



II РУДНИЧНАЯ АЭРОГАЗОДИНАМИКА

УДК 622.272:516.02

© С.В. Черданцев,
П.А. Шлапаков,
А.Ю. Ерастов, С.А. Хаймин,
К.С. Лебедев, В.В. Колыхалов,
Е.А. Шлапаков, 2017



С.В. ЧЕРДАНЦЕВ

д-р техн. наук,
ведущий научный сотрудник
АО «НЦ ВостНИИ», г. Кемерово
e-mail: svch01@yandex.ru



П.А. ШЛАПАКОВ

заведующий лабораторией
АО «НЦ ВостНИИ», г. Кемерово
e-mail: shlapak1978@mail.ru



А.Ю. ЕРАСТОВ

старший научный сотрудник
АО «НЦ ВостНИИ», г. Кемерово
e-mail: erastov_a_y@mail.ru



С.А. ХАЙМИН

старший научный сотрудник
АО «НЦ ВостНИИ», г. Кемерово
e-mail: hsa007@mail.ru



К.С. ЛЕБЕДЕВ

научный сотрудник
АО «НЦ ВостНИИ», г. Кемерово



В.В. КОЛЫХАЛОВ

старший научный сотрудник
АО «НЦ ВостНИИ», г. Кемерово
e-mail: X77kem@mail.ru



Е.А. ШЛАПАКОВ

научный сотрудник
АО «НЦ ВостНИИ», г. Кемерово
e-mail: lairxx@yandex.ru

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИФФУЗИИ РЕАГИРУЮЩЕГО ГАЗА К ПОКОЯЩЕЙСЯ ГРУБОДИСПЕРСНОЙ УГОЛЬНОЙ ЧАСТИЦЕ В ГОРНОЙ ВЫРАБОТКЕ

Рассмотрен стационарный процесс диффузии реагирующего газа к грубодисперсной угольной частице, находящейся в горной выработке. Сформулированы две краевые задачи, одна из которых описывает гетерогенный процесс диффузии реагирующего газа к внешней поверхности угольной частицы, а другая — гомогенный процесс внутри ее объема. Построены точные решения задач и выявлены некоторые закономерности изменения концентрации реагирующего газа внутри объема угольной частицы. Показано, что при небольших значениях начального радиуса угольной частицы можно объединить краевые задачи и построить их приближенное решение, на базе которого выявлено влияние некоторых параметров угольной частицы на суммарное сопротивление химическому реагированию на внешней поверхности частицы и внутри ее объема.

Ключевые слова: ГОРНЫЕ ВЫРАБОТКИ, ГРУБОДИСПЕРСНЫЕ УГОЛЬНЫЕ ЧАСТИЦЫ, УРАВНЕНИЯ ЛАПЛАСА И ПУАССОНА, СФЕРИЧЕСКИЕ КООРДИНАТЫ, КОЭФФИЦИЕНТ ДИФФУЗИИ, СКОРОСТЬ РЕАКЦИИ, РЕАКЦИОННАЯ ПОВЕРХНОСТЬ ПОР, СУММАРНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ХИМИЧЕСКОЙ РЕАКЦИИ.

Введение

Развитие угольной промышленности в последние годы характеризуется стабильным повышением технико-экономических показателей, что обусловлено использованием современного горношахтного оборудования и совершенствованием технологии очистных и подготовительных работ.

Однако существует ряд факторов, сдерживающих увеличение добычи угля подземным способом, главным из которых является самонагревание угля, представляющее собой сложные физико-химические процессы, обусловленные, в свою очередь, химической кинетикой протекания реакций окисления углеродсодержащих веществ и процессами тепломассопереноса как исходных смесей, так и продуктов химической реакции окисления.

Очаги самонагревания, характеризующиеся повышенной температурой, могут вызвать воспламенение и горение пылегазовоздушных смесей (ПГВС) в горных выработках, что подтверждается рядом работ, среди которых особо отметим [1].

Целью данной работы является анализ процесса диффузии реагирующего газа к гру-

бодисперсной угольной частице, являющегося начальной стадией процесса ее воспламенения и горения.

В работе приняты следующие допущения:

1) полагаем, что процесс молекулярной диффузии газа, совместно с химической реакцией, протекает стационарно в изотермических условиях из неподвижной среды к покоящейся угольной частице;

2) угольная частица имеет сферическую форму, начальный и текущий радиусы которой равны соответственно r_0 , ξ ;

3) пористая структура реагирующей угольной частицы характеризуется постоянным внутренним коэффициентом диффузии D_i внутри частицы, одинаковой реакционной поверхностью пор S_p , отнесенной к единице объема частицы, и одинаковой константой скорости реакции k . В работе [2] показано, что для различных типов углей величина \bar{S}_i изменяется в интервале

$$\bar{S}_i \in [50 \text{ см}^{-1}, 500 \text{ см}^{-1}];$$

4) внутреннюю поверхность будем считать однородной и изотропной, поэтому свойства поверхности одинаковы во всех направлениях и в каждой точке угольной части-

цы, в силу чего перенос реагирующего вещества происходит только за счет молекулярной диффузии.

