

УДК 532.526.3

ОБ ЭФФЕКТЕ СОВМЕСТНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ ВНЕШНЕЙ
ТУРБУЛЕНТНОСТИ И СИЛЬНОГО УСКОРЕНИЯ НА ПЕРЕХОД
В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ СОПЛА

ДАШЕВСКАЯ С. Г., ХОЛЩЕВНИКОВА Е. К.

Численно изучено влияние внешней турбулентности потока на течение в пограничном слое сопла Лавала с большим расширением сверхзвуковой части. Внешняя турбулентность моделировалась величиной турбулентной вязкости ϵ_e , для которой было использовано дифференциальное уравнение в частных производных, служащее для замыкания системы уравнений пограничного слоя [1-4]. Обнаружено существование такого критического значения ϵ_{cr} , что для всех $\epsilon_e < \epsilon_{cr}$ режим течения в сопле остается полностью ламинарным, а для $\epsilon_e \geq \epsilon_{cr}$ происходит переход от ламинарного режима к турбулентному и пограничный слой в сверхзвуковой части сопла становится турбулентным. Тепловые потоки и потери на трение при сверхкритических значениях ϵ_e примерно на порядок выше, чем при докритических значениях. При увеличении числа Рейнольдса, определенного по параметрам в критическом сечении сопла, величина ϵ_{cr} уменьшается; при смещении координаты начала образования пограничного слоя в направлении потока величина ϵ_{cr} возрастает.

1. Система уравнений турбулентного пограничного слоя. Течение вязкого сжимаемого газа в приближении пограничного слоя может быть описано с помощью следующей системы дифференциальных уравнений для безразмерных параметров:

$$\frac{\partial \rho u r}{\partial x} + \frac{\partial \rho v r}{\partial y} = 0 \quad (1.1)$$

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{r \text{Re}_*} \frac{\partial}{\partial y} \left[\rho (\epsilon + \nu) r \frac{\partial u}{\partial y} \right] \quad (1.2)$$

$$\rho u \frac{\partial H}{\partial x} + \rho v \frac{\partial H}{\partial y} = \frac{1}{r \text{Re}_*} \frac{\partial}{\partial y} \left[\rho \left(\frac{\epsilon}{\text{Pr}_t} + \frac{\nu}{\text{Pr}} \right) r \frac{\partial H}{\partial y} \right] + \frac{K}{r \text{Re}_*} \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \rho \left[\left(1 - \frac{1}{\text{Pr}_t} \right) \epsilon + \left(1 - \frac{1}{\text{Pr}} \right) \nu \right] r \frac{\partial u^2}{\partial y} \right\} \quad (1.3)$$

$$K = \frac{u_*^2}{H_*} = \frac{2M_*^2(k-1)}{2+(k-1)M_*^2}, \quad \frac{\partial p}{\partial y} = 0, \quad M_* = 1 \quad (1.4)$$

$$x = \frac{x^\circ}{R_*^\circ}, \quad y = \frac{y^\circ}{R_*^\circ}, \quad r = \frac{r^\circ}{R_*^\circ}, \quad u = \frac{u^\circ}{u_*^\circ}, \quad v = \frac{v^\circ}{u_*^\circ}, \quad p = \frac{p^\circ}{\rho_*^\circ (u_*^\circ)^2} \quad (1.5)$$

$$H = \frac{H^\circ}{H_*^\circ}, \quad \rho = \frac{\rho^\circ}{\rho_*^\circ}, \quad \nu = \frac{\nu^\circ}{\nu_*^\circ}, \quad \epsilon = \frac{\epsilon^\circ}{\nu_*^\circ}, \quad \text{Re}_* = \frac{u_*^\circ R_*^\circ}{\nu_*^\circ}$$

Здесь градусом помечены размерные величины, звездочкой — параметры в ядре потока в критическом сечении сопла, H — энтальпия торможения, ν — кинематическая вязкость, ϵ — турбулентная вязкость. Остальные обозначения общеприняты.

