

УДК 533.6.011.35

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

ОСОБЕННОСТИ ТРАНСЗВУКОВОГО ОБТЕКАНИЯ КОНУСОЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ТЕЛА ПРИ МАЛОМ УГЛЕ ИЗЛОМА ОБРАЗУЮЩЕЙ НА ПЕРЕДНЕЙ УГЛОВОЙ КРОМКЕ

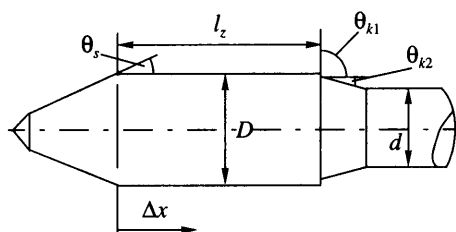
Рассмотрены особенности трансзвукового обтекания конусоцилиндрических тел при небольших углах излома образующей на передней угловой кромке. Исследованы механизм трансзвуковой перестройки течения за указанной кромкой и происходящее при этом изменение газодинамических параметров, определены причина возникновения аэродинамического гистерезиса и влияние удлинения цилиндрической части тела.

Ключевые слова: свободная и фиксированная зоны отрыва, замыкающий скачок, трансзвуковая перестройка течения, гистерезис, локальные аэродинамические нагрузки, передаваемые конвективным и волновым путем возмущения.

Статья продолжает публикации итогов исследований [1, 2] особенностей трансзвукового обтекания надкалиберных конусоцилиндрических тел. Рассматриваются особенности перестройки течения за передней угловой кромкой указанных тел при увеличении числа Маха в случае малого угла излома образующей на указанной кромке ($\theta_s \leq 20^\circ$, [2]). Используются результаты экспериментальных исследований моделей с различными геометрическими параметрами (см. фиг. 1 и таблицу) и другие данные [3–16].

1. Влияние геометрических параметров тела на передачу возмущений из области течения за задней угловой кромкой. Возмущения, распространяющиеся из области течения за задней угловой кромкой тела, могут передаваться волновым и конвективным путем. При больших углах θ_s и θ_k (когда за задней угловой кромкой конусоцилиндрического тела также происходит отрыв пограничного слоя) [2] влияние возмущений, распространяющихся из нижней части течения, на перестроечный процесс становится существенным при удлинении цилиндрической части $l \leq 1.5$ [3, 4]. В этом случае становится возможным конвективный перенос массы газа из кормовой зоны отрыва в боковую.

При углах $\theta_k < 10^\circ$, когда за задней угловой кромкой отрыв пограничного слоя не происходит, влияние рассматриваемых возмущений ослабевает. То же самое происходит при малых углах θ_s , когда протяжённость боковых отрывов существенно уменьшается. Так, в случае нулевого значения угла атаки α , даже при наличии отрывной зоны за задней угловой кромкой, с уменьшением удлинения цилиндрической части с 1.86, модель № 5 (фиг. 1 и таблица), до 1.11 (модель № 2) критическое число Маха M_{cr} , при котором происходит переход в локальное состояние выделившегося фиксированного отрыва, возрастает незначительно, с 0.77 до 0.79. В приведенном примере возмущения из нижней части течения передавались волновым путем. При этом характер перестройки течения сохранялся. При дальнейшем уменьшении удлинения цилиндрической части ($l < 1.1$) или увеличении угла атаки (в случае $l = 1.11$ при $\alpha \geq 6^\circ$) в некотором диапазоне числа Маха возмущения из кормового отрыва начинают передаваться конвективным путем, и ход перестройки течения существенно изменяется. Уменьшение угла θ_k и в этом случае приводит к снижению влияния течения за задней угловой кромкой.



Фиг. 1. Схемы и основные геометрические параметры исследованных моделей конусоцилиндрических тел

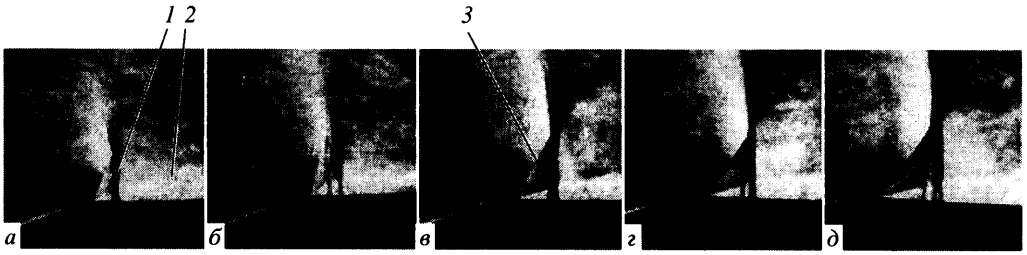
2. Изменение обтекания при малом влиянии возмущений, распространяющихся из нижней части течения. Рассмотрим изменение течения на подветренной стороне тела в случае $\alpha \neq 0$.

После возникновения у угловой кромки при определенном числе M_∞ слабого, близкого к прямому, замыкающего скачка уплотнения 1 [2] при дальнейшем росте числа Маха перед этим скачком там же возникает косой скачок, отходящий от точки отрыва срывной области 2 (фиг. 2). Оба скачка при этом образуют систему λ -образной ударной волны. Зона отрыва имеет развитый характер [2]. Однако распределение давления при этом неравномерно с минимумом, расположенным около угловой кромки, и максимумом – за областью присоединения срывной области (фиг. 3). Это свидетельствует о том, что данная зона отрыва возникает под влиянием, прежде всего, замыкающего скачка. Действительно, с дальнейшим увеличением числа Маха зона отрыва и связанный с ней λ -образный скачок отходят от угловой кромки и перемещаются вниз по потоку. Это показывает, что передняя ножка λ -образного скачка является критическим скачком 3 (фиг. 2). Отход свободной зоны отрыва происходит не скачкообразно, а постепенно (фиг. 2, 4), однако не монотонно, а в колебательном режиме. После отхода точки отрыва у угловой кромки формируется висячий скачок 5 (фиг. 5).

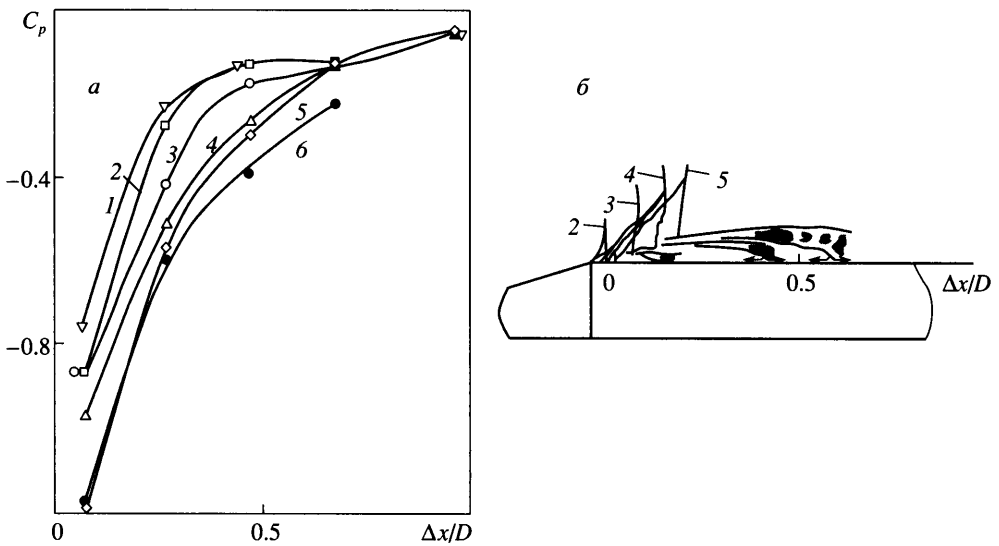
Возникновение висячего (хвостового) скачка уплотнения свидетельствует о том, что при малых углах θ_s , как и при больших его значениях, происходят распад исходной зоны отрыва (на фиксированную и свободную) и переход в локальное состояние выделившегося фиксированного отрыва [2]. При этом около самой угловой кромки наблюдается такое же (по характеру) изменение давления, как и при больших углах θ_s , вследствие чего градиент давления возрастает (см. данные на фиг. 3 при $M_\infty = 0.73$). Интенсивность замыкающего скачка, который остается по форме близким к прямому, увеличивается (потери полного давления при этом могут составить 20%). При турбулентном режиме течения за угловой кромкой положение места распада исходной зоны отрыва находится вблизи угловой кромки, и протяженность выделившегося фиксированного отрыва крайне мала (при $\alpha = 0$ меньше $0.03D$). Преобразование давления, вызванное переходом

