

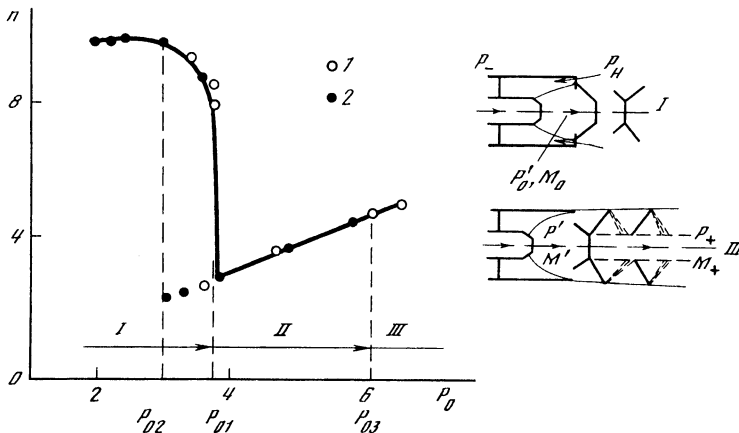
УДК 533.6.011.5:532.525.2

© 1998 г. Г.Ф. ГЛОТОВ

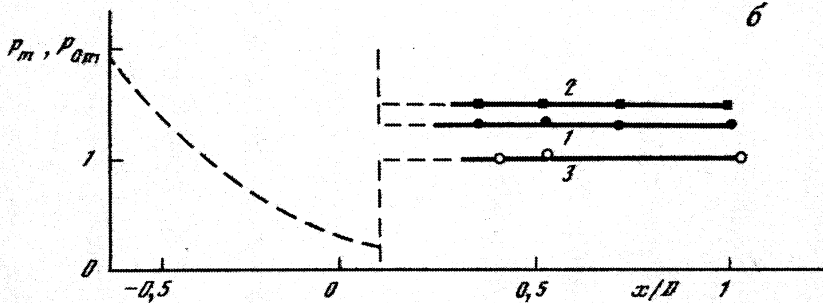
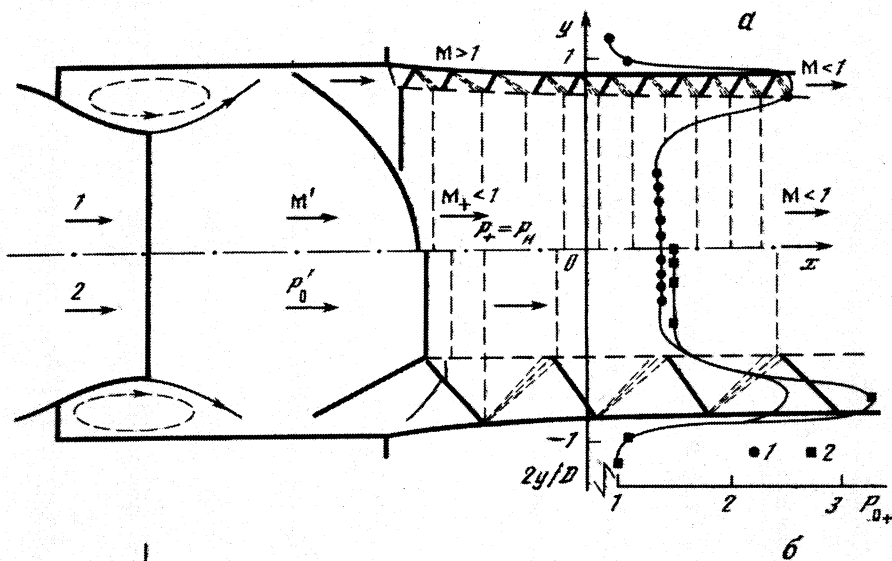
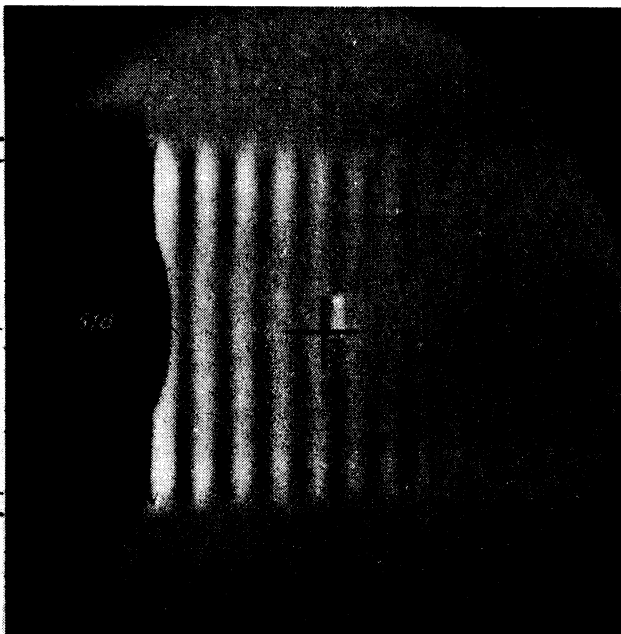
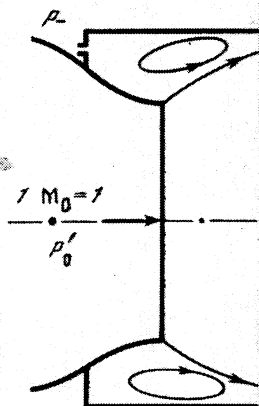
ЛОКАЛЬНЫЕ ДОЗВУКОВЫЕ ЗОНЫ В СВЕРХЗВУКОВЫХ СТРУЙНЫХ ТЕЧЕНИЯХ

