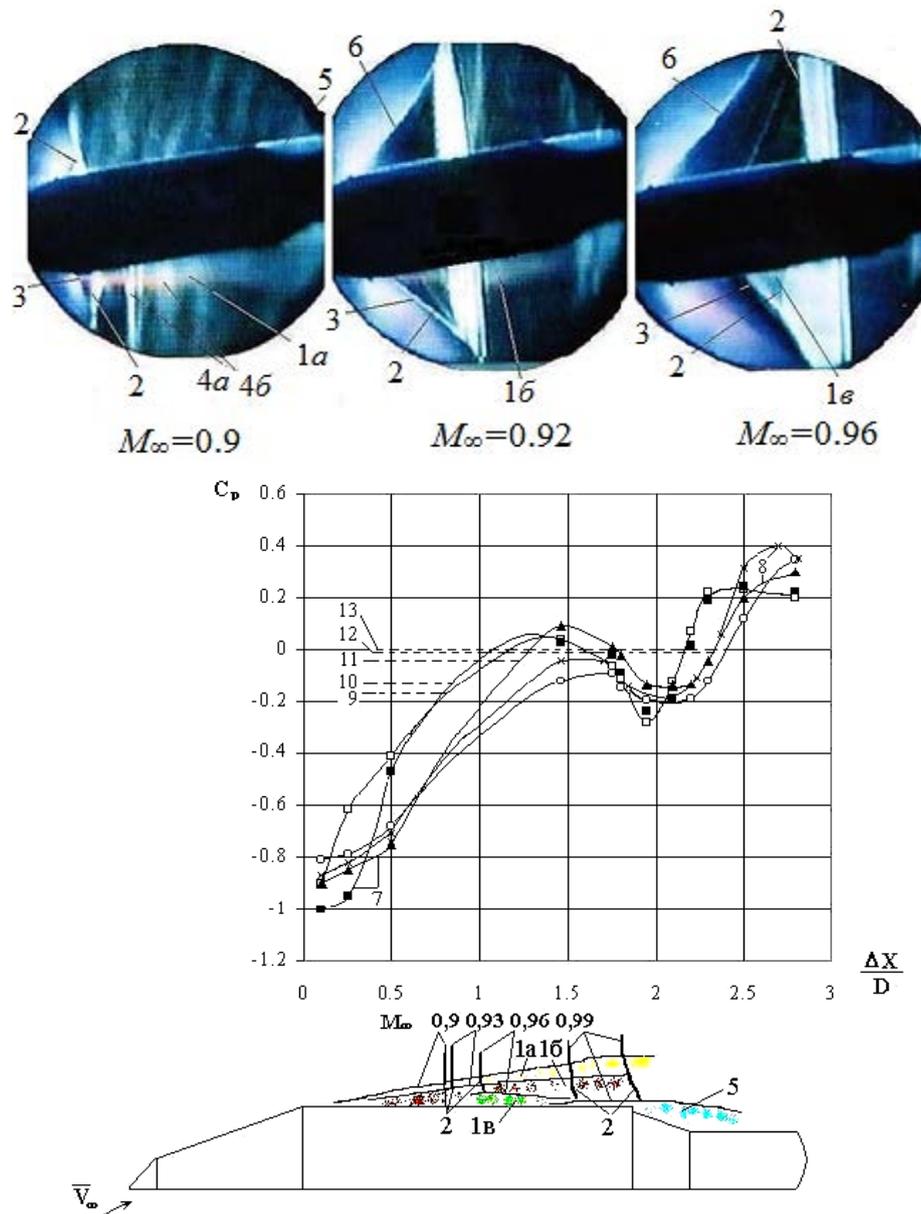


Рис. 3. Изменение характера обтекания и распределения коэффициента давления на подветренной стороне надкалиберного цилиндроконического тела с углом $\theta_s = 20^\circ$ при возрастании числа Маха. $\alpha = 9^\circ$. 1 — свободная зона отрыва (1а — в развитом состоянии, 1б — в начале перехода в локальное состояние, 1в — в локальном состоянии); 2, 3 — соответственно замыкающий и критический скачки уплотнения; 4 — бегущие (4а) и стоячая (4б) звуковые волны; 5 — фиксированная кормовая зона отрыва; 6 — висячий скачок уплотнения; 7 — изменение давления при переходе зоны отрыва 1 в локальное состояние; 8 — изменение давления при начале взаимодействия скачка 2 с зоной отрыва 5. 9–13 — коэффициенты давления C_p^* . \square — $M_\infty = 0.9$; \blacksquare — $M_\infty = 0.93$; \blacktriangle — $M_\infty = 0.96$; \times — $M_\infty = 0.99$; \circ — $M_\infty = 1.0$.

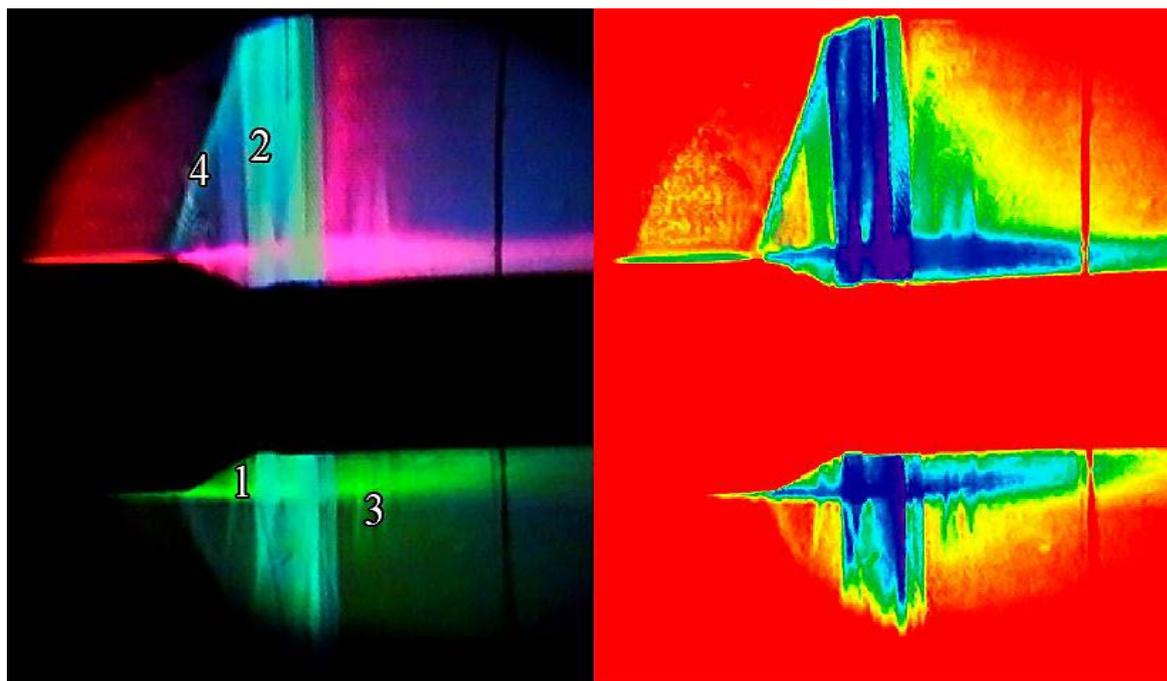


Рис. 4. Характер течения за задней угловой кромкой надкалиберного конусоцилиндрического тела при $M_\infty = 0.93$, $\alpha = 1^\circ$.

1 — кормовой фиксированный отрыв; 2 — замыкающий скачок уплотнения; 3 — стоячая звуковая волна; 4 — косой скачок уплотнения.

2. Автоколебательные процессы, вызываемые несбалансированностью уноса и притока массы газа

К наиболее распространенным автоколебательным процессам следует отнести и нестационарный процесс, обусловленный нарушением баланса между массой газа, эжектируемого из срывной зоны, и массой газа, поступающего в отрыв при присоединении потока. Такой процесс возникает, например, при обтекании затупленного тела с иглой в носовой части [10–13], конуса с дисковым щитком [14] при определенном отношении длины иглы (конуса) к диаметру затупленного тела (щитка), когда перепад давления на замыкающем скачке уплотнения — 1 (см. рис. 5) — настолько большой, что при распространении повышенного давления через зону отрыва к вершине иглы или конуса их длины не хватает, чтобы наступил указанный баланс. Зона отрыва начинает расширяться радиально, в области присоединения оторвавшегося потока полное давление становится меньше статического давления на периферии щитка. Согласно [14] газ, вошедший в зону отрыва через поперечное сечение, ограниченное по внешней границе линией интерференции скачков уплотнения 1 и 2, весь участвует в возвратном течении, и это происходит до тех пор, пока вихревая пелена 3 не переместится за

периферию щитка, образуя выходное горло. Замыкающий скачок вместе с истекающим газом отступают вниз по потоку со сверхзвуковой (относительно тела) скоростью, в связи с чем перед щитком возникает новый скачок уплотнения 4 (рис. 5; представленные на рисунке фотографии теневых спектров обтекания получены в пятидесятых годах прошлого столетия Барковым Сергеем Сергеевичем, одним из первых исследователей циркуляционного течения в зонах отрыва). Частота колебаний коррелирует с радиусом щитка.

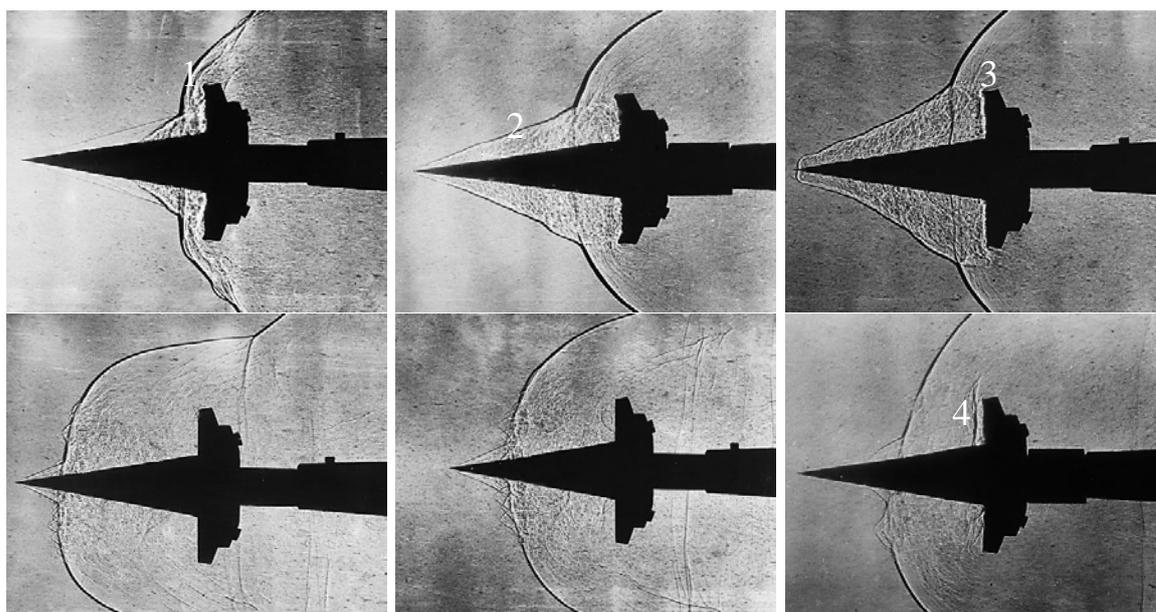


Рис. 5. Характер обтекания конуса с дисковым щитком при возникновении нестационарного процесса, вызванного нарушением баланса массы газа, входящего в зону отрыва и выходящего из нее. $M_\infty = 4.1$.

1 — скачок уплотнения, индуцированный краем щитка; 2 — скачок уплотнения от вершины зоны отрыва; 3 — вихревая пелена; 4 — скачок уплотнения.

Сходная природа наблюдается и при нестационарном обтекании сверхзвуковых парашютов, помпаже входных диффузоров с центральным телом и при обтекании цилиндра, имеющего полость небольшой глубины ($H/d < 0.7$) [14] (см. рис. 6). В последнем случае при колебании скачка уплотнения, индуцируемого полым цилиндром и вытекающей из полости массой газа, форма его изменяется, поскольку слив газа происходит с одной (какой-нибудь) стороны цилиндра. Эта сторона играет роль конуса в приведенном выше примере, противоположная, вместе с прилегающей частью дна полости, — роль дискового щитка. Частота колебаний в этом случае коррелирует с диаметром полости.

Зависимость от числа Маха набегающего потока числа Струхали основной частоты пульсаций давления, вызванных

несбалансированностью уноса и притока массы газа, аппроксимируется в диапазоне чисел Маха набегающего потока 1.5–6 следующей формулой:

$$Sh_0 = 0.0044M_\infty + 0.073$$

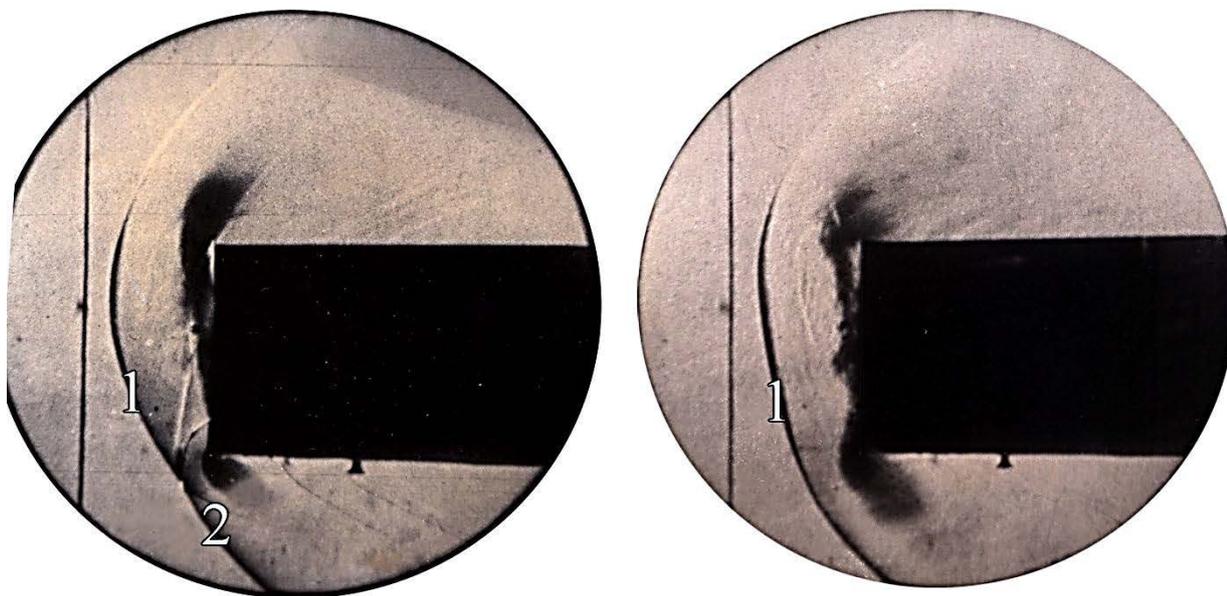


Рис. 6. Характер колебаний головного скачка уплотнения перед цилиндром, имеющим полость относительной глубины $H/d = 0.49$, при возникновении нестационарного процесса, вызванного несбалансированностью уноса и притока массы газа. $M_\infty = 3.0$.

1 — скачок уплотнения, индуцированный полым цилиндром и вытекающим из полости газом; 2 — скачок уплотнения, индуцированный кромкой цилиндра, свободной от вытекающей массы газа.

Представленная зависимость является универсальной для тел различной формы, если в качестве линейного размера при расчете числа Струхала выбирается параметр, характеризующий унос или приток массы газа, например, при обтекании полого цилиндра — диаметр полости, при обтекании конуса с дисковым щитком — радиус щитка и так далее.

3. Автоколебательные процессы гидродинамической природы

К автоколебательным относятся и нестационарные процессы, обусловленные потерей устойчивости сдвигового слоя, по терминологии Д. Рокуэлла [15] — гидродинамической природы. Такой процесс может возникнуть, например, при взаимодействии струи с передней кромкой нижерасположенного препятствия или истечении свободной струи в затопленное пространство. При истечении взаимодействующей струи отмечается следующая последовательность событий: натекание сдвигового

слоя струи на препятствие, генерация областью его присоединения волн давления (волн сжатия — при торможении сверхзвукового потока — и акустических волн), их распространение вверх по потоку, взаимодействие со сдвиговым слоем в чувствительной зоне (в окрестности кромки, с которой струя срывается), возникновение здесь повышенных пульсаций скорости, усиление этих пульсаций и развитие завихренности с объединением отдельных вихрей при движении возмущенной области вниз по потоку, натекание возбужденного потока на препятствие и т.д. Результатом развития этого процесса является образование в сдвиговом слое волн неустойчивости. Волновые возмущения при этом играют роль обратной связи. При истечении свободной струи основным источником волновых возмущений является область распада струи [15, 16].

Другим примером нестационарного процесса гидродинамической природы является нестационарное обтекание каверны с открытым типом течения, когда поток, оторвавшийся с передней кромки каверны, присоединяется на ее задней стенке [17–23]. Согласно этим работам нестационарный процесс в каверне при турбулентном режиме течения связан с возникновением неустойчивости в слое смешения указанного отрыва, образованием в этом слое крупномасштабных вихрей, их перемещением вниз по потоку и деформацией при взаимодействии с задней стенкой. Задняя стенка при этом становится источником волновых возмущений, которые, распространяясь вверх по потоку, приводят к росту неустойчивости слоя смешения в его чувствительной зоне (вблизи передней стенки). Вследствие установления обратной связи между колебаниями в области взаимодействия слоя смешения с препятствием и около передней стенки возникает упорядоченная в среднем амплитудная и частотная модуляция пульсаций в каверне. Согласно работе [16] слой смешения играет роль фильтра (или резонатора), который отбирает из внешнего поля энергию колебаний, определяемых волновыми возмущениями, лишь в малом интервале частот около некоей критической частоты, зависящей от длины слоя смешения, массы газа в нем, скорости звука и т.д. Таким образом формируется автоколебательная система, при которой частота колебаний первой моды определяется суммой времен формирования вихря t_1 , сноса его вниз по потоку до взаимодействия с задней стенкой t_2 и перемещения волны давления от задней стенки к передней t_3 . В общем случае частоты тональных колебаний при возникновении в каверне нестационарного процесса гидродинамической природы будут определяться по следующей формуле: $f = m / (t_1 + t_2 + t_3)$, где m — частотный номер моды ($m = 1, 2, 3, \dots$).

Опираясь на вышеприведенную модель нестационарного процесса, при условии, что распространение волновых возмущений от задней стенки к передней происходит через зону отрыва в каверне, Росситер предложил

следующую полуэмпирическую формулу для расчета числа Струхала автоколебаний:

$$Sh = \frac{fL}{V_\infty} = \frac{m - \alpha}{M_\infty + 1/k},$$

где L — длина каверны; V_∞ и M_∞ — скорость и число Маха набегающего потока; α — эмпирическая константа, учитывающая время между поступлением к передней стенке каверны волнового возмущения и началом переноса вихря; k — константа, характеризующая отношение конвективной скорости смещения вихрей к скорости набегающего потока. Принималось, что скорость звука в зоне отрыва соответствует скорости звука в набегающем потоке, а образование вихря происходит непосредственно у передней стенки каверны. Для каверны с открытым типом течения предложены следующие значения эмпирических констант $\alpha = 0.25$, $k = 0.57$ [17].

Формулу Росситера можно получить, если принять, что константа α определяется в долях полного времени процесса на частоте той или иной гармоники колебаний, и принять ее значение одним и тем же для всех гармоник колебаний.

Для протяженных каверн, с большей относительной длиной, Росситером были предложены другие значения параметра α [17] (см. таблицу 1, где H — глубина каверны).

Таблица 1

L/H	4	6	8	10
α	0.25	0.38	0.54	0.58

Хеллер, Холмс и Коверт, учтя, что температура газа T в каверне в действительности близка к температуре торможения T_0 в набегающем потоке, предложили модификацию формулы Росситера:

$$Sh = \frac{m - \alpha}{\frac{M_\infty}{\sqrt{1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_\infty^2}} + \frac{1}{k}} = \frac{m - \alpha}{M_0 + \frac{1}{k}},$$

где M_0 — число Маха набегающего потока, определенное через скорость звука при условии $T = T_0$ [18].

Позднее близкий подход был разработан и в работе Антонова, Вишнякова и Шалаева [23].

Большое влияние на развитие понимания механизма нестационарных процессов оказали исследования сверхзвукового обтекания каверны с

открытым типом течения, проведенные в гидрлотке Хеллером и Блиссом [19]. Было показано (см. рис. 7), что неустойчивость слоя смешения приводит к периодическому подводу в каверну и отводу из нее массы газа и, как следствие этого, к колебанию давления на задней стенке. При подводе массы газа и росте давления генерируются волны сжатия, которые распространяются вверх по потоку со сверхзвуковой абсолютной скоростью (относительно сносящего потока — дозвуковой). Распространение волновых возмущений происходит двумя путями: через зону отрыва в каверне и поверх ее слоя смешения. Внутри зоны отрыва волна является прямой, а в области идеального течения — наклонной. В процессе взаимодействия с передней стенкой отражается лишь внутренняя, прямая, часть этой волны. При ее смещении вниз по потоку происходит выпучивание сдвигового слоя. Когда волна достигает задней стенки, масса газа, находящаяся в наружной части отрывного течения, вытесняется из каверны. Далее процесс повторяется.

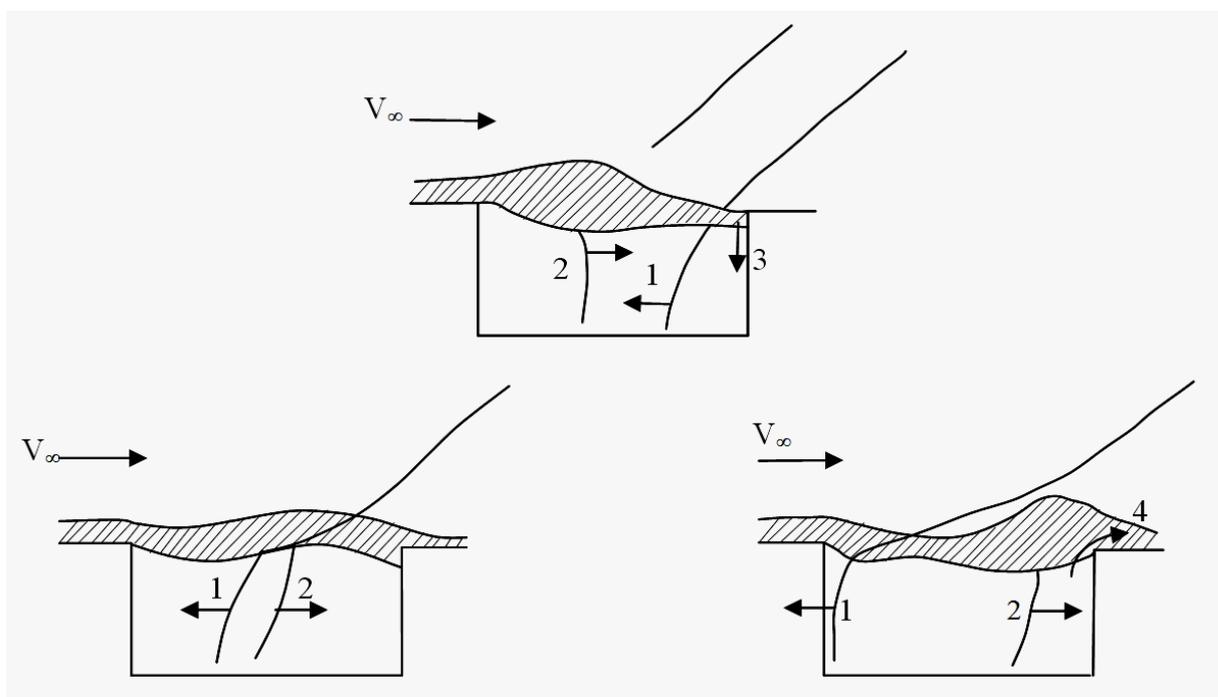


Рис. 7. Схема обтекания каверны с открытым типом течения при возникновении нестационарного процесса расходно-волновой природы.

1 — волна сжатия, распространяющаяся вверх по потоку; 2 — отраженная волна сжатия, распространяющаяся вниз по потоку; 3 — затекание массы газа в полость; 4 — истечение массы газа из полости.

С использованием результатов этой работы были разработаны схемы, иллюстрирующие механизмы передачи волновых возмущений [20, 21]. Дальнейшие исследования показали, что в общем случае условием для потери устойчивости слоя смешения может быть нахождение слоя в

неравномерном поле течения и наличие поперечной возмущающей силы [24–26]. Тэм и Блок [21] установили, что наибольшее влияние на возбуждение колебаний слоя смешения оказывают волны, отраженные от передней стенки ($A'' - A'$, см. рис. 8). Келлер и Эскюдье [27] обнаружили наличие взаимной зависимости между волновыми фронтами, ориентированными как указанные отраженные волны, и образованием крупномасштабных вихрей в слое смешения. Было также показано [28], что разница давлений за волнами, распространяющимися снаружи и в глубине каверны, приводит к сворачиванию потока вблизи передней стенки и возникновению вихрей в слое смешения.

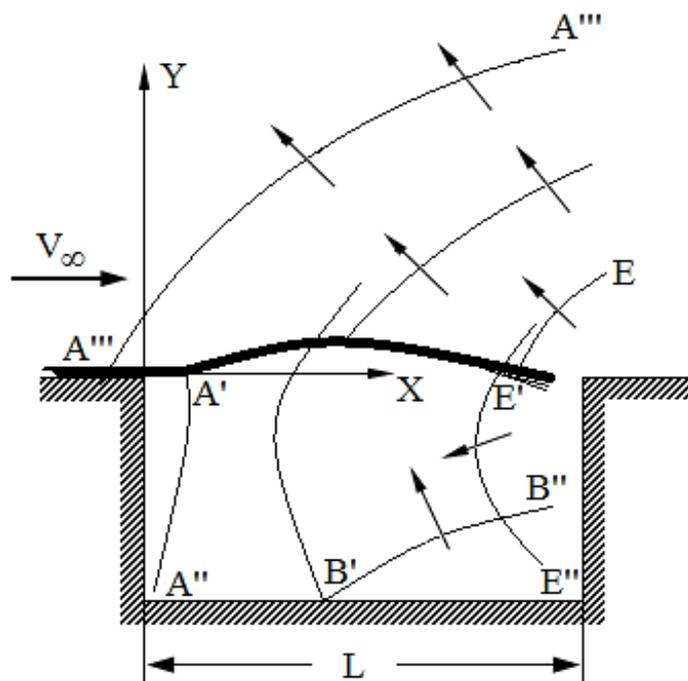


Рис. 8. Схема, иллюстрирующая механизм передачи волновых возмущений вверх по потоку при взаимодействии струи с каверной. $E'-E$, $A'''-A'''$ — волны, распространяющиеся над сдвиговым слоем, $E''-E'$ — в глубине каверны, $A''-A'$ — волна, отраженная от передней стенки [21].

Исследования позволили установить, что в каверне с открытым типом течения вторая и третья моды колебаний, обусловленные потерей устойчивости слоя смешения, являются преобладающими тонами в спектрах пульсаций давления [22, 28–30].

4. Автоколебательные процессы расходно-волновой природы

Описанный в работе [22] механизм автоколебаний не включает в себя потерю устойчивости слоя смещения, а характеризует нестационарный процесс другой природы, а именно — расходно-волновой. Для такого процесса Хэнки и Шенг [22] предложили определять частоту автоколебательного процесса из условия:

$$\frac{m}{f} = \frac{L}{C_1} + \frac{L}{C_2},$$

где C_1 — фазовая скорость распространения отраженной волны вниз по потоку, которая была принята равной $0.5V_\infty$; C_2 — скорость распространения звуковой волны внутри каверны вверх по потоку при условии, что скорость течения здесь равна нулю. В этом случае оценка числа Струхалия частоты нестационарного процесса проводится по формуле:

$$Sh = \frac{m}{\frac{V_\infty}{C_1} + M_0}.$$

При численных исследованиях сверхзвукового обтекания каверны в рамках модели идеального сжимаемого газа была также выявлена возможность возникновения в полости колебаний расходно-волновой природы [31]. В расчетах для возбуждения нестационарного течения вносились возмущения в виде изменений направления вектора скорости на передней кромке каверны. Было выдвинуто предположение, что в полости могут возбуждаться и одновременно существовать колебания различной природы. Величины уровней пульсаций давления в каверне в этом случае будут определяться наложением мод различных видов колебаний. Было получено некоторое подтверждение этого положения.

5. Совместное существование и взаимодействие автоколебательных процессов различной природы

Дальнейшее развитие понимания особенностей нестационарного течения в каверне было достигнуто при проведении комплексных экспериментально-теоретических исследований протяженной каверны ($L/H=7$), когда поток, оторвавшийся с передней стенки, присоединялся не на заднюю стенку, а на дно каверны [32]. На первом этапе этих исследований численное моделирование нестационарного трехмерного течения в каверне проводилось с использованием метода отсоединенных вихрей DES [33]. В пристеночной области течения применялись уравнения Рейнольдса [34], замыкание которых производилось с помощью модели турбулентности Спаларта-Аллмараса (SA) [35]. В остальной части потока для решения уравнений Навье-Стокса использовался метод моделирования крупных вихрей LES [36] с подсеточной моделью вихревой вязкости Смагоринского [37]. Использовалась тетраэдральная сетка, состоящая из 6.2 миллионов ячеек. В области RANS по толщине пограничного слоя размещалось 10 призматических элементов, величина y^+ на стенках каверны составляла $\sim 0.1 \dots 3.0$.

Расчетные поля мгновенных значений векторов скоростей, определенные на первом этапе, иллюстрируются на рис. 9 (представлены немасштабированные вектора). Видно, что в результате расчетов удалось отразить лишь движение крупных вихрей.

На втором этапе, учитывая существенные изменения характера течения по длине рассматриваемой каверны, был использован подход, который позволил применить LES в области течения до самой стенки при допустимых на сегодняшний день размерах счетной ячейки и временном шаге.

С этой целью вводилась демпфирующая функция Ван Дриста [38], благодаря которой коэффициент турбулентной вязкости при приближении к стенкам обнулялся. Использовалась многоблочная регулярная гексаэдрическая сетка, состоящая из порядка 12 миллионов ячеек в 11 блоках. Вблизи внешних границ размер ячейки в продольном направлении составлял 200 мм. По мере приближения к полости он уменьшался до 2 мм и таким же был внутри каверны. В итоге на область внутри каверны приходилось около 11 миллионов ячеек.

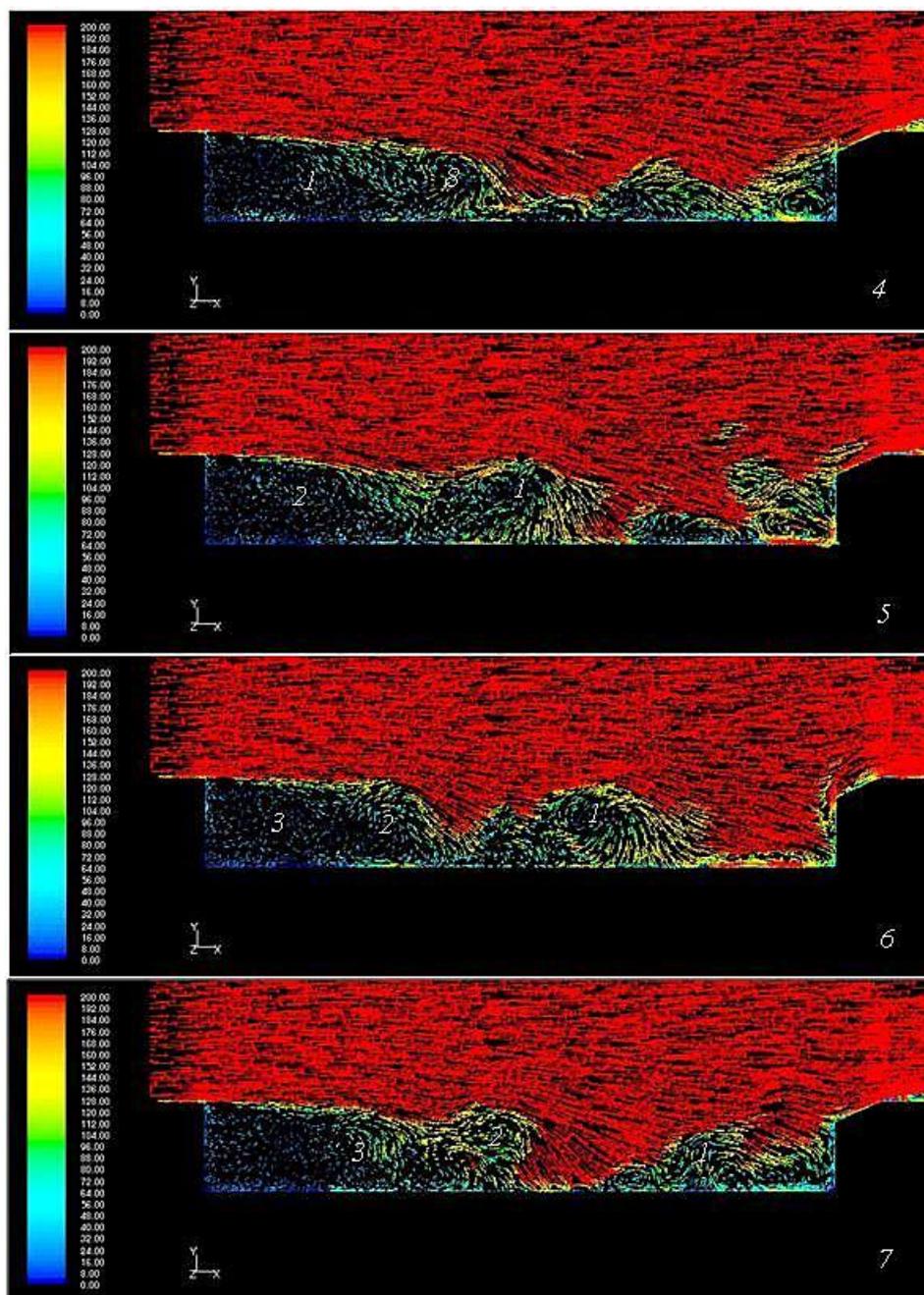


Рис. 9. Расчетные данные, полученные с использованием метода DES, по полям мгновенных значений векторов скоростей в протяженной каверне. $M_\infty = 0.9$. 1–3, 8 — вихревые структуры; 4–7 — время соответственно: 2.2375, 2.2403, 2.2413, 2.2429 с.

На рис. 10 представлены расчетные данные по полю мгновенных значений векторов скоростей в рассматриваемой каверне, полученные на втором этапе. Видно, что в данных расчетах разрешается движение не только крупных, но и мелких вихрей.

