

УДК 536.46

О. В. Матюхина, В. И. Бабушок

ДИФфуЗИОННОЕ САМОНАГРЕВАНИЕ СЛОЯ УГЛЯ

Исследуется модель самонагревания слоя угля при диффузионном транспорте воздуха в слой. Используется квазистационарное приближение уравнения диффузии. Получены соотношения для расчета эволюции поля температур в слое. Показано, что при диффузионном транспорте кислорода максимальный разогрев ограничен и не превышает 100—200°. Величина разогрева определяется адиабатическим разогревом системы за счет расхода воздуха, находящегося в слое угля, и отношением коэффициентов диффузии и температуропроводности. Получено выражение для определения глубины очага саморазогрева. Для типичных условий глубина локализации очага не превышает 2 м.

Самовозгорание угля в пластах, штабелях и отвалах — одно из крайне нежелательных явлений. В основе процесса лежит недостаточный отвод тепла, выделяемого в ходе медленного окисления угля при его соприкосновении с воздухом [1—8]. Это приводит к автоускоренному развитию процесса. Поэтому самовозгорание рассматривают как процесс теплового самовоспламенения. Однако самовозгорание угля имеет ряд особенностей. Его развитие во времени носит крайне медленный характер (десятки суток, месяцы). По ходу процесса перед собственно воспламенением наблюдаются большие разогревы, существенно превышающие характеристический интервал RT_0^2/E .

Наиболее важная особенность состоит в том, что один из компонентов реагирующей системы — воздух — доставляется из окружающей среды. Простая оценка показывает, что количества воздуха, находящегося в слое, достаточно для разогрева системы не более чем на 1—2°. Выделяют следующие процессы доставки воздуха [1, 2, 4]: путем диффузии, фильтрации за счет ветрового напора и обусловленная естественной конвекцией, и транспорт воздуха, обусловленный изменением атмосферного давления и температуры. Видно, что при анализе механизма самовозгорания угля необходим учет процессов переноса воздуха в слое.

Процесс самовозгорания в какой-то степени условно разделяют на две стадии: самонагревание и собственно самовозгорание [1—3]. Многие авторы вводят понятие критической температуры (60—90 °С), разделяющей эти стадии. Данную температуру на практике часто используют в качестве «опасной границы».

В настоящей работе исследуется стадия самонагревания. Изучается временная эволюция нагрева угольного слоя в приближении, когда единственным механизмом переноса воздуха является диффузия. В данном случае это оправдано тем, что рассматривается начальная стадия процесса, когда разогревы относительно невелики.

Модель. Рассмотрим процесс самонагревания бесконечного плоского слоя угля, одна граница которого контактирует с воздухом окружающей среды. Пористый слой угля обладает макроскопической однородностью и изотропностью. Задача решается на полубесконечном отрезке, т. е. условие на нижней границе (уголь — грунт) не оказывает влияния. Систе-

ма уравнений выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} (1 - \varepsilon) c_{\text{yp}} \frac{\partial T}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + QK(T)C, \\ \varepsilon \frac{\partial C}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial x} \left(D \frac{\partial C}{\partial x} \right) - K(T)C. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь T , C , ρ , c_{yp} , Q , ε , λ , D — соответственно температура, концентрация кислорода (количество кислорода в единице объема, не заполненного углем), плотность угля, его теплоемкость, теплота реакции, пористость, эффективные коэффициенты теплопроводности системы и диффузии кислорода.

Так как низкотемпературная гетерогенная стадия реагирования (сорбции) имеет первый порядок по кислороду [1—3], исследуется реакция первого порядка. Эффективная энергия активации для различных углей составляет 5—20 ккал/моль [1—3]. В практике классификации склонности углей к самовозгоранию используют так называемый температурный коэффициент скорости сорбции кислорода E , получаемый из аппроксимации константы скорости реакции линейной зависимостью

$$K(T) = K_0 + E(T - T_0). \quad (2)$$

Для нахождения параметров этой зависимости разработан ряд экспериментальных методик и накоплены данные для различных сортов углей [4]. В настоящей работе для аналитического исследования системы (1) используется представление (2) температурной зависимости скорости реакции.