Для замыкания уравнений, описывающих осредненное движение в турбулентных потоках, будем использовать дифференциальное уравнение турбулентной вязкости в форме [3] с эмпирическими коэффициентами κ , γ , β и α , выбранными в [4]

$$\begin{aligned} \rho u \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + \rho v \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} &= \frac{1}{r \operatorname{Re}_*} \frac{\partial}{\partial y} \left[\rho (\kappa \varepsilon + \nu) r \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right] + \\ &+ \alpha \rho \varepsilon \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| - \frac{\gamma \rho \varepsilon (\beta \varepsilon + \nu)}{y^2} \frac{1}{\operatorname{Re}_*} + \xi \varepsilon u \frac{\partial \rho}{\partial x} \end{aligned} \quad (1.6)$$

$$\begin{aligned} \kappa &= 2, \quad \gamma = 12, \quad \beta = 0,34, \quad \xi = 0,7 \\ \alpha &= 0,28 (\varepsilon/7\nu)^{0,71} \quad (\varepsilon/7\nu \leq 1); \quad \alpha = 0,28 \quad (\varepsilon/7\nu > 1) \end{aligned}$$

Кроме приведенных уравнений для газов следует добавить уравнение состояния и учесть зависимость вязкости от температуры

$$p = \rho RT, \quad \mu/\mu_0 = (T/T_0)^\omega, \quad \omega = 0,7 \quad (1.7)$$

Уравнения (1.1)–(1.6) записаны в криволинейной ортогональной системе координат, где x отсчитывается от входа в сопло вдоль его стенки, y – по нормали к ней, r – расстояние от оси симметрии до рассматриваемой точки внутри пограничного слоя. Координаты r и y связаны соотношением $r = r_w - y \cos \alpha$, где r_w – радиус стенки сопла, α – угол между касательной к стенке и осью симметрии.

Для решения приведенной системы уравнений в начальном сечении сопла должны быть заданы профили $u(y)$, $H(y)$ и $\varepsilon(y)$. В качестве граничных условий используются следующие:

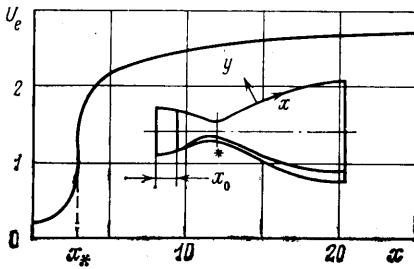
$$\begin{aligned} u_w = v_w = 0, \quad H_w = \text{const}, \quad \varepsilon_w = 0 \quad (y=0) \\ u_\infty = U_e, \quad \varepsilon_\infty = \varepsilon_e, \quad H_\infty = 1 \quad (y \rightarrow \infty) \end{aligned} \quad (1.8)$$

Изменение скорости внешнего течения U_e вдоль стенки сопла определяется из решения уравнений, описывающих невязкое течение в ядре потока. При проведении расчетов значение турбулентного числа Прандтля Pr_t считалось постоянным и равным 0,87.

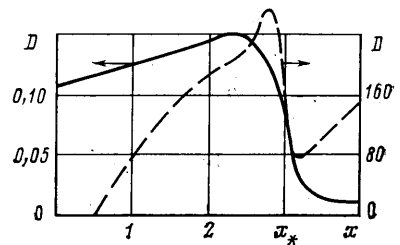
Система уравнений (1.1)–(1.7) с граничными условиями (1.8) решалась численно с помощью монотонной неявной конечно-разностной схемы и с использованием итерационного процесса (см., например, [5]). Расчеты проводились на ЭВМ БЭСМ-6. Время расчета одного варианта составляло около 1 ч.

