

УДК 54.04; 544.45

ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ПРОИЗВОДСТВА ЭНТРОПИИ В ТУРБУЛЕНТНОМ ДИФфуЗИОННОМ ПЛАМЕНИ

Ф. Бурас^{*,**}, Ф. Халди^{*}^{*} Университет г. Батна, Батна, Алжир^{**} Университет г. Эль-Уэд, Эль-Уэд, Алжир

E-mails: f.bouras@hotmail.fr, fouadkhaldi@gmail.com

С использованием численных методов исследованы необратимые процессы, сопровождающие процесс горения. Проведено сравнение результатов численного анализа и экспериментальных данных. С использованием пакета Fluent на основе ($k-\varepsilon$)-модели турбулентности и двухстадийной модели химической реакции исследуется процесс диффузионного горения в стандартной горелке. Изучено влияние вязкости, теплопереноса, диффузии компонентов смеси и химической реакции на производство энтропии. Установлено, что основной вклад в производство энтропии вносят химическая реакция и теплоперенос, поступление в камеру сгорания предварительно нагретого воздуха препятствует протеканию термодинамически необратимых процессов.

Ключевые слова: производство энтропии, турбулентный режим горения, необратимый термодинамический процесс, численные методы гидродинамики.

DOI: 10.15372/PMTF20160104

Введение. Анализ эксплуатационных характеристик энергетических установок проводится с целью оптимизации режимов их работы. Узлами энергетических установок, работающими наименее эффективно, являются системы сгорания топлива (бойлеры в паровых турбинах и камеры сгорания в газовых турбинах) [1–6]. Анализ эксплуатационных характеристик энергетических установок проводится с использованием эксергетического метода, позволяющего непосредственно измерить все термодинамические характеристики необратимых процессов в системах сгорания. С помощью эксергетического метода измеряются параметры потока на входе в камеру сгорания и на выходе из нее. На основе результатов этих измерений оценивается эксергия системы в предположении, что горючая смесь в камере сгорания состоит из однородных компонентов, а термодинамические процессы являются равновесными и протекают при постоянных температуре и давлении [7–9].

Для улучшения эффективности работы систем сгорания необходимо определить физические и химические процессы, обеспечивающие термодинамическую необратимость. Для этого необходимо вычислить вклад различных механизмов в производство энтропии [10, 11]. Для вычисления локального производства энтропии используются уравнения скорости, температуры и концентрации компонентов смеси [12–14]. В [8] приведен обзор работ, в которых вычисляется энтропия в процессах горения различного типа и исследуются различные виды топлива (жидкие, газообразные, твердые), конфигурации камер

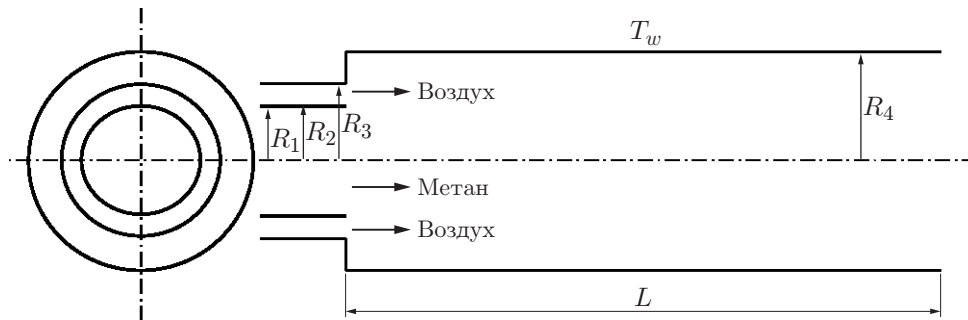


Рис. 1. Схема горелки

сгорания (замкнутые и незамкнутые), типы горения (с предварительным перемешиванием и без перемешивания), режимы горения (ламинарные и турбулентные). Ламинарный режим горения изучался в работах [8, 15–18]. Установлено, что вклад в производство энтропии тепловой диффузии, химической реакции, диффузии вещества и диссипации энергии вследствие наличия вязкости уменьшается в порядке перечисления этих процессов.