Систему следует дополнить начальными и краевыми условиями. На поверхности угля ($x = 0$) происходит конвективный теплообмен, а концентрация кислорода постоянна и определяется его содержанием в воздухе C_0 :

$$\begin{aligned} \lambda \frac{\partial T(0, t)}{\partial x} &= \alpha(T(0, t) - T_0), \\ C(0, t) &= C_0, \\ T(x, 0) &= T_0. \end{aligned}$$

Здесь α — коэффициент теплообмена. Начальные условия для концентрации кислорода определены следующим образом. Диффузия кислорода осуществляется значительно быстрее, чем передача тепла по каркасу слоя угля [9], тогда в качестве начального условия можно выбрать решение стационарного уравнения для концентрации кислорода

$$C(x, 0) = C_0 \exp[-x\sqrt{K_0/D}].$$

Качественно картина саморазогрева выглядит следующим образом. Тепловыделение вследствие взаимодействия кислорода с углем сосредоточено в некоторой приповерхностной области. По мере протекания процесса за счет теплопроводности прогреваются более глубокие слои, где источники тепла отсутствуют, поэтому для достаточно мощного слоя в качестве второго краевого условия выберем

$$\begin{aligned} T(x, t) &\Rightarrow T_0, \quad x \Rightarrow \infty, \\ C(x, t) &\Rightarrow 0, \quad x \Rightarrow \infty. \end{aligned}$$

Введем следующие безразмерные величины:

$$\begin{aligned} \Theta &= (T - T_0)/T_0, \quad \eta = C/C_0, \\ \xi &= x/l, \quad t_x = \varepsilon/K(T_0) = \varepsilon/K_0, \\ l &= \sqrt{D/K_0}, \quad \tau = t \text{ Le}/t_x, \end{aligned}$$

$$\text{Nu} = \alpha l / \lambda, \quad \text{Le} = \frac{\lambda \varepsilon}{c_v \rho D (1 - \varepsilon)},$$

$$B = \frac{\Delta T_{\text{ад}}}{T_0} = \frac{Q C_0 \varepsilon}{c_v \rho T_0 (1 - \varepsilon)}.$$

Здесь l — характерная толщина приповерхностного слоя, на которой концентрация кислорода уменьшается в ε раз; \bar{t}_x — характерное время реагирования кислорода, находящегося в изолированном слое угля при $T = T_0$; B — адиабатический разогрев изолированной системы в безразмерных единицах, определяемый теплотой реакции за счет кислорода изолированного слоя. В отличие от аналогичного параметра в теории теплового взрыва [10] значение B невелико. Число Le определено «неоднородным» образом: коэффициент температуропроводности твердого каркаса берется относительно коэффициента диффузии воздуха. Укажем, что при анализе фильтрации влаги в почве используется параметр Лыкова $\text{Lu} = \kappa/D$ [9], аналогичный параметру Le .

В безразмерных величинах система (1) имеет вид

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \xi^2} + AV(\Theta)\eta, \quad (3)$$

$$\text{Le} \frac{\partial \eta}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \eta}{\partial \xi^2} - V(\Theta)\eta$$

с начальными и граничными условиями:

$$\Theta(\xi, 0) = 0, \quad \frac{\partial \Theta(0, \tau)}{\partial \xi} = \text{Nu} \Theta(0, \tau),$$

$$\eta(\xi, 0) = \exp(-\xi), \quad \eta(0, \tau) = 1,$$

$$\eta|_{\xi \rightarrow \infty} \Rightarrow 0, \quad \Theta|_{\xi \rightarrow \infty} \Rightarrow 0.$$

С учетом используемой далее линейной температурной зависимости скорости реакции первое уравнение системы (3) можно записать так:

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \xi^2} + A(1 + W\Theta)\eta,$$

$$A = B/\text{Le}, \quad W = ET_0/K_0, \quad V(\Theta) = K(T(\Theta))/K(T_0).$$

Для типичных сортов углей значения безразмерных параметров лежат в интервалах $1 \leq A \leq 5$ и $5 \cdot 10^{-3} \leq \text{Le} \leq 2 \cdot 10^{-2}$ [1–3]. Видно, что число Le является малым параметром. Кислород проникает внутрь слоя угля намного быстрее, чем происходит прогрев, поэтому достаточно ограничиться квазистационарным приближением уравнения диффузии кислорода.

