ГИАБ. Горный информационно-аналитический бюллетень /
MIAB. Mining Informational and Analytical Bulletin, 2020;(12):65-77
ОРИГИНАЛЬНАЯ СТАТЬЯ / ORIGINAL PAPER

УДК 622.272:516.02 DOI: 10.25018/0236-1493-2020-12-0-65-77

ПАРАМЕТРЫ СТАЦИОНАРНОГО КОСОГО ФРОНТА РЕАКЦИИ В ГАЗОВОЗДУШНЫХ ПОТОКАХ ГОРНЫХ ВЫРАБОТОК ВБЛИЗИ ОЧАГОВ САМОНАГРЕВАНИЯ

С.В. Черданцев[1], П.А. Шлапаков[1], К.С. Лебедев[1], А.Ю. Ерастов[1], С.А. Хаймин[1]

[1] АО «Научный центр ВостНИИ по промышленной и экологической безопасности в горной отрасли» (АО «НЦ ВостНИИ»), Кемерово, Россия, e-mail: svch01@yandex.ru

Аннотация: При строительстве и эксплуатации угольных шахт нередко происходят газодинамические и теплофизические процессы, к которым относятся, в первую очередь, внезапные выбросы угля и газа, а также детонационные и ударные волны в газо- и пылегазовоздушных смесях в атмосфере горных выработок, в результате чего возникают сложные движения смесей, содержащие сильные разрывы. Эти движения могут изучаться как опытным путем на моделях, так и теоретически, путем исследования математических моделей на базе уравнений газовой динамики и теплофизики. Здесь рассматривается лишь математическая модель формирования и распространения фронта реакции, нормаль к которому не совпадает с продольной осью выработки. Математическая модель построена на базе фундаментальных законов сохранения массы, импульсов и энергии в предположении, что газовоздушный поток является идеальным газом, течение которого происходит стационарно. Получены формулы и построены графики зависимостей давления, плотности, температуры за фронтом реакции от числа Маха натекающего потока, и выявлены некоторые их закономерности при различных углах наклона фронта реакции к оси выработки. Найдена формула и построены графики зависимостей между углом натекания и углом отклонения газовоздушного потока за фронтом реакции для ряда чисел Маха и Дамкелера.

Ключевые слова: горные выработки, газовоздушные потоки, фронт реакции, законы сохранения массы, импульсов и энергии, давление, плотность, температура и угол поворота газовоздушного потока, числа Маха и Дамкелера.

Для цитирования: *Черданцев С.В., Шлапаков П.А., Лебедев К.С., Ерастов А.Ю., Хаймин С.А.* Параметры стационарного косого фронта реакции в газовоздушных потоках горных выработок вблизи очагов самонагревания // Горный информационно-аналитический бюллетень. – 2020. – № 12. – С. 65–77. DOI: 10.25018/0236-1493-2020-12-0-65-77.

Parameters of steady-state oblique front of reaction in air–gas flows in roadways nearby spontaneous heating sources

S.V. Cherdantsev[1], P.A. Shlapakov[1], K.S. Lebedev[1], A.Yu. Erastov[1], S.A. Khaymin[1]

[1] Join-stock company «Scientific Centre VOSTNII on Industrial and Ecological Safety in Mountain Industry» (JSC «NC VOSTNII»), Kemerovo, Russia, e-mail: svch01@yandex.ru

Abstract: Construction and operation of coal mines is often accompanied by gas dynamics and thermophysics effects, such as coal and gas outbursts, and detonation and shock waves in gas-

© С.В. Черданцев, П.А. Шлапаков, К.С. Лебедев, А.Ю. Ерастов, С.А. Хаймин. 2020.

and dust–gas–air mixture in the mine air, which results in complex flows of mixtures with strong discontinuities. Such flows can be studied both experimentally, by simulation, and theoretically, by mathematical modeling with the equations of gas dynamics and thermophysics. This study considers the mathematical model of generation and propagation of a reaction front with its normal misaligned with respect to the longitudinal axis of roadway. The mathematical model rests upon the fundamental laws of conservation of mass, momentum and energy, with the assumption that air-and-gas flow is an ideal gas in the steady-state flow regime. The formulas and plots are obtained to connect pressure, density and temperature behind the reaction front with the Mach number of incoming flow. Some regular patterns are revealed at different slopes of the reaction front relative to the roadway axis. The formula and the relationships between the inflow angle and deflection angle of air-and-gas flow behind the reaction front are obtained for a series of the Mach and Damköhler numbers.

Key words: roadways, air-and-gas flows, reaction front, laws of mass, momentum and energy conservation, pressure, density, temperature and turn angle of air-and-gas flow, Mach and Damköhler numbers.

For citation: Cherdantsev S. V., Shlapakov P. A., Lebedev K. S., Erastov A. Yu., Khaymin S. A. Parameters of steady-state oblique front of reaction in air–gas flows in roadways nearby spontaneous heating sources. *MIAB. Mining Inf. Anal. Bull.* 2020;(12):65-77. [In Russ]. DOI: 10.25018/0236-1493-2020-12-0-65-77.

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. К таким факторам, в первую очередь, относятся газодинамические и теплофизические процессы. Причиной возникновения первых из них являются выделения метана в горные выработки [1], которые могут происходить со сверхзвуковой скоростью [2].

В основе теплофизических процессов лежат процессы самонагревания угля, обусловленные химической кинетикой протекания реакций окисления углеродосодержащих веществ и процессами тепломассопереноса, в результате чего возникают очаги самонагревания [3], характеризуемые повышенной температурой.

