



II РУДНИЧНАЯ АЭРОГАЗОДИНАМИКА

DOI: 10.25558/VOSTNII.2020.55.73.009

УДК 622.272:516.02

© С.В. Черданцев, П.А. Шлапаков, Е.А. Шлапаков, Г.А. Липина, 2020

С.В. ЧЕРДАНЦЕВ

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



П.А. ШЛАПАКОВ

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



Е.А. ШЛАПАКОВ

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



Г.А. ЛИПИНА

старший преподаватель
КузГТУ, г. Кемерово
e-mail: a746025@yandex.ru



О КРИТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРАХ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ И ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В АТМОСФЕРЕ ГОРНЫХ ВЫРАБОТОК

Повышение интенсификации горных работ и переход их на более глубокие горизонты, как правило, сопровождается учащающимися случаями проявления факторов, существенно снижающих безопасность труда на угольных шахтах. В первую очередь, это относится к геодинамическим явлениям, представляющим собой горные удары и внезапные выбросы угля и газа, причиной которых является изменение напряженно-деформированного состояния горных пород и угольных пластов на глубоких горизонтах. Не менее существенное влияние на безо-

пасность ведения горных работ оказывают теплофизические и газодинамические процессы. Причинами первых из них является предрасположенность угля к химическому реагированию, в результате чего в породоугольных скоплениях образуются очаги самонагревания, приводящие к изменению температурного поля горных пород и атмосферы горных выработок. Это существенно увеличивает вероятность зажигания и горения пылегазовоздушных смесей, с возможной последующей детонацией и образованием ударных волн, что в условиях угольных шахт носит катастрофический характер. В статье рассматриваются критические условия процесса зажигания мелкодисперсных пылегазовоздушных смесей и критические условия стационарного косоугольного фронта реакции в газозвушных потоках горных выработок. Найдена критическая температура зажигания пылегазовоздушных смесей и определены критические параметры газозвушной смеси, пересекающей наклонный фронт реакции.

Ключевые слова: ГОРНЫЕ ВЫРАБОТКИ, ГАЗО- И ПЫЛЕГАЗОВОЗДУШНЫЕ СМЕСИ, ЗАЖИГАНИЕ, КРИТИЧЕСКИЕ СОСТОЯНИЯ, ЧИСЛА МАХА И ДАМКЕЛЕРА.

ВВЕДЕНИЕ

Последние годы деятельность угольных шахт отмечена существенным повышением технико-экономических показателей. Однако существуют факторы, сдерживающие увеличение добычи угля подземным способом, особенно на глубоких горизонтах. Такими факторами, в первую очередь, являются геодинамические, газодинамические и теплофизические процессы, которые, в свою очередь, связаны между собой и зависят друг от друга [1].

Геодинамические процессы проявляются в виде горных ударов, внезапных выбросов угля, пород и газа в горные выработки. Исследования показали, что выбросоопасная ситуация является совокупностью напряженно-деформированного состояния породоугольного массива и давления порового метана в призабойной части угольного пласта, что характеризуется неустойчивым соотношением сил, обуславливающих внезапный выброс, и сил, препятствующих возникновению внезапного выброса. В рамках этой концепции в работе [2] рассмотрены природа и механизм массопереноса газа при создании обнажений в угольном пласте. Приведены основные закономерности, определяющие величину давления газа, измеряемого в угольном пласте. Рассмотрена концептуальная модель и численный алгоритм расчета истечения газа и выноса угля из зоны внезапного отжима с образованием полости выброса.

В работе [3] представлена модель состо-

яния угольного пласта, вмещающего слабый слой и геологическое нарушение, а в качестве условия выброса угля в горную выработку принято нарушение равновесия той части пласта, которая находится под действием давления метана и сил трения по контакту слоя и угольного пласта. В работе обнаружена критическая длина слабого слоя, увеличивающаяся с ростом параметра, характеризующего увеличение порового давления метана, и показано, что с увеличением мощности слоя значения критической длины также увеличиваются.

Одними из основных газодинамических процессов являются суфлярные выделения газа, характерные для всех газоносных угледобывающих районов. Механизм суфлярного выделения представляет собой истечение находящегося под давлением газа из трещин, полостей и резервуаров в породоугольном массиве при их вскрытии горными выработками или скважинами [1]. В ходе исследований суфлярных выделений установлено, что их продолжительность составляет от нескольких часов до нескольких лет. Дебит газа достигает 8500 м³ в сутки, а минимальное давление составляет не менее 0,2 МПа. Причем плотность суфлярных выделений возрастает с увеличением глубины горных работ. При исследовании суфлярных выделений, как правило, определяют только дебит газа и продолжительность выделений. Однако в работах [4, 5] показано, что при определенной форме резервуара истечение газа в выработ-

ку может происходить со сверхзвуковой скоростью, в результате чего образуются скачки уплотнения, переходящие в ударные волны и спутные газозвуковые потоки, движущиеся по выработкам с очень высокой скоростью.

Причиной теплофизических процессов на выемочных участках угольных шахт является наличие угольной пыли, предрасположенной к химическому реагированию [6, 7], в результате чего в породугольных скоплениях образуются очаги самонагрева [8], приводящие к изменению температурного поля горных пород и атмосферы горных выработок [9, 10]. При наличии источников зажигания может произойти зажигание пылегазовоздушной смеси (ПГВС) [11], а затем начинается процесс горения ПГВС, который может протекать в режиме дефлаграции (медленного горения) или в режиме детонации [12]. Газодинамические и теплофизические условия протекания различных режимов горения мелкодисперсных пылегазовоздушных смесей в атмосфере очистных горных выработок, имеющих зоны подвода теплоты от находящихся поблизости очагов самонагрева, рассмотрены в работе [13].

Процесс дефлаграционного горения мелкодисперсных пылегазовоздушных смесей подробно обсуждался в работах [14–16]. В частности, в статьях [14, 15] рассмотрен процесс горения в кинетической области и выявлены критические условия горения мелкодисперсных ПГВС в атмосфере выработок. А в статье [16] исследованы режимы горения мелкодисперстных смесей в диффузионной области. Процессу горения грубодисперсных пылегазовоздушных смесей посвящены работы [17, 18], в которых установлены соотношения между параметрами смесей при протекании горения соответственно в кинетической, диффузионной и промежуточной областях.

В работе [19] экспериментально выявлена склонность угольной пыли образовывать взрывчатую смесь в атмосфере горных выработок. Авторы этой работы установили, что при наличии условий воспламенения смеси одновременно возникает источник зажигания, при этом возгорание смеси происходит

в режиме дефлаграционного горения, а при определенных соотношениях уголь – окислитель наблюдается двухстадийный детонационный процесс.

Анализируя материалы исследований взрывов при отработке механизированными комплексами пологих и наклонных угольных пластов, авторы [20] пришли к выводу, что наиболее вероятной причиной возникновения взрывов является воспламенение метановоздушной смеси и последующие за этим взрывы в выработанном пространстве, которые инициируются очагами самовозгорания угля. При этом горящий газ выносится взрывной волной в очистной забой и в прилегающие горные выработки, вызывая взрывы угольной пыли. Описан механизм самовозгорания угля в краевых частях межлавных целиков.

В монографии [21] изложены вопросы математического моделирования ударно-волновых процессов в многофазных средах, частными случаями которых являются газы и пылегазовоздушные смеси. Получены уравнения и найдена структура ударной волны в смеси газов. Дан вывод соотношения на комбинированном разрыве в смеси газ – частицы.

В работе [22] исследовано течение смеси газа и твердых частиц с учетом их собственного давления. В этой же работе с учетом умеренной объемной концентрации частиц развита теория сильного разрыва, позволившая описать несколько типов ударных волн в рассматриваемых смесях.