Несмотря на то что турбулентный режим горения имеет место во многих камерах сгорания, существует небольшое количество работ, посвященных исследованию этого режима. В работах [19, 20] при изучении турбулентного режима горения с учетом химических реакций используются стандартная $(k-\varepsilon)$ -модель и одно- или двухстадийная модель химической реакции. В [21] численно анализировался вклад в производство энтропии только теплопереноса и вязкости. Установлено, что теплоперенос вносит больший вклад в производство энтропии, чем вязкость. В [22, 23] проведен анализ влияния на производство энтропии основного потока и турбулентных возмущений. Обнаружено, что наиболее существенное влияние на производство энтропии оказывают турбулентные возмущения, но при уменьшении массовой скорости основной вклад в него вносят химические реакции, теплоперенос и диффузия вещества.

В данной работе численно изучаются необратимые термодинамические процессы при турбулентном режиме горения в горелке с коаксиальными струями. Горение в горелке такой конфигурации изучалось как экспериментально, так и численно во многих работах. Геометрия горелки с коаксиальными струями достаточно проста и часто используется в газовых турбинах. В настоящей работе используются $(k-\varepsilon)$ -модель турбулентности и двухстадийная модель реакции горения. При этом учитывается вклад в производство энтропии вязкости, теплопроводности, диффузии вещества и химической реакции. Полученные результаты сравниваются с экспериментальными данными [24]. Также в настоящей работе исследуется влияние предварительно нагретого воздуха и его концентрации в горючей смеси на производство энтропии. Вычисления выполнены с помощью программного обеспечения Fluent.

1. Устройство горелки. В работах [25, 26] выполнен численный анализ турбулентного режима горения и проведено сравнение полученных результатов с экспериментальными данными, представленными в работе [24]. Настоящее исследование является продолжением исследований [25, 26]. Схема горелки, используемой в эксперименте, показана на рис. 1. Горелка представляет собой цилиндрическую камеру, в которую втекают две коаксиальные струи. Давление в камере равно 3,8 атм. Радиус камеры $R_4 = 0,06115$ м, длина $L = 1$ м, температура стенок камеры равна $T_w = 500$ К. Топливо (CH_4) поступает с внутренней коаксиальной струей, радиус которой равен $R_1 = 0,03157$ м, скорость струи составляет 0,987 м/с, ее температура — 300 К. Воздух, предварительно нагретый до температуры $T_2 = 750$ К, поступает в камеру со скоростью 20,63 м/с в виде коаксиальной струи, внешний радиус которой равен $R_3 = 0,04685$ м.

2. Уравнения задачи. При моделировании предполагается, что горение в камере является установившимся турбулентным и осесимметричным. В соответствии с этими предположениями уравнения задачи можно записать в следующей форме [27–29]:

— уравнение неразрывности:

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = 0; \quad (1)$$

— уравнение сохранения количества движения:

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}; \quad (2)$$

— уравнение сохранения энергии:

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i h) = u_i \frac{\partial p}{\partial x_i} + \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_i} \lambda_{eff} \frac{\partial T}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\sum_{k=1}^n \rho y_k U_{k,i} h_k \right); \quad (3)$$

— уравнение смесей:

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} u_i y_k) = \frac{\partial^2 \rho D_k y_i}{\partial x_i^2} + \dot{\omega}_k; \quad (4)$$

— термодинамическое соотношение:

$$p = \rho R T \sum_{k=1}^n \frac{y_k}{M_k}; \quad (5)$$

— соотношение для кинетической энергии турбулентного движения:

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} + G_k - \rho \varepsilon + S_k; \quad (6)$$

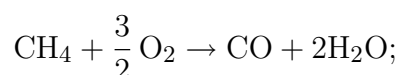
— соотношение для скорости диссипации энергии:

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i \varepsilon) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} G_\varepsilon - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon}{k} + S_\varepsilon. \quad (7)$$

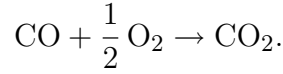
В (1)–(7) u_i — компонента вектора скорости в декартовой системе координат; ρ — плотность; p — давление; τ_{ij} — компонента тензора напряжений; h — энтальпия; λ_{eff} — теплопроводность воздуха; T — температура; y — массовая доля компонента смеси; D — коэффициент диффузии; R — постоянная идеального газа; k — кинетическая энергия турбулентности; ε — энергия диссипации; S — энтропия; G_k — производство кинетической энергии турбулентности; M_i — молярная масса вещества; U — осевая скорость; u — компонента вектора осевой скорости; μ — химический потенциал; μ_t — турбулентная вязкость; $\dot{\omega}$ — скорость химической реакции; σ — число турбулентности Прандтля — Шмидта; $C_{1\varepsilon} = 1,44$; $C_{2\varepsilon} = 1,92$; $\sigma_k = 1,0$; $\sigma_\varepsilon = 1,3$.

Используется модель двухстадийной реакции, в которой учитываются образование и горение монооксида углерода CO. На первой стадии метан окисляется в монооксид и пары воды, на второй монооксид углерода окисляется в диоксид углерода. Реакция происходит в соответствии с химическими законами и определяется следующими стехиометрическими уравнениями [8, 28, 29]:

— стадия 1:



— стадия 2:



Решив систему уравнений (1)–(7), можно определить скорость производства локальной энтропии [9, 21, 29, 30]

$$\dot{S}_{gen} = (\dot{S}_{gen})_f + (\dot{S}_{gen})_h + (\dot{S}_{gen})_d + (\dot{S}_{gen})_{ch},$$

где $(\dot{S}_{gen})_f$ — скорость производства энтропии в единице объема, обусловленной вязкостью жидкости:

$$(\dot{S}_{gen})_f = \frac{\mu_{eff}}{T} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} > 0,$$

$(\dot{S}_{gen})_h$ — скорость производства энтропии в единице объема, обусловленной теплопереносом:

$$(\dot{S}_{gen})_h = \frac{\lambda_{eff}}{T^2} \frac{\partial T}{\partial x_j} \frac{\partial T}{\partial x_j} > 0, \quad (8)$$

$(\dot{S}_{gen})_d$ — скорость производства энтропии в единице объема, обусловленной диффузией компонентов смеси:

$$(\dot{S}_{gen})_d = \sum_{k=1}^n \rho D_k \frac{R_k}{y_k} \frac{\partial y_k}{\partial x_i} \frac{\partial y_k}{\partial x_i} > 0,$$

$(\dot{S}_{gen})_{ch}$ — скорость производства энтропии в единице объема, обусловленной химической реакцией:

$$(\dot{S}_{gen})_{ch} = \frac{\dot{\omega}}{T} \sum_{k=1}^n (\gamma'_k - \gamma''_k) \mu_k > 0, \quad (9)$$

$$\mu_k = h_k - T_0 s_k.$$

С использованием закона Аррениуса для двухстадийной реакции уравнение (9) приводится к виду [8, 18, 29]

$$(\dot{S}_{gen})_{ch} = (\dot{S}_{gen})_{ch,1} + (\dot{S}_{gen})_{ch,2},$$

$$(\dot{S}_{gen})_{ch;1} = \frac{\dot{\omega}_1}{T} \sum_{k=1}^n (\gamma'_{k,1} - \gamma''_{k,1}) \mu_{k,1} > 0, \quad (\dot{S}_{gen})_{ch;2} = \frac{\dot{\omega}_2}{T} \sum_{k=1}^n (\gamma'_{k,2} - \gamma''_{k,2}) \mu_{k,2} > 0,$$

где $\dot{\omega} = A e^{-E/(RT)}$; E — энергия активации в законе Аррениуса.

