

С. Г. Миронов

АВТОКОЛЕБАНИЯ ПРИ ПАРАЛЛЕЛЬНОМ ИСТЕЧЕНИИ ДВУХ СВЕРХЗВУКОВЫХ НЕИЗОБАРИЧЕСКИХ СТРУЙ

Автоколебательные течения в системах параллельных сверхзвуковых неизобарических струй, истекающих в затопленное пространство [1—12], представляют значительный интерес с точки зрения практических приложений этого явления и развития моделей нестационарных процессов в сверхзвуковых струях. Среди ранних работ можно выделить [2], где для системы параллельных струй и струй, параллельных экрану, впервые были получены данные о возможных модах колебаний, их сравнительной интенсивности и области существования по числу Маха струи. В [4—12] приведены наиболее полные экспериментальные результаты о модовом составе акустических колебаний, их интенсивности, типах колебаний волновой структуры струй в зависимости от параметров истечения и межсоплового расстояния в двухструйных системах, проведено сравнение с аналогичными характеристиками одиночных струй. Однако в настоящее время еще не предложено физической модели для описания этих характеристик в системах струй.

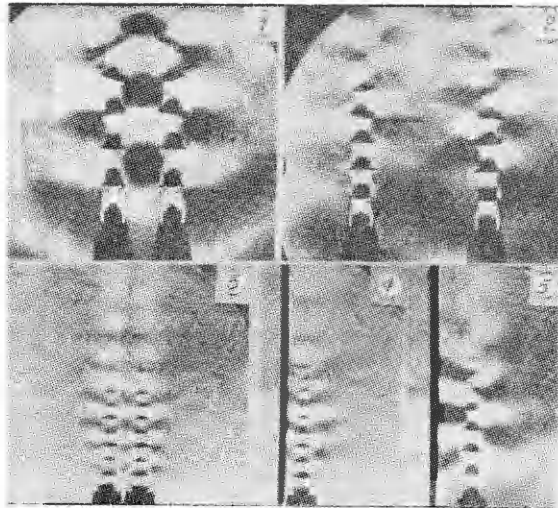
В данной работе для двух параллельных струй получены новые экспериментальные результаты и предложены модели для описания направленности акустического излучения и условий возбуждения автоколебаний.

1. Две параллельные струи создавались с помощью сверхзвуковых конических сопел с диаметром выходного сечения $d_a = 1,4 \cdot 10^{-2}$ м. В экспериментах использовались сопла с числом Маха $M_a = 1; 1,5; 2; 3,7$ и углом полураскрытия конуса 9° . Сжатый воздух из общей форкамеры подавался к соплам по гибким дюритовым шлангам, что позволяло плавно изменять межсопловое расстояние $\bar{S} = S/d_a$ от 1,8 до 7 и осуществлять продольное смещение сопел относительно друг друга. Одно из сопел могло быть снято, и посередине межсоплового расстояния установлен металлический плоский экран размером $0,15 \times 0,3$ м, параллельный оси струи.

Измерения акустических пульсаций давления осуществлялись двумя пьезокерамическими датчиками с диаметром приемной части $3 \cdot 10^{-3}$ м и граничной частотой измерения 60 кГц. Один из датчиков располагался на линии центров сопел, всегда в среднем по отношению к ним положению, на 3 калибра выше по потоку плоскости среза сопел. Постоянство среднего положения датчика обеспечивалось его установкой в центре резиновой растяжки, прикрепленной к соплам. Для определения направленности акустического излучения, в перпендикулярной струям плоскости второй датчик мог вращаться вокруг оси, параллельной струям и проходящей через центр межсоплового расстояния, на уровне положения первого датчика. Радиус вращения составлял 7 калибров сопла.

Информация о колебаниях волновой структуры струй была получена с помощью теневого прибора ИАБ-451, снабженного стробоскопической лампой ИСП-15, синхронизируемой акустическими пульсациями давления, что позволяло получать снимки фаз колебаний с высокой степенью осреднения по случайным флуктуациям поля течения.