Таким образом, горение угольной частицы состоит из двух процессов: гетерогенного, протекающего на внешней поверхности S_c угольной частицы, и гомогенного, протекающего внутри ее объема. Следовательно, для определения величины суммарной скорости химической реакции рассмотрим совместно два уравнения, одно из которых описывает диффузию на внешней поверхности частицы, а другое — внутри ее объема.

1. Постановка и построение решения задачи о молекулярной диффузии реагирующего газа к покоящейся грубодисперсной угольной частице

Поскольку реакция на поверхности частицы протекает как гетерогенная, а снаружи частицы нет реагирования, то уравнение диффузии [2–5] не содержит «источников» и сводится к уравнению Лапласа

$$\nabla^2 c = 0. \quad (1.1)$$

Наоборот, внутри частицы за счет пор имеет место гомогенная реакция, поэтому в уравнении диффузии необходимо учесть «источник», в силу чего, оно сводится к уравнению Пуассона [2–5]

$$D\nabla^2 c_i + q_i = 0, \quad (1.2)$$

где D , c_i — соответственно коэффициент диффузии и концентрация реагирующего газа внутри угольной частицы, q_i — «источник» протекания внутри частицы химической реакции, которая, как правило, имеет первый порядок, в связи с чем «источник» представляется в виде $q_i = -kS_i c_i$.

Так как рассматриваемая угольная частица сферическая, то удобно перейти в уравнениях (1.1) и (1.2) от декартовых координат x , y , z к сферическим координатам r , θ , φ с началом в центре тяжести частицы (рис. 1) с помощью следующих соотношений [6]:

$$x = r \sin \theta \cos \varphi, \quad y = r \sin \theta \sin \varphi, \quad z = r \cos \theta,$$

в силу которых оператор Лапласа в сферических координатах представляется в виде

$$\nabla^2 = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2}. \quad (1.3)$$

Из-за осевой симметрии покоящейся частицы реагирование будет также симметричным и, следовательно, искомая концентрация зависит только от координаты r . Поэтому производные концентрации по координатам θ , φ равны нулю и оператор (1.3) приобретает вид

$$\nabla^2 = \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d}{dr} \right) = \frac{d^2}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d}{dr},$$

в соответствии с которым уравнения (1.1) и (1.2) вырождаются в обыкновенные дифференциальные уравнения

$$\frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dc}{dr} \right) = 0, \quad D \left(\frac{d^2 c_i}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dc_i}{dr} \right) - kS_i c_i = 0. \quad (1.4)$$

Добавив к первому уравнению (1.4) граничные условия

$$c|_{r \rightarrow \infty} = c_0, \quad q = D \frac{dc}{dr} \Big|_{r=r_0} = kc_w, \quad (1.5)$$

получаем смешанную краевую задачу, описывающую осесимметричный гетерогенный процесс молекулярной диффузии к внешней поверхности угольной частицы.

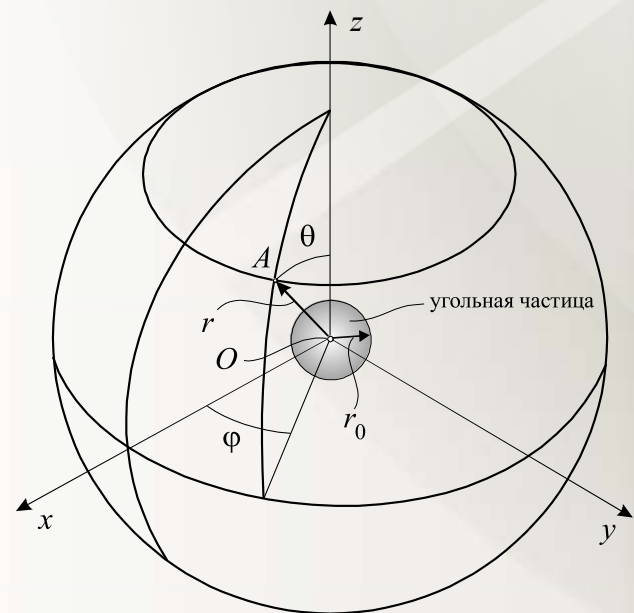


Рис. 1. Схема реагирования угольной частицы в сферических координатах

При этом первое граничное условие (1.5) означает, что на достаточно большом удалении от рассматриваемой частицы концентрация реагирующего газа равна ее начальному значению c_0 . Второе условие показывает, что на поверхности реагирующей частицы протекает реакция первого порядка [2–4], а кон-

центрация газа на поверхности частицы равна c_w .