В работе [23] экспериментально доказана возможность быстрого перехода горения в детонацию в условиях высокоскоростного течения с отдельной подачей метана и воздуха в трубу диаметром 150 мм с открытым концом при слабом источнике зажигания. Показано, что в такой трубе с помощью турбулизаторов специальной формы и определенной расстановки можно обеспечить надежный переход горения в детонацию на расстоянии $3 \div 4$ м от источника зажигания за время $15 \div 16$ мс, начиная с момента зажигания.

Особенность протекания газодинамических и теплофизических процессов в газы и пылегазовоздушных смесях заключается в

том, что эти процессы имеют критические условия протекания, когда параметры смесей способны изменяться скачкообразно. Сюда относятся процессы зажигания и горения мелкодисперсных газо- и пылегазовоздушных смесей, сверхзвуковые течения смесей, пересекающих зоны подвода теплоты, а также ударно-волновые процессы, обусловленные внезапными выбросами газа из подземных резервуаров со сверхзвуковой скоростью. В этой статье мы рассмотрим критические условия и соответствующие им критические параметры в процессах зажигания мелкодисперсных ПГВС и критические параметры течения смесей в выработках вблизи очагов самонагревания, формирующих зоны подвода теплоты.

КРИТИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ И КРИТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ В ПРОЦЕССАХ ЗАЖИГАНИЯ ПЫЛЕГАЗОВОЗДУШНЫХ СМЕСЕЙ

Начнем с того, что примем первый порядок реакции горения ПГВС и поэтому ее скорость W определим по формуле [6, 7]

$$W = kc_S. \quad (1)$$

В формуле (1): c_S — концентрация окислителя на поверхности угольных частиц, где началась химическая реакция; k — константа скорости реакции, зависимость которой от абсолютной температуры T выражается законом Аррениуса [6]:

$$k = k_0 e^{-E/RT}, \quad (2)$$

где $R = 8,314$ Дж/(моль·К) — газовая постоянная; E — энергия активации, которой должна обладать молекула, чтобы прореагировать; k_0 — предэкспоненциальный множитель.

Будем полагать, что реакция протекает в стационарном режиме, поэтому ее скорость пропорциональна количеству реагирующего вещества, доставляемому в зону реакции диффузией, что может быть выражено равенством [6]

$$W = \beta(c - c_S), \quad (3)$$

где c — концентрация реагирующего вещества в рассматриваемой области; β — коэффициент массообмена.

Сопоставляя равенства (1) и (3), находим

$$c_S = \frac{\beta c}{k + \beta}, \quad (4)$$

и, подставив (4) в формулу (1), определим скорость реакции

$$W = \frac{k\beta}{k + \beta} c. \quad (5)$$

Формула (5) показывает, что скорость реакции зависит от протекания двух стадий: кинетической, характеризуемой коэффициентом k , и диффузионной, определяемой коэффициентом β . Известно, что скорость всего процесса определяется самой медленной его стадией [6, 7]. Поэтому, если скорость химического взаимодействия молекул значительно больше скорости диффузии ($k \gg \beta$), то реакция протекает в диффузионной области. Наоборот, когда химическое взаимодействие протекает медленно, а диффузия быстро ($k \ll \beta$), то реакция протекает в кинетической области. Если же скорости реакции и диффузии приблизительно равны, то реакция протекает в переходной области.

Если тепловой эффект Q горения угля известен, то количество тепла q , выделяющегося на единице реакционной поверхности за единицу времени, мы найдем по формуле

$$q = Q \cdot W = Q \cdot \frac{k\beta}{k + \beta} c, \quad (6)$$

а количество отводимого тепла q_S находим из закона Ньютона [6]:

$$q_S = \alpha(T - T_0), \quad (7)$$

где α — коэффициент теплообмена.

Очевидно, что стационарный тепловой режим установится при условии равенства q и q_S . Поэтому, приравняв правые части формул (6), (7) и учитывая формулу (2), получим трансцендентное уравнение

$$Q \frac{k_0 e^{-E/RT} \beta \cdot c}{k_0 e^{-E/RT} + \beta} = \alpha(T - T_0), \quad (8)$$

описывающее стационарный теплообмен на поверхности угольной частицы.

Анализируя уравнение (8), мы замечаем, что, ввиду наличия множителя $e^{-E/RT}$, химическая реакция протекает при любой температуре и ее скорость никогда не будет равна нулю. Следовательно, начальное состояние нельзя считать стационарным, и поэтому уравнение (8) становится неправомерным. Чтобы исключить это противоречие, воспользуемся рекомендациями работы [6], в соответствии с которыми преобразуем показатель в формуле Аррениуса к виду

$$\begin{aligned} \frac{E}{RT} &= \frac{E}{R(T+T_0-T_0)} = \frac{E}{R(T_0+\Delta T)} = \\ &= \frac{E}{RT_0 \left(1 + \frac{\Delta T}{T_0}\right)} = \frac{E}{RT_0} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\Delta T}{T_0}}, \end{aligned} \quad (9)$$

где T_0 — некоторая температура области вблизи реагирующей поверхности, и поэтому величина $\Delta T = T - T_0$ является малой, значительно меньшей T_0 . В силу этого величину $1/(1 + \Delta T/T_0)$ мы можем разложить в ряд Тейлора по переменной $\Delta T/T_0$

$$\frac{1}{1 + \frac{\Delta T}{T_0}} = 1 - \frac{\Delta T}{T_0} + \left(\frac{\Delta T}{T_0}\right)^2 - \left(\frac{\Delta T}{T_0}\right)^3 + \dots \quad (10)$$

Поскольку величина ΔT малая, то ряд (10) быстро сходится, и можно ограничиться только его линейными членами, в силу чего равенство (9) приобретает вид

$$\frac{E}{RT} = \frac{E}{RT_0} - \frac{E}{RT_0^2} \Delta T. \quad (11)$$

С учетом формулы (11) экспоненту в законе Аррениуса представим следующим образом:

$$e^{-E/RT} = e^{-E/RT_0} \cdot e^{\theta}, \quad (12)$$

где величина θ представляет собой безразмерную температуру:

$$\theta = \frac{E}{RT_0^2} \Delta T = \frac{E}{RT_0^2} (T - T_0). \quad (13)$$

Отметим, что формула (12) будет достаточно точно описывать процесс зажигания,

когда температуры T и T_0 мало отличаются друг от друга.

Подставив формулу (12) в уравнение (8) и учитывая выражение (13), приведем уравнение (8) к виду

$$\frac{Q}{\alpha} k_0 e^{-E/RT_0} \frac{E}{RT_0^2} c \frac{e^{\theta}}{e^{\theta} \frac{k_0 e^{-E/RT_0}}{\beta} + 1} = \theta. \quad (14)$$

Уравнение (14) также является трансцендентным относительно безразмерной температуры θ , но, в отличие от уравнения (8), оно адекватно описывает стационарный разогрев ПГВС.

Объединим содержащиеся в уравнении (14) величины в два безразмерных параметра

$$\delta = \frac{Q}{\alpha} \frac{E}{RT_0^2} k_0 c \cdot e^{-E/RT_0}, \quad \mu = \frac{k_0 e^{-E/RT_0}}{\beta} \quad (15)$$

и представим (14) следующим образом:

$$\delta \frac{e^{\theta}}{\mu e^{\theta} + 1} = \theta$$

или в более удобной форме

$$\delta = \theta(\mu + e^{-\theta}). \quad (16)$$

Из формул (15) вытекает, что параметры δ и μ являются постоянными величинами, а правая часть уравнения (16) представляет собой функцию безразмерной температуры θ , которую обозначим как

$$f(\theta) = \theta(\mu + e^{-\theta}). \quad (17)$$

Очевидно, что функция $f(\theta)$ не имеет разрывов и является монотонной, поэтому исследуем ее на наличие экстремумов. Для этой цели найдем производную $f(\theta)/d\theta$ и приравняем ее к нулю:

$$\mu + e^{-\theta} - \theta e^{-\theta} = 0,$$

откуда находим функцию

$$\mu(\theta) = e^{-\theta}(\theta - 1), \quad (18)$$

подставив которую в (16), получаем равенство

$$\delta(\theta) = \theta^2 e^{-\theta}, \quad (19)$$

выражающее зависимость параметра δ от безразмерной температуры θ .