2. На первых трех шпирен-снимках рис. 1 приведены зарегистрированные в эксперименте три основных типа течений, существующих при автоколебаниях в системе двух параллельных струй. Фотографиям соответствуют следующие условия истечения: 1 — $M_a = 1$, $n = 2,37$, $\bar{S} = 2,5$; 2 — $M_a = 1$, $n = 1,83$, $\bar{S} = 5,15$; 3 — $M_a = 1$, $n = 1,32$, $\bar{S} = 1,8$. На первом снимке видно, что имеют место изгибные колебания волновой структуры струй, симметричные относительно плоскости, раз-



Р и с. 1

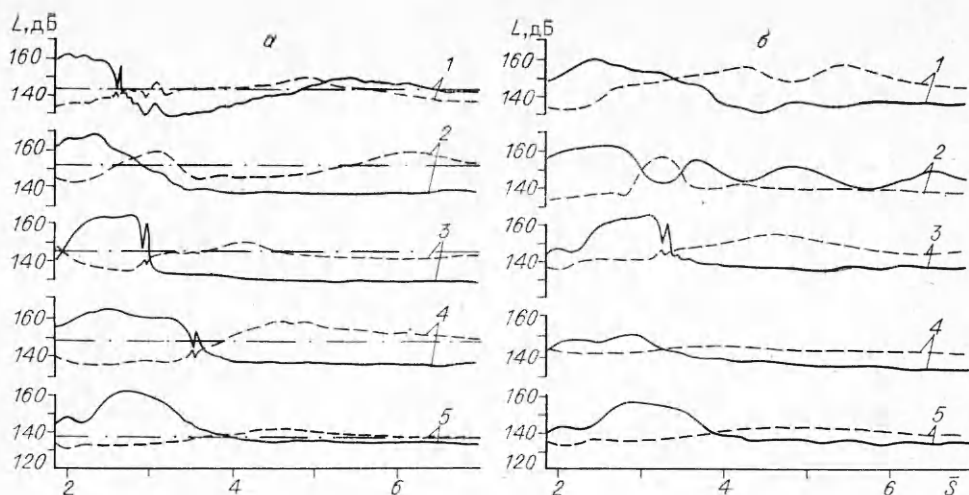
деляющей сопла. В [5] показано, что колебания поляризованы в плоскости, проходящей через оси струй. На втором снимке также наблюдаются изгибные колебания волновой структуры, но уже антисимметричные относительно разделяющей плоскости. Видно, что фаза пульсаций давления во внешней среде испытывает скачок на 180° при переходе через ось струй для течений 1, 2. Течение на третьем снимке характеризуется чередованием сжатия и растяжения ячеек волновой структуры и симметрией волн давления во внешней среде. Считается [2, 5], что колебания 1, 2 вызываются развитием винтовой моды неустойчивости слоя смещения струй ($m = +1$), 3 — симметричной моды неустойчивости ($m = 0$), а наличие поляризации в течениях 1, 2 связано с появлением выделенного направления в пространстве в системе двух струй. Анализ стробоскопических шпирен-снимков течений при различных M_a , n и \bar{S} показал, что колебания 3 реализуются для малых чисел Маха расчетной струи ($M_p < 1,25$), а колебания 1, 2 — для $M_p > 1,25$, что совпадает с данными [2, 13] для одиночных струй.

Спектры акустических пульсаций давления, сопровождающих процесс автоколебаний в двухструйной системе, содержат две основные моды, которые идентифицируются с винтовыми модами C и B в [5, 7, 9, 13, 14]. Их частота определяется параметрами M_a , n , а амплитуда зависит еще и от \bar{S} . Значения безразмерной частоты Sh в пределах точности измерений совпадают со значениями для одиночной струи, приведенными в [15] в виде обобщенных зависимостей $Sh(M_p)$. Здесь $Sh = f_d d_p / a$ (f_d — частота дискретного тона, d_p — диаметр расчетной струи, a — скорость звука во внешней среде). Зависимости [15] с точностью 6% описывают экспериментальные измерения частоты дискретного тона одиночных струй в диапазоне $M_p = 1 \div 3,5$ и могут быть представлены аналитическими выражениями

$$(2.1) \quad Sh_C = 0,43 (V M_p^2 - 1)^{-0,74}, \quad Sh_B = 0,375 (V M_p^2 - 1)^{-0,62}.$$