Первое уравнение (1.4) интегрируется в квадратурах [7]:

$$\frac{dc}{dr} = A_1 r^{-2}, \quad c = -\frac{A_1}{r} + A_2, \quad (1.6)$$

где A_1, A_2 — постоянные интегрирования.

Подставляя первое условие (1.5) во вторую формулу (1.6), а второе условие (1.5) в первую формулу (1.6), находим постоянные интегрирования

$$A_1 = \frac{kc_w}{D} \xi^2, \quad A_2 = c_0,$$

в силу которых частным решением первого уравнения (1.4) является функция

$$c = c_0 - \frac{kc_w}{D} \frac{\xi^2}{r}, \quad (1.7)$$

представляющая собой концентрацию реагирующего газа, диффундирующего к наружной поверхности частицы. При $r = \xi$ из формулы (1.7) найдем концентрацию реагирующего газа c_w на поверхности частицы

$$c_w = \frac{c_0}{1 + \frac{k\xi}{D}}. \quad (1.8)$$

Общее решение второго уравнения (1.4), переписанного в виде

$$\frac{d^2 c_i}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dc_i}{dr} - \lambda^2 c_i = 0, \quad (1.9)$$

представляется функцией

$$c_i = \frac{1}{r} [B_1 \text{ch}(\lambda r) + B_2 \text{sh}(\lambda r)], \quad (1.10)$$

в которой B_1, B_2 — постоянные интегрирования, а величина $\lambda = \sqrt{kS_i/D}$.

Предел функции c_i

$$\begin{aligned} \lim_{r \rightarrow 0} c_i &= \lim_{r \rightarrow 0} \frac{1}{r} [B_1 \text{ch}(\lambda r) + B_2 \text{sh}(\lambda r)] = \\ &= B_1 \lim_{r \rightarrow 0} \frac{\text{ch}(\lambda r)}{r} + B_2 \lim_{r \rightarrow 0} \frac{\text{sh}(\lambda r)}{r} = B_1 \lim_{r \rightarrow 0} \frac{[\text{ch}(\lambda r)]'}{r'} + \\ &+ B_2 \lim_{r \rightarrow 0} \frac{[\text{sh}(\lambda r)]'}{r'} = B_1 \lambda \lim_{r \rightarrow 0} \text{sh}(\lambda r) + B_2 \lambda \lim_{r \rightarrow 0} \text{ch}(\lambda r) = \\ &= B_1 \lambda \cdot 0 + B_2 \lambda \cdot 1 = B_2 \lambda \end{aligned} \quad (1.11)$$

зависит только от постоянной B_2 , но не зависит от B_1 . Следовательно B_1 может принимать любое значение, в том числе и равное

нулю. Приняв в формуле (1.10) $B_1 = 0$, имеем

$$c_i = \frac{B_2}{r} \text{sh}(\lambda r). \quad (1.12)$$

Далее подставим в (1.12) граничное условие $c_i|_{r=r_0} = c_w$ и определим постоянную $B_2 = c_w r_0 / \text{sh}(\lambda r_0)$, с учетом которой функция c_i приводится к виду

$$c_i = \frac{c_w r_0}{\text{sh}(\lambda r_0)} \frac{\text{sh}(\lambda r)}{r} \quad (1.13)$$

и представляет собой частное решение уравнения (1.9), поскольку описывает процесс диффузии газа внутри угольной частицы единственным образом.

Отметим, что поскольку предел функции c_i определяется по формуле (1.11), в котором величину B_2 мы нашли, то, следуя [6], будем считать значением c_i в точке $r = 0$ величину

$$c_i(0) = \frac{c_w r_0 \lambda}{\text{sh}(\lambda r_0)}. \quad (1.14)$$

2. Анализ процесса молекулярной диффузии реагирующего газа внутри объема грубодисперсной угольной частицы

На рис. 2 показаны графики зависимости концентрации внутри объема частицы в зависимости от сферической координаты r , построенные с учетом формулы (1.14) при следующих данных:

$c_w = 0,23 \text{ кг/м}^3$, $\bar{S}_i = 70 \cdot 10^2 \text{ м}^{-1}$, $T = 1100^0 \text{ К}$ для ряда значений коэффициента диффузии $D = 1 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ (на рис. 2 линия 1), $D = 4 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ (линия 2), $D = 10 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ (линия 3).

