

УДК 533

О классификации режимов течения в канале с внезапным расширением

П.В. Булат¹, О.Н. Засухин², В.Н. Усков²

¹*ООО «ВНХ-Проект» НОЦ «Механика», Санкт-Петербург*

²*Балтийский Государственный Технический Университет «Военмех» им. Маршала Д.Ф. Устинова, Санкт-Петербург*

E-mail: pavelbulat@mail.ru

Рассмотрены сверхзвуковые течения газа в окрестности донной области, получившие название течений с внезапным расширением потока. На основе результатов экспериментальных исследований дана полная классификация режимов течения: стационарных, колебательных и переходных. Выявлен гистерезис смены режимов при увеличении и уменьшении полного давления газа перед соплом. Установлены типичные ударно-волновые конфигурации, возникающие при истечении струи в канал на различных режимах. Тип ударно-волновой структуры, характер взаимодействия слоя смещения струи со стенкой или с возвратным течением, втекающим в канал из окружающей среды, определяет соответствующий режим. Сочетание физического и численного экспериментов с расчетами донного давления по разработанной авторами полуэмпирической модели позволило выявить новые режимы течения, которые не исследовались ранее.

Ключевые слова: донное давление, донная область, режимы течения, нестационарные процессы.

Введение

Актуальность исследования истечения сверхзвуковой струи в коаксиальный цилиндрический канал с внезапным расширением (ТВР) определяется тем, что выявленные в данном простом случае режимы повторяются в более сложных технических устройствах, в которых также имеются отрывные течения. Одним из таких приложений является камера Эйфеля аэродинамической трубы, в которой за счет эжекционных свойств струи образуется разрежение. Она позволяет имитировать условия полета ракеты в верхних слоях атмосферы в условиях пониженного давления. Существуют и другие технические приложения ТВР. Например, сопловые блоки, эжекторы, камеры сгорания со сверхзвуковым горением, форсажные камеры воздушно-реактивных двигателей и т. п. Их объединяет одна общая техническая проблема — донное давление.

Процесс истечения сверхзвуковой струи в канал с внезапным расширением сопровождается широким спектром газодинамических явлений. Среди них наиболее интересными представляются нестационарные процессы, в том числе автоколебательные режимы течения, которые реализуются в строго определенных диапазонах изменения, определяющих это течение факторов. Результаты изучения особенностей таких течений и умение создавать или избегать их используются при

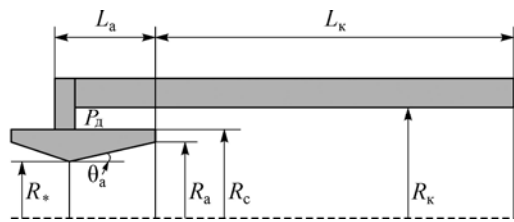


Рис. 1. Конфигурация канала с внезапным расширением.

Радиусы сечений сопел: R_* — критического, R_a — выходного внутреннего, R_c — выходного наружного; θ_a — угол полураствора сопла на его срезе; R_k — радиус канала, L_k — длина канала; L_a — длина выноса сопла в канал.

создании глушителей или, напротив, акустических генераторов и устройств пульсирующего дутья в металлургии. Таким образом, сочетание широкого класса различных газодинамических процессов и больших возможностей практического использования этих явлений делает рассматриваемую задачу актуальной как в фундаментальном, так и прикладных аспектах.

В настоящей работе из всего этого многообразия выбрана круглая сверхзвуковая струя, истекающая в осесимметричный канал. Она содержит в себе практически все элементы более сложных течений и может служить их моделью. При заданной конфигурации сопла и канала (рис. 1) течение полностью определяется множествами газодинамических переменных: F_0 — параметры торможения рабочего газа, истекающего из сопла; F_n — параметры газа, заполняющего канал до начала истечения струи. Множества F составляют термодинамические и теплофизические переменные, определяющие состояние рабочего и окружающего газа: p — давление, T — температура, $\gamma = C_p/C_v$ — показатель адиабаты и другие, которые влияют на донное давление (P_d) в окрестности выходного сечения сопла Лавала.

Ставится задача при заданных условиях F_n в окружающей среде найти все режимы течения и последовательность их смены в зависимости от параметров торможения F_0 . Необходимо учитывать, что при некоторых сочетаниях конфигураций канала и сопла отдельные режимы могут отсутствовать.

Физические явления, сопровождающие отрывные течения в окрестности обратного уступа, донного среза, различные модели донных областей подробно рассмотрены в монографии [1]. Само понятие донного давления и подходы к его определению сформулированы в постановочных трудах [2, 3].

Первые экспериментальные работы по проблеме определения донного давления появились в середине 50-х годов. В работах [4, 5] исследовалось влияние длины канала на P_d и условия запуска канала, в трудах [6, 7] рассматривались фазы формирования потока в канале и был установлен типичный график зависимости P_d от P_0 , здесь же детально изучалась зависимость относительного донного давления $P_d = P_d/P_n$ от геометрических параметров сопла, канала и безразмерных параметров торможения рабочего газа в ресивере. Поскольку в большинстве исследований эксперименты проводились с помощью инерционных датчиков давления, нестационарные режимы выявлены не были. В работе [8] рассматривалось течение в прямоугольном канале с донной областью с учетом нестационарных процессов. В результате представления о характерном графике $P_d(P_0)$ приобрели современный вид (рис. 2). В работе [9] приведены сведения о картине течения в области натекания слоя смещения струи на стенку канала.

В последнее время наблюдается рост внимания к ТВР в связи с разработкой силовых установок гиперзвуковых летательных аппаратов, а также сопел двигателей, рассчитанных на широкий диапазон режимов полета [10, 11].

Авторами настоящей работы проводилось систематическое экспериментальное изучение отрывного течения в канале с внезапным расширением [12]. Относительная площадь канала в экспериментах оставалась неизменной и составляла $F_k/F_* = (R_k/R_*)^2 = 64,3$. Это условие позволило устанавливать сопла с числом Маха на срезе до $M_a = 7$. В исследованиях использовались сопла с $M_a = 1-6$, углами полураствора на срезе сопел $\theta_a = 0, 8, 15, 30$ и 40° .

Визуальное изучение физической картины истечения сверхзвуковой струи в канал с внезапным расширением осуществлялось с применением теневого прибора ИАБ-451 и установок с плоскими прозрачными стенками. Эксперименты проходили в режиме управления темпом повышения полного давления P_0 в ресивере со скоростью около 5–7 атм/с. При таком темпе повышения P_0 в канале, как правило, успевали развиться устойчивые колебания донного давления. Типичная продолжительность продувки составляла 25–40 с. Результаты регистрировались либо с помощью осциллографа на бумагу, либо с помощью магнитографа на магнитную ленту. Такая методика проведения эксперимента, основанная на применении безинерционных датчиков давления, позволила определить частоту и амплитуду колебательных процессов, а в ряде случаев и форму колебательного цикла.

