

## ВЛИЯНИЕ ГРАДИЕНТА СКОРОСТИ ПОТОКА НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ГАЗОВОЙ ЗАВЕСЫ В ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ СОПЛАХ

Э. П. Волчков, В. К. Козьменко, В. П. Лебедев

(Новосибирск)

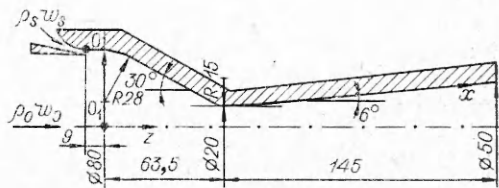
Защита поверхностей от теплового воздействия газовых потоков путем создания охлаждающих завес на практике происходит в условиях, когда существенное влияние на эффективность завесы могут оказывать ускорение потока и его сжимаемость. Создание для таких течений методов расчета эффективности газовых завес и их экспериментальная проверка остается важной практической задачей. Имеющиеся в этой области экспериментальные исследования проведены в основном для плоских дозвуковых течений с небольшими градиентами скорости основного потока [4—7].

В данной работе приведены экспериментальные данные о влиянии сильного ускорения осесимметричного течения на эффективность тепловой завесы. Завеса образована вдувом воздуха вдоль поверхности сверхзвукового осесимметричного сопла через кольцевую щель высотой 2,7 мм, расположенную на входе в сопло.

Эксперименты проведены на аэродинамической трубе непрерывного действия, имеющей следующие основные части: входной конический диффузор, форкамера с выравнивающими сетками, конфузор, камера подачи вдуваемого газа, рабочий участок, выходной цилиндрический канал, шумоглушитель.

Рабочий участок — сверхзвуковое коническое сопло из текстолита. В приведенных экспериментах использовались два сопла, имеющие одинаковую геометрию сверхзвуковой и околокритической части. Дозвуковая часть сопел отличается полууглами конической области, равными 30 и 60°. Это позволяет создать разные ускорения потока, соответствующие максимальным значениям градиента скорости  $2,2 \cdot 10^4$  и  $4,2 \cdot 10^4$  с<sup>-1</sup>. На фиг. 1 приведена схема одного из сопел и даются его основные геометрические размеры (в миллиметрах). Расчетное число Маха на выходе сопла равно 3, 4. Вдоль сопла по одной его образующей заодно с внутренней поверхностью заделаны нихром-константановые термопары, изготовленные из проволоки диаметром 0,2 мм. В тех же сечениях, где установлены термопары, имеются отверстия диаметром 0,4 мм для измерения статического давления на стенке. Сверления в различных сечениях расположены на разных образующих сопла.

В описываемых экспериментах с помощью термопар измерялась температура торможения основного и вторичного потоков, определялась температура газа на стенке вдоль сопла при наличии и отсутствии завесы. Электродвижущая сила термопар измерялась потенциометром типа Р-348 класса 0,002 и электронным цифровым ампервольтметром Ф-30. На входе в сопло



Ф и г. 1

измерялось полное давление и скорость потока. Динамический напор фиксировался дифференциальным манометром типа ДТ-50. Полное давление измерялось образцовым манометром. Статическое давление на стенке вдоль сопла фиксировалось групповым регистрирующим манометром ГРМ-2 класса 0,5, а в области малых давлений и разрежения — образцовыми манометрами и вакуумметрами. Поле скоростей основного и вторичного потоков в сечении щели измерялось трубкой полного напора высотой 0,36 мм. Расход вдуваемого воздуха определялся по тарированной расходомерной шайбе.

Воздух основного потока подавался в рабочий участок из системы с давлением до 20 ат. Расход воздуха составлял 0,3—1,0 кг/с. Скорость на входе в сопло 14—15 м/с, давление торможения  $p_0 = 5 \cdot 10^5$ — $15 \cdot 10^5$  Н/м<sup>2</sup>. Температура торможения основного потока изменялась от 20 до 35°C. Вдуваемый воздух нагревался электронагревателями до 80—100°C. Отношение массовых скоростей основного и вторичного потоков  $m = \rho_s w_s / \rho_0 w_0$  в экспериментах изменялось от 0,05 до 0,30 ( $\rho_0$ ,  $w_0$  и  $\rho_s$ ,  $w_s$  — скорость и плотность основного и вторичного потоков в сечении среза щели).

