

Математическое моделирование и его применение в научных исследованиях

УДК 533.697.2

DOI:10.25729/ESI.2025.38.2.004

Численное моделирование колебательных режимов трансзвукового течения воздуха в изогнутом канале

Кузьмин Александр Григорьевич

Санкт-Петербургский государственный университет,
Россия, Санкт-Петербург, a.kuzmin@spbu.ru

Аннотация. При сверхзвуковой скорости потока воздуха на входе в воздухозаборник или межлопаточный канал турбомшины, как известно, происходит формирование ударных волн, на которых параметры потока изменяются скачкообразно. Положение ударных волн может резко изменяться при малых изменениях условий на входе и выходе, при этом могут наблюдаться разные режимы и гистерезис течения. Вопросы перехода между разными режимами были детально изучены для двумерных, осесимметричных и пространственных воздухозаборников конфузорно-диффузорного типа, а также для изогнутых каналов прямоугольного поперечного сечения при стационарных и нестационарных изменениях параметров сверхзвукового потока на входе. В настоящей работе рассматривается двумерный канал с 9%-м изгибом и достаточно большой длиной участка, расположенного ниже по течению от изгиба. Проведено численное исследование турбулентного трансзвукового течения при заданных колебаниях давления на выходе из канала. Решения системы уравнений Рейнольдса, описывающих параметры воздуха и структуру течения, получены с помощью вычислительного пакета ANSYS-18.2. Полученные решения показывают существование разных режимов при одном и том же стационарном или колебательном давлении в выходном сечении канала. Установлены условия перехода от режима с многократным отражением наклонных ударных волн от стенок к режиму с ударной волной, расположенной у входа в канал. Показано, что обратного перехода не наблюдается при вариациях давления в выходном сечении канала; для такого перехода необходимо увеличение числа Маха или давления в набегающем потоке.

Ключевые слова: численное моделирование, трансзвуковое течение, колебания, неединственность

Цитирование: Кузьмин А.Г. Численное моделирование колебательных режимов трансзвукового течения воздуха в изогнутом канале / А.Г. Кузьмин // Информационные и математические технологии в науке и управлении, 2025. – № 2(38). – С. 47-56. – DOI:10.25729/ESI.2025.38.2.004.

Введение. Вопросы формирования и распространения ударных волн (скачков уплотнения) в изогнутых каналах представляют практический интерес в связи с необходимостью совершенствования сверхзвуковых компрессоров и воздухозаборников воздушно-реактивных двигателей летательных аппаратов [1-3]. При сверхзвуковых скоростях набегающего воздушного потока положение скачков уплотнения и дозвуковых зон в канале может резко изменяться при малых изменениях условий на входе в канал и выходе из него. Неустойчивость положения скачков может приводить к разным режимам течения при одних и тех же условиях на входе и выходе. В [3, 4] представлены обзоры численных и экспериментальных исследований течений в воздухозаборниках при изменениях параметров набегающего потока, а также дано подробное описание структуры течения на режимах:

А) с системой косых скачков, достигающих минимального поперечного сечения канала, (режим “запущенного” воздухозаборника) и

Б) с почти прямым скачком, расположенным у входа в канал (режим “незапуска” воздухозаборника).

Аналогичные исследования проводились для течений в изогнутых каналах с плавным или резким поворотом стенок [5-7].

В ряде работ выполнено изучение воздухозаборников регулируемой геометрии, где было проанализировано влияние изменений геометрии на структуру течения, расходные характеристики и потери полного давления [8-10].

Отдельный интерес представляют исследования течений в воздухозаборниках при изменениях давления в выходном сечении, т.е. противодавления. Колебания противодавления могут возникать вследствие неустойчивости процессов в расположенной ниже по течению камере сгорания. Существенное повышение противодавления вызывает переход от вышеуказанного режима А к режиму Б, следствием чего становится резкое уменьшение расхода воздуха, поступающего в камеру сгорания, и падение тяги двигателя. Для предупреждения такого перехода при проектировании воздухозаборников выбирается достаточно большая длина его диффузорной части, расположенной ниже по течению от минимального сечения [2].

В [11] для осесимметричных воздухозаборников выполнено численное исследование структуры течения и потерь полного давления, а также установлены пределы изменения противодавления, которые не оказывают влияния на работу “запущенного” воздухозаборника.

Численное моделирование режимов незапуска и повторного запуска двумерного сверхзвукового воздухозаборника при быстрых изменениях противодавления проведено в [12], где проанализировано влияние времени и величины падения давления на характеристики потока и особенности повторного запуска.

В [13] выполнено экспериментальное исследование влияния противодавления на течение в канале, нижняя стенка которого имеет изгиб 8° . Визуализация течения шлирен-методом, а также методом лазерного рассеяния наночастиц, показала присутствие Маховской конфигурации ударных волн и значительного отрыва погранслоя на всех режимах течения. Был также выявлен заметный гистерезис в процессе смены режимов.

В настоящей работе проводится численное исследование влияния противодавления на течение в канале с изгибом стенок 9° , для которого в [6] изучалось влияние изменения параметров на входе. Рассматриваются как стационарные, так и нестационарные изменения противодавления. В рамках используемой модели получены характеристики устойчивости разных режимов течения (которые могут несколько отличаться от свойств реального течения).

1. Постановка задачи и численный метод. Схема расчетной области и профиль канала показаны на рис. 1. Декартовы координаты передних кромок нижней и верхней стенок равны $x=-68$, $y=0$ и $x=-28$, $y=30$, соответственно (здесь и далее все размеры даны в мм). Верхняя стенка имеет излом в 9° при $x=0$, а изгиб нижней стенки на угол 9° реализуется по дуге радиуса 190,6 на участке $-7 \leq x \leq 23$. Высота поперечного сечения канала перед изгибом составляет $h_1=30$, высота поперечного сечения после изгиба $h_2=28,8$, координата выходного сечения $x_{\text{вых}}=130$.

