

## СОПРЯЖЁННЫЙ ТЕПЛОБМЕН ПРИ СВЕРХЗВУКОВОМ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОМ КАНАЛЬНОМ ТЕЧЕНИИ С ГАЗОВЫМИ ЗАВЕСАМИ И ПОРИСТЫМ ОХЛАЖДЕНИЕМ СТЕНОК

### АННОТАЦИЯ

Проведён расчёт сопряжённого теплообмена в канале с комбинированной системой тепловой защиты, сочетающей газовую завесу и внутреннее пористое охлаждение стенок. Исследована модифицированная версия модели турбулентности  $k$ - $\epsilon$ , учитывающая неравновесность процессов генерации и диссипации ТКЭ и обеспечивающая хорошее соответствие расчётных и экспериментальных распределений температур на стенке с газовой завесой в сопряжённой постановке. Показан характер изменения структуры пристенного течения, распределение эффективности охлаждения, коэффициента трения и числа Стантона на секциях стенки с тангенциальной газовой завесой и внутренним пористым охлаждением в сопряжённой постановке. Проведено сравнение решения задачи с адиабатическими граничными условиями на неохлаждаемой стенке и показаны преимущества сопряжённого подхода. Получены двумерные поля динамических характеристик течения и теплообмена в пористых матрицах секционированной стенки канала в сопряжённой постановке. Достоверность результатов подтверждается сопоставлением с имеющимися экспериментальными данными, полученными в лаборатории кафедры Э-3 МГТУ им. Н.Э.Баумана.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Повышение эффективности существующих систем тепловой защиты возможно при комбинации внутреннего и завесного охлаждения стенок. На кафедре Э-3 МГТУ им. Н.Э.Баумана [1] предложено секционированное расположение пористых секций с непроницаемой границей со стороны основного потока и вдувом охладителя в основной поток через тангенциальные проницаемые уступы (рис.1). Непроницаемое покрытие на границе с основным потоком воспринимает не только конвективную, но и лучистую составляющие теплового потока. Мелкий масштаб вихрей и дискретно-струйная природа течения при «пористом вдуве» снижают турбулентность и затрудняют процесс смешения и разрушения завесы. Эффективность охлаждения также растёт за счёт роста скорости фильтрации и скорости формируемой тангенциальной «пористой вдувом» газовой завесы, вследствие подогрева охладителя в пористых матрицах.

В известных исследованиях завесного охлаждения недостаточно внимания уделено рассмотрению сопряжённого теплообмена. В данной работе ставится задача численного моделирования процессов локального теплообмена и газовой динамики в сопряжённой постановке при сверхзвуковом канальном течении (рис. 1), с верификацией результатов расчёта по данным эксперимента.



Рис.1. Схематический вид экспериментального канала. Условия на входе:  $T^* = 1773$  К,  $M = 1.22$ ,  $U = 990$  м/с. Высоты ступенек:  $S_1 = 2.6$ ,  $S_2 = 1.3$  мм

### 2. РАСЧЁТНАЯ МОДЕЛЬ

#### 2.1. Течение и теплообмен в основном канале

Течение газа описывается хорошо известной системой дифференциальных уравнений неразрывности, движения Навье-Стокса и энергии, осреднённых по Фавру с учётом ТКЭ потока.

Из многочисленных подходов к расчёту ТКЭ в инженерных расчётах активно используются различные модификации модели турбулентности  $k$ - $\epsilon$ , три из которых рассматриваются в данной работе:

I. – стандартная версия модели  $k$ - $\epsilon$ :

$$\frac{\partial(\rho u_j k)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P - \rho \epsilon; \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho u_j \epsilon)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] + C_{\epsilon 1} \frac{\epsilon}{k} P - C_{\epsilon 2} \rho \frac{\epsilon^2}{k} \quad (2)$$

II. – неравновесная модификация модели  $k$ - $\epsilon$  [2], с модифицированным членом продукции в уравнении диссипации (2):

$$\left[ C_{\epsilon 1} \frac{P}{\rho \epsilon} \right] \times \frac{\epsilon}{k} P. \quad (3)$$