Случай постоянной скорости сорбции. Рассмотрим случай, когда константа скорости реакции постоянна, т. е. не зависит от температуры. Система уравнений (3) имеет вид

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \xi^2} + A\eta, \quad (4)$$

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial \xi^2} - \eta = 0.$$

Начальные и граничные условия те же. Решая второе уравнение, получим

$$\eta(\xi) = \exp(-\xi). \quad (5)$$

Подставляя (5) в первое уравнение системы (4), имеем

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \xi^2} + A \exp(-\xi). \quad (6)$$

Решение уравнения (6), найденное методом преобразования Лапласа, выглядит следующим образом:

$$\Theta(\xi, \tau) = \frac{F}{Nu} \operatorname{erfc}\left(\frac{\xi}{2\sqrt{\tau}}\right) + \frac{F}{2(1-Nu)} \exp(\xi + \tau) \operatorname{erfc}\left(\sqrt{\tau} + \frac{\xi}{2\sqrt{\tau}}\right) -$$

$$- \left(\frac{1}{Nu^2} + \frac{1}{1-Nu^2}\right) F Nu \exp(Nu\xi + Nu^2\tau) \operatorname{erfc}\left(Nu\sqrt{\tau} + \frac{\xi}{2\sqrt{\tau}}\right) +$$

$$+ A \exp(-\xi + \tau) - A \exp(-\xi) -$$

$$- \frac{F}{2(1+Nu)} \exp(-\xi + \tau) \operatorname{erfc}\left(-\sqrt{\tau} + \frac{\xi}{2\sqrt{\tau}}\right),$$

$$F = A(Nu + 1), \quad \operatorname{erfc}(y) = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^y \exp(-y^2) dy.$$

Для анализа длительного процесса самонагревания исследуем асимптотическое поведение функции $\Theta(\xi, \tau)$. Асимптотика решения имеет вид

$$\Theta^*(\xi, \tau) = -A \exp(-\xi) + \frac{1+Nu}{Nu} A \left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z \exp(-y^2) dy\right) -$$

$$- \frac{A \exp(-z^2)}{\sqrt{\pi\tau} Nu^2} (1+Nu) + O(\tau^{-3/2}), \quad (7)$$

$$z = \xi/(2\sqrt{\tau}).$$

При выполнении условия $\tau \gg 1/(\pi Nu^2)$ в (7) можно пренебречь третьим слагаемым по сравнению со вторым. Соответствующее асимптотическое поведение функции Θ^* определяется формулой

$$\Theta^*(\xi, \tau) = -A \exp(-\xi) + \frac{1+Nu}{Nu} A \left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z \exp(-y^2) dy\right). \quad (8)$$

Первое слагаемое в правой части зависит только от ξ , а второе — от автомодельной переменной z . Видно, что при больших временах в задаче возникают два масштаба. Первый (ξ) определяется локализацией кислорода в приповерхностной области (распределенным тепловым источником), а второй (z) — автомодельно растущей областью прогрева. Процедура выделения двух масштабов будет использована далее при определении поля температур для случая температурной зависимости скорости реакции вида (2).

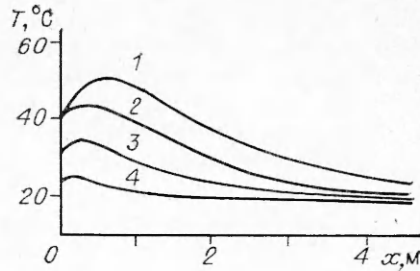
Можно оценить на каких временах правомерно работать с полученной асимптотикой. Значение $\tau > 1$ имеет место при $t > t_x/Le$. За время t_x расходуется лишь тот кислород, который находится в порах угольного слоя. Если адиабатический разогрев, получаемый при реагировании единицы массы угля, составляет не менее 1000° , полное время реагирования $t_x > 10^3 t_x / (\Delta T_{ад})$. Время выхода на асимптотику t_x/Le заметно меньше времени полного реагирования, для рассмотренных примеров это время составляет 1–10 сут. При принятых допущениях в модели учитывается конечность скорости подвода кислорода, однако по углю реакция имеет нулевой порядок, т. е. не принимается во внимание его выгорание. Температурный профиль и два масштаба формируются на заметных степенях медленного выгорания угля. В дальнейшем выгорание угля в приповерхностном слое будет приводить к более глубокому проникновению воздуха и постепенному заглублению очага реакции.

Самовозгорание происходит в плоскости $\xi = \xi_0$, где температура максимальна. Используя выражение (8), найдем соотношение для определения координаты максимума

$$\exp(-\xi) + \frac{1+Nu}{Nu} \frac{\exp(-z^2)}{\sqrt{\pi\tau}} \left(1 - \frac{z}{Nu\sqrt{\tau}}\right) = 0.$$

Рис. 1. Эволюция поля температур в слое угля.