Найдем значение θ , при котором функция $\mu(\theta)$ имеет экстремальное значение. Приравняв к нулю ее производную $\mu(\theta)/d\theta$, получаем равенство

$$-e^{-\theta}(\theta-1) + e^{-\theta} = 0,$$

из которого находим значение θ :

$$\theta = \theta_{\text{ext}} = 2,$$

которое является экстремальным. Подставив его в формулу (18), находим экстремальное значение функции $\mu(\theta)$ в точке θ_{ext} :

$$\mu(\theta_{\text{ext}}) = e^{-2} \approx 0,135.$$

Равенства (18) и (19) можно рассматривать как параметрическую зависимость δ от μ , график которой представлен на рис. 1. Из анализа графика вытекает, что в интервале $\mu \in (0; 0,135)$ каждому значению μ соответствуют два значения δ . В точке $\mu = 0,135$ существует только одно значение $\delta = 0,541$, а при $\mu > 0,135$ вообще нет значений δ . Поэтому при $\mu < 0,135$ уравнение (19) имеет два решения, а при $\mu > 0,135$ — ни одного. Следовательно, экстремальная точка $\mu = e^{-2} \approx 0,135$ является точкой бифуркации, поскольку любому значению $\mu \in (0; 0,135)$ соответствуют два значения δ (рис. 1).

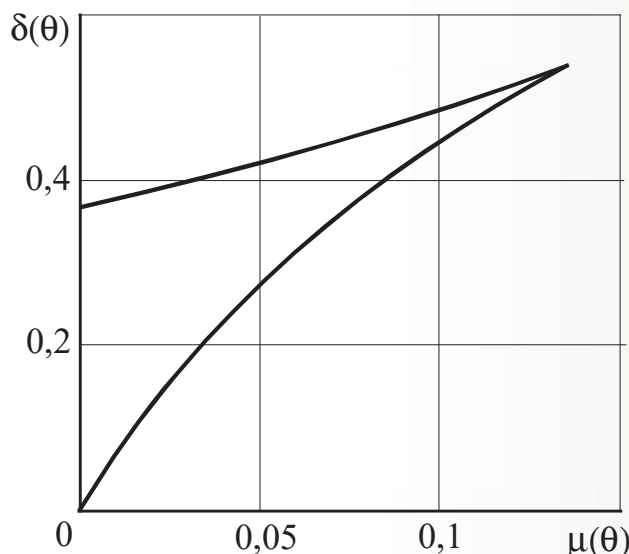


Рис. 1. График параметрической зависимости параметров $\delta(\theta)$ и $\mu(\theta)$

На рис. 2 построены графики функции $f(\theta)$ при двух значениях параметра μ , из которых мы видим, что при $\mu = 0,12$ функция $f(\theta)$ (ли-

ния 2) имеет два локальных экстремума: максимум и минимум, а при $\mu = 0,135$ — только один в точке $\theta = 2$ (линия 1). Здесь функция имеет значение $f(2) = 0,541$.

На рис. 2 показано графическое решение уравнения (16) при $\mu = 0,12$. Если значение δ задано, то решение уравнения (16) дается пересечением кривой 2 с прямой 3, параллельной оси абсцисс и отстоящей от нее на расстоянии δ .

Из рис. 2 видно, что имеются три точки пересечения прямой 3 с кривой $f(\theta)$: точка a_1 отвечает нижнему температурному режиму, точка a_5 — верхнему и a_3 — среднему, который является неустойчивым, поскольку возможен «перескок» из точки a_3 в точку a_5 вдоль прямой 3. Еще две точки на кривой 2 являются экстремальными точками, причем точка a_2 является критической точкой воспламенения, а точка a_4 — критической точкой потухания.

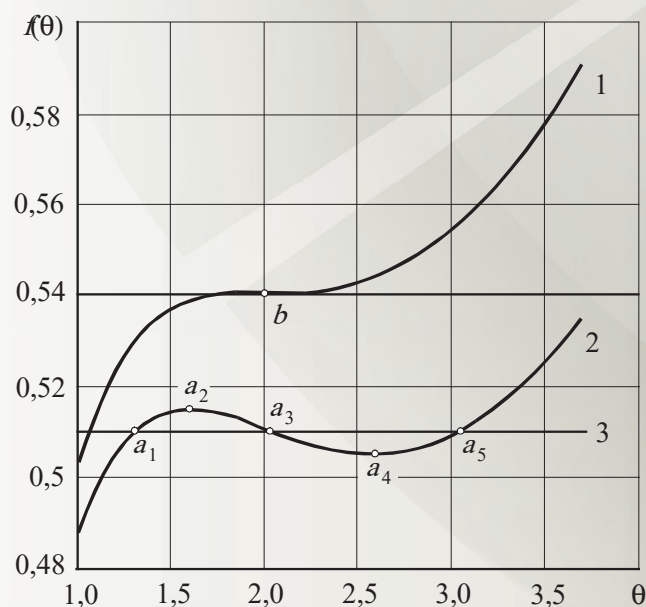


Рис. 2. Графики функции $f(\theta)$ при $\mu = 0,135$ (линия 1), $\mu = 0,12$ (линия 2) и при $\delta = \text{const}$ (линия 3)

Обратим внимание, что оба параметра δ, μ экспоненциально зависят от температуры, и, следовательно, зависят от скорости реакции. Но их отношение

$$\psi = \frac{\delta}{\mu} = \frac{Q}{\alpha} \frac{E}{RT_0^2} \beta c \quad (20)$$

уже не содержит скорости реакции и позволяет представить критическое условие как зависимость критического значения δ от параметра μ .

При протекании реакции в диффузионной области скорость тепловыделения согласно [6] составляет величину $Q\beta c$, поэтому, приравнивая ее правой части уравнения (8), найдем, что в диффузионной области разогрев поверхности составляет

$$T - T_0 = \frac{Q\beta c}{\alpha}.$$

Умножив обе части полученного равенства на величину E / RT_0^2 :

$$\frac{E}{RT_0^2}(T - T_0) = \frac{Q}{\alpha} \frac{E}{RT_0^2} \beta c,$$

замечаем, что левая его часть представляет собой безразмерную температуру θ , а правая часть является параметром ψ . Таким образом, параметр ψ является безразмерной температурой θ в диффузионной области.

Из второй формулы (15) мы видим, что если

$$\mu \ll 1, \text{ то } \beta \gg k_0 e^{-E/RT_0},$$

и поэтому нижний температурный режим проявляется в кинетической области. Переходная же область при значении $\psi \gg 1$ реализована быть не может, так как ей отвечают неустойчивые тепловые режимы.

Чтобы сделать последующие вычисления более удобными, перепишем равенство (19), имея в виду, что в диффузионной области $\psi = \theta$:

$$\delta e^\theta = \psi^2,$$

и учтем первую из формул (15)

$$\frac{Q}{\alpha} \frac{E}{RT_0^2} k_0 e^{-E/RT_0} c e^\theta = \psi^2. \quad (21)$$

Далее с помощью формул (12) и (20) перепишем равенство (21) в виде

$$k_0 e^{-E/RT} = \frac{E}{RT_0^2} \frac{Q\beta^2 c}{\alpha}, \quad (22)$$

где левая часть равенства является законом Аррениуса в форме (2). Поэтому формула (22) представляется особенно удобной, когда разогрев поверхности перед потуханием довольно велик. Следовательно, найденную из формулы (22) температуру можно считать температурой потухания $T = T_{\text{п}}$, а саму формулу (22) — условием потухания.