Построенные графики внутри рассматриваемого интервала $r \in [0; r_0]$ всюду монотонно возрастают и не имеют локальных экстремумов. Все три графика вогнутые, и их кривизна увеличивается с уменьшением коэффициента диффузии D , а концентрация c_i , наоборот, уменьшается. Так, при $D = 10 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ концентрация газа внутри частицы в окрестности точки $r = 0$ составляет $c_i(0) = 0,203 \text{ кг/м}^3$. При $D = 4 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ концентрация $c_i(0) = 0,171 \text{ кг/м}^3$, а при $D = 1 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ — всего $c_i(0) = 0,081 \text{ кг/м}^3$.

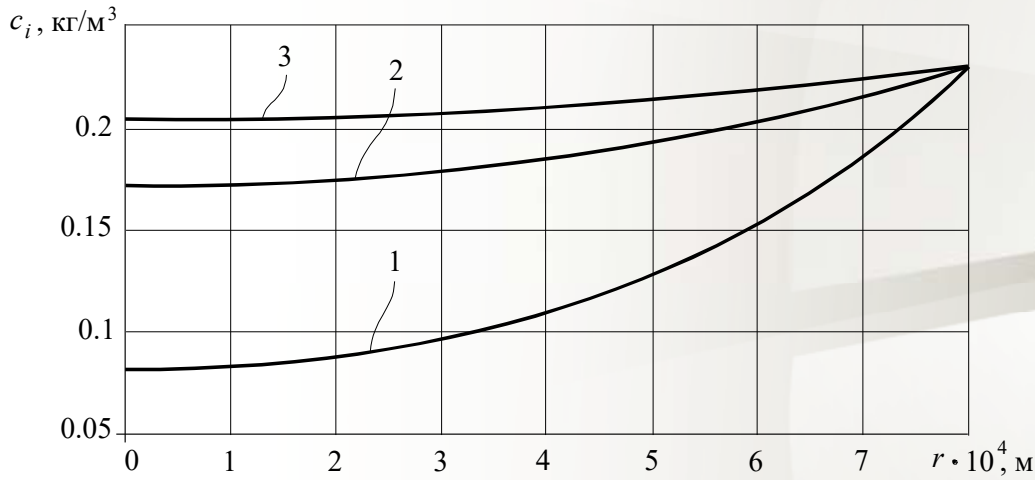


Рис. 2 График зависимости концентрации c_i от координаты r

На рис. 3 изображены графики зависимости концентрации c_i от начального радиуса частицы r_0 , построенные при $c_w = 0,23 \text{ кг/м}^3$, $D = 10 \cdot 10^{-6} \text{ м/с}$, $T = 1100^0 \text{ К}$, для ряда значений внутренней поверхности $\bar{S}_i = 70 \cdot 102 \text{ м}^{-1}$ (на рис. 3 линия 1), $\bar{S}_i = 140 \cdot 102 \text{ м}^{-1}$ (линия 2), $\bar{S}_i = 200 \cdot 102 \text{ м}^{-1}$ (линия 3).

Графики имеют небольшую отрицательную кривизну, увеличивающуюся по мере роста величины \bar{S}_i , и показывают, чем больше

начальный радиус r_0 , тем меньше концентрация реагирующего газа внутри частицы, и наоборот, чем меньше начальный радиус r_0 , тем меньше отличаются концентрации газа внутри частицы и на ее внешней поверхности. Заметим, что с увеличением внутренней поверхности концентрация газа внутри частицы существенно уменьшается по сравнению с концентрацией на ее внешней поверхности.