2. Анализ результатов расчетов. Сопло, использованное в качестве модельного объекта, схематично показано на фиг. 1. Здесь же дано распределение безразмерной скорости U_e на внешней границе пограничного слоя сопла, которое содержит участок резкого ускорения в районе критического сечения. Для изучения воздействия уровня внешней турбулентности ε_e на характер течения газа в сопле параметр ε_e изменялся в расчетах от 0 до 3.

Расчеты показали, что при малой интенсивности турбулентности вплоть до некоторого критического значения ε_{cr} режим течения в сопле остается чисто ламинарным. Начиная со значения ε_{cr} наблюдается переход от ламинарного режима течения к турбулентному и чем выше турбулентная вязкость ε_e , тем раньше начинается переход. При этом в рассмотренном случае переход к турбулентному режиму происходит только в дозвуковой части сопла, т. е. если до критического сечения перехода не произошло, режим течения в сверхзвуковой части сопла остается полностью ламинарным. Заметим, что режим течения определялся по характеру зависимости коэффициента трения c_f от x . При ламинарном режиме кривые c_f близки к кривой, полученной в случае $\varepsilon_e = 0$. В течениях с переходом от ламинарного режима к турбулентному в некотором сечении



Фиг. 1



Фиг. 2

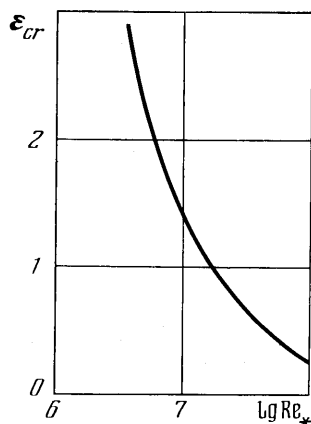
сопла наблюдается резкое увеличение c_f и его выход на новый уровень; значения c_f при ламинарном и турбулентном режимах течения могут различаться на порядок.

Описанное явление связано с эффектом ламинаризации течения в области больших отрицательных градиентов давления. Наличие ламинаризации течения подтверждается изменением величины отношения среднего по сечению значения турбулентной вязкости $\langle \epsilon \rangle$ к среднему по сечению значению кинематической вязкости $\langle \nu \rangle$. Будем в дальнейшем называть величину $\langle \epsilon \rangle / \langle \nu \rangle$ уровнем возмущений и обозначать ее D . Распределение D по длине сопла при докритическом ($\epsilon_e < \epsilon_{cr}$) и сверхкритическом ($\epsilon_e > \epsilon_{cr}$) значениях внешней турбулентной вязкости показано на фиг. 2. Для выбранного модельного сопла $\epsilon_{cr} \approx 0,2$. Расчет проведен при значении характерного числа Рейнольдса $Re_* = (\rho_* u_* R_*) / \mu_* = 1,4 \cdot 10^7$, число Re_* определено по параметрам в критическом сечении сопла. Сплошная кривая соответствует $\epsilon_e = 0,15$, а штриховая — $\epsilon_e = 0,5$. Величина D значительно уменьшается в зоне резкого ускорения; при $\epsilon_e < \epsilon_{cr}$ она мала всюду в сверхзвуковой части сопла, а в случае $\epsilon_e > \epsilon_{cr}$ начинает возрастать после входа потока в область умеренных отрицательных градиентов давления. Итак, в первом случае происходит полная ламинаризация течения, а во втором — локальная ламинаризация в окрестности критического сечения. Таким образом, режим течения в сопле может определяться интенсивностью турбулентности в камере сгорания, предшествующей соплу.

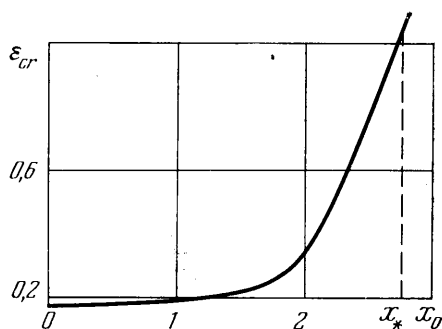
Вывод о существовании критического значения ϵ_{cr} косвенно подтверждается экспериментальными данными работы [6], в которой показано, что при низком уровне пульсаций основного потока и сильном его ускорении происходит не затягивание перехода, а полная ламинаризация течения.