III. – двухслойный вариант модели  $k$ - $\epsilon$ , включает те же модельные уравнения (1) и (2) в ядре потока, и  $k$ -1 модель Норриса и Рейнольдса [3] в вязкой зоне пограничного слоя, где  $k$  также рассчитывается по уравнению (1), а  $\epsilon$  задается в виде полуэмпирического распределения:

$$\epsilon = \frac{k^{3/2}}{l_\epsilon}; \quad l_\epsilon = \frac{C_l y}{1 + 5.3 / \text{Re}_y}; \quad \mu_t = \rho \cdot C_\mu \cdot k^{1/2} \cdot l_\mu \quad (4)$$

Сопряжение моделей выполняется в динамическом режиме на внешней границе переходной зоны пограничного слоя при выполнении условия равенства значений турбулентной вязкости.

Применение неравновесной модификации модели турбулентности  $k-\epsilon$  обосновано недостаточной эффективностью известных поправок для учёта сжимаемости и результатами работ [2,4], свидетельствующими о нарушении равновесия между процессами генерации и диссипации турбулентных вихрей в зонах обратных токов и слоях смешения уже на дозвуковых режимах течения. При расчёте сверхзвуковых течений стандартная модель  $k-\epsilon$  не отражает физический механизм процессов генерации и переноса ТКЭ от скачков уплотнения, следствием чего являются завышенные потери трения и тепловые потоки на стенках [5].

Двухслойная модель турбулентности  $k-\epsilon$  выбрана с целью повышения точности расчёта процессов переноса в пристенной зоне пограничного слоя. В отличие от стандартной модели турбулентности  $k-\epsilon$  с пристенными функциями, где первый расчётный узел необходимо располагать вне вязкой и переходной зоны ( $y^+ > 30$ ), двухслойная модель  $k-\epsilon$  позволяет вести расчёт пограничного слоя по всей толщине [6].

Результаты анализа моделей турбулентности, точного разбиения и граничных условий при расчёте сверхзвукового течения в рассматриваемом случае представлены в работе [7].

## 2.2. Течение и теплообмен в пористых матрицах

Расчёт течения в пористой матрице выполнен в двумерной постановке с использованием модифицированного уравнения Дарси, где вязкостный и инерционный коэффициенты  $\alpha$  и  $\beta$  рассчитываются в соответствии с формулами Эргуна.

Расчёт теплообмена внутри пористых матриц производится совместным решением уравнений энергии охладителя и теплопроводности твердого каркаса, с учётом источникового члена объёмной теплоотдачи.

Расчёт объёмного коэффициента теплоотдачи  $\alpha_V$  проведён с использованием зависимостей W.U. Shouhury [8], Е.А. Максимова [9] и С.А. Дружинина [10].

Учёт влияния термодинамических свойств газов проведён с использованием известных подходов [11] по зависимостям четвёртого порядка. При расчёте теплоёмкости и теплопроводности твёрдых

материалов также применяются полиномиальные распределения.

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

### 3.1. Динамическая картина течения

Решение задачи выполнено поэтапно. На I-м этапе выполнен расчёт течения в канале с газовыми завесами при адиабатических граничных условиях [7]. Несопряжённая постановка задачи позволила оценить основные характеристики сверхзвукового течения с газовыми завесами и впоследствии сравнить их с результатами сопряжённого расчёта. На основе расчёта основного потока (рис.2), сделан вывод: полученное решение соответствует современным физическим представлениям.

Подробный анализ течения в области вдува при  $m_1=0.07$  и  $m_2=0.2$  показывает разрушение газовой завесы за первой «пористой щелью» ( $s_1=2.6$  мм) в образующейся зоне обратных токов (рис.3 а), что, однако, приводит к утолщению пограничного слоя над второй пористой ступенькой, за которой наблюдается безотрывное течение газовой завесы (рис.3 б). Статическое давление в прилегающей ко второй ступеньке зоне постоянно, что согласуется с наблюдениями других исследователей [12]. Из распределения статического давления установлено, что в сечениях пористых ступенек расчётные значения давления ниже экспериментальных. Подобные несогласования, при использовании модели турбулентности  $k-\epsilon$ , уже отмечались в работах [13, 14] и являются следствием завышенных значений длины пути смешения и турбулентной вязкости в зонах косых скачков и слоях смешения газовых завес из-за доминирования продукции над диссипацией.