$K_0 = U_0 \rho (1 - \varepsilon) = 5,3 \cdot 10^{-5}$, $D = 3,1 \cdot 10^{-6}$, $\lambda = 0,42$,
 $\rho = 1400$, $Q = 12,6 \cdot 10^6$, $\varepsilon = 0,17$, $\alpha = 1,9$, $T_0 = 20$ °C,
 $C_0 = 0,21$ (единицы измерения м, Дж, кг, с, град). t , сут: 1—200, 2—40, 3—10, 4—1.



При достаточно больших t , учитывая, что максимум лежит вблизи поверхности, получим

$$\xi_{\max} \approx \ln \frac{Nu \sqrt{\pi \tau}}{1 + Nu},$$

тогда $\Theta_{\max}^* = (Nu + 1) A / Nu$, или в размерном виде

$$T_{\max} = T_0 + \frac{\Delta T_{\text{ад}}}{Le} \frac{Nu + 1}{Nu}. \quad (9)$$

Отсюда видно, что при диффузионном механизме транспорта кислорода и $t \Rightarrow \infty$ в системе возможен лишь некоторый предельный разогрев, т. е. диффузия может обеспечить лишь относительно небольшие разогревы. Оценки показывают, что для типичных параметров системы разогрев не превышает 100—200°. Это важный вывод: транспорт кислорода диффузией может дать лишь некоторое относительно небольшое предельное значение разогрева, что согласуется с результатами [4]. Укажем также, что ограниченность разогрева следует из конечности скорости транспорта кислорода. Значение максимальной температуры определяется соотношением скоростей доставки кислорода и отвода тепла. Полученные выражения можно использовать для оценки вероятности достижения системой критического уровня температур 60—80 °C.

Максимум температуры (при $t \Rightarrow \infty$)

$$x_{\max} = l \ln \left(\frac{Nu \sqrt{\pi Le K_0 t / \varepsilon}}{1 + Nu} \right)$$

находится вблизи поверхности на расстоянии порядка l и со временем очень медленно смещается вглубь. Для типичных условий максимум располагается на глубине не более 2 м, что соответствует данным [1—3]. На рис. 1 для модельного примера приведены результаты численных расчетов (6) эволюции поля температур в самонагревающемся слое. На рис. 2 для этого же примера представлены зависимости максимальной температуры очага разогрева и его координаты от времени. Сопоставление численных результатов с полученными аналитическими соотношениями показывает хорошее согласие.

Случай линейной температурной зависимости скорости реакции. Структура решения (8) позволяет использовать следующий приближенный подход к решению системы в случае линейной температурной зависимости скорости реакции. Кислород, диффундируя в слой угля, вступа-

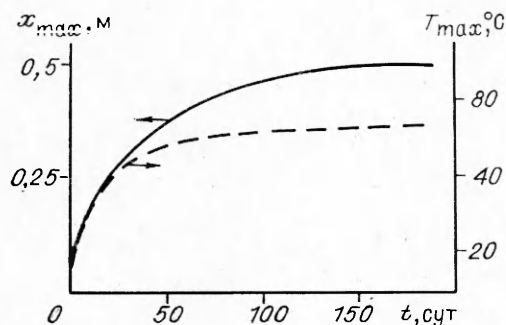


Рис. 2. Зависимость максимальной температуры и координаты очага разогрева от времени.

ет в экзотермическую реакцию, при этом его концентрация убывает с ростом ξ по экспоненциальному закону. Поэтому область, где η отлична от нуля и действует тепловой источник, локализована в приповерхностном слое. Выделение тепла сопровождается прогревом угля вглубь, т. е. расширением зоны прогрева.

Как отмечалось, при достаточно больших временах в задаче возникают два масштаба. Один определяется локализацией кислорода, другой — автомодельно растущей областью прогрева. В связи с этим используем следующую подстановку:

$$\begin{aligned}\Theta(\xi, \tau) &= \Theta_0(\xi) + T_0(z) + \tilde{\Theta}(\xi, \tau), \\ \eta(\xi, \tau) &= \eta_0(\xi) + \tilde{\eta}(\xi, \tau).\end{aligned}\quad (10)$$

Первые члены правых частей уравнений представляют погранслойную функцию (ξ — быстрая переменная), второе слагаемое в правой части первого уравнения — медленно меняющаяся функция (z — медленная переменная). Здесь используется методика двухмасштабных разложений, $\tilde{\Theta}(\xi, \eta)$ и $\tilde{\eta}(\xi, \eta)$ — остаточные члены.