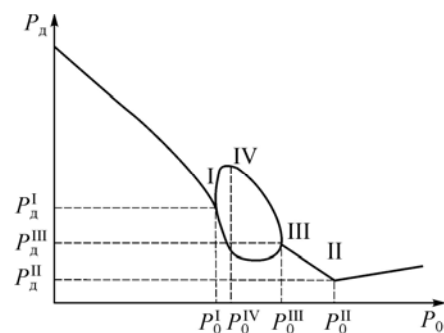
Чисто экспериментальных исследований [12] оказалось недостаточно для построения исчерпывающей классификации режимов течения в канале с внезапным расширением. Высокий темп повышения полного давления перед соплом привел к тому, что некоторые переходные процессы в экспериментах [12] не были замечены. Разработанная авторами полуэмпирическая модель течения в канале [13] в дальнейшем позволила предсказать ряд нестационарных режимов, которые ранее не были выявлены в ходе экспериментов. Их существование было подтверждено численными расчетами и вновь поставленными экспериментами. Ниже излагаются результаты, полученные на основе анализа экспериментальных данных, а также результатов численных расчетов и расчетов с помощью полуэмпирической методики.

Поскольку полуэмпирическая методика содержала достаточно приближенную модель основного турбулентного участка струи в условиях положительного продольного градиента давления, то для ее верификации и уточнения качественной картины течения проводились численные расчеты в осесимметричной постановке с использованием уравнений Навье–Стокса, осредненных по Рейнольдсу (RANS). Применялся метод конечных объемов второго порядка по пространству и времени. На стационарных режимах использовалась неявная разностная схема.

Размеры расчетной области выбирались равными физическим размерам натурной экспериментальной установки. Перед началом расчетов было проведено исследование сходимости решения задачи в зависимости от размеров и густоты разностной сетки. Серия экспериментов, выполненных для сопел с числами $M_a = 2-3$ и углами полураствора сопла 8° и 15° , показала, что последовательность смены режимов одинаково воспроизводится независимо от типа и густоты разностной сетки. Меняются только значения P_0 , при которых происходит переключение с режима на режим. Поскольку последователь-

Рис. 2. Характерные давления на типичном графике зависимости $P_d(P_0)$.

Точки: I — начала, III — окончания колебаний; II — минимального донного давления, IV — максимальной амплитуды колебания донного давления.



ность смены режимов и являлась предметом исследования, то в дальнейшем в расчетах применялась обычная структурированная разностная сетка с размером ячейки в критическом сечении сопла 0,25 мм. Пограничные слои на стенках сопла и канала моделировались с помощью метода стандартных пристеночных функций, использующих логарифмический профиль скорости у стенки.

Тестирование различных моделей турбулентности показало, что наилучшее совпадение с результатами экспериментов в части значения P_d , а также моментов переключения с одного режима на другой, начала и окончания низкочастотных колебаний дает версия $k-\varepsilon$ модели турбулентности, известная как *realizable $k-\varepsilon$ модель* [14]. Преимущество *realizable $k-\varepsilon$ модели* состоит в том [15], что она более точно предсказывает распределение скорости диссипации струй, обеспечивает лучшее предсказание отрывных и рециркуляционных течений, а также потоков, в которых существуют развитые вторичные течения, подверженные сильным градиентам давления.

Термин *realizable* означает, что модель удовлетворяет математическим ограничениям на нормальные напряжения, согласующимся с физикой турбулентных течений, т. е. исключаются отрицательные значения вихревой вязкости при расчетах высокоградиентных течений. Во всех дальнейших расчетах, в соответствии с рекомендациями монографии [15], использовалась именно *realizable $k-\varepsilon$ модель* турбулентности. При моделировании переходных процессов с помощью численных методов важно было точно воспроизвести степень расширения струи и градиент давления вдоль стенки канала. При этом ставилась главная задача — определение момента начала взаимодействия слоя смешения струи с кромкой канала, натекания струи на стенку канала начальным и основным участками, а также расчет средних параметров потока в возвратном течении по кольцевому зазору между стенкой канала и струей.

Таким образом, роль теоретических исследований заключалась в выявлении режимов, которые не были обнаружены в ранее проведенных экспериментах.

1. Анализ режимов течения на характерном графике зависимости $P_d(P_0)$

С повышением полного давления P_0 в ресивере перед соплом происходит постепенное уменьшение донного давления P_d в канале от величины, равной внешнему (атмосферному) давлению P_n , до предельно низкой величины, определяемой конструктивными особенностями устройства, после чего P_d снова начинает расти (см. рис. 2). Таким образом, имеются две ветви графика: нисходящая, когда с ростом P_0 донное давление падает, и восходящая, когда донное давление растёт. Характерная петля на рис. 2 соответствует области колебательного режима, который начинается при значении полного давления P_0^I и завершается при P_0^{III} . В точке P_0^{IV} реализуются колебания донного давления максимальной амплитуды.

На рис. 3 представлены фотографии типичных ударно-волновых структур (УВС) струи, истекающей в канал с внезапным расширением, а также соответствующие им схемы течения. Здесь q_p — безразмерный расход газа, эжектируемого из донной области, отнесенный к расходу газа через сопло, q_v — расход газа, поступающего в донную область из окружающей среды или области натекания слоя смешения на стенку канала. Поскольку теневые фотографии выполнялись на установках с плоскими прозрачными стенками, это вносило искажение в картину