В силу сказанного, очаги самонагревания являются тепловыми источниками, которые приводят к изменению температурного поля в угольных целиках и породоугольных скоплениях, в том числе и пород, окружающих очистные выработки [4]. Это значит, что внутри выработки может существовать область, в которой температура существенно выше, чем в других частях выработки, в связи с чем эту область будем называть зоной подвода теплоты. Из сказанного следует, что в очистной выработке вблизи очага самонагревания существуют области, разделяемые зоной подвода теплоты.

В связи с повышенной температурой в зоне подвода теплоты существенно увеличивается предрасположенность газо- и пылегазовоздушных смесей к химическому реагированию, о чем сказано в многочисленных работах. Здесь мы отметим лишь некоторые из них.

При наличии источников зажигания может возникнуть дефлаграция смесей в атмосфере горных выработок, переходящая при определенных условиях в де-

тонацию [5 — 9]. Так, в работах [5, 6] рассмотрены условия зажигания и процессы горения микрогетерогенных пылегазовоздушных смесей и гелеобразного конденсированного вещества. Авторы работы [7] выявили склонность угольной пыли образовывать взрывчатую смесь в атмосфере горных выработок, а в работе [8] исследовано детонационное горение угольной пыли в метановоздушной смеси при небольшом массовом содержании угольных частиц. Авторы работы [9] описали механизм возникновения аварий на пологих угольных пластах, заключающийся в том, что очаги самонагревания инициируют воспламенение метановоздушной смеси, что, в свою очередь, приводит к взрывным волнам и детонационным процессам в угольной пыли, носящих в условиях угольных шахт катастрофический характер.

В работе [10] сформулирована задача о влиянии зоны подвода теплоты, обусловленной очагами самонагревания, на состояние пылегазовоздушных смесей в горных выработках. Получены формулы, определяющие состояние смеси, пересекающей зону подвода теплоты, расположенную перпендикулярно продольной оси выработки.

В статье [11] обсуждаются газодинамические и теплофизические условия протекания различных режимов реакции горения мелкодисперсных пылегазовоздушных смесей в атмосфере очистных горных выработок, имеющих зоны подвода теплоты, расположенные нормально к течению пылегазовоздушных смесей.

В настоящей статье обсуждается задача о состоянии газовоздушных смесей, пересекающих зону подвода теплоты, расположенной не перпендикулярно, а под углом φ к продольной оси выработки. В силу этого, фронт химической реакции, совпадающий с зоной подвода теплоты, будет «косым», что существенно отличает данную задачу от рассмотренных ранее работ.

Задача об изменении состояния пылегазовоздушных смесей в горных выработках на наклонных фронтах реакций является достаточно актуальной, а ее решение позволит выявить опасные и безопасные условия течения пылегазовоздушных смесей на выемочных участках угольных шахт.

Постановка и решение задачи

Пусть в некоторой окрестности горной выработки находится зона подвода теплоты, являющаяся следствием очага самонагревания, которая наклонена к продольной оси выработки на угол φ (рис. 1). Предположим, что при пересечении движущейся по выработке смесью рассматриваемой зоны внутри нее образуется фронт химической реакции, который будет наклонен также на угол φ к продольной оси выработки. Состояние газовоздушной смеси будем описывать

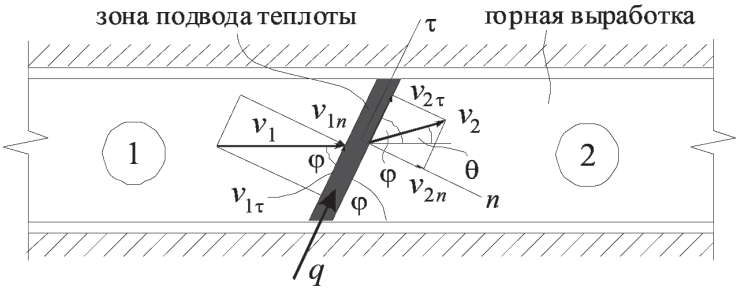

Рис. 1. Течение в горной выработке газовоздушной смеси через «косой» фронт реакции
Fig. 1. Flow of gas-air mixture in mining through the «oblique» reaction front

ее 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 известны.

При построении решения задачи будем учитывать следующие допущения:

- зона подвода теплоты представляет собой достаточно узкий фронт реакции, при переходе через который параметры смеси изменяются скачкообразно;
- трением газовоздушной смеси на стенках выработки пренебрегаем и полагаем смесь по своим свойствам, близкую идеальному газу с постоянной удельной теплоемкостью;
- течение газовоздушной смеси в горной выработке полагаем одномерным.

Для решения сформулированной задачи воспользуемся фундаментальными законами сохранения: массы, импульсов и энергии [12, 13].

Из закона сохранения массы газовоздушной смеси, пересекающей фронт реакции, следует равенство

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

представляющее собой уравнение неразрывности для косого фронта реакции.

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

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

учитывая во втором из них уравнение неразрывности (1), получим

$$v_{1\tau} = v_{2\tau} = v_\tau. \qquad (3)$$

Таким образом, проекции скоростей $\vec{v}_1$ и $\vec{v}_2$ на ось τ равны между собой. В формулах (1), (2) величины p_1, p_2 и ρ_1, ρ_2 являются соответственно давлениями и плотностями газовоздушного потока на противоположных сторонах фронта реакции.