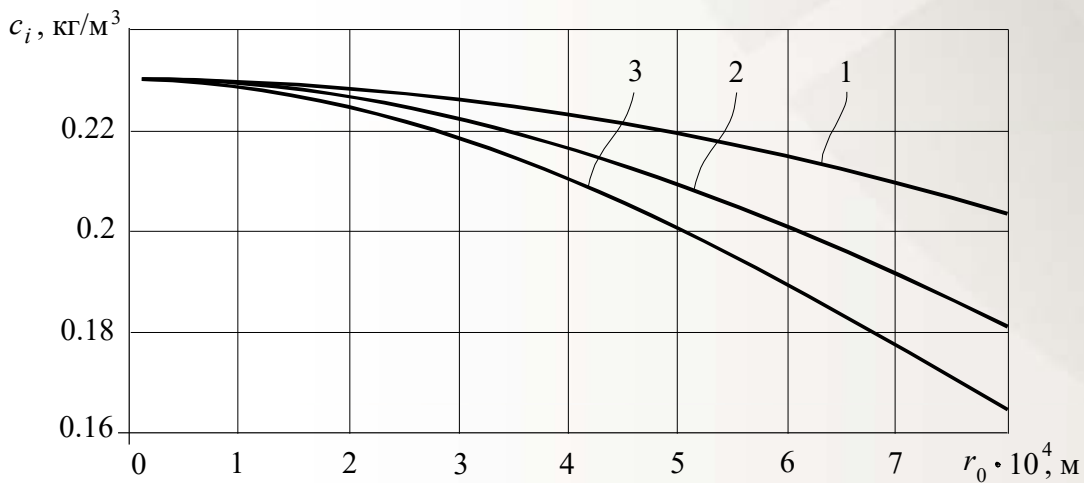


Рис. 3. График зависимости c_i от начального радиуса r_0 для ряда значений \bar{S}_i

Таким образом, с ростом начального радиуса частицы и увеличением поверхности \bar{S}_i химическое реагирование происходит, главным образом, на внешней поверхности частицы, затухая внутри ее. Однако при значениях начального радиуса $r_0 \leq 5,3 \cdot 10^{-4} \text{ м}$ и значениях

$\bar{S}_i \leq 90 \cdot 102 \text{ м}^{-1}$ относительная разница концентраций реагирующего газа внутри частицы и на ее внешней поверхности не превышает 5%. Следовательно, если принять общепринятую пятипроцентную погрешность вычислений, то можно рассматривать концентрации реа-

гирующего газа на внешней поверхности c_w и внутри частицы c_i мало отличающимися друг от друга:

$$c_i = c_w. \quad (2.1)$$

Поскольку в дальнейшем мы будем рассматривать угольные частицы преимущественно с указанными параметрами, то условие (2.1) нам представляется вполне уместным.

Анализируя полученные решения двух краевых задач и учитывая формулу (2.1), мы можем объединить эти задачи и построить их приближенное решение для угольных частиц малых размеров.

3. Построение приближенного решения задачи о молекулярной диффузии реагирующего газа к покоящейся грубодисперсной угольной частице малых размеров

Начнем с нахождения общей скорости W реакции как суммы скоростей реакций, протекающих на внешней поверхности и внутри угольной частицы:

$$W = kS_e c_w + kS_i c_i = kS_e c_w + k\bar{S}_i V c_i, \quad (3.1)$$

где S_e , S_i — внешняя и внутренняя поверхности частицы, V — ее объем, $\bar{S}_i = S_i / V$.

Разделив равенство (3.1) на S_e и принимая во внимание (2.1), найдем удельную скорость реакции q , отнесенную к единице площади внешней поверхности частицы

$$q = k(1 + \bar{S}_i \varepsilon) c_w, \quad (3.2)$$

где величина $\varepsilon = V/S_e$ — характеризует глубину проникновения реакции внутрь частицы. В частности, для частицы сферической формы $S_e = 4\pi\xi^2$, $V = 4\pi\xi^3/3$ величина $\varepsilon = \xi/3$.

Сопоставляя вторую формулу (1.5) с формулой (3.2), замечаем, что скорость реакции kc_w с учетом ее протекания внутри частицы увеличивается в $(1 + \bar{S}_i \varepsilon)$ раз, в силу чего формула (1.7) применительно для реакции внутри частицы приобретает вид

$$c = c_0 - \frac{k(1 + \bar{S}_i \varepsilon) c_w \xi^2}{D r}. \quad (3.3)$$

Учитывая, что на поверхности частицы $r = \xi$: $c = c_w$, преобразуем формулу (3.3) к виду

$$c_w = \frac{c_0}{1 + \frac{k(1 + \bar{S}_i \varepsilon) \xi}{D}}. \quad (3.4)$$

Заменим в выражении (3.2) произведение kc_w произведением

$$q = \bar{k}(1 + \bar{S}_i \varepsilon) c_w \quad (3.5)$$

и, приравняв правые части равенств (3.2) и (3.5) с учетом (3.4), получаем формулу для определения вновь введенного коэффициента

$$\bar{k} = \frac{k}{1 + \frac{k(1 + \bar{S}_i \varepsilon) \xi}{D}}, \quad (3.6)$$

откуда вытекает равенство

$$\frac{1}{\bar{k}} = \frac{1}{k} + \frac{\xi}{D} + \frac{\varepsilon \bar{S}_i \xi}{D}, \quad (3.7)$$

связывающее основные геометрические и кинетические параметры угольной частицы сферической формы. Введя величины

$$\alpha = \frac{3}{r_0 \bar{S}_i}, \quad \bar{r} = \frac{\xi}{r_0} \quad (3.8)$$