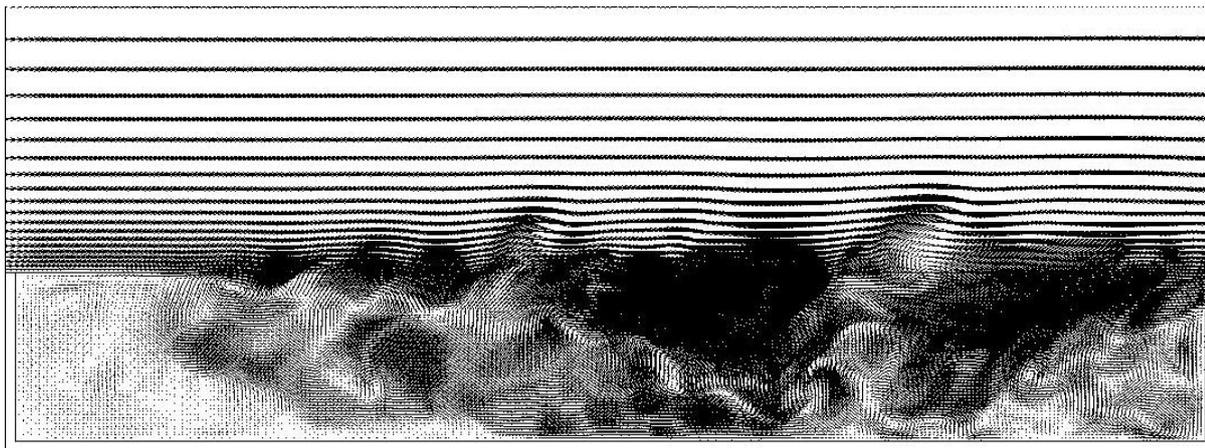


Рис. 10. Расчетные данные, полученные с использованием модифицированной модели LES, по полю мгновенных значений векторов скоростей в протяженной каверне. $M_\infty=0.9$.

Благодаря тому, что автоколебания в каверне оказались связанными с эволюцией и движением прежде всего крупномасштабных вихрей, результаты расчетов характерных частот нестационарных процессов, проведенных на обоих этапах, согласовались друг с другом. Функции спектральной плотности пульсаций давления, полученные на втором этапе численных исследований, оказались близкими к экспериментальным данным (см. рис. 11).

В результате детального анализа результатов расчета по методу DES при $M_\infty=0.9$, был определен механизм появления крупномасштабных вихрей, их выделения из кормового отрыва, располагающегося за передней стенкой, перемещения вниз по потоку, взаимодействия с задней стенкой каверны, возникновения волн давления, распространяющихся вверх по течению по направлению к передней стенке (см. рис. 9, 12). Было показано, что возникновение крупных вихрей происходит в слое смешения указанного отрыва, но не на угловой кромке передней стенки, как принял Росситер, а несколько ниже по течению. Точка зарождения и центр ядра вихря находились на относительных расстояниях от указанной стенки, равных в среднем 0.1 и 0.16 соответственно (в долях длины каверны, равной 0.9м). Вначале под влиянием волновых возмущений, перемещающихся внутри отрыва, происходит повышение давления в передней части каверны. Следствием этого является выпучивание границы сдвигового слоя с последующим падением давления внутри отрыва. Это, в свою очередь, приводит к развороту потока вглубь каверны. При этом несколько ниже по течению граница кормового отрыва на начальной стадии разворота остается еще выпуклой. За образовавшейся точкой перегиба слоя смешения к возникшей волне неустойчивости с областью пониженного давления начинают перетекать массы газа из прилегающих частей отрывного течения, что в совокупности с эжекцией внешним

поток приводит вначале к зарождению, а затем и формированию вихря. Время от начала повышения давления на передней стенке до зарождения и окончания формирования вихря составило в среднем 0.00166с и 0.0022с соответственно. Среднее значение числа Струхала, характеризующего частоту возникновения вихря, составило 1.34.

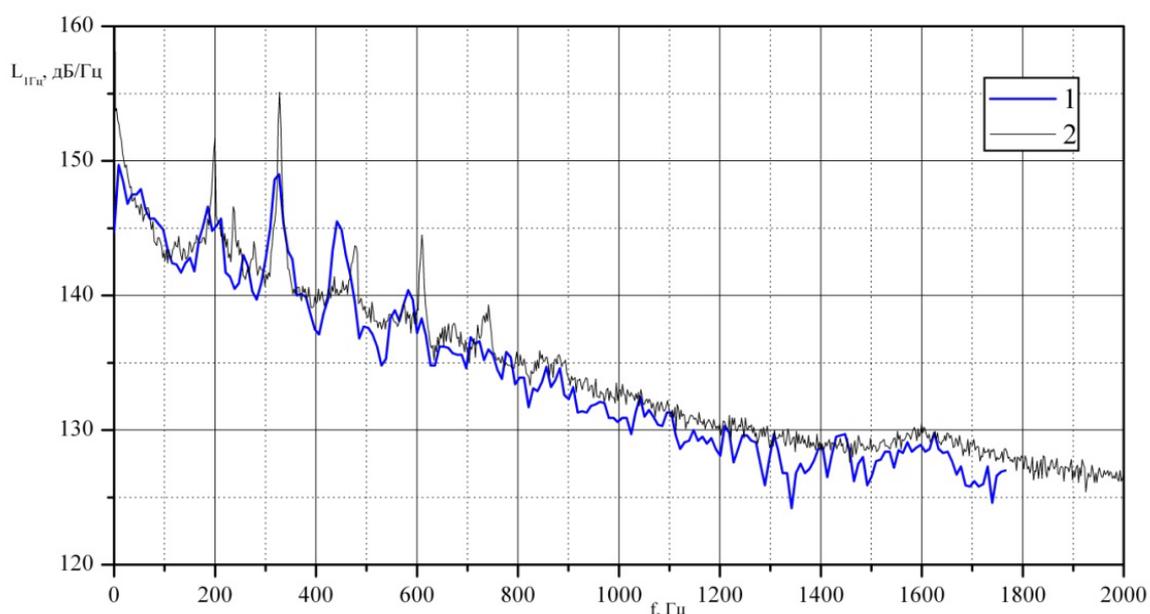


Рис. 11. Сравнение расчетных данных (1), полученных при использовании модифицированной модели LES, и экспериментальных (2) по спектральной плотности пульсаций давлений в протяженной каверне, в точке с координатой $x/L=0.95$; $M_\infty=0.9$.

По мере своего перемещения вниз по потоку вихри увеличиваются в размерах, затем, начиная с относительного расстояния от передней стенки, равного 0.41, ($M_\infty=0.9$) начинают двигаться по дну. Расчеты показали, что при нахождении вихревых структур в слое смешения относительная скорость смещения вихрей составляет 0.49–0.55 от скорости набегающего потока (что согласуется с известными данными), при передвижении вихрей вблизи дна скорость снижается до 0.38.

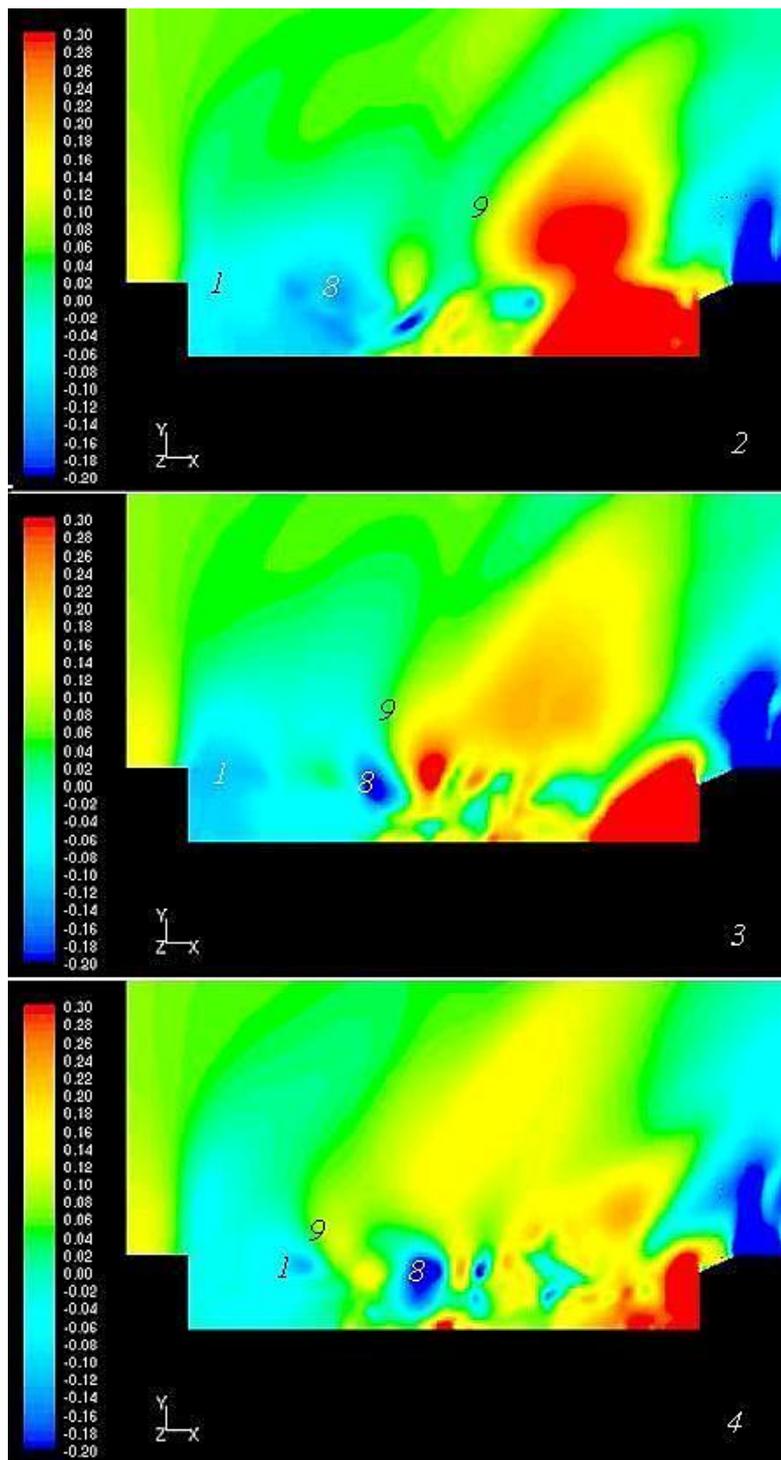


Рис. 12. Расчетные данные, полученные с использованием метода DES, по полям мгновенных значений коэффициентов давления в протяженной каверне. $M_\infty=0.9$. 1, 8 — вихревые структуры; 9 — волна давления; 2, 3, 4 — время соответственно: 2.2369, 2.2375, 2.2382с.

В момент подхода вихря (вихревой структуры) к задней стенке перед ней может находиться предыдущий вихрь, из которого большая часть массы газа уже истекла. При этом разделительная линия тока на задней стенке находится в глубине каверны (см. рис. 9, $T=2.2413c$), а давление

достигает максимальных значений. Далее течения в обоих вихрях объединяются, разделительная линия тока перемещается к угловой кромке, находящейся в области перехода вертикальной части задней стенки в наклонную. После этого начинается слив массы газа из образовавшейся циркуляционной области (рис. 9, $T=2.2429c$).

Скорость течения на ее внешней границе увеличивается, следствием чего является возникновение перед задней стенкой области циркуляционного течения, имеющего спиралевидный характер. Давление в задней части каверны снижается. Истечение происходит через центральную часть задней стенки и вдоль боковых стенок каверны. Перетекание потока на боковую стенку каверны приводит и к его распространению по этой стенке вверх по потоку к зоне отрыва, располагающейся за передней стенкой, и затеканию в эту зону. Таким образом, циркуляционная область перед задней стенкой при $M_\infty = 0.9$ возникает лишь периодически, и задняя стенка, особенно ее угловая кромка, становится источником возмущений, распространяющихся конвективным и волновым путем.

Распространение волновых возмущений вверх по потоку от задней стенки происходит вначале через область дозвукового течения, располагающуюся в задней части каверны. При их взаимодействии с перемещающимися к задней стенке вихрями происходит дифракция (рис. 12), а затем, после огибания выделяющегося вихря (первого вихря, который начинает двигаться вблизи дна каверны), волны начинают распространяться двумя путями: внутри и снаружи кормового отрыва. Разделение путей происходит на относительном среднем расстоянии от передней стенки, равном 0.26. Естественно, что волны, перемещающиеся внутри отрыва, имея большую фазовую скорость, достигают переднюю стенку раньше, что и приводит к вышеупомянутому повышению давления в передней части каверны и образованию вихря. Таким образом, разная фазовая скорость распространения к передней стенке волны давления, перемещающейся внутри и снаружи кормового отрыва, служит одной из причин потери устойчивости слоя смещения.

Вместе с тем было установлено, что в каверне имеются и другие источники волновых возмущений, а именно области повышенного давления в слое смещения, возникающие перед и за вихрями в момент их образования, выделения и взаимодействия с дном каверны (см. рис. 13). Расположение этих источников волновых возмущений зависит, прежде всего, от газодинамических и физических свойств слоя смещения в каверне. Используя осредненные газодинамические параметры течения в каверне, принимая во внимание установленные время и место образования вихря, изменение скорости его перемещения, данные по фазовой скорости распространения волн вверх по потоку (при условии их распространения с определенного момента через зону отрыва), следуя работам [17, 18, 23],

Таким образом, расчетное значение числа Sh , равное 0.221, характеризует основную частоту. Это подтверждается и согласованием гармоник, произведенных от указанного числа, с числами Струхала узкополосных составляющих (см. таблицу 2). Число Sh , равное 0.11, следуя [15], может характеризовать частоту субгармоники. В соответствии с полученными данными среднее относительное время образования вихря в долях полного времени процесса на основной частоте составило 0.165 с.

Проведенные оценки позволили понять, каким образом сосуществуют различные моды колебаний.

Заметим, что расчет чисел Струхала для рассматриваемой протяженной каверны по модифицированной формуле Росситера при значении константы α , принятом в соответствии с таблицей 1, показал, что расчетные значения этого числа согласуются с экспериментальными лишь на частоте первой гармоники колебаний. На частотах более высоких гармоник данные расходятся.

Экспериментальные и численные исследования показали, что, как и в кавернах с открытым типом течения, максимальные значения уровней узкополосных составляющих достигаются не на первой гармонике колебаний. В рассматриваемом случае преобладающими тонами в спектрах пульсаций давления являются третья и частота, находящаяся между четвертой и пятой модами колебаний (соответственно $Sh = 0.663$ и $Sh = 1.002-1.09$, см. таблицу 2, в которой числа Струхала, соответствующие максимальным уровням узкополосных составляющих, отмечены знаком *). Как показал анализ, усиление пульсаций на указанных частотах обуславливается интерференцией волновых возмущений, генерируемых областями примыкания выделяющегося вихря и находящейся между ним и новым возникшим вихрем, с волной давления, распространяющейся от задней стенки каверны (рис. 12). В областях интерференции давление повышается, что должно привести к повышению давления и на передней стенке каверны. Действительно, рассмотрение изменения давления на передней стенке показало, что здесь отмечается чередование по времени больших и малых пиков колебаний давления, происходящих на частотах соответственно третьей и шестой гармоник. Естественно, взаимодействие волн возможно лишь в случае согласования моментов образования указанных областей с приходом волны давления.

Возникновение в каверне волновых возмущений позволило предположить существование в каверне автоколебаний расходно-волновой природы. Была проведена проверка возможности возникновения такого процесса в рассматриваемой каверне при $M_\infty = 0.9$. Были проведены оценки частот узкополосных составляющих, которые соответствовали бы указанному процессу. Характерные частоты определялись, следуя Хэнки и Шенгу [22]. Однако, принимая во внимание отличия течения в протяженной каверне, фазовые скорости распространения прямой и

обратной волн давления, которые принимались звуковыми, рассчитывались не в соответствии с рекомендациями [22], а с использованием газодинамических параметров, определенных по методу DES. Рассматривался случай распространения волны по направлению к передней стенке с определенного момента через кормовую зону отрыва. Сравнение полученных оценок с результатами экспериментов и численных исследований, проведенных с использованием подходов LES и DES, показало (см. таблицу 3), что числа Струхала первой и второй гармоник колебаний расходно-волновой природы (соответственно 0.461 и 0.922) согласуются с установленными в экспериментах и расчетах числами (соответственно 0.49–0.52 и 1.002–1.09) и не входят в ряд гармоник колебаний, обусловленных автоколебательным процессом гидродинамической природы. Причем число Струхала второй гармоники (0.922) близко к значению, при котором отмечается повышенный уровень узкополосной составляющей пульсаций давления. Таким образом было доказано существование в каверне и второго автоколебательного процесса.

Важным моментом в исследованиях оказалось установление близости числа Струхала третьей гармоники (1.383) расходно-волнового процесса к числу, соответствующему шестой гармонике колебаний гидродинамической природы, характеризующему частоту генерации вихрей (см. таблицу 3).

В связи с этим было рассмотрено, каким образом взаимодействуют друг с другом эти установленные автоколебательные процессы. Анализ показал, что время от начала перемещения волны давления к передней стенке до момента выделения вихря, оказалось близким времени прихода к области примыкания выделяющегося вихря волны давления, распространяющейся через цикл колебаний после первого на частоте третьей гармоники расходно-волнового процесса. Таким образом, взаимодействие рассматриваемой волны давления с волновыми возмущениями, генерируемыми областью присоединения выделяющегося вихря, оказывается возможным на частоте, в два раза меньшей частоты третьей гармоники расходно-волнового процесса, то есть при $Sh=0.6915$. Время же от начала перемещения волны давления к передней стенке до момента образования в слое смещения области повышенного давления между выделяющимся и новым вихрем оказалось близким времени прихода к указанной области волны давления, распространяющейся в следующем после первого цикле колебаний на частоте второй гармоники расходно-волнового процесса, соответствующей $Sh=0.922$. Близость указанных чисел Струхала соответственно к аналогичному параметру третьей гармоники колебаний гидродинамической природы и частоты, находящейся между четвертой и пятой модами указанных колебаний, (см. таблицу 3) подтверждает сделанное ранее предположение о причинах усиления пульсаций давления на рассматриваемых частотах (в таблице 3

числа Струхалия, соответствующие максимальным уровням узкополосных составляющих, как и в таблице 2, отмечены знаком *).

Таблица 3

Числа Струхалия узкополосных составляющих пульсаций давления, характеризующие автоколебательные процессы в протяженной каверне.

$$M_{\infty}=0.9.$$

Эксперимент	0.133	0.246	0.283	0.416	0.52	0.67*	0.77	0.92	1.08*	—	1.33	1.58
Модифицированный LES	0.12	0.182	0.259	0.412	0.49	0.62*	0.706	0.853	1.09*	1.161	—	1.47
DES	0.11	0.221 (75Гц)	0.265	0.413	—	0.663*	0.725	0.81	1.002*	1.105	1.356	—
Числа Sh , соответствующие гармоникам и субгармонике автоколебаний, гидродинамической природы	0.11 (субгар)	0.221 (1 гарм.)		0.44 (2 гарм.)		0.663 (3 гарм.)		0.88 (4 гарм.)		1.1 (5 гарм.)	1.32 (6 гарм.)	1.547 (7 гарм.)
Числа Sh , соответствующие гармоникам автоколебаний расходно-волновой природы					0.461 (1 гарм.)				0.922 (2 гарм.)		1.383 (3 гарм.)	
Числа Sh , соответствующие гармоникам автоколебаний резонансной природы							0.77 (1 гарм.)					1.54 (2 гарм.)

Таким образом, проведенный анализ показал, что колебания расходно-волновой природы наблюдаются в каверне и при трансзвуковых скоростях набегающего потока. Известно, что возникновение волновых возмущений вообще присуще трансзвуковым отрывным течениям [9].

В связи с установленной ролью волновых возмущений следовало ожидать и возникновения в каверне стоячей звуковой волны, рассмотренного выше резонансного процесса. Оценки соответствующих этому процессу характерных частот при $M_{\infty}=0.9$ проводились, следуя работе [9], с использованием параметров течения, определенных по методу DES. Расчеты показали, что в этом случае число Струхалия первой гармоники колебаний (0.77) соответствует числу, не входящему в ряды, характеризующие моды колебаний гидродинамической и расходно-волновой природы, но установленному в численных расчетах и экспериментах (см. таблицу 3). Проведенные оценки показали, что резонансный процесс в каверне, в принципе, также возможен.

Таким образом, установлено, что волна давления, генерируемая задней стенкой, участвует по крайней мере в двух нестационарных

процессах, как гидродинамической, так и расходно-волновой природы. При этом было выяснено, какая гармоника одного процесса оказывается близкой по числу Струхала к гармонике другого процесса. Возникающие в каверне автоколебательные процессы различной природы не являются альтернативой друг другу, а взаимосвязаны, протекают одновременно, поддерживают друг друга, что не дает им затухнуть под воздействием диссипативных потерь.

Это согласуется и с данными, приведенными на рис. 13. На рисунке проводится сравнение зависимостей от числа Маха набегающего потока чисел Струхала, характеризующих колебания давления в каверне с открытым типом течения, полученных в экспериментальных исследованиях Хеллера и Блисса [19], а также Антонова А.Н., Вишнякова А.Н. и Шалаева С.П. [23] и в расчетах по формулам Хеллера, Холмса и Коверта [18], а также Хэнки и Шенга [22], отражающих нестационарные процессы соответственно гидродинамической [18] и расходно-волновой природы [22]. Судя по расчетным величинам числа Струхала, разброс экспериментальных данных позволяет часть из них отнести к одному процессу, вторую часть — к другому.

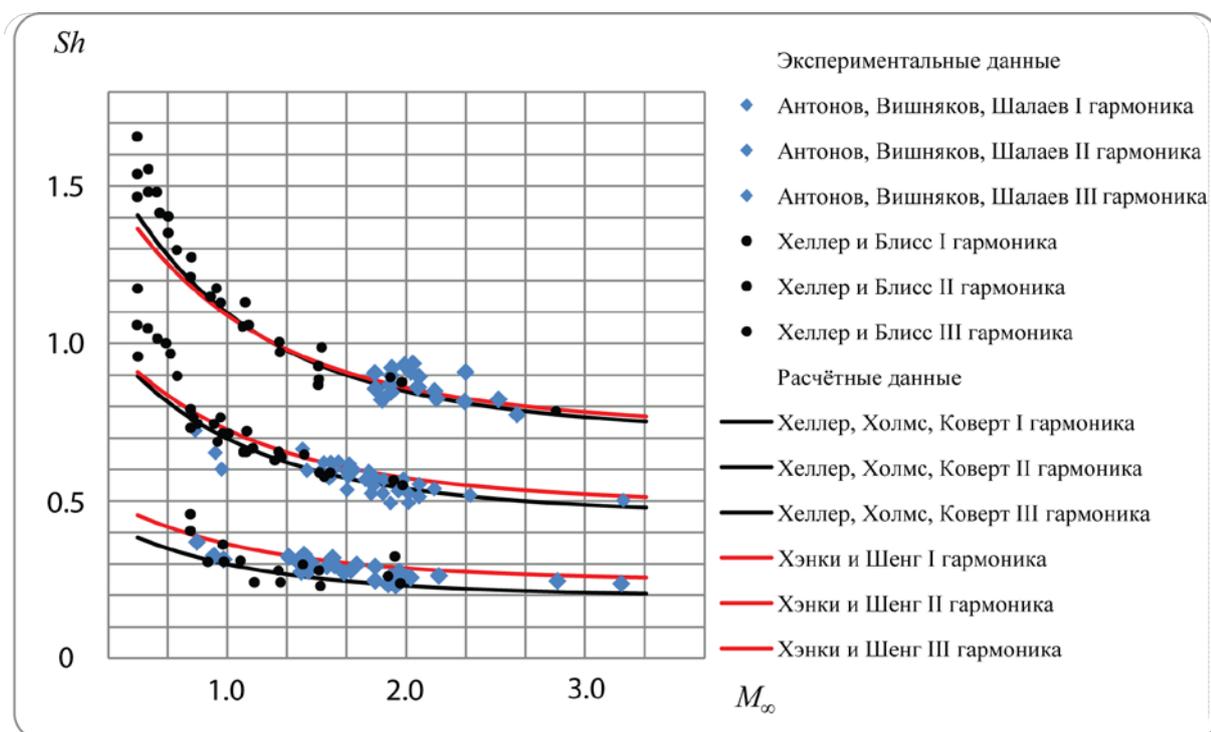


Рис. 13. Сравнение зависимостей от числа Маха безразмерной частоты колебаний давления в каверне с открытым типом течения, полученных в экспериментальных исследованиях и в расчетах, отражающих нестационарные процессы гидродинамической и расходно-волновой природы.

6. Автоколебательные процессы при трансзвуковой перестройке течения

Исследования особенностей течения в протяженной каверне показали, что нестационарные процессы гидродинамической или расходно-волновой природы могут возникнуть и при обтекании тел с изломом образующей, например, конусоцилиндрической формы. Как уже указывалось, основными необходимыми условиями для возникновения неустойчивости сдвигового слоя являются нахождение слоя в неравномерном поле течения и наличие поперечной возмущающей силы. Такие условия возникают при трансзвуковой перестройке течения на поверхности указанных тел. Поскольку этот вопрос новый, остановимся на нем подробнее.

Вначале рассмотрим результаты исследований механизма трансзвуковых перестроек. На первом этапе изучения особенностей трансзвуковой перестройки (60–90-е годы XX века) наибольшее внимание было уделено исследованиям обтекания конусоцилиндрического тела с большим углом полураствора конуса θ_s ($\theta_s > 30^\circ$) и достаточно большим удлинением цилиндрической части l ($l = l_z/D \geq 1.5$) (см. рис. 14) [39–49].

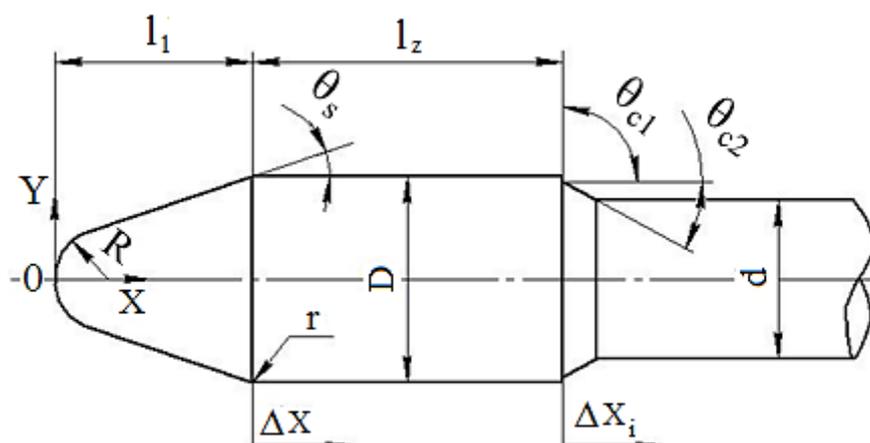


Рис. 14. Схема исследованных моделей надкалиберных конусоцилиндрических тел, принятые обозначения и система координат.

Рассматривалась фиксированная (около передней угловой кромки) зона отрыва (см. рис. 15). Исследования проводились, в основном, экспериментальным путем. Они показали, что процесс перестройки при увеличении числа Маха набегающего потока вызван возникновением и развитием на поверхности цилиндрической части конусоцилиндрического тела области сверхзвукового течения, замыкающейся скачком уплотнения. Характер перестройки обуславливается, прежде всего, наличием зоны отрыва пограничного слоя, резкое изменение размеров, формы и положения

которой, а также интенсивности связанных с этой зоной скачков уплотнения могут привести к существенному изменению локальных стационарных, но, главным образом, к значительному росту нестационарных аэродинамических нагрузок. Было показано, что особое значение имеет критическая стадия перестройки. Было выработано общее определение этой стадии трансзвуковой перестройки течения, как процесса, характеризующегося спонтанным качественным изменением структуры течения от одного устойчивого состояния к другому, наличием аэродинамического гистерезиса и нестационарностью (Гужавин А.И., Коробов Я.П. [46], Любимов А.Н., Тюмнев Н.М., Хут Г.И. [49]). Исследования показали, что структурная перестройка течения в фиксированном отрыве, происходящая при возрастании числа M_∞ в трансзвуковом диапазоне скоростей, заключается в переходе зоны отрыва из развитого в локальное состояние (Stanbrook A. [41], Курьянов А.И., Столяров Г.И. [44], Гужавин А.И., Коробов Я.П. [46], Гужавин А.И., Кирнасов Б.С., Коробов Я.П., Кудрявцев В.В. [48]).

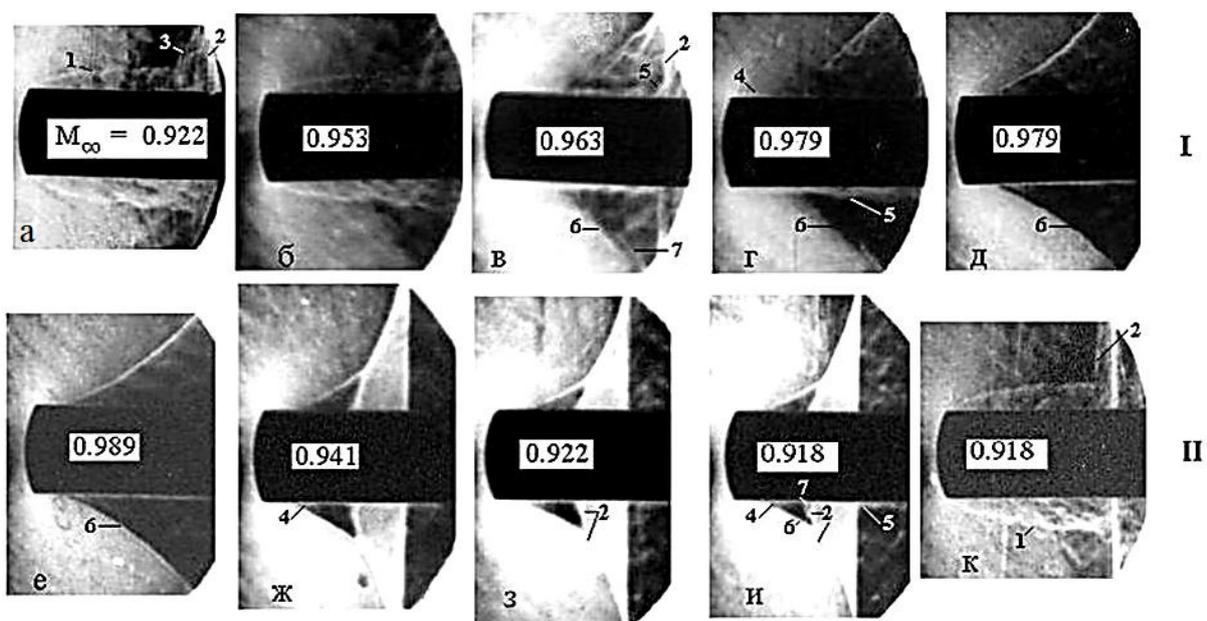


Рис. 15. Изменение характера течения в процессе трансзвуковой перестройки течения при возрастании (I) и уменьшении (II) числа M_∞ (по экспериментальным данным [43, 48]) для $\theta_s=65^\circ$; $l_z/D=10$; $R/D=1.183$. На теневых спектрах обтекания а–к: 1 — исходная зона отрыва; 2, 3 — соответственно замыкающий и косой скачок уплотнения; 4, 5 — фиксированная и свободная зоны отрыва (в, г — в момент распада зоны отрыва I, и — в момент слияния зон 4, 5); 6, 7 — хвостовой и критический скачки уплотнения.

При развитом состоянии свободный вязкий слой и спутный след зоны отрыва не прижаты потоком к поверхности тела, а скорость течения на свободной границе отрыва — дозвуковая (по крайней мере, в области

присоединения). В этом случае течение в зоне отрыва подвержено влиянию возмущений, распространяющихся не только конвективным, но и волновым путем из нижней части течения. Течение в сдвиговом слое такого отрыва характеризуется наличием вихревых структур различного масштаба, в том числе и большого. При локальном состоянии свободный вязкий слой и спутный след прижаты к поверхности тела; скорость течения на свободной границе сверхзвуковая и лишь в области присоединения зоны отрыва может достигнуть скорости звука. Влияние возмущений из нижней части течения ослабевает. Масштаб характерных вихревых структур в сдвиговом слое уменьшается (Stanbrook A. [41], Бачманова Н.С., Кирнасов Б.С., Кудрявцев В.В., Липницкий Ю.М. [37], Гужавин А.И., Коробов Я.П. [46], Даньков Б.Н., Косенко А.П., Куликов В.Н., Отменников В.Н. [9, 50]).

Процесс перехода фиксированного отрыва в локальное состояние быстротечен. При диаметре мишени модели, равном 70–80 мм, характерное время перехода равно 0.001–0.002 с. Параметры набегающего потока, при котором происходит указанный переход, называют критическими. При уменьшении числа Маха набегающего потока после завершения перехода течения в новое качественное состояние (фиксированный отрыв в локальном состоянии или установление около угловой кромки безотрывного течения) возникновение отрыва и возвращение его в развитое состояние происходит при меньшем числе Маха набегающего потока, чем при переходе зоны отрыва из развитого в локальное состояние. Вместе с тем изменение параметров течения происходит также резко. Образуется аэродинамический гистерезис [44–49], который, как известно, наблюдается в тех случаях, когда газодинамические параметры течения на теле определяются внешними условиями не только в данный момент времени, но и в предшествующие моменты. Эволюция течения при уменьшении числа M_∞ после перехода фиксированного отрыва в локальное состояние оказывается другой, чем при увеличении числа Маха в том же диапазоне (см. рис. 15). При $\theta_s > 30^\circ$ из-за большого гистерезиса резкое изменение давления при увеличении или уменьшении числа M_∞ на заключительном этапе трансзвуковой перестройки течения происходит однократно. Автоколебания не возникают. Причины возникновения гистерезиса достоверным образом выяснены не были.

В более поздних работах было установлено (Даньков Б.Н., Косенко А.П., Куликов В.Н., Отменников В.Н. [50, 9]), что процесс перестройки течения сложнее, чем представлялось ранее. Было установлено, что переходу фиксированного отрыва в локальное состояние, происходящее при увеличении числа M_∞ , предшествует распад исходной зоны отрыва на фиксированную и свободную, размеры, форма и положение которой зависят от интенсивности, формы и положения замыкающего сверхзвуковую область течения скачка уплотнения (рис. 15). Первым

признаком преобразования исходной зоны отрыва является возникновение перед замыкающим скачком косоугольного скачка \mathcal{Z} , который вначале является одновременно и хвостовым скачком формирующегося нового фиксированного отрыва, и критическим скачком выделяющейся свободной зоны отрыва (рис. 15, кадры теневых спектров обтекания а, б). Процесс преобразования исходной зоны отрыва происходит в определенном диапазоне числа M_∞ и неустойчив. С ростом числа M_∞ передняя часть исходной зоны отрыва — выделяющаяся фиксированная зона отрыва — резко уменьшается в размерах, в том числе и в поперечном направлении, что приводит и к падению давления в ней (см. рис. 16, $p' = p/p_\infty$). В этот момент, как правило, возникают поперечные колебания свободной границы преобразующейся зоны отрыва [47], что ведет к значительному росту пульсаций давления [51] (природа и механизм этих колебаний выявлены не были).

Увеличение угла разворота потока меняет взаимодействие потока с частью цилиндрической поверхности тела, расположенной ниже по течению. Вследствие этого замыкающий скачок приближается к угловой кромке (Любимов А.Н., Тюмнев Н.М., Хут Г.И., 1995 [49]). Происходит реверс скачка (рис. 15, кадр в). Из-за перемещения скачка в область течения с большими местными числами Маха происходит его усиление, рост местного градиента давления и давления за скачком (рис. 16, кривая 3 при $M_\infty = 0.963$). Усиление замыкающего скачка приводит и к увеличению размеров свободного отрыва. В силу указанных причин поддерживается перетекание газа из области течения за замыкающим скачком в выделяющийся фиксированный отрыв и, следовательно, влияние повышенного давления. Из-за сохранения этого влияния перестройка течения в фиксированном отрыве задерживается и не завершается сразу после установления скорости звука в области присоединения исходной зоны отрыва (см. рис. 16) [50].