Изучаемую систему можно записать в виде

$$\begin{aligned}\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} &= \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \xi^2} + A \frac{\partial^2 \eta}{\partial \xi^2}, \\ \frac{\partial^2 \eta}{\partial \xi^2} - (1 + W\Theta)\eta &= 0.\end{aligned}\quad (11)$$

Подставляя выражения (10), разделяя основные и остаточные члены и приравнявая коэффициенты при одинаковых степенях $1/\sqrt{\tau}$, получаем систему для определения функций Θ_0 , T_0 и η_0

$$\begin{aligned}T'_{0z} \frac{z}{2} + \frac{1}{4} T''_{0zz} &= 0, \\ \Theta''_{0\xi\xi} + A\eta''_{0\xi\xi} &= 0, \\ \eta''_0 + [1 + W(\Theta_0(\xi) + T_0(z))]\eta_0 &= 0\end{aligned}\quad (12)$$

с начально-краевыми условиями

$$\begin{aligned}\frac{\partial \Theta_0(0)}{\partial \xi} &= \text{Nu}(\Theta_0(0) + T_0(0)), \\ \frac{\partial T_0(0)}{\partial z} &= 0, \\ \Theta_0(\xi)|_{\xi \rightarrow \infty} + T_0(z)|_{z \rightarrow \infty} &\rightarrow 0, \\ \eta_0(0) = 1, \quad \eta_0(\xi)|_{\xi \rightarrow \infty} &\rightarrow 0.\end{aligned}$$

Рассмотрим второе уравнение системы (12). Двукратное интегрирование дает

$$\Theta_0(\xi) + A\eta_0(\xi) = C_1\xi + C_2.$$

Выбором $C_1 = 0$ устраняем секулярный член

$$\Theta_0(\xi) + A\eta_0(\xi) = C_2, \quad (13)$$

где C_2 — постоянная. Введем функцию

$$\tilde{\Phi}_0(\xi, z) = \Theta_0(\xi) + T_0(z) + A\eta_0(\xi).$$

В соответствии с (13) $\tilde{\Phi}_0$ зависит только от z

$$\tilde{\Phi}_0(\xi, z) = \Phi_0(z) = C_2 + T_0(z). \quad (14)$$

Из (12) видно, что $\Phi_0(z)$ удовлетворяет уравнению

$$\Phi''_{0zz} = -2z\Phi'_{0z}$$

с граничными условиями

$$\Phi_0(0) = \Phi_0^0, \quad \Phi_0(\infty) = 0,$$

где Φ_0^0 — неизвестная функция. Решение последнего уравнения выглядит следующим образом:

$$\Phi_0(z) = \Phi_0^0 \left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z \exp(-y^2) dy \right). \quad (15)$$

Рассмотрим уравнение для η_0

$$\eta_{0\xi\xi}'' - [1 + W(\Theta_0(\xi) + T_0(z))] \eta_0(\xi) = 0. \quad (16)$$

Для значений $\xi = 0(1)$ при больших t $z \approx 0$, поэтому в (16) $T_0(z)$ можно заменить на $T_0(0)$

$$\eta_{0\xi\xi}''(\xi) - [1 + W(\Theta_0(\xi) + T_0(0))] \eta_0(\xi) = 0.$$

Принимая во внимание (13) и (14), это выражение можно преобразовать к виду

$$\eta_{0\xi\xi}'' - \eta_0(1 + W\Phi_0(0)) + AW\tilde{\eta}_0^2(\xi) = 0.$$

Решение для η_0 может быть представлено следующим образом:

$$\eta_0 = \frac{3(1 + W\Phi_0^0)}{2AW} \operatorname{ch}^{-z} \left(\frac{\sqrt{1 + W\Phi_0^0}(\xi - \tilde{\xi}_0)}{2} \right). \quad (17)$$

Константа интегрирования $\tilde{\xi}_0$ определяется из условия $\eta_0(0) = 1$

$$\tilde{\xi}_0 = - \frac{2}{\sqrt{1 + W\Phi_0^0}} \operatorname{arch} \left(\sqrt{\frac{3(1 + W\Phi_0^0)}{2AW}} \right).$$