и учитывая, что $\varepsilon = \xi/3$, получим еще одну форму представления (3.7)

$$\frac{1}{\bar{k}} = \frac{1}{k} + \frac{r_0 \bar{r}}{D} + \frac{r_0 \bar{r}^2}{\alpha D}. \quad (3.9)$$

Из равенства (3.9) вытекает, что величина $1/\bar{k}$ представляет собой суммарное сопротивление, равное сумме трех величин, первая из которых определяет кинетическое сопротивление, вторая — диффузионное сопротивление на внешней поверхности, третья — сопротивление внутренней диффузии при реагировании внутри угольной частицы.

4. Анализ приближенного решения задачи о молекулярной диффузии реагирующего газа к покоящейся грубодисперсной угольной частице малых размеров

На рис. 4 показаны графики зависимости сопротивления $1/\bar{k}$ от текущего безразмерного радиуса \bar{r} угольной частицы, которые соответствуют начальным радиусам частиц $r_0 = 0,1$ мм (график 1), $r_0 = 0,2$ мм (график 2), $r_0 = 0,5$ мм (график 3), построенные при тех же значениях T , D , \bar{S}_i , что и графики на рис. 3.

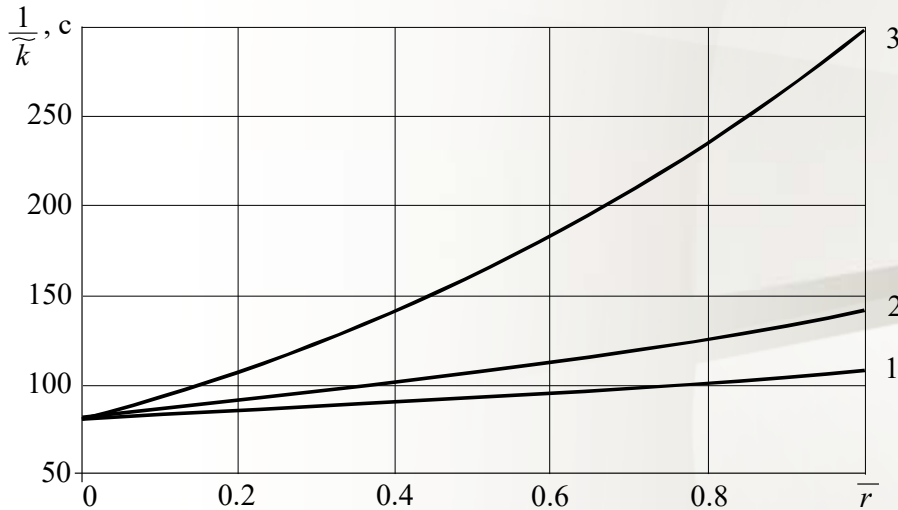


Рис. 4. Графики зависимости $1/\tilde{k}$ от безразмерного текущего радиуса угольной частицы

Анализ построенных графиков показывает, во-первых, что чем больше начальный радиус частицы r_0 , тем выше сопротивление ее горению. Во-вторых, чем больше безразмерный радиус \bar{r} , тем в большей степени проявляется нелинейный характер выгорания частицы, график которого представляет собой вогнутую линию 3. Наоборот, с уменьшением \bar{r} характер выгорания близок к линейному виду, а его график 1 мало отличается от прямой линии.

Анализ графиков на рис. 4 и формулы (3.9) показывает, что нелинейный характер выгорания обусловлен наличием слагаемого $r_0\bar{r}^2/\alpha D$, содержащего \bar{r}^2 .

Поэтому чем больше радиус в начале процесса горения, тем больше слагаемое $r_0\bar{r}^2/\alpha D$, которое существенно превосходит слагаемые $1/k$, $r_0\bar{r}/D$ в формуле (3.9). Это значит, что на начальном этапе выгорание в наибольшей степени зависит от сопротивления диффузии внутри угольной частицы.

При небольшом значении \bar{r} ее квадрат превращается в малую величину, и поэтому слагаемое $r_0\bar{r}^2/\alpha D$ оказывается существенно меньше величин $1/k$, $r_0\bar{r}/D$, и на процесс выгорания практически не оказывает влияния, в силу чего выгорание принимает линейный характер. Таким образом, при малых значениях \bar{r} выгорание частицы обусловлено только кинетическим сопротивлением и диффузионным сопротивлением на внешней поверхности частицы.