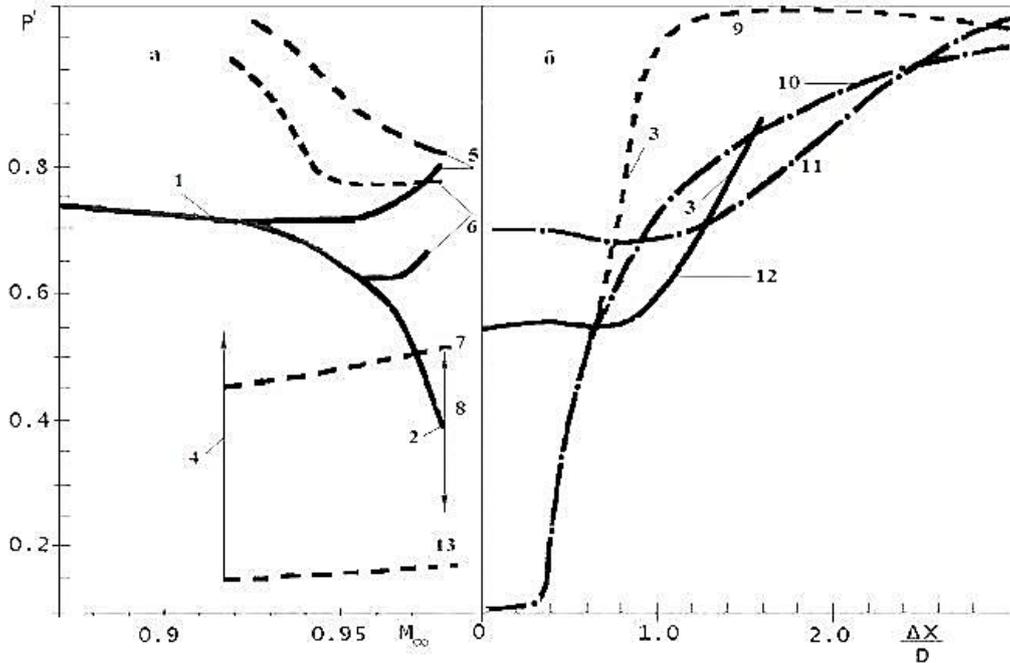


Рис. 16. Изменение давления в процессе трансзвуковой перестройки течения при изменении числа M_∞ (а) и величины $\Delta X/D$ (б) (по экспериментальным данным [43, 48] для $\theta_s = 65^\circ$; $l_z/D = 10$; $R/D = 1.183$; на графических зависимостях: 1 — начало распада исходной зоны отрыва; 2 — переход выделившейся фиксированной зоны отрыва в локальное состояние (критическая стадия перестройки течения при $\Delta M_\infty/\Delta t > 0$); 3 — приближение замыкающего скачка к угловой кромке и его усиление; 4 — слияние локального фиксированного и развитого свободного отрывов и возникновение исходной развитой зоны отрыва (при $\Delta M_\infty/\Delta t < 0$); 5–8 — $\Delta x/D = 1.25, 1.0, 0.5, 0.046-0.5$; 9–12 — $M_\infty = 0.92, 0.99, 0.918, 0.963$; 13 — $\Delta x/D = 0.046-0.175$; штриховые линии — $\Delta M_\infty/\Delta t < 0$; штрихпунктирные — $\Delta M_\infty/\Delta t \geq 0$; сплошные — $\Delta M_\infty/\Delta t > 0$.

При дальнейшем росте числа Маха замыкающий скачок опять начинает смещаться вниз по потоку, его влияние на течение в фиксированной зоне отрыва 4 (рис. 15, кадр г) прекращается. Течения в фиксированном и свободном отрывах становятся автономными. Косой скачок 3 становится критическим скачком 7 у вершины ставшей автономной свободной зоны отрыва 5, а перед ним возникает хвостовой скачок 6 зоны отрыва 4 (см. рис. 15, кадры в,г). Выделившаяся фиксированная зона отрыва 4 под влиянием расширяющегося сверхзвукового потока идеальной части течения резко уменьшается в размерах — переходит в локальное состояние, ее свободный вязкий слой и спутный след прижимаются к поверхности тела (см. рис. 15, кадры г,д). Таким образом, на заключительной стадии трансзвуковой перестройки течения происходит переход в локальное состояние не исходной зоны отрыва, а выделившегося из нее фиксированного отрыва [50].

С переходом фиксированного отрыва трансзвуковая перестройка течения не заканчивается. При дальнейшем росте числа Маха происходит

структурная перестройка течения и в выделившейся свободной зоне отрыва или эта зона исчезает [50, 9].

При уменьшении числа Маха набегающего потока задержка восстановления исходной зоны отрыва происходит из-за снижения местного числа Маха перед замыкающим скачком после окончания перехода в локальное состояние фиксированного отрыва. Требуется уменьшение числа Маха набегающего потока, в результате которого произошло бы смещение замыкающего скачка вверх по потоку, в область с большими местными числами Маха, при которых перепад давления на скачке становится достаточным для отрыва пограничного слоя (см. рис. 15, 16) [50, 9].

В итоге исследований было показано, что аэродинамический гистерезис при больших углах θ_s возникает в связи с замедлением перехода фиксированного отрыва в локальное состояние из-за проникновения в этот отрыв повышенного давления из области, расположенной за замыкающим скачком уплотнения, и, при смене знака изменения определяющего параметра, в связи с ухудшением условий для отрыва пограничного слоя.

Значительно слабее была изучена перестройка при малых углах излома образующей θ_s [39, 40, 52]. Расширение исследований произошло в конце прошлого и в начале нынешнего столетия при разработке промышленностью, как у нас, так и за рубежом, надкалиберных головных обтекателей ракет, что потребовало рассмотрения особенностей обтекания осесимметричного тела с изломом образующей, имеющего заднюю цилиндрическую часть меньшего диаметра (см. рис. 14). Имеющиеся представления о трансзвуковой перестройке течения за передней угловой кромкой при больших и малых углах излома образующей на этой кромке были углублены и дополнены. Новым в этих работах стало также определение характера перестройки течения за задней угловой кромкой, а также взаимодействия отрывных течений на передней и задней цилиндрических частях рассматриваемого тела [9, 53–57].

Обобщение исследований, проведенных при турбулентном режиме течения на поверхности цилиндроконических тел, в том числе надкалиберных, показали [9, 53–57], что в общем случае при трансзвуковой перестройке, происходящей при увеличении числа M_∞ , как за его передней, так и за задней угловой кромкой вначале происходит распад исходной зоны отрыва на фиксированную (около угловых кромок) и свободную. Структурная перестройка течения в этих зонах заключается в переходе зон отрыва из развитого в локальное состояние. Вначале, после распада зоны отрыва, происходит структурная перестройка течения в выделившемся фиксированном отрыве, затем – в свободном.

Переход из развитого в локальное состояние выделившейся свободной зоны отрыва, располагающейся за передней угловой кромкой

тела, при малом угле θ_s происходит под влиянием искривления вблизи тела замыкающего скачка уплотнения [55] (см. рис. 3, 17, 18). В процессе перехода область течения, в которой местная скорость достигает скорости звука, перемещается из района расположения замыкающего скачка уплотнения (в начале перехода он прямой) в область присоединения зоны отрыва. Это приводит к соответствующему характерному изменению распределения давления (см. рис. 3, где C_p^* — коэффициент давления, соответствующего звуковой местной скорости течения при числах Маха, равных 0.9; 0.93; 0.96; 0.99; 1.0). Об установлении сверхзвуковой скорости течения над свободной границей отрыва свидетельствует уменьшение распространения волновых возмущений навстречу потоку (см. рис. 3, 18). Дальнейшее увеличение протяженности области сверхзвукового течения при росте числа M_∞ происходит в результате смещения замыкающего скачка вниз по потоку. При этом скачок ослабляется и течение становится безотрывным [43,55].

Процесс перехода свободной зоны отрыва в локальное состояние нестабилен и характеризуется возвратами к первоначальному развитому состоянию и, соответственно, прямому по форме замыкающему скачку. В связи с этим указанный процесс протекает в некотором диапазоне изменения числа M_∞ ($\Delta M_\infty = 0.02-0.03$) (см. рис. 17–19). Возникающие при этом колебания давления сильно отличаются от гармонических, но не затухают (см. рис. 17, 19) и хорошо скоррелированы друг с другом [55, 9], то есть процесс по форме колебаний близок к так называемому релаксационному [4]. Максимум амплитуд колебаний давления достигается непосредственно перед началом перехода зоны отрыва к локальному состоянию. С переходом зоны отрыва к локальному состоянию мгновенное значение давления внутри зоны отрыва уменьшается, а в области присоединения — повышается, т.е. изменяется таким же образом, как осредненное по времени давление; при возврате к первоначальному состоянию давление в указанных местах изменяется противоположным образом. Разная величина производной по времени изменения коэффициента давления при его росте и уменьшении, колебания давления в точках отрыва и присоединения в противофазе подтверждают, что колебания действительно вызваны нестабильностью структурной перестройки течения (см. рис. 19) [55]. Разные времена и характеры изменения мгновенного давления в пиковых нагрузках при их росте и падении показывают, что в рассматриваемом случае присутствует гистерезис, хотя и маленький. К возникновению гистерезиса приводят изменение интенсивности и скорости передачи возмущений, распространяющихся из области присоединения зоны отрыва к замыкающему скачку после смены состояния свободной зоны отрыва, и разное время, требующееся для прижатия к поверхности тела зоны отрыва или оттеснения от этой поверхности идеального потока. Эксперименты

показали, что на обратный переход к развитому отрыву времени затрачивается больше. Так, по пикам колебания давления в точке 1, расположенной в области осцилляции критического скачка, установлено, что характерное время падения давления составило 0.002 с, а роста — 0.009 с (рис. 19). Малое значение гистерезиса способствовало существованию вышерассмотренных колебаний [55].

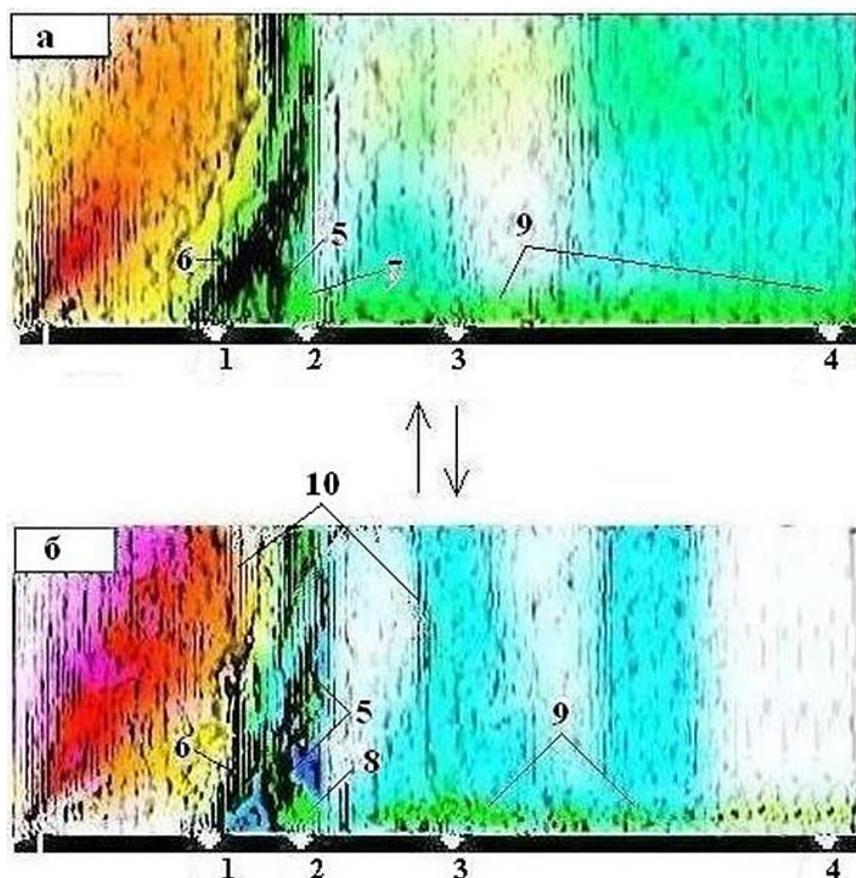


Рис. 17. Неустойчивость течения в начале перехода в локальное состояние свободной зоны отрыва на подветренной стороне надкалиберного цилиндроконического тела с углом $\theta_s=13^\circ$. $M_\infty=0.885$, $\alpha=6^\circ$. а,б — теневые спектры обтекания после компьютерной обработки; 1–4 — места установки датчиков с координатами $\Delta x/D=0.211$, 0.343, 0.536, 1.03 соответственно; 5, 6 — замыкающий и критический скачки уплотнения; 7, 8 — свободная зона отрыва в развитом и локальном состоянии; 9 — спутный след; 10 — волновые возмущения.

До сих пор считалось, что механизмы нестационарных процессов при трансзвуковых перестройках течения, происходящих за угловыми кромками, имеют, в основном, расходно-волновую природу. Это относится, например, к переходу в локальное состояние свободной зоны отрыва, располагающейся за передней угловой кромкой конусоцилиндрического тела. Указанный переход влечет за собой повышение давления в области примыкания этой зоны. Возникающие

вследствие этого в указанной области волны сжатия приводят к перемещению замыкающего скачка уплотнения, точки отрыва вверх по потоку и возвращению зоны отрыва в развитое состояние, увеличению ее размеров. Давление в области примыкания при этом снижается, уменьшается интенсивность волновых возмущений, генерируемых областью примыкания. Происходит слив накопившейся массы газа, смещение замыкающего скачка и точки отрыва вниз по потоку. Зона отрыва возвращается в локальное состояние. Далее цикл повторяется.

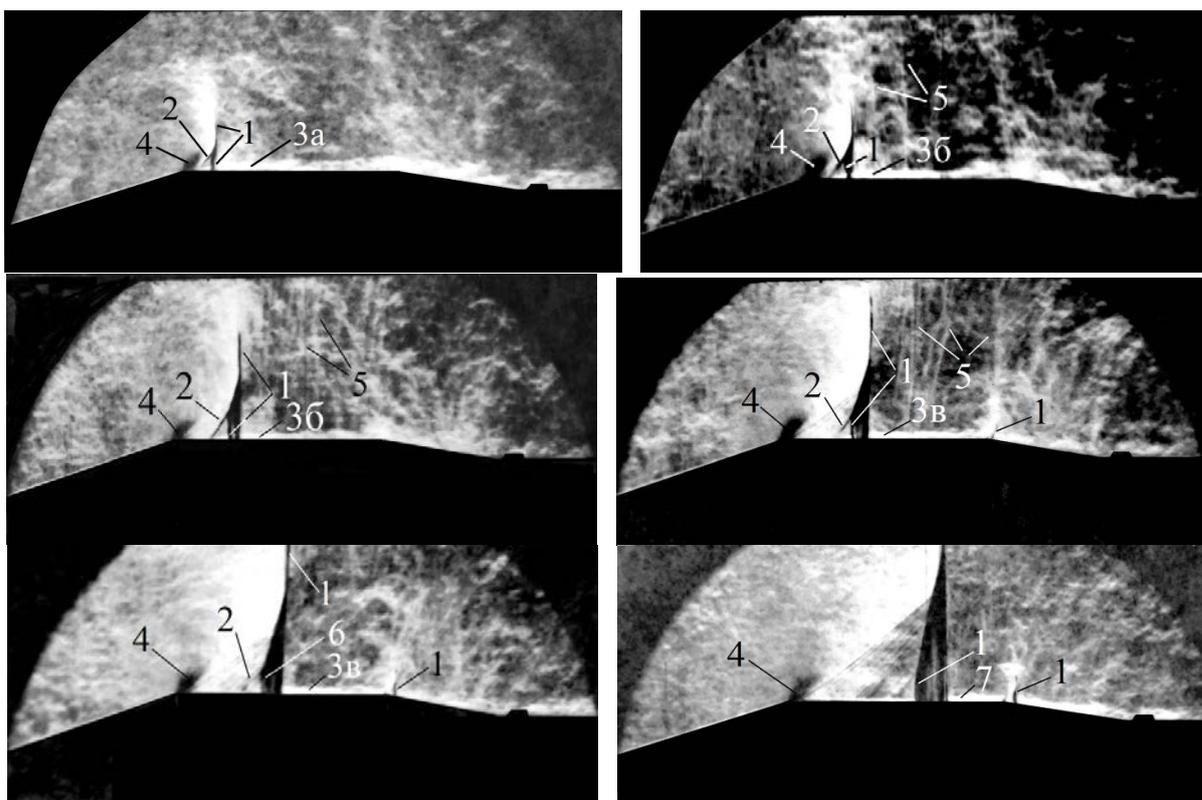


Рис 18. Изменение характера обтекания надкалиберного конусоцилиндрического тела ($l_z/D=1$, $D/d=1.2$, $\theta_s=18^\circ$, $\theta_c=8^\circ$) при $M_\infty=0.75-0.9$, $\alpha=0$. 1, 2 — замыкающий и критический скачки уплотнения соответственно; 3а, 3б, 3в — свободная зона отрыва в развитом, переходном и локальном состояниях соответственно; 4 — течение расширения; 5 — волновые возмущения; 6 — часть замыкающего скачка уплотнения, распадающаяся на ряд волн сжатия; 7 — вспухший пограничный слой.

Заметим, что величина нестационарной локальной аэродинамической нагрузки при эргодичном процессе представляется в виде спектральных и корреляционных характеристик пульсаций давления. Исследования показали, что несмотря на отсутствие строгой регулярности в колебаниях давления при трансзвуковой перестройке течения можно достоверным образом получить статистически осредненные величины характеристик пульсаций давления и, в частности, определить наиболее вероятные значения частот узкополосных составляющих в функциях

спектральной плотности и функцию фазы, необходимые для исследований природы и механизма автоколебательных процессов. При отсутствии эргодичности процесса, которая отмечается при колебаниях давления на низких частотах при быстро изменяющихся параметрах набегающего потока, данные по нагрузкам приводятся в виде реализаций мгновенных значений давления.

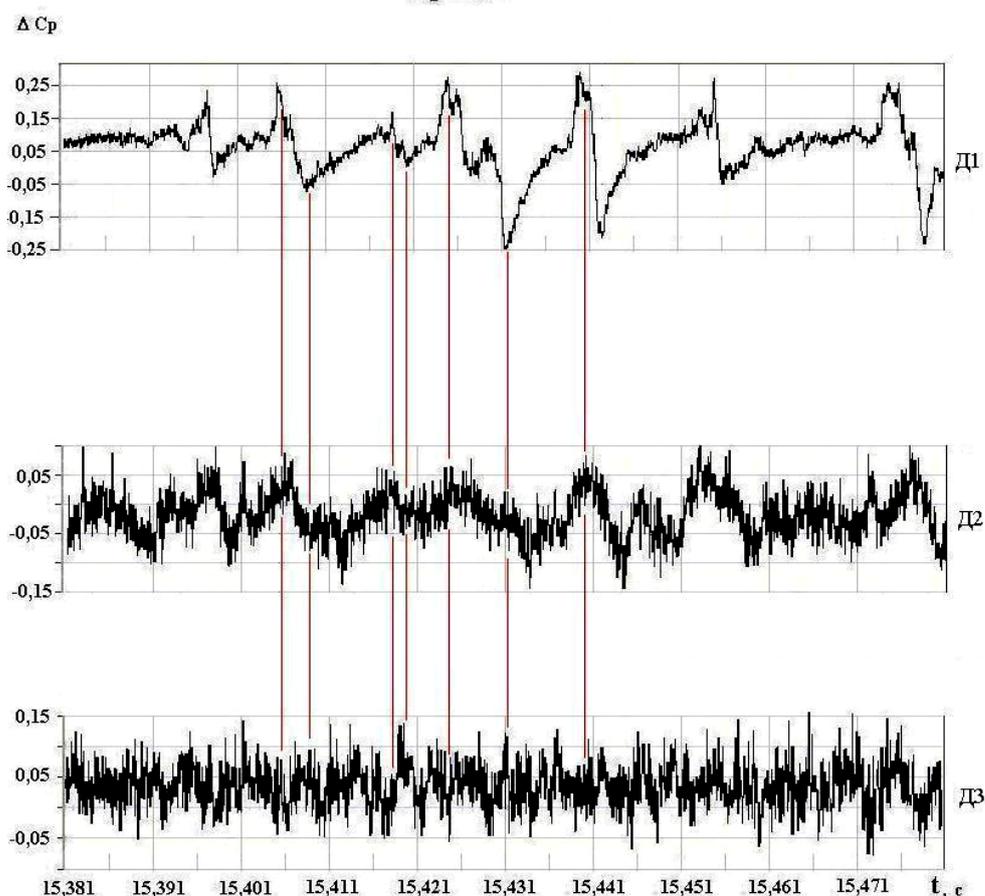


Рис. 19. Колебания мгновенного значения коэффициента давления в точках 1, 2, 3, расположенных на подветренной стороне надкалиберного конусоцилиндрического тела с углом $\theta_s=13^\circ$ (см. рис. 17). $\alpha=6^\circ$; $M_\infty=0.885$.

В настоящее время исследования особенностей трансзвукового обтекания цилиндроконических тел развиваются и с помощью численных методов. Положительной стороной использования численных исследований является возможность определения параметров течения не только на поверхности тела, но и в поле вокруг него, что открывает возможность более точного установления механизмов и природы различных явлений, в частности, трансзвуковой перестройки течения. Вышерассмотренные особенности такой перестройки (качественное изменение структуры течения, нестационарность) определяют сложность задачи численного моделирования этого процесса и высокие требования к

используемым алгоритмам. Разрабатываются методы, с помощью которых можно было бы не только провести оценку параметров течения, но и обеспечить их определение с приемлемой для практики точностью и полнотой, включая, например, и определение характеристик пульсаций давления.

Наиболее распространенным методом, используемым для определения стационарных аэродинамических нагрузок на конусоцилиндрических телах при турбулентном режиме обтекания, является решение RANS (URANS) [58–62]. Уравнения решались в трехмерной [58–60] и двумерной [61, 62] постановках. При этом расчеты с использованием моделей турбулентности Спаларта-Аллмараса (SA) [35] и двухслойной $k-\omega$ модели Ментера (SST) [63] дали близкие результаты [59]. Было показано, что SST модель позволяет лучше смоделировать профили скорости течения вблизи стенки и, следовательно, условия отрыва пограничного слоя [64]. Вместе с тем, результаты численных расчетов обтекания РН «Вега», проведенных при использовании RANS подхода с моделью турбулентности $k-\omega$, показали, что при наличии на поверхности тела протяженной зоны отрыва расчетные данные по распределению давления в области расположения указанного отрыва отличаются от экспериментальных [65]. Согласно различным исследованиям это может быть связано с влиянием на параметры течения в протяженном отрыве крупномасштабных вихревых структур, которые недостаточно точно моделируются при использовании RANS подхода, поскольку не подчиняются каким-либо универсальным законам [66], [67]. Наличие крупномасштабных вихревых структур наиболее типично для зон отрыва, находящихся в развитом состоянии, когда волновые возмущения, приходящие из нижней части течения, взаимодействуют с областью смешения указанных зон [55, 9].

Были проведены численные исследования, которые позволили определить пределы возможностей использования RANS-подхода для изучения особенностей трансзвуковой перестройки течения [61, 62]. Рассматривалось обтекание тела, состоящего из носовой части степенной формы, плавно сопрягающегося с ней переднего цилиндра и следующих за ним конического переходника и заднего цилиндра меньшего диаметра (геометрические параметры тела: $l_2/D=1.5$; $l_1/D=1.067$; $D/d=1.12$; $\theta_c=15.5^\circ$). Уравнения Рейнольдса решались с двумя пространственными переменными (плоские или осесимметричные течения) с использованием гипотезы Буссинеска. Использовались нестационарные двумерные уравнения RANS (URANS). Применялись структурированные сетки. Расчеты были выполнены для чисел Маха набегающего потока $M_\infty = 0.82, 0.90, 0.95, 1.1, 1.3$ при числах Рейнольдса $Re=U_\infty D/\nu_\infty \sim 3 \cdot 10^6$ (D — диаметр модели). Координаты нормировались по диаметру модели, значения вязкого

напряжения τ_{xy} представлены в долях скоростного напора набегающего потока.

Задачи дозвукового обтекания формально требуют задания условий на бесконечности. При численном моделировании внешние искусственные границы должны быть достаточно удалены от тела, чтобы снизить влияние вносимых ими возмущений. В представленных расчетах внешняя граница располагалась на расстоянии ~ 30 радиусов модели. На ней ставились локальные граничные условия характеристического типа. На выходной границе ставились мягкие граничные условия, выражающие собой условие равенства нулю производных параметров потока по нормали к границе.

Численный алгоритм строился методом конечных объемов.

Для обеспечения монотонности разностной схемы производные в ячейках определялись в соответствии с принципом минимума модуля производных на противоположных ребрах. Аппроксимация конвективных членов была аналогична разностной схеме В.П. Колгана [68]. Полученная разностная схема на гладких решениях на равномерной сетке имела 2-й порядок аппроксимации по пространству и 1-й по времени.

Вначале были проведены предварительные расчеты с моделями турбулентности Спаларта-Аллмараса и Ментера SST. Сравнивались полученные распределения давления на поверхности модели при числе Маха набегающего потока 0.95 (см. рис. 20). Сопоставление расчетных данных подтвердило выводы работы [59] об одинаковой эффективности использования указанных моделей при решении рассматриваемой задачи. В дальнейшем использовалась модель Спаларта-Аллмараса, как более простая для вычислений.

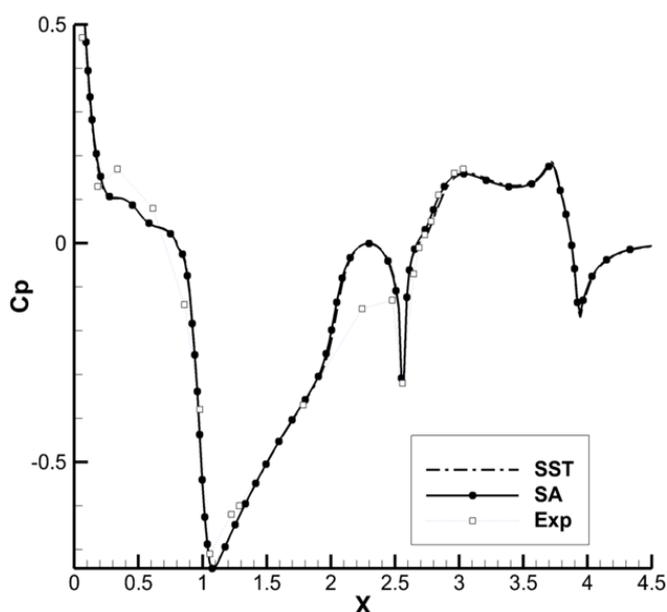


Рис. 20. Сравнение распределений коэффициентов давления, полученных при расчетах с использованием моделей турбулентности SA и SST, $M_\infty = 0.95$.

На рис. 21 проводится сопоставление расчетных полей местного числа Маха и теневых спектров обтекания, полученных в экспериментах. Видно, что в численных исследованиях устанавливаются те же детали и особенности обтекания, что и в экспериментах: замыкающий (1) и критический (2) скачки уплотнения, боковая (3) зона отрыва, преобразование замыкающего скачка при определенном числе Маха ($M_\infty=0.95-0.97$) в висячий. Однако по численным данным преобразования течения на поверхности переднего цилиндра происходят в областях, расположенных несколько ближе к носовой части.

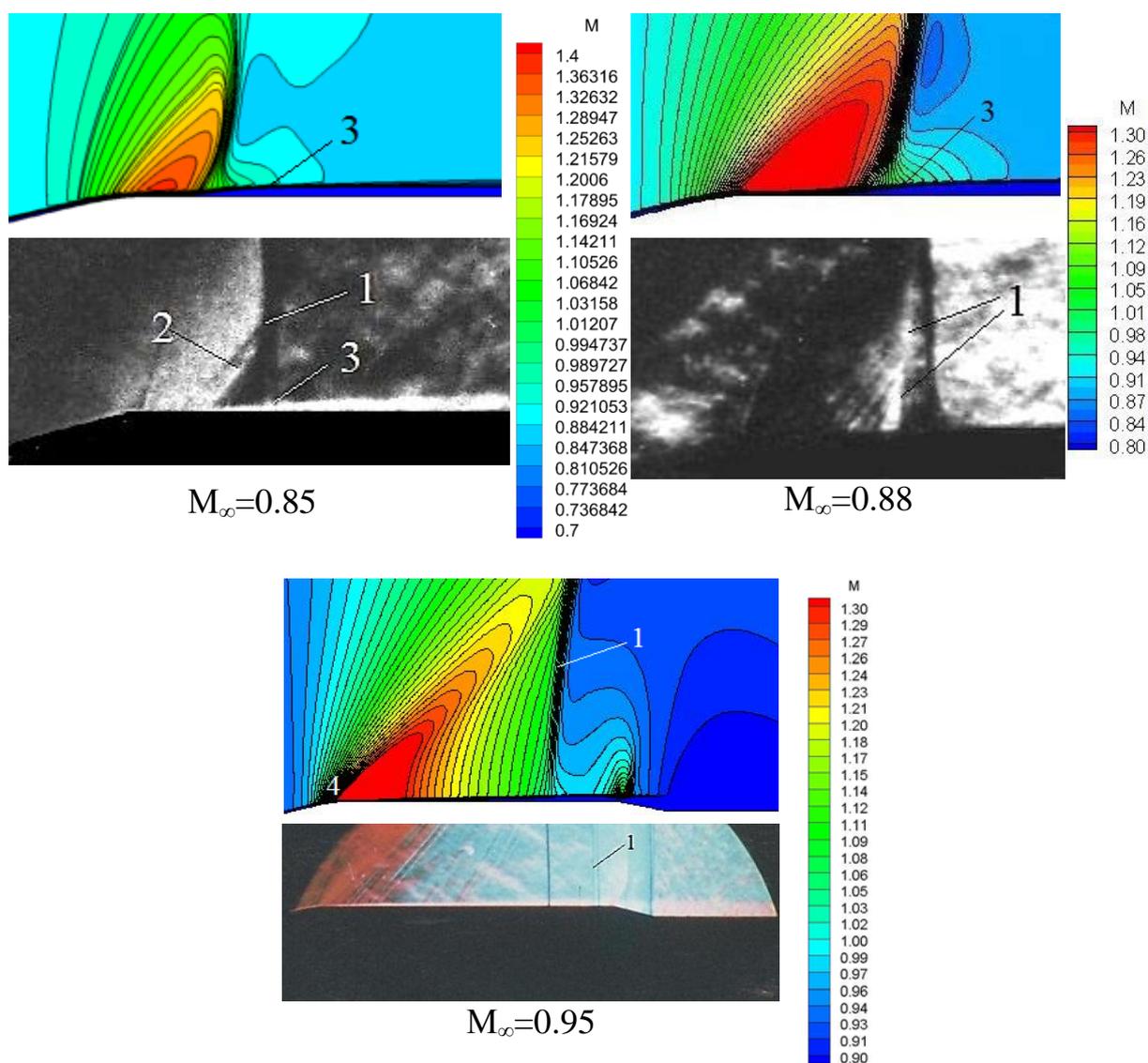


Рис. 21. Сравнение расчетных полей местного числа Маха и теневых картин течения, полученных экспериментально. 1, 2 — замыкающий и критический скачки уплотнения; 3 — боковая зона отрыва; 4 — течение разреза.

Рассмотрим более детально, насколько при использовании RANS-подхода раскрываются особенности трансзвуковых перестроек течения. На рис. 22 и 23 иллюстрируется изменение расчетных полей местных чисел Маха, коэффициента давления и распределений относительного значения вязкого напряжения τ_{xy} при переходе в локальное состояние свободной зоны отрыва, располагающейся за линией сопряжения носовой и цилиндрической частей рассматриваемого тела. Протяженность зоны отрыва определялась по диапазону координаты X , в котором величина τ_{xy} была отрицательна. Значение скорости течения в области присоединения находилось из сопоставления полей местных чисел Маха и распределений относительных значений вязкости.

Анализ показывает, что максимальная протяженность рассматриваемой зоны отрыва, соответствующая началу ее перехода в локальное состояние, достигается при $M_\infty=0.85$. С дальнейшим увеличением числа Маха набегающего потока длина зоны отрыва уменьшается. При $M_\infty=0.89$ даже в рамках принятого решения (URANS) видно, что течение неустойчиво (см. рис. 22 д, где приведены данные для различных значений расчетного времени t). Меняется положение замыкающего скачка. Зона отрыва то возникает, то исчезает. Когда зона отрыва существует, она находится в локальном состоянии. Скорость течения на свободной границе зоны отрыва становится сверхзвуковой и лишь в области присоединения достигает скорости звука (рис. 22 в, 23). При $M_\infty=0.9$ течение на поверхности переднего цилиндра становится полностью безотрывным.

Заметим, что по расчетам замыкающий скачок вблизи тела в процессе рассматриваемой трансзвуковой перестройки течения распадается на ряд изогнутых волн сжатия. Это реализуется при малых углах θ_s . Детали течения в рассматриваемой области, полученные в экспериментах, плохо различимы (рис. 17, 18).

Принимая во внимание, что погрешность определения коэффициента давления в экспериментах составляла ± 0.03 , можно заключить, что расчетные и экспериментальные данные по распределению этого коэффициента на поверхности переднего цилиндра близки друг к другу: изменение распределения коэффициента давления при увеличении числа Маха, характерное для перехода, было отмечено и в расчетах (см. рис. 22 г, е; рисунок иллюстрирует и превосходство избранного метода математического моделирования над моделью Эйлера).