№ модели	$l = l_z/D$	D/d	θ_s , град	θ_{k1} , град	θ_{k2} , град
1	1.0	1.2	18	8.0	–
2	1.11	1.4	20	90	29
3	1.45	1.51	13	90	32
4	1.5	1.12	*	15.5	–
5	1.86	1.4	20	90	19.6
6	2.77	1.39	20	90	19.0

* – степенная форма носовой части, $\theta_{sf} \approx 13^\circ$.



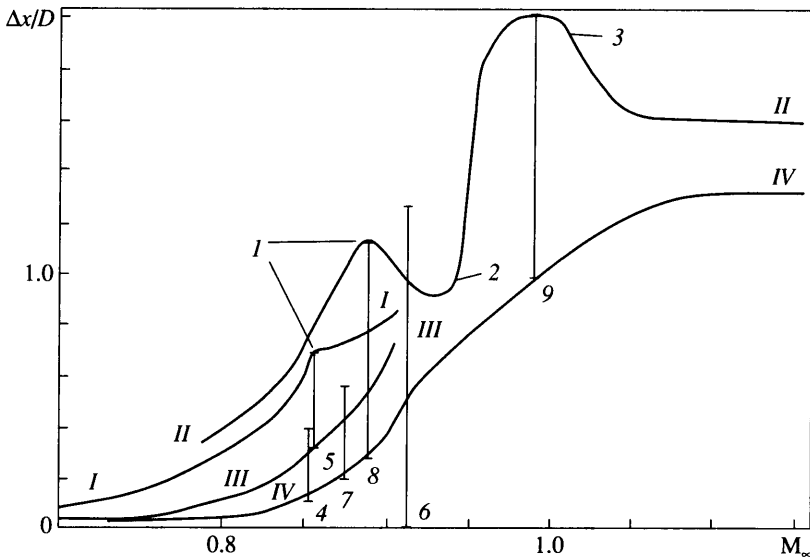
Фиг. 2. Изменение характера течения на подветренной стороне конусоцилиндрического тела в начале отхода выделившегося свободного отрыва вниз по потоку при $\theta_s = 18^\circ$ для модели № 1, $\alpha = 6^\circ$, $Re_{\infty D} = 4 \cdot 10^6$: 1, 3 – замыкающий и критический скачки уплотнения; 2 – свободная развитая зона отрыва; а–д – $M_\infty = 0.74, 0.75, 0.78, 0.79, 0.8$



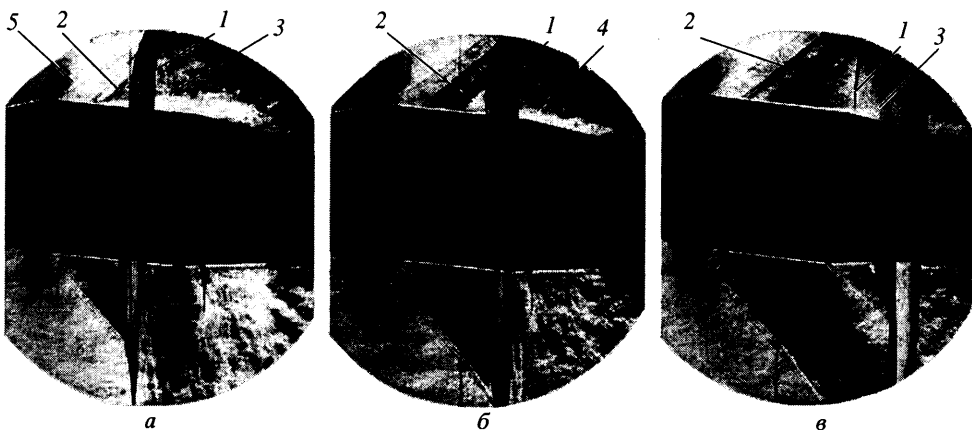
Фиг. 3. Изменение распределения давления C_p (а) на подветренной стороне конусоцилиндрического тела (б) в начале отхода выделившегося свободного отрыва вниз по потоку при $\theta_s = 18^\circ$ для модели № 1, $\alpha = 6^\circ$, $Re_{\infty D} = 4 \cdot 10^6$: 1–6 – $M_\infty = 0.65, 0.73, 0.78, 0.82, 0.84, 0.88$

этого отрыва в локальное состояние, проявляется лишь на незначительном участке поверхности, в основном на наветренной стороне при $\theta_s \rightarrow 20^\circ$. Признаком этого процесса является одновременное начало изменений давления в различных точках тела (фиг. 6, 7). Переход в локальное состояние фиксированной зоны отрыва и, следовательно, отход выделившейся свободной зоны отрыва вниз по течению от угловой кромки (от места распада) в случае турбулентного режима течения и $\alpha = 0$ наступают при $M_\infty = 0.72-0.77$ (фиг. 4, 8, 9).

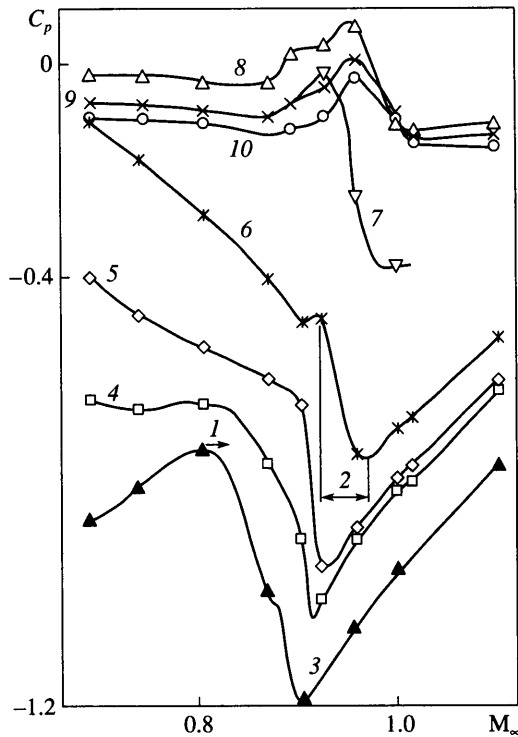
С отходом точки отрыва трансзвуковая перестройка течения за передней кромкой конусоцилиндрического тела не заканчивается. При дальнейшем увеличении M_∞ интенсивность замыкающего скачка после некоторого спада вновь начинает возрастать, что приводит к росту протяженности сместившейся свободной зоны отрыва (фиг. 3, 4). Отшедшая зона отрыва по-прежнему имеет развитый характер с дозвуковыми скоростями