Условие зажигания будем искать не в диффузионной, а в кинетической области, когда $\beta \gg k$. В силу этого, из второй формулы (15) величина $\mu \rightarrow 0$, а равенство (18) превращается в трансцендентное уравнение

$$e^{-\theta}(\theta - 1) = 0,$$

решение которого доставляет нам значение $\theta = 1$, при котором правая часть уравнения (17) становится постоянной величиной:

$$f(\theta) = \frac{1}{e} = \text{const}, \quad (23)$$

соответственно этому и значение $\delta(\theta)$ в формуле (19) приобретает постоянное значение, которое мы примем в качестве критического значения:

$$\delta_{kp} = \frac{1}{e}. \quad (24)$$

Сопоставляя формулу (23) и первую формулу выражения (15), имеем:

$$\frac{Q}{\alpha} \frac{E}{RT_0^2} k_0 e^{-E/RT_0} c = \frac{1}{e}. \quad (25)$$

Далее мы воспользуемся формулой (12), в которой учтем, что при $\theta = 1$ температура будет критической температурой зажигания $T = T_{kp}$:

$$e^{-E/RT_{kp}} = e^{-E/RT_0} \cdot e, \quad (26)$$

и тогда равенство (25) приводится к виду

$$k_0 e^{-E/RT_{kp}} = \frac{\alpha}{Qc} \frac{RT_0^2}{E}. \quad (27)$$

Логарифмируя выражение (27) и выполняя преобразования, получим формулу

$$T_{kp} = \frac{E}{R \ln \left(\frac{Ek_0 Qc}{RT_0^2 \alpha} \right)}, \quad (28)$$

определяющую критическую температуру зажигания в явном виде. Принимая в качестве исходных данных следующие параметры пылегазовоздушной угольной смеси: $k_0 = 3,5 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$; $c = 0,23 \text{ кг/м}^3$; $Q = 27 \cdot 10^6 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}$; $E = 133 \cdot 10^3 \text{ Дж/моль}$; $T_0 = 300^\circ\text{К}$; $\alpha = 15 \text{ Вт/(м}^2\text{К)}$, вычислим значение критической температуры зажигания $T_{kp} = 826,01^\circ\text{К}$.

КРИТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ СТАЦИОНАРНОГО КОСОГО ФРОНТА РЕАКЦИИ В ГАЗОВОЗДУШНЫХ ПОТОКАХ ГОРНЫХ ВЫРАБОТОК

Пусть в некоторой окрестности горной выработки находится зона подвода теплоты, являющаяся следствием очага самонагревания, которая наклонена к продольной оси выработки на угол ϕ (рис. 3). Предположим, что при пересечении газовой воздушным потоком рассматриваемой зоны внутри ее образуется фронт химической реакции, который будет наклонен также на угол ϕ к продольной оси выработки. Состояние газовой воздушной смеси будем описывать её вектором скорости \vec{v} , плотностью ρ , давлением p и температурой T по Кельвину, которые в первой области будем снабжать индексом 1, а во второй области — индексом 2. Требуется найти параметры смеси в области 2, если ее параметры в области 1 нам известны.

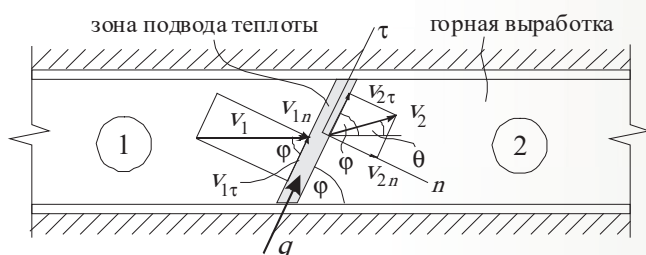


Рис. 3. Течение в горной выработке газовой воздушной смеси через косой фронт реакции

При построении решения задачи будем учитывать следующие допущения:

1) зона подвода теплоты представляет собой достаточно узкий фронт реакции, при переходе через который параметры смеси изменяются скачкообразно;

2) трением газовой воздушной смеси на стенках выработки пренебрегаем и полагаем смесь по своим свойствам, близкую идеальной газу с постоянной удельной теплоемкостью;

3) течение газовой воздушной смеси в горной выработке полагаем одномерным.

Для решения сформулированной задачи воспользуемся фундаментальными законами сохранения: массы, импульсов и энергии [24, 25].

Из закона сохранения массы газовой воздушной смеси, пересекающей фронт реакции, следует равенство

$$\rho_1 v_{1n} = \rho_2 v_{2n}, \quad (29)$$

представляющее собой уравнение неразрывности для косого фронта реакции.

Из закона сохранения импульса в направлении оси τ , совпадающей с фронтом реакции, вытекают два равенства

$$p_1 = p_2, \quad (\rho_1 v_{1n}) v_{1\tau} = (\rho_2 v_{2n}) v_{2\tau}, \quad (30)$$

учитывая во втором из них уравнение неразрывности (29), получим:

$$v_{1\tau} = v_{2\tau} = v_\tau. \quad (31)$$

Таким образом, проекции скоростей \vec{v}_1 и \vec{v}_2 на ось τ равны между собой. В формулах (29), (30) величины p_1, p_2 и ρ_1, ρ_2 являются соответственно давлениями и плотностями газовой воздушного потока на противоположных сторонах фронта реакции.

Из рисунка 3 видно, что для нормальных и тангенциальных составляющих скоростей \vec{v}_1 и \vec{v}_2 имеют место соотношения

$$\begin{aligned} v_{1n} &= v_1 \sin \phi, \quad v_{1\tau} = v_1 \cos \phi, \\ v_{2n} &= v_2 \sin(\phi - \theta), \quad v_{2\tau} = v_2 \cos(\phi - \theta), \end{aligned} \quad (32)$$

где ϕ — угол наклона фронта реакции, а θ — угол отклонения вектора скорости \vec{v}_2 от продольной оси выработки.

Для анализа состояния газовой воздушного потока за «косым» фронтом реакции добавим к уравнению неразрывности (29) уравнение импульсов

$$p_2 + \rho_2 v_{2n}^2 = p_1 + \rho_1 v_{1n}^2 \quad (33)$$

и уравнение энергии

$$\frac{v_{2n}^2}{2} + i_2 = \frac{v_{1n}^2}{2} + i_1 + q, \quad (34)$$

где i_1, i_2 — энтальпия газовой смеси в областях 1 и 2, q — подведенное на единицу массы смеси количество теплоты из зоны подвода теплоты, которое считаем положительным.

Поскольку энтальпию в зонах 1 и 2 мы можем определить по формулам [25]

$$i_1 = \frac{k}{k-1} \frac{p_1}{\rho_1}, \quad i_2 = \frac{k}{k-1} \frac{p_2}{\rho_2},$$

то уравнение энергии (34) перепишем следующим образом:

$$\frac{v_{2n}^2}{2} + \frac{k}{k-1} \frac{p_2}{\rho_2} = \frac{v_{1n}^2}{2} + \frac{k}{k-1} \frac{p_1}{\rho_1} + q,$$

откуда найдем соотношение между квадратами нормальных составляющих скоростей

$$\frac{v_{2n}^2}{v_{1n}^2} = 1 + \frac{1}{v_{1n}^2} \left[2q - \frac{2k}{k-1} \left(\frac{p_2}{\rho_2} - \frac{p_1}{\rho_1} \right) \right], \quad (35)$$

где $k = c_p/c_v$ — показатель адиабаты Пуассона, а c_p и c_v — удельные теплоемкости газовой смеси соответственно при постоянном давлении и при постоянном объеме. В статье показатель адиабаты Пуассона принят $k = 1,4$.

