

УДК 536.7, 536.23

Моделирование теплофизических свойств газовой фазы продуктов сгорания твердых топлив*

Ю. Б. Шмельков, Е. В. Самуйлов

ОАО ЭНИИ им. Г. М. Кржижановского, Москва;
e-mail: YurezSmi@mail.ru

Приведены методика и алгоритм расчета состава и теплофизических свойств газовых смесей с учетом протекающих в них химических реакций. Проведено сравнение результатов с известными экспериментальными и расчетными данными. Приведены результаты расчета свойств переноса двух углей Кузнецкого бассейна при атмосферном давлении в диапазоне температур 500—2500 К.

Ключевые слова: равновесный состав, свойства переноса, горение углей.

Введение

При решении ряда научных и технических проблем значительную роль играют высокотемпературные процессы с физико-химическими превращениями. Экспериментальные способы исследования подобных явлений, как правило, дорогие, и потому большое значение приобретает численный эксперимент, позволяющий анализировать процессы и делать выводы о поведении исследуемых систем на основании модельных представлений. Поэтому создание модели расчета состава, термодинамических свойств и свойств переноса газовых смесей является важной и интересной задачей. Результаты ее решения можно использовать при расчете этих величин для продуктов сгорания различных топлив, используемых в промышленности, например углей, природного газа, ракетных топлив и др. Подобные расчеты находят применение при оценке параметров таких устройств, как камеры сгорания воздушно-реактивных и ракетных двигателей, топки ТЭС, ТЭЦ, газовые горелки и др. В сложных смесях важную роль играют протекающие в процессе горения химические реакции, поэтому их необходимо учитывать при реше-

нии задач, связанных с определением состава и свойств такой системы.

Расчет состава и термодинамических свойств твердых топлив проводился при помощи программы ТЕТРАН [1], разработанной в ЭНИИ им. Г. М. Кржижановского и модернизированной в процессе работы. В работе представлена методика и алгоритм расчета состава и теплофизических свойств продуктов сгорания топлив, использующиеся в программе ТЕТРАН, а также сравнение результатов расчета, проведенного по данной программе, с экспериментальными и теоретическими данными.

Отличием методики, применяющейся в программе ТЕТРАН для расчета состава и термодинамических свойств, от методов, применяющихся в аналогичных программах, является использование модели идеальных растворов и модели чистых фаз для описания конденсированной фазы. Главной особенностью уравнений для расчета свойств переноса является учет влияния неупругих столкновений на коэффициент поступательной теплопроводности и внутренней теплопроводности с использованием данных о диффузии внутренней энергии и временах вращательной релаксации. К сожалению, данные о временах релаксации вращательных степеней свободы, взятые из различных литературных источников, сильно отличаются друг от друга, что вносит определенную погрешность в результаты расчетов.

* Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 10-08-00468.

1. Методика и алгоритм расчета состава и свойств системы

1.1. Методика расчета состава системы

Рассмотрим систему, состоящую из n компонентов. Текущий индекс номера компонента из набора n обозначим i , текущие индексы номера фазы из набора r обозначим γ, β . Из набора всех компонентов n можно выделить k линейно независимых. Текущий индекс линейно независимых компонентов из набора k обозначим j . Состав любой из i компонент может быть выражен через линейно независимые компоненты j с помощью совокупности стехиометрических коэффициентов Φ_{ij} . Если обозначить химический символ как A_i^γ , то

$$A_i^\gamma = \sum_{\beta} \sum_{j(\beta)} \Phi_{i(\gamma)j(\beta)} A_{j(\beta)},$$

где $A_{j(\beta)}$ — базисные компоненты $j(\beta)$, каким-либо образом распределенные по r фазам.

Пусть независимыми переменными выбраны объем и температура. В этом случае условием химического равновесия является минимум свободной энергии $F(V, T)$. Согласно теореме Дюгема, при заданных исходных массах всех компонент минимизация свободной энергии состоит в выборе из всех возможных состояний системы при $V, T = \text{const}$, отличающихся распределением компонент по фазам и различной степенью завершенности химических реакций, одного состояния, которое является термодинамически равновесным. Условие Дюгема можно записать в виде:

$$\sum_{\gamma=1}^r \sum_i \Phi_{ij} N_i^\gamma - C_j^{0\beta} = 0,$$

где $C_j^{0\beta}$ — исходное число молей независимой компоненты j в фазе β .