На входной границе $\Gamma_{\text{вх}}$ расчетной области задается число Маха набегающего сверхзвукового потока $M_\infty=1,6$, угол атаки $\alpha=-5^\circ$, статическое давление $p_\infty=8 \times 10^4$ Па, статическая температура $T_\infty=252$ К и уровень турбулентности 1%. Компоненты скорости вычисляются по заданным M_∞ и α с помощью известных соотношений $U_\infty=M_\infty a_\infty \cos \alpha$, $V_\infty=M_\infty a_\infty \sin \alpha$, где $a_\infty=(\gamma R T_\infty)^{1/2}$ – скорость звука, $R=c_p-c_v$ – газовая постоянная для воздуха, $c_v=c_p/\gamma$. Воздух рассматривается как совершенный газ с постоянной адиабаты $\gamma=1,4$ и удельной теплоемкостью при постоянном давлении $c_p=1004,4$ Дж/(кг×К) [14].

На выходной границе $\Gamma_{\text{вых}}$ расчетной области вне канала ставится условие сверхзвукового режима истечения. В выходном сечении канала $x=130$ на тех участках, где скорость потока дозвуковая (в частности, в пограничном слое вблизи стенок), задается статическое давление $p_{\text{вых}}$ и температура $T_{\text{вых}}=260$ К. На стенках используются условия прилипания и адиабатичности. Начальными условиями являются параметры набегающего потока или поле течения, полученное для других значений $p_{\text{вых}}$.

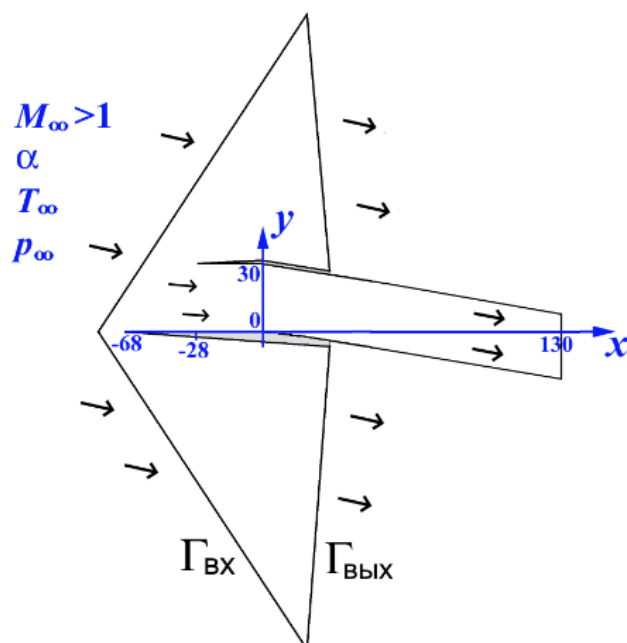


Рис. 1. Схема расчетной области

Для численного моделирования турбулентного течения используется система нестационарных уравнений Навье-Стокса, осредненных по Рейнольдсу, относительно x - и y -компонент скорости $U(x, y, t)$, $V(x, y, t)$, статической температуры $T(x, y, t)$ и статического давления $p(x, y, t)$ [15]:

$$\rho_t + (\rho U)_x + (\rho V)_y = 0, \quad (1)$$

$$(\rho U)_t + (\rho U^2)_x + (\rho UV)_y = -p_x + \tau_x^{xx} + \tau_y^{xy}, \quad (2)$$

$$(\rho V)_t + (\rho UV)_x + (\rho V^2)_y = -p_y + \tau_x^{yx} + \tau_y^{yy}, \quad (3)$$

$$[\rho(c_v T + (U^2 + V^2)/2)]_t + [\rho U(c_p T + (U^2 + V^2)/2)]_x + [\rho V(c_p T + (U^2 + V^2)/2)]_y = (kT_x + U\tau^{xx} + V\tau^{xy} + \sigma^x)_x + (kT_y + U\tau^{yx} + V\tau^{yy} + \sigma^y)_y, \quad (4)$$

где t – время, нижние индексы означают частные производные по соответствующим переменным, плотность ρ связана с давлением p и температурой T посредством уравнения состояния $p = \rho RT$. В системе (1)-(4) параметр k , вектор (σ^x, σ^y) и тензор $(\tau^{xx}, \tau^{xy}, \tau^{yx}, \tau^{yy})$ определяют тепловые потоки и турбулентную вязкость, которые можно выразить через основные переменные U, V, T, p при помощи той или иной модели турбулентности.

Решения системы (1)-(4) при вышеуказанных граничных и начальных условиях были получены с помощью программного комплекса ANSYS-18.2 CFX [16]. Использовался решатель второго порядка точности, основанный на методе конечных объемов и схеме повышенной разрешающей способности для дискретизации конвективных слагаемых [17]. Дискретизация по времени осуществлялась с помощью неявной противопотоковой схемы Эйлера.

В качестве модели турбулентности была выбрана модель $k-\omega$ SST, основанная на решении двух дифференциальных уравнений с частными производными первого порядка относительно кинетической энергии турбулентности и скорости диссипации вихрей [18,19]. Вычислительная сетка состояла из 970683 элементов, представлявших собой четырехугольные ячейки в пограничном слое на стенках канала и треугольные ячейки в остальной области. Безразмерное расстояние y^+ от стенки до центра пристенной ячейки было в пределах $0,5 < y^+ < 1,2$, кроме узких участков нижней стенки где оно снижалось до 0,15. Применение более мелких сеток в тестовых расчетах показало, что повышения точности решений при этом не происходит. В расчетах использовались глобальные шаги по времени

$\Delta t = 2 \times 10^{-6}$ с, при этом среднеквадратичное (по ячейкам) число Куранта-Фридрихса-Леви не превышало 8.