Далее из уравнения неразрывности (29) и уравнения импульсов (33) получим формулу

$$p_2 = p_1 + \rho_1 v_{1n}^2 \left(1 - \frac{v_{2n}}{v_{1n}} \right), \quad (36)$$

в силу которой формула (35) преобразуется к виду

$$\left(\frac{v_{2n}}{v_{1n}} \right)^2 = 1 + \frac{2}{v_{1n}^2} \left[q - \frac{a_1^2}{k-1} \left(1 - \frac{v_{2n}}{v_{1n}} \right) \left(M_{1n}^2 \frac{v_{2n}}{v_{1n}} - 1 \right) \right], \quad (37)$$

где $a_1 = \sqrt{k p_1 / \rho_1}$ — скорость звука в области 1, а входящую в формулу (37) величину M_{1n} , определяемую как $M_{1n} = v_{1n}/a_1$, преобразуем с учетом первой формулы (32) к следующему виду:

$$M_{1n} = M_1 \sin \varphi, \quad (38)$$

где $M_1 = v_1 / a_1$ представляет собой число Маха.

Учтем, что энтальпию смеси мы можем выразить по формуле [25]

$$i = \frac{a^2}{k-1} = c_p T,$$

где T — температура смеси по Кельвину, и поэтому формулу (37) приведем к квадратному уравнению

$$\left(\frac{v_{2n}}{v_{1n}} \right)^2 - 2 \frac{k M_1^2 \sin^2 \varphi + 1}{M_1^2 \sin^2 \varphi \cdot (k+1)} \cdot \frac{v_{2n}}{v_{1n}} + \frac{(k-1) M_1^2 \sin^2 \varphi + 2\bar{q}}{M_1^2 \sin^2 \varphi \cdot (k+1)} = 0,$$

корнями которого являются выражения

$$\frac{v_{2n}}{v_{1n}} = 1 - \frac{1}{(k+1) M_1^2 \sin^2 \varphi} \left[(M_1^2 \sin^2 \varphi - 1) \pm \sqrt{(M_1^2 \sin^2 \varphi - 1)^2 - 2\bar{q}(k+1) M_1^2 \sin^2 \varphi} \right], \quad (39)$$

где $\bar{q} = q/(c_p T_1)$ — число Дамкелера, представляющее собой безразмерную величину подводимой теплоты.

Из уравнения неразрывности (29) найдем соотношение

$$\frac{1}{\bar{\rho}_2} = 1 - \frac{1}{(k+1) M_1^2 \sin^2 \varphi} \left[(M_1^2 \sin^2 \varphi - 1) \pm \sqrt{(M_1^2 \sin^2 \varphi - 1)^2 - 2\bar{q}(k+1) M_1^2 \sin^2 \varphi} \right], \quad (40)$$

преобразовав которое получим формулу для определения относительной плотности

$$\bar{p}_2 = (k+1)M_1^2 \sin^2 \varphi \left\{ (k+1)M_1^2 \sin^2 \varphi - \left[(M_1^2 \sin^2 \varphi - 1) \pm \sqrt{(M_1^2 \sin^2 \varphi - 1)^2 - 2\bar{q}(k+1)M_1^2 \sin^2 \varphi} \right] \right\}, \quad (41)$$

где $\bar{p}_2 = p_2 / p_1$.

Далее формулу (36) сначала приведем к виду

$$\bar{p}_2 = 1 + kM_1^2 \sin^2 \varphi \left(1 - \frac{v_{2n}}{v_{1n}} \right)$$

и, учитывая соотношение (39), найдем относительное давление $\bar{p}_2 = p_2 / p_1$ за фронтом реакции:

$$\bar{p}_2 = 1 + \frac{k}{k+1} \left[(M_1^2 \sin^2 \varphi - 1) \pm \sqrt{(M_1^2 \sin^2 \varphi - 1)^2 - 2\bar{q}(k+1)M_1^2 \sin^2 \varphi} \right]. \quad (42)$$

Чтобы найти соотношение температур T_2/T_1 , воспользуемся формулами, определяющими скорости звука a_1 и a_2 в газовой смеси. С одной стороны, эти скорости мы можем определить по формулам [24, 25]

$$a_1^2 = k \frac{p_1}{\rho_1}, \quad a_2^2 = k \frac{p_2}{\rho_2}, \quad (43)$$

с другой стороны, по формулам

$$a_1^2 = kRT_1, \quad a_2^2 = kRT_2, \quad (44)$$

в которых R — универсальная газовая постоянная.

Сопоставляя формулы (43) и (44), находим относительную температуру $\bar{T}_2 = T_2/T_1$ за фронтом реакции:

$$\bar{T}_2 = \frac{a_2^2}{a_1^2} = \frac{\bar{p}_2}{\bar{\rho}_2}. \quad (45)$$

Поскольку, согласно формуле (31), тангенциальные составляющие скорости газовоздушного потока при переходе через фронт реакции равны между собой, а нормальные составляющие имеют различные значения, то вектор скорости \vec{v}_1 при переходе через фронт реакции изменяет свое направление на угол θ (см. рис. 3). Для определения θ воспользуемся

равенствами (29), (31) и (32), с помощью которых найдем

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{1 - 1/\bar{\rho}_2}{1 + 1/\bar{\rho}_2 \operatorname{tg}^2 \varphi} \operatorname{tg} \varphi. \quad (46)$$

Анализируя формулу (46), замечаем, что если плотность газовоздушного потока при переходе через фронт реакции не изменяется ($\bar{\rho}_2 = 1$), то угол $\theta = 0$ и, следовательно, газовоздушный поток не меняет своего направления. Если же $\bar{\rho}_2 > 1$, то за фронтом реакции происходит сжатие газовой смеси, имеющее место только при торможении потока, когда $v_2 < v_1$. В этом случае из формулы (46) следует, что $\operatorname{tg} \theta > 0$, и поэтому $\theta > 0$. Следовательно, газовоздушный поток при переходе через фронт реакции поворачивается против хода часовой стрелки. Наоборот, если $v_2 > v_1$, то за фронтом происходит разрежение ($\bar{\rho}_2 < 1$), в силу чего $\operatorname{tg} \theta < 0$, и значит $\theta < 0$. Поэтому поворот газовоздушного потока происходит по часовой стрелке.

Преобразовав формулу (46) с помощью (40) к виду

$$\operatorname{ctg} \theta = \left[(k+1)M_1^2 \operatorname{tg} \varphi \left\{ (M_1^2 \sin^2 \varphi - 1) \pm \sqrt{(M_1^2 \sin^2 \varphi - 1)^2 - 2\bar{q}(k+1)M_1^2 \sin^2 \varphi} \right\} - \operatorname{tg} \varphi \right], \quad (47)$$

устанавливаем зависимость угла отклонения θ от угла φ , числа Маха M_1 и числа Дамкелера \bar{q} .

Если число Дамкелера $\bar{q} \neq 0$, то формулы (39) – (42), (45) и (47) имеют смысл только в том случае, если выражение, стоящее в них под радикалом, неотрицательно. Максимальное значение величины \bar{q} , при котором это условие выполняется, является критическим числом Дамкелера \bar{q}_{kp} . Состояние газовой смеси, к которому подводится критическое количество теплоты, является критическим и представляет особый интерес, поскольку является состоянием Чепмена – Жуטה [12], реализуемым только при стационарном течении газо- и пылегазовоздушных смесей.

Критическое число Дамкелера мы определим из уравнения

$$(M_1^2 \sin^2 \varphi - 1)^2 - 2\bar{q}_{kp}(k+1)M_1^2 \sin^2 \varphi = 0, \quad (48)$$

левая часть которого является подкоренным выражением в формулах (39) – (42). Из уравнения (48) вытекает формула для вычисления критического числа Дамкелера

$$\bar{q}_{kp} = \frac{(M_1^2 \sin^2 \varphi - 1)^2}{2(k+1)M_1^2 \sin^2 \varphi}, \quad (49)$$

представляющего собой максимальное количество теплоты, которое еще можно подвести к потоку пылегазовоздушной смеси с заданным числом Маха M_1 и показателем адиабаты Пуассона, чтобы поток был стационарным.