Эксперименты начинались с исследования динамики течения во входной части сопла. Показана равномерность поля скоростей основного и вторичного потоков и наличие на входе в сопло развитого турбулентного течения. Толщина пограничного слоя основного потока в сечении щели ~ 3 мм, а вторичного потока — 0,5 мм. Далее было измерено распределение статического давления на стенке вдоль каждого сопла. Измерения проводились в экспериментах со вдувом воздуха через щель и при отсутствии вдува. Оказалось, что щелевой вдув практически не влияет на распределение статического давления на стенке во всей исследуемой области изменения относительного параметра вдува ( $m < 0,30$ ). Опытные данные хорошо соответствуют расчету для одномерного изэнтропического течения. Затем было проведено исследование динамического влияния вдува на распределение адиабатической температуры газа на стенке вдоль сопла. Для этого подавался воздух, имеющих в сечении щели адиабатическую температуру торможения на стенке, равную температуре торможения основного потока. Эксперименты показали независимость адиабатической температуры на стенке от изоэнергетического щелевого вдува. Опытные данные с точностью до 1% соответствуют расчету по формуле

$$T_w^* / T_0 = \left( 1 + r \frac{k-1}{2} M^2 \right) / \left( 1 + \frac{k-1}{2} M^2 \right)$$

с коэффициентом восстановления  $r = 0,9$  ( $T_0$  — температура торможения газа в ядре основного потока,  $M$  — число Маха). Таким образом, проведенные эксперименты (при  $m < 0,3$ ) показали отсутствие динамического влияния щелевого вдува на параметры основного потока на стенке.

Для нахождения влияния ускорения основного потока на эффективность газовой завесы сравнивались экспериментальные данные в соплах при различных градиентах скорости потока с данными по эффективности завесы при безградиентном течении. Последние получены в цилиндрическом канале из текстолита диаметром 80 мм при той же геометрии щели. В этих экспериментах  $m = 0,1$ — $0,6$ ,  $w_0 = 25$ — $80$  м/с. Опытные данные в цилиндре хорошо обобщаются зависимостью, полученной в работе [8] для безградиентного течения,

$$(1) \quad \Theta = \left[ 1 + 0,25 \frac{\text{Re}_{\Delta x}}{\text{Re}_s^{1,25}} \left( \frac{\mu_0}{\mu_s} \right)^{1,25} \right]^{-0,8},$$

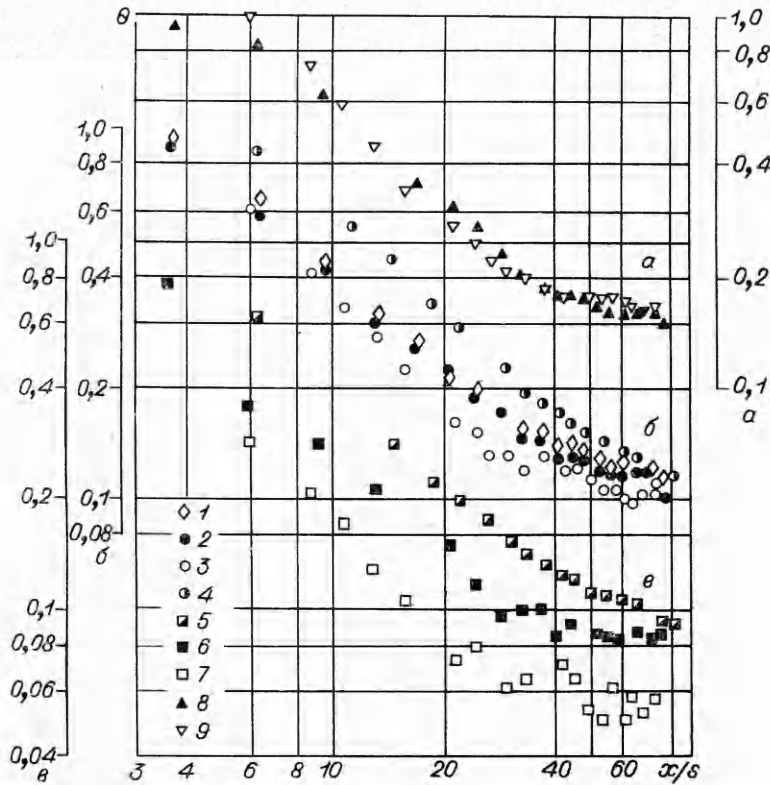
где  $\text{Re}_{\Delta x} = \rho_0 w_0 \Delta x / \mu_0$ ;  $\text{Re}_s = \rho_s w_s s / \mu_s$ ;  $\Delta x = x - x_0$ ;