Минимизация свободной энергии осуществляется по методу Лагранжа. Функция Лагранжа записывается в виде

$$L = F + \sum_j \lambda_j \left[\sum_{\gamma} \sum_i \Phi_{ij} N_i^\gamma - C_j^{0\beta} \right],$$

где λ_j — неопределенные множители Лагранжа, и минимизируется по переменным N_i^γ , λ_j с учетом того, что свободная энергия может быть за-

писана как $F = \sum_{\alpha} \sum_i F_i^\alpha$. В результате получаются уравнения химической термодинамики $\mu_i^\alpha - \sum_j \mu_j^\alpha \Phi_{ij} = 0$. Преобразуя их с использованием выражений для химических потенциалов газовых компонентов $\mu_i^g = RT \ln p + RT \ln x_i^g + \chi_i^g(T)$, химических потенциалов чистых веществ $\mu = H(T) - TS(T)$ и химических потенциалов идеальных растворов веществ $\mu_i^d = \mu_i^g(T, p) + RT \ln x_i$, получаем преобразованные уравнения химической термодинамики

$$N_i^\gamma = K_i^\gamma p^{\left(\sum_{j(1)} \Phi_{ij} - \delta_{\gamma 1}\right)} \prod_{\beta=1}^r N_{j(\beta)}^{\left(\delta_{\gamma\beta} - \sum_{j(\beta)} \Phi_{ij(\beta)}\right)} \prod_{j(\beta)} N_{j(\beta)}^{\Phi_{ij(\beta)}},$$

где

$$K_i^\gamma = \exp\left(-\left[\chi_i^\gamma(T) - \sum_{j(\beta)} \Phi_{ij(\beta)} \chi_{j(\beta)}(T)\right] / RT\right) -$$

константа равновесия реакции разложения компонента γ по всем преобладающим компонентам $j(\beta)$, $\chi_i^\gamma(T) = H_i^\gamma(T) - TS_i^\gamma(T)$. Помимо этих уравнений в систему входит условие нормировки $N^\gamma = \sum_i N_i^\gamma$. Для перехода к другой паре независимых переменных, например давление—температура, необходимо заменить в уравнениях объем на давление в соответствии с выражением:

$$V = \frac{NRT}{p} + \sum_{\gamma} \sum_{j(\gamma)} (1 - \delta_{\gamma 1}) N_{j(\gamma)}^\gamma v_{j(\gamma)}^\gamma.$$

Таким образом, для нахождения состава продуктов сгорания твердых топлив используется следующая система уравнений химической термодинамики гетерогенных систем для чисел молей N_i^γ всех компонент:

$$N_i^\gamma = K_i^\gamma p^{\left(\sum_{j(1)} \Phi_{ij} - \delta_{\gamma 1}\right)} \prod_{\beta=1}^r N_{j(\beta)}^{\left(\delta_{\gamma\beta} - \sum_{j(\beta)} \Phi_{ij(\beta)}\right)} \prod_{j(\beta)} N_{j(\beta)}^{\Phi_{ij(\beta)}}, \quad (1)$$

$$\sum_{\gamma=1}^r \sum_i \Phi_{ij} N_i^\gamma - C_j^{0\beta} = 0, \quad (2)$$

$$N^\gamma = \sum_i N_i^\gamma, \quad (3)$$

где $K_i^\gamma = \exp\left(-\left[\chi_i^\gamma(T) - \sum_{j(\beta)} \Phi_{ij(\beta)} \chi_{j(\beta)}(T)\right] / RT\right)$, $\chi_i^\gamma(T) = H_i^\gamma(T) - TS_i^\gamma(T)$.

Данная система представляет собой сложную трансцендентную систему уравнений, которая может быть решена в общем случае только численно, и потому необходимо свести ее к системе итерационных уравнений. Подробно методика и результат приведения системы к итерационному виду описаны в [1].

1.2. Алгоритм расчета состава системы

Расчет состава был сделан при помощи программы ТЕТРАН [1]. Программой предусмотрена возможность расчета многофазных систем. Типы конденсированных фаз задаются предварительно, число их определяется правилом фаз Гиббса $w = 2 + k - r$, где w — число интенсивных переменных, k — число независимых компонентов в системе, r — число фаз. Алгоритм решения системы линейных итерационных уравнений универсален относительно изменения количества или состава конденсированных фаз. Первая половина расчета ведется от высоких температур, где в качестве начальных приближений задаются концентрации атомов системы. Расчет проводится одновременно для двух пар независимых параметров: V , T и P , T . В случае возникновения проблем со сходимостью процесса по одной из пар переменных программа автоматически продолжает расчет только для оставшейся пары. После нескольких шагов по температуре «плохая точка» обходится и далее расчет продолжается снова по двум парам переменных. Программа обеспечена базой термодинамических данных для 3000 индивидуальных веществ, образующихся в результате различных реакций. В эти данные входят: коэффициенты полинома, аппроксимирующего температурную зависимость энергии Гиббса; диапазон температур, для которого применима данная аппроксимация; энтальпия образования и молярная масса индивидуального вещества.