Если число Маха M_1 и критическое число Дамкелера \bar{q}_{kp} нам известны, то из формулы (49) мы можем найти критическое значение угла $\varphi = \varphi_{kp}$, характеризующего наклон фронта реакции,

$$\sin \varphi_{kp} = \frac{1}{M_1} F(\bar{q}_{kp}), \quad (50)$$

где

$$F(\bar{q}_{kp}) = \sqrt{1 + \frac{k+1}{2}\bar{q}_{kp}} \pm \sqrt{\frac{k+1}{2}\bar{q}_{kp}}. \quad (51)$$

Обратим внимание, что значение φ_{kp} не может быть равно нулю, поскольку при $\varphi = 0$ уравнение (48) перестает быть таковым. Дело в том, что в этом случае фронт реакции и направление натекающего потока параллельны, что в реальных условиях не реализуется. При $\varphi = 90^\circ$ фронт реакции нормален натекающему потоку.

Из анализа формул (50), (51) вытекает, что существуют два критических значения угла φ_{kp1} и φ_{kp2} , меньше и больше которых углы наклона фронта реакции быть не могут, поскольку течение перед фронтом должно сохраняться стационарным.

Подставляя известное соотношение для угла Маха α [12]

$$\sin \alpha = 1/M_1 \quad (52)$$

в формулу (50), получаем:

$$\sin \varphi_{kp} = F(\bar{q}_{kp}) \cdot \sin \alpha. \quad (53)$$

Если критическое значение $\bar{q}_{kp} \rightarrow 0$, то функция $F(\bar{q}_{kp}) \rightarrow \pm 1$ и, следовательно, оба критических угла наклона фронта совпадают с углом Маха, т. е. $\varphi_{kp1,2} = \pm \alpha$.

Пусть нам известны число Маха $M_1 = 2,25$ и число Дамкелера $\bar{q} = 0,5$. Подставляя их в формулы (50) и (51), находим: $\sin \varphi_{kp1} = 0,906$; $\sin \varphi_{kp2} = 0,218$ и, следовательно, $\varphi_{kp1} = 65^\circ$; $\varphi_{kp2} = 12,6^\circ$. Угол Маха α найдем по формуле (52): $\alpha = \arcsin(1/M_1) = 26,4^\circ$.

Вычисленные критические значения углов наклона косоугольного фронта реакции для заданных чисел Маха и Дамкелера показаны на рис. 4, где возможные области заштрихованы. Из анализа рис. 4 видно, что при сверхзвуковом фронте реакции ($M_{1n} > 1$) критический угол φ_{kp1} имеет минимум, а при дозвуковом фронте реакции ($M_{1n} < 1$) — максимум.

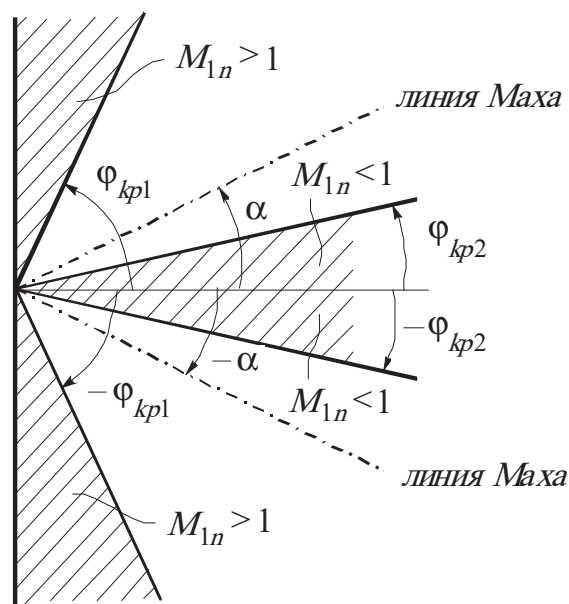


Рис. 4. Критические углы наклона фронта реакции при заданных значениях чисел Маха и Дамкелера

Возможные области при постоянной скорости натекания тем меньше, чем больше число Дамкелера и, наоборот, с его уменьшением критические углы наклона увеличиваются и все больше и больше приближаются к углу Маха, а при $q = 0$ — совпадают с ним.

Другие критические параметры $\bar{p}_{2,kp}$, $\bar{p}_{2,kp}$, $\bar{T}_{2,kp}$, характеризующие критическое состояние рассматриваемой смеси, мы можем

определить по формулам (41), (42) и (45), учитывая, что в них выражение под знаком радикала удовлетворяет условию (48). В силу этого имеем:

$$\bar{p}_{2,kp} = 1 + \frac{k}{k+1}(M_1^2 \sin^2 \varphi - 1),$$

$$\bar{\rho}_{2,kp} = \frac{(k+1)M_1^2 \sin^2 \varphi}{kM_1^2 \sin^2 \varphi + 1},$$

$$\bar{T}_{2,kp} = \frac{1}{M_1^2 \sin^2 \varphi} \left[1 + \frac{k}{k+1}(M_1^2 \sin^2 \varphi - 1) \right]^2. \quad (54)$$

На рис. 5 показаны графики зависимостей критических параметров смеси в области 2 от чисел Маха M_1 , построенные по формулам (54) при $\varphi = 90^\circ$.

Анализируя графики, замечаем, что функции $\bar{p}_{2,kp}$ и $\bar{\rho}_{2,kp}$ на рассматриваемом отрезке $M_1 \in [0; 3]$ монотонно возрастают, причем график первой из них всюду вогнутый, в то время как график функции $\bar{\rho}_{2,kp}$ вогнутый только на отрезке $M_1 \in [0; 1]$ и выпуклый на интервале $M_1 \in (1; 3]$ и, следовательно, точка $M_1 = 1$ является точкой перегиба функции $\bar{\rho}_{2,kp}$.

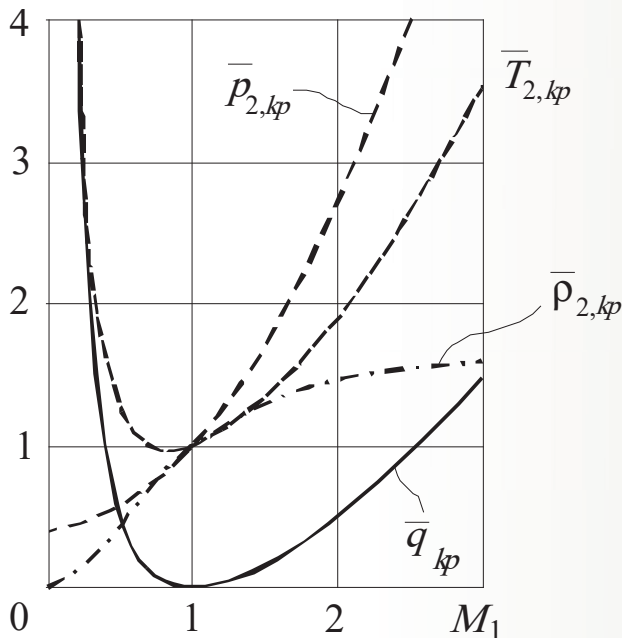


Рис. 5. Графики зависимости критических параметров смеси от чисел Маха M_1

Напротив, функции $\bar{T}_{2,kp}$ и \bar{q}_{kp} имеют экстремальные значения, которые легко определить, используя стандартную процедуру исследования функций. В результате мы получим, что минимальное значение функции $\bar{T}_{2,kp, \min} = 0,972$ находится в точке $M = 0,845$, а функция \bar{q}_{kp} минимальна $\bar{q}_{kp, \min} = 0$ в точке $M_1 = 1$, что означает невозможность подвода теплоты к смеси при ее движении в стационарном режиме.