2. Результаты расчетов при фиксированном значении давления в выходном сечении канала. Численные решения сформулированной начально-краевой задачи показали сходимость во времени параметров турбулентного течения к стационарным значениям $U(x,y)$, $V(x,y)$, $T(x,y)$, $p(x,y)$ при заданных стационарных граничных условиях. При этом для противодавлений $1,7 \times 10^5 \text{ Па} \leq p_{\text{вых}} \leq 1,9 \times 10^5 \text{ Па}$ могут реализовываться разные режимы течения в зависимости от выбранных начальных условий. Например, на рис. 2а показаны контуры числа Маха, полученные путем расчета течения при $p_{\text{вых}} = 1,8 \times 10^5 \text{ Па}$ и начальных значениях искомых величин, равных параметрам набегающего потока U_∞ , V_∞ , T_∞ , p_∞ во всей расчетной области. На рис. 2б показано другое стационарное решение, которое получено путем проведения расчета сначала для большего давления $p_{\text{вых}} = 2,0 \times 10^5 \text{ Па}$ и затем использования полученного решения, как начального условия для расчета при $p_{\text{вых}} = 1,8 \times 10^5 \text{ Па}$.

Для количественной характеристики положения ударных волн УВ₁ и УВ₂, показанных на рис. 2, будем использовать значения их x -координат $x_{\text{ув}}$ на горизонтали $y=15$. Кривая 1 на рис. 3 иллюстрирует положение ударной волны УВ₁ при разных $p_{\text{вых}}$ на режиме А, на котором УВ₁ находится у изгиба канала (“проглоченная” ударная волна). Этот режим реализуется для давлений $1,7 \times 10^5 \text{ Па} < p_{\text{вых}} \leq 1,9 \times 10^5 \text{ Па}$ при использовании начальных условий, совпадающими с параметрами набегающего потока. Если $p_{\text{вых}}$ превышает $1,9 \times 10^5 \text{ Па}$, то расчеты показывают, что происходит “выбивание” УВ₁ из канала и переход на режим Б, на котором УВ₁ расположена у входа в канал.

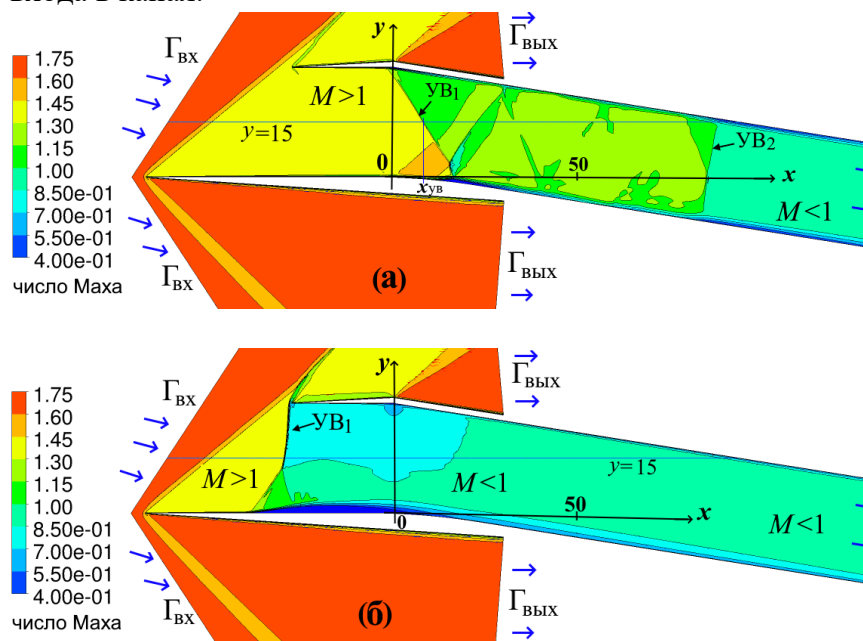


Рис. 2. Распределение числа Маха потока $M(x,y)$ при $p_{\text{вых}} = 1,8 \times 10^5 \text{ Па}$, $M_\infty = 1,6$:

(а) режим А с ударными волнами за изгибом канала, (б) режим Б с “выбитой” ударной волной УВ₁, расположенной у входа в канал

Кривая 2 на рис. 3 иллюстрирует положение ударной волны УВ₁ на режиме Б, который реализуется при расчете течения сначала для давлений в интервале $1,9 \times 10^5 \text{ Па} < p_{\text{вых}} \leq 2,0 \times 10^5 \text{ Па}$, и затем пошагового уменьшения $p_{\text{вых}}$ до $1,7 \times 10^5 \text{ Па}$ с использованием полученного решения на каждом шаге как начального условия для следующего шага.

При $p_{\text{вых}} < 1,7 \times 10^5 \text{ Па}$ скорость потока оказывается сверхзвуковой почти во всем выходном сечении канала, кроме небольшой зоны в пограничном слое у верхней и нижней

стенок. Поэтому дальнейшее уменьшение давления $p_{\text{вых}}$ (которое может передаваться вверх по течению только через этот тонкий пограничный слой) практически не влияет на положение УВ₁.