Соотношения (2.1) дают значения частот, близкие к вычисленным по аппроксимационной формуле [16], но учитывают наличие двух частотных мод. Отметим, что участок зависимостей (2.1) в интервале $M_p = 1 \div 1,25$, скорее всего, принадлежит группе частотных мод A_0, A_1, A_2 симметричной моды неустойчивости [5, 7, 9, 13], так как в этом диапазоне наблюдаются только колебания типа 3.

Амплитудные характеристики дискретного тона, регистрируемого датчиками пульсаций давления, являются сложными функциями параметров M_a , n , \bar{S} , а для подвижного датчика еще и азимутального угла θ . Ситуация усложняется тем, что в процессе изменения параметров истечения происходит изменение соотношения амплитуд мод колебаний, энергия колебаний переходит от одной моды к другой (см., например, [7, 9]). Аналогичный эффект наблюдается для одиночных струй при перемещении вдоль сопла звукоотражающего диска и связан с изменением акустической обстановки в области струй [14, 17].

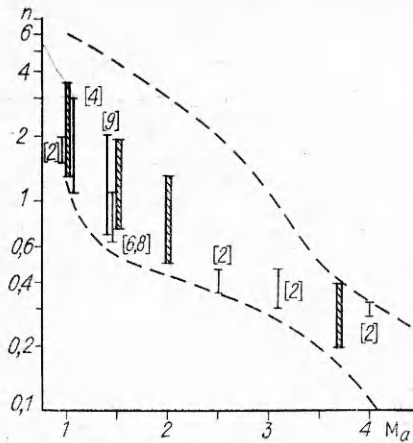


Р и с. 2

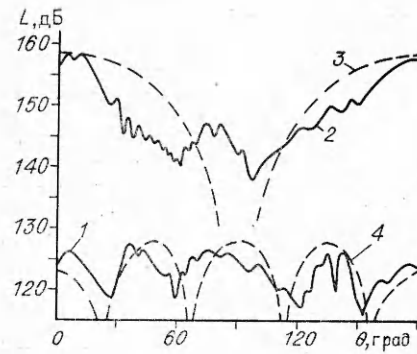
На рис. 2, а для неподвижного датчика приведен ряд зависимостей амплитуды основной гармоники дискретного тона от межсоплового расстояния \bar{S} (сплошные линии — мода В, штриховые — мода С) при следующих параметрах истечения: 1 — $M_a = 1$, $n = 1,48$; 2 — $M_a = 1$, $n = 1,83$; 3 — $M_a = 1$, $n = 2,35$; 4 — $M_a = 2$, $n = 0,57$; 5 — $M_a = 2$, $n = 0,85$ (штрихпунктирной линией указаны увеличенные в $\sqrt{2}$ раз уровни пульсаций, зарегистрированные для одиночной струи). Видно, что для различных M_a и n на малых расстояниях между соплами имеет место значительное превышение интенсивности пульсаций в системе параллельных струй над уровнем пульсаций, который был бы создан двумя газодинамически подобными, но акустически независимыми струями. Кроме основного максимума интенсивности на графиках наблюдаются менее интенсивные подъемы в уровне дискретного тона, лежащие в области больших межсопловых расстояний.