Приведены результаты экспериментальных исследований сверхзвуковых затопленных, спутных и поперечных к потоку турбулентных струй с локальными дозвуковыми зонами – прямоточными и рециркуляционными. Исследуются не нашедшие ранее должного освещения газодинамические особенности течений с такими зонами, образующимися в сверхзвуковых потоках с противодавлением – сильно перерасширенных или недорасширенных струях, а также в течениях на подветренной стороне конуса с поперечной струей – перед струей или в следе за ней.

1. Прямоточные зоны в неизобарических струях. Известно образование локальных закрытых зон дозвукового течения за центральным скачком уплотнения в неизобарических струях – затопленных или поперечных к потоку. Проведенный автором анализ своих [1] и литературных данных для затопленных струй ($M_0 = 1-3$, степень нерасчетности $n = P^0 / P_H = 1,1-30$) показал, что изменение длины этих зон в калибрах центрального скачка $\Delta x_1 = \Delta x' / d_+$ для $n \geq 4$ удовлетворительно описывается степенной зависимостью $\Delta x_1 = An^{-m}$, где $A = 1,96$, $m = 0,16$. При $n = 1,1-30$ относительная длина $\Delta x_1 = 3-1,4$, а относительный диаметр скачка $d_+ = d'_+ / d_0 = 0,1-0,3$ (d_0 – диаметр сопла).



Фиг. 1. Изменение интегральной степени нерасчетности $n = P_- / P_H$ по относительному давлению выдува струи $P_0 = P'_0 / P_H$ и схемы течения для режимов I и III при истечении струи из канала с внезапным расширением: $M_0 = 1$, $F = (D / d_0)^2 = 2,5$, $l = 3,74$; 1 – прямой ход, 2 – обратный ход



В данной работе обнаружен целый класс течений с локальной дозвуковой зоной, образующихся в сильно перерасширенных струях ($n < 0,5$). Подробное экспериментальное исследование этой картины течения проведено на примере истечения в затопленную среду струи воздуха ($T_0 = 290$ К) из канала с внезапным расширением (диаметр канала $D \equiv 100$ мм; относительная площадь $F = (D/d_0)^2 = 2; 2,5$ и 3 ; длина канала, отнесенная к высоте уступа, $l = 2,5-3,7$, $n = P/P_H$). Первичное сопло – сужающееся ($M_0 = 1$). Эксперименты проводились при повышении (прямой ход) и уменьшении (обратный ход) давления выдува струи ($P_0 = P'_0/P_H$, P_H – давление внешней среды). Измерялись донное давление P_- , статическое P_+ и полное P_{0+} давление за центральным скачком уплотнения в струе и распределения давления по стенке канала. Одновременно с помощью прибора Теллера фотографировались теневые картины течения (подробнее см. [2]).