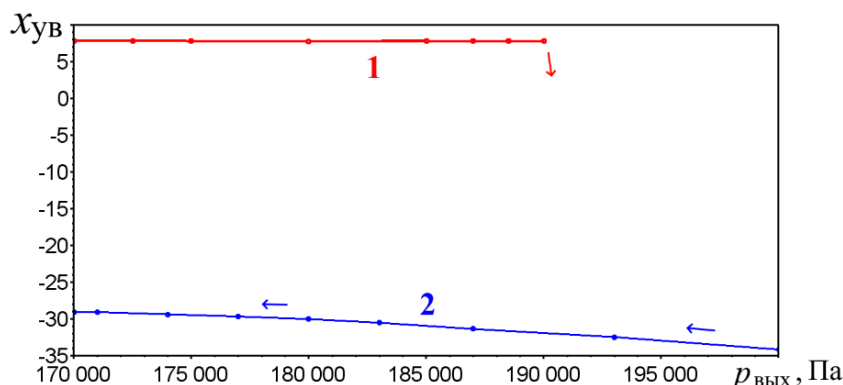


Рис. 3. Зависимость координаты $x_{\text{ув}}$ ударной волны УВ₁ от давления в выходном сечении канала $p_{\text{вых}}$: кривая 1 – режим А, кривая 2 – режим Б

3. Результаты численного моделирования при колебаниях давления в выходном сечении канала. Режим течения Б с ударной волной УВ₁, расположенной у входа в канал, является достаточно устойчивым при задании колебаний давления в выходном сечении канала согласно выражения

$$p_{\text{вых}}(t) = p_{\text{ср}} + A \sin(2\pi t/\tau). \quad (5)$$

В частности, для $p_{\text{ср}} = 1,8 \times 10^5$ Па, периода колебаний $\tau = 0,03$ с и амплитуды $A = 8 \times 10^3$ Па расчеты показали колебания координаты ударной волны УВ₁ в пределах $x_{\text{ув, min}} \leq x_{\text{ув}}(t) \leq x_{\text{ув, max}}$, (рис. 4). Как видно, максимумы и минимумы координаты $x_{\text{ув}}(t)$ отстают, соответственно, от минимумов и максимумов давления $p_{\text{вых}}(t)$ на 0,0035 с.

Такое поведение УВ₁ не претерпевает качественных изменений при увеличении амплитуды A с 8×10^3 Па до 20×10^3 Па и периода τ до 0,06 с для всех $1,7 \times 10^5 \text{ Па} \leq p_{\text{ср}} \leq 2,0 \times 10^5$ Па, как это следует из рис. 5.

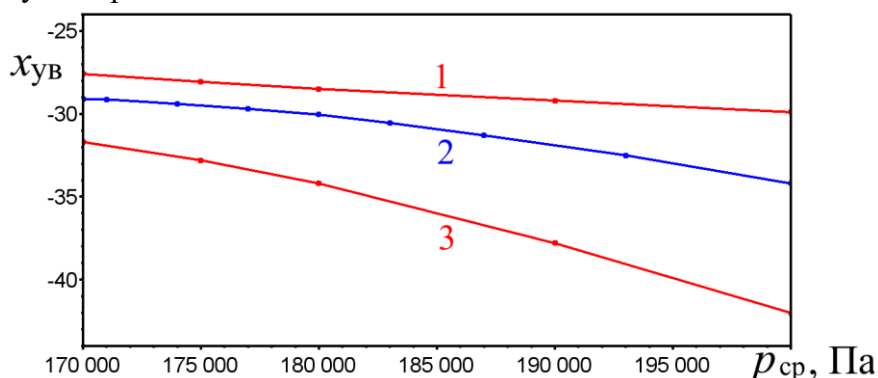


Рис. 5. Режим Б: зависимость максимальных и минимальных значений координаты $x_{\text{ув}}(t)$ ударной волны УВ₁ от среднего давления $p_{\text{ср}}$ в выходном сечении при $A = 20 \times 10^3$ Па и $\tau = 0,06$ с: 1 – $x_{\text{ув, max}}$, 3 – $x_{\text{ув, min}}$, 2 – та же кривая, что и кривая 2 на рис. 3

Режим А с “проглоченной” УВ₁ оказывается более чувствительным к изменениям $p_{\text{вых}}$, чем режим Б. В частности, для амплитуды $A = 8 \times 10^3$ Па, периода $\tau = 0,03$ с и среднего давления $p_{\text{ср}} = 1,8 \times 10^5$ Па расчеты показали, что положение УВ₁ не меняется с возрастанием времени t , вместе с тем наблюдаются существенные колебания ударной волны УВ₂, см. рис. 6. При этом максимумы и минимумы координаты $x_{\text{ув}}(t)$ ударной волны УВ₂ отстают, соответственно, от минимумов и максимумов давления $p_{\text{вых}}(t)$ на 0,005 с.

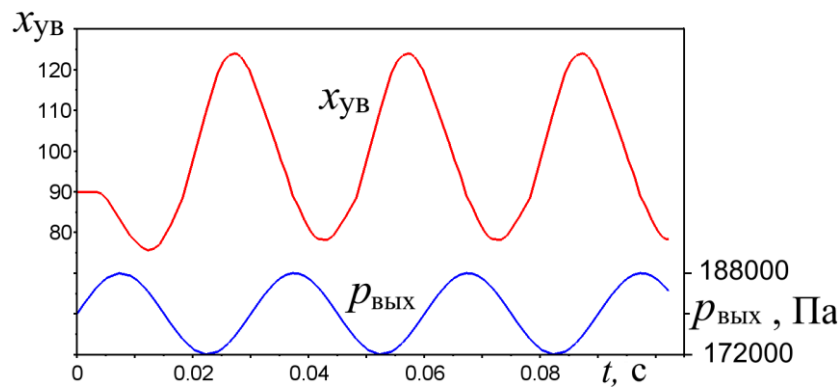


Рис. 6. Режим А: колебания координаты $x_{ув}(t)$ ударной волны УВ₂, расположенной около выхода из канала, при задании давления $p_{вых}(t)$ согласно (5) с

$$p_{ср}=1,8 \times 10^5 \text{ Па}, A=8 \times 10^3 \text{ Па}, \tau=0,03 \text{ с}$$