1.3. Методика расчета свойств переноса газов

Процессы переноса в нейтральных средах хорошо описываются кинетической теорией газов, изложенной в [2]. Далее эта теория получила развитие в [3, 4].

Для многокомпонентной смеси выражение для коэффициента динамической вязкости может быть записано в виде [2]:

$$\eta = -1,186 \cdot 10^{-5} T^{1/2} \left| \begin{array}{c} H_{ij} \\ x_j \end{array} \right| \left| \begin{array}{c} x_i \\ H_{ij} \end{array} \right|^{-1}.$$

Здесь:

$$H_{ij} = x_i^2 M_{ij}^{-1/2} Q_{ij} A_{ij}^* +$$

$$+ \sum_{l \neq i} 2x_l x_i M_{il}^{1/2} (M_i + M_l)^{-1} Q_{il} \left(\frac{5}{3} + A_{il}^* \frac{M_l}{M_i} \right)$$

при $i=j$,

$$H_{ij} = -2x_i x_j M_{ij}^{1/2} (M_i + M_j)^{-1/2} Q_{ij} \left(\frac{5}{3} - A_{ij}^* \right)$$

при $i \neq j$,

$$M_{ij} = \frac{M_i M_j}{M_i + M_j}, \quad Q_{ij} = \pi \sigma_{ij}^2 \Omega_{ij}^{(1,1)*}, \quad A_{ij}^* = \frac{\Omega_{ij}^{(2,2)*}}{\Omega_{ij}^{(1,1)*}},$$

где M_i — молекулярный вес частицы i ; x_i — молярная доля частиц; σ_{ij} , Å — радиус действия сил взаимодействия частиц i и j ; $\Omega_{ij}^{(l,s)}$ — приведенные интегралы столкновений; Q_{ij} , Å^2 — эффективное сечение взаимодействия.

Коэффициент кинематической вязкости вычисляется по формуле [2]:

$$\nu = \frac{\eta}{\rho},$$

где $\rho = 12,1878 \frac{P}{T} \sum_i x_i M_i$ — плотность газовой смеси, p — давление в смеси при температуре T .

Если среднее время между столкновениями, сопровождающимися обменом энергией между внутренними и поступательными степенями свободы молекул, и среднее время между столкновениями, сопровождающимися химическими реакциями, достаточно малы, так что газ находится в состоянии локального термического равновесия, и вместе с тем достаточно велики по сравнению со средним временем между упругими столкновениями, то коэффициент теплопроводности смеси многоатомных газов можно представить в виде следующей суммы: $\lambda = \lambda_H + \lambda_e + \lambda_{int} + \lambda_R$, где λ_H — поступательная теплопроводность тяжелых компонентов, λ_e — электронная теплопроводность, λ_{int} , λ_R — определяются диффузионным переносом энергии внутренних степеней свободы

и тепла химических реакций. В данной работе расчет электронной теплопроводности не рассматривается, а остальные величины выражаются следующим образом [5–8]:

$$\lambda_H = 0,7392T^{1/2} \begin{vmatrix} L_{ij} & x_i + y_j \\ x_j & 0 \end{vmatrix} \times |L_{ij}|^{-1},$$

$$\lambda_{int} = 0,05914T^{1/2} \sum_i C_{i,int} x_i \beta_{ii}^{-1} + 0,7392T^{1/2} \begin{vmatrix} L_{ij} & x_i \\ x_j + y_j & 0 \end{vmatrix} \times |L_{ij}|^{-1},$$

$$\lambda_R = -7,969 \cdot 10^6 T^{-3/2} \begin{vmatrix} a_{ij} & \Delta H_i \\ \Delta H_j & 0 \end{vmatrix} \times |a_{ij}|^{-1}.$$

В этих выражениях:

$$L_{ij} = 2x_i x_j M_{ij}^{3/2} (M_i + M_j)^{-1} Q_{ij} \left[\frac{55}{4} - 3B_{ij}^* - 4A_{ij}^* \left(1 + \frac{5}{3\pi} \left(\frac{C_{i,rot}}{z_{ij}} + \frac{C_{j,rot}}{z_{ij}} \right) \right) \right] \text{ при } i \neq j,$$

$$L_{ii} = -4x_i^2 M_{ii}^{1/2} Q_{ii} A_{ii}^* \left[1 + \left(\frac{10}{3\pi} \right) \frac{C_{i,rot}}{z_{ii}} \right] - \sum_{l \neq i} 2x_l x_i (M_l + M_i)^{-2} M_{il}^{1/2} Q_{il} \times$$

$$\times \left[\frac{15}{2} M_i^2 + \left(\frac{25}{4} - 3B_{il}^* \right) M_i^2 + 4M_l M_i A_{il}^* \left(1 + \frac{5}{3\pi} \left(\frac{C_{i,rot}}{z_{il}} + \frac{C_{l,rot}}{z_{il}} \right) \right) \right] \text{ при } i = j,$$

$$a_{ij} = \sum_{k=1}^{N-1} \sum_{l=k+1}^N M_{kl}^{1/2} Q_{kl} x_k x_l \left(\frac{v_{kl}}{x_k} - \frac{v_{il}}{x_l} \right) \left(\frac{v_{kj}}{x_k} - \frac{v_{lj}}{x_l} \right),$$