Из рис. 1 видно, что для нормальных и тангенциальных составляющих скоростей $\vec{v}_1$ и $\vec{v}_2$ имеют место соотношения

$$v_{1n} = v_1 \sin\varphi, \quad v_{1\tau} = v_1 \cos\varphi,$$

$$v_{2n} = v_2 \sin(\varphi - \theta), v_{2\tau} = v_2 \cos(\varphi - \theta), \qquad (4)$$

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

Для анализа состояния газовоздушного потока за «косым» фронтом реакции добавим к уравнению неразрывности (1) уравнение импульсов

$$p_2 + \rho_2 v_{2n}^2 = p_1 + \rho_1 v_{1n}^2 \qquad (5)$$

и уравнение энергии

$$\frac{v_{2n}^2}{2} + i_2 = \frac{v_{1n}^2}{2} + i_1 + q, \qquad (6)$$

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

Поскольку энтальпию в зонах 1 и 2 можно определить по формулам [14, 15]

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

то уравнение энергии (6) представим 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

$$\frac{v_{2n}^2}{v_{1n}^2} = 1 + \frac{1}{v_{1n}^2}\left[2q - \frac{2k}{k-1}\left(\frac{p_2}{\rho_2} - \frac{p_1}{\rho_1}\right)\right], \qquad (7)$$

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

Далее из уравнения неразрывности (1) и уравнения импульсов (5) получим формулу

$$p_2 = p_1 + \rho_1 v_{1n}^2 \left(1 - \frac{v_{2n}}{v_{1n}}\right), \tag{8}$$

в силу которой формула (7) преобразуется к виду

$$\left(\frac{v_{2n}}{v_{1n}}\right)^2 = 1 + \frac{2}{v_{1n}^2}\left[q - \frac{a_1^2}{k-1}\left(1 - \frac{v_{2n}}{v_{1n}}\right)\left(M_{1n}^2 \frac{v_{2n}}{v_{1n}} - 1\right)\right] \tag{9}$$

где $a_1 = \sqrt{kp_1 / \rho_1}$ — скорость звука в области 1, а входящую в формулу (9) величину M_{1n}, определяемую как $M_{1n} = v_{1n} / a_1$ преобразуем с учетом первой формулы (4) к следующему виду

$$M_{1n} = M_1 \sin\varphi, \tag{10}$$

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

Учтем, что энтальпию смеси можно выразить по формуле [14]

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

где T — температура смеси по Кельвину, и поэтому формулу (9) приведем к квадратному уравнению

$$\left(\frac{v_{2n}}{v_{1n}}\right)^2 - 2\frac{kM_1^2 \sin^2\varphi + 1}{M_1^2 \sin^2\varphi \cdot (k+1)} \cdot \frac{v_{2n}}{v_{1n}} + \frac{(k-1)M_1^2 \sin^2\varphi + 2\bar{q}}{M_1^2 \sin^2\varphi \cdot (k+1)} = 0,$$

корнями которого являются выражения

$$\frac{v_{2n}}{v_{1n}} = 1 - \frac{1}{(k+1)M_1^2 \sin^2\varphi}\left[\left(M_1^2 \sin^2\varphi - 1\right) \pm \sqrt{(M_1^2 \sin^2\varphi - 1)^2 - 2\bar{q}(k+1)M_1^2 \sin^2\varphi}\right], \tag{11}$$

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

Далее из уравнения неразрывности (1) найдем соотношение

$$\frac{1}{\bar{\rho}_2} = 1 - \frac{1}{(k+1)M_1^2 \sin^2\varphi}\left[\left(M_1^2 \sin^2\varphi - 1\right) \pm \sqrt{(M_1^2 \sin^2\varphi - 1)^2 - 2\bar{q}(k+1)M_1^2 \sin^2\varphi}\right], \tag{12}$$

преобразовав которое, получим формулу для определения относительной плотности

$$\bar{\rho}_2 = \frac{(k+1)M_1^2 \sin^2\varphi}{(k+1)M_1^2 \sin^2\varphi - \left[(M_1^2 \sin^2\varphi - 1) \pm \sqrt{(M_1^2 \sin^2\varphi - 1)^2 - 2\bar{q}(k+1)M_1^2 \sin^2\varphi}\right]}, \tag{13}$$

где $\bar{\rho}_2 = \rho_2 / \rho_1$.

Далее формулу (8) 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 (11), выведем относительное давление $\bar{p}_2 = p_2 / p_1$ за фронтом реакции

$$\bar{p}_2 = 1 + \frac{k}{k+1}\left[(M_1^2 \sin^2\varphi - 1) \pm \sqrt{(M_1^2 \sin^2\varphi - 1)^2 - 2\bar{q}(k+1)M_1^2 \sin^2\varphi}\right], \tag{14}$$

Чтобы найти соотношение температур T_2/T_1, воспользуемся формулами, определяющими скорости звука a_1 и a_2 в газовоздушной смеси. С одной стороны, эти скорости можно определить по формулам [12, 13]

$$a_1^2 = k\frac{p_1}{\rho_1}, \quad a_2^2 = k\frac{p_2}{\rho_2}, \tag{15}$$

с другой стороны, по формулам

$$a_1^2 = kRT_1, \quad a_2^2 = kRT_2, \tag{16}$$

в которых R — универсальная газовая постоянная.