$\mu_0$  и  $\mu_s$  — вязкость основного и вдуваемого газа при их температурах торможения;  $s$  — высота щели;  $x_0$  — длина начального участка — расстояния вдоль стенки вниз по потоку от среза щели, на котором эффективность завесы равна единице. Определение эффективности завесы, данное в виде [8]

$$(2) \quad \Theta = (T_w^* - T_w) / (T_w^* - T_w)_1,$$

применимо к любым течениям основного потока. Здесь  $T_w$  и  $T_w^*$  — температура газа на адиабатической стенке при наличии и отсутствии завесы соответственно; индекс 1 означает, что указанные значения температур взяты в сечении среза щели. Экспериментальные данные по эффективности завесы в двух соплах с разными углами сужения и в цилиндре обрабатывались по формуле (2). Оказалось, что в любом из трех рабочих участков расслоение опытных данных происходит в зависимости от относительной массовой скорости вдува  $m$ , причем эффективность растет с увеличением  $m$ . Сравнивая опытные данные в различных рабочих участках при одинаковых значениях  $m$ , можно выяснить, как ускорение потока влияет на эффективность газовой завесы.

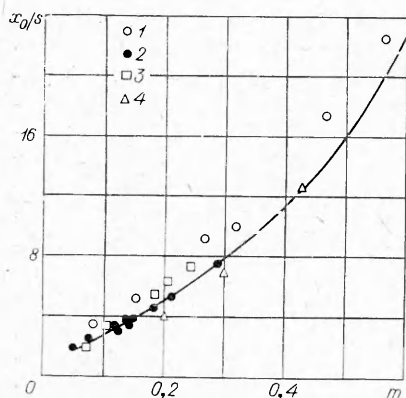
На фиг. 2 представлены некоторые данные опытов по эффективности газовой завесы в соплах и цилиндре, причем опыты каждой из групп *a*, *b*, *c* имеют близкие значения  $m$ . Эффективность завесы  $\Theta$  дана в зависимости от относительного расстояния  $x/s$ , где  $x$  отсчитывается по образующей от среза щели. Некоторые закономерности изменения  $\Theta$  вдоль поверхности можно показать на примере опытов *b*, проведенных при  $m = 0,15$ . Из сравнения опытов 1 и 2 в сопле с полууглом дозвуковой конической



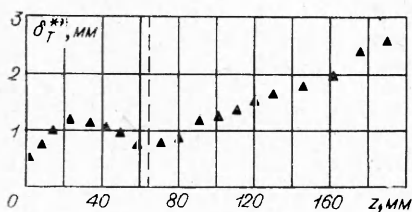
Ф и г. 2

части  $30^\circ$ , проведенных соответственно при  $p_0 = 11,7 \cdot 10^5$  и  $7,2 \cdot 10^5$  Н/м<sup>2</sup>, видно, что для любого  $x/s$  величина  $\Theta$  в дозвуковой части сопла в этих экспериментах практически одинакова. Эта закономерность сохраняется во всей исследуемой области изменения  $p_0$ .

Анализ экспериментальных данных показал, что эффективность газовой завесы снижается при увеличении градиента скорости основного потока. Так, например, при  $m = 0,15$  максимальное снижение эффективности завесы по сравнению с безградиентным течением (опыт 4,  $p_0 =$



Ф и г. 3



Ф и г. 4

на величину начального участка, так как эта величина играет существенную роль при обобщении опытных данных по эффективности завесы. Величина  $x_0$  определялась из экспериментальных данных по методике, предложенной в [9]. Оказалось, что ускорение практически не влияет на длину начального участка. Это подтверждают данные фиг. 3, где представлены значения  $x_0/s$  в зависимости от  $m$  для: 1 — цилиндра, 2 — сопла  $30-6^\circ$ , 3 — сопла  $60-6^\circ$ , 4 — пластины [9]. Наблюдается удовлетворительное соответствие опытов с расчетом для плоской полуограниченной струи по формуле [10]

$$\frac{x_0}{s} = \left[ \frac{\delta_0}{x_0} \pm 0,27 \left( 0,416 + \frac{0,134}{m} \right) \frac{m-1}{m+1} \right]^{-1}.$$