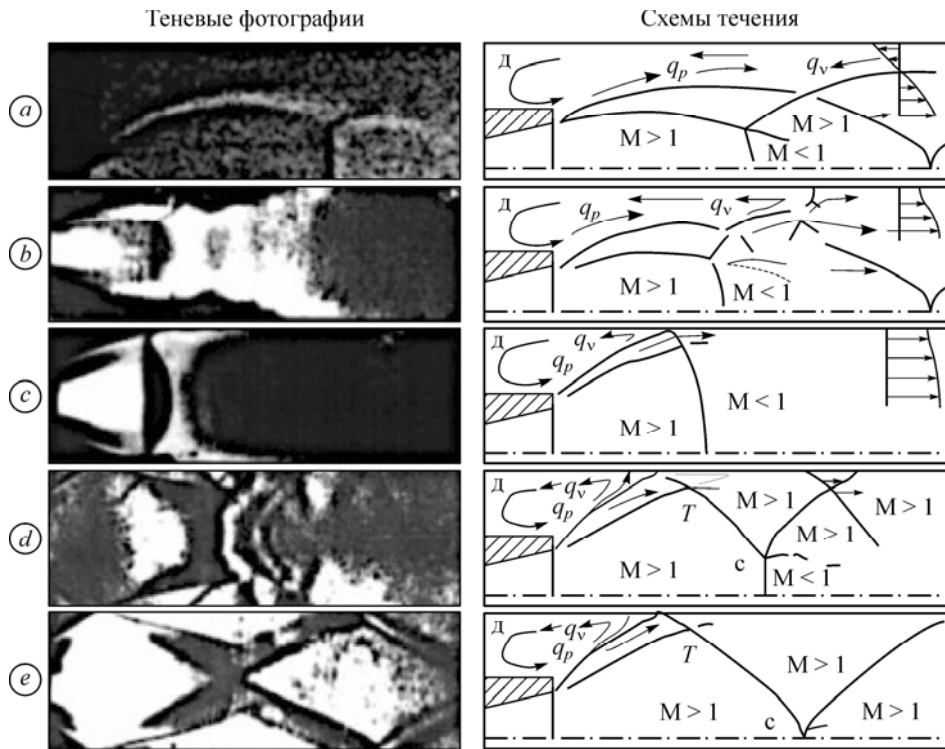


Рис. 3. Типичные ударно-волновые структуры в канале с ТБР.

$L_k > L_{ko}$. $M_a = 2$. Режимы: *a* — ОДО, $P_0 = 30$ атм, $P_0 < P_0^I$; *b* — НАР ЗДО, $P_0 = 40$ атм, $P_0^{III} > P_0 > P_0^I$; *c* — минимальное P_d , $P_0 = 60$ атм, $P_0 = P_0^{II}$; *d* — АР, $P_0 = 70$ атм, $P_0 > P_0^{II}$; *e* — АР, $P_0 = 90$ атм, $P_0 \gg P_0^{II}$.

течения. Для ее уточнения на стационарных режимах использовались и другие методы визуализации течения, например, с помощью масляной обмазки внутренних стенок канала. К стационарным режимам относятся: режим открытой донной области (ОДО) (соответствующая УВС приведена на рис. 3, *a*), неавтономный режим (НАР) с закрытой донной областью (ЗДО) (см. рис. 3, *b*), автономный режим (АР) (рис. 3, *d–e*).

На рис. 4. схематично представлены зависимости $P_d(P_0)$ при различных длинах канала. На графиках выделены все экспериментально обнаруженные на данный момент стационарные режимы течения, колебательные и переходные процессы (ПП₁). Видно, что рис. 4 заметно отличается от классического графика $P_d(P_0)$ на рис. 2.

Идентификация режимов течения осуществлялась с помощью разработанной полуэмпирической методики расчета донного давления (см. [13]), затем результаты сравнивались с имеющимися экспериментальными данными. Для всех выявленных расчетным путем режимов и переходных процессов удалось найти удовлетворительное экспериментальное подтверждение.

При небольших значениях P_0 формируются поток рабочего газа с газодинамическими разрывами, истекающий со среза сопла, и возвратное течение из окружающей среды в донную область через кольцевой зазор между стенкой и границей струи (рис. 3, *a*). Поскольку P_d в данном случае зависит от $F_{нr}$, то режим ОДО относится к неавтономным. Графики расслаиваются в зависимости от длины канала. Чем короче канал, тем выше лежит участок графика, соответствующий ОДО. Особенно это заметно в коротких (*1* на рис. 4, *a*) и средних каналах (*2* на рис. 4, *a*).

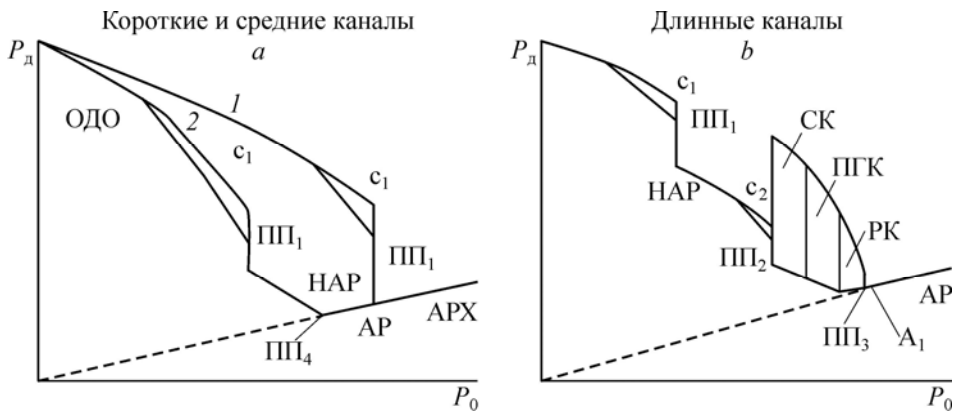


Рис. 4. Режимы течения в канале с внезапным расширением на типичном графике зависимости $P_d(P_0)$.

a — короткие каналы (1), средние каналы (2); b — длинные каналы.

Короткие, средние и длинные каналы различаются по признаку наличия или отсутствия тех или иных режимов. Все режимы течения последовательно реализуются только в ходе экспериментов с длинными каналами. В средних и коротких каналах часть режимов может отсутствовать.

Можно ввести понятие оптимальной длины канала $L_{ко}$, т. е. длины при которой обеспечивается абсолютный минимум P_d . Этой же длине канала соответствует и самое низкое полное давление P_0 , при котором устанавливается режим сверхзвукового течения газа по всему сечению канала.

По итогам обработки экспериментальных данных получена эмпирическая формула, определяющая оптимальную длину канала:

$$L_{ко} = \frac{3,15}{2(0,7 + \text{tg } \theta_a)} M_a D_k, \text{ где } D_k \text{ — диаметр канала.}$$

С увеличением P_0 картина течения качественно не изменяется до тех пор, пока возвратный поток по кольцевому зазору не станет трансзвуковым в сечении, соответствующем максимальному диаметру первой бочки струи. Возникают колебания c_1 , которые сопровождаются хаотическим изменением амплитуды параметров в донной области с большой частотой. Данный тип колебаний наблюдался абсолютно во всех проведенных экспериментах.

Анализ колебаний c_1 (рис. 5) показал [16, 17, 18], что их нельзя считать случайными, как это считалось ранее, поэтому данный режим назван режимом стохастических колебаний.

