

ТОРМОЖЕНИЕ ЛАМИНАРНОГО СВЕРХЗВУКОВОГО ПОТОКА В ПЛОСКОМ КАНАЛЕ ПРИ НАЛИЧИИ ПРОТИВОДАВЛЕНИЯ

Цель работы состоит в выяснении особенностей торможения сверхзвукового потока в каналах разной длины при изменении числа Рейнольдса и относительного давления на выходе из канала. Используется метод установления по времени для решения полной двумерной системы уравнений Навье–Стокса. Получены новые данные по изменению давления и числа Маха вдоль каналов различной длины в зависимости от числа Рейнольдса и величины противодавления. Результаты имеют практическое значение для проектирования газодинамических трактов прямооточных воздушно-реактивных двигателей при полете на больших высотах.

Мета роботи полягає у з'ясуванні особливостей гальмування надзвукового потоку в каналах різної довжини при зміні числа Рейнольдса й відносного тиску на виході з каналу. Використовується метод встановлення за часом для вирішення повної двовимірної системи рівнянь Нав'є–Стокса. Отримано нові данні щодо розподілу тиску і числа Маха уздовж каналів різної довжини в залежності від числа Рейнольдса та величини протитиску. Результати мають практичне значення для проектування газодинамічних трактів прямооточних повітряно-реактивних двигунів при польоті на великих висотах.

The aim of this paper is to elucidate the effect of the Reynolds number and backpressure on the stagnation behavior of a laminar supersonic flow in plane channels of different lengths. The complete two-dimensional system of Navier–Stokes equations is solved by the time relaxation method. New Reynolds number and backpressure dependences of the stagnation behavior of a supersonic flow in channels of different lengths are calculated. The obtained results are of practical importance in the design of gas-dynamic systems of high-altitude ramjet engines.

При проектировании газодинамических трактов прямооточных воздушно-реактивных двигателей представляет интерес исследование влияния высоты полета на параметры торможения сверхзвукового потока в воздухозаборниках. С увеличением высоты полета сильно уменьшаются плотность и давление в окружающей воздушной среде, тогда как давление в камере сгорания двигателя изменяется слабо. Это приводит к уменьшению числа Рейнольдса и к увеличению противодавления – относительного давления в выходном сечении воздухозаборника. С целью выяснения характерных особенностей влияния этих параметров на процесс торможения в настоящей работе приводятся результаты исследований течений в плоском канале.

Используется метод установления по времени для решения полной двумерной системы уравнений Навье–Стокса [1], позволяющий рассчитывать течения вязкого газа в плоском канале, как с развитыми областями отрыва потока, так и с учетом противодавления. Система уравнений Навье–Стокса решается по неявной конечно-разностной схеме Бима–Уорминга [2] с расщеплением векторов конвективных потоков по Стегеру [3] и использованием метода Роя [4] для приближенного решения задачи Римана.

Постановка задачи. Рассматривается торможение сверхзвукового потока вязкого газа с числом Маха M_∞ в плоском канале с учетом формирования начального пограничного слоя на передних кромках стенок канала. Ширина канала выбрана в качестве характерного линейного размера, а безразмерная длина канала равна L . Расчетная область ограничена входным и выходным сечениями канала, нижняя граница расчетной области – нижняя стенка канала, верхняя граница расчетной области – плоскость симметрии канала, т. е. рассматривается течение в нижней половине канала. Вводится правая декартова система координат (x, y) , начало которой совпадает с передней кромкой нижней стенки канала, ось x направлена в сторону выходного сечения канала

вдоль его нижней стенки, а ось y направлена вовнутрь канала по нормали к его нижней стенке.

Рассматриваются течения торможения потока в канале, когда возмущения, возникающие в канале, не распространяются вверх по потоку перед каналом, т. е. течения с выбитым скачком не рассматриваются. Значения параметров набегающего сверхзвукового потока используются в качестве граничных значений во входном сечении канала $x=0$.