3. Результаты исследования и их обсуждение. При сравнении результатов численных расчетов и экспериментальных данных используются безразмерные величины. В качестве характерной длины выбирается радиус инжектора $R \equiv R_3$, в качестве характерной скорости — скорость струи воздуха на входе $U \equiv V_2$.

3.1. *Сравнение результатов численных расчетов и экспериментальных данных.* На рис. 2 приведена зависимость осевой скорости потока от радиальной координаты при $x/R = 0,14; 4,67$. Видно, что результаты численных расчетов качественно согласуются с экспериментальными данными. В частности, результаты численных расчетов удовлетворительно предсказывают координаты точки, в которой скорость максимальна [24, 25].

На рис. 3 приведено распределение температуры по радиальной координате при значениях продольной координаты $x/R = 4,52; 5,20$. Наибольшая температура достигается

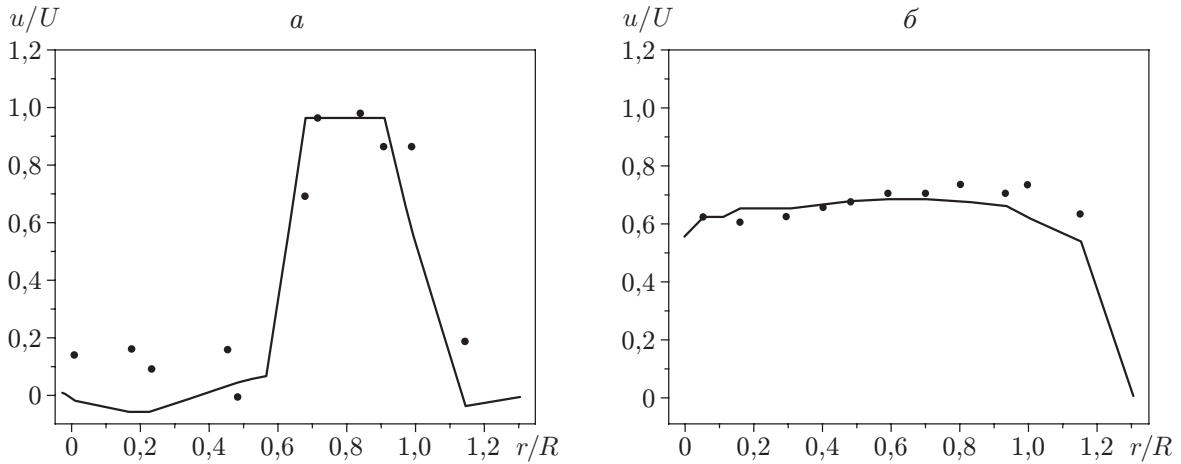


Рис. 2. Радиальное распределение безразмерной осевой скорости при различных значениях продольной координаты x/R :

a — $x/R = 0,14$, b — $x/R = 4,67$; сплошная линия — результаты расчета, точки — экспериментальные данные