Полученные экспериментальные данные по эффективности газовой завесы позволяют оценить характер изменения толщины потери энергии в соплах с адиабатическими стенками. Из интегрального соотношения энергии на непроницаемой адиабатической поверхности в условиях завесы следует, что [8]

$$(3) \quad \Theta = \frac{(Re_T^{**})_1 D_1}{Re_T^{**} D},$$

ности завесы по сравнению с безградиентным течением (опыт 4,  $p_0 = 1,3 \cdot 10^5$  Н/м<sup>2</sup>) в сопле  $30-6^\circ$  равно 30% (опыт 2,  $p_0 = 7,2 \cdot 10^5$  Н/м<sup>2</sup>), а в сопле  $60-6^\circ-40^\circ$  (опыт 3,  $p_0 = 7,2 \cdot 10^5$  Н/м<sup>2</sup>). Из сравнения опытов а, б, в видно, что с увеличением  $m$  уменьшается влияние градиента скорости течения на эффективность завесы (опыты а: 8 — сопло  $30-6^\circ$ ,  $m = 0,22$ ; 9 — сопло  $60-6^\circ$ ,  $m = 0,21$ , опыты в: 5 — цилиндр,  $m = 0,09$ , 6 — сопло  $30-6^\circ$ ,  $m = 0,07$ , 7 — сопло  $60-6^\circ$ ,  $m = 0,07$ ). Для всех экспериментов в соплах характерен различный характер быстроты падения эффективности завесы в дозвуковой и сверхзвуковой частях. Уменьшение быстроты падения эффективности в сверхзвуковой части сопел может быть объяснено влиянием сжимаемости потока. Таким образом, на основании проведенных экспериментов можно говорить о том, что в дозвуковой части сопла ускорение потока снижает эффективность газовой завесы.

Представляет интерес вопрос о влиянии градиента скорости течения

где  $Re_T^{**}$  — число Рейнольдса, построенное по толщине потери энергии  $\delta_T^{**}$  на адиабатической стенке;  $D$  — текущий диаметр канала; индекс 1 относится к сечению среза щели. Так как при щелевой организации завесы  $(Re_T^{**})_1 = Re_s (\mu_s/\mu_0)$ , то из (3) получается следующее выражение для  $\delta_T^{**}$ :

$$(4) \quad \delta_T^{**} = \frac{ms}{\Theta} \frac{D_1}{D}.$$

На фиг. 4 представлены значения  $\delta_T^{**}$  в сопле с полууглом дозвуковой конической части  $30^\circ$ , вычисленные по экспериментальным данным опыта при  $m = 0,15$  с использованием формулы (4). Штриховой линией отмечено критическое сечение сопла.

Большое практическое значение имеет обобщение опытных данных по эффективности газовой завесы в ускоренных потоках.

Метод расчета эффективности завесы в потоке сжимаемого газа с произвольным распределением скорости на внешней границе турбулентного пограничного слоя изложен в [8]. Для осесимметричного течения в соплах при вдуве охлаждающего газа через щель из (3) получено выражение для эффективности завесы

$$(5) \quad \Theta = \left[ 1 + 0,25 \left( \frac{D_{кр}}{D_0} \right)^{1,25} \frac{Re_{кр}}{Re_s^{1,25}} \left( \frac{\mu_0}{\mu_s} \right)^{1,25} \int_{\bar{x}_0}^{\bar{x}} \Psi_T \Psi_M \left( \frac{\mu_w}{\mu_0} \right)^{0,25} \left( \frac{D_{кр}}{D} \right)^{0,75} d\bar{x} \right]^{-0,8},$$

$$\text{где } \Psi_T = \left( \frac{2}{\sqrt{\psi} + 1} \right)^2, \quad \psi = T_w/T_0; \quad \Psi_M = \left[ \frac{\arctg M \sqrt{r \frac{k-1}{2}}}{M \sqrt{r \frac{k-1}{2}}} \right]^2;$$

$$Re_{кр} = 4G/\mu_0\pi D_{кр}; \quad \bar{x} = x/D_{кр}, \quad \bar{x}_0 = x_0/D_{кр};$$