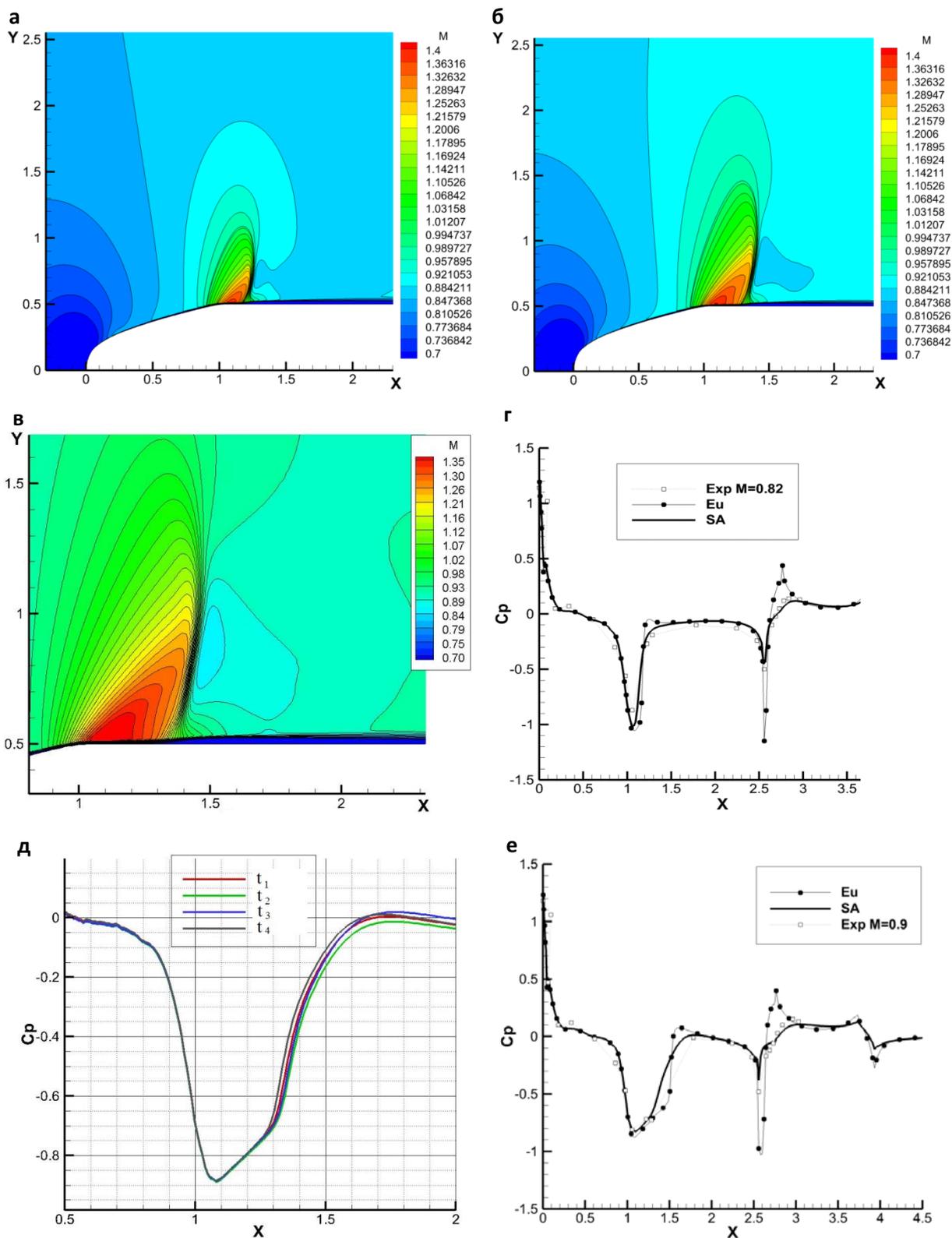


Рис. 22. Изменение полей местных чисел Маха (а — $M_\infty=0.85$, б — $M_\infty=0.88$, в — $M_\infty=0.89$), и коэффициента давления (г — $M_\infty=0.82$, д — $M_\infty=0.89$, е — $M_\infty=0.9$) при переходе в локальное состояние свободной зоны отрыва, располагающейся за линией сопряжения носовой и цилиндрической частей рассматриваемого тела.

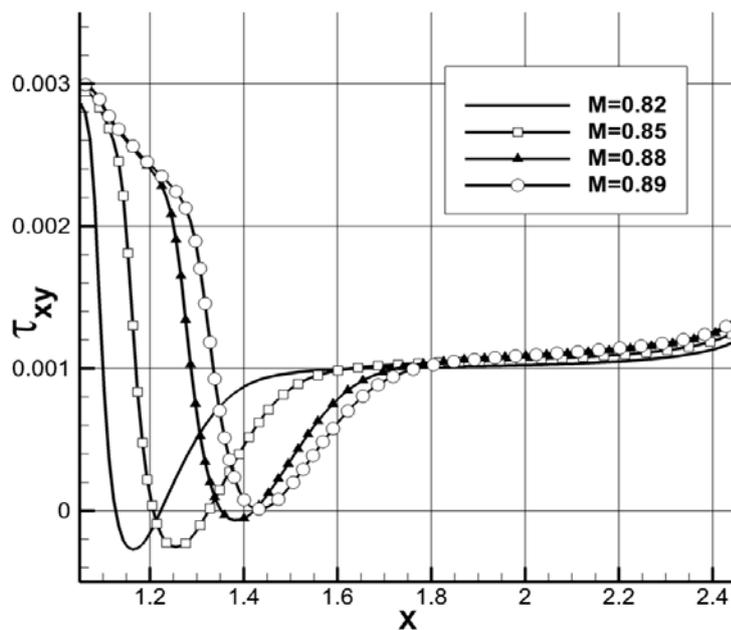


Рис. 23. Изменение распределений относительного значения вязкого напряжения при переходе в локальное состояние свободной зоны отрыва, располагающейся за линией сопряжения носовой и цилиндрической частей рассматриваемого тела.

Таким образом, механизм перехода свободной зоны отрыва в локальное состояние подтвержден в численных исследованиях. При этом значения критических чисел Маха, соответствующих началу этого перехода и переходу к безотрывному течению, оказались близкими к экспериментальным (соответственно $M_\infty=0.85$ и $M_\infty=0.9$ [55]).

Обратимся к исследованиям трансзвуковой перестройки течения за задней угловой кромкой надкалиберного конусоцилиндрического тела, происходящей при увеличении числа M_∞ . Прежде всего, рассмотрим результаты, полученные экспериментальным путем.

Испытания показали, что характер трансзвуковой перестройки течения, происходящей за задней угловой кромкой надкалиберного конусоцилиндрического тела, и соответствующие этой перестройке локальные аэродинамические нагрузки, зависят от угла излома образующей на задней угловой кромке θ_c , удлинения передней цилиндрической части l , надкалиберности тела D/d и угла атаки α [53], [54], [56]. Было установлено [56], что при удлинении передней цилиндрической части $l > 3.0$ перестройка течения, возникшая за задней кромкой, успевает завершиться до смещения в эту область замыкающего скачка уплотнения, отходящего с ростом M_∞ от передней угловой кромки конусоцилиндрического тела. Особенности этой, собственной, трансзвуковой перестройки и локальных аэродинамических нагрузок имеют некоторые общие черты с аналогичными параметрами течения за передней кромкой [54, 56] при сходственных углах излома образующей (углах θ_c и θ_s). Так, при $\theta_c \geq 30^\circ$ вначале также возникает распад исходной

развитой, в данном случае кормовой, зоны отрыва на развитые фиксированную и свободную. Затем, при дальнейшем увеличении M_∞ , наступает критическая стадия перестройки течения: переход выделившейся фиксированной зоны из развитого состояния к локальному; сама зона отрыва уменьшается в размерах как в поперечном, так и в продольном направлениях, сохраняя, однако, в отличие от зоны отрыва за передней угловой кромкой, достаточно большую протяженность. В данном случае не наблюдается и реверс замыкающего скачка уплотнения (см. рис. 24, а, б). Вместе с тем, в расчетах в силу особенностей принятой методики моделирования турбулентного течения автоколебательные процессы, возникающие обычно при трансзвуковых перестройках, установлены не были.

При $10^\circ < \theta_c \leq 20^\circ$ процесс собственной трансзвуковой перестройки течения в кормовой части вначале также аналогичен процессу, протекающему за передней угловой кромкой при сходственных углах θ_c (см. рис. 25, а, б).

Здесь также при росте M_∞ вначале происходит распад исходной кормовой зоны отрыва на фиксированную и свободную. Но после перехода малой фиксированной зоны отрыва в локальное состояние и, следовательно, начала отхода от угловой кромки выделившейся свободной зоны отрыва ход перестройки становится другим. При смещении замыкающего скачка вниз по потоку его форма искривляется (влияние разворота потока на угловой кромке); при этом скорость течения в области присоединения сместившейся зоны отрыва остается дозвуковой, и, как следствие, эта зона остается в развитом состоянии. При перемещении за конический переходник замыкающий скачок снова становится прямым, а в области стыка с цилиндром меньшего диаметра возникает косой скачок уплотнения, индуцируемый прилегающей частью указанного цилиндра.

При достаточной интенсивности этого скачка в этой области в некотором диапазоне M_∞ может сохраняться часть выделившейся свободной зоны отрыва, причем скорость течения на свободной границе этого отрыва в связи с отходом замыкающего скачка будет уже сверхзвуковой. Другая часть выделившейся свободной зоны отрыва может смещаться вместе с замыкающим скачком вниз по потоку. Затем при дальнейшем увеличении M_∞ она перестает существовать в связи с ослаблением этого скачка [54, 56].

Таким образом, при малых углах θ_c может происходить переход в локальное состояние по крайней мере части свободной зоны отрыва. Но этот переход будет осуществляться не под влиянием искривления замыкающего скачка, как за передней угловой кромкой конусоцилиндрического тела, а главным образом благодаря отходу этого скачка.

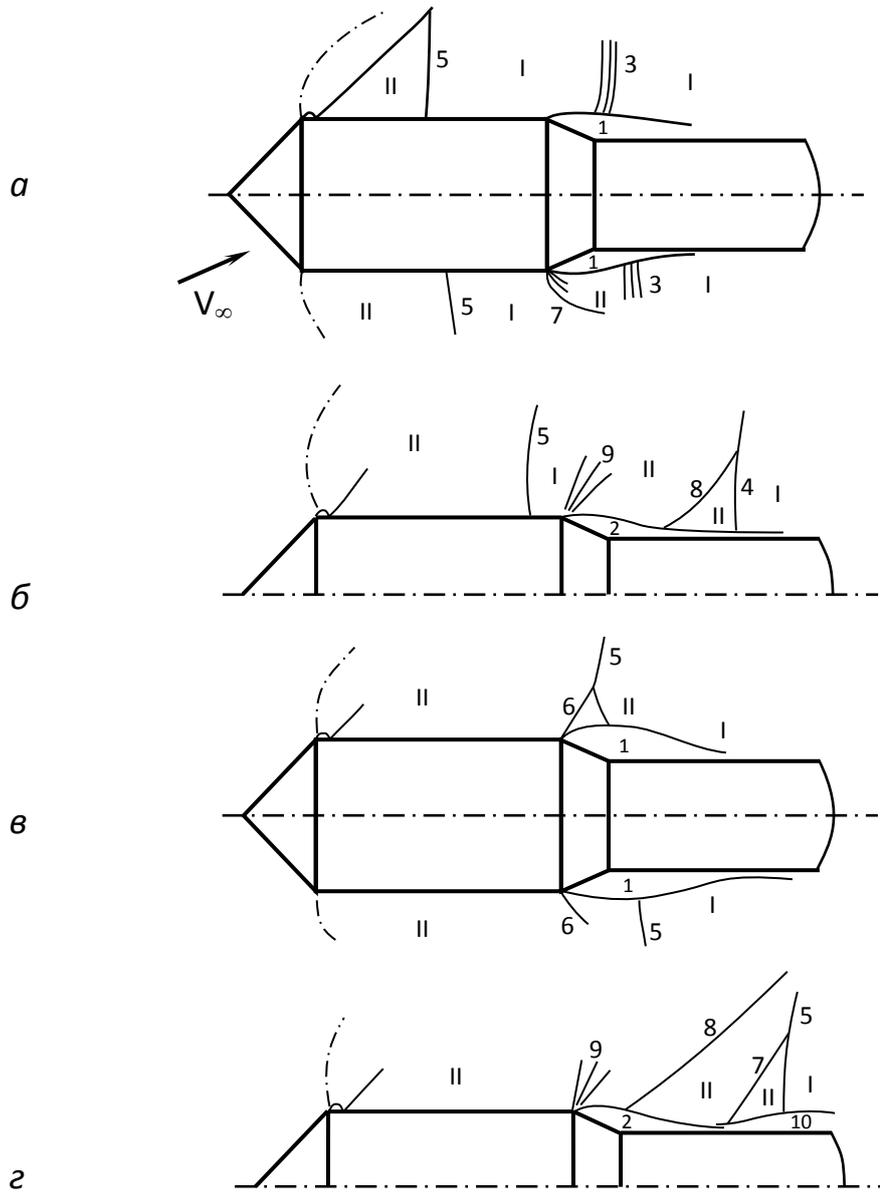


Рис. 24. Характер собственной (а, б) и индуцированной (в, г) трансзвуковой перестройки течения за задней угловой кромкой надкалиберного конусоцилиндрического тела при больших углах излома образующей θ_s и θ_c : 1, 2 — фиксированная зона отрыва в развитом и локальном состоянии; 3 — волны сжатия, группирующиеся в скачок уплотнения 4; 4, 5 — замыкающие скачки уплотнения; 6, 7 — критические скачки уплотнения; 8 — хвостовой скачок у области примыкания кормовой зоны отрыва; 9 — течение разрежения; 10 — выделившаяся свободная зона отрыва; I — $M_s < 1$; II — $M_s > 1$.

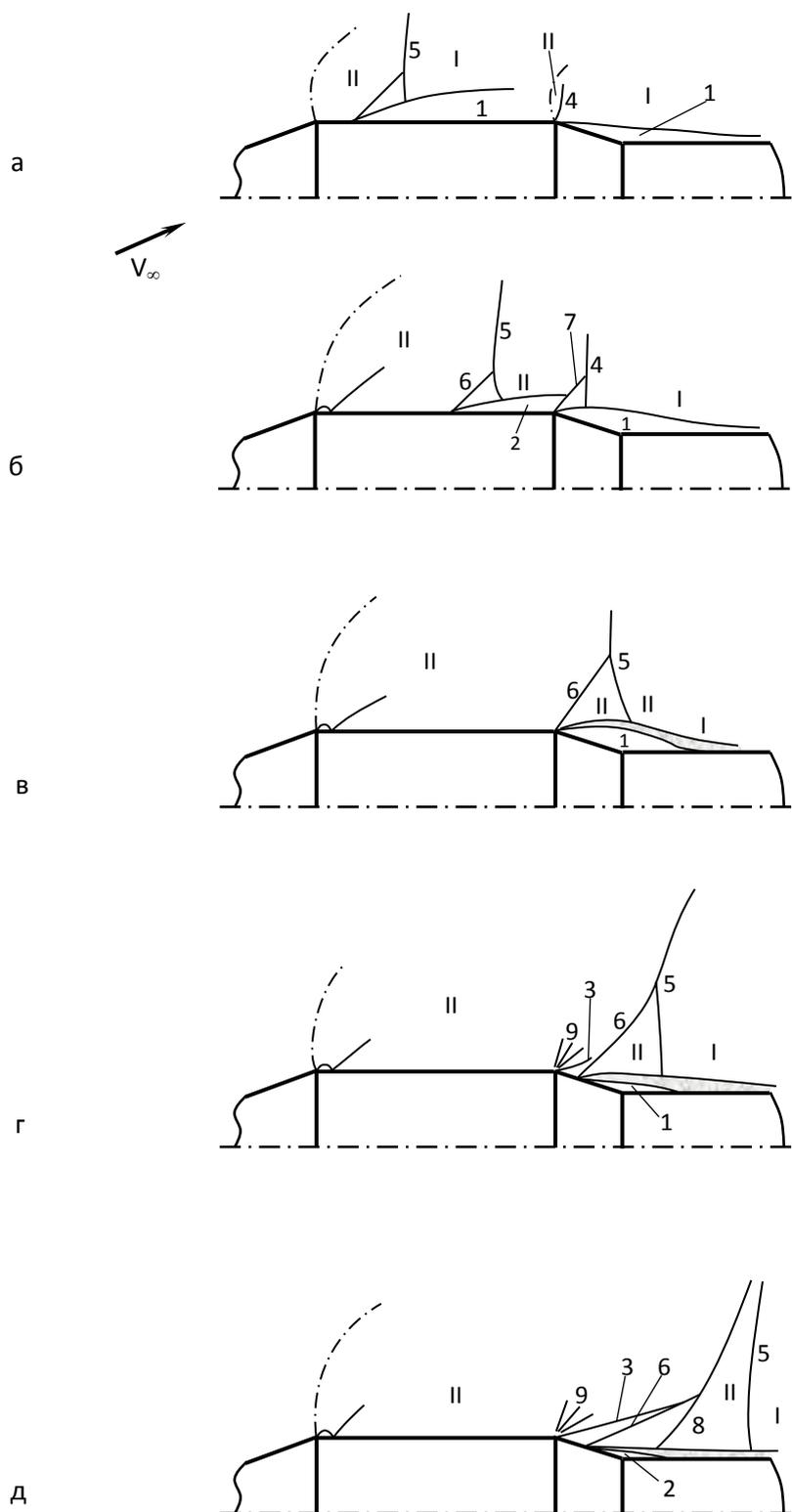


Рис. 25. Собственная (а, б) и индуцированная (в-д) перестройки течения за задней кромкой при малых углах θ_s и θ_c : 1, 2 — свободный отрыв в развитом и локальном состоянии; 3 — хвостовой (висячий) скачок; 4, 5 — замыкающие, 6, 7 — критические скачки; 8 — хвостовой скачок у области примыкания кормового отрыва; 9 — течение разреза; I — $M_s < 1$; II — $M_s > 1$.

Рассмотренный процесс перестройки течения как при больших, так и при малых углах θ_c неустойчивый и характеризуется возникновением на различных стадиях, в том числе и критической, повышенных нерегулярных, но скоррелированных колебаний давления. Отсутствие одномоментного изменения давления на критической стадии перестройки течения свидетельствует о том, что зависимости газодинамических параметров от M_∞ при возрастании или уменьшении M_∞ будут характеризоваться малым аэродинамическим гистерезисом [54, 56].

При $\theta_c \geq 30^\circ$ определяющее значение имеет структурная перестройка течения в выделившемся фиксированном отрыве, а при $\theta_c \leq 20^\circ$ — в ставшем автономным свободном отрыве [54, 56].

Важным этапом исследований особенностей трансзвукового обтекания надкалиберных конусоцилиндрических тел явилось установление нового критического режима для тел с удлинением передней цилиндрической части $l < 3,0$, когда при увеличении числа Маха набегающего потока за задней угловой кромкой тела возникает индуцированная перестройка течения [54], [56].

При указанном условии собственная трансзвуковая перестройка течения за задней угловой кромкой может не успеть завершиться (особенно на подветренной стороне), и в результате взаимодействия отходящего от передней угловой кромки замыкающего скачка уплотнения (скачка 5 на рис. 24–27) с кормовой зоной отрыва наступает следующая, индуцированная. Величина стационарных и нестационарных аэродинамических нагрузок при этой перестройке зависит от интенсивности этого замыкающего скачка и, следовательно, от удлинения передней цилиндрической части l и угла θ_s рассматриваемого тела. Исследования показали, что при $l \leq 1.5–1.8$ (в зависимости от величины угла θ_s) индуцированная перестройка будет являться основной, так как именно при этой перестройке аэродинамические нагрузки, в том числе и нестационарные, достигают наибольших значений.

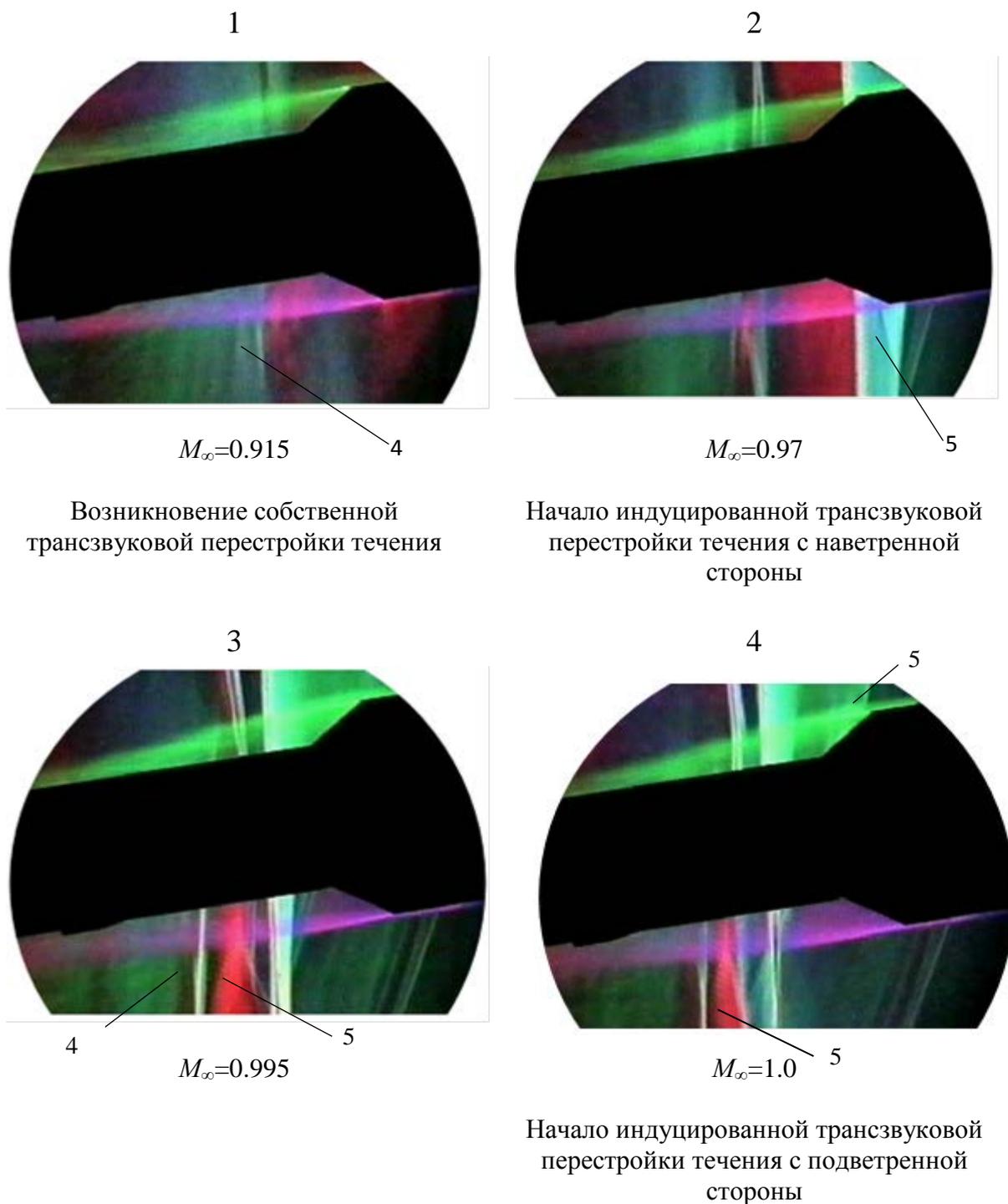
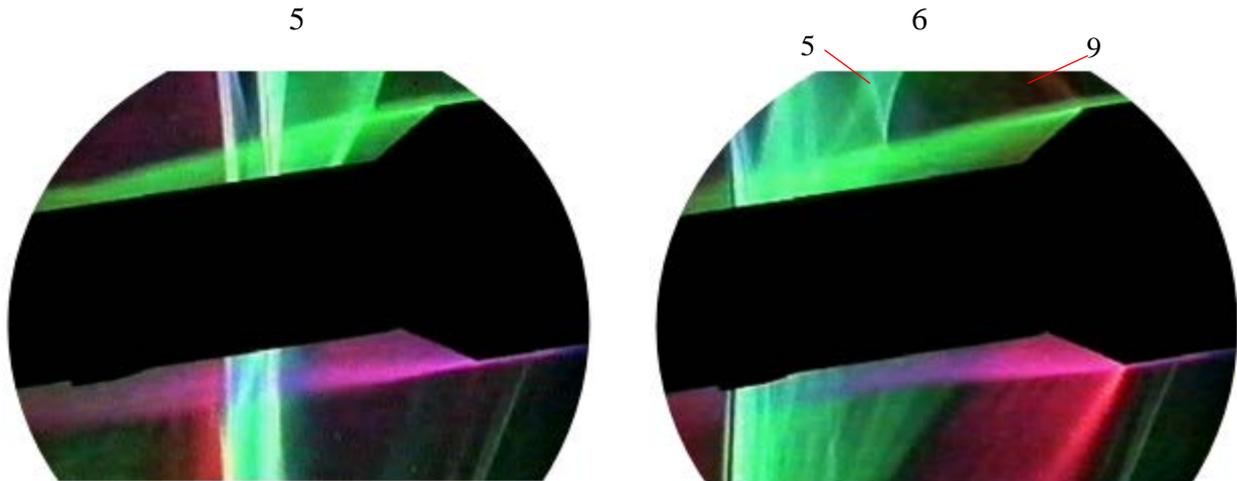


Рис. 26. Изменение характера обтекания надкалиберного конусоцилиндрического тела ($\theta_s=13^\circ$; $R/D=0.296$; $l_z/D=1.456$; $D/d=1.5$; $\theta_{c1}=90^\circ$; $\theta_{c2}=32^\circ$) при трансзвуковой перестройке течения за его задней угловой кромкой. $\alpha=6^\circ$. 1 — кормовая зона отрыва; 2, 10 — выделяющиеся соответственно фиксированная кормовая и свободная зоны отрыва; 4 — волны сжатия, стоячие звуковые волны; 5, 6, 7, 8 — соответственно замыкающий, косой, критический и хвостовой скачки уплотнения; 9 — течение Прандтля-Майера.

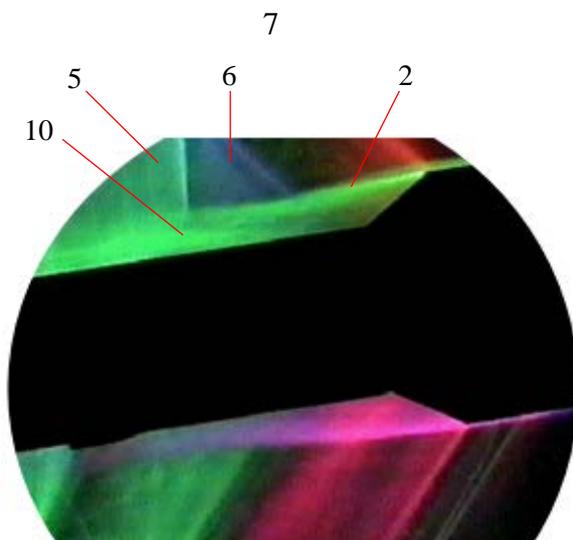


$M_\infty=1.012$

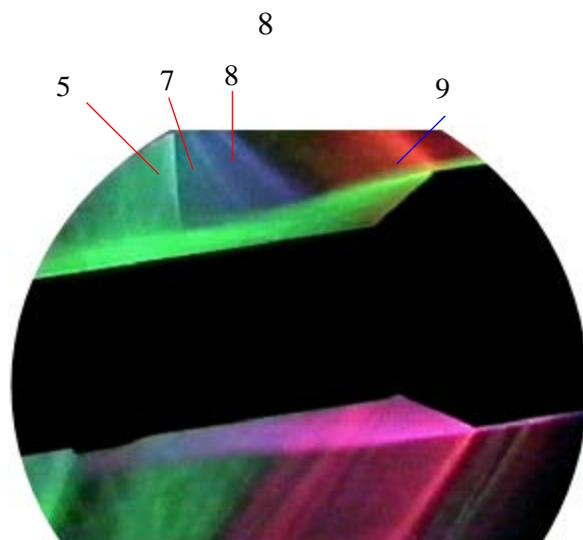
Начало распада кормового отрыва и
перехода выделяющегося
фиксированного отрыва в локальное
состояние на наветренной стороне

$M_\infty=1.056$

Начало распада кормового отрыва и
перехода выделяющегося
фиксированного отрыва в локальное
состояние на подветренной стороне



$M_\infty=1.09$



$M_\infty=1.1$

Усиление нестационарности течения на наветренной стороне на заключительной, критической, стадии перехода в локальное состояние выделившегося фиксированного отрыва

Рис. 27. Изменение характера обтекания надкалиберного конусоцилиндрического тела ($\theta_s=13^\circ$; $R/D=0.296$; $l_z/D=1.456$; $D/d=1.5$; $\theta_{c1}=90^\circ$; $\theta_{c2}=32^\circ$) при трансзвуковой перестройке течения за его задней угловой кромкой. $\alpha=6^\circ$.

1 — кормовая зона отрыва; 2, 10 — выделяющиеся соответственно фиксированная кормовая и свободная зоны отрыва; 4 — волны сжатия, стоячие звуковые волны; 5, 6, 7, 8 — соответственно замыкающий, косой, критический и хвостовой скачки уплотнения; 9 — течение Прандтля-Майера.

Исследования показали, что характер индуцированной трансзвуковой перестройки течения за задней угловой кромкой имеет некоторые общие черты с вышерассмотренными перестройками течения за передней и за задней угловыми кромками. Однако он имеет и свои особенности.

Было показано, что на всех стадиях индуцированной трансзвуковой перестройки течения эпюры распределения давления за задней угловой кромкой тела при $\theta_c \leq 20^\circ$ характеризуются большим градиентом давления, а при $\theta_c \geq 30^\circ$ — наличием около угловой кромки участка плато (см. рис. 28). Если замыкающий скачок сохраняет еще достаточную интенсивность при приближении к задней угловой кромке, скачки уплотнения, возникшие с началом собственной перестройки течения за указанной кромкой, перестают существовать (рис. 24, 25). Как при больших, так и при малых углах θ_c форма замыкающего скачка в момент взаимодействия с кормовым отрывом искривлена, но кормовой отрыв по характеру остается развитым, как и при собственной перестройке течения в случае $l > 3.0$ (см. рис. 24, в; 25, в, 26, 27). Максимальное давление в обоих упомянутых случаях достигается в начале индуцированной перестройки, то есть в начале взаимодействия замыкающего скачка с кормовой зоной отрыва (рис. 28). В этот же момент происходит и повышение уровней пульсаций давления в указанном отрыве (см. рис. 29). Сам отрыв увеличивается в размерах, в том числе и в поперечном направлении (рис. 24, в; 25, в), причем если он перед взаимодействием начал переходить в локальное состояние, то возвращается к развитому. При $l \leq 2.3$, даже при фиксированном характере кормовой зоны, у угловой кромки может возникнуть (по крайней мере, с наветренной стороны) критический скачок (рис. 24, в; 25, в).

Далее было показано [56], что при дальнейшем увеличении M_∞ , по мере смещения замыкающего скачка вниз по потоку он вблизи свободной границы отрыва, как и при $l > 3.0$, опять становится прямым. Однако его влияние на течение в отрыве ослабевает, и при $\theta_c \leq 20^\circ$ выделившаяся свободная кормовая зона отрыва в определенный момент отходит от угловой кромки (рис. 25, г; 26, II), а затем она (или ее часть) переходит в локальное состояние и уменьшается в размерах (рис. 25, д). Давление в свободной кормовой зоне отрыва при этом падает, но наиболее резко — непосредственно за угловой кромкой на этапе отхода (рис. 26, II). Возникший у угловой кромки висячий скачок уплотнения является следствием перехода в локальное состояние выделившегося из исходной зоны отрыва незначительного фиксированного отрыва. Распад исходной кормовой зоны отрыва и отход выделившегося свободного отрыва при малых углах θ_c происходят практически одновременно, в связи с чем, как и в рассмотренных выше случаях, в начале отхода течение является

неустойчивым, и резкие колебания давления, возникающие при этом, необходимо принимать во внимание при определении нестационарных аэродинамических нагрузок. Показано, что максимальные уровни пульсаций давления за задней угловой кромкой при $10^\circ < \theta_c \leq 20^\circ$ достигаются непосредственно у вышеуказанной кромки, причем на наветренной стороне — в начале индуцированной трансзвуковой перестройки течения (определяется большей интенсивностью замыкающего скачка с наветренной стороны), на подветренной — при начале отхода точки отрыва (определяется неустойчивостью течения). В случае больших углов излома θ_c ($\theta_c \geq 30^\circ$) при отходе замыкающего скачка от угловой кромки вниз по потоку точка отрыва остается у угловой кромки. При определенном значении числа Маха замыкающий скачок смещается к области присоединения кормового отрыва, и у поверхности тела он опять (как и в случае свободного кормового отрыва) становится прямым (см. рис. 24, г; 26, 27; 28, I, теневой спектр 3); в области присоединения скорость течения становится звуковой. С этого момента начинается распад исходного кормового отрыва на фиксированный и свободный (который будет отходить вниз по потоку вместе с замыкающим скачком), а также переход в локальное состояние выделяющегося фиксированного отрыва [56].

Первый признак распада исходного кормового отрыва — возникновение перед замыкающим скачком косоугольного скачка уплотнения 6 (рис. 27). С увеличением M_∞ этот скачок распадается на два: хвостовой скачок 8, замыкающий фиксированный отрыв 2, и критический 7, находящийся у вершины выделяющегося свободного отрыва 10. Свидетельство начала перехода в локальное состояние фиксированного отрыва — возникновение на задней угловой кромке течения Прандтля-Майера 9 (рис. 24, г; 27). Вместе с тем, из-за продолжающегося проникновения в кормовой отрыв повышенного давления из области течения за замыкающим скачком разворот потока на угловой кромке неполный, а процесс перехода фиксированного отрыва в локальное состояние — незавершенный [56].

Начало распада исходного кормового отрыва приводит к возникновению нестационарного процесса, характеризующегося продольными и поперечными колебаниями свободной границы кормового отрыва и продольными колебаниями замыкающего скачка. При этом форма замыкающего скачка у поверхности тела нестабильна, скачок становится то прямым, то искривленным. Потеря устойчивости течения приводит к новому повышению уровней пульсаций давления (рис. 29), к возникновению в функциях спектральной плотности пульсаций давления узкополосных составляющих (рис. 30) и замедлению падения давления, которое происходило по мере смещения замыкающего скачка вниз по потоку [56].

При дальнейшем смещении замыкающего скачка вниз по потоку, когда проникновение повышенного давления в фиксированный отрыв начинает уменьшаться, поперечные и продольные колебания свободной границы фиксированного отрыва вновь усиливаются. На этой стадии перестройки течения происходит окончательный переход выделившегося фиксированного отрыва в качественно новое, локальное, состояние. Уровни пульсаций давления вновь возрастают (рис. 29), а осредненное по времени давление в зоне отрыва резко снижается (рис. 26, I). Вместе с тем это изменение давления существенно меньше, чем при отходе свободного кормового отрыва (рис. 28).

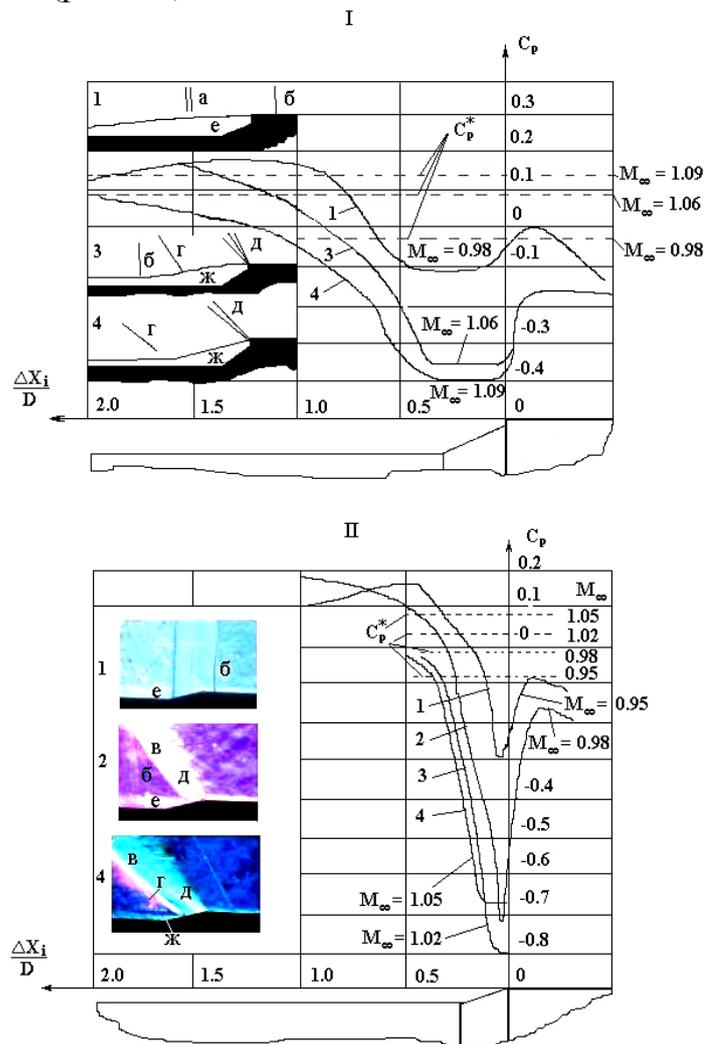


Рис. 28. Изменение течения и распределения давления при индуцированной перестройке течения в случаях фиксированного (I) и свободного (II) характера кормовой зоны отрыва. $\alpha=0$. I — $\theta_s=20^\circ$, $l_z/D=1.86$, $D/d=1.4$, $\theta_{c1}=90^\circ$, $\theta_{c2}=19.6^\circ$; II — носовая часть степенной формы, $l_z/D=1.5$, $D/d=1.12$, $\theta_c=15.5^\circ$. 1 — начало взаимодействия скачка с отрывом; 2 — начало отхода отрыва от кромки; 3 — конец перехода отрыва в локальное состояние; 4 — конец уменьшения отрыва; а — волны сжатия при собственной перестройке течения; б, в, г — скачки уплотнения, соответственно замыкающий, критический и хвостовой (или индуцированный цилиндром); д — течение разрежения; е, ж — кормовой отрыв в развитом и локальном состоянии.