При $p_{ср}=1,8 \times 10^5$ Па и увеличении амплитуды колебаний давления от $A=8 \times 10^3$ Па до $A=15 \times 10^3$ Па, а также периода от $\tau=0,03$ с до $\tau=0,06$ с, режим А сохраняется, несмотря на то, что максимальное значение давления $p_{вых, \max}=p_{ср}+A=1,95 \times 10^5$ Па превышает предельное значение $1,90 \times 10^5$ Па для данного режима при стационарном задании $p_{вых}$ (см. кривую 1 на рис. 3). Рисунок 7 показывает, что на этом режиме координата $x_{ув2}$ ударной волны УВ₂ монотонно уменьшается при увеличении t от 0 до 0,025 с; это объясняется тем, что $p_{вых}(t)$ превышает $p_{ср}$ в первом полупериоде колебаний $0 < t < 0,03$ с. Координата $x_{ув1}$ ударной волны УВ₁ является неизменной при $0 < t < 0,025$ с, однако она изменяется в интервале

$$0,025 \text{ с} < t < 0,040 \text{ с} \quad (6)$$

вследствие влияния волны повышенного давления, распространяющейся от выходного сечения вверх по течению и достигающей окрестности изгиба канала при $t \approx 0,025$ с. В интервале времени (6) сверхзвуковая область, расположенная за изгибом канала, существенно уменьшается в размерах и локализуется около нижней стенки вместе с замыкающей ее слабой ударной волной УВ₂, см. рис. 8. Отсутствие пересечения УВ₂ с горизонталью $y=15$ в этом случае не позволяет указать координату УВ₂, что иллюстрируется разрывами верхней кривой на рис. 7.

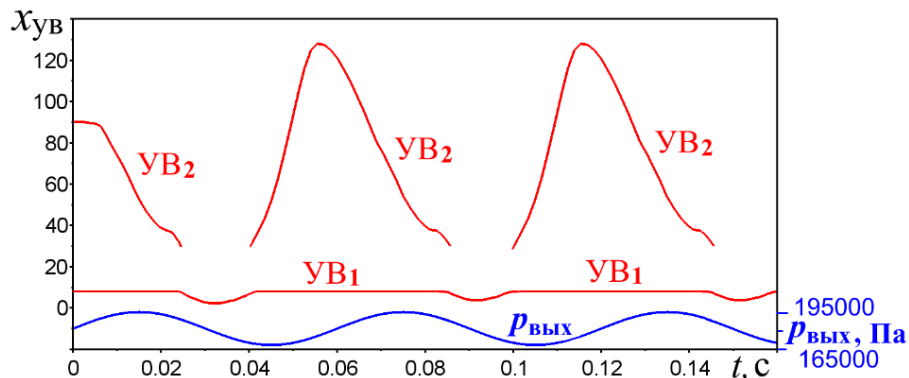


Рис. 7. Режим течения А: зависимость координат $x_{ув}$ ударных волн УВ₁ и УВ₂ от времени при задании давления $p_{вых}$ согласно (5) с $p_{ср}=1,8 \times 10^5$ Па, $A=15 \times 10^3$ Па, $\tau=0,06$ с

Согласно (5), давление $p_{вых}(t)$ становится меньше $p_{ср}$ во втором полупериоде колебаний $0,03 \text{ с} < t < 0,06 \text{ с}$, что приводит к возникновению волны пониженного давления, распространяющейся от выходного сечения канала вверх по течению. Волна пониженного давления вызывает расширение зоны сверхзвуковых скоростей за изгибом и рост ударной волны УВ₂, приводящий к ее пересечению с прямой $y=15$. Это позволяет определять значения координаты $x_{ув2}$ при $0,040 \text{ с} < t < 0,085 \text{ с}$ так же, как и при $t < 0,025 \text{ с}$. Максимум координаты

x_{yB2} наблюдается в момент времени $t=0.055$ с, когда $УВ_2$ расположена наиболее близко к выходному сечению канала.

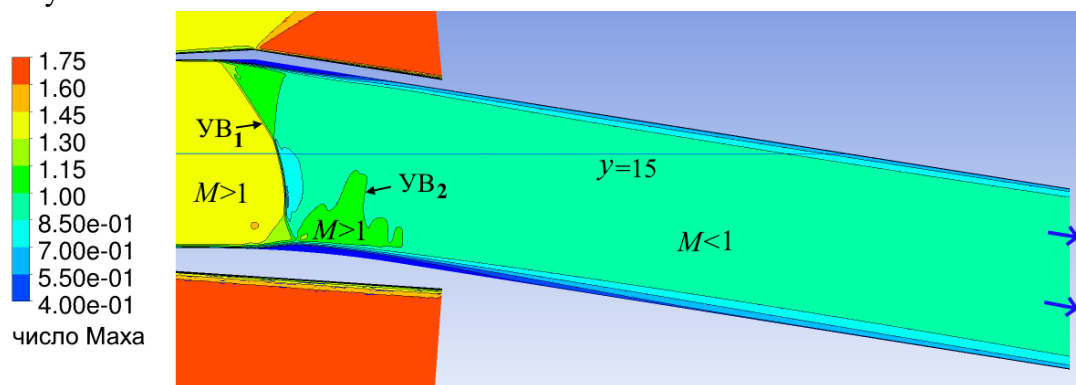


Рис. 8. Фрагмент поля течения на режиме А: распределение числа Маха $M(x,y)$ при $p_{ср}=1,8 \times 10^5$ Па, $A=15 \times 10^3$ Па, $\tau=0,06$ с в момент времени $t=0,03$ с

Как видно из рис. 7, поведение ударных волн при $t > 0,085$ с является периодическим, повторяющим их поведение при $0,025$ с $< t < 0,085$ с.

