УДК 536.46 (575.2) (04)

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СМЕШЕНИЯ НЕЗАКРУЧЕННОЙ ПРИСТЕНОЧНОЙ СТРУИ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ КАНАЛЕ

А.Ы. Курбаналиев – канд. физ.-мат. наук

The paper presents numerinal modeling results wall jet propagation in a cylindrical channel. The calculation procedure employs a two-equation tubulence model, so that calculations are compared with measurements of turbulence energy as well as mean axial velocity. The comparisons presented in this work show that the results obtained with the present procedures are in good agreement with experimental measurements but that a little bit deficiences still remain.

Математическое моделирование процессов, протекающих в камерах сгорания газотурбинных двигателей, промышленных топочных устройствах и других энергетических установках, относится к быстро развивающейся области знаний. Это связано с появлением быстродействующих компьютеров, а также разработкой эффективных методов численного решения, получающихся при таком моделировании уравнений.

В настоящей работе рассматривается математическое моделирование турбулентного смешения пристеночной незакрученной струи в цилиндрическом канале. Адекватность принятой математической модели и достоверность полученных численных результатов сравниваются с соответствующими экспериментальными данными работы [1].

Представленные результаты в основном являются первичными и требуют дальнейшего детального анализа, тем не менее они могут быть важными для моделирования гидродинамики в соответствующих камерах сгорания энергетических установок.

Для математического описания рассматриваемого класса течений в качестве зависимых переменных выбирались осевая скорость u, радиальная скорость v, кинетическая энергия турбулентности k и скорость ее диссипации ε. Уравнения неразрывности импульса, кинетической энергии турбулентности и скорости ее диссипации при использовании предположения о существовании коэффициента турбулентного обмена в цилиндрических координатах сводятся к следующей форме:

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[r\left[\rho v\phi-\Gamma_\phi\frac{\partial\phi}{\partial r}\right]\right]+\frac{\partial}{\partial x}\left[\rho u\phi-\Gamma_\phi\frac{\partial\phi}{\partial x}\right]=S_\phi \quad (1)$$

где ϕ – зависимая переменная; значения Γ_ϕ и S_ϕ приведены в табл. 1:

$$G_k=\mu_t\left\{2\left[\frac{\partial u}{\partial x}\right]^2+2\left[\frac{\partial v}{\partial r}\right]^2+2\left[\frac{v}{r}\right]^2+\left[\frac{\partial u}{\partial r}+\frac{\partial v}{\partial x}\right]^2\right\}$$

$$\mu_t=\rho C_\mu\frac{k^2}{\varepsilon};\qquad \mu_{eff}=\mu_t+\mu;$$

Использование осредненных по времени уравнений и гипотезы об эффективной вязкости (табл. 1) требует уравнений для турбулентной кинетической энергии и скорости ее диссипации, которые и составляют модель турбулентности.

Значения констант в уравнениях, описывающих используемую модель турбулентности, приведены в табл. 2 (для всех расчетов они не изменялись).

Таблица 1

Значения Γ_ϕ и S_ϕ

ϕ	Γ_ϕ	S_ϕ
u	μ_{eff}	$\frac{\partial}{\partial x}\left(\mu_{eff}\frac{\partial u}{\partial x}\right)+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(\mu_{eff} r\frac{\partial v}{\partial x}\right)-\frac{\partial p}{\partial x}$
v	μ_{eff}	$\frac{\partial}{\partial x}\left(\mu_{eff}\frac{\partial u}{\partial r}\right)+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(\mu_{eff} r\frac{\partial v}{\partial r}\right)-\frac{2\mu_{eff}}{r^2}v-\frac{\partial p}{\partial x}$
k	$\frac{\mu_{eff}}{\sigma_k}$	$G_k-\rho\varepsilon$
ε	$\frac{\mu_{eff}}{\sigma_\varepsilon}$	$\frac{\varepsilon}{k}\left(C_1 G_k - C_2\rho\varepsilon\right)$

Таблица 2

Константы применяемой модели турбулентности

Константа	Значение
C_1	1,44
C_2	1,92
C_D	0,09
K	0,42
E	8,8

$\sigma_\varepsilon = 1{,}22;\quad \sigma_k = 0{,}9$

При численном решении эллиптической системы уравнения (1), описывающего течения с зонами рециркуляциии, необходимо задать граничные условия на всех границах расчетной области. Осесимметричность расчетной области дает граничное условие вида $\partial\phi/\partial r$ для оси симметрии. На входе в расчетную область по возможности использовались экспериментальные данные. Начальный профиль кинетической энергии турбулентности определяется по интенсивности турбулентности, а скорость ее диссипации вычисляется по следующему равновесному соотношению: $\varepsilon = C_D k^{3/2}/(0{,}03L)$.