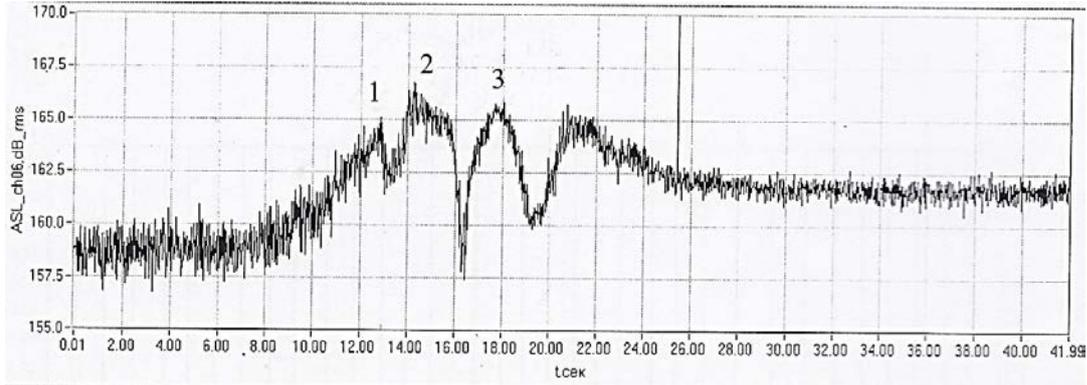


Рис. 29. Изменение суммарного уровня пульсаций давления в точке с координатой $\Delta x_i/D=1.08$ в процессе трансзвуковой перестройки течения, происходящей на подветренной стороне за задней угловой кромкой надкалиберного конусоцилиндрического тела ($\theta_s=13^\circ$; $R/D=0.296$; $l_2/D=1.456$; $D/d=1.5$; $\theta_{c1}=90^\circ$; $\theta_{c2}=32^\circ$). $\alpha=6^\circ$.

1 — начало взаимодействия замыкающего скачка уплотнения с кормовым отрывом; $M_\infty=1,0$; 2 — начало распада кормового отрыва и перехода выделяющегося фиксированного отрыва в локальное состояние; $M_\infty=1,04-1,056$; 3 — усиление нестационарности течения на заключительной, критической стадии перехода в локальное состояние выделившегося фиксированного отрыва; $M_\infty=1,09-1,155$.

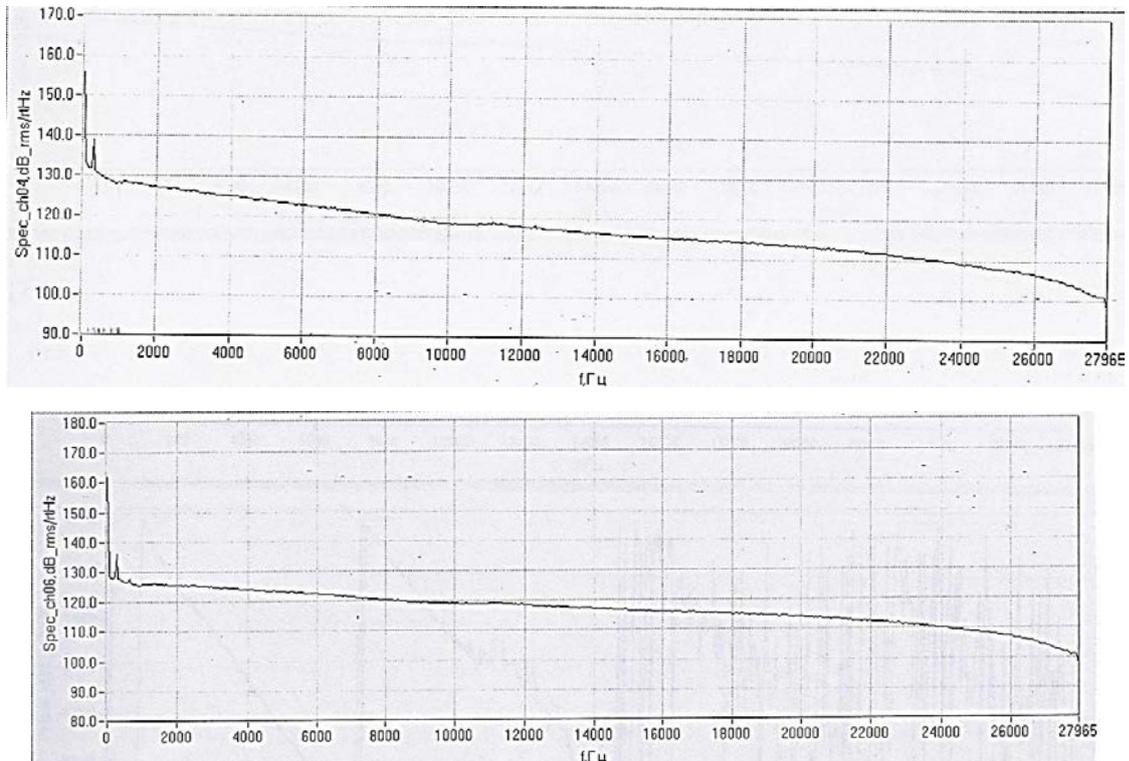


Рис. 30. Возникновение узкополосных составляющих в функциях спектральной плотности пульсаций давления, реализующихся за задней угловой кромкой надкалиберного конусоцилиндрического тела ($\theta_s=13^\circ$; $R/D=0.296$; $l_2/D=1.456$; $D/d=1.5$; $\theta_{c1}=90^\circ$; $\theta_{c2}=32^\circ$) при начале распада кормового отрыва и перехода выделяющегося фиксированного отрыва в локальное состояние. $M_\infty=1,052$. $\alpha=6^\circ$. Координаты $\Delta x_i/D$ точек Д4, Д6 равны соответственно 0.851 и 1.08.

Таким образом, в случае $\theta_c \geq 30^\circ$ повышение уровней пульсаций давления происходит при начале взаимодействия, начале распада исходной зоны отрыва и переходе в локальное состояние выделившейся фиксированной зоны отрыва. Уровни пульсаций непосредственно за задней угловой кромкой в случае $10^\circ < \theta_c \leq 20^\circ$ превосходят уровни пульсаций при $\theta_c \geq 30^\circ$; уровни пульсаций в области присоединения, наоборот, оказываются большими при $\theta_c \geq 30^\circ$ [56].

Исследования особенностей индуцированной трансзвуковой перестройки течения за задней угловой кромкой надкалиберных конусоцилиндрических тел показали, что переходы в локальное состояние обеих зон отрыва, выделившихся при распаде исходного кормового отрыва, являются критическими стадиями перестройки.

Было установлено, что при малых и больших углах θ_c индуцированная перестройка течения, как и собственная, характеризуется малым аэродинамическим гистерезисом; возникающие существенные колебания давления на всех стадиях перестройки, в том числе и критических, нерегулярные, но скоррелированные на достаточно большой поверхности тела за его задней угловой кромкой [56]. Наличие узкополосных составляющих в функциях спектральной плотности пульсаций давления свидетельствует о возникновении при трансзвуковой перестройке течения автоколебательных процессов. Принималось, что, как и за передним изломом образующей, они имеют расходно-волновую природу.

На рис. 31 представлены обобщенные данные по зависимостям величины изменения коэффициента давления в точках, расположенных за задней угловой кромкой рассматриваемого тела, при перестройке течения, и чисел Маха набегающего потока, при которых происходит перестройка, от удлинения и надкалиберности передней цилиндрической части тела. Данные представлены как для больших, так и малых углов θ_c [56].

Вернемся к результатам численных исследований особенностей трансзвукового обтекания надкалиберного конусоцилиндрического тела с носовой частью степенной формы ($l_z/D=1.5$; $l_l/D=1.067$; $D/d=1.12$; $\theta_c=15.5^\circ$). Рассмотрим расчетные данные по трансзвуковой перестройке течения за задней угловой кромкой переднего цилиндра. Результаты представлены, как и в предыдущем случае, в виде расчетных полей местных чисел Маха, распределений относительного вязкого напряжения τ_{xy} и коэффициента давления (см. рис. 32–34). На рис. 34 проводится сопоставление расчетных полей местного числа Маха и теневых спектров обтекания, полученных в экспериментах. Видно, что в численных исследованиях устанавливаются те же детали и особенности обтекания, что и в экспериментах: замыкающий (1) и критический (2) скачки уплотнения, кормовая (3) зона отрыва, преобразование замыкающего скачка при определенном числе Маха ($M_\infty=0.97$) в висячий. Но по

численным данным взаимодействие замыкающего скачка с кормовым отрывом и отход этого отрыва от угловой кромки наступает при несколько бóльших значениях числа Маха набегающего потока, чем в экспериментах, что согласуется с результатами исследований перестройки течения на поверхности переднего цилиндра. Из анализа результатов расчетов следует, что собственная перестройка течения за указанной кромкой начинается при $M_\infty=0.95$, взаимодействие замыкающего скачка уплотнения с кормовым отрывом — при $M_\infty=0.97$, отход кормового отрыва от угловой кромки — при $M_\infty=0.99$, переход этого отрыва в локальное состояние завершается при $M_\infty=1.05$. По результатам экспериментальных исследований взаимодействие начинается при $M_\infty=0.95$, отход — при $M_\infty=0.974$, а переход завершается также при $M_\infty=1.05$ [56].

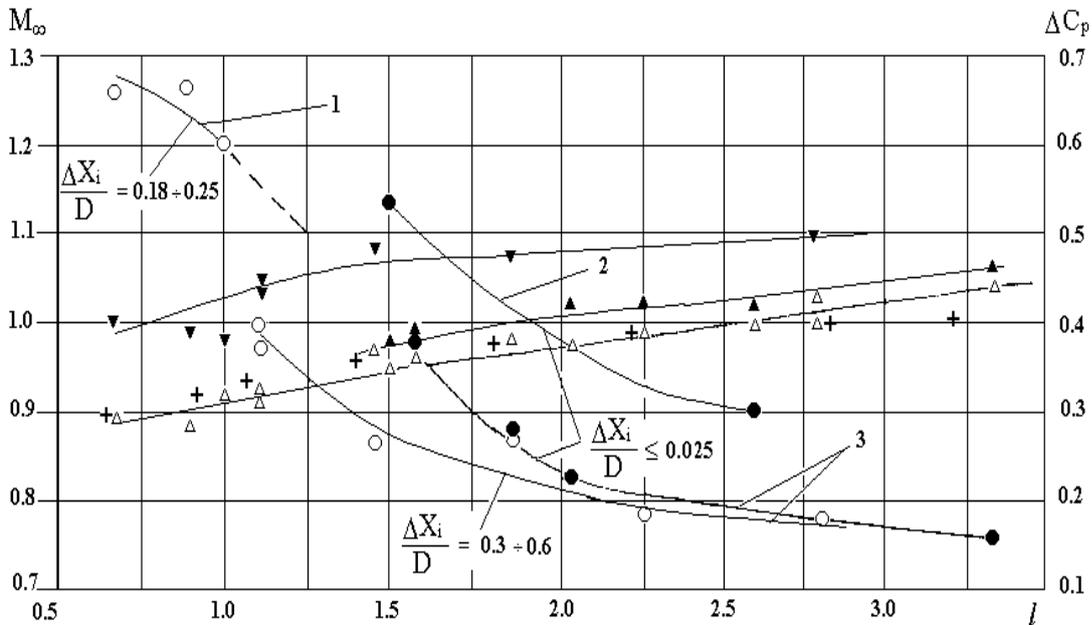


Рис. 31. Зависимости величины уменьшения коэффициента давления за задней угловой кромкой конусоцилиндрического тела при индуцированной и привнесённой перестройках течения и чисел M_∞ , соответствующих началу и концу изменения этого давления, от удлинения и надкалиберности передней цилиндрической части тела. $\alpha=0$. 1 — свободный отрыв ($\theta_c < 10^\circ$); 2 — свободный кормовой отрыв ($10^\circ < \theta_c \leq 20^\circ$); 3 — фиксированный кормовой отрыв ($\theta_c \geq 30^\circ$); о — ΔC_p при $\Delta x_i/D = 0,18 \div 0,6$; • — ΔC_p при $\Delta x_i/D \leq 0,025$; Δ — число M_∞ , соответствующее началу уменьшения давления; ∇ — число M_∞ , соответствующее концу уменьшения давления при $D/d=1,2 \div 1,5$; \blacktriangle — число M_∞ , соответствующее концу уменьшения давления при $D/d=1,05 \div 1,15$; + — положение замыкающего скачка на цилиндрической поверхности при $\theta_s \geq 30^\circ$ [43].

Однако несмотря на отмеченное расхождение с экспериментальными данными численные исследования при использовании RANS-подхода позволили достоверным образом отразить особенности структурной перестройки течения за задней угловой кромкой переднего цилиндра.

Вместе с тем и в численных исследованиях течения за задней угловой кромкой автоколебательные процессы, возникающие обычно при трансзвуковых перестройках, установлены не были.

Сравнение результатов экспериментальных исследований и численных данных, полученных при использовании RANS-подхода, по распределению коэффициента давления за задней угловой кромкой переднего цилиндра показало, что расхождение этих данных не превосходит 0.1. Это лишь в 1.6 раза больше величины предельной погрешности определения указанного коэффициента в экспериментальных условиях (± 0.03). Расчеты, проведенные с использованием неструктурированных сеток, показали, что одной из причин указанного расхождения может быть вытянутость в продольном направлении первой ячейки численной сетки, которая допускалась для достижения требуемого значения y^+ при применении структурированной сетки (см. рис. 35).

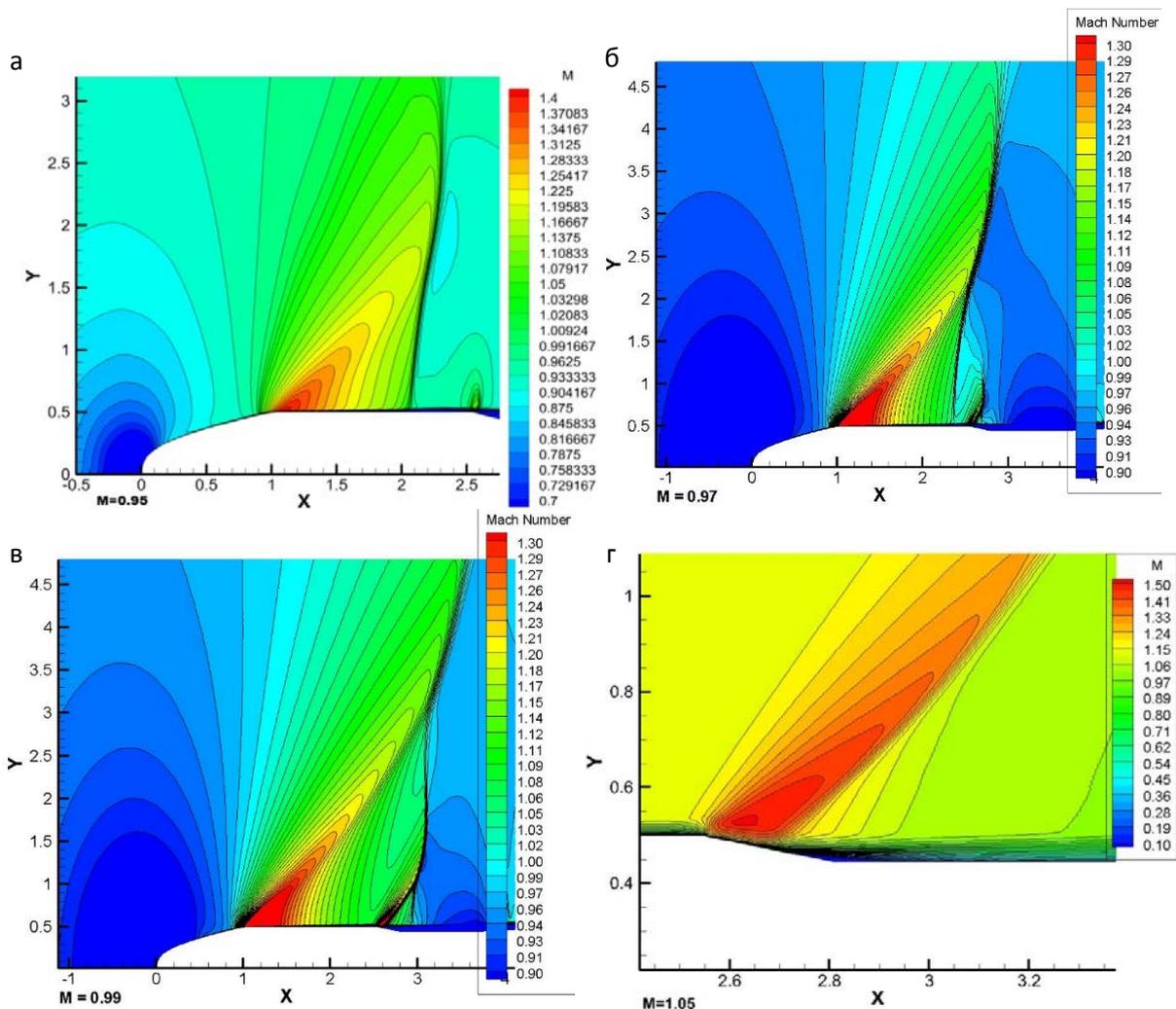


Рис. 32. Изменение полей местных чисел Маха в начале взаимодействия замыкающего скачка уплотнения с кормовым отрывом, при отходе и переходе в локальное состояние этого отрыва. а — $M_\infty=0.95$, б — $M_\infty=0.97$, в — $M_\infty=0.99$, г — $M_\infty=1.05$.

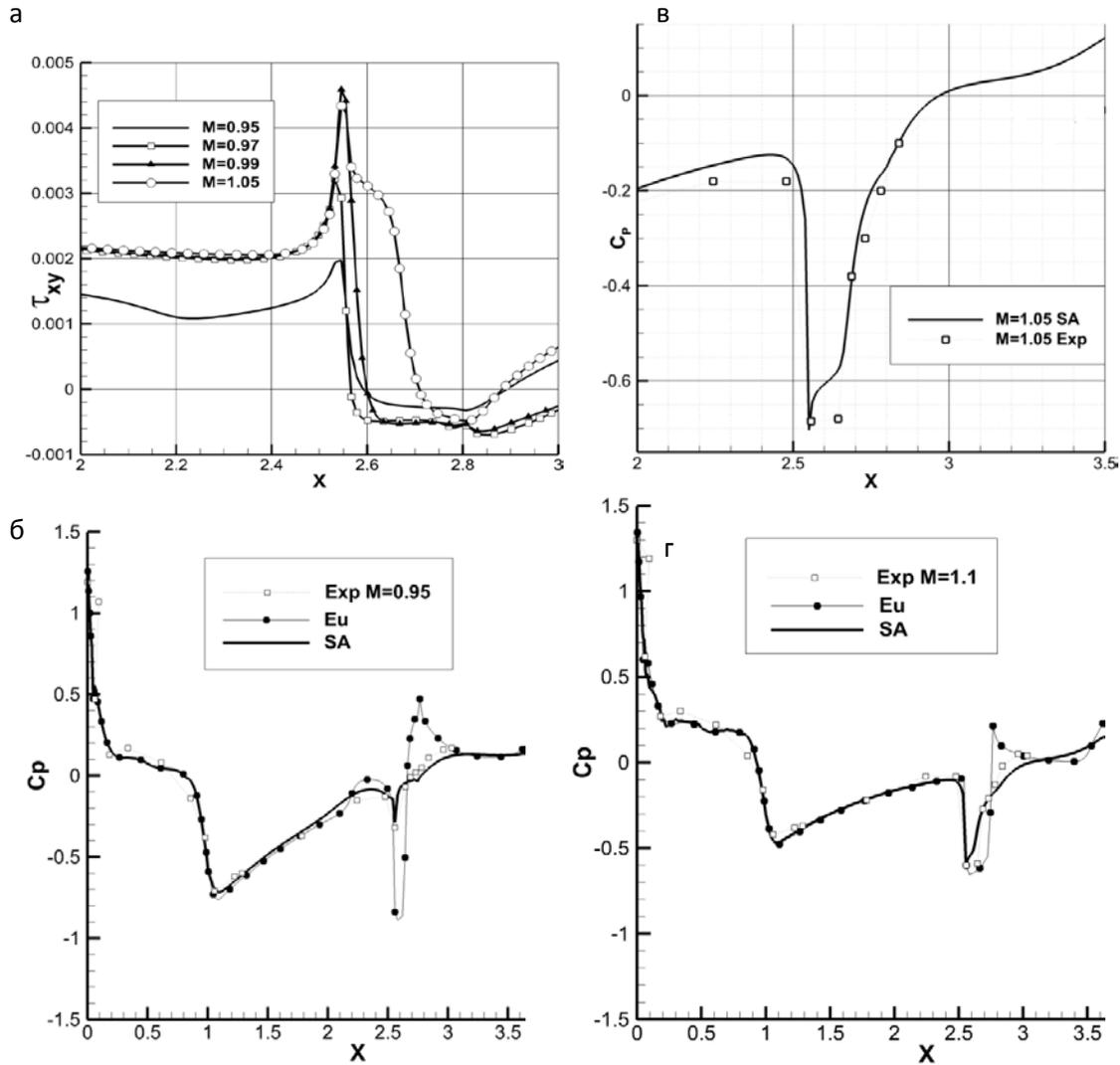


Рис. 33. Изменение распределений относительного значения вязкого напряжения (а) и коэффициента давления (б — $M_\infty=0.95$, в — $M_\infty=1.05$, г — $M_\infty=1.1$) в начале взаимодействия замыкающего скачка уплотнения с кормовым отрывом, при отходе и переходе в локальное состояние этого отрыва.

Когда рассматриваемое тело, как в вышерассмотренном случае, имеет малые углы излома образующей (меньше или равно 20°), отрыв пограничного слоя определяется, в основном, вязким взаимодействием, и модель уравнений Эйлера, естественно, не может адекватным образом описать течение, в том числе и за задней угловой кромкой тела (см. рис. 33).

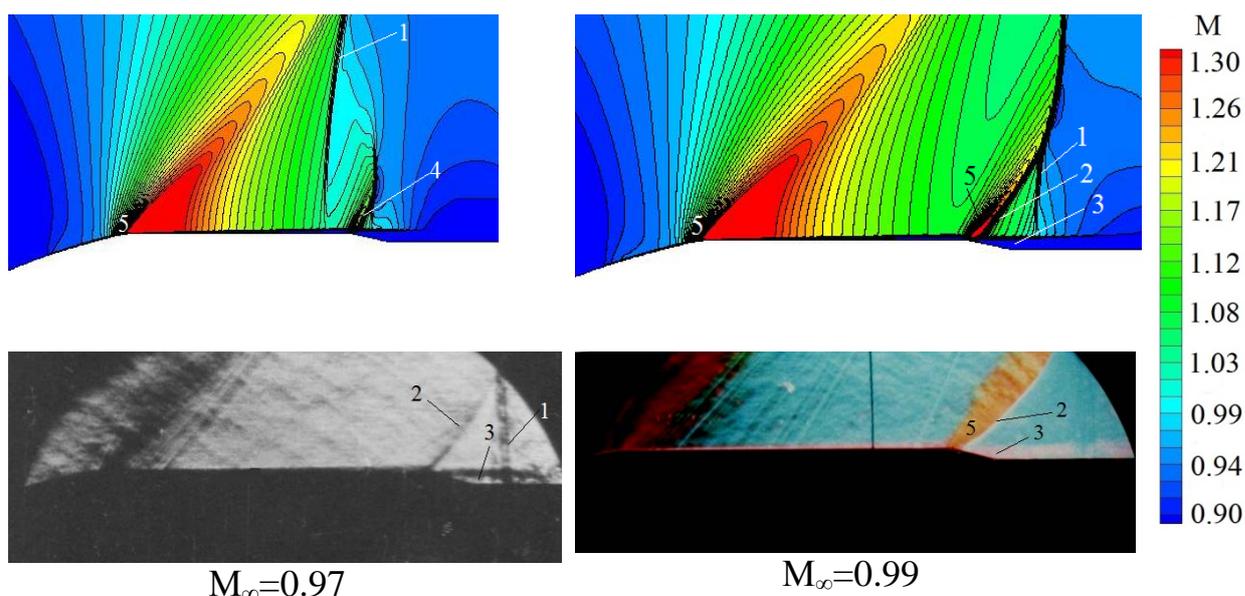


Рис. 34. Сравнение расчетных полей местного числа Маха и теневых картин течения, полученных экспериментально. 1, 2 — замыкающий и критический скачки уплотнения; 3 — кормовая зона отрыва; 4 — λ -образный скачок уплотнения; 5 — течение разрежения.

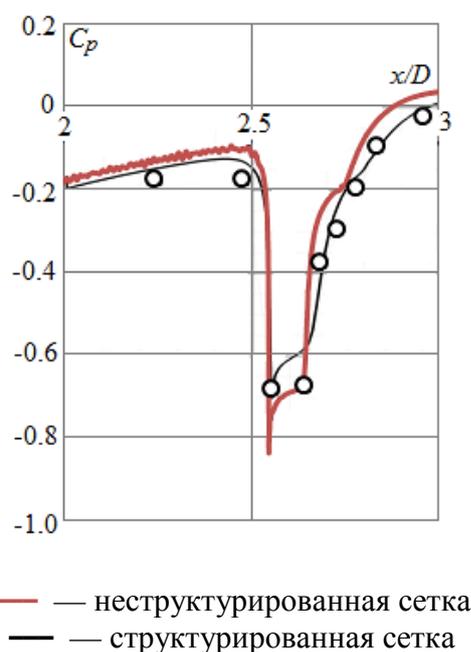


Рис. 35. Сравнение численных данных по распределению коэффициента давления за задней угловой кромкой надкалиберного конусоцилиндрического тела, полученных при различной идеологии построения сеток. $M_\infty=1.05$.

Заметим, что отмеченное выше запаздывание по числу Маха взаимодействия замыкающего скачка с кормовым отрывом, определенное из сравнения численных и экспериментальных данных, нельзя объяснить отсутствием учета в расчетах влияния стенок аэродинамической трубы, поскольку, как показали испытания, при уменьшении этого влияния

значения чисел Маха, при которых происходят качественные структурные изменения течения, наоборот, снижаются. Изменение влияния стенок производилось путем испытаний одной и той же модели в разных трубах, отличающихся размерами рабочей части. При этом загрузка моделью рабочей части менялась от 1 % до 0.2 %. Как показали испытания одной и той же модели в трубах, отличающихся размерами рабочей части, при снижении загрузки моделью установки с 1 % до 0.2 %, то есть при уменьшении вышеуказанного влияния, значения чисел Маха, при которых происходят качественные структурные изменения течения снижаются (примерно на 0.07).

Выяснение природы автоколебательных процессов, возникающих при трансзвуковой перестройке течения, было начато, как и рассмотрение их механизмов, экспериментальным путем. Необходимо было определить частоты узкополосных составляющих функций спектральной плотности пульсаций давления, соответствующие указанным процессам; предполагая, что эти процессы имеют расходно-волновую и гидродинамическую природу, найти расположение источников волновых возмущений и фазовые скорости распространения этих возмущений. Известно, что возникновение автоколебательных процессов приводит к появлению на частотах, характеризующих эти процессы, узкополосных составляющих в функциях спектральной плотности и когерентности взаимного спектра пульсаций давления, а в функциях фазы ($\theta = f(f)$) — участков, где $\partial\theta/\partial f = 0$. При испытаниях в трансзвуковых аэродинамических трубах на результаты измерений пульсаций давления на модели, как правило, оказывают влияние автоколебательные процессы, происходящие как на модели, так и в тракте аэродинамической установки. Выделение узкополосных составляющих, порождаемых нестационарным течением на модели, осуществляется сравнением пульсаций давления на модели с пульсациями фонового шума в рабочей части пустой трубы (то есть при отсутствии модели и поддерживающего устройства). Для повышения надежности выделения рассматриваются и корреляционные характеристики пульсаций, так как распространение возмущений, определяемое при корреляционном анализе, в рабочей части пустой трубы и на модели в диапазоне частот, характерном для автоколебательных процессов, может быть различным. Направление распространения возмущений выявляется по знаку фазовой скорости U_f , определяемой при известном расстоянии между рассматриваемыми точками ($x_j - x_i$) производной $\partial\theta/\partial f$.

$$U_f = -(x_j - x_i) : \partial\theta/\partial f,$$

где x_j, x_i — продольные координаты точек измерения пульсаций давления по направлению потока (ось x направлена по вектору скорости набегающего потока), точка j расположена ниже по течению от точки i ,

следовательно, $(x_j - x_i) > 0$. Значения угла фазового сдвига пульсаций давления в рассматриваемых точках — θ , берется в радианах. f — частота (Гц).

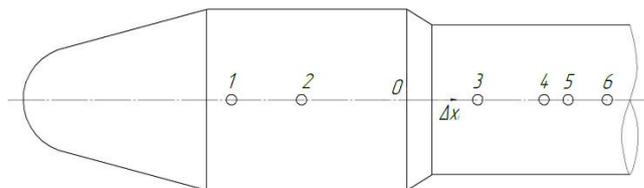
При $\partial\theta/\partial f < 0$ фазовая скорость положительна, и, следовательно, возмущения распространяются вниз по потоку, при $\partial\theta/\partial f > 0$ — вверх.

Производная $\partial\theta/\partial f$ определяется в окрестности частоты, в которой проявляется рассматриваемая узкополосная составляющая. Для надежного нахождения указанной производной необходимо, чтобы в рассматриваемом диапазоне частот значение функции когерентности было бы достаточно высоким (обычно принимают во внимание характеристики при $\gamma^2 > 0.25$). Таким образом, для выявления автоколебательного процесса, порождаемого течением на поверхности модели или в тракте аэродинамической установки, надо знать расположение источников и псевдоисточников пульсаций давления, определяющих анализируемый процесс, и получить корреляционные характеристики пульсаций для пар точек, находящихся вблизи указанных источников.

При анализе используют тот факт, что автоколебательные процессы характеризуются, прежде всего, обратной связью, которая чаще всего осуществляется распространением волновых возмущений от источника пульсаций, находящегося в нижней части течения, навстречу потоку к чувствительной области течения. Следовательно, значение производной $\partial\theta/\partial f$ должно быть положительно. Благодаря наличию указанной связи автоколебательные процессы усиливаются (до определенного предела, обусловленного диссипацией энергии) и в течение некоторого времени поддерживаются.

В некоторых случаях о характеристиках фонового шума (частотах узкополосных составляющих, направлении распространения волновых возмущений) можно судить по характеристикам пульсаций давления, реализующихся на передней части исследуемой модели, когда в этой области уровни собственных источников пульсаций малы. При $\theta_s \leq 20^\circ$ такие условия реализуются при $M_\infty \geq 0.9$.

Для выяснения природы автоколебательных процессов, возникающих при трансзвуковой перестройке течения, были исследованы особенности трансзвукового течения за задней угловой кромкой надкалиберного конусоцилиндрического тела с параметрами: $l_z/D=1.12$; $D/d=1.18$; $\theta_s=15^\circ$; $\theta_c=32^\circ$ (см. рис. 36).



Номера точек измерения	1	2	3	4	5	6
$\Delta x_i / D$	-0.979	-0.589	0.395	0.764	0.899	1.117

Рис. 36. Схема модели надкалиберного конусоцилиндрического тела с параметрами $l_z/D=1.12$; $D/d=1.18$; $\theta_s=15^\circ$; $\theta_c=32^\circ$, принятая система координат и расположение точек измерения пульсаций давления.

Из анализа теневых спектров обтекания модели указанной формы при $M_\infty=0.95$ (см. рис. 37) следует, что в рассматриваемом случае наблюдается взаимодействие с кормовым отрывом замыкающего скачка уплотнения 1, который при меньших числах Маха набегающего потока располагался на поверхности переднего цилиндра; происходит индуцированная трансзвуковая перестройка обтекания [56]. Течение на поверхности модели нестационарное. Наблюдается сильное колебание замыкающего скачка. В процессе колебаний скачок может смещаться вниз по потоку к области примыкания кормового отрыва 2. При этом состояние зоны отрыва начинает переходить от развитого к локальному. При возвращении скачка в переднее положение состояние отрыва вновь становится развитым. В этом случае повышенное давление из области течения за скачком распространяется в отрыв, приводит к его вспуханию, увеличению протяженности и возникновению у угловой кромки вместо области разрежения 3 слабого косоугольного скачка уплотнения 5. Область примыкания при развитом состоянии зоны отрыва, как можно заключить из рассмотрения теневых спектров обтекания, находится на относительном (в долях диаметра D) расстоянии от задней угловой кромки, равном 1.008 (в абсолютном выражении — на расстоянии 0.12 м). В этой области, как показали эксперименты, достигается максимальное относительное среднее квадратическое значение пульсаций давления. В диапазоне низких частот ($f \leq 100$ Гц) производная функции фазы взаимного спектра пульсаций давления $\partial\theta/\partial f$ для пары точек 3–5 (относительные координаты точек 3, 5 равны соответственно 0.395 и 0.899) оказалась положительной (см. рис. 38). Учитывая указанные особенности характеристик пульсаций, было сделано предположение, что воздействие перепада давления на замыкающем скачке приводит к потере устойчивости слоя смешения кормового отрыва и возникновению нестационарного процесса гидродинамической природы. В этом случае область присоединения

кормового отрыва будет основным источником волновых возмущений. Эти возмущения (волны сжатия) распространяются к задней угловой кромке рассматриваемого тела, вначале через дозвуковую область течения за замыкающим скачком уплотнения, а затем, скорее всего, внутри зоны отрыва. Воздействие волновых возмущений обуславливает потерю устойчивости слоя смешения, образование в нем вихрей. Вихри, смещаясь вниз по потоку, приводят к росту пульсаций давления в области присоединения, усилению волновых возмущений, генерируемых этой областью, и, как следствие этого, осцилляции замыкающего скачка. Неустойчивость течения возрастает, усиление колебаний ограничивается лишь увеличивающейся диссипацией энергии. Таким образом, формируется автоколебательная система. Зная протяженность кормового отрыва, определив по корреляционным характеристикам, полученным в экспериментах, фазовую скорость распространения волновых возмущений от области присоединения этого отрыва к задней угловой кромке тела, рассчитав положение места, время образования вихря и скорость его перемещения вниз по потоку, взяв за основу результаты исследований течения в протяженной каверне [32], проведем оценку частоты автоколебательного процесса.