$\Delta_{ij} = 1 + \frac{0,27}{z_{ij}} - \frac{0,44}{z_{ij}^2} - \frac{0,9}{z_{ij}^3}$ — отношение коэффициента диффузии вращательных степеней свободы

к коэффициенту диффузии массы [6], $z_{ij} = z_{ij}^{\infty} \left[1 + \frac{\pi^{3/2}}{2} \left(\frac{1}{T^*} \right)^{1/2} + \left(2 + \frac{\pi^2}{4} \right) \left(\frac{1}{T^*} \right) + \pi^{3/2} \left(\frac{1}{T^*} \right)^{3/2} \right]^{-1}$ — число

столкновений частиц сорта i с частицами сорта j , приводящее к установлению вращательного равновесия в частицах сорта j [3], $Z_{ij}^{\infty} = Z_{ij}$ при $T \rightarrow \infty$;

$C_{i,int} = C_{pi} \cdot 0,5034 - 2,5$ — внутренняя теплоемкость частиц сорта, C_{pi} — теплоемкость при постоянном давлении, $C_{i,rot}$ — теплоемкость вращательных степеней свободы;

$y_i = \sum_l x_l \frac{\alpha_{il}}{\beta_{il}}$, $T^* = \frac{T}{E_{ij}}$ — приведенная температура, E_{ij} — параметр потенциала взаимодействия ча-

стиц i и j , $\Delta H_i = \sum_{k=1}^N v_{ki} H_k$ — тепловой эффект i реакции, H_k — энтальпия k компоненты, v_{ki} — сте-

хиометрический коэффициент k компоненты в i реакции, $B_{ij}^* = \frac{5\Omega_{ij}^{(1,2)*} - 4\Omega_{ij}^{(1,3)*}}{\Omega_{ij}^{(1,1)*}}$ — комбинация ин-

тегралов столкновения, N — число компонент в системе, r — число независимых химических реакций в системе;

$$\alpha_{ii} = \frac{8}{5\pi} \sum_m \frac{x_m M_{im}^{1/2} Q_{im} M_l (M_i + M_m)^{-1} C_{i,rot} A_{im}^* (1 + \delta_{im})}{z_{im}} \text{ при } l=i,$$

$$\alpha_{ii} = \frac{8}{5\pi} x_i M_{ii}^{1/2} Q_{ii} M_l (M_i + M_l)^{-1} C_{i,rot} \frac{A_{il}^*}{z_{il}} \text{ при } l \neq i,$$

$$\beta_{ii} = \sum_m x_m \sqrt{M_{im}} Q_{im} \Delta_{im}^{-1} \left(1 + \frac{12}{5\pi} \frac{C_{i,rot}}{C_{i,int}} \frac{M_l}{M_m} \Delta_{im} \frac{A_{im}^*}{z_{im}} \right).$$

2. Исходные данные и результаты расчетов

2.1. Исходные данные

В качестве исходных данных для расчета свойств переноса твердых топлив рассматривался атомарный состав двух углей Кузнецкого бассейна: ТРОК I и СС2ССРОК I. Данные о влажности, зольности, составе углей (см.

табл. 1) и золы (см. табл. 2), а также о тепловых характеристиках рассматривавшихся углей были взяты из [9]. Рассматривавшиеся угли значительно отличаются друг от друга только составом золы. Расчет проводился при атмосферном давлении, коэффициенте избытка окислителя $\alpha = 1,25$, диапазон температур расчета состава и термодинамических свойств продуктов сгорания исследовавшихся углей 500–4000 К,