В выходном сечении канала $x=L$ в области дозвукового течения задается давление P_e , а в области сверхзвукового течения используется условие гладкого вытекания $\partial^2 U / \partial x^2 = 0$, где $U = (\rho, \rho u, \rho v, E)$ – газодинамические комплексы; ρ – плотность; u и v – продольная и поперечная компоненты вектора скорости, соответственно; E – полная энергия в единице объема. Это же условие используется в выходном сечении канала $x=L$ и в области дозвукового течения (в пограничном слое) при расчете без противодействия.

На нижней теплоизолированной границе расчетной области при $y=0$ (нижняя стенка канала) задаются условия прилипания потока

$$u = 0; \quad v = 0; \quad \partial T / \partial y = 0,$$

где T – температура.

На верхней границе расчетной области при $y=0,5$ (плоскость симметрии канала) задаются условия симметрии

$$v = 0; \quad \partial u / \partial y = 0; \quad \partial \rho / \partial y = 0; \quad \partial P / \partial y = 0.$$

Начальное распределение газодинамических параметров в поле потока задается следующим образом:

– параметры в ламинарном пограничном слое в области, прилегающей к стенке канала;

– параметры набегающего сверхзвукового потока в области между пограничным слоем и плоскостью симметрии канала.

Течение в канале с противодействием будем идентифицировать с помощью коэффициента дросселирования

$$k_p = P_e / P_n, \tag{1}$$

где P_e – давление в выходном сечении канала; P_n – давление в выходном сечении канала при условии гладкого вытекания (без противодействия).

Для заданного коэффициента дросселирования k_p давление P_e в выходном сечении канала находится из (1) по давлению P_n , которое зависит от длины канала L и числа Рейнольдса Re .

Торможение сверхзвукового потока газа в плоском канале. Рассмотрим торможение ламинарного сверхзвукового потока при $M_\infty = 2$ и числе Рейнольдса $Re = 10^3$ в плоском канале длиной $L = 5$. Эти значения параметров M_∞ , Re и L выбраны для сравнения результатов расчетов с [5].

Для проведения расчетов внутри канала вводится равномерная расчетная сетка вдоль осей x и y , содержащая по 100 ячеек в каждом направлении. При расчете течения без противодействия на выходе из канала устанавлива-

ется безразмерное давление $P_n = P_e/P_0 \approx 0,30$. Результаты расчетов торможения ламинарного сверхзвукового потока газа при $Re=10^3$ и коэффициенте дросселирования $k_p=1,43$ ($P_e/P_0=0,43$) приведены на рис. 1 в виде распределенных вдоль канала относительного статического давления (а) при $y=0,01$ и $0,5$ (линии 1 и 2) и числа Маха (б) при $y=0,11; 0,2$ и $0,5$ (линии 1, 2 и 3), которые сравниваются с результатами [5].

Сплошными линиями нанесены результаты настоящего расчета, а штрих-пунктиром – результаты [5]. Полученные результаты расчетов хорошо согласуются как качественно, так и количественно с результатами работы [5].

Характерные особенности процесса торможения сверхзвукового потока в плоском канале при заданном числе Маха M_∞ зависят от числа Рейнольдса Re , длины канала L и коэффициента дросселирования k_p .