На выходе из цилиндрической камеры осевые градиенты всех зависимых переменных полагались равными нулю (мягкие граничные условия). Гидродинамические граничные условия на твердых стенках камеры реализовались при помощи аппарата пристеночных функций, позволяющих снести граничные условия непосредственно со стенок в первый от стенки сеточный узел в предположении справедливости логарифмического закона распределения вектора скорости и гипотезы подобия для других величин.

Разностная форма системы уравнений (1) была получена методом контрольных объемов и решена при помощи процедуры SIMPLE [2] .

Настоящий численный расчет проведен на сетке 50×50 с обязательной проверкой расчетной сетки на насыщение. Считалось, что решение сходится, если величина максимального остатка (невязка) была меньше 10^{-4} в любом узле сетки. Оказалось, что после 60 итераций численное решение монотонно сходится. Для удовлетворения вышеуказанного критерия требовалось около 300 итераций.

Сопоставление результатов численных расчетов данной работы и экспериментальных данных [1] по осевой средней скорости для незакрученной пристенной струи показано на рис. 1.

Как видно из рисунка, результаты численных расчетов удовлетворительно согласуются с соответствующими экспериментальными данными, хотя при x = 76 мм и x = 136 мм получена завышенная скорость потока вблизи стенки. Максимальная ошибка (при x = 136 мм) составляет 15–20%.

Профили рассчитанной и измеренной кинетической энергии турбулентности близки, хотя в сечении x = 46 мм около стенки рассчитанная энергия турбулентности значительно уменьшается, а далее вдоль струи перемещение максимума энергии турбулентности к центру канала в расчете медленнее, чем в эксперименте (рис. 2).

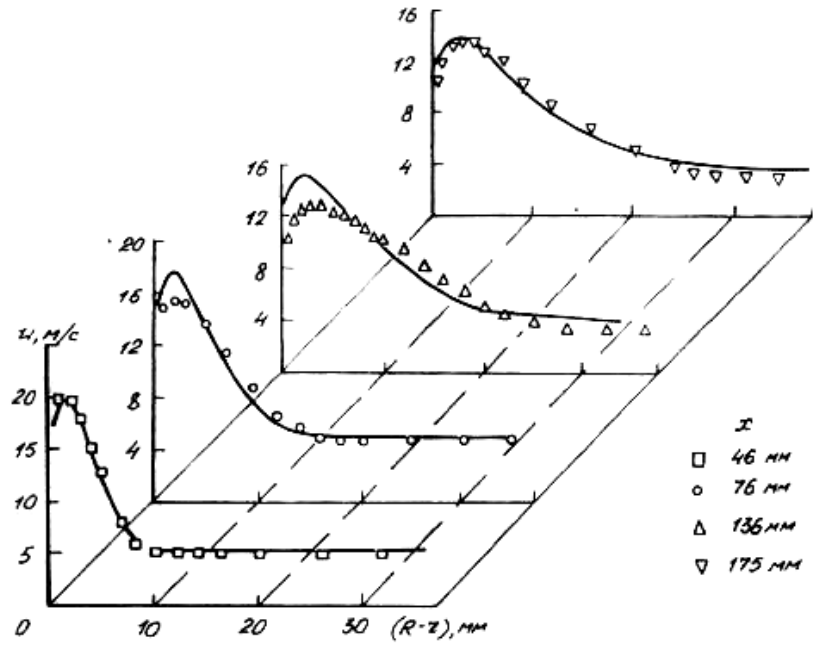


Рис. 1. Радиальные профили осевой скорости.