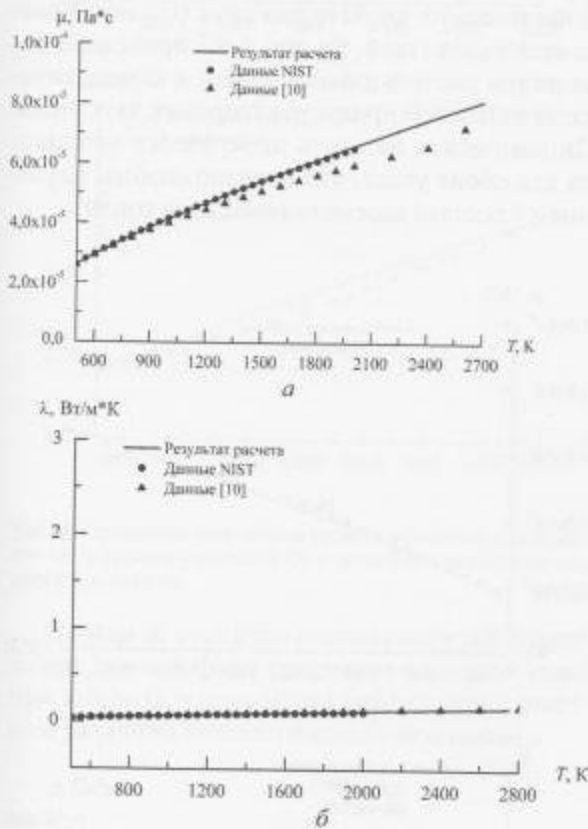


Рис. 1. Сравнение результатов расчета динамической вязкости (а) и теплопроводности (б) с экспериментальными данными для N_2

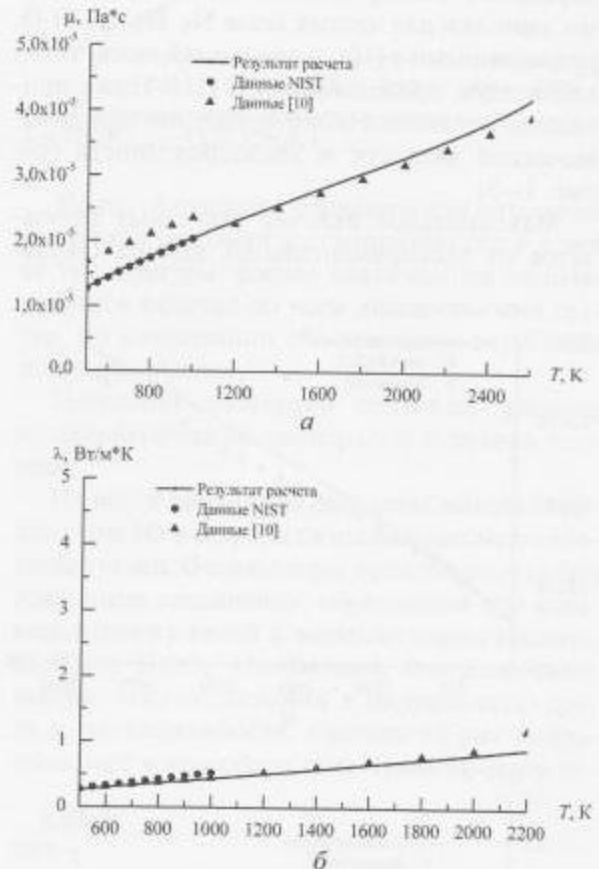


Рис. 2. Сравнение результатов расчета динамической вязкости (а) и теплопроводности (б) с экспериментальными данными для H_2

Таблица 1. Состав исследовавшихся углей

Марка угля	$W_r^d, \%$	$A^d, \%$	$S^{daf}, \%$	$C^{daf}, \%$	$H^{daf}, \%$	$N^{daf}, \%$	$O^{daf}, \%$	$V^{daf}, \%$
ТРОК I	9,7	22,5	0,4	87,7	3,0	2,2	6,7	14,0
СС2ССРОК I	12,0	21,0	0,5	85,0	4,2	2,2	8,4	21,5

Таблица 2. Состав золы исследовавшихся углей

Марка угля	$SiO_2, \%$	$Al_2O_3, \%$	$Fe_2O_3, \%$	$CaO, \%$	$MgO, \%$	$K_2O, \%$	$Na_2O, \%$	$TiO_2, \%$
ТРОК I	57,1	27,2	5,9	4,8	1,7	1,8	0,4	1,0
СС2ССРОК I	55,9	26,5	7,1	4,9	1,3	1,8	1,1	1,1

диапазон температур расчета свойств переноса газовой фазы продуктов сгорания исследованных углей 500—2700 К.

2.2. Сравнение результатов с экспериментальными и расчетными данными

Проведено сравнение рассчитанных свойств переноса с экспериментальными и расчетными данными для чистых газов N_2 , H_2 , O_2 , H_2O , приведенными в [10], и для смесей газов, таких как воздух, приведенными в [11]. Ниже приведены результаты этого сравнения для динамической вязкости и теплопроводности (см. рис. 1—5).

Максимальное отличие расчетных результатов от экспериментальных данных состав-

ляет для азота и кислорода 11,5% при расчете вязкости и 12% при расчете теплопроводности. Максимальное отличие от данных NIST для воды — 5% при расчете вязкости и 7% при расчете теплопроводности.