Сопоставляя формулы (15) и (16), находим относительную температуру $\bar{T}_2 = T_2 / T_1$ за фронтом реакции

$$\bar{T}_2 = \frac{a_2^2}{a_1^2} = \frac{\bar{p}_2}{\bar{\rho}_2}. \tag{17}$$

Поскольку, согласно формуле (3), 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. 1). Для определения θ воспользуемся равенствами (1), (3) и (4), с помощью которых найдем

$$\operatorname{tg}\theta = \frac{1 - 1/\bar{\rho}_2}{1 + 1/\bar{\rho}_2 \operatorname{tg}^2\varphi}\operatorname{tg}\varphi. \tag{18}$$

Анализируя полученную формулу (18), 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 газовоздушной смеси, имеющее место только при торможении потока, когда $v_2 < v_1$. В этом случае из формулы (18) 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 (18) с помощью (12) к виду

$$\operatorname{ctg}\theta = \left[\frac{(k+1)M_1^2}{(M_1^2\sin^2\varphi - 1) \pm \sqrt{(M_1^2\sin^2\varphi - 1)^2 - 2\bar{q}(k+1)M_1^2\sin^2\varphi}} - 1\right]\operatorname{tg}\varphi, \tag{19}$$

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 (11) — (14), (17) и (19) 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 газовоздушной смеси, к которому подводится критическое количество теплоты, представляет особый интерес, поскольку является состоянием Чепмена-Жуге [13], реализуемом только при стационарном движение газовоздушной смеси.

Критическое число Дамкелера определим из уравнения

$$\left(M_1^2 \sin^2 \varphi - 1\right)^2 - 2\bar{q}_{kp}(k+1)M_1^2 \sin^2 \varphi = 0 , \quad (20)$$

левая часть которого является подкоренным выражением в формулах (11) – (14). Из уравнения (20) вытекает формула для вычисления критического числа Дамкелера

$$\bar{q}_{kp} = \frac{\left(M_1^2 \sin^2 \varphi - 1\right)^2}{2(k+1)M_1^2 \sin^2 \varphi} , \quad (21)$$

представляющее 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 $\bar{q}_{kp}$ известны, то из формулы (21) можно найти критические значения угла φ, характеризующего наклон фронта реакции

$$\sin\varphi_{kp} = \frac{1}{M_1} F(\bar{q}_{kp}) , \quad (22)$$

где

$$F(\bar{q}_{kp}) = \sqrt{1 + \frac{k+1}{2}\bar{q}_{kp}} \pm \sqrt{\frac{k+1}{2}\bar{q}_{kp}} . \quad (23)$$

Обратим внимание, что критическое значение угла φ_{kp} не может быть равно нулю, поскольку при $\varphi = 0$ уравнение (20) перестает быть таковым. Дело в том, что в этом случае фронт реакции и направление натекающего потока параллельны, что в реальных условиях не реализуется. При $\varphi = 90°$ фронт реакции нормален натекающему потоку. Этот случай уже обсуждался в статье [10].

Из анализа формул (22), (23) вытекает, что существуют два критических значений 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]

$$\sin\alpha = 1 / M_1 \quad (24)$$

в формулу (22) получаем:

$$\sin\varphi_{kp} = F(\bar{q}_{kp})\sin\alpha . \quad (25)$$

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

Анализ результатов

На основе формул (13), (14) построены две серии графиков зависимости относительной плотности (рис. 2) и относительного давления (рис. 3) газовоздушной смеси от числа Маха M_1 для ряда значений угла наклона φ.

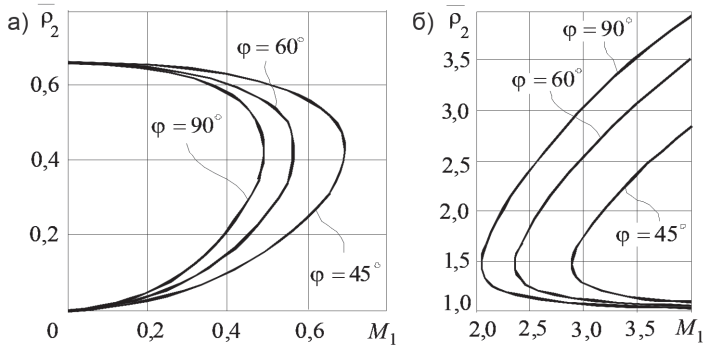

Рис. 2. Зависимости относительной плотности газовоздушной смеси от числа Маха при различных углах наклона фронта реакции

Fig. 2. Dependence of relative density of gas-air mixture on the Mach number at different angles of inclination of reaction front

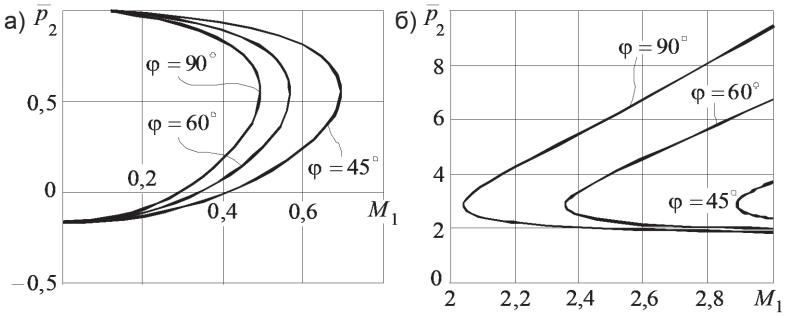

Рис. 3. Зависимости относительного давления газовоздушной смеси от числа Маха при различных углах наклона фронта реакции

Fig. 3. Dependence of relative pressure of gas-air mixture on the Mach number at different angles of inclination of reaction front

Первая серия графиков характеризует изменение плотности и давления на отрезке $M_1 \in [0; 0{,}8]$ (рис. 2, *а*, рис. 3, *а*). Вторая серия описывает зависимости плотности и давления на отрезках $M_1 \in [2; 4]$ — для плотности (рис. 2, *б*) и $M_1 \in [2; 3]$ — для давления (рис. 3, *б*). Обе серии графиков построены при значении показателя адиабаты Пуассона $k = 1{,}4$ и числа Дамкелера $\bar{q} = 0{,}5$.