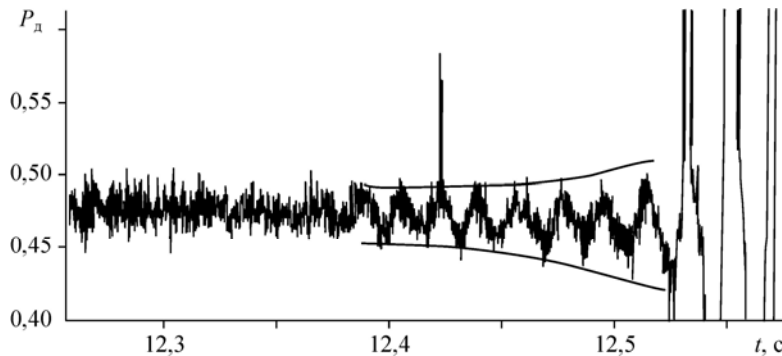


Рис. 5. Стохастические колебания c_1 и переходный процесс перед режимом составных колебаний.

$M_a = 3, P_0 = 40 \text{ атм}, P_0 \approx P_0^1, L_k = 6,3, L_k > L_{ко}$, длинный канал.

Режимы ОДО всегда заканчиваются нестационарным переходным процессом ПП₁. В длинных и средних каналах за ПП₁ следует [19] НАР ЗДО, при котором струя натекает на стенки канала турбулентным участком (рис. 3, *b*). Поскольку график $P_d(P_0)$ состоит из нисходящей и восходящей ветвей, то всегда присутствует точка, соответствующая минимальному донному давлению (точка II на рис. 2, рис. 3, *c*). Как показали многочисленные эксперименты [12], при минимальном донном давлении все поперечное сечение канала перекрыто мощным центральным скачком уплотнения, течение за которым дозвуковое. При дальнейшем увеличении P_0 рост $P_d(P_0)$ происходит линейно, причем прямая линия проходит через начало координат, нерасчетность струи $n = P_a/P_d$ (здесь P_a — давление на срезе сопла) остается постоянной. Картина течения не зависит от наружного давления (рис. 3, *d*). Говорят, что установился автомодельный режим течения. Если АР следует сразу за режимом течения с открытой донной областью, то такие каналы называются короткими. В каналах средней длины течение переключается с неавтомодельного режима с закрытой донной областью на автомодельный в ходе переходного процесса ПП₄. В этом и состоит отличие коротких каналов от каналов средней длины. Дальнейшее увеличение P_0 приводит к постепенному оттеснению центрального скачка “с” (рис. 3, *d, e*) вниз по течению к срезу канала от точки пересечения T висячего скачка “с” отраженным скачком.

2. Нестационарные и переходные режимы

На нисходящей ветви графика $P_d(P_0)$ при истечении струи в длинные каналы и каналы средней длины (см. рис. 4) имеются области колебательных режимов. Все типы колебаний и переходных процессов являются неавтомодельными. Их протекание сопровождается гистерезисом параметров при увеличении и сбросе P_0 .

Переходные процессы ПП₁₋₄ отличаются от других нестационарных режимов тем, что при постоянном полном давлении P_0 параметры в донной области изменяются в течение конечного промежутка времени, стремясь к стационарному состоянию или предельному циклу. Таким образом, переходные процессы отвечают за переключение с одного режима на другой, причем эти режимы могут быть как стационарными, так и колебательными.

Причины и механизм переходных процессов удалось окончательно установить только с помощью полуэмпирической методики [13].

В ходе расчетных исследований выяснилось, что режиму ПП₁ соответствует запираение возвратного течения из окружающей среды в донную область с образованием критического сечения с числом Маха $M = 1$ (см. [20, 21]), а не выход на кромку канала линии тока постоянной массы, как это считалось ранее [12]. На рис. 6 представлен расчет струи в канале при P_0 , соответствующем началу переходного процесса ПП₁. Показано распределение чисел Маха.

В качестве начальных условий в канале задавалось распределение скорости, удовлетворяющее уравнению неразрывности, а также давление и температура, соответствующие условиям стандартной атмосферы. В качестве граничных условий задавались полное давление перед соплом P_0 , а также атмосферное давление на границе расчетной области, которая располагалась на расстоянии, равном $0,25 L_k$ от среза канала. Расчеты проводились при ступенчатом увеличении P_0 . При этом в результате расчетов методом установления по времени получались стационарные решения.

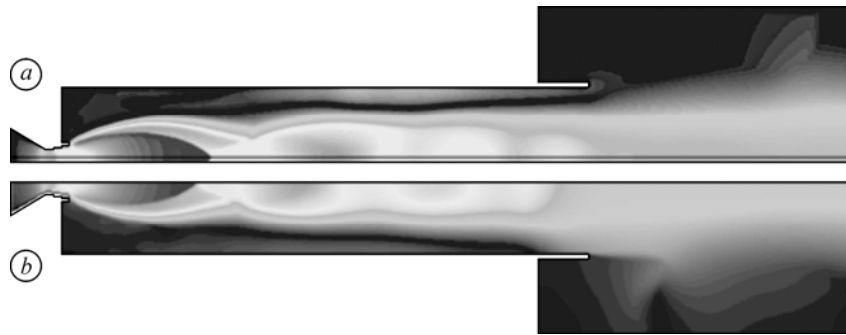


Рис. 6. Переходный процесс ПП₁ между ОДО ↔ ЗДО.

$M_a = 2, L_k = 4,02, L_k > L_{к0}$. Короткий канал.

Хорошо видно, что в возвратном течении образуется область со скоростью, равной местной скорости звука (светлая область, примыкающая к стенке канала). Необходимо отметить, что картина течения зависит от того, увеличивается P_0 (рис. 6, *a*) или уменьшается (рис. 6, *b*), иными словами, подходим мы к данной точке на графике $P_d(P_0)$ (рис. 4) со стороны режима ОДО или со стороны неавтономного режима с ЗДО. Таким образом, имеется область неоднозначности зависимости $P_d(P_0)$, т. е. существует гистерезис.

Низкочастотным колебаниям с большой амплитудой (частота колебаний порядка 100–300 Гц, амплитуда колебаний до 0,6 атм) всегда предшествует [21, 22] колебательный режим s_2 (рис. 4) стохастических высокочастотных колебаний (характерная частота порядка 1–10 кГц, амплитуда порядка 0,05–0,1 атм). Режим s_2 относится к неавтономным режимам с ЗДО.