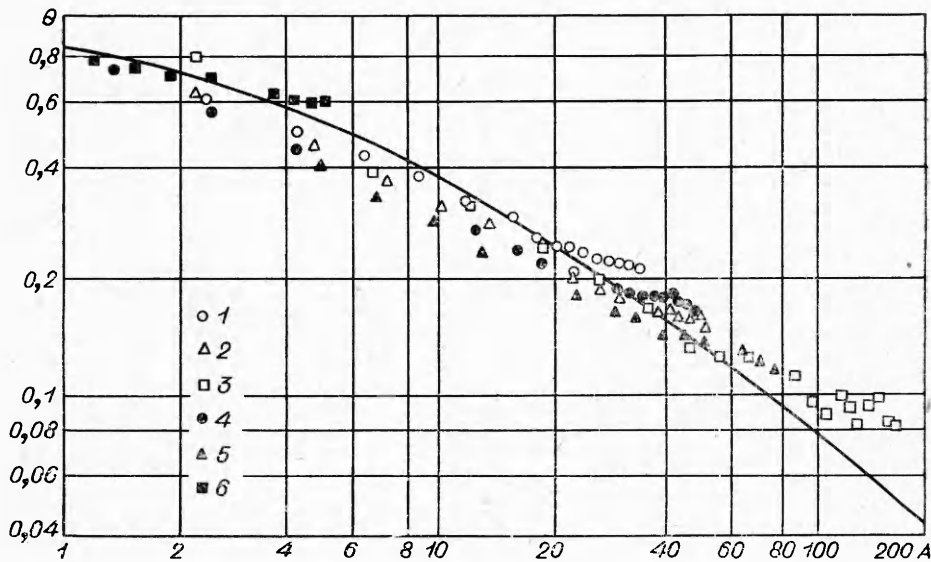
$D_{кр}$  — диаметр критического сечения сопла;  $D_0$  — диаметр сопла в конце начального участка;  $G = \rho w \pi D^2/4 = \text{const}$  — массовый расход основного потока.

Проведенные в соплах эксперименты обрабатывались по формуле (5). Учитывая квазиизотермические условия этих экспериментов, можно принять  $\Psi_T = 1$ ,  $(\mu_w/\mu_0)^{0,25} = 1$ . Обобщение опытных данных проведено с использованием комплекса

$$A = \left( \frac{D_{кр}}{D_0} \right)^{1,25} \frac{Re_{кр}}{Re_s^{1,25}} \left( \frac{\mu_0}{\mu_s} \right)^{1,25} \int_{\bar{x}_0}^{\bar{x}} \Psi_M \left( \frac{D_{кр}}{D} \right)^{0,75} d\bar{x}.$$

На фиг. 5 представлены результаты обобщения некоторых экспериментальных данных в соплах. Опыты в сопле  $30-6^\circ$  (светлые значки) проведены при: 1 —  $m = 0,29$ ; 2 —  $m = 0,22$ ; 3 —  $m = 0,08$ , а опыты в сопле  $60-6^\circ$  (темные значки) — 4 —  $m = 0,21$ ; 5 —  $m = 0,13$ . Здесь же приводятся экспериментальные данные по эффективности завесы в плоском сопле из [7] (точки 6). Кривая на фиг. 5 — расчет по формуле (5). Чтобы выяснить, как эта формула учитывает ускорение и сжимаемость потока, сравним на фиг. 6 расчет эффективности по формуле (5) с расчетом эффективности по формуле (1) для безградиентного течения (сплошная и штриховая линии соответственно).

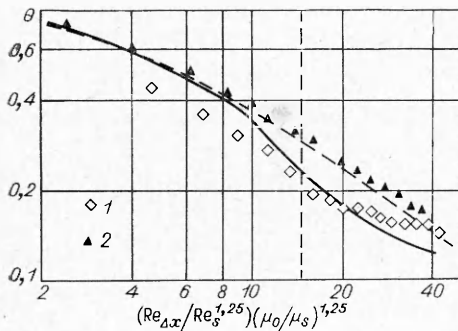
Эти расчеты сопоставляются с данными опыта в сопле  $30-6^\circ$  при  $m = 0,22$  (точки 1), обработанными по входным параметрам основного



Ф и г. 5

потока. Здесь же приведены экспериментальные данные в цилиндре (точки 2). Очевидно, что расчет по формуле (5) лучше отражает характер изменения эффективности в сопле, чем расчет по формуле (1), хотя можно отметить, что формула (5) завышает значения  $\Theta$  в дозвуковой части сопла

и занижает — в сверхзвуковой. Лучше всего расчет по формуле (5) соответствует экспериментальным данным в области критического сечения. В то же время можно отметить, что формула (1) может быть использована для оценки значений  $\Theta$  в соплах, особенно в дозвуковой и сверхзвуковой частях, если в ней  $Re_{\Delta x}$  рассчитывать по входным значениям плотности и скорости основного потока.