Для нахождения Φ_0^0 воспользуемся граничными условиями

$$\frac{\partial \Theta_0(0)}{\partial \xi} = \operatorname{Nu} \Theta_0(0) + \operatorname{Nu} T_0(0). \quad (18)$$

Принимая во внимание соотношение

$$\Theta_{0\xi}' + A\eta_{0\xi}'(0) = 0,$$

преобразуем краевое условие (18) к виду

$$\eta_{0\xi}'(0) = \frac{\operatorname{Nu}}{A} (A - \Phi_0(0)), \quad (19)$$

$$\Phi_0(0) = \Theta_0(0) + T_0(0) + A\eta_0(0).$$

Дифференцируя (17) и сравнивая при $\xi = 0$ с (19), получаем уравнение для $\Phi_0(0) = \Phi_0^0$

$$\frac{\sqrt{3(1 + W\Phi_0^0) - 2AW}}{\sqrt{3}} - \frac{\operatorname{Nu}}{A} (A - \Phi_0^0).$$

Отсюда

$$\Phi_0^0 = A + \frac{WA^2}{2\operatorname{Nu}^2} + \frac{\sqrt{8\operatorname{Nu}^2WA^3 + 9W^2A^4 + 36\operatorname{Nu}^2A^3}}{6\operatorname{Nu}^2}.$$

Таким образом функция $\Phi_0(z)$ (15) определена. Учитывая, что $\Phi_0(z) = \Theta_0(\xi) + T_0(z) + A\eta_0(\xi)$, и используя явный вид для $\eta_0(\xi)$, получим уравнение для эволюции поля температур в нулевом приближении

$$\begin{aligned} \tilde{\Theta}_0(\xi, \tau) = \Theta_0(\xi) + T_0z = \Phi_0^0 \left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z \exp(-y^2) dy \right) - \\ - \frac{3(1 + W\Phi_0^0)}{2W} \operatorname{ch}^{-2} \left(\frac{\sqrt{1 + W\Phi_0^0}(\xi - \tilde{\xi}_0)}{2} \right). \end{aligned} \quad (20)$$

Прямыми вычислениями нетрудно проверить, что предельный переход $W \Rightarrow 0$ трансформирует полученную формулу (20) в (8) для распределения температуры в случае $K = \text{const}$. Видно, что структура формулы также представляет суперпозицию пограничной и автомодельной медленно меняющейся функций.

Уравнение (20) позволяет вычислить положение плоскости $\xi = \xi_{\text{max}}$, в которой достигается максимальная температура для больших τ :

$$\xi_{\text{max}} = \xi_0 + \frac{2\xi_0^2}{\sqrt{1 + W\Phi_0^2}},$$

где ξ_0 — корень уравнения

$$\text{th } \xi_0 (1 - \text{th}^2 \xi_0) = \frac{2W\Phi_0^2}{3\sqrt{\pi\tau}(1 + W\Phi_0^2)^{3/2}}.$$

Таким образом, для линейной температурной зависимости константы скорости сорбции кислорода получены соотношения для расчета поля температур в слое угля, а также координаты плоскости, в которой наблюдается максимальная температура горячего очага. Оценки для типичных сортов углей показали, что как и в случае постоянной скорости реакции глубина, на которой располагается горячий очаг, не превышает 2 м.

Обсуждение. В настоящей работе получены соотношения для расчета эволюции поля температур при саморазогреве в слое угля. Исследовался случай диффузионного механизма транспорта воздуха в слой. Максимальная температура очага разогрева при диффузионном транспорте ограничена и относительно невелика. Для типичных углей разогрев не превышает $100\text{--}200^\circ$. Это говорит о том, что при анализе дальнейшего развития процесса и перехода в самовозгорание необходимо учитывать транспорт путем фильтрации за счет ветрового напора и естественной конвекции. Ограниченность максимальной температуры очага следует из конечной скорости доставки воздуха в слой угля. Величина разогрева определяется адиабатическим разогревом системы за счет воздуха, находящегося в пористой массе слоя угля, и соотношением коэффициентов диффузии и температуропроводности. Следуя процедуре получения подобия поля температур полю концентраций, этот вывод легко распространить на стационарный случай с любым видом функции тепловыделения и граничными условиями первого рода. Рассмотрим систему