Результаты о максимальных интенсивностях дискретного тона в двухструйной системе при вариации параметров M_a , n , \bar{S} были сравнены с данными по максимальным интенсивностям дискретного тона одиночных струй при наличии звукоотражающего диска [15]. На рис. 3 в координатах M_a , n показана область, где амплитуда дискретного тона одиночной струи (без разделения по модам) превышает на 5 дБ и более уровень шума в том же спектральном диапазоне (область получена представлением графика [15] в логарифмических координатах). На область наложены интервалы степени нерасчетности n , где имеет место превышение над шумом более чем на 5 дБ в двухструйной системе (штрихованные интервалы — данные настоящей работы). Как следует из графика, область существования автоколебаний в системе двух параллельных струй не превышает область автоколебаний одиночной струи. Сравнение максимальных амплитуд акустических пульсаций одиночных и двойных струй показало, что максимальные уровни пульсаций в двухструйной системе не больше уровня пульсаций, создаваемого одиночной струей с диском для тех же параметров истечения.

Примеры измерений направленности излучения дискретного тона в плоскости движения подвижного датчика приведены на рис. 4. Кривая 1 ($M_a = 1$, $n = 1,32$, $\bar{S} = 2,1$) соответствует картине течения на снимке 3 рис. 1, а 2 ($M_a = 1$, $n = 2,59$, $\bar{S} = 2,9$) — на снимке 1. Видно, что при возбуждении моды $m = 0$ наблюдается многолепестковая диаграмма направленности, а при $m = \pm 1$ — диаграмма с двумя лепестками в направлении оси, соединяющей центры сопел, т. е. в направлении поляризации колебаний волновой структуры струй. Подобная диаграмма характерна



Р и с. 3



Р и с. 4

для излучения дипольного источника и отвечает осевой несимметрии возмущений, наблюдаемых на снимках.

Акустическое поле, создаваемое двумя струями с линейной поляризацией колебаний волновой структуры, можно представить как поле двух взаимодействующих диполей. Здесь и далее применяются модельные представления [16], согласно которым акустическое поле струй формируется излучением дипольных источников, определяемых характером колебаний струй. При этом диаграмма направленности системы диполей описывается функциями [18]

$$(2.2) \quad \cos \theta \cdot \sin \left(\frac{1}{2} kl \cos \theta \right)$$

при противоположной направленности диполей и

$$(2.3) \quad \cos \theta \cdot \cos \left(\frac{1}{2} kl \cos \theta \right)$$

при одинаковой направленности дипольных моментов. Здесь k — волновое число; l — расстояние между диполями. Линией 3 на рис. 4 приведена зависимость (2.2), соответствующая условиям диаграммы 2. Как видно из сравнения кривых 2 и 3, экспериментальная зависимость является более узкой и имеет небольшой центральный пик, что, по-видимому, связано с влиянием множественности взаимодействующих диполей, формирующих поле дискретного тона струй.

Многолепестковая диаграмма излучения дискретного тона для $m = 0$ может быть интерпретирована как проявление интерференции излучения синфазных монопольных источников, расположенных на оси струй. Предположение основано на осевой симметрии возмущений, присущей данной моде. Для иллюстрации кривой 4 показана расчетная индикатриса для условий истечения, отвечающих диаграмме 1, которая удовлетворительно соответствует экспериментальной зависимости.

3. В настоящей работе выполнены измерения частоты и амплитуды дискретного тона, его направленности в плоскости, перпендикулярной оси струй, для компоновки с истечением одиночной струи параллельно плоскому жесткому экрану. Обнаружено, что в этом случае, как и в двухструйной системе, наблюдаются осесимметричные и изгибные колебания волновой структуры струи (фото 4, 5 на рис. 1), условной границей которых является $M_p = 1,25$. Снимки получены при следующих параметрах истечения: 4 — $M_a = 1$, $n = 1,33$, $\bar{S} = 1,8$; 5 — $M_a = 1$, $n = 1,51$, $\bar{S} = 3$. Измеренные частоты дискретного тона описываются соотношениями (2.1). Имеет место сходный с двухструйной системой характер изменения амплитуды дискретного тона в зависимости от параметров M_a ,

n , \bar{S} (рис. 2, б). Однако в этом случае в качестве расстояния \bar{S} необходимо брать удвоенную величину расстояния между осью сопла и экраном. Совпадают интервалы по нерасчетности области существования автоколебаний для двухструйной системы и струи с параллельным экраном. Направленность излучения дискретного тона в плоскости подвижного датчика при одинаковом наборе параметров истечения характеризуется одними и теми же индикатрисами излучения (типа рис. 4). Угол θ отсчитывается от нормали к поверхности экрана, проходящей через ось струи.