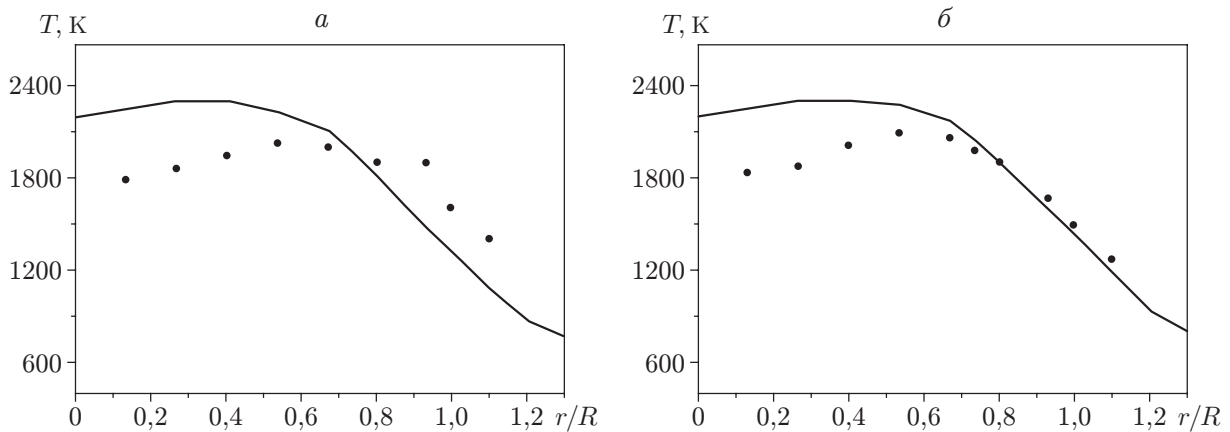


Рис. 3. Радиальное распределение температуры при различных значениях x/R :

a — $x/R = 4,52$, b — $x/R = 5,20$; сплошная линия — результаты расчета, точки — экспериментальные данные

в зоне реакции, расположенной в центральной части камеры сгорания. По мере удаления от центра камеры сгорания температура постепенно понижается до значения, равного температуре стенки. Из рис. 3 следует, что зависимости, построенные с использованием результатов численных расчетов, и экспериментальные данные качественно согласуются. Превышение температуры, полученной в результате численного моделирования, над экспериментальной можно объяснить тремя причинами: 1) при численном моделировании не учитывается тепловое излучение; 2) в эксперименте температура измеряется с погрешностью, особенно в областях с большими флуктуациями температуры; 3) при высокой температуре (500 К) невозможно обеспечить полную изотермичность стенки камеры, охлаждаемой водой [24, 26].

На рис. 4 приведены распределения массовой доли CO в смеси по радиальной координате при значениях продольной координаты $x/R = 3,16$; $3,84$. При этих значениях x/R графики экспериментальных зависимостей и зависимостей, полученных в результате численного моделирования, незначительно различаются в центральной зоне камеры горения,

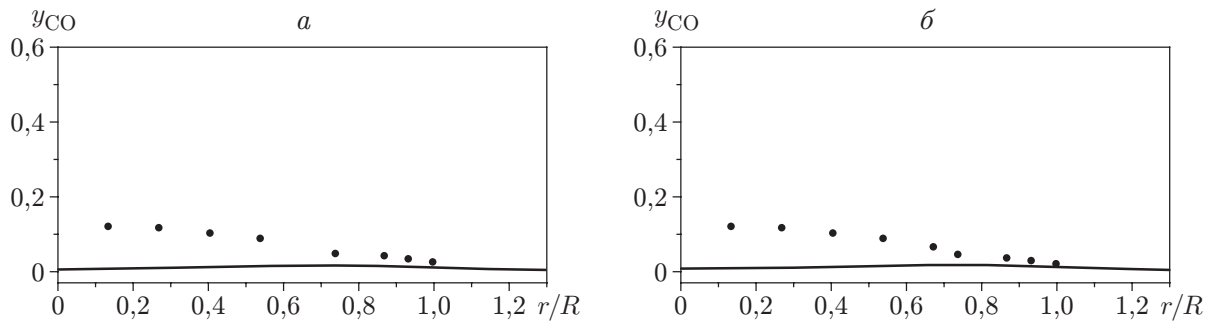


Рис. 4. Радиальное распределение массовой доли монооксида углерода при различных значениях x/R :
 а — $x/R = 3,16$, б — $x/R = 3,84$; сплошная линия — результаты расчета, точки — экспериментальные данные

т. е. в окрестности фронта пламени. По мере удаления от центра камеры сгорания экспериментальные значения концентрации уменьшаются быстрее, чем ее значения, полученные в результате численного моделирования. Это различие можно объяснить тем, что при использовании модели двухстадийной реакции для моделирования экзотермической реакции имеются ограничения. При определении концентрации смесей с использованием другой модели химической реакции, описывающей процесс горения, могут быть получены более точные результаты [24, 26].