Ф и г. 6

Итак, проведенные эксперименты по определению эффективности щелевого вдува при ускоренном осесимметричном течении основного потока дали возможность оценить влияние градиента скорости основного потока на эффективность завесы и подтвердить возможность успешного применения зависимости (5) для обобщения опытных данных по эффективности.

Поступила 4 V 1976

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Себан Р., Бэк Л. Эффективность защиты и теплоотдача в турбулентном пограничном слое при тангенциальном вдуве и переменной скорости основного потока. — «Теплопередача», 1962, т. 84, № 3.
2. Hartnett J. P., Birkebak R. C., Eckert E. R. G. Velocity distributions temperature distributious, effectiveness and heat transfer in cooling of a surface with a pressure

- gradient.— In: International Developments in Heat Transfer. Pt 4. N. Y., 1961, p. 682.
3. Escudier M. P., Whitelaw I. H. The influence of strong adverse pressure gradients on the effectiveness of film cooling.— «Intern. J. of Heat and Mass Transfer», 1968, vol. 11, N 8.
  4. Зысин В. А., Золотогоров М. С., Грановский В. С. Исследование эффективности пленочного охлаждения в условиях отрицательного продольного градиента давления.— «Инж.-физ. журн.», 1972, т. 23, № 6.
  5. Волчков Э. П., Комаров В. П. Турбулентный пограничный слой с газовой завесой.— В кн.: Проблемы теплофизики и физической гидродинамики. Новосибирск, «Наука», 1974.
  6. Барышев Ю. В., Леонтьев А. И., Пейкер Н. К., Рождественский В. И. Влияние продольного градиента давления на эффективность газовой завесы в дозвуковом турбулентном пограничном слое.— «Изв. АН СССР. МЖГ», 1975, № 2.
  7. Nicolas J. J., Izard M. Protection thermique de tuyères supersoniques par film gazeux.— «La recherche aérospatiale», 1971, N 4.
  8. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М., «Энергия», 1972.
  9. Seban R. A. Heat transfer and effectiveness for a turbulent boundary layer with tangential fluid injection.— «Trans. ASME», ser. C, 1970, vol. 82, N 4.
  10. Абрамович Г. Н. Теория турбулентных струй. М., Физматгиз, 1960.

УДК 532.5

## ИССЛЕДОВАНИЕ УСТОЙЧИВОСТИ ПЛОСКОЙ СТРУИ В СРЕДЕ С РЕЛАКСАЦИЕЙ

В. В. Соболев, О. Ю. Цвелодуб

(Новосибирск)

**1. Постановка задачи и основные уравнения.** Рассмотрим устойчивость относительно бесконечно малых возмущений установившегося струйного течения жидкости со следующим уравнением состояния [1, 2]:

$$(1.1) \quad \delta p = c_0^2 \delta \rho + \beta \frac{d}{dt} \delta \rho + \kappa \frac{d^2}{dt^2} \delta \rho,$$

где  $\delta p$  и  $\delta \rho$  — малые возмущения давления и плотности;  $c_0$  — скорость звука в среде;  $\beta$  и  $\kappa$  — коэффициенты релаксационной вязкости и дисперсии. Подробный вывод уравнений для возмущений скорости  $v$  и давления  $p$  приведен в [2, 3]. Если представить возмущенные величины в виде

$$f(x, y, z, t) = f(y) \exp [i\alpha(x-ct) + i\gamma z],$$

где  $f$  — возмущение давления, плотности или компонент скорости;  $x, y, z$  — пространственные координаты;  $\alpha, \gamma$  — волновые числа;  $c$  — скорость ( $c = c_r + ic_i$ ), то уравнения для двумерных возмущений  $v(y)$  и  $p(y)$  имеют вид [3]

$$(1.2) \quad v'' - V'(V-c)Av' - \left( B + \frac{V''}{V-c} - AV'^2 \right) v = 0;$$

$$(1.3) \quad p'' - \frac{2V'}{V-c} p' - Bp = 0,$$

$$A = \frac{M^2(2 + i\alpha\beta M^2(V-c))}{(1 + i\alpha\beta M^2(V-c) - \kappa\alpha^2 M^2(V-c)^2)(M^2(1 + \kappa\alpha^2)(V-c)^2 - i\alpha\beta M^2(V-c) - 1)},$$

$$B = \alpha^2(1 - M^2(V-c)^2 / (1 + i\alpha\beta M^2(V-c) - \kappa\alpha^2 M^2(V-c)^2)),$$