Обе серии графиков состоят из нижних и верхних ветвей. При построении нижних ветвей в формулах (13), (14) учтен знак «минус», а при построении верхних ветвей — знак «плюс».

При анализе графиков видно, что на рассматриваемом отрезке $M_1 \in [0; 4]$ существуют три интервала: дозвуковой $M_1 \in [0; 0{,}68]$, сверхзвуковой $M_1 \in [2{,}04; 4]$ и промежуточный $M_1 \in [0;68; 2{,}04]$. Как следует из графиков, на промежуточном отрезке рассматриваемая задача не имеет решения, поскольку движение смеси здесь нестационарное, в силу чего относительная плотность и давление не определены.

На первом же и третьем отрезках искомые функции описывают стационарный процесс перетекания газовоздушной смеси из области 1 в область 2 с заданной величиной подводимой теплоты. При этом на первом отрезке $M_1 \in [0; 0{,}68]$ верхние ветви графиков соответствуют бесконечно слабой волне разрежения, в которой с ростом M_1 значения плотности и давления незначительно уменьшаются.

Нижние же ветви графиков описывают физически не реализуемый процесс течения, при котором на участке $M_1 \in [0; 0{,}41]$ относительное давление $\bar{p}_2$ становится отрицательным, что соответствует разрыву сплошности потока, а относительная плотность $\bar{\rho}_2$ в точке $M_1 = 0$ равна нулю, что имеет место лишь в условиях абсолютного вакуума. На отрезке $M_1 \in [2{,}04; 4]$ верхние ветви графиков, характеризующие рост плотности и давления, соответствуют скачку уплотнения, а нижние ветви описывают слабую волну разрежения.

Из графиков видно, что наибольшие значения относительной плотности и давления при сверхзвуковом движении смеси имеют место при $\varphi = 90°$, что соответствует прямому фронту реакции. С уменьшением угла φ существенно уменьшаются значения плотности и давления. При этом стационарное течение газовоздушной смеси имеет место только при достаточно больших значениях числа Маха M_1. Например, если $\varphi = 45°$, то стационарное течение смеси проявляется только при $M_1 > 2{,}88$.

Наоборот, при дозвуковом течении смеси, чем меньше угол φ, тем длин-

ней интервал чисел Маха, при котором имеет место стационарный режим течения газовоздушных смесей. Так, при прямом фронте реакции, стационарный режим имеет место лишь при $M_1 < 0{,}49$, в то время как при наклоне фронта на угол $\varphi = 45°$ стационарный режим возможен при $M_1 < 0{,}68$.

На рис. 4 показаны графики изменения относительной температуры $\overline{T}_2$ от числа Маха, построенные по формуле (17), для ряда значений угла φ. Как и ранее, верхние ветви кривых на графиках соответствуют знаку «плюс» в формулах (13), (14), а нижние ветви — знаку «минус».

Обратим внимание, что при исследовании течения газовоздушной смеси с дозвуковой скоростью следует учитывать только верхние ветви на графиках (рис. 4, *а*), поскольку нижние ветви показывают, что при небольших числах Маха температура в газовоздушных потоках отрицательна, что невозможно в реальных условиях. Следовательно, нижние ветви графиков на отрезке $M_1 \in [0{,}2; 0{,}8]$ следует исключить из рассмотрения. Верхние ветви графиков показывают, что температура газовоздушной смеси при дозвуковом течении незначительно снижается лишь при $\varphi = 90°$. С уменьшением угла φ температуру смеси можно считать неизменной (рис. 4, *а*).

При сверхзвуковом течении смеси верхние ветви графиков, как уже отмечалось, соответствуют скачкам уплотнения, при которых температура смеси существенно возрастает, причем наиболее значительно при $\varphi = 90°$ (рис. 4, *б*). Нижние ветви графиков на отрезке $M_1 \in [0{,}2; 3{,}5]$ соответствуют слабой волне разряжения.

Поведение угла θ в зависимости от угла наклона фронта реакции иллюстрируют графики на рис. 5, которые построены по формуле (19) для ряда значений числа Дамкелера $\overline{q}$.

Графики функции $\theta(\varphi)$ в дозвуковом и сверхзвуковом газовоздушном потоке принципиально различны. Так, в дозвуковом потоке ($M_1 = 0{,}5$) графики $\theta(\varphi)$ при любых числах Дамкелера отрицательны (рис. 5, *а*). При этом части графиков, имеющих вогнутость (поло-