Фиг. 4. Зависимость протяженности и положения свободной зоны отрыва от M_{∞} при $\alpha = 0, 6^\circ$ (подветренная сторона) по результатам испытаний модели № 1, влияние угла θ_s на максимальную протяженность и положение зоны отрыва: I, II – положение областей присоединения; III, IV – критических скачков; I-IV – $\alpha = 0, 6, 0, 6^\circ$; 1 – начало перехода свободной зоны в локальное состояние; 2 – начало возврата зоны в развитое состояние; 3 – начало вторичного перехода зоны в локальное состояние; 4-9 – положение и максимальная протяженность зон, 4-9 – $\alpha = 0, 0, 0, 6, 6, 6^\circ$; 4, 5, 7, 8, 9 – модели № 4, 1, 3, 1, 1; 4-9 – $Re_{\infty D} = 2.86, 4.0, 0.75, 2.86, 4.0, 4.0 \cdot 10^6$; 5-9 – $\theta_s = 18, 30, 13, 18, 18^\circ$; 4 – $\theta_{sf} = 13^\circ$; 6 – [10]



Фиг. 5. Теневые спектры обтекания модели № 1, $\alpha = 6^\circ, Re_{\infty D} = 4 \cdot 10^6$: 1, 2 – замыкающий и критический скачки; 3, 4 – свободная зона в развитом и локальном состояниях; 5 – висячий скачок; а-в – $M_{\infty} = 0.9, 0.92, 0.96$



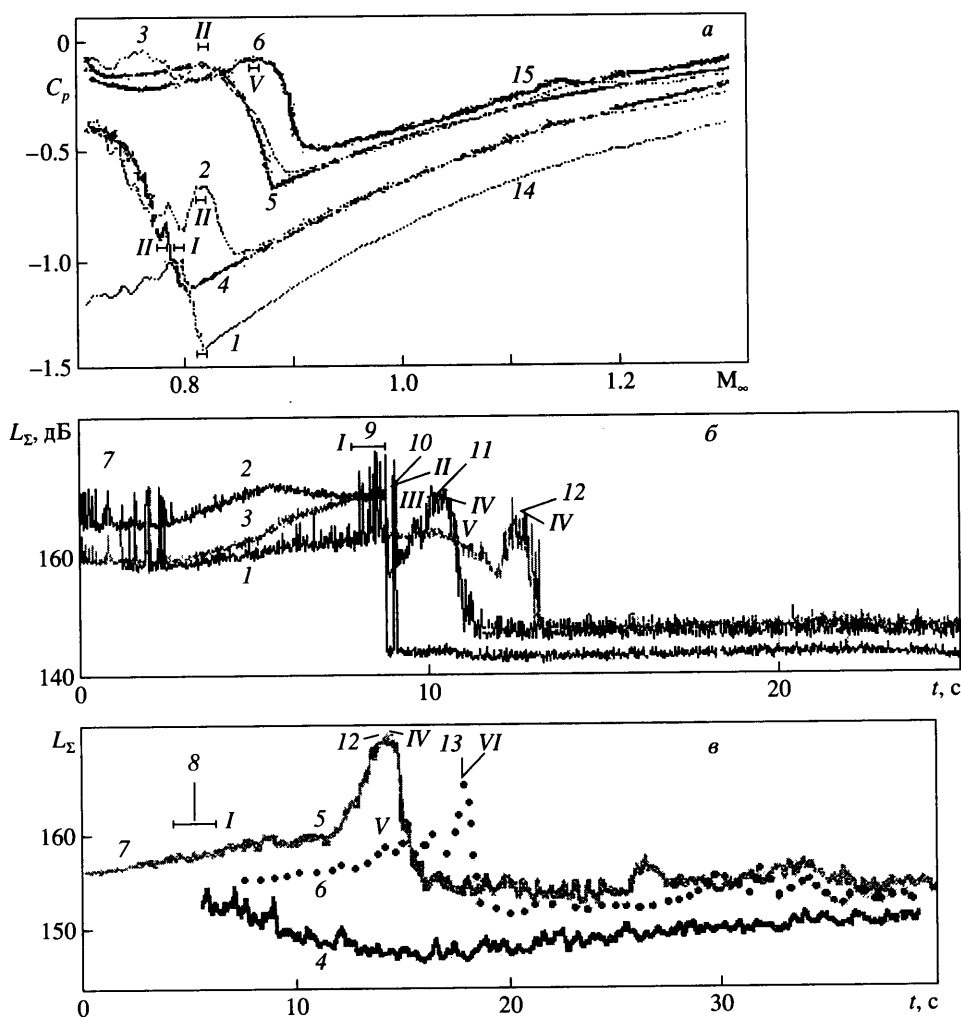
Фиг. 6. Изменение давления на подветренной стороне конусоцилиндрического тела с углом θ_p , равным 20° , при переходе в локальное состояние фиксированной 1 и выделившейся свободной 2 зон отрыва для модели № 5, $\alpha = 9^\circ$, $Re_{\infty D} = 2.7 \cdot 10^6$: 3–10 – $\Delta x/D = 0.0286, 0.136, 0.25, 0.51, 1.0, 1.46, 1.75, 1.82$

течения за замыкающим скачком. Исследования показали, что в этом случае возмущения, порождаемые торможением потока за указанным скачком, передаются к нему не только конвективным переносом неоднородностей потока (благодаря возвратному течению), но и волновым путем посредством волн сжатия и акустических волн [5–7], влияя на положение, интенсивность и форму указанного скачка, а также на структуру течения и колебания свободного вязкого слоя зоны отрыва и ее слутного следа.

При дальнейшем увеличении числа Маха свободная зона отрыва приобретает локальный характер. Однако это происходит не за счет смещения замыкающего скачка, как при переходе в локальное состояние выделившегося фиксированного отрыва, а благодаря его искривлению периферийной части, а затем и части, расположенной в слое смешения зоны отрыва (фиг. 5, 10). При этом происходит характерное изменение давления, при котором звуковая скорость течения достигается не на замыкающем скачке, как при развитом состоянии зоны отрыва [2], а в области примыкания этой зоны (фиг. 11).

Искривление скачка происходит из-за наличия в определенной части течения за передней угловой кромкой области, в которой изменение газодинамических параметров в поперечном направлении немонотонно. Возникновение такой области, согласно расчетам обтекания конусоцилиндрического тела идеальным потоком [8], вызывается влиянием неравномерности потока, возникающей при обтекании конического носка.