2.3. Результаты расчета состава и свойств переноса для продуктов сгорания твердых топлив

Ниже представлены результаты расчета теплофизических свойств для двух рассматривавшихся видов углей. На рис. 6 и 7 приведены результаты расчета динамической и кинематической вязкостей продуктов сгорания двух углей. Динамическая вязкость практически одинакова для обоих углей, что вызвано слабым различием в составе рассматривавшихся топлив.

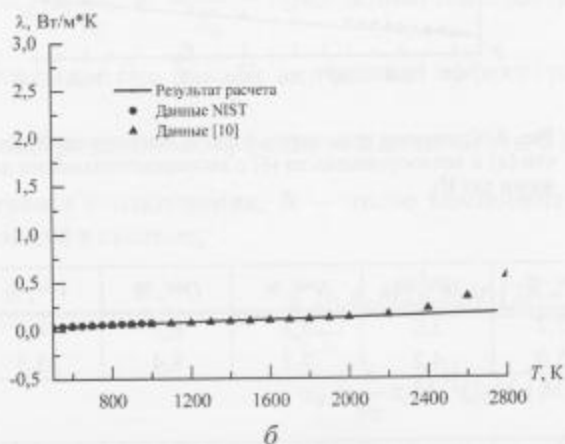
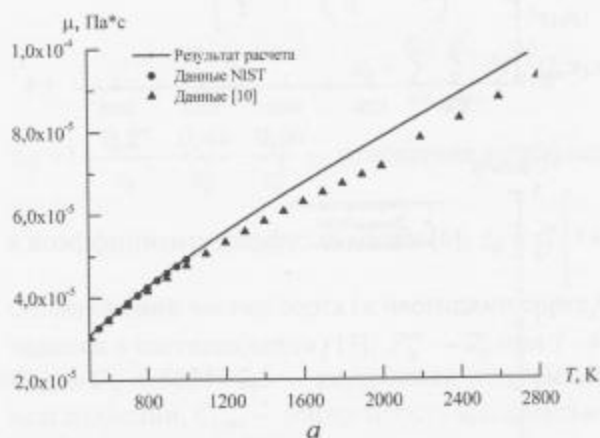


Рис. 3. Сравнение результатов расчета динамической вязкости (а) и теплопроводности (б) с экспериментальными данными для O_2

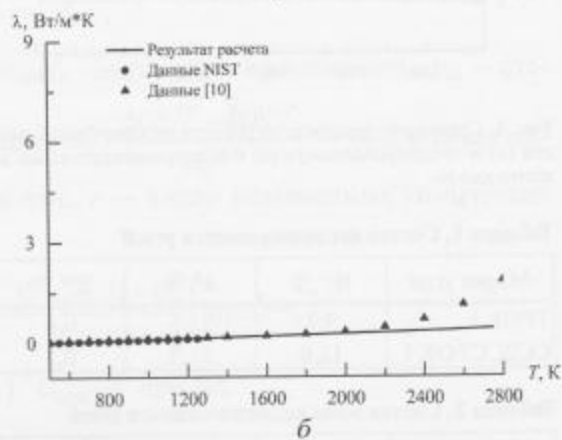
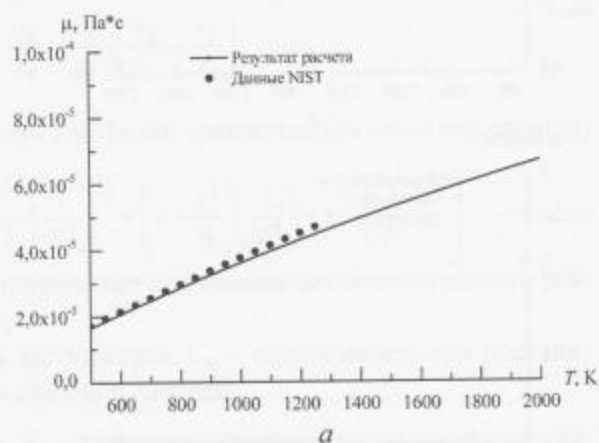


Рис. 4. Сравнение результатов расчета динамической вязкости (а) и теплопроводности (б) с экспериментальными данными для H_2O

