

ФОРМИРОВАНИЕ ДЕТОНАЦИОННОГО ПРОЦЕССА ПРИ ВНЕЗАПНОМ ВЫБРОСЕ ГАЗА В ГОРНУЮ ВЫРАБОТКУ СО СВЕРХЗВУКОВОЙ СКОРОСТЬЮ

С.В. Черданцев¹, П.А. Шлапаков¹, К.С. Лебедев¹, В.В. Колыхалов¹

¹ Научный центр ВостНИИ по промышленной и экологической безопасности в горной отрасли (АО «НЦ ВостНИИ»), Кемерово, Россия, e-mail: shlapak1978@mail.ru

Аннотация: С переходом горных работ на более глубокие горизонты участились случаи проявления негативных факторов, существенно сдерживающих добычу угля и безопасность подземных горных работ. К этим факторам относятся, в первую очередь, внезапные выбросы угля, пород и газа, горные удары и суфлярные выделения газа. Еще одна категория негативных факторов обусловлена наличием пылегазовоздушных смесей, способных к химическому реагированию, и очагов самонагревания, которые приводят к изменению температурных полей горных пород и атмосферы горных выработок, что существенно повышает предрасположенность пылегазовоздушных смесей к зажиганию и горению в режиме дефлаграции или детонации. Рассмотрена задача о вынужденной детонации, сформированной в результате истечения газа из подземного резервуара в горную выработку со сверхзвуковой скоростью. На базе фундаментальных законов сохранения получены формулы, характеризующие изменения скоростей, давлений, плотностей, пылегазовоздушного потока на фронте ударной волны и на поверхности Чемпена-Жуге. Построены графики, с помощью которых обнаружены некоторые условия и закономерности протекания вынужденной детонации в пылегазовоздушных смесях.

Ключевые слова: горные выработки, пылегазовоздушные смеси, законы сохранения массы, импульсов и энергии, энтальпия, числа Маха и Дамкелера, показатель адиабаты Пуассона, адиабата Гюгонио, условие Чемпена-Жуге.

Для цитирования: Черданцев С. В., Шлапаков П. А., Лебедев К. С., Колыхалов В. В. Формирование детонационного процесса при внезапном выбросе газа в горную выработку со сверхзвуковой скоростью // Горный информационно-аналитический бюллетень. – 2019. – № 7. – С. 62–73. DOI: 10.25018/0236-1493-2019-07-0-62-73.

Creation of detonation process during gas outburst in roadway at supersonic speed

S.V. Cherdantsev¹, P.A. Shlapakov¹, K.S. Lebedev¹, V.V. Kolykhalov¹

¹ Joint-stock company «Scientific centre VOSTNII on industrial and ecological safety in mountain industry» (JC «NC VOSTNII»), Kemerovo, Russia, e-mail: shlapak1978@mail.ru

Abstract: Deeper level coal mining is more frequently exposed to adverse effects which impair safety and slow down production. Such effects are primarily coal/rock/gas outbursts, rock bursts and bleeding. One more category of depressing effects includes chemically responsive dust and gas-air mixtures, as well as places of spontaneous heating. The latter change temperature fields in rocks and mine air, which essentially amplifies proneness of dust and gas-air mixtures to ignition and burning in the mode of deflagration or detonation. This article studies the problem on induced de-

tonation as a result of gas outflow from underground cavity to mine roadway at supersonic speed. Based on the conservation law fundamentals, the formulas are obtained to characterize variation in velocities pressures and densities of dust and gas–air mixture flow at the shock wave front and on the Chapman–Jouguet surface. The graphs are constructed and help reveal some conditions and regular patterns of induced detonation process in dust and gas–air mixtures.

Key words: mine roadways, dust and gas–air mixture, mass conservation law, law of conservation of momentum, energy law, enthalpy, Mach and Damkohler numbers, Poisson adiabat index, Hugoniot adiabat, Chapman–Jouguet condition.

For citation: Cherdantsev S. V., Shlapakov P. A., Lebedev K. S., Kolykhalov V. V. Creation of detonation process during gas outburst in roadway at supersonic speed. *MIAB. Mining Inf. Anal. Bull.* 2019;(7):62-73. [In Russ]. DOI: 10.25018/0236-1493-2019-07-0-62-73.

Введение

Подземная разработка угольных месторождений, как правило, сопровождается проявлениями негативных факторов, снижающих безопасность и производительность труда шахтеров. Одними из этих факторов являются внезапные выбросы угля, пород и газа, а также горные удары [1].

К другим факторам относятся угольная пыль, которая, взаимодействуя с атмосферой горных выработок, образует пылегазовоздушные смеси (ПГВС), способные к химическому реагированию [2]. При наличии источников зажигания, возникающих при коротких замыканиях или от трения работающих частей машин и инструментов, может произойти зажигание ПГВС [3] и ее горение в режиме дефлаграции [4, 5].

Еще одним крайне негативным фактором являются очаги самонагревания угля, представляющие собой тепловые источники, способные изменить температурные поля горных пород и атмосферы горных выработок [6–8].