Выделены три характерные области изменения с ростом P_0 режимов истечения струи. Для области I, когда первичная струя еще не присоединилась к стенкам канала ($P_0 < P_{01}$), и для области III с присоединенным течением ($P_0 > P_{03}$, $n > 0,5$) характерны известные режимы неизобарического истечения струи (см. фиг. 1). Наибольший интерес представляет переходная область присоединенного течения с перерасширенной струей ($P_{01} \leq P_0 \leq P_{03}$; $n < 0,4-0,5$; фиг. 1). В такой струе можно выделить центральный скачок уплотнения, сверхзвуковую кольцевую перерасширенную струю и прямоточную зону – открытую дозвуковую центральную струйку [3] (фиг. 2, а). Торможение потока в кольцевой струе происходит в системе отраженных волн сжатия между линиями тангенциального разрыва (тонкими слоями смещения).

Напомним, что, согласно данным [4], такое торможение реализуется с наименьшими потерями энергии ("низкоэнтропийная струйка Таганова").

Диаметр центрального скачка уплотнения при этом составляет 0,7–0,8 от внешнего диаметра струи. Центральная струйка имеет форму сужающегося конуса с небольшим углом наклона поверхности к оси ($\sim 1^\circ$).

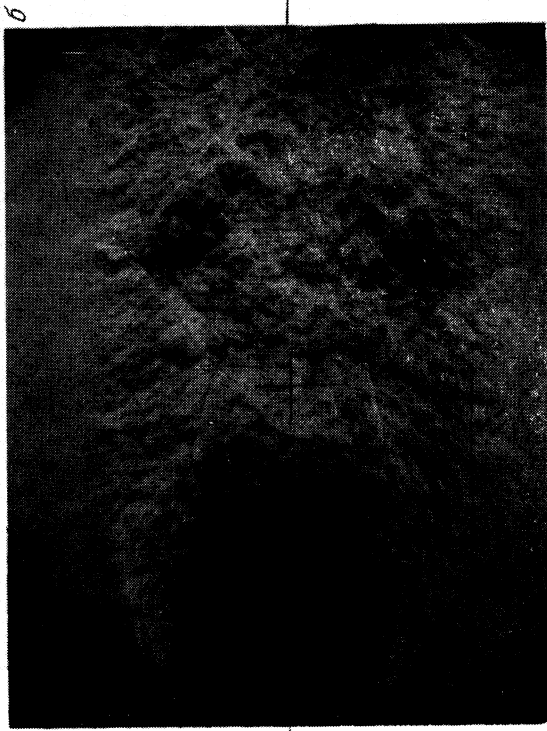
Видимая на теневой фотографии (фиг. 2, а) цепочка прямых темных линий по всему сечению струи, иногда принимаемая за цепочку "центральных скачков" ($\Delta x_1 \ll 1$), в действительности является проекцией оснований косых скачков в кольцевой струе, отраженных от внутренней поверхности тангенциального разрыва ("псевдоскачок"). Эта гармошкообразная структура наблюдается на всех режимах области II на расстояниях $x/D = 0,5-1,5$ и повторяется на обратном ходе. С ростом P_0 протяженность такой структуры и шаг гармошки увеличиваются.

Измерения показали, что поля полного давления по сечениям струи за центральным скачком уплотнения характеризуются провалом в зоне центральной струйки ($P_{0+} < 1,9$, фиг. 2, б). Течение в этой струйке на длине Δx , равной длине сверхзвуковой кольцевой струи ($\Delta x = 5$ или $(1,3-2) D$), в первом приближении аналогично течению в начальном участке дозвуковой затопленной струи, характеризующемуся малой интенсивностью смещения на длине ядра ($X/d_0 \leq 5$). Действительно, согласно измерениям, относительное полное давление вдоль оси струйки постоянно ($P_{0m} = \text{const}$) для каждого режима в области II; статическое давление также постоянно и равно давлению внешней среды ($P_m/P_H = 1$; фиг. 2, б); в ядре струйки число $M_+ = 0,6-0,8$. Особенность течения на границе этой струйки связано с наличием периодических зон ее взаимодействия с волнами сжатия-расширения.