При дальнейшем уменьшении \bar{r} можно пренебречь влиянием не только $r_0\bar{r}^2/\alpha D$, но также и $r_0\bar{r}/D$ по сравнению с величиной $1/k$, что означает переход процесса выгорания полностью в кинетический режим. Следовательно, процесс выгорания угольной частицы, сопровождающийся непрерывным уменьшением \bar{r} , всегда заканчивается в кинетической области.

Зависимость сопротивления $1/\tilde{k}$ от коэффициента диффузии D представлена на рис. 5 графиками 1, 2, 3, построенными для частиц, радиусы r_0 которых соответственно 0,1 мм, 0,2 мм и 0,5 мм, представляющие собой вогнутые кривые.

Графики показывают, что существенное сопротивление химическому реагированию имеет место при малых значениях коэффициента диффузии D . С его ростом сопротивление резко уменьшается, причем для более мелких частиц $r_0 = 0,1 \div 0,2$ мм существенное влияние на величину сопротивления $1/\tilde{k}$ оказывает диффузия, если ее коэффициент $D < 4 \cdot 10^{-6}$ м/с. При больших значениях D сопротивление уже практически не зависит от молекулярной диффузии. Для частиц $r_0 > 0,5$ мм молекулярная диффузия влияет на величину $1/\tilde{k}$ на всем рассматриваемом диапазоне изменения D , но особенно заметно при $D < 4 \cdot 10^{-6}$ м/с.

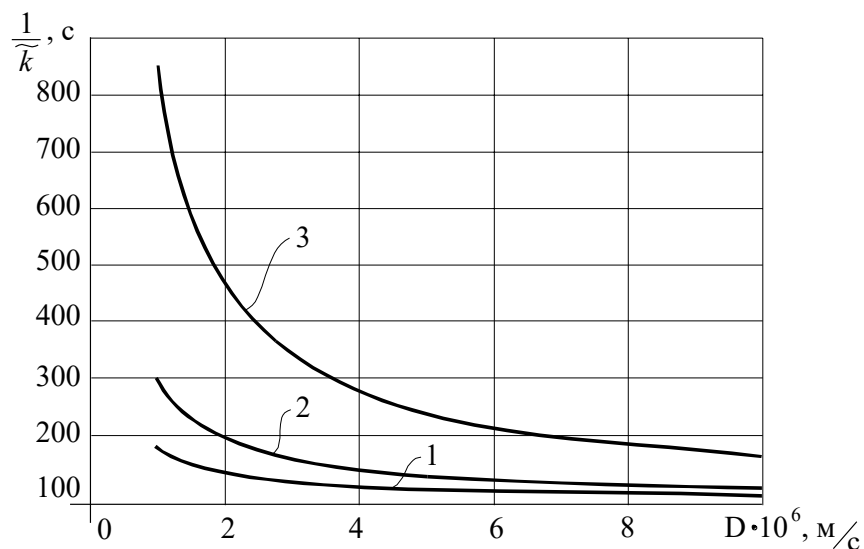


Рис. 5. Графики зависимости сопротивления $1/\tilde{k}$ от коэффициента диффузии

Вывод

1. Процесс молекулярной диффузии внутри объема покоящейся грубодисперсной угольной частицы описывается гиперболической функцией, анализ которой выявил:

а) с ростом начального радиуса частицы r_0 и увеличением внутренней реакционной поверхности \bar{S}_i химическое реагирование происходит главным образом на внешней поверхности частицы, затухая внутри ее;

б) при значениях начального радиуса угольной частицы $r_0 \leq 5,3 \cdot 10^{-4}$ м и ее внутренней реакционной поверхности $\bar{S}_i \leq 90 \cdot 10^2$ м⁻¹ относительная разница концентраций реагирующего газа внутри частицы и на ее внешней поверхности не превышает 5 %.

Поэтому, в рамках этой погрешности, можно полагать концентрации реагирующего газа на внешней поверхности частицы и внутри ее одинаковыми.

2. Анализ процесса горения грубодисперсной ПГВС показал:

а) чем больше относительный радиус угольной частицы \bar{r} , тем в большей степени проявляется нелинейный характер ее выгорания, указывая, что на начальном этапе выгорания в наибольшей степени зависит от сопротивления диффузии внутри частицы;