Использование неравновесной модификации модели турбулентности  $k-\epsilon$  (3) позволяет уменьшить отношение генерация/диссипация (рис.4 а,в) и скорректировать расчёт ТКЭ/турбулентной вязкости (рис.4 б,г), более низкие значения которой приводят к сносу вниз по течению и удлинению зоны рециркуляции за первой и выравниванию картины линий тока за второй «пористыми щелями». Использование неравновесной модели турбулентности  $k-\epsilon$  (3) позволяет добиться лучшего соответствия эксперименту значений статического давления в сечениях пористых ступенек.

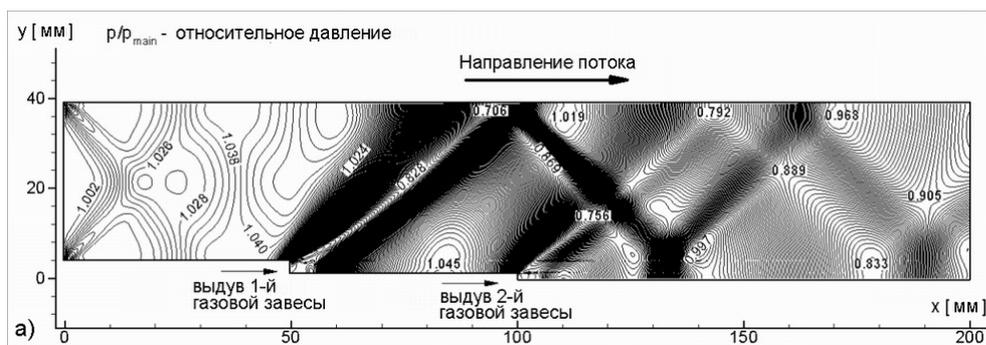


Рис. 2. Результаты расчёта основного потока, контуры давления при  $m_1=0.07$ ;  $m_2=0.20$

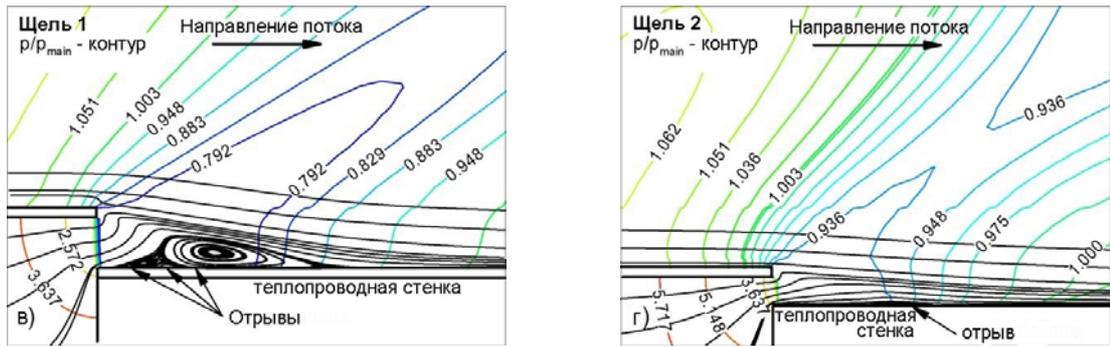


Рис. 3. Течение в области пористых ступенек в области 1-й  $m_1=0.07$  (а) и 2-й  $m_2=0.20$  (б) пористых ступенек