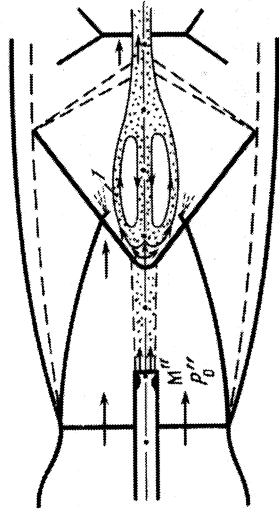
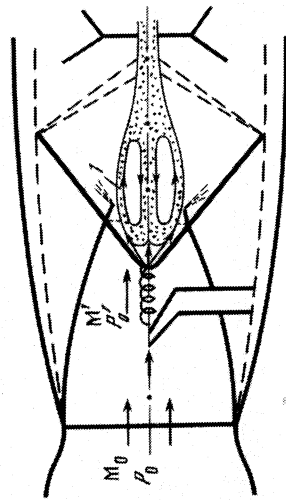
Фиг. 2. Режим III истечения струи (см. фиг. 1): а – теневая фотография и схемы течения с дозвуковой центральной струйкой в струях и поля измеренных относительных полных давлений $P_{0+} = f(2y/D)$ в сечении на относительном расстоянии от среза канала $x/D = 0,52$; 1 – $P_0 = 3,7$; 2 – $P_0 = 4,6$; б – результаты измерений относительных полного P_{0m} и статического P_m давлений вдоль оси струи: 1, 2 – P_{0m} ($1 - P_0 = 3,7, 2 - P_0 = 4,6$); 3 – P_m ($P_0 = 3,7-5,7$)



а



б



Фиг. 3. Теневые фотографии и схемы течения с локальными рециркуляционными зонами для случаев взаимодействия с центральным скачком уплотнения в затопленной недорасширенной струе воздуха ($M_0 = 1$), сверхзвуковых сдвиговых слоев. а – вихревой шнур; генератор вихря установлен на относительном расстоянии от сопла $x/d_0 = 0,33$; $h = 3,7$; n – сверхзвуковая низконапорная струйка ($M_0'' = 1$); $x/d_0 = 0,6$, $P_0''/P_0' = 0,27$, $n = 2,9$

При дальнейшем увеличении P_0 в области III, где $n > 0,45$, картина течения резко изменяется – присоевая зона дозвукового течения за центральным скачком закрывается ($P_+/P_H \geq 1$, $P_{0+} > 1,9$) и в струе образуется система "бочек" – скачков уплотнения, типичных для недорасширенных струй. При обратном ходе в области II наблюдается гистерезис течения – затягивание режимов присоединенного течения до меньших значений $P_{02} < P_{01}$ (фиг. 1).

Описанная картина течения и изменения режимов характерна для всех исследованных геометрических характеристик канала.

Такое же течение с протяженной дозвуковой струйкой реализуется при истечении на режиме сильного перерасширения сверхзвуковой струи из плавно расширяющегося сопла.

Таким образом, в сильно перерасширенной затопленной струе газа за центральным скачком уплотнения образуется сверхзвуковая кольцевая струя с открытой дозвуковой центральной струйкой. Условием реализации такого течения является выполнение за центральным скачком соотношения $P_+ \leq P_H$ при $M_+ < 1$.

Почти аналогичная картина характерна для сильно перерасширенной струи в дозвуковом потоке, например при взаимодействии ближнего следа за сферой в недорасширенной струе с центральным скачком уплотнения, а также в спутном сверхзвуковом потоке. Однако в последнем случае центральная дозвуковая струйка поджимается внешним потоком и течение в ней ускоряется до сверхзвуковой скорости, образуя закрытую дозвуковую прямоточную зону.