3.2. *Анализ вклада различных механизмов процесса горения в производство энтропии.* Полное производство энтропии составляет приблизительно 140 Вт/К. Основной вклад (52 %) в производство энтропии вносит химическая реакция. Производство энтропии в результате теплопереноса составляет 38 % общей величины энтропии, 10 % составляет вклад в производство энтропии диффузии смесей. Влияние вязкости на необратимость термодинамического процесса пренебрежимо мало.

Зависимость полного производства энтропии, а также производства энтропии, обусловленного различными механизмами процесса горения, от температуры предварительно нагретого воздуха приведена на рис. 5, а. Полное производство энтропии уменьшается с увеличением температуры воздуха. При изменении температуры на 150 К производство энтропии уменьшилось приблизительно на 7 %. Влияние повышения температуры

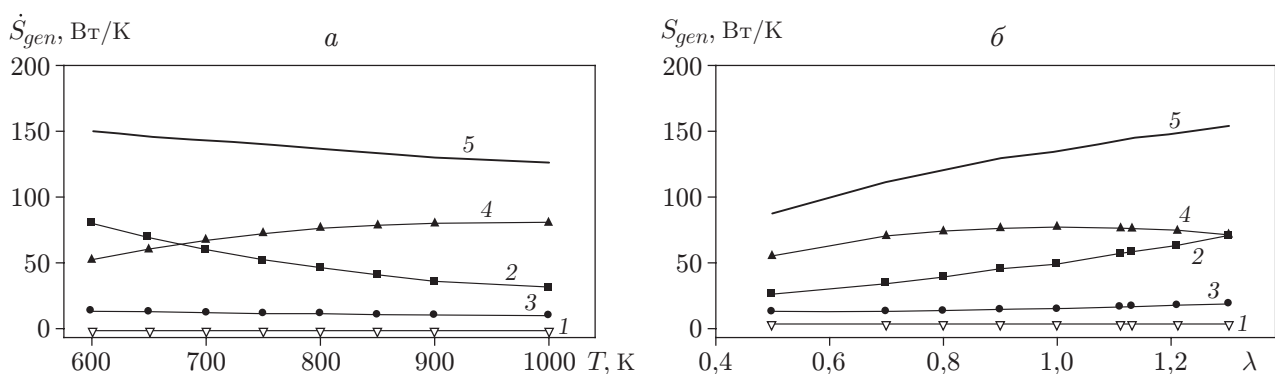


Рис. 5. Зависимости производства энтропии, обусловленного различными механизмами процесса горения, от температуры нагретого воздуха (а) и параметра λ (б):
 1 — $(\dot{S}_{gen})_f$, 2 — $(\dot{S}_{gen})_h$, 3 — $(\dot{S}_{gen})_d$, 4 — $(\dot{S}_{gen})_{ch}$, 5 — $(\dot{S}_{gen})_{tot}$

воздуха, заключающееся в уменьшении термодинамической необратимости процессов при горении, в основном обусловлено теплопереносом и диффузией компонентов смеси. При увеличении температуры воздуха полное производство энтропии $(\dot{S}_{gen})_{tot}$ уменьшается, несмотря на то что при этом увеличивается производство энтропии, обусловленное химическими реакциями. С увеличением температуры воздуха уменьшается различие между температурой реагентов и температурой продуктов горения. Это приводит к уменьшению градиента температуры внутри камеры горения, что в свою очередь приводит к уменьшению необратимости термодинамических процессов, обусловленных теплопереносом.