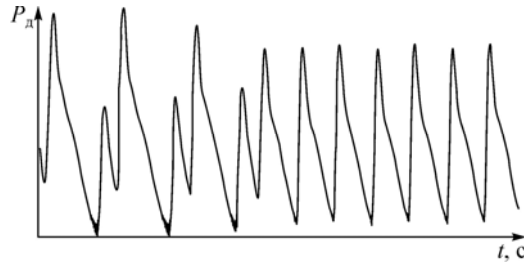
Тщательное экспериментальное исследование, подтвержденное численным расчетом [18, 20, 22], показало, что низкочастотные колебания начинаются субкритической бифуркацией Хопфа, чему соответствует переходный процесс ПП₂, а заканчиваются [23] субгармоническим каскадом (процесс ПП₃).

Экспериментально обнаружены три вида низкочастотных колебаний [19], следующих по мере изменения P_0 друг за другом. Эти виды колебаний отличаются формой колебательного цикла и механизмом поддержания. При увеличении P_0 сначала возникают составные колебания (СК), когда колебательный цикл составлен из двух полуциклов: часть колебательного цикла происходит при открытии донной области, а другая при закрытой. СК в длинных каналах могут отсутствовать. С повышением P_0 за СК всегда следуют псевдогармонические колебания (ПГК), подобные по форме колебательного цикла осцилятору Ван–Дер–Поля. На рис. 7 представлен момент перехода от составных колебаний к псевдогармоническим в ходе эксперимента. Изображение снято с экрана осциллографа.

Форма колебательного цикла низкочастотных колебаний определяется исключительно расходом механизма запитки и опорожнения донной области. Для каждого значения P_0 и P_d можно рассчитать конфигурацию границы струи, взаимодействие слоя смещения со стенкой канала и определить расход газа в донную область (происходит ли наполнение донной области или ее опорожнение). Ни амплитуда, ни частота, ни форма колебательного цикла СК и ПГК не зависят от параметров турбулентности. Этот экспериментально установленный факт [21] позволяет применять для расчета низкочастотных колебаний квазистационарную постановку задачи.

Рис. 7. Переход от СК к ПГК.

$M_a = 2$, $P_0 = 50$ атм, $P_0^{III} > P_0 > P_0^I$, $L_k = 4,02$,
 $L_k > L_{ko}$, короткий канал.



Псевдогармонические колебания происходят между двумя крайними положениями, соответствующими натеканию струи на стенку турбулентным участком и

первой бочкой. Донная область — закрытая. Сравнение кинограмм, полученных в ходе численных расчетов, с экспериментальными осциллограммами позволило сделать вывод, что форма колебательного цикла ПГК по мере увеличения числа Маха на срезе сопла изменяется от почти гармонической до пилообразной. В работе [24] ПГК были названы shock-pattern oscillation. Наконец, при дальнейшем росте P_0 устанавливаются релаксационные колебания с ограничениями (РК). Колебательный цикл РК имеет характерную пилообразную форму.

В каналах с соплами с $M_a \leq 1,5$ низкочастотные колебания возникают в очень узком диапазоне P_0 . Иногда он составляет всего несколько атмосфер. При большом темпе увеличения P_0 режим низкочастотных колебаний легко проскочить, что и происходило в ранее проведенных экспериментах [12]. В результате, авторами был сделан ошибочный вывод, что при $M_a = 1-1,5$ низкочастотные колебания вообще не возникают [21].

Как правило, низкочастотные колебания заканчиваются вблизи точки графика, соответствующей минимальному донному давлению. Если в этот момент зафиксировать P_0 , то произойдет ли с течением времени уменьшение амплитуды колебаний до нуля, или она будет оставаться постоянной? Иными словами, имеет ли место переходный процесс, зависящий только от времени t ? Проведенная серия экспериментов, в которой P_0 изменялось медленно, показала, что такой переходный процесс ПП₃ существует (рис. 8).

Его длительность составляет, как правило, пять периодов T низкочастотных колебаний. На этом отрезке обычно присутствует три пары всплесков P_d , меньшей амплитуды установившихся колебаний. Расстояние между соответствующими пиками равно $2T$. Затем амплитуда колебаний падает за время T до величины хаотических пульсаций P_d , причем величина каждой последующей пульсации меньше предыдущей примерно в 2,5 раза.

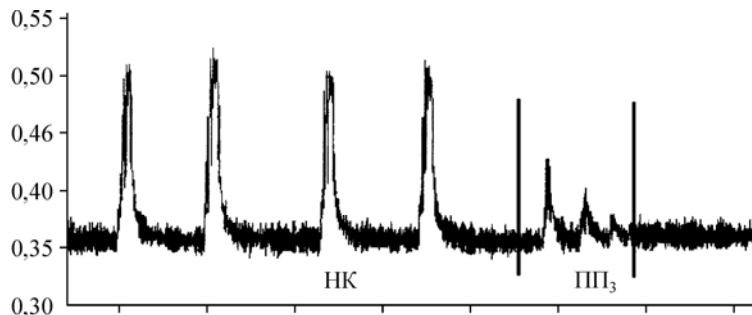


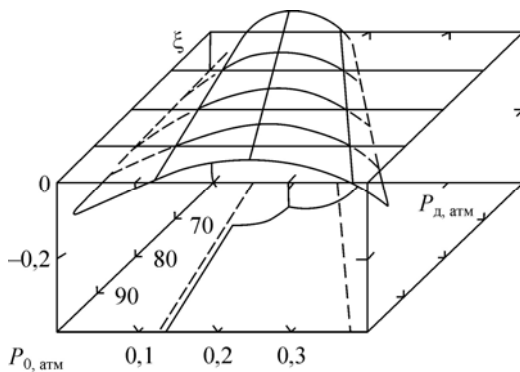
Рис. 8. Переходный процесс ПП₃, $M_a = 3$, $P_0 = 58$ атм, $P_0 \approx P_0^{III}$, $L_k = 6,3$, $L_k > L_{ko}$, длинный канал.

Переходный процесс ПП₄ (рис. 4, а) между неавтомодельным режимом с закрытой донной областью и автомодельным режимом в каналах средней длины представляет собой перемещение точки натекания границы струи на стенку из области турбулентного участка в область первой бочки [22, 23] при P_0 , соответствующем минимальному донному давлению. Процесс был впервые предсказан авторами в 1997 г. при разработке полуэмпирической модели [13, 25, 26, 27, 28] сверхзвуковой струи в канале, а позднее обнаружен на экспериментальных осциллограммах и воспроизведен в ходе численных расчетов. В длинных каналах при числах $M_a > 2$, когда колебания затягиваются до точки минимального донного давления, ПП₄ может отсутствовать (рис. 4, б). При $M_a < 1,5$ диапазон колебаний $(P_0^I - P_0^{III})$ сужается, за окончанием колебаний следует участок графика, соответствующий НАР ЗДО, и механизм переходного процесса ПП₄ является таким же, как в каналах средней длины.