б) при небольших значениях \bar{r} выгорание ПГВС принимает линейный характер, в силу чего оно обусловлено только кинетическим сопротивлением и диффузионным сопротивлением на внешней поверхности частицы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Амельчугов С.П. Самовозгорание пыли бурого угля. Эксперимент, определение кинетических параметров и численное моделирование / С.П. Амельчугов, В.И. Быков, С.Б. Цыбенова // Физика горения и взрыва. — 2002. — №3. — С. 48–54.
2. Канторович Б.В. Основы теории горения и газификации твердого топлива. — М.: Изд-во АН СССР, 1958. — 600 с.
3. Франк-Каменецкий Д.А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. — М.: Наука, 1987. — 502 с.
4. Форман А.В. Теория горения. Пер. с англ. — М.: Наука, 1971. — 616 с.
5. Лыков А.В. Тепломассообмен. — М.: Энергия, 1978. — 480 с.
6. Бермант А.Ф., Араманович И.Г. Краткий курс математического анализа: учебник для вузов. — СПб.: Издательство Лань, 2005. — 736 с.
7. Понтрягин Л.С. Обыкновенные дифференциальные уравнения. — М.: Наука, 1974. — 331 с.

UDC 622.272:516.02

© S.V. Cherdantsev, P.A. Shlapakov, A.Yu. Erastov, S.A. Khaymin, K.S. Lebedev, V.V. Kolykhalov, E.A. Shlapakov, 2017

S.V. Cherdantsev

Doctor of Technical Sciences, Professor,
Leading Scientific Researcher
JSC «NC VostNII», Kemerovo
e-mail: svch01@yandex.ru

P.A. Shlapakov

Laboratory Head
JSC «NC VostNII», Kemerovo
e-mail: shlapak1978@mail.ru

A.Yu. Erastov

Senior Scientific Researcher
JSC «NC VostNII», Kemerovo
e-mail: erastov_a_y@mail.ru

S.A. Khaymin

Senior Scientific Researcher
JSC «NC VostNII», Kemerovo
e-mail: hsa007@mail.ru

K.S. Lebedev

Scientific Researcher
JSC «NC VostNII», Kemerovo

V.V. Kolykhalov

Senior Scientific Researcher
JSC «NC VostNII», Kemerovo
e-mail: x77kem@mail.ru

E.A. Shlapakov

Scientific Researcher
JSC «NC VostNII», Kemerovo
e-mail: lairxx@yandex.ru

PROCESS SIMULATION OF THE REACTANT GAS MOLECULAR DIFFUSION TO A POOR-DISPERSION COAL AT REST IN MINE OPENING

The steady process of the reactant gas diffusion in the poor-dispersion coal particles in the mine is considered. Two boundary problems are formulated, one of which describes a heterogeneous process of diffusion of the reactant gas to the exterior surface of the coal particles, and the other is a homogeneous process inside its volume.

Accurate solutions of problems are made and some regularities of the concentration changes of the reactant gas inside the volume of the coal particle are revealed.

It is shown that for small values of the coal particle mean radius it is possible to combine boundary value problems and construct their approximate solution. On its basis the influence of certain parameters of coal particles on the total resistance to chemical reaction on the exterior surface of a particle and inside its volume is revealed.

Key words: MINE OPENING, POOR-DISPERSION COAL PARTICLES LAPLACE EQUATION, POISSON'S RELATION, SPHERICAL COORDINATES, DIFFUSION COEFFICIENT, REACTION RATE, RESPONSE PORE SURFACE, CHEMICAL REACTION COMBINED RESISTANCE.

REFERENCES

1. Amelchugov S.P. Samovozgoranie pyli burogo uglya. Eksperiment, opredelenie kineticheskikh parametrov i chislennoe modelirovanie (Spontaneous combustion of brown-coal dust. Experiment, determination of kinetic parameters, and numerical modeling) / S.P. Amel'chugov, V.I. Bykov, S.B. Tsybenova // Fizika goreniya i vzryva. 2002. № 3. pp. 48–54.
2. Kantorovich B.V. Osnovy teorii goreniya i gazifikatsii tverdogo topliva (The foundations of the combustion theory and solid fuel gasification). M.: Izd-vo AN SSSR, 1958. 600 p.
3. Frank-Kamenetskiy D.A. Diffuziya i teploperedacha v khimicheskoy kinetike (Diffusion process and heat transmission in chemical kinetics). M.: Nauka, 1987. 502 p.
4. Forman A.V. Teoriya goreniya (Combustion theory). Per. s angl. M.: Nauka, 1971. 616 p.
5. Lykov A.V. Teplomassoobmen (Heat-mass exchange). M.: Energiya, 1978. 480 p.
6. Bermant A.F., Aramanovich I.G. Kratkiy kurs matematicheskogo analiza: Uchebnik dlya vuzov. 11-e izd., ster. (Short course of mathematical analysis: Textbook. 11 vol.). SPb.: Izdatelstvo Lan', 2005. 736 p.
7. Pontryagin L.S. Obyknoennyye differentsial'nye uravneniya (Ordinary differential equation). M.: Nauka, 1974. 331 p.