На рис. 5, б приведена зависимость производства энтропии, обусловленного различными процессами, сопровождающими горение, от коэффициента избытка воздуха λ . В камерах сгорания газовых турбин, работающих в режиме избытка воздуха, $\lambda > 1$. Полное производство энтропии при горении увеличивается с увеличением λ как в режиме недостатка воздуха, так и в режиме его избытка. Производство энтропии, обусловленное теплопроводностью, увеличивается с увеличением величины λ во всем интервале ее изменения. В режиме избытка воздуха ($\lambda > 1$) скорость изменения энтропии больше. С увеличением λ производство энтропии, обусловленное химическими реакциями, увеличивается при $\lambda < 1$ и постепенно уменьшается при $\lambda > 1$. Графики зависимостей производства энтропии, обусловленного теплопереносом и наличием химических реакций, от величины λ пересекаются при $\lambda = 1,3$. Кроме того, в режиме избытка воздуха в пространстве горелки имеется несгоревший воздух. Таким образом, часть выделившегося тепла поглощается веществом, не участвующим в реакции горения. Это приводит к тому, что средняя температура пламени становится меньше температуры горения в случае использования смеси топливо — воздух, имеющей стехиометрический состав. Зависимость производства энтропии от температуры является квадратичной (см. (8)), поэтому производство энтропии, обусловленное теплопереносом, существенно зависит от параметра λ .

Заключение. С использованием пакета Fluent проведено численное исследование вклада в производство энтропии различных физических и химических процессов, сопровождающих горение. Исследовалось турбулентное диффузионное горение в цилиндрической горелке, в которую воздух и топливо поступают в виде осесимметричных струй. Такая схема горения моделирует горение в камерах сгорания газовых турбин. Проведено сравнение вычисленных скорости потока, его температуры и концентрации компонентов смеси с экспериментальными данными. Вклад в производство энтропии химических реакций и теплопереноса составляет 50 и 40 % соответственно, вклад диффузии компонентов смеси — приблизительно 10 %. Вклад в производство энтропии вязкости пренебрежимо мал. Поступление в камеру сгорания предварительно нагретого воздуха приводит к уменьшению производства энтропии вследствие теплопереноса. Избыток воздуха оказывает негативное влияние на процесс горения, поскольку в этом случае увеличивается вклад теплопереноса в производство энтропии.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Vargas J. V. C., Bejan A.** Thermodynamic optimization of finned crossflow heat exchangers for aircraft environmental control systems // Intern. J. Heat Fluid Flow. 2001. V. 22. P. 657–665.
2. **Khalidi F., Adouane B.** Energy and exergy analysis of a gas turbine power plant in Algeria // Intern. J. Exergy. 2011. V. 9. P. 399–413.
3. **Rosen M. A., Tang R.** Effect of altering combustion air flow on a steam power plant: Energy and exergy analysis // Intern. J. Energy Res. 2007. V. 31. P. 219–231.
4. **Habib M. A., Said S. A. M., Al-Bagawi J. J.** Thermodynamic performance analysis of the Ghazlan power plant // Energy. 1995. V. 20, N 11. P. 1121–1130.