Аналогичная динамика ударных волн на режиме А наблюдается при увеличении среднего давления $p_{ср}$ в (5) от $1,8 \times 10^5$ Па до $1,81 \times 10^5$ Па с одновременным уменьшением амплитуды A до 14×10^3 Па. Однако если амплитуду A сохранить равной 15×10^3 Па, то происходит переход к режиму Б с “выбитой” ударной волной $УВ_1$, совершающей незначительные колебания около координаты $x=-30$, см. рис. 9.

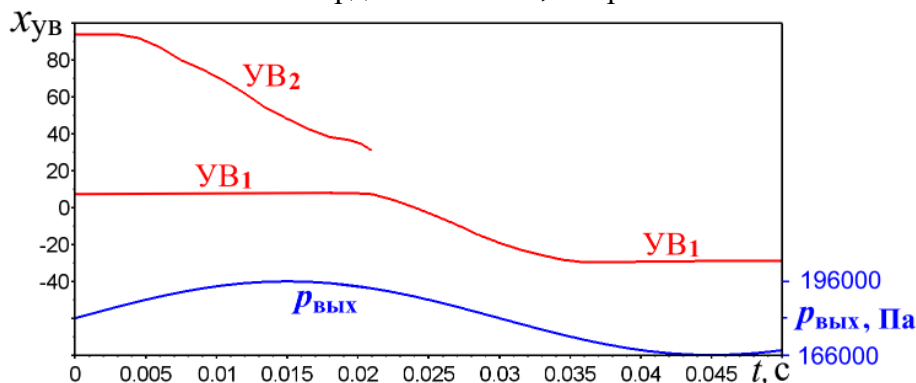


Рис. 9. Переход от режима А к режиму Б: зависимость координат $x_{ув}$ ударных волн $УВ_1$ и $УВ_2$ от времени при задании давления $p_{вых}$ согласно (5) $p_{ср}=1,81 \times 10^5$ Па, $A=15 \times 10^3$ Па, $\tau=0,06$ с

На рис. 10 представлены границы устойчивости режима А в плоскости параметров ($p_{ср}$, A) для двух значений периода колебаний τ . При возрастании амплитуды A или $p_{ср}$ и пересечении указанных границ происходит переход от режима течения А к режиму Б, то есть “выбивание” $УВ_1$ из канала. Пересечение границ в обратном направлении не приводит к переходу от режима Б к режиму А; для такого перехода требуется повышение числа Маха набегающего потока M_∞ или давления p_∞ с последующим возвращением к исходным значениям $M_\infty=1,6$, $p_\infty=8 \times 10^4$ Па.

Заключение. Проведено численное моделирование турбулентного трансзвукового течения воздуха в изогнутом канале с достаточно большой длиной участка, расположенного ниже по течению от изгиба. Показана возможность существования разных режимов течения, которые устойчивы по отношению к малым стационарным и колебательным изменениям давления $p_{вых}$ на выходе из канала. При достаточно больших амплитудах колебаний давления $p_{вых}$ или достаточно большом его среднем значении $p_{ср}$ происходит переход от режима течения с системой ударных волн, достигающих изгиба канала, к режиму с одной ударной волной,

расположенной у входа. Обратного перехода при уменьшении среднего давления $p_{\text{ср}}$ не происходит. Отсутствует также двойной гистерезис, который наблюдался в том же канале при изменениях числа Маха набегающего потока M_∞ [6].

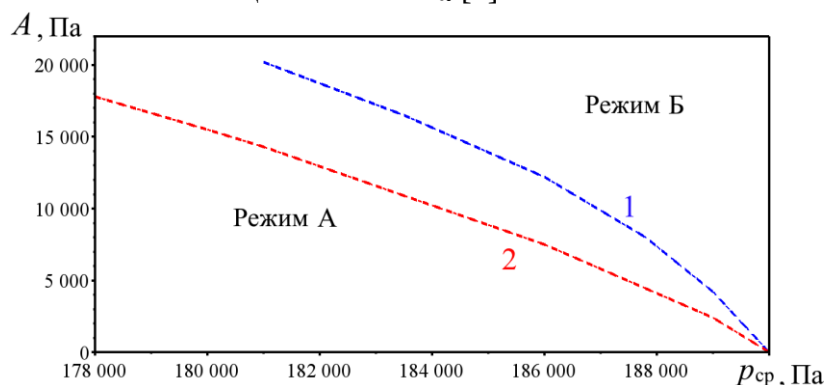


Рис. 10. Границы устойчивости режима А на плоскости $(p_{\text{ср}}, A)$, где $p_{\text{ср}}$ – среднее давление в выходном сечении канала, A – амплитуда колебаний давления; кривая 1 соответствует периоду $\tau=0,06$ с, кривая 2 – периоду $\tau=0,03$ с

Благодарность. Данное исследование выполнено с использованием вычислительных ресурсов Ресурсного Центра "Вычислительный центр СПбГУ" (<http://cc.spbu.ru>), проект № 2304-084.