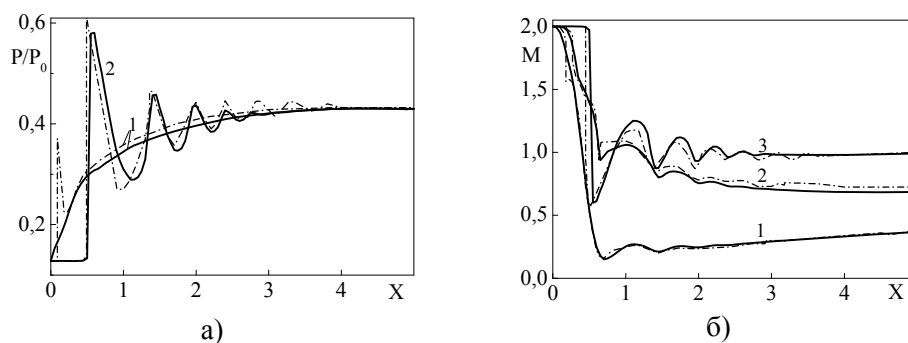


Рис. 1

Для числа Маха $M_\infty=2$ и числа Рейнольдса $Re=10^4$ были проведены расчеты течений в каналах длиной $L=5, 10$ и 20 для значений коэффициента дросселирования $k_p=1,0, 1,2$ и $1,4$. При проведении расчетов внутри канала вводилась равномерная расчетная сетка вдоль оси x с шагом разбиения $\Delta x=0,05$. Расчетная сетка по y сгущалась вблизи стенок канала, при этом размер расчетной сетки увеличивался от минимального значения $\Delta y=0,001$ на стенке канала до максимального значения $\Delta y=0,005$ вблизи плоскости симметрии с отношением шагов $k=1,05$ для двух смежных ячеек. Вблизи стенки канала задавалось 10 ячеек, в которых шаг Δy не изменялся и принимал минимальное значение.

В результате расчетов течений без противодействия ($k_p=1$) в каналах были получены значения безразмерного давления P_n в выходном сечении канала для дозвуковой области вблизи стенки, которые приведены в табл. 1 для $Re=10^4$ при различных длинах каналов и в табл. 2 для $L=5$ при различных числах Рейнольдса.

Таблица 1

Давление	Давление P_n для длин канала L		
	5	10	20
P_n	0,1695	0,1967	0,2386

Таблица 2

Дав- ление	Давление P_n для чисел Рейнольдса Re							
	1000	2000	3000	4000	5000	6000	8000	10000
P_n	0,3000	0,2904	0,2608	0,2195	0,2206	0,2186	0,2209	0,1695

Очевидна немонотонная зависимость P_n от Re , что обусловлено волновой структурой течения в канале, т. к. в зависимости от значений Re , k_p и L в выходное сечение канала могут приходить как волны разрежения, так и волны сжатия.

Влияние числа Рейнольдса и противодействия на торможение потока в канале. Для канала длиной $L = 5$ было исследовано влияние Re и k_p на характер течения в канале. На рис. 2 приведены распределения числа Маха в плоскости симметрии канала и относительного давления на стенке и в плоскости симметрии канала, полученные для значений $Re = 10^3$ и 10^4 , $k_p = 1$ и 1,4.

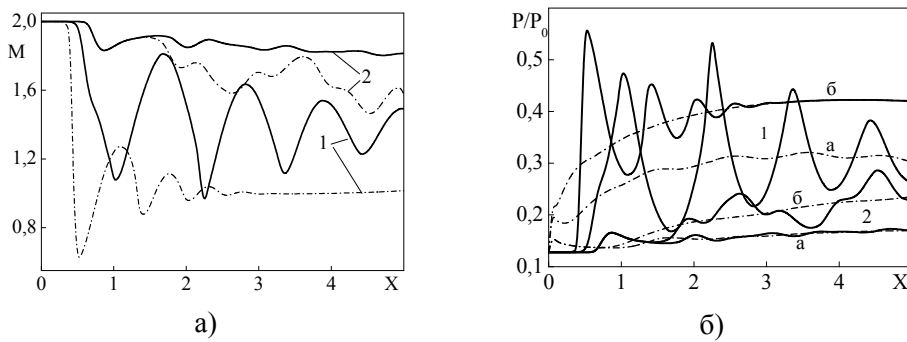


Рис. 2

Кривые 1 и 2 на рис. 2,а иллюстрируют распределения числа Маха при $Re = 10^3$ и $Re = 10^4$, сплошные и штрих-пунктир относятся к $k_p = 1$ и $k_p = 1,4$. На рис. 2,б кривые 1 и 2 – распределения давления в плоскости симметрии канала и на его стенке (сплошные линии и штрих-пунктир) получены при $Re = 10^3$ и $Re = 10^4$, линии (а) и (б) соответствуют $k_p = 1$ и $k_p = 1,4$. Давление отнесено к давлению торможения набегающего потока.

При значениях параметров $Re = 10^3$ и $k_p = 1,4$ на участке канала $2,5 < x \leq 5$ в плоскости симметрии реализуется течение с числом Маха $M \approx 1$. Этот эффект хорошо иллюстрируется рис. 3, на котором приведены линии изомахов, полученные в расчетах для $Re = 10^3$ при $k_p = 1$ (а) и $k_p = 1,4$ (б).