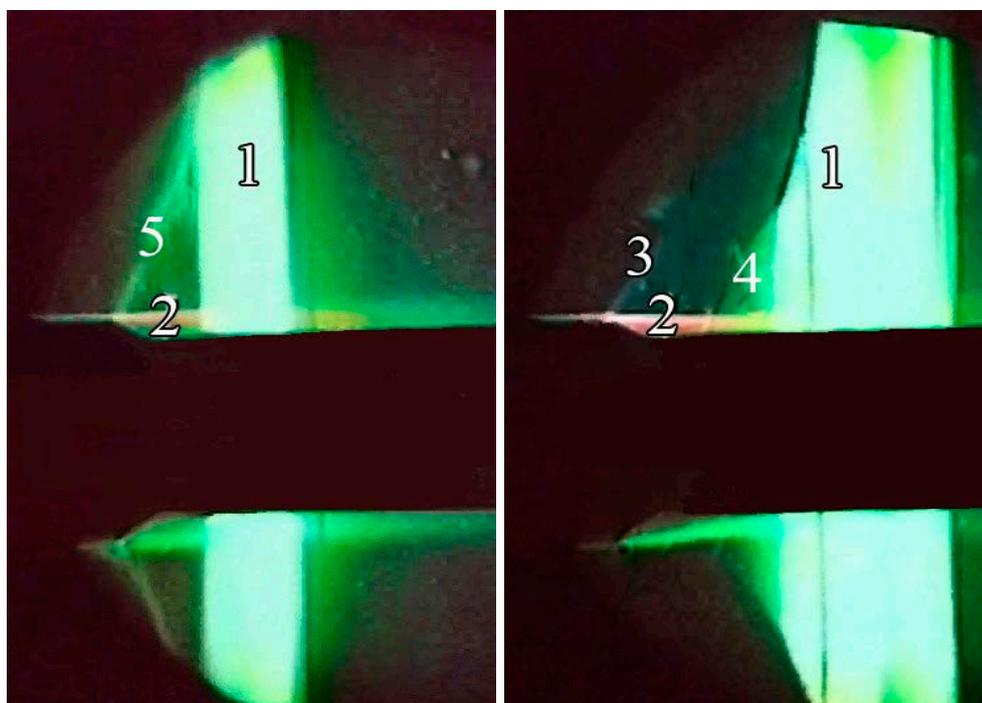


Рис. 37. Нестационарное течение за задней угловой кромкой надкалиберного конусоцилиндрического тела на заключительной стадии индуцированной перестройки течения. $M_\infty=0,95$. 1 — замыкающий скачок уплотнения; 2 — кормовой фиксированный отрыв; 3 — течение разрежения; 4 — хвостовой скачок уплотнения; 5 — косой скачок уплотнения.

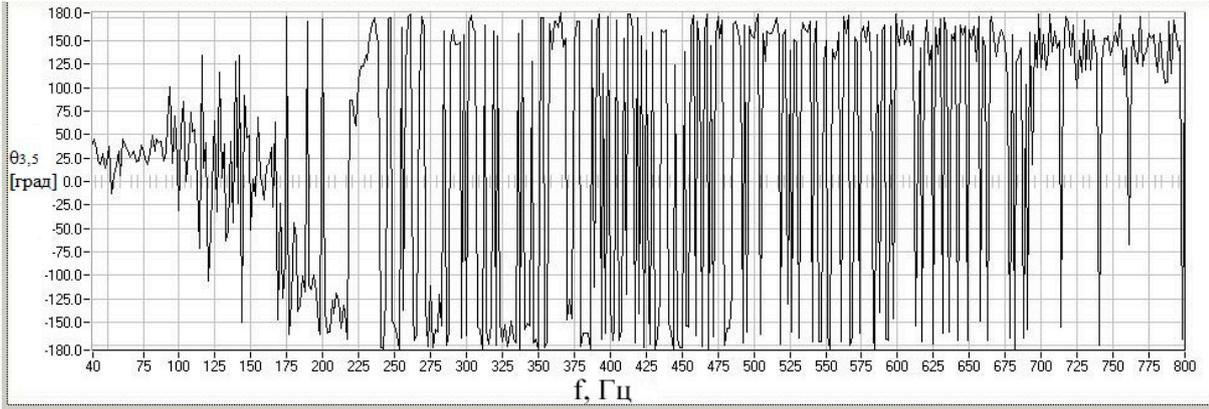


Рис. 38. Функция фазы взаимного спектра пульсаций давления для пары точек 3 и 5, расположенных за задней угловой кромкой надкалиберного конусоцилиндрического тела. $M_\infty=0.95$.

Протяженность течения, в котором зарождается и развивается указанный автоколебательный процесс, соответствует расстоянию $l_{отр}$ от задней угловой кромки рассматриваемого тела до области присоединения кормового отрыва и в абсолютном выражении равна 0.12 м. Фазовую скорость распространения волновых возмущений от области присоединения к указанной угловой кромке определим по положительной производной функции фазы по частоте в области $f \leq 100$ Гц для пары точек 3 и 5 (рис. 38). При расстоянии между точками 3 и 5, равном 0.044 м, получим значение фазовой скорости, равное -12.615 м/с. Тогда время t_3 распространения волнового возмущения от области присоединения кормового отрыва до задней угловой кромки тела составит 0.00951 с. Положение места образования вихря относительно задней угловой кромки и скорость его перемещения вниз по потоку примем согласно [32] равными соответственно 0.388 от длины $l_{отр}$ и $0.5 \cdot V_\infty$. Тогда время t_2 смещения вихря от места образования до области присоединения кормового отрыва составит 0.00051 с. Время t_1 образования вихря найдем из условия равенства соответствующего этому времени числа Струхала и числа Струхала, определяемого временем образования вихря в протяженной каверне при $M_\infty=0.9$, при этом учитывается разница в скоростях набегающего потока и протяженности кормовых зон отрыва:

$$t_1 = t_{1\text{каверна}} \cdot (l_{отр} / l_{отр\text{каверна}}) \cdot (V_{\infty\text{каверна}} / V_\infty).$$

Недостающие данные равны $t_{1\text{каверна}} = 0.0022$ с, $l_{отр\text{каверна}} = 0.369$ м, $V_{\infty\text{каверна}} = 275$ м/с [32], $V_\infty = 288$ м/с. Тогда время t_1 составит 0.000683 с, общее время будет равно $t_1 + t_2 + t_3 = 0.107$ с и, следовательно, частота автоколебательного процесса будет соответствовать 93.44 Гц.

В таблице 4 приводятся частоты узкополосных составляющих пульсаций давления в различных точках рассматриваемой модели, определенные по функциям спектральной плотности пульсаций давления.

Течение на поверхности переднего цилиндра безотрывное. За задней угловой кромкой вследствие расширения потока возникает сверхзвуковая область. Следовательно, узкополосные составляющие пульсаций давления в точках 1, 2, расположенные на переднем цилиндре, отражают, в основном, влияние фонового шума набегающего потока. Из таблицы видно, что к частотам узкополосных составляющих пульсаций давления, которые могут быть порождены особенностями течения за задней кромкой, можно отнести лишь частоту 92 Гц. При анализе установлено повышение на частоте 92 Гц уровней узкополосных составляющих функций спектральной плотности пульсаций давления в точках, находящихся в фиксированном кормовом отрыве (см. таблицу 5).

Рассмотрение корреляционных характеристик пульсаций давления показало, что частота 92 Гц проявляется практически во всех корреляционных связях пульсаций, возникающих в точках, расположенных за задней угловой кромкой рассматриваемого тела. Причем в области указанной частоты знак производной функции фазы по частоте для пары точек 3–5 — положительный, а для пары 5–6 — отрицательный, что подтверждает нахождение в районе расположения точки 5 (в области примыкания кормового отрыва при развитом состоянии) источника возмущений.

Таблица 4

Номер точки измерения	Частоты узкополосных составляющих, Гц										
	60	85	—	110	120	140	—	161	175	200	225
1	60	85	—	110	120	140	—	161	175	200	225
2	60	83	—	110	120	140	152	161	175	200	225
3	—	83	92	—	—	—	—	160	—	—	225
4	60	—	92	112	—	—	152	159	—	200	225
5	60	83	92	112	—	—	152	159	—	200	225
6	60	83	92	112	126	—	152	159	—	200	225

Таблица 5

№ точки	1	2	3	4	5	6
$L_{1Гц}$, дБ/Гц	—	—	124	127	127	124

Таким образом, показано, что выявленная при анализе результатов экспериментальных исследований частота узкополосной составляющей, характеризующей нестационарное течение за задней угловой кромкой тела (92 Гц), близка к частоте первой гармоники автоколебательного процесса, установленной в проведенных оценках в предположении его гидродинамической природы (93.44 Гц).

Для подтверждения сделанного вывода о природе автоколебательного процесса, возникающего при трансзвуковой перестройке течения за задней угловой кромкой надкалиберного конусоцилиндрического тела, были проведены экспериментальные исследования особенностей обтекания модели трехмерного уступа [69]. Схема модели представлена на рис. 39, ширина модели в направлении оси z в долях высоты уступа H составила 6.7. Здесь же показаны принятая система координат и расположение датчиков давления (Д) и пульсаций давления (П). Конфигурация и размеры модели, средства измерений и методика испытаний определялись необходимостью получения данных при турбулентном режиме обтекания, причем не только по пульсациям давления и распределению осредненного по времени давления, но и теневым спектрам обтекания. Выбранная форма позволяла изучить особенности так называемой собственной трансзвуковой перестройки течения, поскольку влияние на течение за уступом замыкающего скачка уплотнения, распространяющегося от носовой части модели, в данном случае было ослаблено.

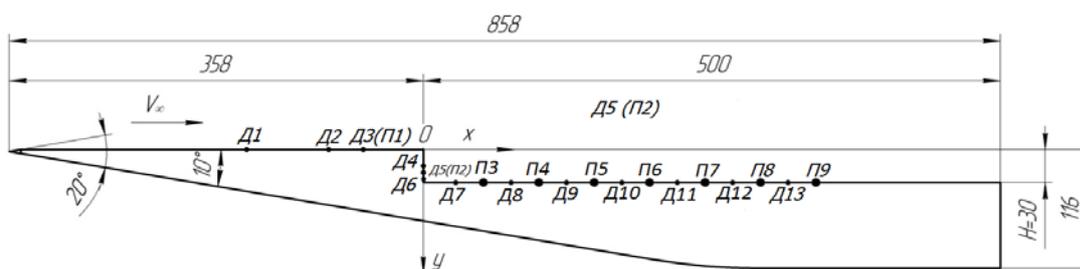


Рис. 39. Схема модели трехмерного уступа, расположение датчиков давления, пульсаций давления, выбранная система координат

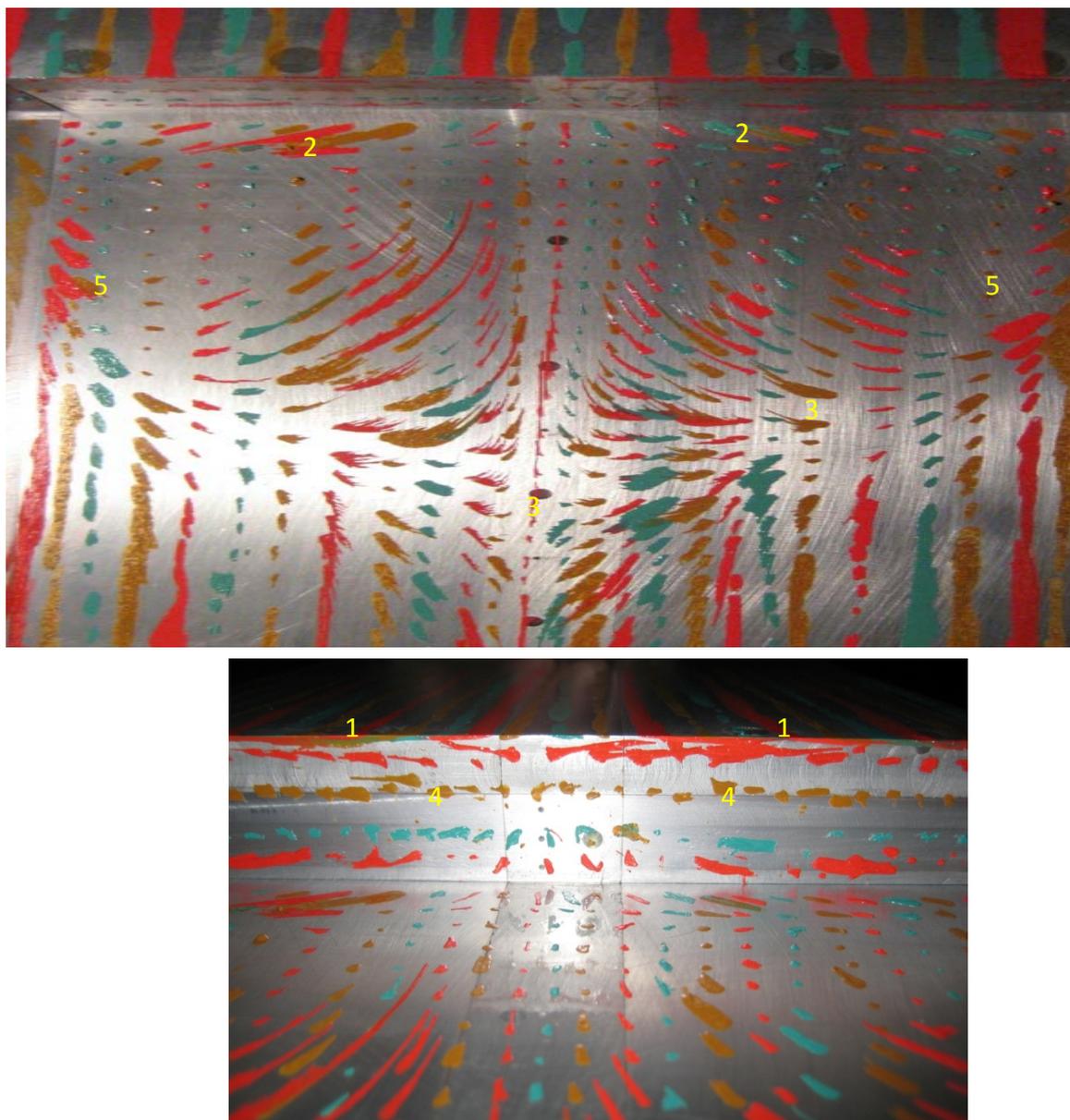


Рис. 40. Визуализация течения за уступом и на поверхности уступа. $M_\infty = 0.95$. 1 — линия отрыва потока с угловой кромки уступа; 2 — линии вторичного отрыва в области кормового отрыва 5; 3 — линия присоединения (растекания) потока, затекшего с боковых сторон клина, 4 — линия присоединения вторичного отрыва; 5 — область кормового отрыва, образованная потоком, перетекшим с боковых сторон клина.

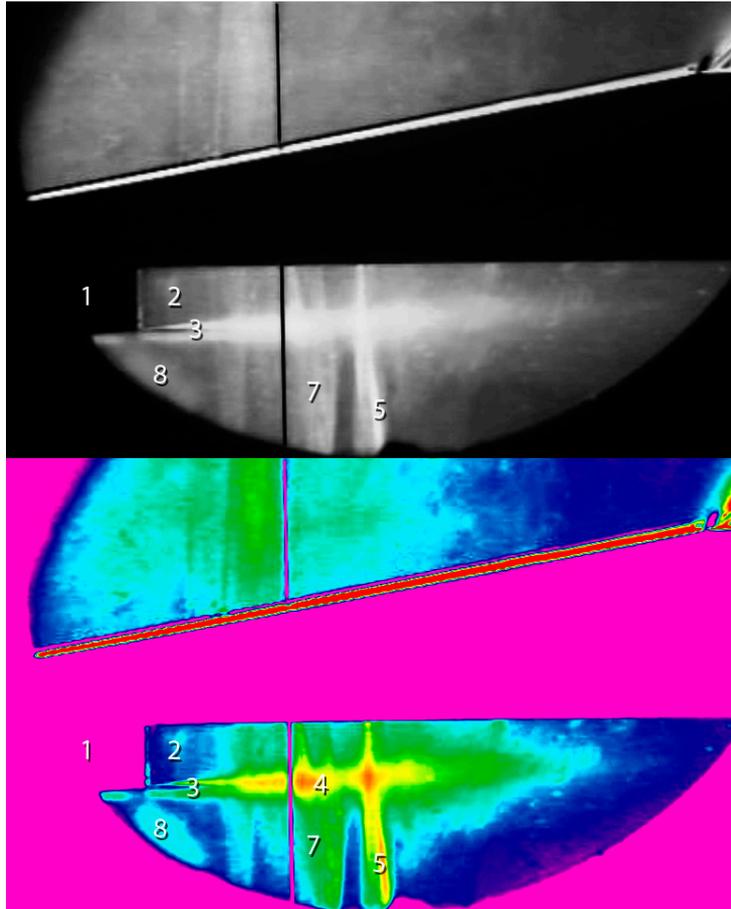


Рис. 41. Выборочный теневой спектр обтекания модели трехмерного уступа на стадии трансзвуковой перестройки течения (внизу — после компьютерной обработки). $M_\infty=0.91$. 1 — модель уступа; 2 — область кормового отрыва, образованная потоком, затекшим с боковых сторон клина; 3 — поток, оторвавшийся с угловой кромки уступа; 4 — вихревые структуры; 5 — замыкающий скачок уплотнения; 7 — волновые возмущения; 8 — течение разрежения.

Эксперименты проводились при числах Маха, при которых за уступом, на поверхности кормового отрыва, происходила трансзвуковая перестройка течения (0.91 и 1.05). Число Рейнольдса, рассчитанное по длине клиновидного тела до уступа (0.358м), составило $Re_\infty = 7.24 \cdot 10^6$. Фотография картины растекания масляных капель при числе Маха набегающего потока, равном 0.95, представлена на рис. 40. Видно, что течение в кормовом отрыве имеет трехмерный характер. Наблюдается затекание в отрыв потока с боковых сторон модели с образованием циркуляционной области 5. Внутри области 5 возникает вторичный отрыв. Протяженность кормового отрыва, определенная по положению задней критической точки — линии растекания затекшего потока, в долях высоты уступа H составила 6.1. При $M_\infty=0.91$ (рис. 41) наблюдается взаимодействие замыкающего скачка уплотнения с кормовым отрывом и возникновение волновых возмущений (обтекание близко к вышерассмотренному течению за задней угловой кромкой надкалиберного

конусоцилиндрического тела). При $M_\infty = 1.05$ (рис. 42) указанный скачок смещается за область присоединения кормового отрыва, его влияние на течение в отрыве начинает ослабевать, прерываться, в области присоединения начинает формироваться хвостовой скачок уплотнения. Течение за уступом при указанных числах Маха неустойчиво и характеризуется сильными колебаниями замыкающего скачка уплотнения. При обоих рассмотренных числах Маха поток 3, оторвавшийся с угловой кромки уступа, оттесняется от поверхности клина потоком 2, затекающим в кормовой отрыв с боковых сторон (рис. 41, 42). На свободных границах области 2 и оторвавшегося потока 3 образуются слои смешения, в которых и между которыми возникают вихревые структуры 4. Между слоями смешения появление вихрей происходит вследствие взаимодействия разнонаправленных течений в рассматриваемых областях кормового отрыва.

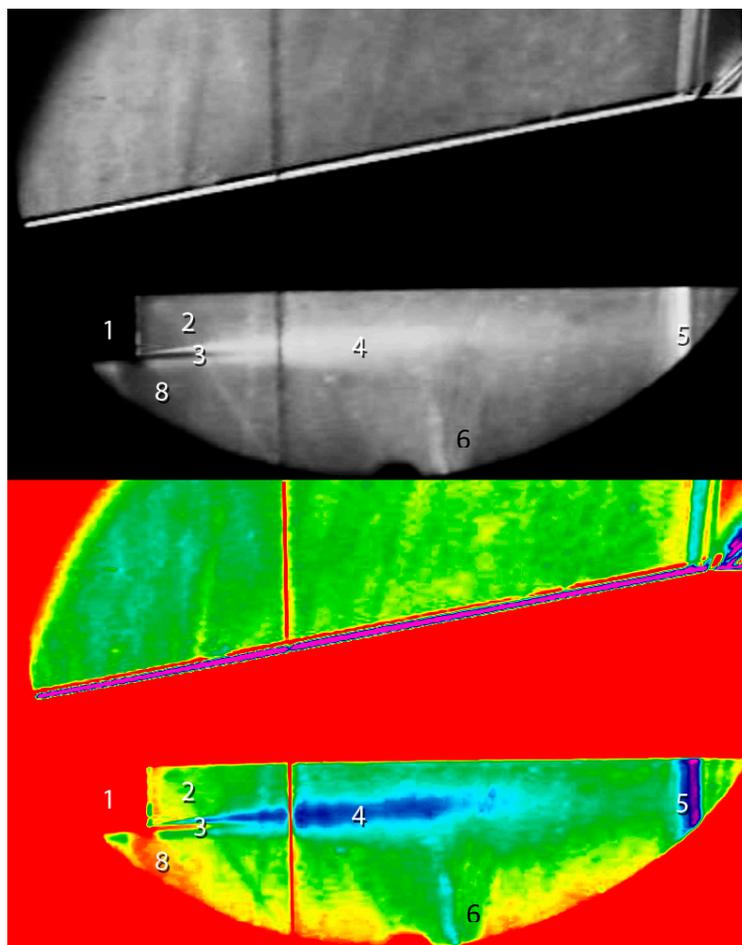


Рис. 42. Выборочный теневой спектр обтекания модели трехмерного уступа на заключительной стадии трансзвуковой перестройки течения (внизу — после компьютерной обработки). $M_\infty=1.05$. 1 — модель уступа; 2 — область кормового отрыва, образованная потоком, затекающим с боковых сторон клина; 3 — поток, оторвавшийся с угловой кромки уступа; 4 — вихревые структуры; 5 — замыкающий скачок уплотнения; 6 — хвостовой скачок уплотнения; 8 — течение разрежения.

В экспериментах при указанных числах Маха были получены и данные по распределениям за уступом осредненных по времени коэффициентов давления и суммарных уровней пульсаций давления. Сравнение этих данных с результатами визуализации течения показало, что максимальные значения вышеприведенных параметров достигаются несколько ниже по течению от задней критической точки.

Выборочные функции спектральной плотности, когерентности и фазы взаимного спектра пульсаций давления, измеренных на модели при $M_\infty = 0.91$ и $M_\infty = 1.05$, даны на рис. 43, 44. Видно, что в представленных функциях присутствует ряд узкополосных составляющих. Значения характерных частот этих составляющих помещены в таблицах 6, 7. Значения характерных частот фонового шума в рабочей части пустой трубы, определенные не только по функциям когерентности и фазы взаимного спектра, но и по функциям спектральной плотности пульсаций давления, также помещены в таблицах 6, 7.

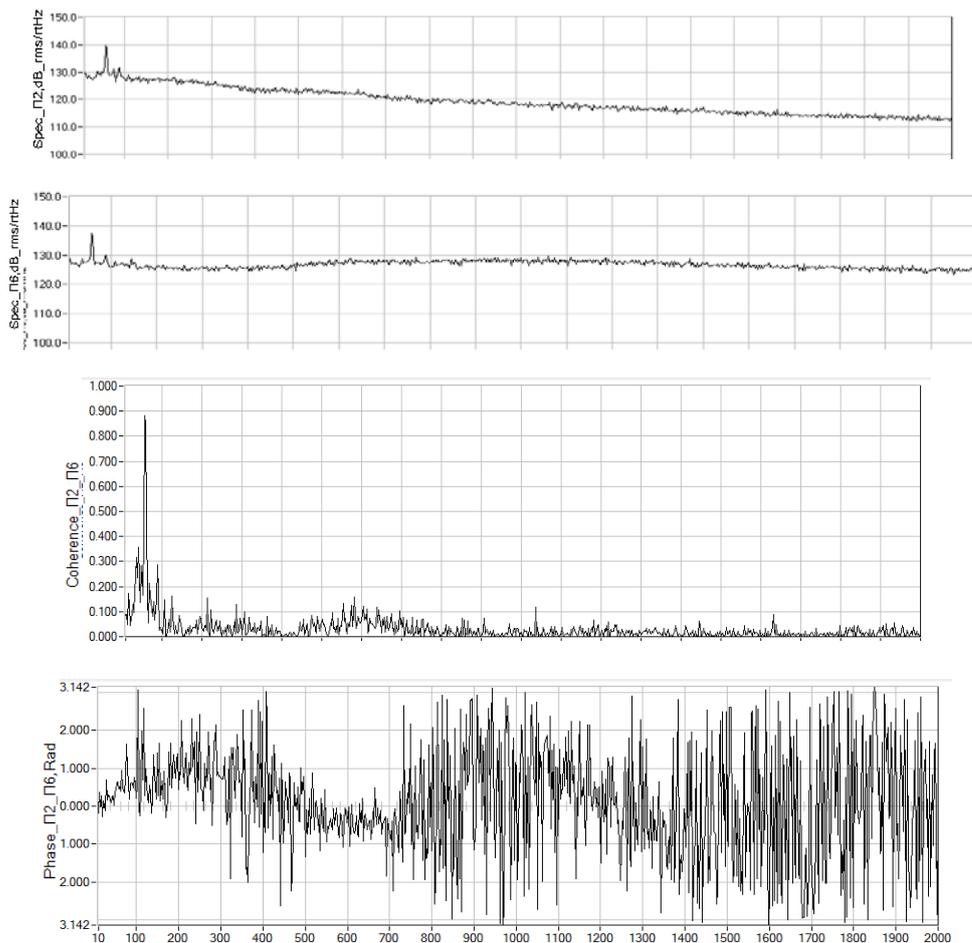


Рис. 43. Выборочные функции спектральной плотности, когерентности и фазы взаимного спектра пульсаций давления, реализующихся на модели трехмерного уступа. $M_\infty = 0.91$.

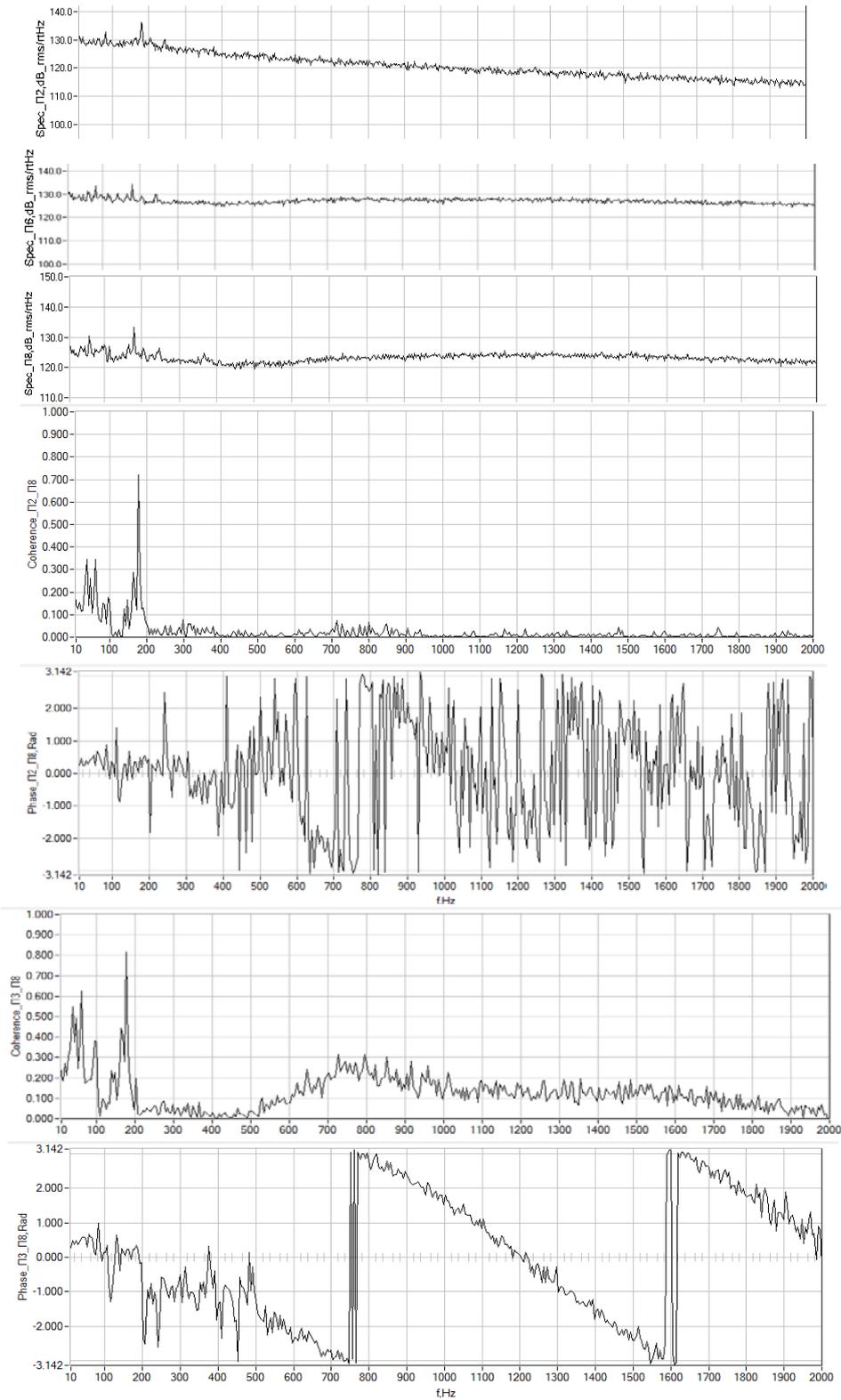


Рис. 44. Выборочные функции спектральной плотности, когерентности и фазы взаимных спектров пульсаций давления, реализующихся на модели трехмерного уступа. $M_\infty=1.05$.

Таблица 6. $M_\infty = 0.91$

Частоты узкополосных составляющих пульсаций давления, определенные по результатам измерений на модели трехмерного уступа и в рабочей части пустой трубы (Гц)

На модели: а) по функциям спектральной плотности;	41		60		80	92	108	121	138	149	158	181	219		361
б) по функциям когерентности взаимного спектра.	41	50	61	75		92	107								
В рабочей части: а) по функциям спектральной плотности;	39	55	65	70	80		107		140	150	160		220	270	
б) по функциям когерентности взаимного спектра.	39	55	65	70	80		109	125			160		220		350

Таблица 7. $M_\infty = 1.05$

На модели: а) по функциям спектральной плотности;		43	61	81	100	117	143	169	182	206	246	380
б) по функциям когерентности взаимного спектра.		43	61	81	100	117	143	169	182	206	246	
В рабочей части: а) по функциям спектральной плотности;			58	75	94	120	140	170			245	370
б) по функциям когерентности взаимного спектра.		43	58	75	94	120		170			245	370

Анализ представленных в таблицах результатов показывает, что к частотам, характеризующим автоколебательные процессы на модели, можно отнести лишь частоты 92 Гц и 181 Гц при $M_\infty = 0.91$ и 182 Гц и 206 Гц при $M_\infty = 1.05$.

Рассмотрение корреляционных характеристик пульсаций давления показало, что при рассматриваемых числах Маха распространение возмущений в тракте рабочей части пустой трубы происходит вниз по потоку, а на модели в диапазоне частот $f \leq 200\text{--}250$ Гц — вверх. Это подтверждает правомочность сделанных выводов о наиболее вероятных частотах автоколебательных процессов на модели.

Определим механизмы автоколебательных процессов, которые могут привести к установленным узкополосным составляющим пульсаций давления на модели трехмерного уступа. Вначале рассмотрим особенности течения при $M_\infty = 0.91$. Параметры эксперимента: $M_\infty = 0.91$, $P_0 = 121602$ Па, $P_\infty = 71127$ Па, $q_\infty = 42168$ Па, $T_0 = 264^\circ\text{K}$, $T_\infty = 226^\circ\text{K}$, $C_\infty = 301$ м/с, $V_\infty = 274$ м/с, угол атаки $\alpha = 0$. В этом случае замыкающий скачок уплотнения, взаимодействующий с кормовым отрывом, располагается на среднем относительном расстоянии от уступа, равном 3.7 (в долях параметра H). Скачок прямой. Следовательно, в области примыкания кормового отрыва течение дозвуковое, отрыв находится в развитом состоянии и подвержен влиянию волновых возмущений, распространяющихся из нижней части течения. Рассмотрим возможность возникновения в этом случае автоколебательного процесса гидродинамической природы. Как и ранее при рассмотрении обтекания конусоцилиндрического тела, примем, что положение основного источника волновых возмущений находится в области максимума суммарного уровня пульсаций давления за кормовым отрывом, то есть располагается вблизи датчика пульсаций давления П6 на среднем относительном расстоянии от уступа, равном 6.7 (в абсолютном выражении — на расстоянии 0.201 м). Частота колебаний также будет определяться суммой времен формирования вихря t_1 , сноса его вниз по потоку t_2 и перемещения волны давления к уступу t_3 : $f = n / (t_1 + t_2 + t_3)$, где n — частотный номер моды ($n = 1, 2, 3, \dots$). Протяженность течения, в котором зарождается и развивается указанный автоколебательный процесс, соответствует расстоянию l от уступа до места расположения основного источника волновых возмущений, то есть равна 0.201 м. Фазовую скорость распространения волновых возмущений вверх по течению, от основного источника до уступа, как и ранее, определим, используя экспериментальные данные по производной функции фазы по частоте для пары точек П2 и П6 в области, где $\partial\theta/\partial f > 0$, (см. рис. 43). Значение этой скорости оказалось равным 24 м/с. Время распространения волнового возмущения от указанного источника до уступа (t_3) составило 0.008375 с. Расстояние от уступа до места образования вихря и скорость перемещения вихря вниз по потоку примем согласно результатам исследований течения в протяженной каверне равными соответственно 0.388 от длины кормовой зоны отрыва и $0.5V_\infty$ [32]. Тогда время t_2 смещения вихря от места образования до области расположения источника составит 0.000869 с. Среднее время t_1 образования вихря оценим, взяв за

основу время образования вихря, полученное при исследованиях течения в протяженной каверне (0.0022 с) [32], с поправкой k , учитывающей различие в протяженности кормовых отрывов, которая реализовалась в каверне (0.369 м) и за уступом (0.201 м), и в скорости набегающего потока (то есть, как и при рассмотрении течения за задней угловой кромкой надкалиберного конусоцилиндрического тела, исходя из условия равенства соответствующего этому времени числа Струхалия и числа Струхалия, определяемого временем образования вихря в протяженной каверне при $M_\infty=0.9$). В данном случае оказалось $k = 0.5467$ и, следовательно, $t_1= 0.0012$ с. В итоге проведенных оценок частоты первой и второй мод колебаний составили 95.5Гц и 191Гц, что оказалось близким к частотам узкополосных составляющих, выделенных из сопоставления результатов прямых измерений пульсаций давления на модели и в рабочей части пустой трубы (92 Гц и 181 Гц).

Рассмотрим возможный механизм автоколебательных процессов при $M_\infty = 1.05$. Параметры эксперимента: $M_\infty = 1.05$, $P_0 = 131408$ Па, $P_\infty = 65428$ Па, $q_\infty = 50700$ Па, $T_0 = 264^\circ$ К, $T_\infty = 216.3^\circ$ К, $C_\infty = 294$ м/с, $V_\infty = 309$ м/с, угол атаки $\alpha = 0$.

Анализ теневых спектров обтекания (см. рис. 42) показал, что присоединение слоя смещения к поверхности модели за уступом может происходить на среднем относительном (в долях параметра H) расстоянии от уступа, равном 5.76 (на расстоянии 0.173 м). Область осцилляции замыкающего скачка уплотнения велика. В процессе колебаний скачок может находиться между точками П7 и П9 и даже заходить за последнюю точку. Величина узкополосной составляющей функции спектральной плотности пульсаций давления на выделенной частоте 182 Гц (см. таблицу 7) достигает максимума в точке П9 (см. таблицу 8). Следовательно, расположение основного источника возмущений на указанной частоте находится в точке П9. Это подтверждается и корреляционными характеристиками. Так, максимальное значение функции когерентности взаимного спектра пульсаций давления для точек, находящихся в кормовом отрыве, на рассматриваемой частоте отмечаются у пар П2–П9, П3–П9, связывающих пульсации давления в чувствительной области течения (вблизи линии отрыва) и в источнике (значения γ^2_{\max} равны 0.8 и 0.88 соответственно) (см. таблицу 9). Рассмотрение функций фазы для пар точек, находящихся в кормовом отрыве, (таблица 9) также показало, что на частотах вблизи 182 Гц распространение возмущений происходит вверх по течению из области осцилляции замыкающего скачка уплотнения, а именно, от осредненного положения этого скачка, находящегося вблизи точки П9 (значение координаты точки $x = 0.34$ м).