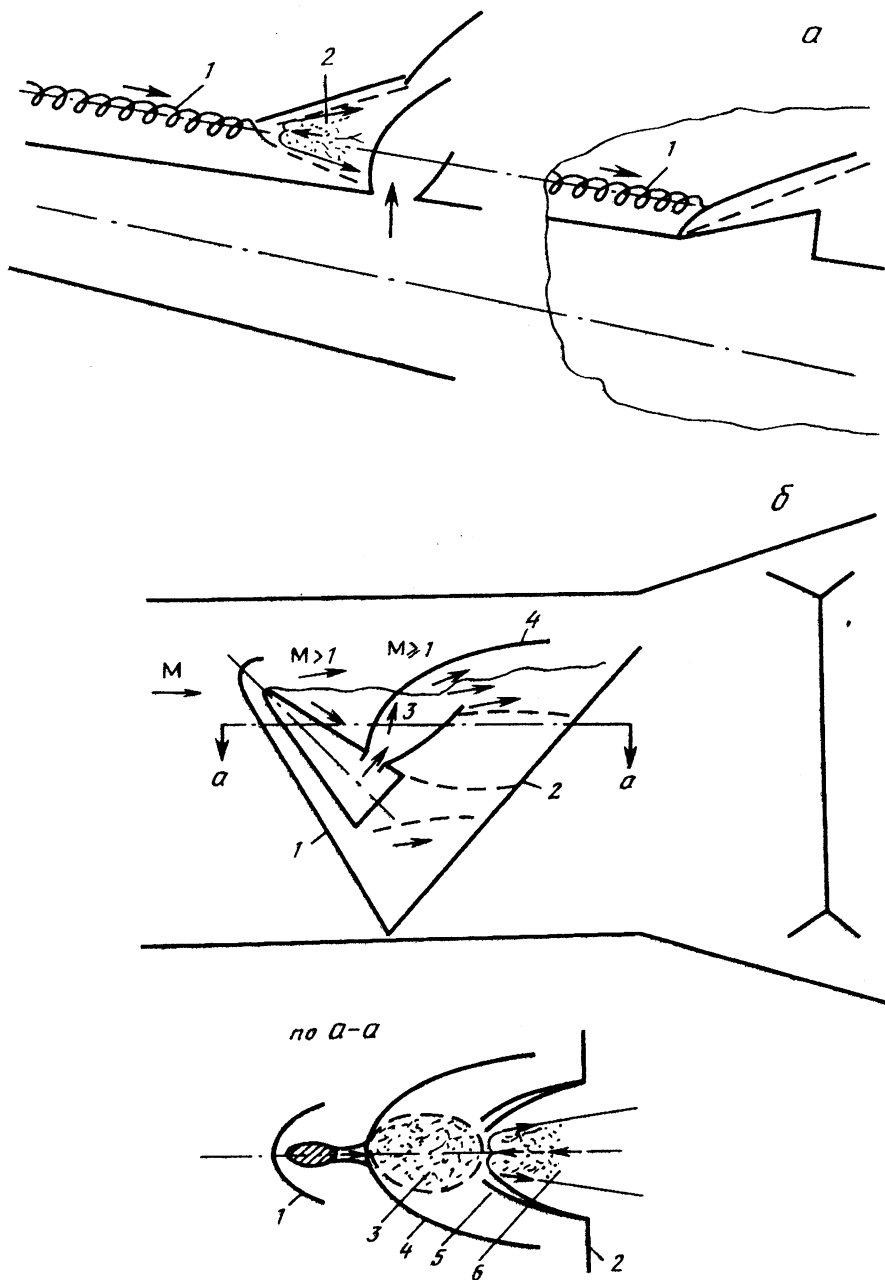
2. Рециркуляционная зона в затопленной недорасширенной струе газа. Взаимодействие различных сверхзвуковых сдвиговых слоев (низконапорные струйки) с повышенным противодавлением за центральным скачком уплотнения в струе позволяет переводить прямоточную зону в рециркуляционную. Ранее были исследованы условия образования такой зоны и показана ее реализация при взаимодействии с центральным скачком в недорасширенной струе ($M_0 = 1$, $n = 3-4$) ближнего тела за сферой или вихревого шнура [5].

Во всех случаях реализуется практически идентичная свободновисящая рециркуляционная зона, характеристики которой соответствуют известным для зон отрыва турбулентного пограничного слоя в сверхзвуковом потоке. Для вихревого шнура она ограничена узкой прямоточной дозвуковой зоной спереди и системой скачков уплотнения спереди и сзади (см. фиг. 3, а). Показано, что условием образования такой зоны для вихревого шнура является соотношение $P_0''/P_+ \leq 1$, где P_0'' – полное давление на оси вихря.