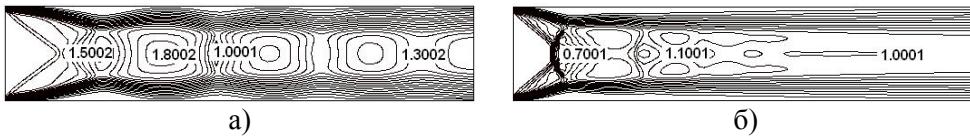


Рис. 3

При $k_p = 1$ невозмущенный сверхзвуковой поток, втекающий в канал, тормозится в системе косых скачков, но при этом остается сверхзвуковым (сплошная линия 1 на рис. 2,а). При $k_p = 1,4$ сверхзвуковое ядро потока, находящееся вблизи плоскости симметрии течения, сначала тормозится в λ -образном скачке и становится дозвуковым, затем ускоряется до сверхзвуковых скоростей за счет эжектирующего влияния сверхзвуковых струек тока, прошедших через систему косых скачков уплотнения, и уменьшения эффективной площади поперечного сечения канала, вызванного утолщением пограничного слоя (рис. 3,б). Ближе к выходному сечению течение в канале приближается к трансзвуковому течению (штрих пунктирная линия 1 на рис. 2,а).

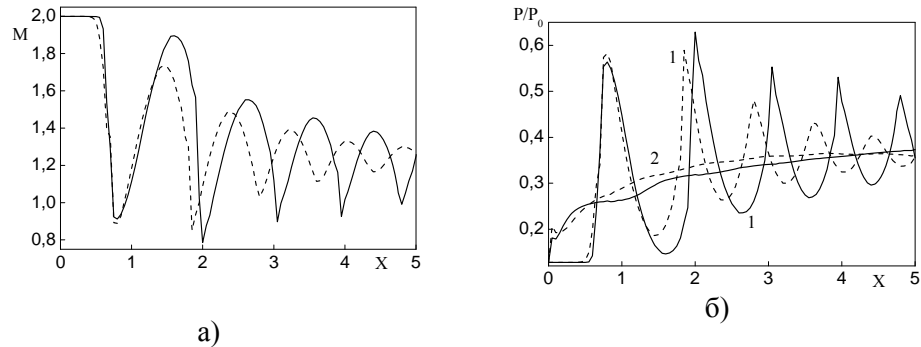


Рис. 4

Варьируя противодействие, можно поддерживать один и тот же характер течения при изменении числа Рейнольдса. Это иллюстрируется рис. 4, на котором представлены распределения давления в центре и на стенке канала (линии 1 и 2) и числа Маха в центре. Сплошные линии относятся к $Re = 1000$, $k_p = 1,2$, пунктир – $Re = 4000$, $k_p = 1,7$. При этих сочетаниях значений числа Рейнольдса и противодействия давления на выходе из канала близки. Близки и распределения сравниваемых параметров.

Из рис. 2 и 4 видно, что давление в выходном сечении практически равно заданному противодействию не только на стенке канала, где течение дозвуковое, но и его центральной части, в которой течение сверхзвуковое. Такое «выравнивание» давления является следствием того, что возмущения, вызванные повышением давления на выходе из канала, распространяясь вверх по потоку через пристеночную часть пограничного слоя, в которой течение дозвуковое, через механизм вязко-невязкого взаимодействия приводят к изменению давления и в сверхзвуковой части течения.

На рис. 5 приведены распределения давления на стенке канала, полученные при различных значениях k_p и Re для канала длиной $L = 5$.