ВЫВОДЫ

1. Показано, что зажигание мелкодисперсной пылегазовоздушной смеси представляет собой нелинейный процесс, характеризующийся критическими условиями, которым отвечают критическая температура зажигания и критическая температура потухания. При этом зажигание смеси происходит в кинетической области, а потухание — в диффузионной.

2. Получена формула для определения критической температуры зажигания, вычислено ее значение при заданных параметрах пылегазовоздушной смеси.

3. Сформулирована задача о стационарном течении газоздушных смесей в горных выработках на наклонных фронтах реакций.

4. Получены формулы, определяющие параметры смеси, пересекающей наклонный фронт реакции, выявлены их критические значения и построены графики зависимостей критических параметров в зависимости от чисел Маха M_1 .

5. Анализ формул и графиков показал:

- критические значения давления и плотности на отрезке $M_1 \in [0; 3]$ монотонно возрастают, причем график давления всюду вогнутый, в то время как график функции плотности вогнутый только на отрезке $M_1 \in [0; 1]$ и выпуклый на интервале $M_1 \in (1; 3]$ и, следовательно, точка $M_1 = 1$ является точкой перегиба функции плотности.

- критические значения углов наклона косоугольного фронта реакции для заданных чисел Маха и Дамкелера показали, что среди

возможных углов наклона фронта реакции при сверхзвуковом натекании ($M_{1n} > 1$) критический угол $\varphi_{кр1}$ имеет минимальное значение, а при дозвуковом фронте реакции ($M_{1n} < 1$) — максимальное.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Большинский М.И., Лысиков Б.А., Каплюхин А.А. Газодинамические явления в шахтах. Севастополь: Вебер, 2003. 284 с.
2. Трофимов В.А. Внезапный выброс угля и газа. Вынос угля и газа в выработанное пространство // Горный информационно-аналитический бюллетень. 2011. № 1. С. 391–405.
3. Черданцев Н.В. Об одном подходе к расчету выброса угля из газоносного пласта, вмещающего геологические нарушения // Безопасность труда в промышленности. 2019. № 8. С. 13–18.
4. Черданцев С.В., Черданцев Н.В., Ли Хи Ун, Лебедев К.С., Ли К.Х., Хаймин С.А. Определение параметров суфлярных выделений газа из угольного пласта в горные выработки // Вестник Научного центра по безопасности работ в угольной промышленности. 2017. № 1. С. 26–33.
5. Черданцев Н.В., Черданцев С.В., Ли Хи Ун, Филатов Ю.М., Шлапаков П.А., Лебедев К.С., Ли К.Х., Хаймин С.А. Об одном подходе к описанию суфлярных выделений газа из резервуаров угольного массива в горные выработки // Безопасность труда в промышленности. 2017. № 3. С. 45–52.
6. Франк-Каменецкий Д.А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1987. 502 с.
7. Канторович Б.В. Основы теории горения и газификации твердого топлива. М.: Книга по требованию, 2013. 601 с.
8. Линденау Н.И., Маевская В.М., Крылов В.Ф. Происхождение, профилактика и тушение эндогенных пожаров в угольных шахтах. М.: Недра, 1977. 320 с.
9. Chanyshv A.I. A method to determine a body's thermal state // Journal of Mining Science. July 2012. Vol. 48. Issue 4. P. 660–668.
10. Cherdantsev S.V., Shlapakov P.A., Erastov A.Yu., Khaymin S.A., Lebedev K.S., Kolykhalov V.V., Shlapakov E.A. Investigation of the temperature field in the areas of rock and coal concentration near the self-heating zone // IOP Conference Series: Earth and Environmental Science. 2018. Vol. 206.
11. Черданцев С.В., Ли Хи Ун, Филатов Ю.М., Шлапаков П.А. Определение критической температуры зажигания микрогетерогенных пылегазовоздушных смесей в горных выработках // Горный информационно-аналитический бюллетень. 2018. № 1. С. 117–125.
12. Bartlma A. Gasdynamik der verbrennung. Deutsche forschung and versuchsanstalt «Institut fur Reaktionskinetik». Stuttgart, 1975. 280 p.
13. Черданцев С.В., Шлапаков П.А., Шлапаков Е.А., Лебедев К.С., Ерастов А.Ю. Теплофизические и газодинамические условия протекания процессов дефлаграции и детонации в пылегазовоздушных потоках горных выработок вблизи очагов самонагрева // Химическая физика и мезоскопия. 2019. Том 21. № 2. С. 179–189.
14. Черданцев С.В., Ли Хи Ун, Филатов Ю.М., Шлапаков П.А. Анализ процесса горения микрогетерогенных пылегазовоздушных смесей в горных выработках // Безопасность труда в промышленности. 2017. № 11. С. 10–15.
15. Черданцев С.В., Ли Хи Ун, Филатов Ю.М., Ботвенко Д.В., Шлапаков П.А., Колыхалов В.В. Горение мелкодисперсных пылегазовоздушных смесей в атмосфере горных выработок // ФТПРПИ. 2018. № 2. С. 172–180.
16. Черданцев С.В., Филатов Ю.М., Шлапаков П.А. Режимы диффузионного горения мелкодисперстных пылегазовоздушных смесей в атмосфере горных выработок // Уголь. 2020. № 2. С. 27–32.
17. Черданцев С.В., Ли Хи Ун, Филатов Ю.М., Шлапаков П.А. Анализ процесса выгорания

грубодисперсных пылегазовоздушных смесей, движущихся в воздушных потоках горных выработок // Химическая физика и мезоскопия. 2017. № 4. С. 513–523.

18. Черданцев С.В., Ли Хи Ун, Филатов Ю.М., Шлапаков П.А. Влияние параметров грубодисперсных пылегазовоздушных смесей на время их выгорания в горных выработках угольных шахт // Уголь. 2018. № 1. С. 44–49.

19. Амелчугов С.П., Быков В.И., Цыбенкова С.Б. Самовозгорание пыли бурого угля. Эксперимент, определение кинетических параметров и численное моделирование // Физика горения и взрыва. 2002. № 3. С. 48–54.

20. Курленья М.В., Скрицкий В.А. Взрывы метана на высокопроизводительных участках угольных шахт и причины их возникновения // ФТПРПИ. 2017. № 5. С. 71–78.

21. Киселев С.П., Руев Г.А., Трутнев А.П. Ударно-волновые процессы в двухкомпонентных и двухфазных средах. Новосибирск: ВО Наука, 1992. 261 с.

22. Федоров А.В. Структура ударных волн в гетерогенной среде с двумя давлениями // Физика горения и взрыва. 2015. № 6. С. 62–71.

23. Фролов С.М., Аксенов В.С., Авдеев К.А. Переход горения в детонацию в условиях высокоскоростного течения с отдельной подачей топливных компонентов // Доклады Академии наук. 2013. Т. 449. № 6. С. 669–672.

24. Станюкович К.П. Неустановившиеся движения сплошной среды. М.: Наука, 1971. 856 с.

25. Новиков И.И. Термодинамика. Учебное пособие для вузов. М.: Машиностроение, 1984. 592 с.