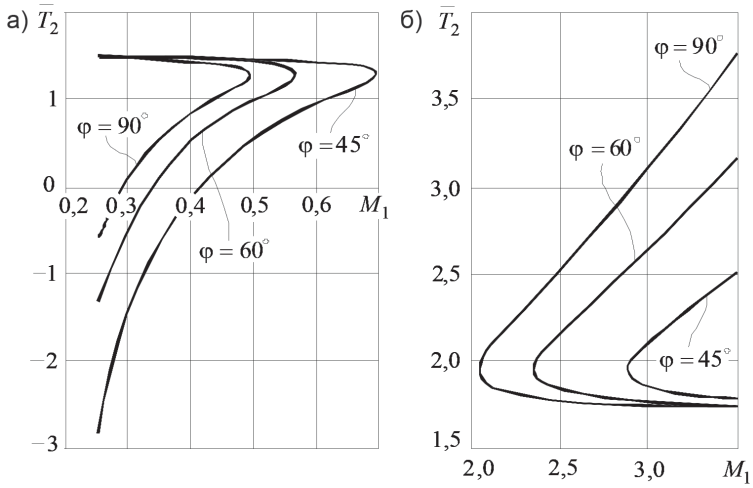

Рис. 4. Зависимости относительной температуры $\overline{T}_2$ газовоздушной смеси от угла наклона фронта реакции при дозвуковой скорости ($M_1 = 0{,}5$)

Fig. 4. Dependence of relative temperature $\overline{T}_2$ of gas-air mixture on the angle of inclination of reaction front at subsonic speed (M1 = 0.5)

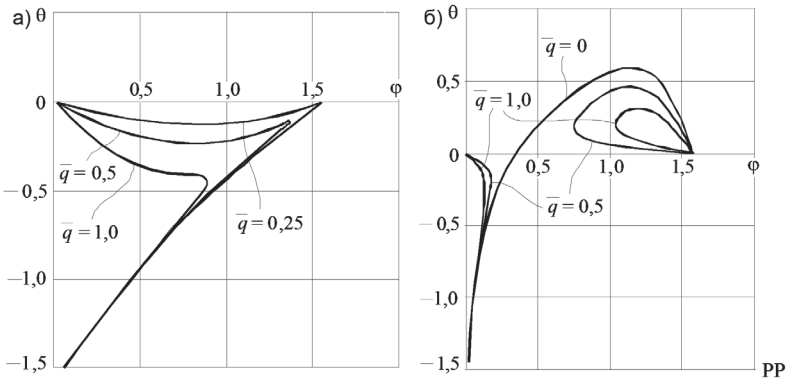

Рис. 5. Зависимости относительной температуры $\bar{T}_2$ газовоздушной смеси от угла наклона фронта реакции при сверхзвуковой скорости (M_1 = 3)

Fig. 5. Dependence of relative temperature $\bar{T}_2$ of gas-air mixture on the angle of inclination of reaction front at supersonic speed (M_1 = 3)

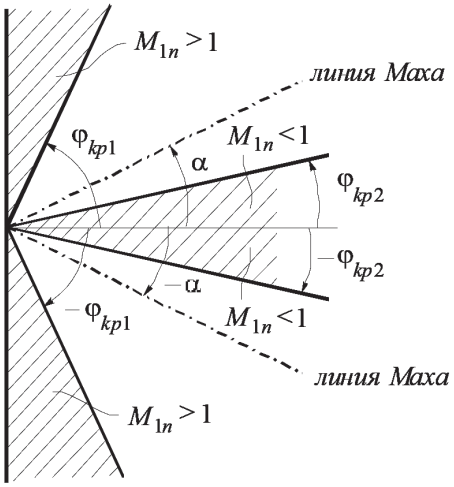

Рис. 6. Критические углы наклона фронта реакции при заданных значениях чисел Маха и Дамкелера

Fig. 6. The critical angles of the front of reaction at given values of Mach numbers and Damkaer

жительную кривизну), построены при условии, что в формуле (19) учтен знак «плюс». При учете знака «минус» графики практически сливаются в слабо изогнутую линию.

При сверхзвуковом течении газовоздушной смеси (M_1 = 3) значения функции θ(φ) могут быть как положительными, так и отрицательными. При этом отрицательные значения функции углов θ при сверхзвуковом течении смеси в реальных условиях физически не реализуются.

В заключение вычислены критические значения углов φ_{kp1} и φ_{kp2}, если заданы значения числа Маха M_1 = 2,25 и числа Дамкелера $\bar{q} = 0{,}5$. Подставляя эти значения в формулы (22) и (23), находим: $\sin\varphi_{kp1}$ = 0,906; $\sin\varphi_{kp2}$ = 0,218 и, следовательно, φ_{kp1} = 65°; φ_{kp2} = 12,6°. Угол Маха α найдем по формуле (24): α = arcsin(1/M_1) = 26,4°.

Вычисленные критические значения углов наклона косого фронта реакции для заданных чисел Маха и Дамкелера показаны на рис. 6, где возможные области заштрихованы. Из анализа рис. 6 видно, что при сверхзвуковом фронте реакции (M_{1n} > 1) критический угол φ_{kp1} имеет минимум, а при дозвуковом фронте реакции (M_{1n} < 1) — максимум.

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.

Выводы

1. Сформулирована задача о стационарном течении газовоздушных смесей

в горных выработках на наклонных фронтах реакций.

2. Получены формулы и построены графики параметров, определяющих состояние газовоздушной смеси, которая пересекает наклонный фронт реакции, расположенный в зоне подвода теплоты.

3. Анализ построенных графиков показал:

• при выбранных исходных данных существуют дозвуковой, сверхзвуковой и промежуточный интервалы течения газовоздушной смеси. При этом на промежуточном интервале сформулированная стационарная задача не имеет решения. На дозвуковом интервале $M_1 \in [0; 0{,}68]$ графики плотности и давления описывают бесконечно слабую волну разрежения. На сверхзвуковом интервале $M_1 \in [2{,}04; 4]$ верхние ветви графиков соответствуют скачкам уплотнения, а нижние — слабой волне разрежения.