3. Обоснование классификации режимов при помощи анализа струи в канале как динамической системы

Для характеристики струи в канале как динамической системы введено понятие дисбаланса расходов масс $\zeta = (q_p - q_v)/Q_a$, поступающих в донную область (q_v) из окружающей среды или из области присоединения струи к стенке канала и эжектируемых из донной области струей (q_p), отнесенной к расходу рабочего газа через сопло Q_a (см. рис. 3). ζ является критериальной величиной, характеризующей состояние газодинамической системы в канале в целом. Если при заданном P_0 уметь вычислять форму струи в зависимости от величины донного давления P_d , например, при помощи полуэмпирической методики [25, 26], то с помощью интегральных методов [27, 28] можно найти характеристики слоя смешения на ее границе. Рассчитав взаимодействие слоя смешения со стенкой канала [25] либо характеристики возвратного течения [26] на режимах с открытой донной областью, можно вычислить q_v , q_p и найти дисбаланс расходов ζ . С помощью перечисленных выше методик было установлено, что при натекании струи на стенку канала газодинамическим или турбулентным участком функция дисбаланса $\zeta(P_d)$ при $P_0 = \text{const}$ в пределах области допустимых значений P_d может быть немонотонной и иметь два корня. Один из этих корней устойчивый, а другой нет (пунктирные линии на нижней плоскости $P_0 - P_d$ на рис. 9).

Устойчивому корню соответствует экспериментальное значение донного давления (на рис. 9 — сплошная линия на нижней плоскости $P_0 - P_d$). Если при заданном P_0 дисбаланс ζ равен нулю, то система находится в стационарном положении,



в противном случае донное давление изменяется. Если функция $\zeta(P_d)$ в диапазоне допустимых значений P_d не имеет корней, то при данном P_0 струя в канале не может находиться в стационарном положении. Изучение поведения газодинамической системы в простран-

Рис. 9. Зависимость дисбаланса ζ от P_d и P_0 .

стве $\zeta - P_d$ аналогично исследованию ее динамических свойств на фазовой плоскости с единственным параметром P_0 . Изменение этого параметра сопровождается перестройкой ударно-волновой структуры, рождением и гибелью предельных циклов, различными переходными процессами ПП₁.

Поведение функции $P_d(\zeta, t)$ существенно зависит от параметра P_0 . Для ее анализа можно воспользоваться хорошо развитым аппаратом временных рядов [29, 30]. При некоторых критических значениях P_0 происходит качественное изменение состояния газодинамической системы (катастрофа). Этим моментам в развитой авторами полуэмпирической модели соответствуют переходные процессы ПП₁. Вне точек катастроф система совершает хаотические флуктуации в окрестности аттрактора (стационарного положения или предельного цикла).

Анализ поведения функции дисбаланса $\zeta(P_d)$ по мере изменения P_0 позволяет ввести полную формальную классификацию режимов течения, в которой содержатся все режимы, зафиксированные экспериментально (рис. 4) Таким образом, выполненный в разделе 1 анализ является верным, но, возможно, не полным.

В основу классификации положены несколько классификационных признаков:

1. Тип донной области (открытая или закрытая);
2. Автомодельность течения;
3. Характер зависимости $P_d(t)$ от времени при $P_0 = \text{const}$.

По типу донной области все режимы делятся на режимы с открытой донной областью, когда струя, истекающая из сопла, не взаимодействует со стенками канала и в донную область втекает воздух из окружающей среды, а также режимы с закрытой донной областью, когда в донной области присутствует только газ, прошедший через сопло, а возвратное течение из окружающей среды отсутствует.

Различают автомодельные и неавтомодельные режимы. Иногда выделяют автомодельный режим с сетчатой структурой скачков (АР-Х), в котором областями дозвукового течения можно пренебречь не только у стенок канала, но и по всей площади поперечного сечения. Однако если рассматривать систему «струя в канале» с точки зрения ее динамических свойств на фазовой плоскости $\zeta - P_d$, то АР-Х ничем не отличается от АР. Неавтомодельные режимы объединяет то, что донное давление зависит от P_0 , L_k и F_n .

По характеру зависимости P_d от времени при постоянном P_0 различают стационарные режимы, когда при заданном P_0 донное давление остается неизменным, и нестационарные. Нестационарные режимы включают в себя переходные процессы (ПП₁₋₄) и колебательные (c_{1-2} , СК, ПГК, РК, А₁). Колебательные режимы по характерной частоте можно разделить на низкочастотные (СК, ПГК, РК) и высокочастотные (c_{1-2} , А₁). Название колебаний определяется формой колебательного цикла и физическим механизмом их поддержания. Теоретический анализ показал, что автомодельному режиму, возможно, должен предшествовать режим высокочастотных колебаний А₁, возбуждаемый процессом взаимодействия акустических волн, распространяющихся из области натекания струи на стенку канала с границей струи и донным объемом. Экспериментально подтвердить наличие подобного режима пока не удалось.

Построение формальной классификации на основе перестроек функции $\zeta - P_d$ позволило предсказать существование режима c_2 и отнести его к классу хаотических аттракторов. То, что в канале наблюдаются хаотические колебания, называвшиеся в ранних исследованиях случайными, было известно и раньше. По мере увеличения P_0 их амплитуда растет, что ранее объяснялось усилением возмущений с приближением средней скорости в возвратном потоке к местной скорости звука.

Однако для режима c_2 такое объяснение не проходит, т. к. расчет показывает, что местное возвратное течение в данном случае существенно дозвуковое. Естественно, возникает вопрос — действительно ли колебания c_1 и c_2 носят случайный характер и подобны «белому шуму». Для проверки этой гипотезы были произведены вычисления автокорреляционной функции по временной последовательности $P_d(t)$, полученной в ходе специально поставленного эксперимента, в котором P_0 оставалось постоянным. Если колебания c_{1-2} случайные, то значения этой функции должны быть близки к нулю. Они же изменялись в широких пределах $[0, 1]$. Следовательно, режиму низкочастотных колебаний предшествует детерминированный хаос, из которого образуется переходный колебательный процесс ПП₂ с увеличивающейся амплитудой.

Все выявленные на сегодняшний день режимы сведены на рис. 10. Каждый режим на данном рисунке обозначен сочетанием букв, например, АР — автомодельный режим.