Основным параметром, характеризующим вязкие эффекты в сопле, является число Re_* . Координату x_0 условного начала образования пограничного слоя (см. фиг. 1), отсчитываемую вдоль оси симметрии сопла, также можно считать параметром, влияющим на формирование пограничного слоя. Это связано с тем, что дозвуковая часть сопла может служить камерой сгорания или примыкать к ней, вследствие чего в этой части сопла могут идти процессы смешения, горения или догорания, вдува через стенки и другие процессы, разрушающие пограничный слой. Влияние параметров Re_* и x_0 на критическое значение турбулентной вязкости ϵ_{cr} представлено на фиг. 3 и 4. При проведении расчетов, результаты которых показаны на фиг. 2 и 3, предполагалось, что пограничный слой развивается, начиная от входа в сопло ($x_0 = 0$) и от критического сечения сопла ($x_0 = x_*$) соответственно.

Зависимости, приведенные на фиг. 3 и 4, могут быть объяснены следующим образом. С увеличением Re_* зона перехода от ламинарного режима течения к турбулентному смещается в сторону входа в сопло, поэтому течение может оставаться всюду ламинарным только при очень низких значениях ϵ_e , когда процесс перехода затягивается, т. е. ϵ_e .



Фиг. 3



Фиг. 4

уменьшается с ростом Re_* . С другой стороны, чем больше x_0 , тем тоньше пограничный слой при любом $x > x_0$ и тем он устойчивее к возмущениям (пограничный слой вначале всегда ламинарный), поэтому нужны большие ϵ_e , чтобы произошел переход от ламинарного режима к турбулентному, т. е. ϵ_{cr} увеличивается при увеличении x_0 . Особенно заметен этот эффект при приближении x_0 к критическому сечению ($x_0 = x_*$ на фиг. 4), так как в этой области ламинаризация течения, о которой было сказано выше, проявляется наиболее сильно. Расчетная кривая на фиг. 4 получена при $\text{Re}_* = 1,4 \cdot 10^7$. Кривые на фиг. 3 и 4 разграничивают области параметров, соответствующие разным режимам течения в сопле: области под кривыми соответствуют ламинарному режиму течения во всем сопле, области над кривыми — турбулентному режиму течения в сверхзвуковой части сопла. Ламинаризация течения оказывает существенное влияние на тепловые потоки и потери на трение в сопле: указанные характеристики сопла возрастают примерно на порядок при изменении режима течения от ламинарного во всем сопле к турбулентному в сверхзвуковой его части.

Авторы выражают признательность Л. В. Гогишу за участие в обсуждении полученных результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Nee V. W., Kovaszny L. S. G. Simple phenomenological theory of turbulent shear flows. — Phys. Fluids, 1969, v. 12, № 3, p. 473–484.
2. Секундов А. Н. Применение дифференциального уравнения для турбулентной вязкости к анализу плоских неавтомоделных течений. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1971, № 5, с. 114–127.
3. Абрамович Г. Н., Крашенинников С. Ю., Секундов А. Н. Турбулентные течения при воздействии объемных сил и неавтомоделности. М.: Машиностроение, 1975, 94 с.
4. Холщевникова Е. К. Исследование развитого течения несжимаемой проводящей жидкости в круглой трубе с помощью уравнения для турбулентной вязкости. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1975, № 5, с. 60–69.
5. Самарский А. А. Введение в теорию разностных схем. М.: Наука, 1971, 552 с.
6. Блэр. Влияние турбулентности невозмущенного потока на переход в пограничном слое при положительных градиентах давления. — Тр. амер. о-ва инж.-мех. Энергетические машины и установки, 1982, т. 104, № 4, с. 23–31.

Москва

Поступила в редакцию
18.II.1985