Приведенные здесь данные позволяют сделать вывод о том, что в обеих струйных системах проявляется общий механизм поддержания автоколебаний, а параллельный экран служит своего рода акустическим зеркалом для струи. Происходит акустическое взаимодействие реальной струи с ее акустическим изображением в поверхности экрана, которое определяет амплитудно-частотные характеристики автоколебаний в системе струя — экран. С другой стороны, соответствие характеристик для двух различных струйных систем говорит о преимущественно акустическом взаимодействии между струями.

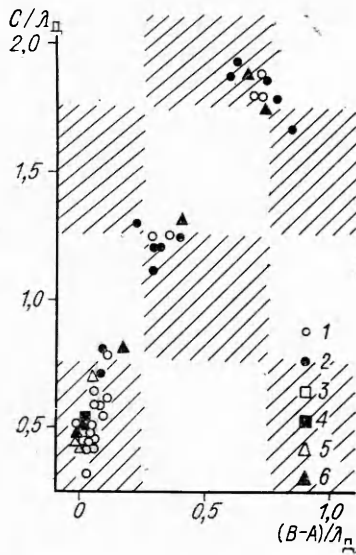
4. Для свободных одиночных сверхзвуковых нерасчетных струй возможность возбуждения автоколебаний в значительной степени зависит от акустической обстановки в области начала струи, так как она определяет степень эффективности цепи обратной связи автоколебательной системы струи [19]. Для достижения положительной обратной связи необходимо выполнение такого фазового условия для волн дискретного тона, когда акустические пульсации давления способствуют возникновению в струе гидродинамических возмущений, которые в свою очередь порождают звуковые волны. Учитывая тот факт, что корень струи в двухструйной системе подвергается воздействию как собственных звуковых волн, так и волн дискретного тона соседней струи [3], можно ожидать, что фазовые соотношения в цепи обратной связи будут зависеть от расстояния между струями (или между струей и ее акустическим изображением). Характерными размерами, определяющими протяженность цепи обратной связи в двухструйной системе, являются:

- расстояние от эффективного источника звуковых волн до точки замыкания обратной связи для каждой струи (размер A);
- расстояние от эффективного источника одной из струй до точки замыкания обратной связи другой струи (размер B);
- расстояние между границами струй (размер C).

При этом естественным масштабом расстояний будет длина волны дискретного тона λ_{π} . Расстояние между границами струй определяется как $C = S - d_p$. Данные о положении точки замыкания обратной связи в сверхзвуковых нерасчетных струях приведены в [20] как функции M_a и n . Положение эффективного источника звука на частоте дискретного тона определялось по величине сдвига фазы взаимно корреляционной функции сигналов двух разнесенных вдоль струи датчиков пульсаций давления. Сравнение результатов измерений со шпирен-снимками волновой структуры струй показало, что эффективный источник находится в области между четвертой и восьмой ячейками волновой структуры и его положение в каждом конкретном случае определяется амплитудой дискретного тона. Это вполне согласуется с результатами [14, 19]. Анализ корреляционных измерений позволил обобщить данные и связать расстояние от среза сопла до источника звука h_{π} , выраженное через число ячеек волновой структуры, заключенных в этом интервале, с интенсивностью дискретного тона приближенным соотношением

$$(4.1) \quad h_{\pi} \approx 8 - 0,11\Delta L$$

(ΔL — превышение интенсивности дискретного тона над уровнем шума в том же спектральном диапазоне, дБ). Расстояние от среза сопла до эффективного источника l_{π} , выраженное в калибрах сопла, находилось по шпирен-фотографиям поля течения с использованием измеренной ве-



Р и с. 5

личины ΔL и соотношения (4.1). Значение A определялось как разность $\bar{l}_n - \bar{l}_a$ (\bar{l}_a — расстояние от среза сопла до точки замыкания обратной связи из [20]), а B — из соотношения $B = (A^2 + C^2)^{1/2}$.