$$\frac{d^2\Theta}{d\xi^2} + AV(\Theta)\eta = 0,$$

$$\frac{d^2\eta}{d\xi^2} - V(\Theta)\eta = 0$$

при следующих граничных условиях

$$\xi = 0, \quad \Theta = 0, \quad \eta = 1,$$

$$\xi = L, \quad \frac{d\Theta}{d\xi} = 0, \quad \frac{d\eta}{d\xi} = 0.$$

Нижняя поверхность слоя изолирована. Умножим второе уравнение системы на A и сложим. Полученное уравнение имеет решение

$$\Theta = B/\text{Le} \cdot (1 - \eta),$$

связывающее температуру с концентрацией кислорода при $\text{Le} \neq 1$. Максимальный разогрев имеет место в плоскости, где $\eta = 0$. Соответственно можно записать

$$T_{\text{max}} = T_0 + \frac{\Delta T_{\text{ад}}}{\text{Le}}.$$

Видно, что отличие полученной формулы от (9) определяется граничными

ми условиями. При $\alpha \Rightarrow \infty$ выражения совпадают. Таким образом, максимальный разогрев определяется адиабатическим разогревом и числом Le, и не зависит от кинетических параметров.

Авторы выражают признательность за оказанную помощь и полезные обсуждения И. Р. Габитову.

ЛИТЕРАТУРА

1. Глузберг Е. И. Теоретические основы прогноза и профилактики шахтных эндогенных пожаров.— М.: Недра, 1986.
2. Саранчук В. И., Баев Х. А. Теоретические основы самовозгорания угля.— М.: Наука, 1976.
3. Саранчук В. И. Окисление и самовозгорание угля.— Киев: Наук. думка, 1982.
4. Brooks K., Glasser D. A simplified model of spontaneous combustion in coal stockpiles // Fuel.— 1986.— 65.— P. 1035—1041.
5. Brooks K., Balakotaiah V., Luss D. Effect of natural convection on spontaneous combustion of coal stockpiles // AIChE J.— 1988.— 34, N 3.— P. 353—365.
6. Baum M. M. On predicting spontaneous combustion // Combust. Flame.— 1981.— 41, N 2.— P. 187—200.
7. Boddington T., Scott S. K., Walker I. K. Modelling thermal runaway and criticality in the oxidation of coal and other materials // Arch. Combust.— 1984.— 4, N 1.— P. 59—70.
8. Матюхина О. В. Моделирование процессов самонагрева угольных скоплений: Дис. ... канд. физ.-мат. наук.— Фрунзе, 1990.
9. Лыков А. В. Тепломассообмен.— М.: Энергия, 1978.
10. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике.— М.: Наука, 1967.

г. Бишкек, Новосибирск

Поступила в редакцию 25/III 1992

УДК 536.46

О. М. Колесников

ВЛИЯНИЕ ГОРЕНИЯ НА ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПРИСТЕННОЙ НЕДОРАСШИРЕННОЙ СТРУИ ВОДОРОДА СО СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ В ПЛОСКОМ КАНАЛЕ

Представлены результаты расчетных исследований горения недорасширенной струи водорода, инжектируемой в высокотемпературный сверхзвуковой поток вдоль стенки плоского канала. Параболизированные уравнения Навье — Стокса решались маршевым методом и с помощью глобальных итераций по давлению. Основное внимание уделялось влиянию горения на взаимодействие пристенной турбулентной струи с генерируемыми ею скачками уплотнения. Показано, что горение приводит к существенному увеличению неравномерности поля статического давления, к образованию внутри сверхзвукового потока дозвуковых зон, а в некоторых случаях к появлению отрыва в области взаимодействия наиболее сильного скачка уплотнения с пограничным слоем. Расчеты при различных давлениях выдува струи выявили сильную, хотя и неоднозначную зависимость длины задержки воспламенения от нерасчетности струи.

В связи с повышенным вниманием, которое уделяется проблемам создания гиперзвукового летательного аппарата, крайне актуальным становится численное моделирование сверхзвуковых вязких течений с подводом, смешением и воспламенением топлива. Наиболее строгий и универсальный подход основан на численном решении полных уравнений Навье — Стокса. Хотя здесь и имеются определенные успехи (см., например, [1]), следует признать, что возможности современных компьютеров для проведения расчетов неравновесных течений со сложной газодинамической структурой все еще недостаточны.

В настоящей работе для численного анализа воспламенения и горения тангенциальной нерасчетной струи водорода, инжектируемой в