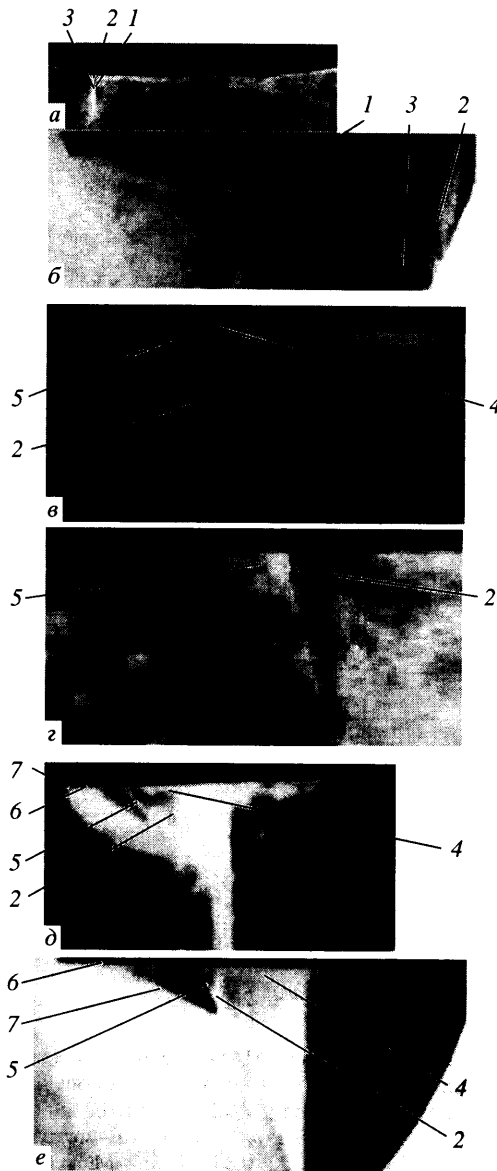
Вследствие установления за замыкающим скачком области сверхзвукового течения волновые возмущения, поступающие к скачку, ослабевают. Сверхзвуковой поток за



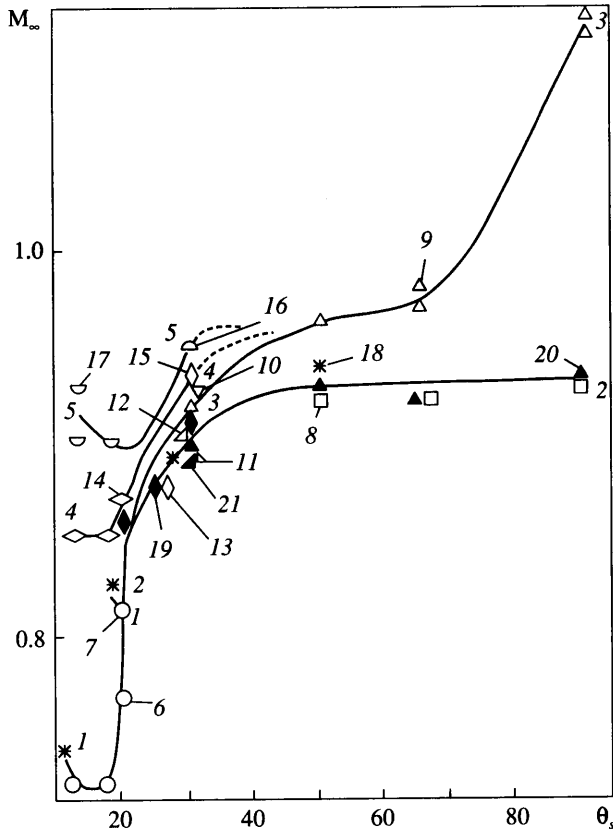
Фиг. 7. Влияние угла θ_s на зависимости от M_∞ коэффициентов давления (а) и суммарных уровней пульсаций давления (б, в) на наветренной стороне надкалиберного конусоцилиндрического тела при $\alpha = 6^\circ$, $Re_{\infty D} = (2.5-3.0) \cdot 10^6$: а – 14, 15 – модели № 2 ($\theta_s = 20^\circ$) и № 3 ($\theta_s = 13^\circ$); б – модель № 2 ($p_0 = 2.0$ ата); в – модель № 3 ($p_0 = 1.33$ ата); 1–6 – $\Delta x/D = 0.042, 0.185, 0.394, 0.05, 0.222, 0.343$; 7–13 – $M_\infty = 0.7, 0.73-0.75, 0.79-0.8, 0.81, 0.83, 0.87-0.88, 0.9$; I – прижатие исходной зоны к поверхности тела, начало выделения свободной зоны; II – возникновение автономных локальной фиксированной и развитой свободной зон; III – прохождение области присоединения свободного отрыва; IV – прохождение критического скачка; V – начало перехода в локальное состояние свободного отрыва; VI – прохождение замыкающего скачка

скачком, расширяясь, прижимает свободный слой зоны отрыва к поверхности тела, развитая зона отрыва переходит в локальное состояние и уменьшается (фиг. 4, 5, 8, в, з, 10).

При дальнейшем увеличении числа Маха замыкающий скачок отходит вместе с зоной отрыва вниз по потоку в область с меньшими значениями местных чисел Маха перед ним, в идеальной части течения у поверхности тела замыкающий скачок опять становится прямым. При достаточно большом удлинении цилиндрической части конусоци-

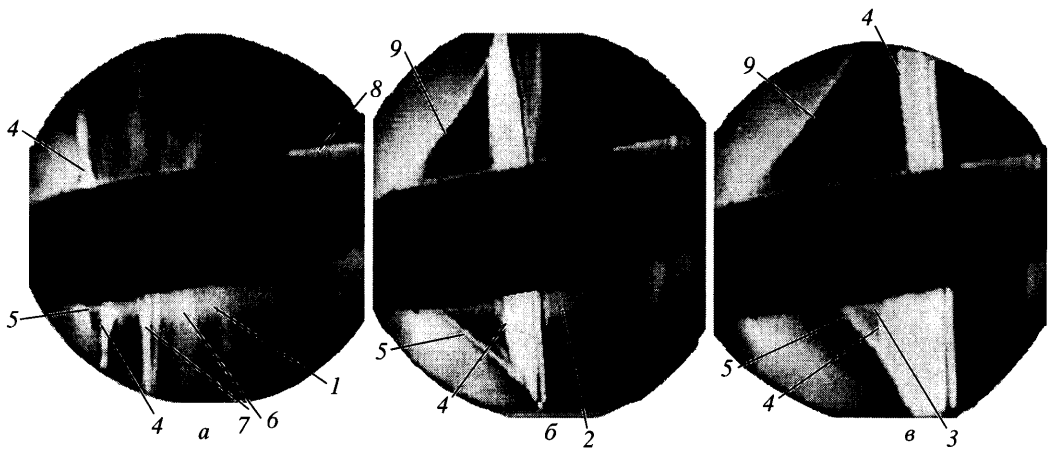


Фиг. 8. Теневые спектры обтекания, соответствующие различным стадиям трансзвуковой перестройки течения за передней угловой кромкой конусоцилиндрического тела для $\alpha = 0$ при $\Delta M_\infty / \Delta \Gamma > 0$: *a* – начало распада исходной и перехода в локальное состояние выделившейся фиксированной зон для модели № 1, $M_\infty = 0.73$; *b* – начало распада исходной зоны, $\theta_s = 65^\circ$, $M_\infty = 0.92$; *v*, *z* – начало перехода в локальное состояние выделившейся свободной зоны для модели № 4, $M_\infty = 0.83$ и 0.88 ; при $\Delta M_\infty / \Delta \Gamma < 0$: *d*, *e* – возникновение свободной зоны; начало слияния развитой свободной и локальной фиксированной зон; *d* – $\theta_s = 30^\circ$, $M_\infty = 0.902$; *e* – $\theta_s = 65^\circ$, $M_\infty = 0.918$, [10]; 1, 4, 6 – исходная, развитая свободная и локальная фиксированная зоны; 2, 3, 5, 7 – замыкающий, косой, критический и хвостовой скачки