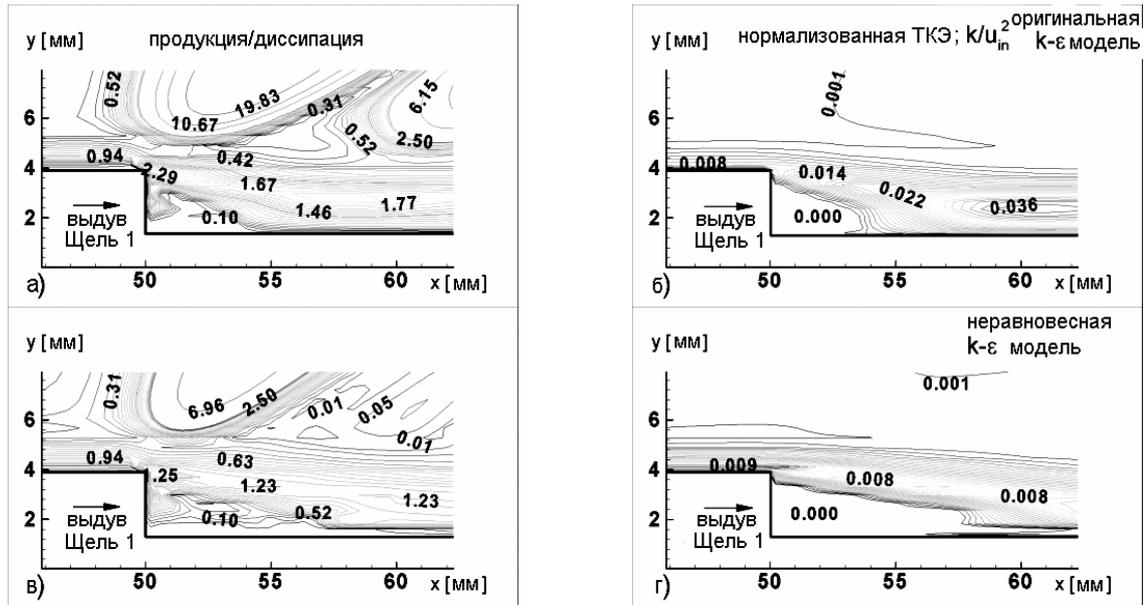


Рис. 4. Распределение ТКЭ (б,г) и отношения генерация/диссипация (а,в) только области 1-й пористой ступеньки: (а) и (б) - при использовании стандартная  $k-\epsilon$  модели; (в) и (г) - при использовании неравновесной  $k-\epsilon$  модели

По сравнению со стандартной моделью  $k-\epsilon$ , двухслойная модификация модели турбулентности  $k-\epsilon$  не использует пристенных функций для замыкания на стенках и позволяет получить более детальную картину течения в областях вдува за первой и второй пористыми ступеньками. Сравнение результатов, при адиабатических граничных условиях на стенках и в сопряжённой постановке показали незначительное влияние неизотермичности на структуру линий тока в околощелевых зонах.

В ходе тестовых расчётов установлено, что отрыва потока удастся избежать при увеличении интенсивности вдува через 1-ю ступеньку с  $m_1=0.07$  до  $m_1=0.28$ .

### 3.2. Сопряжённый теплообмен

Сравнение распределений адиабатической температуры на поверхности 3-й неохлаждаемой секции стенки с газовой завесой (см. рис.1) показывают (рис.5 а), что классическая, двухслойная и неравновесная модели турбулентности  $k-\epsilon$  в несопряжённой постановке неудовлетворительно воспроизводят характер распределения экспериментальной температуры: уровень температур занижен в области вдува газовой завесы и завышен ниже по течению по-

тока. Данные расхождения уже отмечались в работе [15]. Расчётами показано, что неравновесная модификация модели турбулентности  $k-\epsilon$  в несопряжённой постановке приводит к наиболее значительному рассогласованию, занижая значения  $T_w$  на наиболее значительном расстоянии от сечения вдува второй газовой завесы на 3-й секции стенки.

Результаты сопряжённых расчётов (рис.5 а) свидетельствуют о том, что основной причиной завышенной эффективности плёночного охлаждения в околощелевой зоне неохлаждаемой 3-й секции при несопряжённом рассмотрении задачи является пренебрежение кондуктивным теплообменом в стенке. В сопряжённой постановке неравновесной модификации модели  $k-\epsilon$  соответствует наименьшее среднеинтегральное расхождение  $\Delta T$  3-й секции, составляющее  $22^\circ\text{C}$ , по сравнению с экспериментальными значениями температуры стенки, что значительно меньше  $\Delta T=184^\circ\text{C}$  при использовании стандартной модели  $k-\epsilon$ . Сопряжённый расчёт течения и теплообмена в охлаждаемых 1-й и 2-й секциях стенки (рис.5 а) показал, что законы теплообмена в пористых средах [8], [9] и [10] приводят к распределениям температуры идентичного профиля. Из ана-

лиза расчётных данных на рис.5 (а) следует, что лучший результат соответствует закону теплообмена [8] с показателем степени 0.65, полученному на образце сопоставимой толщины 3.17 мм (10 мм в расчёте), с близким значением пористости в 60% (50% в расчёте) и в диапазоне чисел Рейнольдса  $Re_{\beta/\alpha}=0.01\div 5.0$ , соответствующих расчётным  $Re_{\beta/\alpha}=0.01\div 1.67$ .