• наибольшие значения плотности и давления за фронтом реакции при сверхзвуковом движении смеси имеют место при $\varphi = 90°$, что соответствует прямому фронту реакции. С уменьшением угла наклона фронта φ существенно уменьшаются значения плотности и давления. При этом стационарное течение газовоздушной смеси имеет место только при достаточно больших значениях угла φ. Так, при $\varphi = 45°$ стационарное течение смеси проявляется только при $M_1 > 2{,}88$.

• температура газовоздушной смеси при дозвуковом течении незначительно снижается лишь при $\varphi = 90°$. С уменьшением угла φ температуру смеси можно считать неизменной. При сверхзвуковом течении верхние ветви графиков соответствуют скачкам уплотнения, при которых температура смеси существенно возрастает, причем наиболее сильно при $\varphi = 90°$. Нижние ветви графиков на отрезке $M_1 \in [2{,}0; 3{,}5]$ соответствуют слабой волне разряжения.

4. При дозвуковой скорости натекания при любых числах Дамкелера поворот газовоздушного потока при переходе через фронт реакции происходит по часовой стрелке. При сверхзвуковом течении газовоздушный поток, наоборот, поворачивается против часовой стрелки, пересекая фронт реакции.

5. Вычисленные критические значения углов наклона косого фронта реакции для заданных чисел Маха и Дамкелера показали, что среди возможных углов наклона фронта реакции при сверхзвуковом натекании ($M_{1n} > 1$) критический угол φ_{kp1} имеет минимум, а при дозвуковом фронте реакции ($M_{1n} < 1$) — максимум.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Большинский М. И.*, *Лысиков Б. А.*, *Каплюхин А. А.* Газодинамические явления в шахтах. — Севастополь: Вебер, 2003. — 284 с.

2. *Черданцев Н. В.*, *Черданцев С. В.*, *Ли Хи Ун*, *Филатов Ю. М.*, *Шлапаков П. А.*, *Лебедев К. С.* Об одном подходе к описанию суфлярных выделений газа из резервуаров угольного массива в горные выработки // Безопасность труда в промышленности. — 2017. — № 3. — С. 45–52.

3. *Линденау Н. И.*, *Маевская В. М.*, *Крылов В. Ф.* Происхождение, профилактика и тушение эндогенных пожаров в угольных шахтах. — М.: Недра, 1977. — 320 с.

4. *Chanyshev A. I.* A method to determine a body's thermal state // Journal of Mining Science. 2012. Vol. 48. No 4. Pp. 660—668.

5. *Cherdantsev S. V.*, *Li Hi Un, Filatov Yu. M.*, *Botvenko D. V.*, *Shlapakov P. A.*, *Kolykhalov V. V.* Combustion of fine dispersed dust-gas-air mixtures in underground workings // Journal of Mining Science. 2018. Vol. 54. No 2. Pp. 339—346.

6. *Glushkov D. O.*, *Kuznetsov G. V.*, *Strizhak P. A.* Initiation of combustion of a gel-like condensed substance by a local source of limited power // Journal of Engineering Physics and Thermophysics. 2017. Vol. 90. No 1. Pp. 206 — 216.

7. *Amelchugov S. P.*, *Bykov V. I.*, *Tsybenova S. B.* Spontaneous combustion of brown-coal dust. Experiment, determination of kinetic parameters, and numerical modeling // Combustion, Explosion and Shock Waves. 2002. Vol. 38. No 3. Pp. 295 — 300.

8. *Васильев А. А.*, *Васильев В. А.* Расчетные и экспериментальные параметры горения и детонации смесей на основе метана и угольной пыли // Вестник Научного центра по безопасности работ в угольной промышленности. — 2016. — № 2. — С. 8 — 39.

9. *Kurlenya M. V.*, *Skritsky V. A.* Methane Explosions and causes of their origin in highly productive sections of coal mines // Journal of Mining Science. 2017. Vol. 53. No 5. Pp. 861 — 867.

10. *Черданцев С. В.*, *Шлапаков П. А.* Анализ состояния пылегазовоздушных смесей в атмосфере горных выработок вблизи очагов самонагревания // Безопасность труда в промышленности. — 2019. — № 10. — С. 15 — 21.

11. *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 самонагревания // Химическая физика и мезоскопия. — 2019. — Т. 21. — № 2. — С. 179 — 189.

12. *Овсянников Л. В.* Лекции по основам газовой динамики. — М.-Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2003. — 336 с.

13. *Bartlma A.* Gasdynamik der verbrennung. Deutsche forschungs and versuchsan-stalt «Institut fur Reaktionskinetik», Stuttgart. 1975, 280 p.

14. *Вукалович М. П.*, *Новиков И. И.* Термодинамика. Учебное пособие для вузов. — М.: Машиностроение, 1972. — 672 с.

15. *Кутателадзе С. С.* Основы теории теплообмена. — М.: Атомиздат, 1979. — 416 с. ГИАБ

REFERENCES

1. Bol'shinskiy M. I., Lysikov B. A., Kaplyukhin A. A. *Gazodinamicheskie yavleniya v shakhtakh* [Gas dynamic phenomena in mines], Sevastopol, Veber, 2003, 284 p.