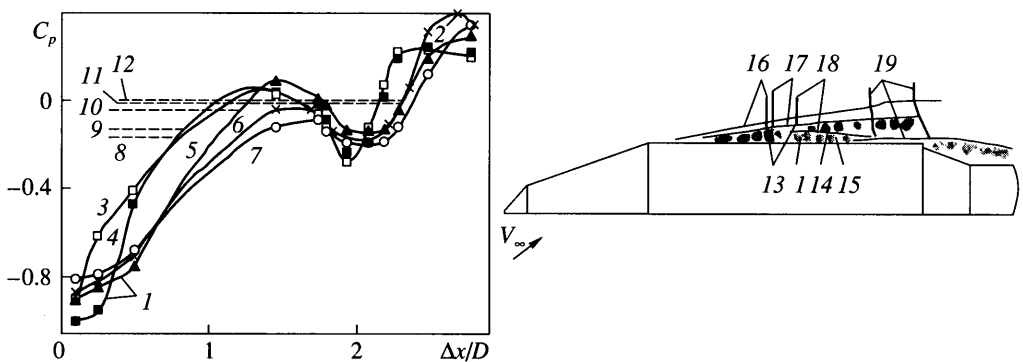


Фиг. 9. Зависимости от угла $\theta_{s,c}$ чисел Маха, соответствующих различным стадиям трансзвуковой перестройки течения за передней угловой кромкой для $\alpha = 0$; при $\Delta M_\infty/\Delta t > 0$: 1-1 – начало распада исходной и перехода в локальное состояние выделившейся фиксированной зон, процесс перехода – критическая стадия (M_{ocr}), 6 [1], 7; 2-2 – начало распада исходной зоны, 8 [10]; 3-3 – начало перехода выделившейся фиксированной зоны в локальное состояние (M_{ocr}), 9 [10], 10 [16], 11 [9], 12 [4], 13 [15]; 4-4 – начало перехода в локальное состояние выделившейся свободной зоны отрыва (M_{ocr}), 14, 15 [10]; 5-5 – исчезновение выделившейся свободной зоны отрыва, 16 [10], 17; 17, 14, 7 – модели № 1, 4, 5; при $\Delta M_\infty/\Delta t < 0$: 1-1 – начало слияния развитой фиксированной зоны, образование исходной развитой зоны (M_{ocr}), 18 [10]; 2-2 – возникновение свободной зоны, начало слияния развитой свободной и локальной фиксированной зон, (M_{ocr}), 18 [10], 19 [12], 20 [10], 21 [4]; 6, 8-13, 16, 18-21 – $Re_{\infty D} = (0.7-1.2) \cdot 10^6$; 7, 13, 14, 17 – $Re_{\infty D} = (2.2-4.0) \cdot 10^6$

цилиндрического тела ($l \geq 1.5-1.8$) дальнейшее возрастание числа M_∞ ведет к ослаблению замыкающего скачка; перепад давления на нем становится меньше критического, что ведет к исчезновению зоны отрыва. На этой заключительной стадии перестройки течения перемещение замыкающего скачка уплотнения вниз по потоку ускоряется. При $l > 1.5-1.8$ ослабление замыкающего скачка оказывается настолько существенным, что он становится висячим и не доходит до поверхности тела. Но при наличии надкалиберности и удлинении цилиндрической части $l = 0.7-3.0$ замыкающий скачок при смещении за заднюю угловую кромку может опять усилиться и привести к возникновению за указанной кромкой новой структурной перестройки течения.



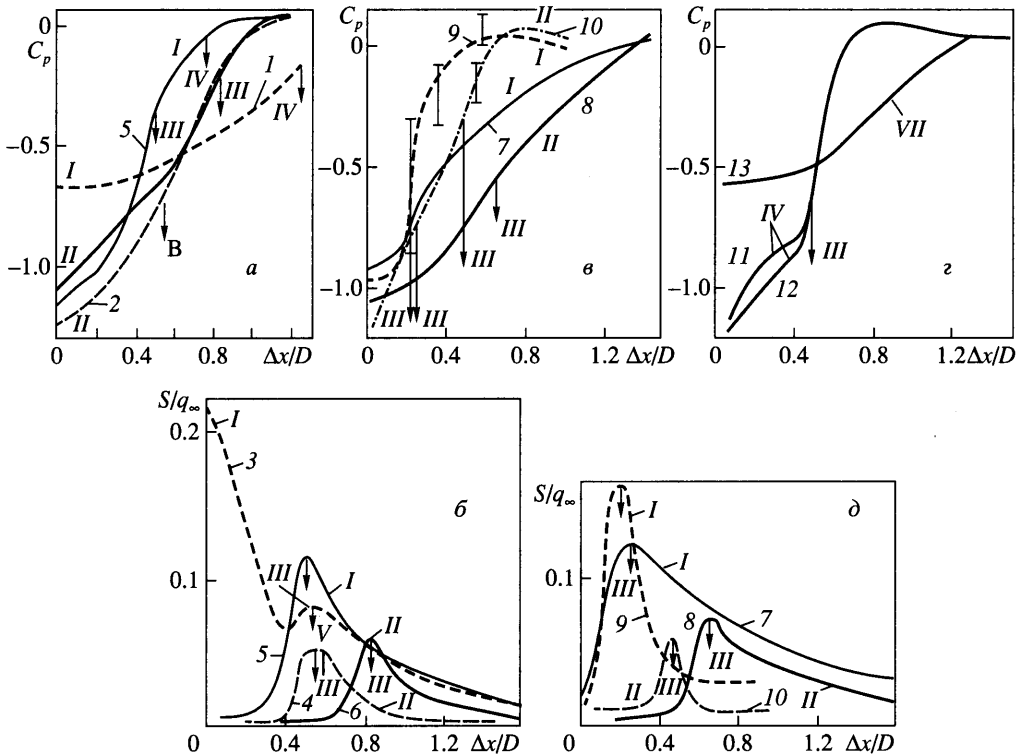
Фиг. 10. Изменение характера обтекания надкалиберного конусоцилиндрического тела с углом $\theta_s = 20^\circ$ при возрастании числа M_∞ для модели № 5, $\alpha = 9^\circ$: а–в – $M_\infty = 0.9, 0.92, 0.96$; 1–3 – свободная зона в развитом состоянии, в начале перехода и в локальном состоянии; 4, 5 – замыкающий и критический скачки; 6, 7 – бегущие и стоячая звуковые волны; 8 – фиксированная кормовая зона; 9 – висячий скачок



Фиг. 11. Изменение распределения давления C_p (а) на подветренной стороне надкалиберного конусоцилиндрического тела (б) с углом $\theta_s = 20^\circ$ при возрастании числа M_∞ для модели № 5, $\alpha = 9^\circ$: 1 – при переходе свободной зоны в локальное состояние; 2 – при начале взаимодействия замыкающего скачка с кормовой зоной; 3–7 – коэффициенты C_p , при $M_\infty = 0.9, 0.93, 0.96, 0.99, 1.0$; 8–12 – коэффициенты C_p^* , соответствующие местной звуковой скорости течения, при этих же числах M_∞ ; 13 – замыкающий скачок; 14, 15 – свободная зона в начале и конце перехода в локальное состояние; 16–19 – $M_\infty = 0.9, 0.93, 0.96, 0.99$

3. Изменение газодинамических параметров течения в ходе трансзвукового перехода.