Как видно из сравнения температуры газовой завесы на рис.5 (а), расчётные и экспериментальные распределения на поверхности охлаждаемых секций при близких значениях тепловых потоков, определяемых средним значением  $T_w$ , разнятся по характеру. При расчёте внутреннего теплообмена с использованием критериальных законов [8], [9] и [10] в пористых матрицах, в окрестности пористых щелей кондуктивный теплообмен в каркасе преобладает над объёмным теплосъёмом, в результате чего максимум температуры стенки наблюдается на кромке пористых ступенек 1-й и 2-й секций (рис.5 а). Анализ экспериментальных данных, напротив, свидетельствуют об интенсивном теплообмене в области пористых щелей, вследствие чего экспериментальная температура на кромках пористых ступенек 1-й и 2-й секций заметно ниже, чем в центральных областях пористых матриц (рис.5 а).

Проведённые расчёты также показали, что учёт кондуктивного теплообмена и переменных тепло-

физических свойств материалов сказывается на температурном состоянии элементов секционированной стенки. Так, при теплопроводности материала  $\lambda=0.02$  Вт/м·К, температура неохлаждаемой 3-й секции в сопряжённом расчёте и расчёте при адиабатическом граничном условии на стенке совпадают, но при увеличении теплопроводности материала стенки до  $\lambda(T)\approx 80$  Вт/м·К (что соответствует теплопроводности графита при рассматриваемом уровне температур) результаты сопряжённого расчёта сильно отличаются за счёт интенсивного кондуктивного переноса теплоты внутри секции (рис.5 а). При этом температура 3-й секции вблизи сечения вдува газовой завесы более чем на 400 К превышает температуру вдуваемого газа и эффективность охлаждения  $\theta$  уже нельзя считать равной единице. При пересчёте значений  $\theta$  по стандартному методу в начальном сечении вдува для рассматриваемого случая  $\theta=0.6$  (рис.5 б), что обусловлено передачей теплоты от стенки к газовому потоку. Ниже по течению, по мере разрушения газовой завесы, теплота начинает передаваться от газового потока к стенке. Таким образом, при сопряжённом рассмотрении задачи наблюдается процесс «рециркуляции» теплового потока в 3-й теплоизолированной секции, что оказывает существенное влияние на её результирующее тепловое состояние.