На рис. 5 представлены положения локальных максимумов интенсивности дискретного тона в плоскости координат: расстояние $(B - A)/\lambda_d$ (ось абсцисс) — расстояние C/λ_d (ось ординат). На графике приведены данные настоящей работы для обеих струйных систем для мод B, C (точки 1, 2), а также работ [3] (точки 3, 4), [7, 9] и [10] (точки 5 и 6) для моды B . Видно, что экспериментальные точки группируются в заштрихованных областях с центром в точках фазовой плоскости, описываемых соотношениями

$$(4.2) \quad (B - A)/\lambda_d = (R - 1),$$

$$C/\lambda_d = (N - 1/2);$$

$$(4.3) \quad (B - A)/\lambda_d = (R - 1/2), \quad C/\lambda_d = N \quad (R, N = 1, 2, 3, \dots).$$

Положения максимумов интенсивности автоколебаний при $m = \pm 1$ (симметричных относительно плоскости раздела сопел) попадают в области с центром координат, определяемым соотношением (4.2). Положения максимумов при $m = \pm 1$ (несимметричных относительно разделяющей плоскости) группируются в областях с центром, определяемым соотношением (4.3). Максимумы автоколебаний при $m = 0$ наблюдаются только в квадрате с центром в точке $(0,5; 0)$. Подобная закономерность может быть объяснена следующим образом. При возникновении изгибных симметричных колебаний волновой структуры струй акустические волны усиливают друг друга в области корня струи только в том случае, когда разница фаз между ними кратна периоду колебаний. С другой стороны, результирующее поле взаимодействующих диполей с противоположным направлением моментов лежит в плоскости струй только тогда, когда, согласно (2.2), расстояние между ними кратно нечетному числу полупериодов колебаний.

Следствием этого является необходимость выполнения условий (4.2) или, по крайней мере, условий в пределах заштрихованных площадей на рис. 5. При увеличении расстояния между струями до величины, кратной длине волны λ_d , результирующее поле диполей может лежать в плоскости струй только в том случае, когда, согласно (2.3), диполи будут иметь одинаковую направленность, т. е. колебания волновой структуры будут несимметричными относительно плоскости раздела струй. При этом для взаимоусиления акустических волн, приходящих к корню струй, необходим сдвиг фазы между ними на величину, кратную нечетному числу полупериодов колебаний, результатом чего является необходимость выполнения условий (4.3) или близких к ним. В незаштрихованных областях рис. 5 нарушаются фазовые условия для существования положительной обратной связи колебательной системы струй. Значительно большая интенсивность максимумов, лежащих в области с центром в точке $(0,5; 0)$, по сравнению с другими обусловлена, с одной стороны, близостью их положения к точке наиболее оптимальных фазовых условий для обратной связи, с другой — более существенным на малых расстояниях акустическим взаимодействием струй.

При возбуждении осесимметричной моды ($m = 0$) эффективные диполи параллельны друг другу и оси струй и имеют одинаковую направленность моментов. В этом случае диаграмма излучения дискретного тона

в плоскости струй описывается функцией [18]

$$(4.4) \quad \cos \varphi \cdot \cos \left(\frac{1}{2} kl \sin \varphi \right)$$

(φ — угол, отсчитываемый от оси струй). При $l = \lambda_d/2$ излучение направлено двумя лепестками вверх и вниз по потоку. В плоскости, перпендикулярной оси струй, излучение каждой струи имеет осевую симметрию. Это обеспечивает на малых межструйных расстояниях достаточную эффективность цепи обратной связи колебательной системы струй, если разность фаз волн, приходящих к корню струи, кратна периоду колебаний. При росте межсоплового расстояния падает степень взаимного акустического облучения струй. Кроме того, при увеличении расстояния свыше $\lambda_d/2$ в диаграмме направленности, согласно (4.4), появляются дополнительные лепестки, не имеющие направления вверх по потоку. Оба эти фактора снижают эффективность цепи обратной связи вне области с центром в точке (0,5; 0). Таким образом, для описания фазовых условий существования колебаний для $m = 0$ и малых межсопловых расстояний допустимо использование соотношения (4.2).