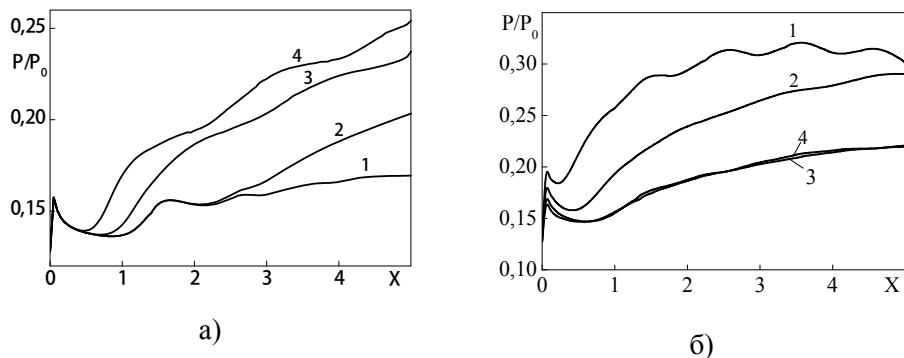


Рис. 5

Рис. 5, а иллюстрирует влияние противодействия на распределения давления на стенке канала, полученные при различных значениях k_p для $Re = 10^4$. Линия 1 ($k_p = 1$) соответствует течению без противодействия, линии 2 ($k_p = 1,2$), 3 ($k_p = 1,4$), 4 ($k_p = 1,5$) иллюстрируют влияние дросселирования, когда увеличение давления в выходном сечении приводит к повышению давления в канале вплоть до его входного сечения. Полученные распределения давления на стенке канала качественно согласуются с экспериментальными данными [6] для канала прямоугольной формы.

На рис. 5, б приведены распределения давления на стенке канала, полученные для $k_p = 1$ при $Re = 1000, 2000, 4000$ и 8000 (линии 1, 2, 3, 4, соответственно). С ростом числа Рейнольдса давление на стенке в окрестности входного сечения канала уменьшается, что обусловлено уменьшением толщины пограничного слоя и увеличением сверхзвукового ядра потока. Стабилизация по числу Рейнольдса распределения давления на стенке канала при длине происходит при $Re \geq 4000$.

Для числа $Re = 1000$ при $k_p = 1,4$ реализуется трансзвуковое течение в основном ядре потока, в результате чего гасятся колебания параметров потока вдоль канала. В то же время для числа $Re = 10000$ основное ядро потока остается сверхзвуковым и с увеличением противодействия растут амплитуды колебаний параметров потока вдоль канала. С увеличением k_p также растет частота колебаний параметров потока вдоль канала. Рост амплитуд колебаний параметров потока происходит до тех пор, пока при некотором k_p сверхзвуковое течение в основном ядре потока не становится трансзвуковым. В силу того, что сверхзвуковое ядро потока растет с увеличением Re , переход на трансзвуковой режим течения в основном ядре потока с ростом числа Re осуществляется при больших противодействиях k_p .

Влияние длины канала на торможение потока. Для числа Рейнольдса $Re = 10^4$ было исследовано влияние длины канала L и коэффициента k_p на характер течения в канале. На рис. 6 приведены распределения числа Маха в плоскости симметрии канала и безразмерного давления на стенке и в плоскости симметрии канала, полученные для $L = 5$ и 10 при $k_p = 1$ (линии 1 и 2) и $k_p = 1,4$ (линии 3 и 4). Штрих-пунктирные линии относятся к распределениям давления вдоль стенки канала.

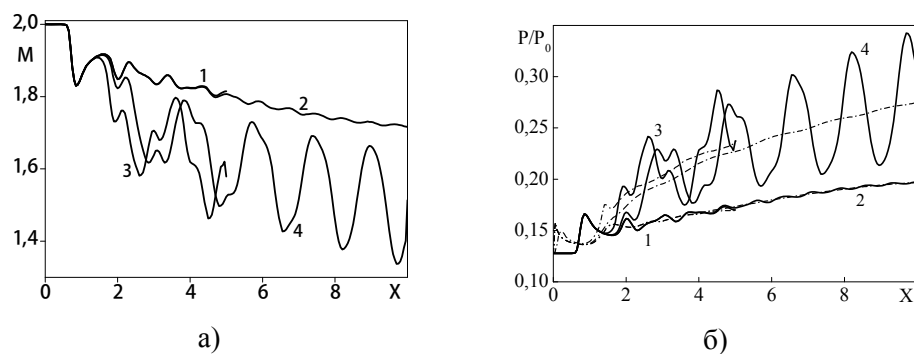


Рис. 6

Видно, что результаты расчетов для каналов длиной $L = 5$ и $L = 10$ практически совпадают при $k_p = 1$ (кривые 1 и 2). Небольшие отличия на участке $4,5 \leq x \leq 5$ связаны с условием гладкого вытекания в выходном сечении канала длины $L = 5$. С увеличением противодействия в канале ($k_p = 1,4$) растет амплитуда колебаний давления в сверхзвуковом ядре потока (кривые 3 и 4), расположенном вблизи плоскости симметрии, причем амплитуда этих колебаний не уменьшается вдоль канала.