Изменение осредненного по времени давления в процессе перехода свободной зоны отрыва в локальное состояние начинается одновременно и оказывается существенным на значительной части поверхности конусоцилиндрического тела. Так, переход зоны отрыва в локальное состояние на подветренной стороне цилиндрической поверхности модели № 8, происходящий при $\alpha = 9^\circ$ в диапазоне $M_\infty = 0.93\text{--}0.96$, приводит к уменьшению



Фиг. 12. Изменение распределения давления C_p , максимальных амплитуд колебаний давления ΔC_{pmax} , пульсаций давления S/q_∞ , положения критического скачка и области присоединения на поверхности тела при переходе выделившихся фиксированной ($\theta_s = 30^\circ$) и свободной ($\theta_s = 20^\circ$ и 13°) зон в локальное состояние (а-з), сравнение с изменением давления при восстановлении исходной зоны (д): а, б - $\alpha = 0$; в, г - $\alpha = 6^\circ$, подветренная сторона; I, II - при развитом и локальном состояниях зон (при $\theta_s = 30^\circ$ и в присутствии выделившейся свободной зоны); III-V - положение критического скачка, области присоединения и распада исходной зоны; I - ΔC_{pmax} ; 1, 2 - $M_\infty = 0.915, 0.925, Re_{\infty D} = 0.75 \cdot 10^6, \theta_s = 30^\circ, l = 10$ [10]; 3, 4 - $M_\infty = 0.89, 0.91, Re_{\infty D} = 1.5 \cdot 10^6, \theta_s = 30^\circ, l = 3, Sh = 0-1.12$ [9]; 5-8 - $M_\infty = 0.89, 0.93, 0.9, 0.94, Re_{\infty D} = 2.7 \cdot 10^6, \theta_s = 20^\circ$, модель № 5, $Sh = 0-5.9$; 9, 10 - $M_\infty = 0.885, 0.92, Re_{\infty D} = 2.86 \cdot 10^6, \theta_s = 13^\circ$, модель № 3, $Sh = 0-9.8$; д - $\alpha = 0, 2$ и 4° , подветренная сторона; VI - при фиксированном отрыве в локальном состоянии и свободном - в развитом; VII - при исходном отрыве в развитом состоянии; 11-13 - $\alpha = 0, 2$ и $4^\circ, M_\infty = 0.89, Re_{\infty D} = (0.7-1.2) \cdot 10^6, \theta_s = 20^\circ$ [11, 13]

или увеличению давления практически на всей поверхности модели, в том числе и за ее задней угловой кромкой. При этом максимальный перепад коэффициента давления C_p достигает 0.35 (фиг. 6, 11).

Максимальные уровни пульсаций давления при свободном отрыве достигаются непосредственно перед ее переходом в локальное состояние, когда протяженность зоны отрыва максимальна (фиг. 4), причем под критическим скачком они будут наибольшими. Так, в испытаниях модели № 8 установлено, что максимальное относительное среднеквадратичное значение пульсаций давления под критическим скачком (S/q_∞) в вышеуказанном случае достигает величины 0.125, что существенно меньше, чем при $\theta_s = 30^\circ$ [9] (фиг. 12, б, г).

При снижении значения угла θ_s от 30° [10] до 20° максимальное изменение коэффициента C_p в ходе перехода рассматриваемых зон отрыва в локальное состояние становится

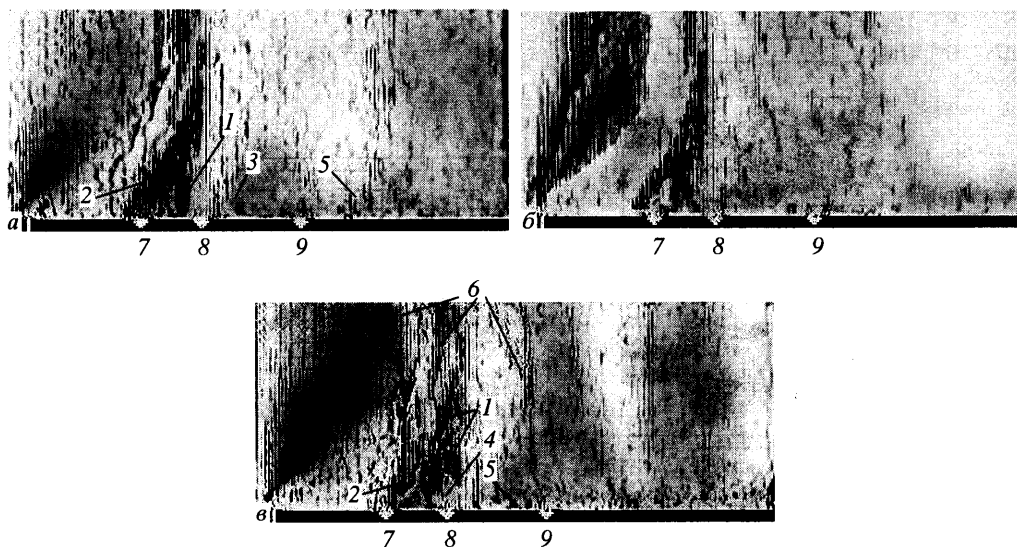
существенно меньшим и проявляется ниже по течению (фиг. 12, а). Однако при $\theta_s < 20^\circ$ влияние этого угла может стать иным. Так, при $\theta_s = 13^\circ$ указанное изменение коэффициента C_p становится большим, чем при $\theta_s = 20^\circ$ (фиг. 12, в). Существенно возрастают величины градиента давления и параметра S/q_∞ , которые реализуются под критическим скачком, поскольку переход в локальное состояние свободной зоны отрыва в этом случае происходит при более близком расположении замыкающего скачка к передней угловой кромке (фиг. 4, 12, в, з), в области с большими местными числами Маха перед ним. В силу этого интенсивность замыкающего скачка увеличивается, и значение параметра S/q_∞ под критическим скачком может достигнуть 0.16. Вместе с тем при снижении угла θ_s переход в локальное состояние свободной зоны отрыва будет сказываться на меньшей площади цилиндрической поверхности (фиг. 12, в, з).

Исследование влияния угла θ_s на зависимости от M_∞ газодинамических параметров течения, реализующихся на наветренной стороне конусоцилиндрического тела, показывает, что при $\theta_s = 20^\circ$ в связи с большими размерами зоны отрыва воздействие структурной перестройки течения на начальном этапе существеннее, чем при $\theta_s = 13^\circ$ (фиг. 7). Так, при $\theta_s = 20^\circ$ прижатие части исходной зоны отрыва к поверхности тела [2], начало выделения и отхода вниз по потоку свободной зоны отрыва отразились на согласованном изменении коэффициента C_p и повышении суммарного уровня пульсаций давления (L_2) на участке поверхности протяженностью примерно 0.2D.