Таблица 8. $M_\infty=1.05$

Точки	П2	П3	П4	П5	П6	П7	П8	П9
Значение $L_{1Гц}$ на частоте 182 Гц, дБ/Гц	136	132	133	134	134	132	134	137

Таблица 9. $M_\infty=1.05$

Пары точек	П2–П4	П2–П5	П2–П6	П2–П7	П2–П8	П2–П9
Значение γ^2 на частоте 182 Гц	0.51	0.61	0.62	0.68	0.72	0.8
Знак $\partial\theta/\partial f$ около частоты 182 Гц	>0		>0	>0	>0	>0

На основании приведенных данных можно представить следующий механизм автоколебательного процесса. Начало поступления массы газа в кормовой отрыв из области повышенного давления за замыкающим скачком приводит к возникновению волны сжатия, распространяющейся навстречу сносящему потоку. В связи с этим происходит потеря устойчивости слоя смешения, возникновение вихря, его перемещение вниз по потоку, взаимодействие с замыкающим скачком, слив накопившейся массы газа и возобновление поступления в отрыв новой порции газа. Возникают автоколебательные процессы гидродинамической и расходно-волновой природы. Аналогичный характер имеет, видимо, заключительная стадия индуцированной перестройки течения, происходящей за задней угловой кромкой надкалиберного конусоцилиндрического тела при наличии фиксированного кормового отрыва [56].

Проведем оценку частоты автоколебательного процесса гидродинамической природы. Среднее время t_1 образования вихря определим, как и ранее, взяв за основу время 0.0022 с [32] с поправкой k , учитывающей как и при $M_\infty = 0.91$, различие в протяженности кормовых отрывов, которые реализовались в каверне (0.369 м) и за уступом (0.173 м) и в скорости набегающего потока (275 м/с и 309 м/с соответственно). В данном случае оказалось $k = 0.4174$ и, следовательно, $t_1 = 0.000918$ с. Расстояние от уступа до места образования вихря и скорость его перемещения вниз по потоку также примем согласно [32] равными соответственно 0.388 от длины кормового отрыва (0.173 м) и $0.5V_\infty$. Тогда время t_2 смещения вихря на расстояние 0.2728 м (от места образования вихря до области расположения источника в точке П9) составит 0.001766 с.

Фазовую скорость распространения волновых возмущений от основного источника до уступа определим, используя экспериментальные данные, по производной функции фазы по частоте в районе, где $\partial\theta/\partial f > 0$, для пары точек П3 и П8 (см. рис. 44). Значение этой скорости оказалось

равным 115.24 м/с, а время t_3 распространения волнового возмущения от вышеуказанного источника до уступа, то есть на пути 0.34 м составило 0.00295 с. В итоге суммарное время одного цикла колебаний оказалось равным 0.005634 с, а частота — 177.5 Гц.

Оценим частоту автоколебательного процесса расходно-волновой природы. Характерное время процесса будет определяться временем t_3 и временем перемещения отраженной от передней стенки волны давления к источнику — t'_2 . Как и в случае автоколебательного процесса гидродинамической природы, $t_3 = 0.00295$ с, а время t'_2 изменится в связи с увеличением пути до 0.34 м. В итоге $t'_2 = 0.34/0.5 \cdot V_\infty = 0.0022$ с, суммарное время оказалось равным 0.00515 с, а частота — 194.2 Гц. Полученные в итоге оценок характерные частоты автоколебательных процессов гидродинамической и расходно-волновой природы 177.5 Гц и 194.2 Гц близки к частотам узкополосных составляющих, выделенных из сопоставления результатов прямых измерений пульсаций давления на модели и в рабочей части пустой трубы, 182 Гц и 206 Гц.

Таким образом, исследования обтекания трехмерного уступа подтвердили, что автоколебательные процессы, возникающие при трансзвуковой перестройке течения за угловыми кромками тел с изломами образующей могут иметь не только расходно-волновую, но и гидродинамическую природу. Как было показано выше, эти процессы могут быть не совсем регулярными и стабильными, то есть близки к так называемым релаксационным автоколебаниям [4]; поддержание существования таких колебаний может происходить благодаря одновременному протеканию взаимосвязанных процессов различной природы [32].

При обтекании надкалиберного конусоцилиндрического тела с малым удлинением передней цилиндрической части ($l_z/D < 1,5$) и большим углом излома образующей на задней угловой кромке ($\theta_c \geq 30^\circ$) амплитуды вышеуказанных колебаний существенно возрастают, особенно на подветренной стороне при $\alpha \neq 0$. В связи с этим были проведены экспериментальные исследования особенностей течения в кормовом отрыве при геометрических параметрах тела $l_z/D=1.11$, $D/d=1.4$, $\theta_s=20^\circ$, $\theta_{c1}=90^\circ$, $\theta_{c2}=29^\circ$. При $\theta_{c1}=90^\circ$ кормовой отрыв является фиксированным. Испытания показали, что при $\alpha \neq 0$ давление в области присоединения кормового отрыва на подветренной стороне при трансзвуковых скоростях набегающего потока превосходит давление в указанной области на наветренной стороне. При этом оно имеет значительную величину, достигая 70 % от полного давления в набегающем потоке [54, 56]. Реконструкция физической картины трехмерного течения в кормовом фиксированном отрыве, полученная в результате проведенных исследований, представлена на рис. 45. Видно, что на поверхности

переднего цилиндра возникает скос потока 1 с наветренной на подветренную сторону. Под влиянием этого потока возникает аналогичный скос течения на свободной границе кормового отрыва. При взаимодействии с потоком 2, растекающимся на подветренной стороне тела в плоскости угла атаки, образуется первичный отрыв 3, течение во внутренней части которого направлено от подветренной к наветренной стороне. Благодаря оттоку массы газа 4 с подветренной стороны область присоединения I–I оторвавшегося потока на этой стороне приближается к задней угловой кромке, а разделительная линия тока II–II на указанной стороне перемещается из внутренней области отрыва к его свободной границе. Это приводит к уменьшению диссипативных потерь полного давления на этой линии. На наветренной стороне, наоборот, наблюдается приток газа с подветренной стороны. При его взаимодействии с потоком 5, расширяющимся в плоскости угла атаки на наветренной стороне, образуется вторичный отрыв по линии III–III, при этом часть потока 5 отесняется от поверхности, область присоединения IV–IV смещается вниз по потоку, а разделительная линия тока V–V оказывается внутри зоны отрыва (рис. 45, а, б). Поскольку при трансзвуковых скоростях набегающего потока диссипативные потери основные, давление в области присоединения на подветренной стороне возрастает и превосходит давление в аналогичной области на наветренной стороне (рис. 45, в). В результате взаимодействия течений 5 и во вторичном отрыве 6 возникает согласующая зона отрыва 7 и критическая точка 8, находящаяся в области разделения потоков, где местная скорость равна нулю (рис. 45, б).

Таким образом, исследования показали, что рассматриваемое течение при $\alpha=9^\circ$ вбирает в себя ряд особенностей, характерных для трехмерных отрывных течений. Имеется ряд общих черт с вихревой системой, возникающей с подветренной стороны тонкого конуса, обтекаемого под достаточно большим углом атаки $\alpha=3.5\theta_s$ [70]. Однако течение во внутренней части первичного, вторичного и согласующего отрывов, входящих в состав кормового отрыва, направлено не вниз по потоку (как в вихревой системе при обтекании тонкого конуса), а вверх, т.е. представляет собой возвратное течение. Таким образом, в кормовом фиксированном отрыве при $\alpha \neq 0$ образуется шесть спиралевидных вихрей (по три с каждой стороны от плоскости угла атаки).

Различие давлений в областях присоединения фиксированного кормового отрыва на подветренной и наветренной сторонах отмечается во всем трансзвуковом диапазоне M_∞ , а при $l_z/D \leq 1.8$ в момент начала индуцированной трансзвуковой перестройки течения оно максимально. Из этого следует, что установленный характер трехмерного течения в фиксированном кормовом отрыве также сохраняется во всем трансзвуковом диапазоне M_∞ . При $M_\infty \geq 1.5$ рассмотренные давления выравниваются [56].

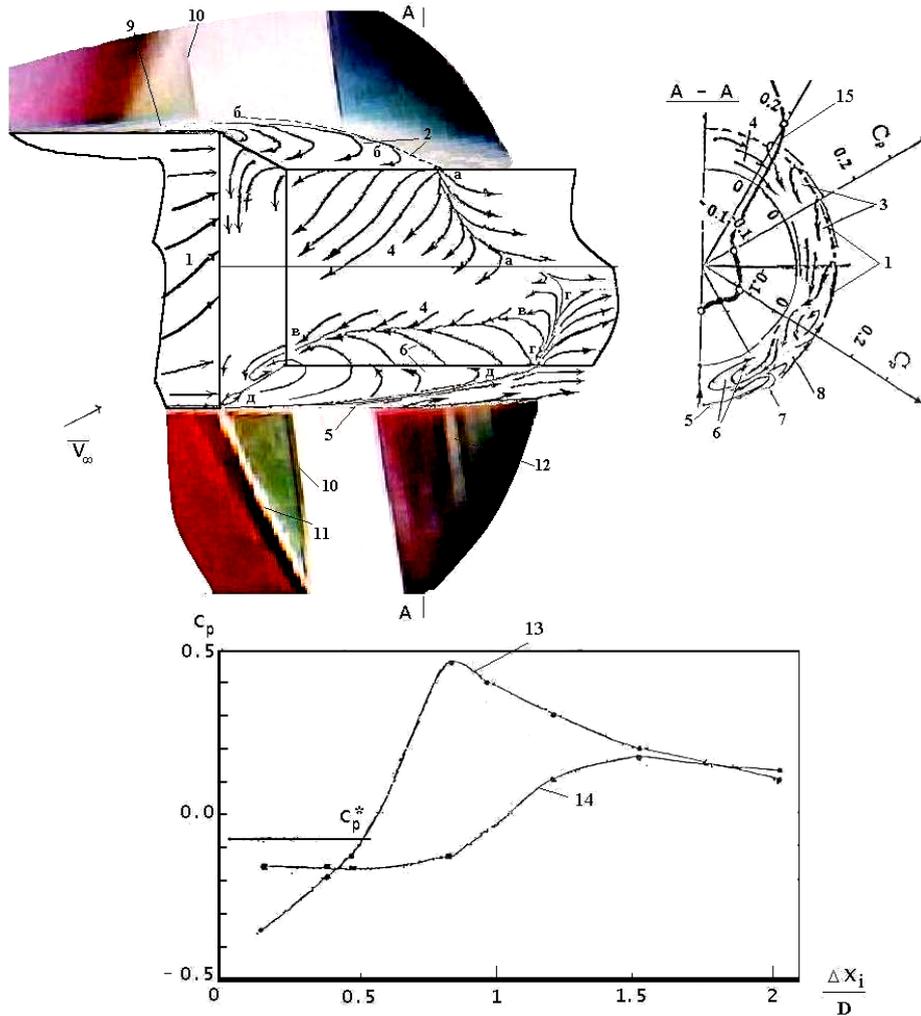


Рис. 45. Распределение давления и картина течения в кормовом отрыве в момент индуцированной трансзвуковой перестройки течения. $l_z/D=1.11$, $D/d=1.4$, $\theta_s=20^\circ$, $\theta_{c1}=90^\circ$, $\theta_{c2}=29^\circ$. $M_\infty=0.96$, $\alpha=9^\circ$. $\bar{b}-\bar{b}$, $\bar{d}-\bar{d}$ — разделительные линии тока; $a-a$, $z-z$ — линии присоединения (растекания); $v-v$ — линия вторичного отрыва; 1 — скос потока; 2 — поток в плоскости углов атаки на подветренной стороне; 3 — первичный отрыв; 4 — перетекание потока с подветренной стороны на наветренную; 5 — поток в плоскости углов атаки на наветренной стороне; 6 — вторичный отрыв; 7 — согласующий отрыв; 8 — критическая точка; 9 — свободная боковая зона отрыва; 10, 11 — замыкающий и критический скачки соответственно; 12 — акустические волны и волны сжатия; 13, 14, 15 — распределение давления соответственно на подветренной, наветренной сторонах и в сечении А-А. C_p^* — коэффициент давления, соответствующий скорости течения, равной местной скорости звука.

В случае свободного кормового отрыва закрутка газа в нем будет ослаблена, так как при $\alpha < 10^\circ$ благодаря смещению точек отрыва от угловой кромки течение на внешней границе будет выстраиваться по потоку. В связи с этим давления в области присоединения на наветренной и подветренной сторонах могут оказаться близкими или даже давление на наветренной стороне может оказаться большим [56].

Аэродинамические исследования показали, что при удлинении цилиндрической части $l_z/D < 1.5$ отрывные течения за передней и задней угловыми кромками надкалиберного конусоцилиндрического тела в процессе трансзвуковой перестройки могут оказывать влияние друг на друга [56]. Благодаря этому влиянию при некоторых геометрических параметрах компоновки возникает автоколебательный процесс, характеризующийся значительными колебаниями давления практически на всей поверхности рассматриваемого тела. Исследования позволили выявить эти геометрические параметры и механизм возникновения указанного нестационарного процесса [56]. Было показано, что при $l_z/D \leq 1.1$, $\theta_s \leq 20^\circ$, $\theta_c \geq 30^\circ$, углах атаки $\alpha = 6^\circ \div 9^\circ$ переход в локальное состояние свободной зоны отрыва, находящейся на подветренной стороне передней цилиндрической части, совпадает с началом взаимодействия замыкающего скачка уплотнения с кормовым отрывом (форма замыкающего скачка при начале взаимодействия искривлена). Взаимодействие течений в указанных отрывах приводит к тому, что при переходе в локальное состояние свободной зоны отрыва упомянутые зоны объединяются и в области присоединения объединенной зоны, находящейся за задней угловой кромкой рассматриваемого тела на подветренной стороне, отмечается значительный рост давления. При большой надкалиберности передней цилиндрической части рассматриваемого тела объединение приводит к большому углу разворота потока и дальнейшему росту давления в области присоединения. Этот рост вызывает, с одной стороны, увеличение интенсивности волн сжатия, формирующих замыкающий скачок, с другой стороны — увеличение расхода массы газа, перетекающей на наветренную сторону. Из-за сложного взаимодействия вихревых течений в кормовом отрыве (рис. 45) перетекание потока на наветренную сторону в какой-то момент времени может уменьшиться, что приведет к проникновению его в свободный боковой отрыв и смещению точки отрыва вверх по течению к передней угловой кромке конусоцилиндрического тела. Из-за увеличения интенсивности волн сжатия замыкающий скачок, оставаясь практически на месте, опять становится прямым, и зона отрыва приобретает развитый характер с трансзвуковыми скоростями на свободной границе. Давление на поверхности передней цилиндрической части при этом повышается. Изменение формы замыкающего скачка изменяет и условия присоединения на подветренной стороне прилегающей части тела за задней угловой кромкой, давление здесь уменьшается, а волны сжатия ослабляются. Накопившийся избыток массы газа истекает вниз по потоку поверх разделительной линии тока, которая в этот момент оказывается в глубине зоны отрыва. Точка отрыва на передней цилиндрической части опять смещается вниз по течению, а замыкающий скачок искривляется. Возникает автоколебательный процесс, характеризующийся

значительными нерегулярными, но согласованными колебаниями давления, охватывающими практически всю поверхность рассматриваемого тела. При этом колебания давления в области отрыва свободной зоны и в области примыкания фиксированной кормовой зоны отрыва могут происходить в противофазе (см. рис. 46, $\Delta p = p_i - p_{atm}$). Максимальная величина изменения коэффициента мгновенного давления в точках, находящихся на передней цилиндрической части и в области присоединения кормового отрыва, составляет 0.55 (по показаниям датчика Д1: $C_{pmax} = -0.36$, $C_{pmin} = -0.9$, по показаниям датчика Д6 — соответственно 0.56 и -0.03). В области присоединения кормового отрыва безразмерное характерное время Δt изменения коэффициента C_p при переходе зоны отрыва из развитого в локальное состояние (Δt_1) равно 11, при обратном переходе (Δt_2) — 26 ($\Delta t = \Delta t \times V_\infty / D$) [56].

Как следует из описанного автоколебательного процесса, последний имеет расходно-волновой характер.

Для более точного расчета турбулентного течения при наличии протяженной зоны отрыва, определения характеристик пульсаций давления, установления природы автоколебательных процессов в последнее время были разработаны новые методы моделирования турбулентного течения, такие как DDES и IDDES, представляющие собой модификации метода DES [71]. Достоверные результаты при использовании метода DES получаются при выполнении условия переключения в LES режим вне присоединенного пограничного слоя, что часто бывает невозможным при измельчении шагов расчетной сетки в продольном направлении. Применение метода DDES (Delayed DES) позволяет устранить этот недостаток. Вместе с тем указанный метод эффективен при расчетах, в основном, отрывных течений. Для расширения области применимости метода DES на проведение пристеночного LES (Wall-Modelled LES, WMLES) моделирования был разработан метод IDDES (Improved DDES) [71].

Заметим, что LES подход, являющийся составной частью вышеуказанных методов, в некоторых случаях может быть применен с неявной подсеточной моделью, то есть без ее активации. Роль ее в этом случае исполняет схемная вязкость (метод ILES — Implicit LES, см., например, [72]).

Учитывая высокие требования к вычислительным ресурсам вихререзающих методов, их часто используют лишь в тех областях течения, где присутствуют отрывное течение или распространяющиеся в потоке турбулентные структуры. В остальной области по-прежнему используют метод RANS. Зонный подход (ZDES) обеспечил существенное возрастание точности в сравнении со стационарным моделированием методом RANS [73].

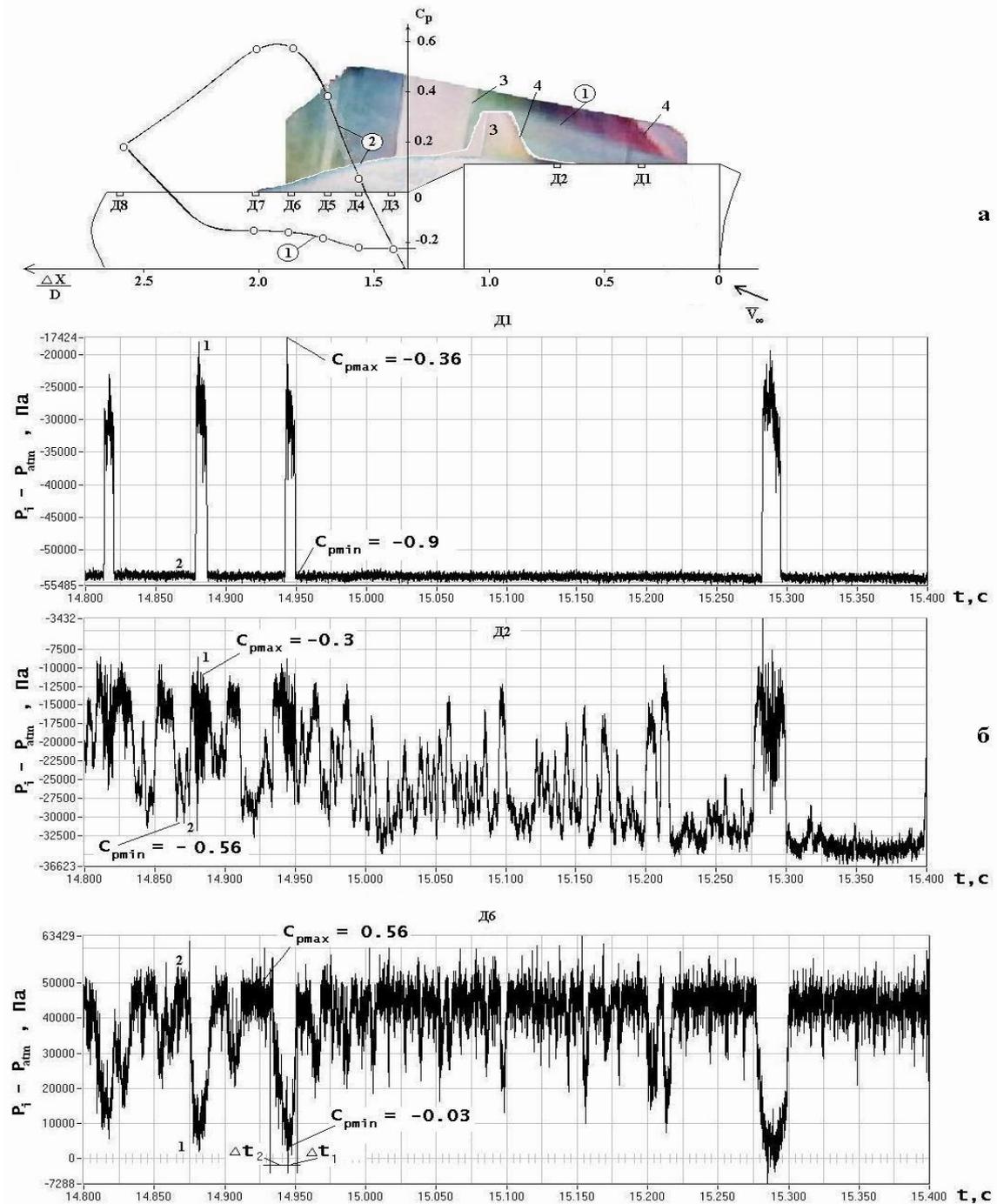


Рис. 46. Изменение течения, распределения давления (а) и колебаний давления (б) при переходе объединенных боковой и кормовой зон отрыва на подветренной стороне надкалиберного конусоцилиндрического тела в случае малого удлинения его передней цилиндрической части. $l_2/D=1.11$, $D/d=1.4$, $\theta_s=20^\circ$, $\theta_{c1}=90^\circ$, $\theta_{c2}=29^\circ$. $M_\infty=0.96$, $\alpha=9^\circ$. 1, 2 — данные по давлению и положению свободной границы боковой и кормовой зон отрыва при их развитом (1) и локальном (2) состояниях; 3,4 — соответственно замыкающий и критический скачки уплотнения.

Заметим, что при использовании зонных подходов большое значение приобретает обеспечение правильного перехода от области одного решения (RANS) к области другого (DES или LES), в частности, формирование на границе между областями исходных данных, полученных на основании решения в первой области, для обеспечения вычислений во второй [74, 61, 62, 75, 76].

Кроме того, одной из наиболее существенных применительно к расчету отрывных течений является так называемая проблема «серой зоны». Она заключается в том, что при использовании DES происходит затягивание «численного перехода» в слое смешения, что ведет к некорректному предсказанию неустойчивости Кельвина-Гельмгольца. Согласно [77] это происходит из-за слишком высокого уровня турбулентной вязкости на начальном участке области смешения, обусловленного ее конвекцией из области присоединенного турбулентного пограничного слоя, рассчитываемого с использованием RANS. Кроме того, при использовании сеток с азимутальным (или поперечным) шагом, сравнимым с начальной толщиной слоя смешения, в LES области происходит генерация повышенной подсеточной вязкости.

Для преодоления этого затруднения разрабатываются новые подходы и, в частности, новые подсеточные масштабы, зависящие не только от шага сетки, но и от характера течения [77, 78].

Заметим, что вышеуказанные осложнения возникают, вероятнее всего, потому, что в силу специфики уравнений Рейнольдса не удастся учесть возмущения, порождаемые вихревым движением в присоединенном турбулентном пограничном слое. Известно, что течение в этом слое характеризуется наличием не только хаотичных мелкомасштабных вихрей, но и, в определенной степени, организованных, сравнительно крупномасштабных вихревых структур [79, 80].

Ниже приводятся результаты численного исследования нестационарного турбулентного обтекания вышерассмотренного трехмерного уступа, проведенного с использованием подхода IDDES [81]. Расчеты проводились при $M_\infty = 0.91$, $Re_\infty = 7.24 \cdot 10^6$ и угле атаки $\alpha = 0$, когда за уступом возникала собственная трансзвуковая перестройка течения. Использовался комплекс программ NOISEtte, предназначенный для расчета задач аэродинамики и аэроакустики на неструктурированных тетраэдральных сетках [82].

Исследования проводились в два этапа. На первом определялись оптимальные параметры вычислительной сетки и используемого метода для моделирования турбулентного течения в нестационарной постановке. Необходимо было преодолеть недостаток гибридного подхода DES, который, как было указано выше, заключается в затягивании «численного перехода» в слое смешения, образующемся за кромкой трехмерного уступа.

Чтобы решить эти вопросы, было проведено исследование для упрощенной конфигурации клиновидного тела с обратным уступом (см. рис. 47) с периодическими граничными условиями в поперечном направлении (по оси z). Разрешение сетки при этом оставалось таким же. Основной деталью модификации было искусственное уменьшение шага сетки Δz в формуле для характерного размера «фильтра» $\Delta = \max(\Delta x, \Delta y, \Delta z)$ в начальном участке за обратным уступом. В результате «численный переход» слоя смешения от квазидвумерного к трехмерному характеру течения произошел раньше, что привело к изменению осредненного поля течения, в том числе и распределения коэффициента давления. Далее этот подход был применен при расчете течения за трехмерным уступом.

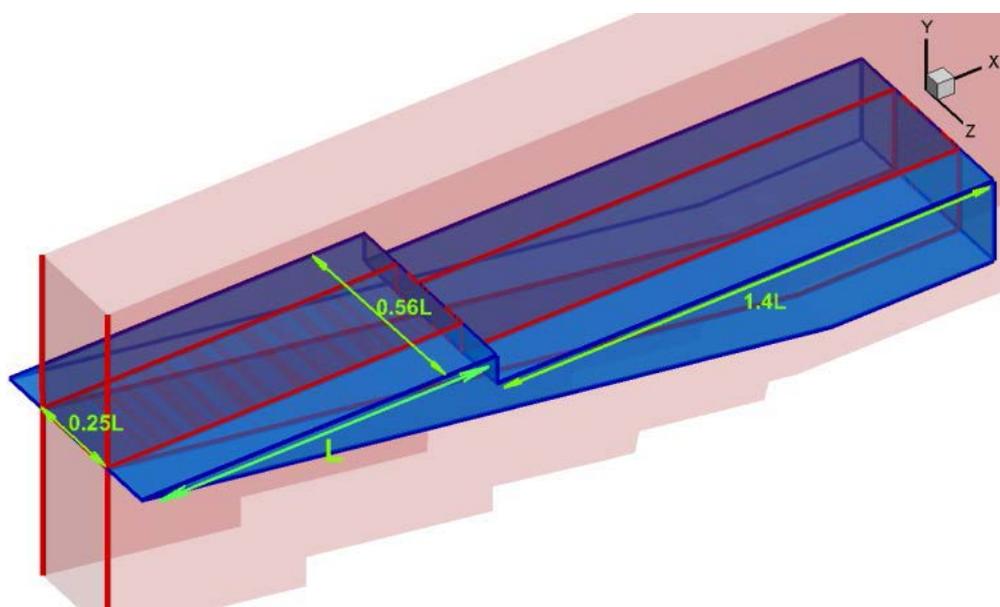
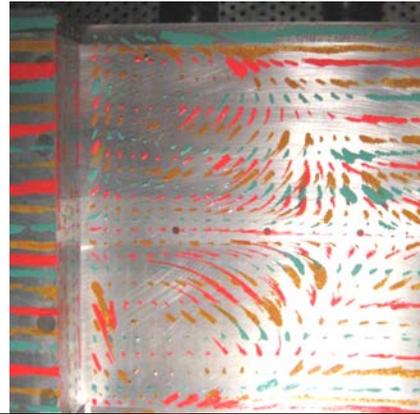
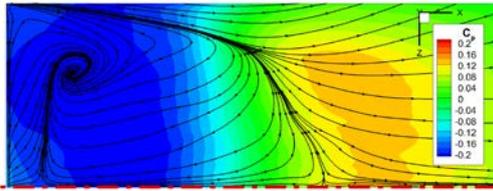


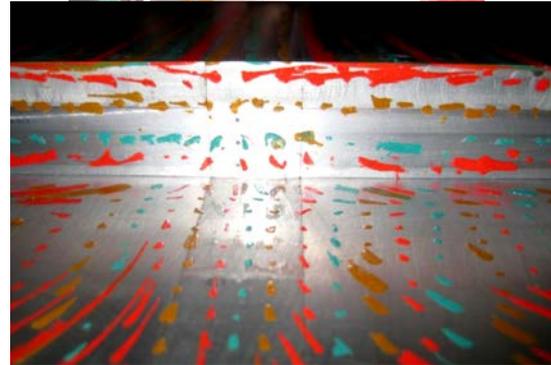
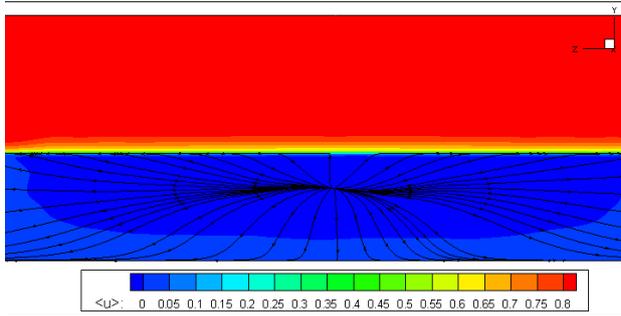
Рис. 47. Упрощенная конфигурация уступа, принятая для численных исследований на первом этапе (выделена красными линиями).

Была построена неструктурированная сетка, содержащая 26 млн. узлов и 148 млн. тетраэдров. При использовании подхода IDDES с модификацией подсеточного масштаба в начальном участке слоя смешения получено хорошее согласование численных и экспериментальных данных по положению линий тока на теле (см. рис. 48) и распределению за уступом осредненного коэффициента давления (см. рис. 49). Подтверждается затекание потока в кормовой отрыв с боковых сторон уступа. Демонстрируется преимущество выбранного метода по точности определения распределения осредненного коэффициента давления в сравнении с RANS подходом (рис. 49).

а



б



Численный расчет
Линии тока осредненной скорости

Эксперимент
Визуализация течения методом
цветных масляных капель

Рис. 48. Согласование характера течения по численным и экспериментальным данным
а — на поверхности тела за уступом, б — на поверхности уступа. $M_\infty = 0.91$.

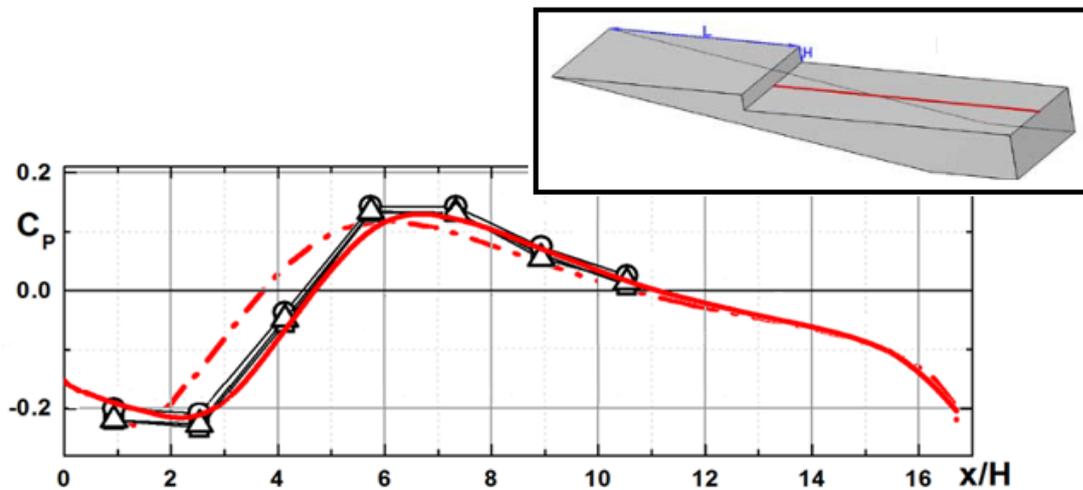


Рис. 49. Распределения коэффициента давления за уступом.
—○—, —Δ—, —□— — экспериментальные данные; —••— — RANS; — — IDDES.

Рассмотрим результаты численных исследований, характеризующие особенности нестационарного течения за уступом. На рис. 50 иллюстрируются представленные в один и тот же момент времени мгновенные расчетные поля: а — изоповерхностей Q-критерия ($Q=0.5$), раскрашенных уровнями относительной продольной скорости, б — производной по времени от давления $\partial p / \partial t$ ($p = p / \rho v^2$), в — модуля завихренности $|\Omega|$ и г — числа Маха с наложенными линиями тока. Q-критерий определяет баланс между локальной завихренностью и сдвиговыми напряжениями в турбулентном потоке. Изоповерхности этого критерия позволяют выделить крупномасштабную структуру турбулентности. Распределение производной по времени от давления $\partial p / \partial t$ иллюстрирует волновые возмущения. С целью увеличения объема информации поле изоповерхностей Q-критерия дано для уступа, развернутого по углу крена, остальные поля характеризуют параметры течения в центральном продольном сечении уступа. Согласно полученным данным эволюция развития вихревого движения вниз по течению представляется следующим образом: вначале с угловой кромки срываются следовые спиралевидные вихри — 1, которые имеют квазидвумерный характер; затем, ниже по течению, они теряют устойчивость, отдельные их звенья приобретают большую скорость, вытягиваются, образуют петли. Возникают трехмерные вихревые структуры — 2. Масштаб структур при сохранении средней групповой скорости движения увеличивается. При образовании волн неустойчивости — 3, в областях расположения их выпуклостей возникает пониженное давление, что в совокупности с возросшей здесь эжекцией внешнего потока приводит к вовлечению в вихревые структуры массы газа из окружающих зон кормового отрыва, в том числе и потока из возвратного течения. Вихревое течение упорядочивается, становится более организованным. Образуются когерентные вихревые структуры — 4. Участие в образовании когерентных вихревых структур практически всего циркуляционного течения позволяет говорить о потере устойчивости всего сдвигового слоя зоны отрыва, а не только ее слоя смещения (рис. 50).

Заметим, что аналогичное подтекание к «динамическим неоднородностям» слоя смещения, но только из внешней среды, было установлено в работе [83] при изучении истечения струи.