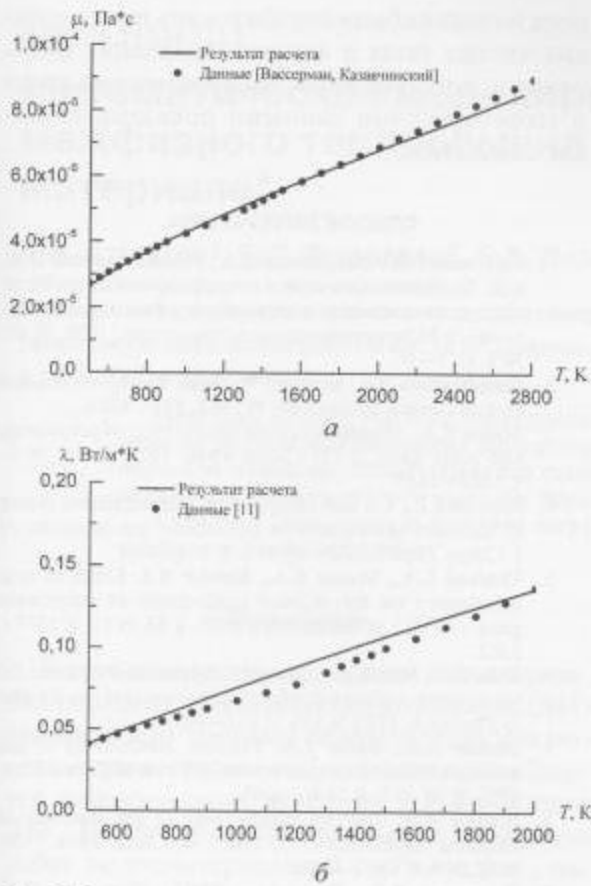


Рис. 5. Сравнение результатов расчета динамической вязкости (а) и теплопроводности (б) с экспериментальными данными для воздуха

Однако за счет имеющих различия в плотности газовой фазы продуктов сгорания углей при высоких температурах наблюдаются заметные различия кинематической вязкости.

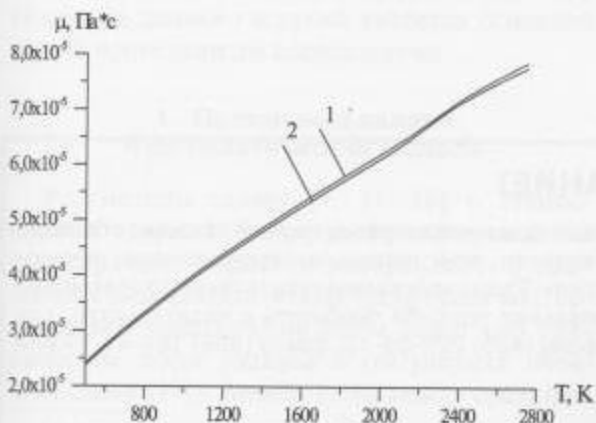


Рис. 6. Динамическая вязкость продуктов сгорания углей: 1 – ТРОК I, 2 – CC2CCPOK I

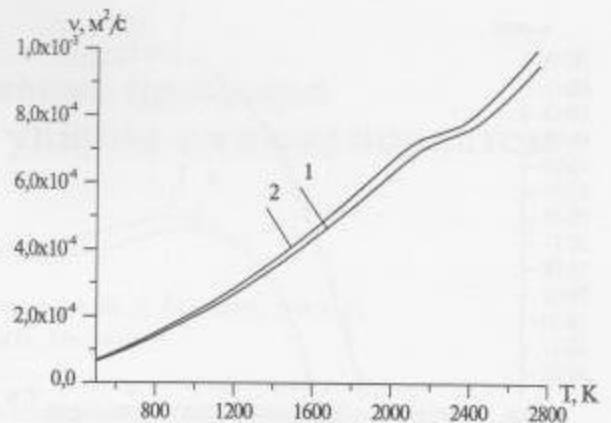


Рис. 7. Кинематическая вязкость продуктов сгорания углей: 1 – ТРОК I, 2 – CC2CCPOK I

На рис. 8 приведены зависимости энтальпии продуктов сгорания рассматривавшихся углей от температуры. Видно значительное количественное отличие во всем диапазоне температур, но качественно обе величины ведут себя похожим образом.

Поведение энтальпии оказывает влияние на адиабатическую температуру сгорания топлива.

На рис. 9 приведены величины выхода оксидов серы SO и SO₂ при сжигании рассматривавшихся углей. Оксиды серы представляют собой токсичные соединения, образующие при взаимодействии с водой и водяным паром кислоты H₂SO₃ и H₂SO₄. Необходимо контролировать выброс этих соединений в окружающую среду и, по возможности, очищать от них выбрасываемые в атмосферу газы. Помимо этого не-