Список источников

- Benini E., Venturelli G. Kriging-assisted design optimization of S-shape supersonic compressor cascades. *Aerospace science and technology*, 2016, vol. 58, pp. 275-297, DOI: 10.1016/j.ast.2016.08.021.
- Пензин В.И. Торможение сверхзвукового потока в каналах / В.И. Пензин – М.: Центр. аэрогидродинамич. ин-т, 2012. – 158 с.
- Звегинцев В.И. Газодинамические проблемы при работе сверхзвуковых воздухозаборников в нерасчетных условиях (обзор) / В.И. Звегинцев // *Теплофизика и аэромеханика*, 2017. – Т. 24. – № 6. – С. 829-858.
- Cui T., Wang Y., Liu K., Jin J. Classification of combustor–inlet interactions for airbreathing ramjet propulsion, *AIAA Journal*, 2015, vol. 53, no. 8, pp. 2237-2255, DOI: 10.2514/1.J053378.
- Kuzmin A. Shock wave instability in a bent channel with subsonic/supersonic exit. *Advances in aircraft and spacecraft science*, 2019, vol. 6(1), pp. 19-30, DOI:10.12989/aas.2019.6.1.019.
- Kuzmin A. Non-unique regimes of oscillatory transonic flow in bent channels. *Aerospace systems*, 2023, vol. 7, pp. 1-7, DOI: 10.1007/s42401-023-00243-4.
- Mushtaq N., Gaetani P. Understanding and modeling unstating phenomena in a supersonic inlet cascade, *Physics of Fluids*, 2023, vol. 35, pp. 1-22, DOI: 10.1063/5.0160706.
- Гуныко Ю.П. Экспериментальные характеристики сверхзвукового трехмерного воздухозаборника с регулируемым горлом / Ю.П. Гуныко, И.И. Мажуль // *Теплофизика и аэромеханика*, 2013. – Т. 20. – № 1. – С. 49-66.
- Feng S., Chang J., Zhang Ch. et al. Experimental and numerical investigation on hysteresis characteristics and formation mechanism for a variable geometry dual-mode combustor. *Aerospace science and technology*, 2017, vol. 67, pp. 96-104, DOI: 10.1016/j.ast.2017.03.040.
- Jin Y., Sun S., Tan H. et al. Flow response hysteresis of throat regulation process of a two-dimensional mixed-compression supersonic inlet. *Chinese journal of aeronautics*, 2022, vol. 35, no. 3, pp. 112-127, DOI: 10.1016/j.cja.2021.06.013.
- Гутов Б.И. Влияние противодавления на течение в диффузоре сверхзвукового воздухозаборника / Б.И. Гутов, В.И. Звегинцев, А.Ю. Мельников // *Вестник ПНИПУ. Аэрокосмическая техника*, 2017. – № 49. – С. 18-28.
- Wang K., Wang J.Y., Huang H.X. et al. Effects of backpressure on unstart and restart characteristics of a supersonic inlet. *The Aeronautical journal*, 2023, vol. 127, iss. 1316, pp. 1774-1792, DOI: 10.1017/aer.2023.19.
- Zhao Y.L., Zhou Y.Y., Zhao Y.X. Experimental study of the unstart/restart process of a two-dimensional supersonic inlet induced by backpressure. *Journal of applied fluid mechanics*, 2022, vol. 15, no. 2, pp. 415-426, DOI: 10.47176/jafm.15.02.33220.
- Cengel Y.A., Boles M.A. *Thermodynamics: an engineering approach* (4th ed.). McGraw-Hill College, 2001, 960 p.

15. Tennekes H., Lumley J.L. A First course in turbulence (14th ed.). MIT Press, Cambridge, 1992, 360 p.
16. ANSYS Fluids. Computational fluid dynamics, available at: <https://www.ansys.com/products/fluids> (accessed: 02/18/2024).
17. Barth T.J., Jespersen D.C. The design and application of upwind schemes on unstructured meshes. AIAA Paper, 1989, DOI: 10.2514/6.1989-366.
18. Menter F.R. Review of the shear-stress transport turbulence model experience from an industrial perspective. International Journal of Computational Fluid Dynamics, 2009, vol. 23, pp. 305-316, DOI: 10.1080/10618560902773387.
19. Menter's Shear stress transport. Available at: https://en.wikipedia.org/wiki/Menter%27s_Shear_Stress_Transport (accessed: 02/18/2024).

Кузьмин Александр Григорьевич. Доктор физико-математических наук, доцент, ведущий научный сотрудник математико-механического факультета Санкт-Петербургского государственного университета, Scopus AuthorID: 7103224489, ORCID: 0000-0002-1699-9600, a.kuzmin@spbu.ru, 198504, Россия, г. Санкт-Петербург.

UDC 533.697.2

DOI:10.25729/ESI.2025.38.2.004

Numerical simulation of oscillatory transonic airflow in a bent channel

Alexander G. Kuzmin

St. Petersburg state university,

Russia, St. Petersburg, a.kuzmin@spbu.ru

Abstract. At a supersonic velocity of the airflow incident on a channel/intake with curved walls, there is the formation of shock waves, across which flow parameters change abruptly. The location of shock waves can change crucially with small changes in flow conditions at the entrance or exit; moreover, the flow can exhibit non-unique regimes and hysteresis. Transitions between the regimes were studied in previous years for two-dimensional, axisymmetric and 3D convergent-divergent intakes, as well as for bent channels of rectangular cross-section at steady or unsteady changes in the supersonic flow parameters at the entrance. In this paper, we consider a two-dimensional 9%-bent channel with a sufficiently long part located downstream of the bend. The turbulent transonic flow is studied numerically under given pressure fluctuations in the exit section of the channel. Solutions of the system of Reynolds-averaged Navier-Stokes equations, which govern flow parameters and the structure, are obtained with the ANSYS-18.2 software based on the finite element method. The solutions show the occurrence of different regimes at the same steady or oscillatory pressure given at the exit. Conditions for the transition from the regime with multiple reflections of oblique shocks from the walls to the regime with a shock located at the entrance are established. It is shown that the inverse transition cannot be obtained with pressure variations in the exit section of the channel; in order to perform such a transition, one needs an increase in the inflow Mach number or pressure.