4. Изменение газодинамических параметров течения при восстановлении развитой зоны отрыва. Как и при больших углах θ_s , наибольшее изменение коэффициента C_p в случае $\theta_s \leq 20^\circ$ может произойти при восстановлении исходной развитой зоны отрыва. Такая перестройка течения происходит на подветренной стороне конусоцилиндрического тела при увеличении угла α (происходящего в натуральных условиях, например, из-за порыва ветра) после того, как переход в локальное состояние выделившейся фиксированной зоны отрыва уже завершился [11–13]. Максимальное изменение коэффициента C_p в этом случае происходит около передней угловой кромки и при $\theta_s = 20^\circ$ достигает величины 0.62 (фиг. 12, д). Процесс восстановления исходной зоны отрыва неустойчив, и в диапазоне $\Delta M_\infty = 0-0.02$ перестройка течения происходит несколько раз [11–13]. Следует заметить, что числа Рейнольдса Re , при которых были получены вышеприведенные данные, по-видимому, недостаточно большие, чтобы реализовался турбулентный режим течения ($Re_{\infty D} \sim 10^6$). В связи с этим нельзя исключить, что при увеличении числа Re может произойти их некоторое изменение.

Возврат к развитому состоянию зоны отрыва возможен и при увеличении числа M_∞ , в том случае, когда обратный конус, расположенный за цилиндрической частью рассматриваемого тела, имеет малый угол полураствора θ_c . В основе этого явления лежит усиление замыкающего скачка при его смещении за заднюю угловую кромку. В этом случае свободная зона отрыва в локальном состоянии может опять вернуться к развитому (фиг. 4, 5).

5. Соответствие процесса перехода к локальному состоянию свободной зоны отрыва критериям критической стадии перестройки течения. Известно, что критическая стадия перестройки характеризуется спонтанным качественным изменением структуры течения от одного устойчивого состояния к другому, наличием аэродинамического гистерезиса и нестационарностью [2, 4]. Исследования показали, что процесс перехода в локальное состояние свободной зоны отрыва нестабилен, характеризуется возвратами к первоначальному развитому состоянию и соответственно прямою по форме замыкающему скачку. В связи с этим указанный процесс протекает в некотором диапазоне изменения числа M_∞ ($\Delta M_\infty = 0.02-0.03$). При переходе к локальному состоянию точка отрыва смещается вниз по потоку, при возврате к развитому – вверх по потоку (фиг. 12, а–з, 13). Колебания давления, обусловленные вышеуказанным характером перестройки течения, имеют случайный характер (фиг. 14). С переходом зоны отрыва к локальному состоянию мгновенное значение давления внутри зоны отрыва уменьшается, а в области

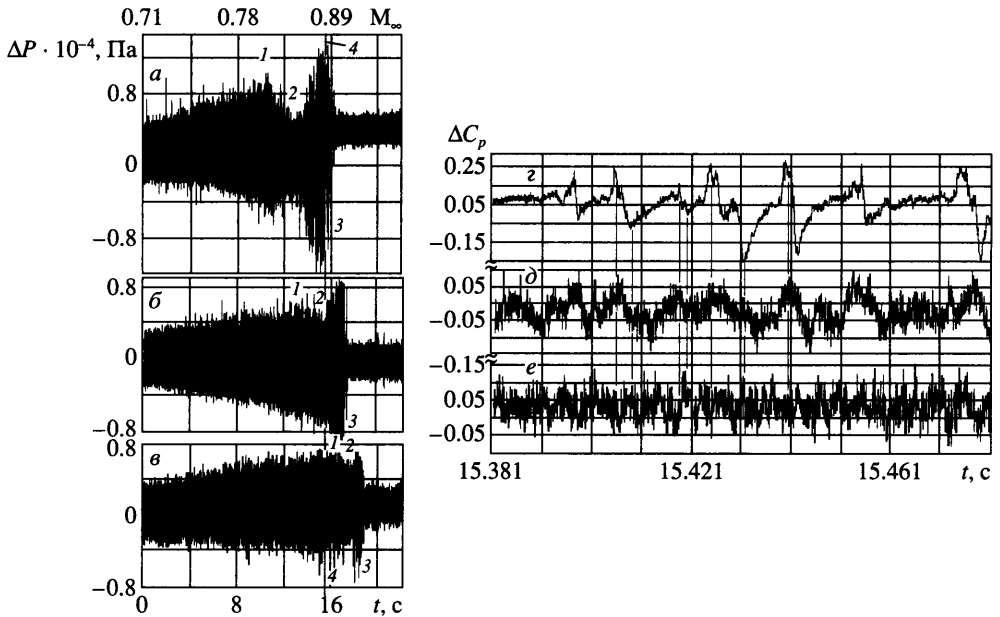


Фиг. 13. Неустойчивость течения в начале перехода в локальное состояние свободной зоны отрыва на подветренной стороне надкалиберного конусоцилиндрического тела для модели № 3, $\alpha = 6^\circ$, $M_\infty = 0.885$: *а-в* – результаты компьютерной обработки теневых спектров обтекания; 1, 2 – замыкающий и критический скачки; 3, 4 – свободная зона отрыва в развитом и локальном состоянии; 5 – спутный след; 6 – волновые возмущения; 7–9 – положения датчиков Д1–Д3 с координатами $\Delta x/D = 0.221, 0.343, 0.536$

присоединения повышается, т.е. изменяется таким же образом, как осредненное по времени давление (фиг. 6, 10, 11, 12, *а, б, 14*); при возврате к первоначальному состоянию давление в указанных местах изменяется противоположным образом (фиг. 14, показания датчиков Д1 и Д3, их расположение на фиг. 13). Максимум амплитуд колебаний давления при переходе к локальному состоянию достигается непосредственно перед началом вышеуказанной перестройки течения (фиг. 12, *в, 14*). В конце перестройки течения зона отрыва оказывается смещенной вниз по потоку (фиг. 4, 5, 10, 11, 12, *а-г*).

При рассматриваемой перестройке течения время и характер изменения мгновенного давления в пиковых нагрузках при росте и падении разные. Это обусловлено различными процессами, происходящими при этом. Наибольшее время затрачивается на прижатие зоны отрыва к телу или оттеснение идеального потока от поверхности (на преодоление сил инерции соответствующих потоков) и на распространение изменившихся в результате структурной перестройки волновых возмущений и возмущений, передаваемых конвективным путем, к точке отрыва и замыкающему скачку (из-за малого значения фазовой скорости). Эксперименты показали, что на обратный переход к развитому отрыву время затрачивается больше. Так, по пикам колебания давления в области осцилляции критического скачка при испытаниях модели № 3 установлено, что характерное время падения давления составило 0.002 с, а роста – 0.009 с (фиг. 14, *г*).

Анализ показывает, что время изменения пиковой нагрузки при переходе свободной зоны отрыва в локальное состояние имеет тот же порядок, что и время падения давления на заключительной, критической, стадии перестройки течения при обтекании конусоцилиндрического тела с большим углом излома образующей [2]. Это время коррелируется с расстоянием от области присоединения развитой зоны отрыва до замыкающего скачка, с протяженностью этой зоны отрыва. Это подтверждается сравнением результатов испытаний моделей различных форм. Таким образом, несмотря на то, что



Фиг. 14. Изменение колебаний давления ΔP на подветренной стороне надкалиберного конусоцилиндрического тела при возрастании числа M_∞ ; а-в – выбранные фрагменты полных реализаций колебаний, соответствующие началу перехода в локальное состояние свободной зоны, $M_\infty = 0.885$ для модели № 3, $\alpha = 6^\circ$: 1–3 – колебания давления в области присоединения, внутри зоны и под критическим скачком; 4 – область выборки фрагментов z–e; а–в, z–e – показания датчиков Д1–Д3

рассмотренный переход нестабилен и осредненное по времени давление изменяется по числу M_∞ , сам процесс перехода нестационарен.