5. **Ameri M., Ahmadi P., Khanmohammadi S.** Exergy analysis of a 420 MW combined cycle power plant // *Intern. J. Energy Res.* 2008. V. 32. P. 175–183.
6. **Al Jundi I. H.** Energy and exergy analysis of a steam power plant in Jordan // *Appl. Thermal Engng.* 2009. V. 29. P. 324–328.
7. **Caton J. A.** On the destruction of availability (exergy) due to combustion processes — with specific application to internal-combustion engines // *Energy.* 2000. V. 25. P. 1097–1117.
8. **Som S. K., Datta A.** Thermodynamic irreversibilities and exergy balance in combustion processes // *Progr. Energy Combust. Sci.* 2008. V. 34. P. 351–376.
9. **Bejan A.** Fundamentals of exergy analysis, entropy generation minimization, and the generation of flow architecture // *Intern. J. Energy Res.* 2002. V. 26. P. 545–565.
10. **Bejan A., Lorente S.** The constructal law and the thermodynamics of flow systems with configuration // *Intern. J. Heat Mass Transfer.* 2004. V. 47. P. 3203–3214.
11. **Rakopoulos C. D., Giakoumis E. G.** Second-law analysis applied to internal combustion engines operation // *Progr. Energy Combust. Sci.* 2006. V. 32. P. 2–47.
12. **Dunbar W. R., Lior N.** Sources of combustion irreversibility // *Combust. Sci. Technol.* 1994. V. 103. P. 41–61.
13. **Lior N.** Irreversibility in combustion // *Proc. of the ECOS '01: Efficiency, costs, optimization, simulation and environmental aspects of energy systems, Istanbul (Turkey).* S. l., 2001. P. 39–48.
14. **Lior N., Sarmiento-Darkin W., Al-Sharqawi H. S.** The exergy fields in transport processes: their calculation and use // *Energy.* 2006. V. 31. P. 553–578.
15. **Datta A.** Entropy generation in a confined laminar diffusion flame // *Combust. Sci. Technol.* 2000. V. 159. P. 39–56.
16. **Datta A.** Effects of gravity on structure and entropy generation of confined laminar diffusion flames // *Intern. J. Thermal. Sci.* 2005. V. 44. P. 429–440.
17. **Stanciu D., Isvoranu D., Marinescu M., Gogus Y.** Second law analysis of diffusion flames // *Intern. J. Appl. Thermodynamics.* 2001. V. 4. P. 1–18.
18. **Nishida K., Takagi T., Kinoshita S.** Analysis of entropy generation and exergy loss during combustion // *Proc. Combust. Inst.* 2002. V. 29, N 1. P. 869–874.
19. **Stanciu D., Isvoranu D., Marinescu M.** Entropy generation rates diffusion flames // *Intern. J. Appl. Thermodynamics.* 2001. V. 1. P. 1–18.
20. **Yapici H., Kayatas N., Albayrak B., Basturk G.** Numerical calculation of local entropy generation in a methane-air burner // *Energy Convers. Management.* 2005. V. 46. P. 1885–1919.
21. **Yapici H., Kayatas N., Albayrak B., Basturk G.** Numerical study on local entropy generation in a burner fueled with various fuels // *Heat Mass Transfer.* 2005. V. 41. P. 519–534.
22. **Ertesvag I., Kolbu J.** Entropy production modelling in CFD of turbulent combustion flow // *Proc. of the 18th Intern. conf. on ECOSE impact ES, Trondheim (Norway), 20–22 June 2005.* S. l., 2005. P. 265–272.
23. **Stanciu D., Marinescu M., Dobrovicescu A.** The influence of swirl angle on the irreversibilities in turbulent diffusion flames // *Intern. J. Thermodynamics.* 2007. V. 10, N 4. P. 143–153.
24. **Pierce C. D., Moin P.** Progress-variable approach for large-eddy simulation of non-premixed turbulent combustion // *J. Fluid Mech.* 2004. V. 504. P. 73–97.
25. **Bouras F., Soudani A., Ameer M. Si.** Beta-pdf approach for large-eddy simulation of non-premixed turbulent combustion // *Intern. Rev. Mech. Engng.* 2010. V. 4. P. 358–363.
26. **Bouras F., Soudani A., Ameer M. Si.** Thermochemical study of internal combustion engine // *Energy Procedia.* 2012. V. 18. P. 1086–1095.

27. **Marrero I. O., Lefsaker A. M., Razani A., Kim K. J.** Second law analysis and optimization of a combined triple power cycle // *Energy Convers. Management*. 2002. V. 43. P. 557–573.
28. **Yapici H., Basturk G., Kayatas N., Albayrak B.** Numerical study of effect of oxygen fraction on local entropy generation in a methane-air burner // *Sadhana*. 2004. V. 29. P. 641–667.
29. **Stanciu D., Marinescu M., Isvoranu D.** Second law analysis of the turbulent flat plate boundary layer // *Intern. J. Appl. Thermodynamics*. 2000. V. 3. P. 99–104.
30. **San J. Y., Worek W. M., Lavan Z.** Entropy generation in combined heat and mass transfer // *Intern. J. Heat Mass Transfer*. 1987. V. 30. P. 1359–1369.

Поступила в редакцию 9/XII 2013 г.