То, к какому классу относится конкретный режим, можно определить на рис. 10 по тому, внутри каких подписанных областей он лежит. Например, ПП₁ — это неавтомодельный, нестационарный, переходный режим с открытой донной областью (лежит на пересечении областей НАР, «Нестационарные», «Открытая донная область»). НАР — неавтомодельный, стационарный режим с закрытой донной областью (лежит на пересечении областей НАР, «Стационарные», «Закрытая донная область»). РК — неавтомодельный, нестационарный, колебательный режим с закрытой донной областью и т. д.

Классификация режимов течения с внезапным расширением

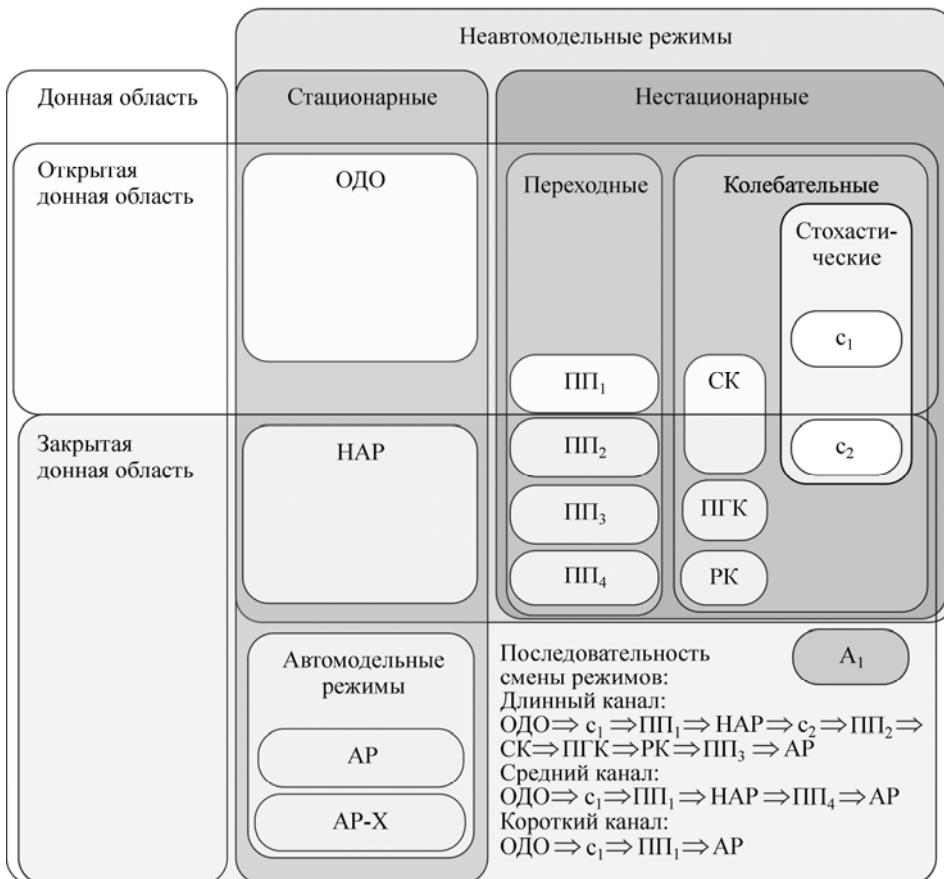


Рис. 10. Классификация режимов течения с внезапным расширением.

Выводы

На основе выполненных авторами систематических экспериментальных, теоретических и расчетных исследований выявлены и классифицированы основные режимы отрывного течения в канале с внезапным расширением, включая переходные и колебательные, объяснены определяющие их физические факторы. Данная классификация режимов объясняет закономерности изменения донного давления, последовательность смены режимов и реализующихся газодинамических структур таких течений при изменении параметров газа перед соплом и является основой для дальнейшего анализа амплитудно-частотных характеристик возникающих колебательных процессов и гистерезисных явлений в канале.

Разработанная полуэмпирическая методика расчета донного давления, проведенный анализ струи в фазовом пространстве $\zeta - P_d$, серия вычислительных экспериментов совместно позволили существенно расширить представления о режимах течения с внезапным расширением по сравнению с ранними чисто экспериментальными работами [12]. В то же время, ряд механизмов смены нестационарных режимов требует дальнейшего изучения. В частности, до конца не ясно, являются ли псевдогармонические и релаксационные колебания проявлением одного и того же физического процесса или это самостоятельные явления. Построенная формальная классификация предсказывает ряд новых нестационарных режимов, таких как перестройка тонкой структуры колебательных процессов, наложение фоновых хаотических колебаний на основной низкочастотный цикл, перемежаемость первого и второго рода, переходные процессы в виде прямого и обратного субгармонических каскадов. Все они требуют дополнительных исследований и подтверждения в ходе эксперимента.

Полученные данные для канала с установленным в нем одиночным соплом Лаваля могут быть использованы в качестве основы для объяснения свойств течений в более сложных устройствах, таких как сопловые блоки, газодинамические лазеры, проточные камеры сгорания со сверхзвуковым горением и др.

Список литературы

1. Гогинш Л.В., Степанов Г.Ю. Турбулентные отрывные течения. М.: Наука, 1979. 368 с.
2. Корст Г. Теория определения донного давления в околозвуковом и сверхзвуковом потоках // Механика. М.: Иностранная литература. 1957. № 5. С. 49–63.
3. Чау, Эдди. Взаимодействие между основным и вторичным потоками сверхзвуковых и эжекторных систем и их рабочие характеристики // РТ и К. 1964. № 4. С. 91–104.
4. Баланин Б.А. Истечение сверхзвуковой струи в каналы различной формы // ИФЖ. 1968. Т. XV, № 1. С. 91–97.
5. Баланин Б.А. Сверхзвуковая струя в ступенчатом канале // Газодинамика и теплообмен. ЛГУ, 1968. № 1. С. 86–94.
6. Anderson J.S., Williams T.S. Base pressure and noise produced by the abrupt expansion of air in a cylindrical duct // J. Mech. Sci. 1968. Vol. 10, No. 3. P. 262–268.
7. Martin B.W., Baker P.J. Experiments on a supersonic parallel diffuser // J. Mech. Sci. 1963. No. 5. P. 98–113.
8. Jungowski W.M. On the pressure oscillation in sudden enlargement of a duct section // Fluid Dynamics Transaction. 1967. No. 1. P. 735–741.
9. Глотов Г.Ф., Мороз Э.К. Исследование осесимметричных течений с внезапным расширением звукового потока // Тр. ЦАГИ. 1970. Вып. 1281. 28 с.
10. Tacina K.M., Fernandez R., Moody S.M. Thrust augmentation in an unsteady supersonic ejector // 42nd AIAA Aerospace Sci. Meeting and Exhibit. Reno, Nevada, January 5-8, 2004. AIAA Paper. 2004. No. 2004-0866.
11. Presz W., Reynolds Jr.G., Hunter C. Thrust augmentation with mixer / Ejector system // 40th AIAA Aerospace Sci. Meeting and Exhibit. Reno, NV, January 14-17, 2002. AIAA Paper. 2002. No. 2002-0230.
12. Булат П.В., Засухин О.Н., Усков В.Н. Газодинамика и акустика сверхзвуковых струй, истекающих в канал с внезапным расширением // Современные проблемы неравновесной газодинамики. СПб: БГТУ, 2002. С. 136–158.