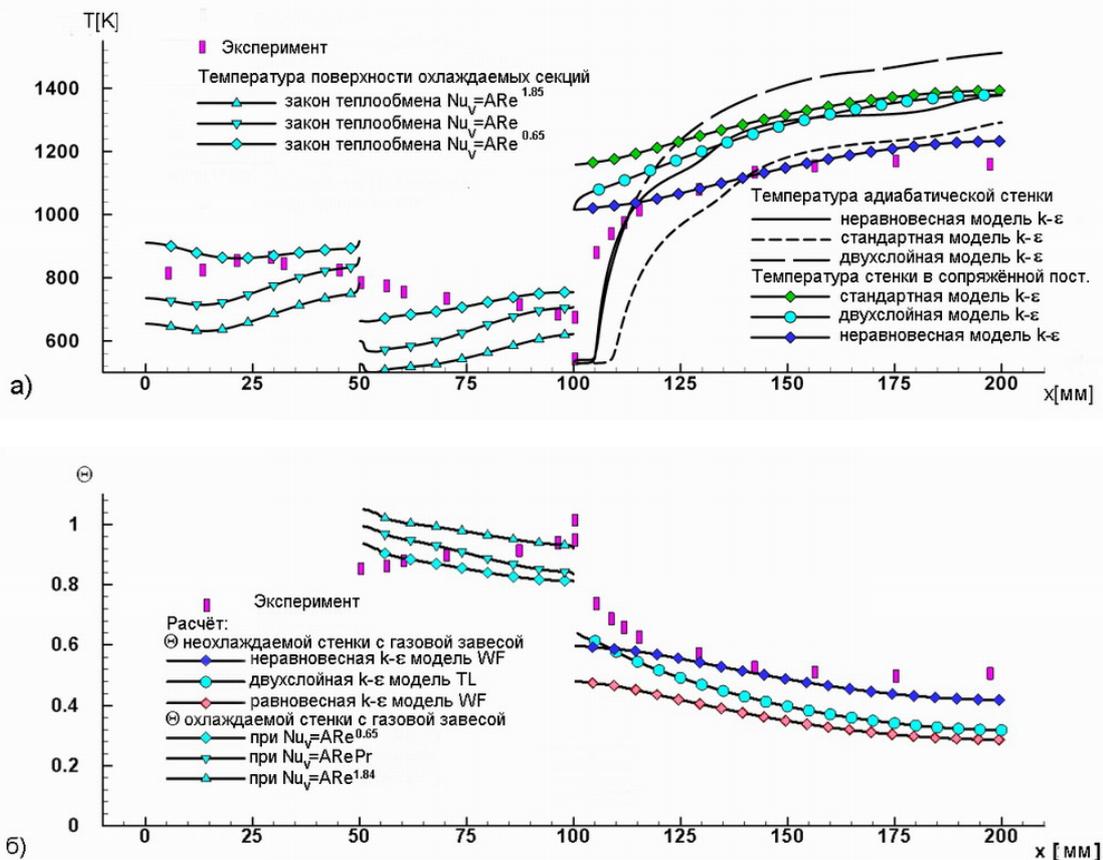


Рис. 5. Распределение температуры поверхности (а) и эффективности охлаждения (б) по длине секционированной стенки

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате численного анализа установлено, что лучшее согласование с экспериментальными данными при расчёте теплоизолированной секции стенки достигнуто с использованием неравновесной модификации модели турбулентности  $k-\varepsilon$ , обеспечивающей разницу расчётной и экспериментальной температуры в 2% (22°C).

Расчёт внутреннего пористого теплообмена и течения в пористых матрицах с использованием двухмерной модели позволил определить тепловые потоки в охлаждаемые секции стенки с точностью 8% и потери давления с точностью 10% в сравнении с экспериментальными значениями.

По результатам анализа краевых условий на поверхности 2-й охлаждаемой и 3-й секций с газовой завесой, при расчёте теплообмена со стенкой, предпочтительно использовать однопараметрическую модель  $k-1$  Норриса и Рейнольдса в рамках двухслойной модели  $k-\varepsilon$ . Использование пристенных функций в условиях отрывного течения на 2-й секции привело к трёхкратной ошибке при расчёте теплового потока в стенку.

На поверхности 1-й охлаждаемой секции без газовой завесы и при безотрывном течении завесы на 3-й секции допустимо использовать обычные пристенные функции стандартной модели турбулентности  $k-\varepsilon$ .

Установлено, что сопряжённый расчёт распределения температуры на поверхности 3-й теплоизолированной секции обеспечивает лучшее согласование с экспериментом, вследствие учёта кондуктивного переноса тепла в стенке и зависимости теплофизических свойств материалов и газов от температуры.

В результате анализа показано, что увеличение расхода охладителя через первую матрицу от  $m_1=0.07$  до  $m_1=0.28$ , при постоянстве  $m_2=0.20$ , позволяет обеспечить безотрывный режим течения первой газовой завесы на 2-й секции стенки, что приводит к снижению более чем в два раза интенсивности косоугольного скачка в области первого уступа и уменьшению значений коэффициента поверхностного трения на стенках с газовыми завесами и числа Стантона ниже по течению от зоны взаимодействия отраженного от верхней стенки косоугольного скачка с завесой на 3-ей секции стенки.

Работа выполнена в соответствии с грантом РФФИ 05-08-33500а.

## УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

$m$	- относительный массовый расход, $= \rho_s u_s / \rho_\infty u_\infty$ ;
$T$	- температура, [K];
$\mu$	- вязкость, [Н·с/м];
Re	- число Рейнольдса;
Nu	- число Нуссельта;
St	- число Стантона;
$\alpha_V$	- объёмный коэфф. теплоотдачи, [Дж/м <sup>3</sup> ·К];
$x, y$	- пространственные координаты, [м];
$l$	- длина пути смешения Прандтля, [м];
$s$	- высота щели, [м];
$k$	- турбулентная кинетическая энергия (ТКЭ);
$\varepsilon$	- скорость диссипации ТКЭ;

$y^+$	- безразмерное расстояние от стенки, $= \rho \cdot y \cdot u_\tau / \mu, (u_\tau = \sqrt{\tau_w / \rho_w})$ ;
$\theta$	- эффективность газовой завесы;
$\varepsilon_p$	- пористость материала стенки;
$d_p$	- характерный диаметр частиц пористого материала, [м];
$\lambda$	- теплопроводность [Вт/м].
Индексы:	
$t$	- турбулентный параметр;
1, 2	- параметр на срезе щелей;
$v$	- осреднённый по объёму параметр;
$w$	- условия на стенке;
<i>main</i>	- параметр во входном сечении канала;
<i>solid</i>	- параметр, относящийся к твёрдому телу;
$f$	- параметр, относящийся к газу;
$s$	- параметр на срезе щели.
Сокращения:	
ТКЭ	- турбулентная кинетическая энергия.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Осипов М.И.** Теплообмен на секционированных стенках с «пористым» и тангенциальным «пористым» вдувом // Газотурбинные и комбинированные установки. XI Всероссийская конференция. М., 2000. 60 с.
2. **Computational Technique for Complex Transport Phenomena** / W.Shyy, S.S.Thakur, H.Ouyang, J.Liu, E.Blosch. - Cambridge: Cambridge University Press, 1997. 320 p.
3. **Norris L.H., Reynolds W.C.** Turbulent channel flow with a moving wavy boundary // Rept. No.FM-10. (Stanford University, Dept. Mech. Eng.) 1975. 20p.
4. **Driver D.M., Seegmiller H.J.** Features of reattachment turbulent shear layer in divergent channel flow // AIAA J. 1985. N. 23. P. 163-171.
5. **Insight in Turbulence Modeling for Crossing-Shock-Wave/Boundary-Layer Interactions** / F.Thivet, D.D.Knight, A.A.Zhel'tovodov, A.I.Maksimov // AIAA Journal. 2001. V.39, N.6. P. 985-995.
6. **Rodi W.** Experience with Two-Layer Models Combining the  $k-\varepsilon$  Model with a One-Equation Model Near the Wall // AIAA-91-0216. 1990. 12 p.
7. **Mixing and film cooling in supersonic duct flows** / V.Schuchkin, M.Osipov, W.Shyy, S.Thakur // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2002. N.45. P. 4451-4461.
8. **Shoudhury W.U., El-Wakil M.M.** Heat transfer in conductive porous media with energy generation // Heat Transfer 1970: Proc. Of the 4th Intern. Conference, 1970. V.7. P. 56-61.
9. **Максимов Е.А., Страдомский М.В.** Некоторые особенности теплообмена в пористых средах // ИФЖ. 1971. Т. 20. № 4. С. 588-591.
10. **Дружинин С.А.** О расчёте внутреннего теплообмена при пористом охлаждении // Теплоэнергетика. 1961. №9. С. 73-77.
11. **Reid R.C., Prausnitz J.M. and Sherwood T.K.** The properties of Gases and Liquids // The Kingsport Press. 1977. 740 p.
12. **Cebeci T., Bradshaw P.** Physical and Computational aspects of Convective Heattransfer. New York: Springer-Verlag, Heat Transfer, 1984. 487 p.
13. **Shyy W., Krishnamutry V.S.** Compressibility effects in modeling complex turbulent flows // Prog. Aerospace Sci. 1997. N.33. P. 587-645.
14. **Numerical investigation of the aerodynamics of the near-slot film cooling** / P.G.Kassimatis, G.C.Bergeles, T.V.Jones and J.W.Chew // Int.J.Num.Meth. Fluids. 2000. V. 32. P. 97-117.
15. **Murray S.B.** A calculation method for convective heat and mass transfer in multiply-slotted film-cooling applications // Report: DRES-TP-507, Defense Research Establishment Suffield, Ralston (Alberta), 1980. 90 p.