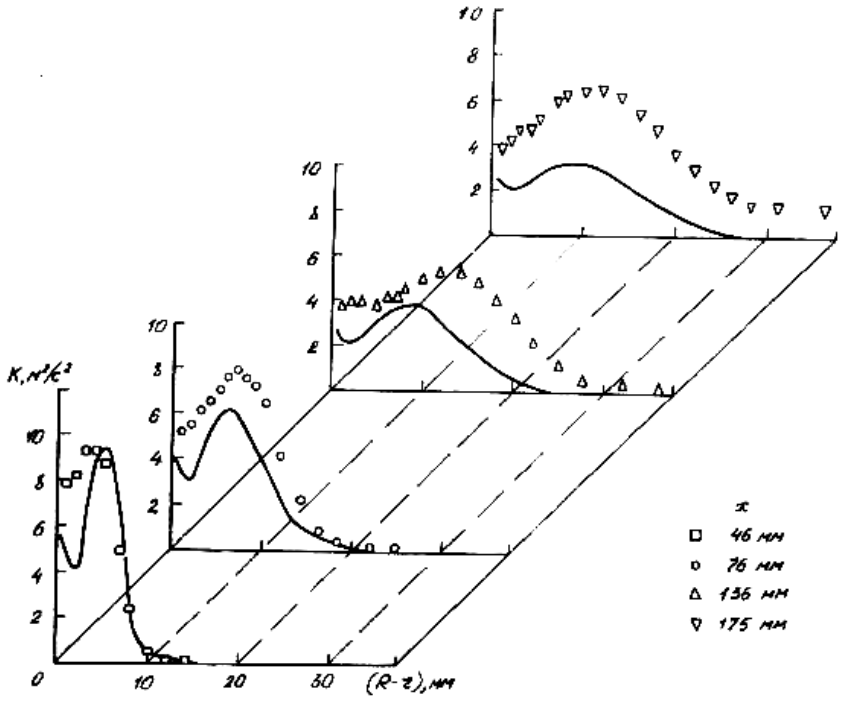


Рис. 2. Радиальные профили кинетической энергии турбулентности.

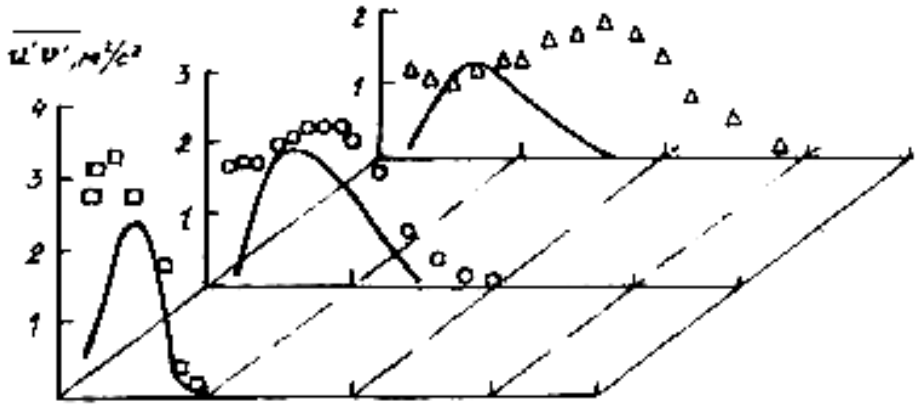


Рис. 3. Радиальные профили турбулентного напряжения сдвига $\overline{u'v'}$.

Эти характерные особенности поведения кинетической энергии в расчете соответствуют распределению средней скорости (рис. 1), градиенты которой имеют решающую роль в генерации турбулентной энергии. Подобное различие обнаруживается и при сопоставлении рассчитанных и измеренных распределений турбулентного напряжения сдвига $\overline{u'v'}$ (рис. 3).

Детальный анализ условий проведения эксперимента показал, что при организации незакрученной периферийной струи существовала возможность появления закрутки слабой интенсивности.

Ввод периферийной струи в кольцевой зазор был радиальным, поэтому небольшое отклонение направления входного течения может привести к появлению тангенциальной компоненты скорости в периферийной струе. Если такая возможность имела место, то все замеченные различия расчетов и эксперимента (рис. 1 и 3) находят объяснение. Вращение потока влияет на генерацию кинетической энергии турбулентности, а вследствие этого возникает более быстрая диффузия импульса из периферийного потока к стенке и центру трубы в связи с увеличением турбулентного напряжения сдвига. Подтверждением этого предположения о существовании слабой закрутки при вводе периферийной струи может быть и распределение статического давления поперек канала, отличающееся от постоянного [1].

Достаточно удовлетворительное совпадение результатов численных расчетов для незакрученной пристеночной струи с соответствующими экспериментальными данными доказывает применимость используемой математической модели и методики расчета для моделирования течений в камерах сгорания различных энергетических установок.

Литература

1. *Волчков Э.П., Спотарь С.Ю., Терехов В.И.* Закрученная пристенная струя в цилиндрическом канале / Институт теплофизики СО АН СССР, Препринт 84-82, 1982.
2. *Патанкар С.* Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. – М.: Энергоатомиздат, 1984.