13. Булат П.В., Засухин О.Н., Усков В.Н. Комплексная методика расчета струи в канале с внезапным расширением при наличии переходных процессов на неавтономных режимах // Течения газа и плазмы в соплах, струях и следах: Тез. докл. XVIII Межд. семинара, С.-Петербург, БГТУ, 21-23 июня, 2000. С. 48.
14. Shih T.H., Liou W.W., Shabbir A., Yang Z., Zhu J. A New k- ϵ Eddy Viscosity Model for High Reynolds Number Turbulent Flows — Model Development and Validation // Computers and Fluids. 1995. Vol. 24, No 3. P. 227–238.
15. Волков К.Н., Емельянов В.Н. Моделирование крупных вихрей в расчетах турбулентных течений. М.: Гос. изд-во физ.-мат. лит., 2008. 368 с.
16. Булат П.В., Засухин О.Н., Усков В.Н. Широкополосный шум сверхзвуковой струи, связанный со скачками уплотнения // IX Науч.-техн. конф. по авиационной акустике. М.: Изд. отдел ЦАГИ, 1989. С. 48–52.
17. Булат П.В., Засухин О.Н., Усков В.Н. О детерменистском подходе к изучению тонкой структуры колебательных режимов течения с внезапным расширением // Тез. докл. XX Межд. семинара по струйным, отрывным и нестационарным течениям. СПб.: ИПЦ СПбГУТД, 2004. С. 39.
18. Булат П.В., Засухин О.Н., Усков В.Н. О дополнении классификации режимов течения с внезапным расширением и природе случайных колебаний струи в канале // Тез. докл. XX Межд. семинара по струйным, отрывным и нестационарным течениям. СПб.: ИПЦ СПбГУТД, 2004. С. 37.
19. Булат П.В., Засухин О.Н., Усков В.Н. Механизмы нестационарных процессов в канале с внезапным расширением // Тез. докл. XV Всесоюз. семинара по газовым струям, ЛМИ, 25-27 сентября, 1990. С. 21.
20. Булат П.В., Засухин О.Н., Усков В.Н. Полная классификация режимов течения с внезапным расширением с учетом нестационарных и переходных процессов // Прикладные проблемы механики жидкости и газа: Мат. IX межд. конф. уч. Украины, России, Белоруссии, 25-29 сентября, 2000. Севастополь: Изд-во СевГТУ, 2000. С. 96.
21. Булат П.В., Засухин О.Н., Усков В.Н. Экспериментальное исследование возбуждения колебаний донного давления в канале с внезапным расширением при истечении струи из сопла с $Ma = 1$ // Течения газа и плазмы в соплах, струях и следах: Тез. докл. XVIII Межд. семинара, С.-Петербург, БГТУ, 21-23 июня, 2000. С. 52.
22. Булат П.В., Засухин О.Н., Усков В.Н. Две формы перехода от колебательного режима к автомодельному в донных течениях каналов // Течения газа и плазмы в соплах, струях и следах: Тез. докл. XVI Всерос. семинара, С.-Петербург, БГТУ, 1997. С. 17.
23. Булат П.В., Засухин О.Н., Усков В.Н. О переходном процессе, сопровождающем окончание релаксационных автоколебаний донного давления P_d в канале с внезапным расширением // Тез. докл. XX Всерос. семинара по струйным, отрывным и нестационарным течениям, С.-Петербург, БГТУ, 2004. С. 41–43.
24. Anderson J.S., Jungowski W.M., Hiller W.J., Meier G.E.A. Flow oscillations in a duct with a rectangular cross-section // J. Fluid Mech. 1977. Vol. 79. Part 4. P. 769–784.
25. Булат П.В., Засухин О.Н., Усков В.Н. Расчет донного давления в канале на автомодельном режиме с помощью обобщенной модели присоединения вязко – невязкого сверхзвукового потока к стенке // Тез. докл. IV Межд. конф. по неравновесным процессам в соплах и струях (NPNJ-2002) / XIX Междунар. семинар по струйным, отрывным и нестационарным течениям, С.-Петербург, 2002. М.: Изд-во МАИ. С. 112–113.
26. Булат П.В., Засухин О.Н., Усков В.Н. Формирование струи при плавном запуске сопла Лавала // Газодинамика и теплообмен. Вып. 10. Течения газов в каналах и струях. СПб: Изд-во СПУ, 1993. С. 1–22.
27. Булат П.В., Засухин О.Н., Усков В.Н. Зональная методика расчета первой бочки сверхзвуковой турбулентной струи с выделением разрывов и интегральной моделью слоев смешения на границе и за диском Маха // Прикладные проблемы механики жидкости и газа: Мат. IX межд. конф. ученых Украины, России, Белоруссии, 25-29 сентября, 2000. Севастополь: Изд-во СевГТУ, 2000. С. 98.
28. Булат П.В., Засухин О.Н., Усков В.Н. Зональная методика расчета сверхзвуковой турбулентной струи с выделением разрывов и интегральной моделью слоев смешения на границе и за диском Маха. Расчет за пределами первой бочки // XIX Межд. семинар по струйным, отрывным и нестационарным течениям, С.-Петербург, 2002. Тез. докл. IV Межд. конф. по неравновесным процессам в соплах и струях (NPNJ-2002). М.: Изд-во МАИ. С. 110–111.
29. Hamilton J.D. Time Series Analysis. Princeton, NJ: Princeton Univ. Press, 1994. 820 p.
30. Sprott J.C. Chaos and time-Series analysis. Oxford: Oxford University Press, 2003. 507 p.

*Статья поступила в редакцию 11 октября 2010 г.,
после доработки — 10 мая 2011 г.*