В [6] с использованием литературных данных показано, что такую же картину можно ожидать при взаимодействии с центральным скачком в струе дополнительной спутной звуковой или сверхзвуковой струйки на участке ее ядра (сверхзвуковой слой смещения). Установлено, что условие образования такого течения для воздушного потока аналогично условию для вихревого шнура – $P_0''/P_+ \leq 1$. Из этого условия в [6] в приведенных координатах определены границы образования рециркуляционной зоны в свободном потоке при взаимодействии струйки с прямым или наклонным скачком предельной интенсивности. Этот прогноз частично подтвержден в экспериментах [7].

Эксперименты автора показали также реализацию такой зоны в недорасширенной струе воздуха ($M_0 = 1$; $n = 3$) при взаимодействии центрального скачка уплотнения с соосной струйкой воздуха ($M'' \geq 1$, $P_0''/P_0' = 0,25-0,4$) при относительном расстоянии вторичного сопла диаметром d'' от скачка $\Delta x_2 = \Delta x''/d'' \leq 5$. Для $d''/d_0 \leq 0,13$ получена картина течения, практически аналогичная случаю с вихревым шнуром (фиг. 3, б). Отметим, что подобная же картина течения с рециркуляционной зоной может быть реализована и в нестационарном течении [5].

3. Рециркуляционные зоны при выдуве поперечной струи на подветренной стороне тела под углом атаки. Для случая выдува в сверхзвуковой поток поперечной струи с



Фиг. 4. Схемы образования рециркуляционной зоны при взаимодействии со скачком уплотнения. *a* – вихревых шнуров, образующихся на подветренной стороне конуса при $M = 4$ и угле атаки $\alpha = 15^\circ$, с головной ударной волной перед поперечной струей газа или секторным щитком: 1 – вихревые шнуры, 2 – рециркуляционная зона; *b* – следа за поперечной струей на конусе с отраженным от стенки скачком уплотнения при $M \geq 2$, $\alpha = 10\text{--}20^\circ$: 1 – головная ударная волна перед конусом, 2 – отраженный от стенки скачок уплотнения, 3 – поперечная струя, 4 – головная ударная волна перед струей, 5 – скачки уплотнения перед рециркуляционной зоной, 6 – рециркуляционная зона

поверхности известно образование отрывных зон перед и непосредственно за струей. Здесь рассмотрены особые случаи образования рециркуляционных зон во внешнем потоке перед и в следе за такой струей при ее выдуве с подветренной стороны тела (треугольное крыло, конус), установленного на определенном угле атаки. Образование передней зоны связано с взаимодействием вихревых шнуров, идущих с носка тела, с головной ударной волной (противодавлением) перед струей. Одна из первых картин такого взаимодействия описана в [8] для выдува струи с поверхности треугольного крыла на угле атаки ($\chi = 45^\circ$, $M = 2,2$; $\alpha = 14^\circ$). Было показано, что в результате взаимодействия возмущение распространяется по вихревым шнурам вверх по потоку, образуя отрывную зону с седлообразной передней границей.

В исследованиях обтекания конуса (полуугол $\theta = 5^\circ$, $M = 4$, угол атаки $\alpha = 15^\circ$) с поперечным цилиндром или щитком ($\theta = 15^\circ$, центральный угол $\omega = 60^\circ$) показано, что для цилиндра, расположенного на подветренной стороне конуса между вихрями, картина обтекания качественно такая же, как и при $\alpha = 0$. Для щитка, ширина которого больше расстояния между вихрями, в зоне интерференции вихревого шнура с косым скачком наблюдается деформация последнего (см. схему на фиг. 4, а).

При выдуве поперечной интенсивной струи, когда имеет место взаимодействие вихревых шнуров с головной ударной волной перед струей, наблюдается картина течения, которую можно интерпретировать как результат локального разрушения головной ударной волны и деформации вихревых шнуров с образованием свободновисящей рециркуляционной зоны (фиг. 4, а). При выдуве в воздушный поток струи химически активного газа в этих зонах наблюдается интенсивное дожигание горючих компонентов.