2. Cherdantsev N. V., Cherdantsev S. V., Li Khi Un, Filatov Yu. M., Shlapakov P. A., Lebedev K. S. On one approach to the description of suflar gas emissions from the reservoirs of the coal massif into the mine workings. *Occupational Safety in Industry*. 2017, no 3, pp. 45–52. [In Russ].

3. Lindenau N. I., Maevskaya V. M., Krylov V. F. *Proiskhozhdenie, profilaktika i tushenie endogennykh pozharov v ugol'nykh shakhtakh* [Origin, prevention and suppression of endogenous fires in coal mines], Moscow, Nedra, 1977, 320 p.

4. Chanyshev A. I. A method to determine a body's thermal state. *Journal of Mining Science*. 2012. Vol. 48. No 4. Pp. 660 — 668.

5. Cherdantsev S. V., Li Hi Un, Filatov Yu. M., Botvenko D. V., Shlapakov P. A., Kolykhalov V. V. Combustion of fine dispersed dust-gas-air mixtures in underground workings. *Journal of Mining Science*. 2018. Vol. 54. No 2. Pp. 339 — 346.

6. Glushkov D. O., Kuznetsov G. V., Strizhak P. A. Initiation of combustion of a gel-like condensed substance by a local source of limited power. *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*. 2017. Vol. 90. No 1. Pp. 206 — 216.

7. Amelchugov S. P., Bykov V. I., Tsybenova S. B. Spontaneous combustion of brown-coal dust. Experiment, determination of kinetic parameters, and numerical modeling. *Combustion, Explosion and Shock Waves*. 2002. Vol. 38. No 3. Pp. 295 — 300.

8. Vasil'ev A. A., Vasil'ev V. A. Calculated and experimental parameters of combustion and detonation of mixtures of methane and coal dust. *Bulletin of Research Center for Safety in Coal Industry*. 2016, no 2, pp. 8 — 39. [In Russ].

9. Kurlenya M. V., Skritsky V. A. Methane Explosions and causes of their origin in highly productive sections of coal mines. *Journal of Mining Science*. 2017. Vol. 53. No 5. Pp. 861 — 867.

10. Cherdantsev S. V., Shlapakov P. A. Analysis of the state of dust-gas-air mixtures in the atmosphere of mine workings in the vicinity of spontaneous heating points. *Bulletin of Research Center for Safety in Coal Industry*. 2019, no 10, pp. 15 – 21. [In Russ].

11. Cherdantsev S. V., Shlapakov P. A., Shlapakov E. A., Lebedev K. S., Erastov A. Yu. Thermophysical and gas-dynamic conditions of deflagration and detonation processes in dust-gas-air flows of mine workings near the centers of self-heating. *Khimicheskaya fizika i mezoskopiya*. 2019, vol. 21, no 2, pp. 179 – 189. [In Russ].

12. Ovsyannikov L. V. *Lektsii po osnovam gazovoy dinamiki* [Lectures on the basics of gas dynamics], Moscow–Izhevsk, 2003, 336 p.

13. Bartlma A. *Gasdynamik der verbrennung*. Deutsche forschungs and versuchsan-stalt «Institut fur Reaktionskinetik», Stuttgart. 1975, 280 p.

14. Vukalovich M. P., Novikov I. I. *Termodinamika*. Uchebnoe posobie dlya vuzov [hermodynamics. Textbook for universities], Moscow, Mashinostroenie, 1972, 672 p.

15. Kutateladze S. S. *Osnovy teorii teploobmena* [Fundamentals of heat transfer theory], Moscow, Atomizdat, 1979, 416 p.

ИНФОРМАЦИЯ ОБ АВТОРАХ

Черданцев Сергей Васильевич[1] – д-р техн. наук,
главный научный сотрудник, e-mail: svch01@yandex.ru,
Шлапаков Павел Александрович[1] – канд. техн. наук,
зав. лабораторией, e-mail: shlapak1978@mail.ru,
Лебедев Кирилл Сергеевич[1] – научный сотрудник,
e-mail: lebedevks1987@yandex.ru,
Ерастов Антон Юрьевич[1] – старший научный сотрудник,
e-mail: eractov_a_y@mail.ru,
Хаймин Сергей Александрович[1] – старший научный сотрудник,
e-mail: hsa007@mail.ru,
[1] АО «Научный центр ВостНИИ по промышленной
и экологической безопасности в горной отрасли»
(АО «НЦ ВостНИИ»).
Для контактов: Черданцев С.В., e-mail: svch01@yandex.ru.

INFORMATION ABOUT THE AUTHORS

S.V. Cherdantsev[1], Dr. Sci. (Eng.), Chief Researcher,
e-mail: svch01@yandex.ru,
P.A. Shlapakov[1], Cand. Sci. (Eng.), Head of Laboratory,
e-mail: shlapak1978@mail.ru,
K.S. Lebedev[1], Researcher, e-mail: lebedevks1987@yandex.ru,
A.Yu. Erastov[1], Senior Researcher, e-mail: eractov_a_y@mail.ru
S.A. Khaymin[1], Senior Researcher, e-mail: hsa007@mail.ru,
[1] Join-stock company «Scientific Centre VOSTNII
on Industrial and Ecological Safety in Mountain Industry»
(JSC «NC VOSTNII»), 650002, Kemerovo, Russia.
Corresponding author: S.V. Cherdantsev, e-mail: svch01@yandex.ru.

Получена редакцией 20.02.2020; получена после рецензии 15.04.2020; принята к печати 10.11.2020.
Received by the editors 20.02.2020; received after the review 15.04.2020; accepted for printing 10.11.2020.