Keywords: numerical simulation, transonic flow, oscillations, non-uniqueness

Acknowledgements. This research was performed using computational resources provided by the Computational Center of St. Petersburg State University (<http://cc.spbu.ru>), project no. 2304-084.

References

1. Benini E., Venturelli G. Kriging-assisted design optimization of S-shape supersonic compressor cascades. Aerospace science and technology, 2016, vol. 58, pp. 275-297, DOI: 10.1016/j.ast.2016.08.021.
2. Penzin V.I. Tormozhenie sverkhzvukovogo potoka v kanalah [Supersonic flow deceleration in channels]. M.: Tsentr. aerogidrodinamich. in-t [Moscow, Central aerohydrodynamic institute], 2012, 158 p.
3. Zvegintsev V.I. Gazodinamicheskie problemi pri rabote sverkhzvukovikh vozdukhozabornikov v neraschetnikh usloviyakh (obzor) [Gas-dynamic problems in the operation of supersonic air intakes in off-design conditions (review)]. Teplofizika i aeromekhanika [Thermophysics and aeromechanics], 2017, vol. 24, no. 6, pp. 829-858.

4. Cui T., Wang Y., Liu K., Jin J. Classification of combustor–inlet interactions for airbreathing ramjet propulsion. *AIAA Journal*, 2015, vol. 53, no. 8, pp. 2237-2255, DOI: 10.2514/1.J053378.
5. Kuzmin A. Shock wave instability in a bent channel with subsonic/supersonic exit. *Advances in aircraft and spacecraft science*, 2019, vol. 6(1), pp. 19-30, DOI:10.12989/aas.2019.6.1.019.
6. Kuzmin A. Non-unique regimes of oscillatory transonic flow in bent channels. *Aerospace systems*, 2023, vol. 7, pp. 1-7, DOI: 10.1007/s42401-023-00243-4.
7. Mushtaq N., Gaetani P. Understanding and modeling unstating phenomena in a supersonic inlet cascade, *Physics of Fluids*, 2023, vol. 35, pp. 1-22, DOI: 10.1063/5.0160706.
8. Gunko Yu.P., Mazhul I.I. Eksperimentalnie kharakteristiki sverkhzvukovogo tryokhmernogo vozdukhobornika s reguliruemim gorlom [Experimental characteristics of a supersonic three-dimensional air intake with an adjustable throat]. *Teplofizika i aeromekhanika [Thermophysics and aeromechanics]*, 2013, vol. 20, no. 1, pp. 49-66.
9. Feng S., Chang J., Zhang Ch. et al. Experimental and numerical investigation on hysteresis characteristics and formation mechanism for a variable geometry dual-mode combustor, *Aerospace science and technology*, 2017, vol. 67, pp. 96-104, DOI: 10.1016/j.ast.2017.03.040.
10. Jin Y., Sun S., Tan H. et al. Flow response hysteresis of throat regulation process of a two-dimensional mixed-compression supersonic inlet. *Chinese journal of aeronautics*, 2022, vol. 35, no. 3, pp. 112-127, DOI: 10.1016/j.cja.2021.06.013.
11. Gutov B.I., Zvegintsev V.I., Melnikov A.Yu. Vliyanie protivodavleniya na techenie v diffuzore sverkhzvukovogo vozdukhobornika [The effect of back pressure on the flow in the diffuser of a supersonic air intake]. *Vestnik PNIPU, Aerokosmicheskaya tekhnika [Bulletin of Perm national research polytechnic university, Aerospace engineering]*, 2017, no. 49, pp. 18-28.
12. Wang K., Wang J.Y., Huang H.X. et al. Effects of backpressure on unstart and restart characteristics of a supersonic inlet. *The Aeronautical journal*, 2023, vol. 127, iss. 1316, pp. 1774-1792, DOI: 10.1017/aer.2023.19.
13. Zhao Y.L., Zhou Y.Y., Zhao Y.X. Experimental study of the unstart/restart process of a two-dimensional supersonic inlet induced by backpressure. *Journal of applied fluid mechanics*, 2022, vol. 15, no. 2, pp. 415-426, DOI: 10.47176/jafm.15.02.33220.
14. Cengel Y.A., Boles M.A. *Thermodynamics: an engineering approach* (4th ed.). McGraw-Hill College, 2001, 960 p.
15. Tennekes H., Lumley J.L. *A First course in turbulence* (14th ed.). MIT Press, Cambridge, 1992, 360 p.
16. ANSYS Fluids. Computational fluid dynamics, available at: <https://www.ansys.com/products/fluids> (accessed: 02/18/2024).
17. Barth T.J., Jespersen D.C. The design and application of upwind schemes on unstructured meshes, *AIAA Paper*, 1989, DOI: 10.2514/6.1989-366.
18. Menter F.R. Review of the shear-stress transport turbulence model experience from an industrial perspective. *International Journal of Computational Fluid Dynamics*, 2009, vol. 23, pp. 305-316, DOI:10.1080/10618560902773387.
19. Menter's Shear stress transport. Available at: https://en.wikipedia.org/wiki/Menter%27s_Shear_Stress_Transport (accessed: 02/18/2024).

Kuzmin Alexander Grigorievich. Doctor of physics and mathematics, docent, head researcher, Faculty of mathematics and mechanics, St. Petersburg state university, Scopus AuthorID: 7103224489, ORCID: 0000-0002-1699-9600, a.kuzmin@spbu.ru, 198504, Russia, St. Petersburg.

Статья поступила в редакцию 20.03.2024; одобрена после рецензирования 14.05.2024; принята к публикации 10.04.2025.

The article was submitted 03/20/2024; approved after reviewing 05/14/2024; accepted for publication 04/10/2025.