Справедливость условий (4.2), (4.3) проверялась экспериментально путем продольного смещения сопел относительно друг друга. При этом условия истечения соответствовали областям с центрами в точках (0,5; 0) и (1,0; 0,5) рис. 5 и $m = +1$. Ожидалось, что при смещении сопел на $\approx \lambda_d/2$ будет полное подавление дискретного тона, так как происходит сдвиг фазовых условий в незаштрихованные области фазовой плоскости. Действительно, при смещении сопел на $\lambda_d/4$ наблюдается падение интенсивности дискретного тона до уровня, близкого к уровню для двух акустически независимых струй (штрихпунктирные линии на рис. 2, а). Но при дальнейшем смещении сопел начальный уровень колебаний вновь восстанавливается. Анализ стробоскопических шпирен-снимков показал, что при этом происходит изменение фазы колебаний волновой структуры одной из струй на 180° , что обеспечивает выполнение фазовых условий первоначальной заштрихованной площадки. Таким образом, смещение сопел на $\lambda_d/2$ не переводит колебания из симметричных относительно плоскости раздела в несимметричные, и наоборот. Колебания волновой структуры всегда соответствуют конкретной полуволновой четности расстояния между границами струй, что подтверждает справедливость соотношений (4.2) и (4.3).

ЛИТЕРАТУРА

1. Виноградов С. А. Об акустическом взаимодействии параллельных сверхзвуковых струй // VI Всесоюз. акустическая конф.: Тез. докл. Секц. Ж-11-2. — М., 1968.
2. Седейников Т. Х. Автоколебательное шумообразование при истечении газовых струй. — М.: Наука, 1971.
3. Горбунов В. П., Куприянов В. А., Куцов В. М. О дискретной составляющей в спектре аэродинамического шума двух параллельных сверхзвуковых струй // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1976. — № 5.
4. Norum T. D., Shearin J. G. Dynamic loads on twin jet exhaust nozzles due to shock noise // J. Aircraft. — 1986. — V. 23, N 9.
5. Seiner J. M., Manning J. C., Ponton M. K. Dynamic pressure loads associated with twin supersonic plume resonance. — N. Y., 1986. — (Pap./AIAA; N 1539).
6. Tam C. K. W., Seiner J. M. Analysis of twin supersonic plume resonance. — N. Y., 1987. — (Pap./AIAA; N 2695).
7. Wlezien R. W. Nozzle geometry effects on supersonic jet interaction. — N. Y., 1987. — (Pap./AIAA; N 2694).
8. Seiner J. M., Manning J. C., Ponton M. K. Model and full-scale study of twin supersonic plume resonance. — N. Y., 1987. — (Pap./AIAA; N 244).
9. Wlezien R. W. Nozzle geometry effects on supersonic jet interaction // AIAA J. — 1989. — V. 27, N 10.
10. Shaw L. Twin-jet screech suppression // J. Aircraft. — 1990. — V. 27, N 8.
11. Zilz D. E., Wlezien R. W. The sensitivity of near-field acoustics to the orientation of two-dimensional supersonic nozzles. — N. Y., 1990. — (Pap./AIAA; N 2149).
12. Walker S. Twin jet screech suppression concepts tested for 4,7 % axisymmetric and two-dimensional nozzle configuration. — N. Y., 1990. — (Pap./AIAA; N 2150).
13. Seiner J. M. Advances in high-speed jet aeroacoustics. — N. Y., 1984. — (Pap./AIAA; N 2275).