DOI: 10.25558/VOSTNII.2020.55.73.009

UDC 622.272:516.02

© S.V. Cherdantsev, P.A. Shlapakov, E.A. Shlapakov, G.A. Lipina, 2020

S.V. CHERDANTSEV

Doctor of Engineering Sciences,

Leading Researcher

JSC «NC VostNII», Kemerovo

e-mail: svch01@yandex.ru

P.A. SHLAPAKOV

Candidate of Engineering Sciences,

Head Of Laboratory

JSC «NC VostNII», Kemerovo

e-mail: shlapak1978@mail.ru

E.A. SHLAPAKOV

Researcher

JSC «NC VostNII», Kemerovo

e-mail: lairxx@yandex.ru

G.A. LIPINA

Senior Teacher

KuzSTU, Kemerovo

e-mail: a746025@yandex.ru

ON CRITICAL PARAMETERS OF THERMOPHYSICAL AND GAS-DYNAMIC PROCESSES IN MINING ATMOSPHERE

Increased intensification of mining operations and their transition to deeper horizons are usually accompanied by increasing incidence of factors that significantly reduce labor safety at coal mines. First of all, this applies to geodynamic phenomena, which are rock bump and coal and gas outburst, caused by change of stressed-strain state of rocks and coal beds on deep horizons. Thermophysical and gas-dynamic processes have an equally significant impact on the safety of mining operations. The reasons for the former are the predisposition of coal to chemical reaction, as a result of which self-heating centers are formed in rock-coal clusters, resulting in change of temperature field of rocks and mining atmosphere. This significantly increases the probability of ignition and combustion of dust and gas-air mixtures, with possible subsequent detonation and formation of shock waves, which in coal mines is catastrophic. The article considers critical conditions of the process of ignition of fine dust and gas-air mixtures and critical conditions of stationary oblique reaction front in gas-air flows of mine workings. Critical ignition temperature of dust-gas-air mixtures is found and critical parameters of gas-air mixture crossing the inclined reaction front are determined.

Keywords: MINING, GAS AND DUST-GAS AIR MIXTURES, IGNITION, CRITICAL STATES, MACH AND DAMKELER NUMBERS.

REFERENCES

1. Bolshinsky M.I., Lysikov B.A., Kaplukhin A.A. Gas dynamic phenomena in mines. Sevastopol: Weber, 2003. 284 p. (In Russ.).
2. Trofimov V.A. Sudden release of coal and gas. Withdrawal of coal and gas into the developed space // Mining information and analytical bulletin [Gornyy informatsionno-analiticheskiy byulleten]. 2011. No. 1. P. 391–405. (In Russ.).
3. Cherdantsev N.V. About one approach to calculating coal emissions from a gas-bearing reservoir containing geological disturbances // Occupational safety in industry [Bezopasnost truda v promyshlennosti]. 2019. No. 8. P. 13–18. (In Russ.).
4. Cherdantsev S.V., Cherdantsev N.V., Lee Hee Un, Lebedev K.S., Lee K.Kh., Khaimin S.A. Determining the parameters of soufflage gas emissions from a coal seam into a mine workings // Bulletin of the Scientific Center for Coal Safety [Vestnik Nauchnogo tsentra po bezopasnosti rabot v ugolnoy promyshlennosti]. 2017. No. 1. P. 26–33. (In Russ.).
5. Cherdantsev N.V., Cherdantsev S.V., Lee Hee Un, Filatov Yu.M., Shlapakov P.A., Lebedev K.S., Lee K.Kh., Khaimin S.A. About one approach to the description of soufflage gas emissions from reservoirs of the coal mass into the mine workings // Occupational safety in industry [Bezopasnost truda v promyshlennosti]. 2017. No. 3. P. 45–52. (In Russ.).
6. Frank-Kamenetsky D.A. Diffusion and heat transfer in chemical kinetics. M.: Nauka, 1987. 502 p. (In Russ.).
7. Kantorovich B.V. Fundamentals of the theory of combustion and gasification of solid fuels. M.: Book on demand, 2013. 601 p. (In Russ.).
8. Lindenau N.I., Mayevskaya V.M., Krylov V.F. The origin, prevention and suppression of endogenous fires in coal mines. M.: Nedra, 1977. 320 p. (In Russ.).
9. Chanyshv A.I. A method to determine a body's thermal state // Journal of Mining Science. July 2012. Vol. 48. Issue 4. P. 660–668.
10. Cherdantsev S.V., Shlapakov P.A., Erastov A.Yu., Khaymin S.A., Lebedev K.S., Kolykhalov V.V., Shlapakov E.A. Investigation of the temperature field in the areas of rock and coal concentration near the self-heating zone // IOP Conference Series: Earth and Environmental Science. 2018. Vol. 206.
11. Cherdantsev S.V., Lee Hee Un, Filatov Yu.M., Shlapakov P.A. Determination of the critical ignition temperature of microheterogeneous dusty-gas mixtures in mine workings // Mining Information and Analytical Bulletin [Gornyy informatsionno-analiticheskiy byulleten]. 2018. No. 1. P. 117–125. (In Russ.).
12. Bartlma A. Gasdynamik der verbrennung. Deutsche forschungs and versuchsanstalt «Institut fur Reaktionskinetik». Stuttgart, 1975. 280 p.

13. Cherdantsev S.V., Shlapakov P.A., Shlapakov E.A., Lebedev K.S., Erastov A.Yu. Thermophysical and gas-dynamic conditions of the processes of deflagration and detonation in dusty-gas flows of mine workings near self-heating foci // Chemical Physics and Mesoscopy [Khimicheskaya fizika i mezoskopiya]. 2019. Vol. 21. No. 2. P. 179–189. (In Russ.).

14. Cherdantsev S.V., Lee Hee Un, Filatov Yu.M., Shlapakov P.A. Analysis of the combustion process of microheterogeneous dusty-gas mixtures in mine workings // Occupational safety in industry [Bezopasnost truda v promyshlennosti]. 2017. No. 11. P. 10–15. (In Russ.).

15. Cherdantsev S.V., Lee Hee Un, Filatov Yu.M., Botvenko D.V., Shlapakov P.A., Kolykhalov V.V. Combustion of finely dispersed dust-gas mixtures in the atmosphere of mine workings // FTPPRI. 2018. No. 2. P. 172–180. (In Russ.).

16. Cherdantsev S.V., Filatov Yu.M., Shlapakov P.A. Diffusion combustion regimes of fine dust and gas mixtures in the atmosphere of mine workings // Coal [Ugol]. 2020. No. 2. P. 27–32. (In Russ.).

17. Cherdantsev S.V., Lee Hee Un, Filatov Yu.M., Shlapakov P.A. Analysis of the burning process of coarse dusty-gas mixtures moving in the air flows of mine workings // Chemical Physics and Mesoscopy [Khimicheskaya fizika i mezoskopiya]. 2017. No. 4. P. 513–523. (In Russ.).

18. Cherdantsev S.V., Lee Hee Un, Filatov Yu.M., Shlapakov P.A. The influence of the parameters of coarse dusty gas-air mixtures on the time of their burnout in the mine workings of coal mines // Coal [Ugol]. 2018. No. 1. P. 44–49. (In Russ.).

19. Amelchugov S.P., Bykov V.I., Tsybenova S.B. Brown coal dust spontaneous combustion. Experiment, determination of kinetic parameters and numerical modeling // Combustion and Explosion Physics [Fizika gorennya i vzryva]. 2002. No. 3. P. 48–54. (In Russ.).

20. Kurlenya M.V., Skritsky V.A. Methane explosions in high-performance areas of coal mines and the causes of their occurrence // FTPPRI. 2017. No. 5. P. 71–78. (In Russ.).

21. Kiselev S.P., Ruev G.A., Trutnev A.P. Shock-wave processes in two-component and two-phase media. Novosibirsk: VO Nauka, 1992. 261 p. (In Russ.).

22. Fedorov A.V. The structure of shock waves in a heterogeneous medium with two pressures // Combustion and Explosion Physics [Fizika gorennya i vzryva]. 2015. No. 6. P. 62–71. (In Russ.).

23. Frolov S.M., Aksenov V.S., Avdeev K.A. The transition of combustion to detonation under conditions of high-speed flow with separate supply of fuel components // Reports of the Academy of Sciences [Doklady Akademii Nauk]. 2013. Vol. 449. No. 6. P. 669–672. (In Russ.).

24. Stanyukovich K.P. Unsteady motion of a continuous medium. M.: Nauka, 1971. 856 p. (In Russ.).

25. Novikov I.I. Thermodynamics. Textbook for universities. M.: Engineering, 1984. 592 p. (In Russ.).