Рассмотрим вопрос о наличии гистерезиса при малых углах θ_s . Как показали экспериментальные исследования, аэродинамический гистерезис при $\theta_s = 20^\circ$ при переходе в локальное состояние выделившейся фиксированной зоны отрыва и восстановлении исходной зоны отрыва чрезвычайно мал (фиг. 9). Еще меньший гистерезис реализуется при переходе выделившейся свободной зоны отрыва в локальное состояние и возврат этой зоны к развитому состоянию. Однако разные времена и характеры изменения мгновенного давления в пиковых нагрузках при их росте и падении показывают, что гистерезис, хотя и маленький, но присутствует и в этом случае (характер изменения параметра ΔC_p на фиг. 14, z). Таким образом, 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 отснесения от этой поверхности идеального потока.

Следует отметить, что впервые о связи пульсаций давления в зонах отрыва с природой гистерезиса упомянуто в [14], где явление гистерезиса при обтекании потоком угловой кромки цилиндра объяснено различным характером пульсаций давления в областях присоединения развитой и локальной зон отрыва.

Следовательно, переход свободной зоны отрыва из развитого в локальное состояние при малых углах θ_s отвечает всем критериям, характеризующим критическую стадию перестройки течения.

Исследования позволили уточнить и дополнить данные [1, 4, 10, 13, 15, 16] по зависимостям $M_{\infty}(\theta_s, c)$, соответствующим различным стадиям трансзвуковой перестройки течения за передней угловой кромкой конусоцилиндрического тела как в случае увеличения, так и в случае уменьшения числа Маха. Зависимости представлены при условии слабого влияния удлинения цилиндрической части тела. Особо выделены критические числа Маха.

В случае $\alpha \neq 0$ перестройка течения при всех углах θ_s с ростом числа M_{∞} начинается вначале на наветренной, а затем при больших числах M_{∞} на подветренной стороне конусоцилиндрического тела.

Заключение. Изучены особенности трансзвуковой перестройки течения за передней угловой кромкой конусоцилиндрического тела при малых углах излома образующей ($\theta_s \leq 20^\circ$), происходящей при увеличении числа Маха набегающего потока. Показано, что при турбулентном режиме течения переход в локальное состояние фиксированного отрыва, выделившегося в результате распада исходной зоны отрыва, сказывается на параметрах течения лишь на малой площади у самой угловой кромки. При снижении числа Рейнольдса влияние этого перехода становится более существенным. Вместе с тем выявлен новый критический режим перестройки течения, связанный с переходом в локальное состояние выделившегося свободного отрыва. На этой стадии локальные аэродинамические нагрузки становятся наибольшими. Указанный переход при $\theta_s \leq 30^\circ$ происходит под влиянием искривления замыкающего скачка из-за неравномерности потока, порождаемой коническим течением на носовой части тела. Процесс перехода из-за малой величины аэродинамического гистерезиса неустойчив. При $20^\circ \leq \theta_s \leq 30^\circ$ на аэродинамические нагрузки влияет структурная перестройка течения в обеих выделившихся зонах отрыва (как в фиксированной, так и в свободной).

При малых углах θ_s причины гистерезиса – разные интенсивность и скорость распространения возмущений, поступающих к замыкающему скачку, прежде всего волновым путем, после изменения состояния свободной зоны отрыва, а также разное время, требующееся для прижатия зоны отрыва к поверхности тела или оттеснения от нее идеального потока.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бутков А.С., Даньков Б.Н., Куликов В.Н. Особенности распределения давления в фиксированных и свободных зонах отрыва за надкалиберными головными частями // Тез. докл. 3-й Междунар. науч.-техн. конф. Космонавтика. Радиоэлектроника. Геоинформатика. Рязань, 2000. С. 109–112.
2. Даньков Б.Н., Косенко А.П., Куликов В.Н., Отменников В.Н. Особенности трансзвукового обтекания конусоцилиндрического тела при большом угле излома образующей на передней угловой кромке // Изв. РАН. МЖГ. 2006. № 2. С. 46–59.
3. Гужавин А.И., Коробов Я.П. О гистерезисе сверхзвуковых отрывных течений // Изв. АН СССР. МЖГ. 1984. № 2. С. 116–125.
4. Любимов А.Н., Тюмнев Н.М., Хут Г.И. Методы исследования течений газа и определения аэродинамических характеристик осесимметричных тел. М.: Наука, 1995. 397 с.
5. Dankov B.N., Guli-zade T., Kulikov V.N., Znamenskaya I.A. 3D separation flow visualization by shadowgraphy and impulse volume discharge // The 6th Asian Symp. on Visualization, VEXCO, Pusan, Korea, 2001. P. 432–433.
6. Даньков Б.Н., Знаменская И.А., Куликов В.Н. Об аэроакустическом воздействии, возникающем при обтекании тел вращения трансзвуковым потоком // Тез. докл. 4-й Междунар. конф. по неравновесным процессам в соплах и струях: 19-й Междунар. семинар по струйным, отрывным и нестационарным течениям. Санкт-Петербург, 2002. С. 200–201.

7. Dankov B.N., Kornienko E.S., Kudryavtsev V.V., Lapygin V.I. Some features of flow past multibody launch vehicles // ICEFM, Torino, Italy, 1994. P. 806–813.
8. Липницкий Ю.М., Михалин В.А., Родионов А.В. Определение нестационарных аэродинамических характеристик колеблющихся обтекателей ракет-носителей // Космонавтика и ракетостроение. 2002. № 2. С. 16–23.
9. Кудрявцев В.В. Пульсации давления при обтекании угла излома образующей тела вращения // Космонавтика и ракетостроение. 2002. № 2. С. 67–78.
10. Gujavin A.I., Kirnasov B.S., Korobov J.P., Kudryavtsev V.V. The critical phenomena in separated flows // Separated Flows and Jets: IUTAM Symp, Novosibirsk, USSR, 1990. P. 381–384.
11. Robertson J.E., Chevalier H.L. Characteristics of steady-state pressures on the cylindrical portion of cone-cylinder bodies at transonic speeds // Arnold Eng-ng Develop. Center. AEDC TRD-63-204, Tullahoma, TN, 1963.
12. Chevalier H.L., Robertson J.E. Pressure fluctuations resulting from alternating flow separation and attachment at transonic speeds // Arnold Eng-ng Develop. Center. AEDC TRD-63-204, Tullahoma, TN, 1963.
13. Ericsson L.E., Pavish D. Aeroelastic vehicle dynamics of a proposed delta II 7920-10L launch vehicle // J. Spacecraft and Rockets. 2000. V. 37. № 1. P. 28–38.
14. Stanbrook A. Experimental pressure distribution on a plane-nosed cylinder at subsonic and transonic speeds // Aeronaut. Res. Council. Repts. and Mem. 1963. № 3425. 18 p.
15. Robertson J. Wind tunnel investigation of the effects of Reynolds number and model size on the steady and fluctuating pressures experienced by cone-cylinder missile configurations at transonic speeds // AEDC-TR-66-266. 1967. 72 p.
16. Краснов Н.Ф., Кошевой В.Н., Калугин В.Т. Аэродинамика отрывных течений. М.: Высш. шк., 1988. 351 с.

Москва

Поступила в редакцию
24.XI.2003