На рис. 7 приведены поля изомахов в каналах длиной $L = 5$ и $L = 10$ для $k_p = 1,4$. При увеличении длины канала реализуется волнообразная структура распределения числа Маха вдоль канала с постепенным торможением потока.

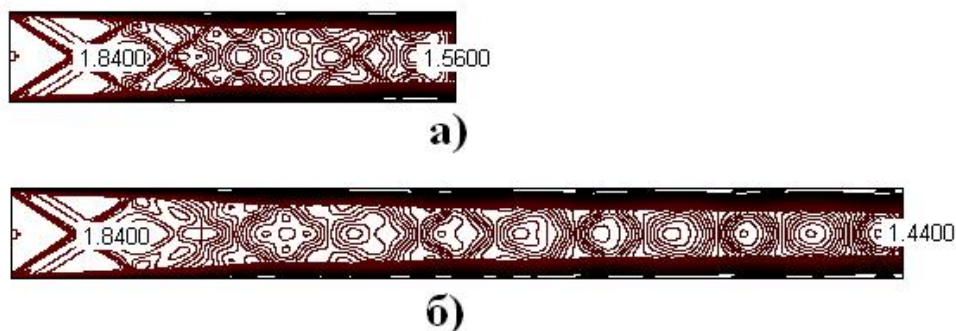


Рис. 7

Выводы. Из результатов проведенных исследований следует, что уменьшение числа Рейнольдса и увеличение противодействия на выходе из канала может приводить к качественной перестройке течения в плоском канале относительно небольшой длины. Возможны режимы течения с практически звуковой скоростью в его центральной части. Такие режимы течения могут иметь место как при уменьшении числа Рейнольдса, так и при увеличении противодействия. Управляя противодействием на выходе из канала, можно сохранять характер течения в канале при изменении числа Рейнольдса.

Работа выполнена в рамках проекта № 06-01-12(У)/12-01090416(Р) НАН Украины и РФФИ.

1. *Андерсон Д.* Вычислительная гидромеханика и теплообмен : В 2-х т. Т. 2 / *Д. Андерсон, Дж. Таннехилл, Р. Плетчер.* – М. : Мир, 1990. – 392 с.
2. *Бим Р. М.* Неявная факторизованная разностная схема для уравнений Навье–Стокса сжимаемого газа / *Р. М. Бим, Р. Ф. Уорминг* // Ракетная техн. и космон. – 1978. – Т. 16, № 4. – С. 145 – 156.
3. *Steger J. L.* Flux Vector Splitting of the Inviscid Gas-dynamic Equations with Application to Finite Difference Methods / *J. L. Steger, R. F. Warming* // Journal of Computational Physics. – 1981. – V. 40, № 2. – P. 263 – 294.
4. *Roe P. L.* Approximate Riemann Schemes / *P. L. Roe* // Journal of Computational Physics. – 1981. – V. 43, № 3. – P. 357 – 372.
5. *Гильманов А. Н.* Торможение ламинарного сверхзвукового потока газа в псевдоскачке / *А. Н. Гильманов, А. М. Панова* // МЖГ. – 1999. – № 3. – С. 164 – 171.
6. *Гурылева Н. В.* Исследование особенностей течений в каналах при взаимодействии возмущений с псевдоскачком / *Н. В. Гурылева, М. А. Иванькин, Д. А. Лапинский, В. И. Тимошенко* // Ученые записки ЦАГИ. – 2012. – Т. XLIII, № 6. – С. 40 – 54.

Институт технической механики
НАН Украины и ГКА Украины,
Днепропетровск

Получено 22.06.13,
в окончательном варианте 27.06.13