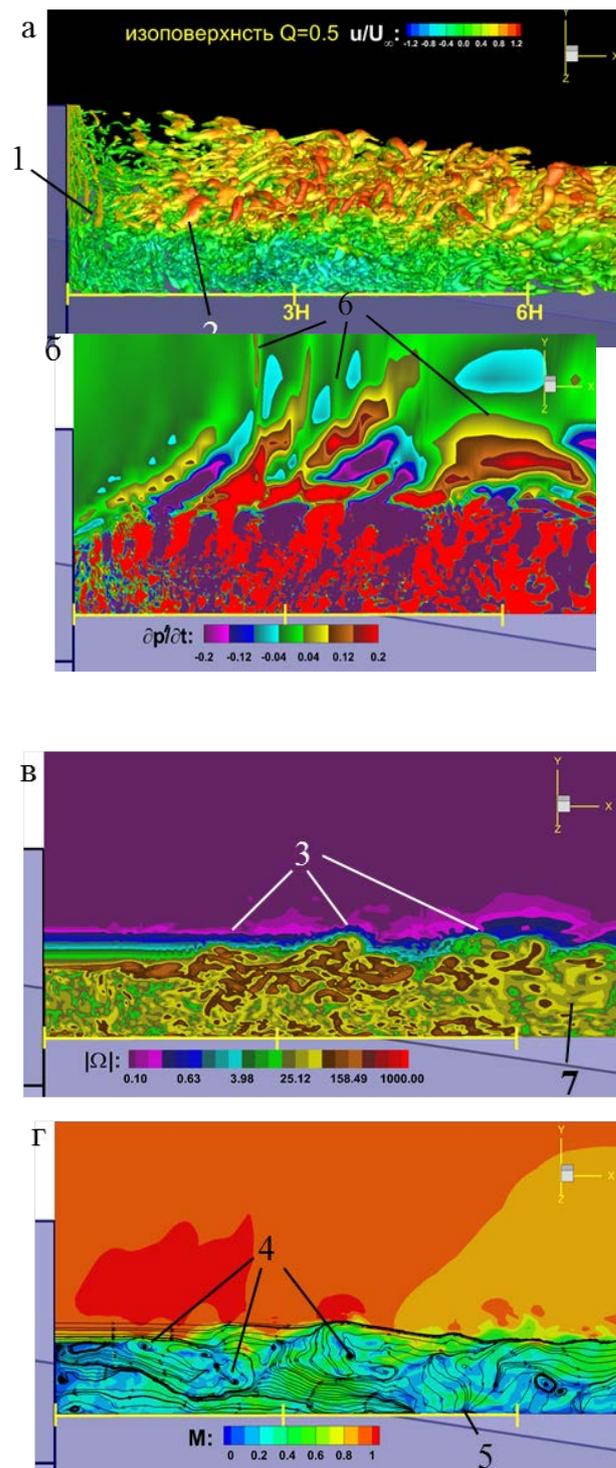


Рис. 50. Расчетные поля, представленные для одного и того же момента времени нестационарного процесса, возникающего при трансзвуковой перестройке течения за уступом. 1 — следовые спиралевидные вихри; 2 — трехмерные вихревые структуры; 3 — волны неустойчивости; 4 — когерентные вихревые структуры; 5 — волны давления; 6 — область присоединения (растекания) потока, перетекшего с боковых сторон уступа; 7 — область разрушения вихревых структур.

Анализ расчетного поля производной по времени от давления $\partial p / \partial t$ показывает, что течение за уступом порождает и волны давления — 6. Источниками генерации этих волн являются область присоединения кормового отрыва (основной источник) и волны неустойчивости (рис. 50б). Как следует из рассмотрения природы и механизма автоколебательных процессов в протяженной каверне, распространение этих волновых возмущений приводит к возникновению и колебанию перепада давления поперек слоя смещения зоны отрыва. При определенной величине этого воздействия происходит потеря устойчивости сдвигового слоя зоны отрыва.

Таким образом, численные расчеты обтекания трехмерного уступа подтвердили возможность возникновения за угловой кромкой тела автоколебательного процесса гидродинамической природы, установленную ранее в экспериментальных исследованиях. Было уточнено, что, действительно, как принимал Росситер, первоначальные вихри образуются при срыве потока с угловой кромки тела. Но когерентные крупномасштабные вихревые структуры — ниже по течению, в волнах неустойчивости, что согласуется с результатами исследований обтекания протяженной каверны.

В области примыкания зоны отрыва (5) вихревые когерентные структуры выделяются из слоя смещения и при распространении вниз по потоку разрушаются (область течения 7, см. рис. 50в).

7. Сравнение с некоторыми результатами исследований автоколебательных процессов, возникающими при истечении струй и обтекании крыльев

Подтверждение выводов о механизме возникновения волн неустойчивости при трансзвуковой перестройке течения было получено в настоящее время при экспериментально-численных исследованиях крупномасштабных вихревых структур в тонально возбуждаемой дозвуковой струе, истекающей в затопленное пространство [84]. В экспериментах возбуждение струи осуществлялось с помощью акустического динамика, расположенного внутри сопла. Для визуализации когерентных вихревых структур, формирующихся в струе, использовалась система на базе интерферометра, работающего в автоколлимационном режиме. В численных исследованиях использовался зонный URANS–ILES подход. Решение URANS с моделью турбулентности Спаларта–Аллмараса применялось в области, расположенной внутри сопла, в поле струи — метод ILES в сочетании с гибридной низкодиссипативной неявной конечно-объемной схемой 4–5-го порядка аппроксимации по пространству

и 2-го порядка по времени. Тональное возбуждение имитировалось путем задания на входе в расчетную область плоской, распространяющейся вниз по потоку волны с той или иной амплитудой колебаний продольной скорости. В результате указанных комплексных исследований было получено, что при тональном воздействии на турбулентную струю при достижении некоторого порогового значения амплитуды этого воздействия в ее слое смешения начинают формироваться волны неустойчивости, развитие которых вниз по потоку приводит к образованию вихревых колец с центром вихря в районе максимума волны (см. рис. 51). Возникновение вихревых колец происходит на удалении от среза сопла, не превышающем одного его диаметра. На расстоянии 3–4 диаметров кольца разрушаются. В зоне существования колец в струе возникает чередование областей с максимальной завихренностью в ядрах колец и с нулевой завихренностью между ними.

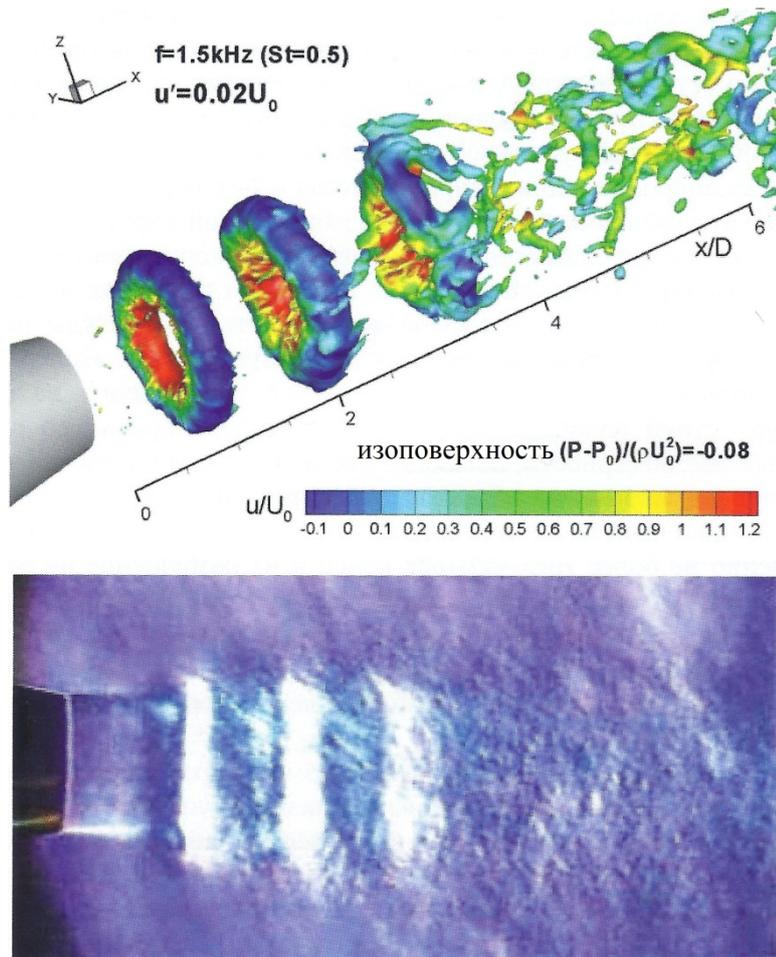


Рис. 51. Сравнение расчетной и экспериментальной визуализаций акустически возбужденной струи при $U_0=120$ м/с [84].

Анализ показывает, что рассмотренные ранее крупномасштабные вихревые когерентные структуры в каверне и за трехмерным уступом являются аналогами вихревых колец струй в приложении к осесимметричному течению. Во всех случаях возникновение указанных вихревых структур происходило на некотором расстоянии вниз по потоку от места образования слоя смещения, а именно в районе максимумов волны неустойчивости [32], [84]. Сами волны неустойчивости появлялись при возбужденном состоянии сдвигового слоя струи или зоны отрыва, возникающем под воздействием волновых возмущений определенной величины, генерируемых искусственным или естественным путем. Установлены и другие общие черты сравниваемых течений. Исследования образования вихревых колец выявили большое влияние толщины слоя смещения струи на рост волн неустойчивости. В исследованиях течения в каверне также было показано, что возникновение и расположение волн неустойчивости в слое смещения зависит, прежде всего, от физических свойств последнего. Как при истечении струи, так и в случае отрыва за уступом в определенный момент движения крупномасштабных вихревых структур вниз по потоку происходит их разрушение. Таким образом, возникновение вихревых колец и образование когерентных вихревых структур в протяженной каверне и за трехмерным уступом имеют сходственную природу и механизм.

Рассмотрение особенностей баффета (по некоторым работам — бафтинга), возникающего при определенном угле атаки и трансзвуковых скоростях потока на подветренной стороне крыла, позволяет заключить, что в некоторых случаях он также имеет общие черты с механизмом автоколебательных процессов, порождаемых трансзвуковой перестройкой течения на телах с изломом образующей. По данным, представленным на рисунке 52, [85] процесс явно имеет расходно-волновую природу. Вместе с тем, и в этой работе и во многих других при исследованиях баффета не уделяется должного внимания волновым возмущениям, играющим большую роль в автоколебательных процессах [85–90].

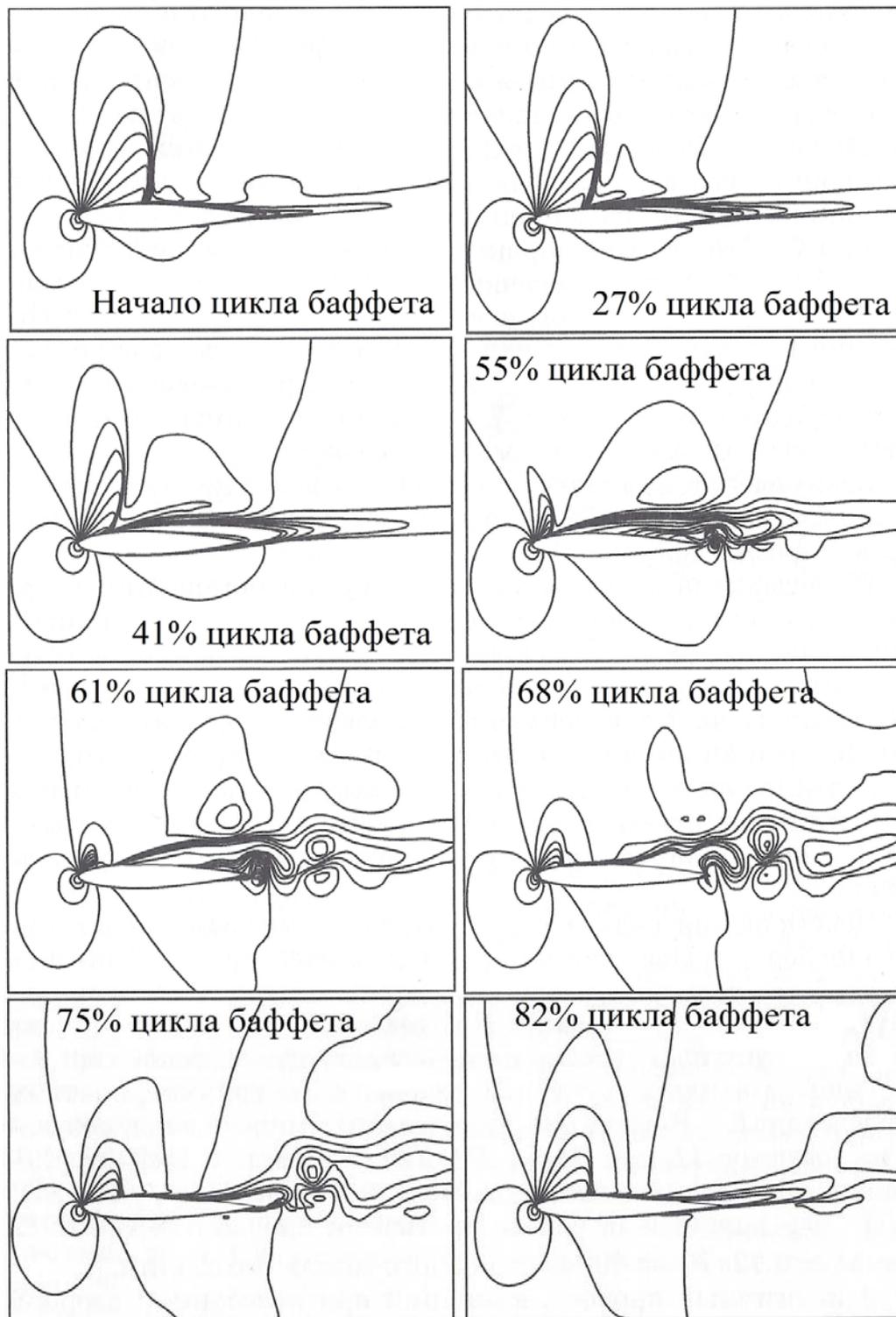


Рис. 52. Численные данные по изменению течения на профиле NASA0012 во время колебаний, вызванных баффетом. $M_\infty=0.72$, $Re_\infty=10^7$ [85].

Заключение

1. Рассмотрены результаты экспериментально-теоретических исследований автоколебательных процессов резонансной, расходно-волновой, гидродинамической природы и вызванных несбалансированностью уноса и притока массы газа, типичных для обтекания транс- и сверхзвуковым потоком тел с изломами образующей. Изучены характерные частоты, механизмы, особенности и условия возникновения указанных процессов.

2. Найдено, что резонансные автоколебания на телах с изломами образующей могут возникать и вне каких либо каналов. Необходимыми условиями для этого являются: наличие замыкающего скачка уплотнения с дозвуковой областью течения за ним, зоны отрыва, как основного источника волновых возмущений, и, ниже по течению, — псевдоисточника (отражающей поверхности). В этом случае при скорости сносящего потока, отличной от нуля, требуется, чтобы частоты прямой (от основного источника) и обратной (от псевдоисточника) бегущих волн были равны друг другу.

3. Установлены механизмы автоколебательных процессов, возникающих при трансзвуковой перестройке течения на телах с изломами образующей. Показано, что такие процессы могут иметь расходно-волновую, гидродинамическую и резонансную природу; возникающие при этом колебания давления могут быть не вполне регулярными, но хорошо коррелируются на достаточно большой поверхности тела.

4. Выявлено, что автоколебательные процессы расходно-волновой, гидродинамической и резонансной природы могут проходить одновременно. В этом случае волна давления, генерируемая задней стенкой, участвует в нескольких нестационарных процессах, но в разных гармониках колебаний. При этом было выяснено, какая гармоника одного процесса оказывается близкой по числу Струхала к гармонике другого процесса. Колебания взаимосвязаны, поддерживают друг друга, что не дает им затухнуть под воздействием диссипативных потерь.

5. В исследованиях автоколебательных процессов гидродинамической природы подтверждено, что когерентные крупномасштабные вихревые структуры, играющие основную роль в указанных процессах, образуются ниже по течению от начала слоя смешения — в волнах неустойчивости. В выпуклостях этих волн возникает пониженное давление, что в совокупности с возрастающей в этом районе эжекцией внешнего потока приводит к вовлечению в первоначальное вихревое движение массы газа из окружающих областей кормового отрыва. Течение в вихре упорядочивается — образуются когерентные структуры.

Литература

1. Андронов А. А., Витт А. А., Хайкин С. Э. Теория колебаний. М.: Наука, 1937.
2. Физика. Большой энциклопедический словарь. / Под ред. Прохорова А. М. 4-е изд. М.: Большая Российская энциклопедия, 1999. С. 85–88. ISBN 5-85270-306-0.
3. Вавилин В. А. Автоколебания в жидкофазных химических системах. // Природа, № 5, 2000.
4. Харкевич А. А. Автоколебания. М.: ГИТТЛ, 1954.
5. Jenkins A. Self-oscillation // ArXiv.org., 2011. pp. 1–17.
6. Chen C. P. et all. Shock wave oscillations in a transonic diffuser flow // AIAA Journal, 1979. № 10.
7. Danjkov 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, October 18–21, 1993, Beijing, China, pp. 108–112.
8. Dankov B. N., Kornienko E. S., Kudryavtsev V. V., Lapygin V. I. Some Features of Flow Past Multibody Launch Vehicles // ICEFM, Torino, Italy, 4–8 July 1994, pp. 806–813.
9. Даньков Б. Н., Косенко А. П., Куликов В. Н., Отменников В. Н. Волновые возмущения в трансзвуковых отрывных течениях // Изв. РАН. МЖГ. 2006. № 6. С. 153–165.
10. Mair W. Experiments on separation of boundary layers on probes in front of blunt nosed bodies in a supersonic air stream // Philos. Mag. 1952. vol. 43. № 342.
11. Manil D. J. Hypersonic Flow over Axially Symmetric Spiked Bodies // J. Fluid Mech., Vol. 8. 1960.
12. Wood C. J. Hypersonic Flow over spiked cones // J. Fluid Mech. 1962. Vol. 12. pt. 4.
13. Bogdanoff S. M., Vas I. S. Some Experiments on Hypersonic Separated Flows // ARSI 1962. Vol. 32. № 10.
14. Даньков Б. Н., Новиков Л. В. Нестационарное обтекание сверхзвуковым потоком конуса с дисковым щитком. // Изв. АН СССР, МЖГ, № 4, 1968, С. 184–189.
15. Рокуэлл Д. Колебания сдвиговых слоев, взаимодействующих с препятствиями. // Аэрокосмическая техника, т. 2, № 2, 1984.
16. Лебедев М. Г., Теленин Г. Ф. Взаимодействие сверхзвуковой струи с акустическим полем // Институт Механики МГУ, Научные труды № 5, Москва, 1970, С. 88–107.

17. Rossiter J. E. Wind Tunnel Experiments on the Flow Over Rectangular Cavities at Subsonic and Transonic Speeds // Royal Aircraft Establishment Technical Rept. 64037, 1964 and R&M 3438, Oct. 1964.

18. Heller H. H., Holmes D. G. and Covert E. E. Flow Induced Pressure Oscillations in Shallow Cavities // Journal of Sound and Vibration, Vol. 18, No. 4, 1971, pp. 545–553.

19. Heller H. H. and Bliss D. B. The Physical Mechanism of Flow Induced Pressure Fluctuations in Cavities and Concepts for their Suppression // AIAA Paper 75–491, 1975.

20. Block P. J. W. Noise response of cavity of varying dimensions at subsonic speeds // NASA TN, N D – 8351, 1976, pp. 1–67.

21. Tam C. K. W. and Block P. T. W. On the Tones and Pressure Oscillations Induced by Flow over Rectangular Cavities // Journal of Fluid Mechanics, Vol. 89, Part 2, 1978, pp. 373–399.

22. Hankey W. L. and Shang J. S. Analyses of Pressure Oscillations in an Open Cavity // AIAA Journal, Vol. 18, № 8, August, 1980, pp. 892–898.

23. Антонов А. Н., Вишняков А. Н., Шалаев С. П. Экспериментальное исследование пульсаций давления в выемке, обтекаемой дозвуковым или сверхзвуковым потоком газа // Прикладная механика и техническая физика, № 2, 1981, С. 89–97.

24. Morkovin M. V. and Paranjape S. V. On Acoustic Excitation of Shear Layers // Zeitschrift für Flugwissenschaften, Vol. 19, Heft 8/9, 1971, pp. 328–335.

25. Tam C. K. W. Excitation of Instability Waves in a Two-Dimensional Shear Layer by Sound // Journal of Fluid Mechanics, Vol. 89, Part 2, 1978, pp. 357–371.

26. Tam C. K. W. The Effects of Upstream Tones on the Large Scale Instability Waves and Noise of Jets // in Mechanics of Sound Generation in Flows, edited by E. Mueller, Springer-Verlag, New York, IUTAM, ICA, AIAA-Symposium, 1979, pp. 41–47.

27. Keller J. J. and Escudier M. P. Periodic Flow Aspects of Throttles, Cavities, and Diffusers // Brown Boveri Research Center Rept. KCR-79-144B, Nov. 1979.

28. Ahuja K., Mendoza J. Effects of cavity dimensions, boundary layer, and temperature on cavity noise with emphasis on benchmark data to validate computational aeroacoustik codes // NASA CR, N 4653, 1995, pp. 1–284.

29. Rubio G., De Roeck W., Baelmans M., Desmet W. Numerical study of noise generation mechanisms in rectangular cavities // Europ. Colloquium 467: Turbulent Flow and Noise Generation, Marseille, France, 2005, pp. 1–4.

30. Воскобойник А. В., Воскобойник В. А. Источники резонансных мод осцилляций внутри обтекаемой полусферической лунки // Акустичний вісник, т. 10, № 4, 2007, С. 36–46. ISSN 1028-7507.

31. Заугольников Н. Л., Коваль М. А., Швец А. И. Пульсации потока

газа в каверне при сверхзвуковом обтекании // Механика жидкости и газа, 1990. № 2. С. 121–127.

32. Абдрашитов Р. Г., Архиреева Е. Ю., Даньков Б. Н., Меньшов И. С., Северин А. В., Семенов И. В., Требунских Т. В., Чучкалов И. Б. Механизмы нестационарных процессов в протяженной каверне // Ученые записки ЦАГИ, том XLIII, № 4. 2012. С. 39–56.

33. Spalart P. R., Jou W. H., Strelets M., Allmaras S. R. Comments on the feasibility of LES for wings, and on a hybrid RANS/LES approach // Proceedings of the First AFOSR International Conference on DNS/LES, august 1997, Ruston, USA, pp. 137–148.

34. Reynolds O. On the dynamical theory of incompressible viscous fluids and the determination of the criterion // Philosophical Transactions of the Royal Society of London, Series A, 1985, V. 186, pp. 123–161.

35. Spalart P. R., Allmaras S.R. A one equation turbulence model for aerodynamic flows // AIAA Paper. 1992. № 92–0439.

36. Deardorff J. W. A numerical study of three-dimensional turbulent channel flow at large Reynolds numbers // Journal of Fluid Mechanics, 1970, V. 41, pp. 453–480.

37. Smagorinsky J. General circulation experiments with the primitive equations // Monthly Weather Review, 1963, V. 91. № 3. pp. 99–165.

38. Van Driest E. R. On turbulent flow near a wall // Journal of Aeronautical Sciences. 1956. V. 23. pp. 1007–1011.

39. Robertson J. E. and Chevalier H. L. Characteristics of Steady-State Pressures on the Cylindrical Portion of Cone-Cylinder Bodies at Transonic Speeds // Arnold Engineering Development Center, AEDC TDR-63-204, Tullahoma, TN, Aug. 1963.

40. Chevalier H. L. and Robertson J. E. Pressure Fluctuations Resulting from Alternating Flow Separation and Attachment at Transonic Speeds // Arnold Engineering Development Center, AEDC TDR-63-204, Tullahoma, TN, Nov. 1963.

41. Stanbrook A. Experimental Pressure Distribution on a Plane-Nosed Cylinder at Subsonic and Transonic Speeds // Aeronaut.Res. Council. Repts. and Mem., 1963. № 3425, p. 18.

42. Курьянов А. И., Столяров Г. И., Коробов Я. П., Штейер В. И. О гистерезисных явлениях при обтекании цилиндров малого удлинения с различной формой затупления на околозвуковых скоростях // Труды ЦАГИ, вып. 1442, 1972. С. 1–31.

43. Бачманова Н. С., Кирнасов Б. С., Кудрявцев В. В., Липницкий Ю. М. Безотрывное симметричное обтекание трансзвуковым потоком цилиндрических тел // МЖГ, № 6. 1975. С. 164–167.

44. Курьянов А. И., Столяров Г. И. О неединственности структуры обтекания цилиндра малого удлинения с сегментальным затуплением на околозвуковых скоростях // Труды ЦАГИ, вып. 1976, 1979, С. 1–32.

45. Бертынь В. Р., Назаренко В. В., Неvejeина Т. П. Экспериментальное исследование некоторых особенностей отрывного трансзвукового обтекания моделей // Учёные записки ЦАГИ, том XII, № 2, 1981, С. 103–106.
46. Гужавин А. И., Коробов Я. П. О гистерезисе сверхзвуковых отрывных течений // Известия АН СССР, МЖГ, № 2, 1984, С. 116–125.
47. Краснов Н. Ф., Кошевой В. Н., Калугин В. Т. Аэродинамика отрывных течений. М., Высшая школа, 1988, 350 с.
48. Gujavin A. I., Kirasov B. S., Korobov J. P., Kudryavtsev V. V. The Critical Phenomena in Separated Flows // Separated Flows and Jets, IUTAM — Symposium, July 9–13, 1990, Novosibirsk, USSR, p. 381–384.
49. Любимов А. Н., Тюмнев Н. М., Хут Г. И. Методы исследования течений газа и определения аэродинамических характеристик осесимметричных тел. М.: Наука, 1995. 397 с.
50. Даньков Б. Н., Косенко А. П., Куликов В. Н., Отменников В. Н. Особенности трансзвукового обтекания цилиндрикоконического тела при большом угле излома образующей на передней угловой кромке // Изв. РАН. МЖГ. 2006. № 2. С. 46–60.
51. Кудрявцев В. В. Пульсации давления при обтекании угла излома образующей тела вращения // Космонавтика и ракетостроение, № 2, 2002, ЦНИИМАШ, С. 67–78.
52. Ericsson L. E., Pavish D. Aeroelastic Vehicle Dynamics of a Proposed Delta II 7920-10L Launch Vehicle // Journal of Spacecraft and Rockets, Vol. 37, №1, January–February 2000, pp. 28–38.
53. Дядькин А. А. Особенности аэродинамики надкалиберных головных частей ракет-носителей // Космонавтика и ракетостроение, № 17, 1999, ЦНИИМАШ, С. 131–135.
54. Бутков А. С., Даньков Б. Н., Куликов В. Н. Особенности распределения давления в фиксированных и свободных зонах отрыва за надкалиберными головными частями // 3-я Международная научно-техническая конференция. Космонавтика. Радиоэлектроника. Геоинформатика. Рязань, 6–8 сентября 2000. Тезисы докладов, С. 109–112.
55. Даньков Б. Н., Косенко А. П., Куликов В. Н., Отменников В. Н. Особенности трансзвукового обтекания цилиндрикоконического тела при малом угле излома образующей на передней угловой кромке // Изв. РАН. МЖГ. 2006. № 3. С. 140–154.
56. Даньков Б. Н., Косенко А. П., Куликов В. Н., Отменников В. Н. Особенности трансзвукового течения за задней угловой кромкой надкалиберного цилиндрикоконического тела // Изв. РАН. МЖГ. 2007. № 3. С. 155–168.
57. Бутков А. С., Даньков Б. Н., Косенко А. П., Липницкий Ю. М., Мишкова Н. В. Стационарные и нестационарные локальные

аэродинамические нагрузки, действующие на сборочно-защитные блоки // Космонавтика и ракетостроение, № 1, 2007, ФГУП ЦНИИмаш, С. 53–62.

58. Bigarella E. D. V., Azevedo J. L. F., Mello O. A. F. Normal Force Calculations for Rocketlike Configurations // Paper accepted July, 2004. Technical Editor: Aristeu Silveira Neto. Vol. XXXVI, № 3, July–September 2004.

59. Bigarella E. D. V., Azevedo J. L. F. Numerical Study of Turbulent Flows over Launch Vehicle Configurations // Journal of Spacecraft and Rockets, Vol. 42, № 2, March–April 2005.

60. Bigarella E. D. V., Azevedo J. L. F., Scalabrin L.C. Centered and Upwind Multigrid Turbulent Flows Simulations of Launch Vehicle Configurations // Journal of Spacecraft and Rockets, Vol. 44, № 1, January–February 2007.

61. Кудряшов И. Ю., Луцкий А. Е. Моделирование турбулентного отрывного трансзвукового обтекания тел вращения // Математическое моделирование, т. 23, № 5, 2011. С. 71–80.

62. Кудряшов И. Ю., Луцкий А. Е. Адаптация кода для расчета течений вязких жидкостей под гибридные вычислительные системы на базе технологий CUDA-MPI // Математическое моделирование, т. 24, № 7, 2012. С. 33–44.

63. Menter F. R. Two-equation eddy viscosity turbulence models for engineering applications // AIAA J. 1994. V. 32, № 8. pp. 1598–1605.

64. Lienhart H., Becker S. Flow and Turbulence Structures in the Wake of a Simplified Car Model // SAE Technical paper, 2003 — 01 — 0656.

65. Catalano P., Marini M., Nicoli A. CFD Contribution to the Aerodynamic Data Set of Vega Launcher // Journal of Spacecraft and Rockets, Vol. 44, № 1, January–February 2007.

66. Волков К. Н., Емельянов В. Н. Моделирование крупных вихрей в расчетах турбулентных течений. М.: Физматлит, 2008.

67. Гарбарук А. В., Стрелец М. Х., Шур М. Л. Моделирование турбулентности в расчетах сложных течений / Учебное пособие. СПб: Изд. Санкт-Петербургского государственного политехнического университета, 2012.

68. Колган В. П. Применение принципа минимальных значений производных к построению конечно-разностных схем для расчета разрывных решений газовой динамики // Ученые записки ЦАГИ, 1972, 3, № 6, С. 68–77.

69. Архиреева Е. Ю., Даньков Б. Н., Коляда Е. О., Косенко А. П. Особенности автоколебательных процессов, возникающих при трансзвуковой перестройке течения за трехмерным уступом поверхности тела // Космонавтика и ракетостроение, № 4, 2014, ФГУП ЦНИИмаш.

70. Rainbird W. J., Grabbe R. S., Jurewicz L. S. The Flow Separation about Cones at Incidence, Quart. Bull. Div. Mech. Eng. Nat // Aeronaut. Establ. Can.; National Research Council of Canada. Rept DME/NAE, 1963.

71. Shur M. L., Spalart P. R., Strelets M. Kh., Travin A. K. A hybrid RANS- LES approach with delayed-DES and wall-modeled LES capabilities // International Journal of Heat and Fluid Flow, v. 29, 2008, pp. 1638–1649.

72. Shur M. L., Spalart P. R., Strelets M. Kh. LES — based evaluation of a microjet noise reduction concept in static and flight conditions // J. Sound and Vibr., 330(17): 2011, pp. 4083–4097.

73. Gand F. Zonal Detached Eddy Simulation of a Civil Aircraft with a Deflected Spoiler // AIAA Journal Vol. 51, № 3, March 2013, pp. 697–706.

74. Bin Mohamad Badry A. B. Synthetic Turbulence Generation for LES on Unstructured Cartesian Grids // Ph. D. thesis/Cranfield University, School of Mechanical Engineering, 2008, pp. 255.

75. Любимов Д. А. Разработка и применение метода высокого разрешения для расчета струйных течений методом моделирования крупных вихрей // ТВТ, 2011. т. 50. № 3. 450 с.

76. Бендерский Л. А., Любимов Д. А. Применение технологии высокого разрешения, основанной на методе LES, для расчета течения и шума сложных турбулентных струй // Четвертая всероссийская конференция «Вычислительный эксперимент в аэроакустике». Светлогорск, 17–22 сентября 2012. Тезисы докладов, С. 33–37.

77. Garbaruk A. V., Shur M. L., Spalart P. R., Strelets M. Kh. Jet Noise Computation Based on Enhanced des Formulations Acceleratig RANS-T0-LES Transition in free shear Layers // Svetlogorsk, September 24–27, 2014. Book of abstracts, pp. 123–127.

78. Deck S. Recent improvements in the Zonal Detached Eddy Simulation (ZDES) formulation // Theoretical Computational Fluid Dynamics. (2012) 26:523–550.

79. Репик Е. У., Соседко Ю. П. Турбулентный пограничный слой // М.: Физматлит, 2007. 309 с.

80. Воскобойник В. А. Когерентные вихревые структуры турбулентного пограничного слоя на продольно обтекаемом цилиндре // Прикладна гідромеханіка. 2012. Том 14, № 1. С. 49–62.

81. Даньков Б. Н., Дубень А. П., Козубская Т. К. Численное моделирование трансзвукового турбулентного обтекания клиновидного тела с обратным уступом // Математическое моделирование, т. 27, № 10 (2015), в печати.

82. Абалакин И. В., Бахвалов П. А., Горобец А. В., Дубень А. П., Козубская Т. К. Параллельный программный комплекс NOISEtte для крупномасштабных расчетов задач аэродинамики и аэроакустики // Вычислительные методы и программирование, т. 13, 2012, С. 110–125.

83. Крашенинников С. Ю., Миронов А. К. О свойствах течения в турбулентной струе и экспериментальном определении положения источников звука // Ученые записки ЦАГИ, том XLIII, № 4, 2012. С. 3–19.

84. Гарбарук А. В., Копьев В. Ф., Стрелец М. Х., Чернышев С. А., Шур М. Л. Крупномасштабные структуры в тонально возбуждаемой дозвуковой струе и их диагностика с помощью оптико-физических и численных подходов // Пятая всероссийская конференция «Вычислительный эксперимент в аэроакустике». Светлогорск, 22–27 сентября 2014. Тезисы докладов, С. 55–59.

85. Raveh D. E., Dowell E. H. Frequency lock in phenomenon in oscillating airfoils in buffeting transonic flows // IFASD, 2009. 19 p.

86. McDevitt J. B., Okuno A. F. Static and dynamic pressure measurements on a NACA0012 airfoil in the Ames high Reynolds number Facility // NASA Techn. Paper. 1985. № 2485. 78 p.

87. Гарифуллин М. Ф. Бафтинг. М.: Физматлит, 2010. 213 с.

88. Barakos G., Drikakis D. Numerical simulation of transonic buffet flows using various turbulence closures // Int. J. Heat and Fluid Flow. 2000. V. 21. № 5. pp. 620–626.

89. Стародубцев М. А. Управление баффетом с помощью локального силового воздействия и теплоподвода вблизи λ скачка // Изв. РАН. МЖГ. 2012. № 1. С. 136–145.

90. Липатов И. И., Приходько А. А., Фам Т. В. Численное моделирование процессов возникновения бафтинга для профиля НАСА 0012 // Труды МФТИ, 2014. Т. 6. № 22. С. 122–132.

Оглавление

Введение	3
Общая характеристика автоколебаний.....	3
Исследования автоколебательных процессов.....	5
1. Автоколебательные процессы акустической природы	5
2. Автоколебательные процессы, вызываемые несбалансированностью уноса и притока массы газа	10
3. Автоколебательные процессы гидродинамической природы.....	12
4. Автоколебательные процессы расходно-волновой природы.....	17
5. Совместное существование и взаимодействие автоколебательных процессов различной природы	18
6. Автоколебательные процессы при трансзвуковой перестройке течения	29
7. Сравнение с некоторыми результатами исследований автоколебательных процессов, возникающими при истечении струй и обтекании крыльев	87
Заключение	91
Литература.....	92

Научное издание

**АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ ОБТЕКАНИИ ТЕЛ
С ИЗЛОМАМИ ОБРАЗУЮЩЕЙ**

Е. Ю. Архиреева¹, Б. Н. Даньков¹, А. П. Дубень², Т. К. Козубская²,
Е. О. Коляда¹, А. П. Косенко¹, И. Ю. Кудряшов², Ю. М. Липницкий¹,
А. Е. Луцкий², И. С. Меньшов², А. В. Северин²

¹ФГУП ЦНИИмаш

²ИПМ им. М.В. Келдыша РАН