14. Мамин В. М. К вопросу о механизме излучения дискретного тона сверхзвуковыми струями // Исследования по вибрационному горению и смежным вопросам.— Казань: Изд-во Казан. ун-та, 1974.
15. Гапонов С. А., Желтухин Н. А. Неустойчивость и акустика сверхзвуковых струй и пограничных слоев // Модели механики неоднородных систем.— Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1989.
16. Мамин В. М. Экспериментальное исследование тонального излучения, возникающего при истечении сверхзвуковых струй // Исследования по вибрационному горению и смежным вопросам.— Казань: Изд-во Казан. ун-та, 1974.
17. Норэм Т. Д. Снижение дискретной составляющей шума сверхзвуковых струй // АКТ.— 1983.— Т. 1, № 11.
18. Скучик Е. Основы акустики.— М.: Мпр, 1976.— Ч. 2.
19. Глазнев В. Н. Автоколебания при истечении сверхзвуковых нерасчетных струй // Моделирование в механике.— 1987.— Т. 1, № 6.
20. Миронов С. Г. Положение точки замыкания обратной связи при автоколебаниях свободных сверхзвуковых струй // Газовые струи: Тез. XV Всесоюз. семин.— Ленинград, 1990.

г. Новосибирск

Поступила 16/V 1991 г.

УДК 532.529

А. В. Федоров

СТРУКТУРА КОМБИНИРОВАННОГО РАЗРЫВА В ГАЗОВЗВЕСЯХ ПРИ НАЛИЧИИ ХАОТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ ЧАСТИЦ

В [1] выведены условия на комбинированном разрыве (КБР) в газозвеси, т. е. на такой линии в пространстве (x, t) , где некоторые параметры течения испытывают разрыв, но отсутствует поток массы частиц. Там же дан краткий обзор работ в области механики гетерогенных сред и газовой динамики в каналах с резко изменяемой геометрией, в которых изучаются сходные проблемы. Ниже исследуется структура КБР в газозвесях с учетом хаотического давления частиц. При этом, как и в [1], структура КБР понимается в смысле существования течения газа, который набегаёт на облако частиц и тормозится или ускоряется в нем.

Рассмотрим конечное облако мелких частиц, диспергированных в одномерном пространстве. Пусть в это облако втекает газ. На кромке облака параметры газа претерпевают разрывы, а в дальнейшем газ протекает через совокупность частиц с переменной концентрацией. На некотором конечном расстоянии от входа в облако газ вытекает из него. Изучим данное течение на основе модели механики гетерогенных сред. Уравнения, описывающие КБР, выведены в [1] для случая, когда пренебрегается хаотическим движением частиц. В данном варианте записанные в сопутствующей системе координат эти условия имеют вид

$$(1) \quad \begin{aligned} [\rho_i u_i] &= 0, \quad i = 1, 2, \quad p_2 = p_\sigma m_2, \quad p_\sigma = \text{const}, \\ [c_1 u_1 + m_1 p] &= [m_1] p', \quad [c_2 u_2 + m_2 p + p_2] = [m_2] p', \\ m_1 + m_2 &= 1, \quad p = a^2 \rho, \quad c_i = \rho_i u_i, \quad c_2 = 0, \quad u_2 = 0, \quad u_1 = u. \end{aligned}$$

Здесь u_i, m_i — скорость и объемная концентрация i -й фазы; $i = 1$ — газ; $i = 2$ — частицы; p — давление газа; p_2 — хаотическое давление частиц; $p' = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \int_{x_0(t)-\varepsilon}^{x_0(t)+\varepsilon} p(x, t) \delta(x - x_0(t)) dx$ — давление, действующее вдоль фронта КБР. Уравнения сохранения массы, импульса для каждой из фаз в системе координат $\xi = x - Dt$ таковы:

$$(2) \quad \begin{aligned} c_1 \dot{u} + m_1 \dot{p} &= -m_2 f, \quad p = a^2 \rho, \quad c_1 = \rho m_1 u = \rho_0 u_0, \\ p_2 + m_2 \dot{p} &= m_2 f, \quad m_1 + m_2 = 1, \quad f = \rho_2 c_D \text{Re } u / 24 \tau_{\text{CT}} m_2, \quad \tau_{\text{CT}} = 2r^2 \rho_{22} / 9\mu \end{aligned}$$