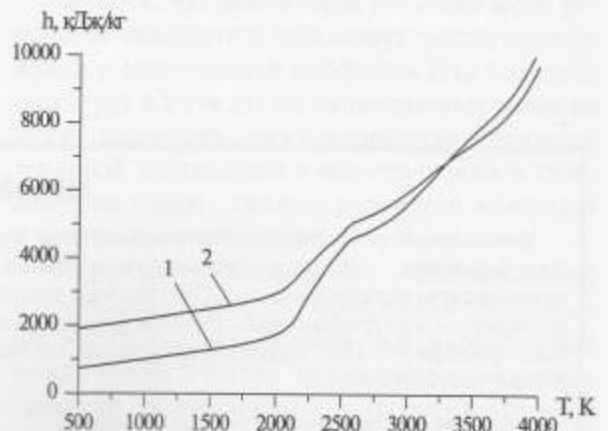


Рис. 8. Энтальпия продуктов сгорания углей: 1 – ТРОК I, 2 – CC2CCPOK I

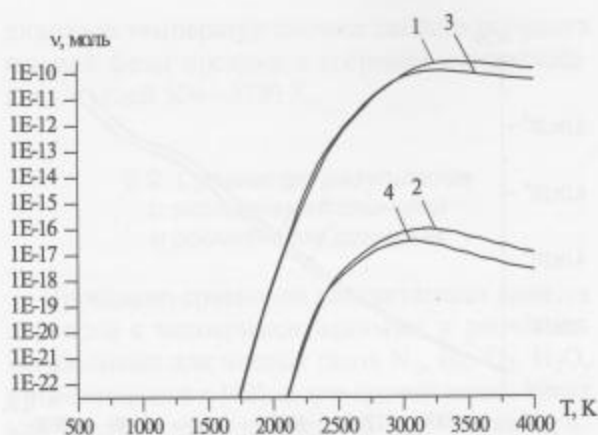


Рис. 9. Содержание оксидов серы в продуктах сгорания углей: 1 — SO (ТРОК I), 2 — SO₂ (ТРОК I), 3 — SO (CC2CCPOK I), 4 — SO₂ (CC2CCPOK I)

обходимо учитывать образование оксидов азота, которые также оказывают вредное влияние на окружающую среду. Однако это нельзя сделать при помощи данной методики, поскольку скорость протекания реакций образования оксидов азота мала, и в этом случае нельзя пользоваться приближением химического равновесия, на котором построен метод определения состава системы.

Заключение

Были рассчитаны состав, термодинамические свойства и свойства переноса продуктов сгорания двух углей Кузнецкого бассейна. Используемая для расчета свойств пере-

носа методика была апробирована на нескольких чистых газах и воздухе, сравнение полученных результатов с экспериментальными и теоретическими данными показало неплохое совпадение.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Герасимов Г.Я., Жегульская Н.А., Рождественский И.Б. и др. Термодинамические и теплофизические свойства продуктов сгорания и конверсии органических топлив. // Математическое моделирование. 1998. Т. 10. № 8. С. 3—16.
2. Гиршфельдер Дж., Кертисс Ч., Берд Р. Молекулярная теория газов и жидкостей. М.: ИЛ, 1961. 929 с.
3. Mason E.A., Monchick L. Heat conductivity of polyatomic and polar gases. // J. Chem. Phys. 1962. V. 36. N 6. P. 1622—1639.
4. Monchick L., Yun K.S., Mason E.A. Formal kinetic theory of transport phenomena in polyatomic gas mixtures. // J. Chem. Phys. 1963. V. 39. N 3. P. 654—669.
5. Viehland L.A., Mason E.A., Sandler S.I. Effect of spin polarization on the thermal conductivity of polyatomic gases. // The J. of Chem. Phys. 1978. V. 68. N 11. P. 5277—5282.
6. Uribe F.J., Mason E.A., Kestin J. A correlation scheme for the thermal conductivity of polyatomic gases at low density. // Physica A. 1989. V. 156. P. 467—491.
7. Brokaw R.S., Butler J.N. Thermal conductivity of gas mixtures in chemical equilibrium. // The J. of Chem. Phys. 1957. V. 26. N 6. P. 1636—1643.
8. Brokaw R.S. Thermal conductivity of gas mixtures in chemical equilibrium II. // The J. of Chem. Phys. 1960. V. 32. N 4. P. 1005—1006.
9. Вдовченко В.С., Мартынова М.И., Новицкий Н.В. Энергетическое топливо СССР. М.: Энергоатомиздат, 1991. 184 с.
10. Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972. 720 с.
11. Вассерман А.А., Казавчинский Я.З., Рабинович В.А. Теплофизические свойства воздуха и его компонентов. М.: Наука, 1966. 375 с.

ВНИМАНИЕ!

Уважаемый читатель, Вы получили номер журнала с голограммой на первой стороне обложки. Это означает, что этот экземпляр журнала является оригинальным, выпущенным научно-техническим издательством ООО «Наука и технологии». Если голограмма отсутствует, то экземпляр журнала — контрафактный. В этом случае убедительная просьба сообщить в издательство, где был приобретен этот экземпляр журнала, по телефону (495) 223-09-10, факсу (499) 164-47-74 или e-mail: market@nait.ru.

Заранее благодарим за сотрудничество.