Применительно к анализу течения в следе за струей приведем предварительно результаты экспериментального исследования взаимодействия следа за сферой ($r = 3$ мм) с ударной волной перед телом с коническим носком ($\theta = 45^\circ$) в сверхзвуковом потоке ($M = 2,5-2$). Установлено, что граница перехода режима течения с рециркуляционной зоной к обтеканию без нее кроме расстояния между сферой и конусом (оно изменялось в диапазоне $L/r = 15-25$) определяется положением центра сферы относительно оси тела ($h = h'/r = 0-1,7$), т.е. интенсивностью противодавления, а также температурным фактором стенки сферы $t_w = T_w/T_0$. Так, при числе $M = 2,5$, соответствующем для данной геометрии предельному случаю обтекания с присоединенной ударной волной, граница перехода для $h = 1,7$ соответствует значению $(L/r)_* = 19-20$. При $L/r = 20$ в начале запуска трубы, когда $t_w = 1$, в следе образовывалась рециркуляционная зона, а спустя примерно 1 мин, когда сфера охлаждается потоком ($t_w < 1$), наблюдался самопроизвольный переход к течению без нее.

При взаимодействии ближнего следа за поперечной струей на конусе с зоной противодавления ниже по потоку в условиях испытаний в аэродинамической трубе, например за отраженным скачком от стенки или замыкающим скачком уплотнения, также может образоваться рециркуляционная зона (фиг. 4, б). При этом повышенное противодавление может передаваться вверх по потоку вплоть до поверхности конуса и исказить картину интерференции струи с потоком.

Подобная картина, по-видимому, реализовалась в экспериментах [9] при выдуве в поток поперечной струи со стенки сверхзвукового сопла. При этом в выходном канале возникал замыкающий прямой скачок и взаимодействие с ним следа за струей могло стать причиной обнаруженной в этих экспериментах вытянутой рециркуляционной зоны за струей.

Заключение. Установлены картина течения и условия образования локальных зон дозвукового течения в сверхзвуковых потоках с противодавлением. В частности, прямочные зоны возникают в перерасширенных струях ($n < 0,4-0,5$), а рециркуляционные – при взаимодействии с сильным скачком в неизобарической струе, перед или за поперечной к потоку струей сверхзвукового сдвигового слоя – ближнего следа,

продольного вихревого шнура или слоя смешения $P'_0 / P_H \leq 1$. Возможно использование подобных зон для стабилизации горения в сверхзвуковом потоке.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 94-01-01509).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Глотов Г.Ф., Фейман М.И. Исследование параметров осесимметричных недорасширенных струй газа, истекающих в затопленное пространство // Уч. зап. ЦАГИ. 1971. Т. 2. № 4. С. 69–75.
2. Глотов Г.Ф., Мороз Э.К. Исследование осесимметричных течений с внезапным расширением звукового потока // Тр. ЦАГИ. 1970. Вып. 1281. С. 3–30.
3. Glotov G.F. Mechanism of generation of ring superexpanded jet in free space and in axis-symmetrical channel (Pseudoshock configuration) // Intern. Aerospace Congr. (IAC'94), Abstracts. Moscow, Russia, 1994. P. 372.
4. Таганов Г.И. О некоторых задачах гидродинамики струйных течений // Аннот. докл. 3-го Всесоюз. съезда по теорет. и прикл. механике. М.: Наука, 1968. С. 289.
5. Глотов Г.Ф. Интерференция вихревого шнура со скачками уплотнения в свободном потоке и в неизобарических струях // Уч. зап. ЦАГИ. 1989. Т. 20. № 5. С. 21–32. Также: Glotov G.F. Vortical cord/shock interference in free-flow and nonisobaric jets // TsAGI Journal. 1994. V. 1. № 2. P. 85–101.
6. Глотов Г.Ф. Задачи взаимодействия ударных волн со сдвиговыми слоями // Теория и конструкция двигателей летательных аппаратов. Тр. 18 Научных чтений по космонавтике. М.: Фазис, 1994.
7. Glotov G.F., Gurylova N.V., Ivankin M.A. Aerogas dynamics of recirculation areas created as a result of interference of supersonic shear layers and shock waves // Intern. Aerospace. Congr. (IAC'94). Abstracts. Moscow, Russia, 1994. P. 373.
8. Povinelli F.P., Povinelli L.A., Hersch M. Effects of angle of attack and injection pressure on jet penetration and spreading from a delta wing in supersonic flow // NASA TM X-1889, 1969.
9. Минаев Б.Н., Щербина Ю.А. Экспериментальное исследование смешения поперечных струй в плоском сверхзвуковом сопле. М., 1981. 99 с. → Деп. в ВИНТИ. 1982. № 4504–81.

Москва

Поступила в редакцию
10.VII.1996