К опасным факторам традиционно относятся и суфлярные выделения метана, характерные для всех газоносных угледобывающих районов. Хорошо известно, что механизм суфлярного выделения представляет собой истечение находящегося под давлением газа из трещин, полостей и резервуаров, расположенных

в угольном массиве, при их вскрытии горными выработками или скважинами [1].

При исследовании суфлярных выделений, как правило, определяют только дебит газа и продолжительность процесса, которая составляет от нескольких часов до нескольких лет. При этом форму резервуаров и полостей, не учитывают. Такой подход зачастую оправдан, поскольку форма резервуаров и в самом деле во многих случаях не влияет на процесс газовыделения в выработки, однако при определенных условиях она может существенно изменить картину истечения газа в выработку [9–11].

В частности, в работах [10, 11] показано, что если подземный резервуар с газом содержит накопительную камеру, соединенную с каналом переменного сечения, состоящим из суживающейся (конфузор) и расширяющейся (диффузор) части, то после вскрытия диффузора газ способен вытекать в выработку со сверхзвуковой скоростью. Анализ процесса истечения газа выявил наличие скачка уплотнения и спутного потока, движущегося по выработке с очень высокой скоростью.

В свою очередь, наличие скачка уплотнения вызывает резкое изменение плотности, давления и температуры пылегазовоздушной смеси, что может привести к быстропотекающей химической

реакции окисления ПГВС с выделением теплоты q , что обеспечивает условия протекания детонационного процесса [12–14].

Целью данной работы является обсуждение условий появления детонационного процесса в пылегазовоздушной смеси при внезапном выбросе газа в горную выработку со сверхзвуковой скоростью. Поскольку процесс истечения газа из подземного резервуара уже обсуждался в работах [10, 11], то здесь мы рассмотрим лишь задачу о формировании детонационного процесса в горной выработке. Нам представляется эта задача актуальной, а ее решение позволит выявить опасные условия течения пылегазовоздушных смесей в горных выработках угольных шахт.

Постановка и решение задачи

Допустим, что произошел выброс газа в выработку со сверхзвуковой скоростью. В результате формируется скачок уплотнения, который при перемещении по выработке образует ударную волну. Требуется определить параметры пылегазовоздушной смеси в выработке за фронтом ударной волны и выявить условия возникновения вынужденной детонации в пылегазовоздушной смеси. Состояние ПГВС будем описывать ее скоростью u , плотностью ρ (или удельным объемом V), давлением p и температурой T по Кельвину, которые до фронта ударной волны (далее первая область) будем снабжать индексом 1, а за фронтом (далее вторая область) — индексом 2. Найдем параметры смеси в области 2, если ее параметры в области 1 нам известны.

Решение задачи построим в рамках следующих допущений:

- будем рассматривать только мелкодисперсные пылегазовоздушные смеси, размеры пылинок которых не превышают 10^{-5} м, в силу чего смесь будем полагать однородной средой;

- будем полагать скачок уплотнения и зону протекания химической реакции узким фронтом;

- трением ПГВС на стенках выработки пренебрегаем и полагаем смесь по своим свойствам, близкую идеальному газу с постоянной удельной теплоемкостью;

- течение ПГВС в выработке считаем одномерным и стационарным, зависящим только от координаты, направленной вдоль оси выработки.

Поскольку течение смеси является стационарным, то ее состояние в выработке удобно исследовать с помощью законов сохранения массы, импульсов и энергии [15], описываемых соответственно уравнением неразрывности

$$\rho_2 u_2 = \rho_1 u_1, \quad (1)$$

уравнением импульсов

$$p_2 + \rho_2 u_2^2 = p_1 + \rho_1 u_1^2, \quad (2)$$

уравнением энергии

$$\frac{u_2^2}{2} + i_2 = \frac{u_1^2}{2} + i_1 + q, \quad (3)$$

где энтальпии i_1, i_2 мы можем определить по формулам [15, 16]

$$i_1 = \frac{k}{k-1} \frac{p_1}{\rho_1}, \quad i_2 = \frac{k}{k-1} \frac{p_2}{\rho_2}, \quad (4)$$

в которых $k = c_p/c_v$ — показатель адиабаты Пуассона, а c_p и c_v — удельные теплоемкости ПГВС соответственно при постоянном давлении и при постоянном объеме.

В правой части равенства (3) содержится величина q , представляющая собой приток теплоты, который может быть вызван различными причинами. Одной из них является наличие находящихся поблизости очагов самонагревания. В этой статье мы полагаем, что приток теплоты обусловлен быстропротекающей экзотермической реакцией окисления ПГВС на фронте ударной волны. Следовательно

но, величина q полностью определена составом ПГВС и поэтому q будем считать величиной заданной. Отметим, что если $q = 0$, то различие в значениях скорости и энтальпии по разные стороны скачка уплотнения обусловлено только механическими причинами, главной из которых является «натекание» высокоскоростного потока газа на малоподвижный воздушный поток в горной выработке.

Для дальнейших рассуждений преобразуем формулы (1) – (3). Вначале с помощью формул (4) перепишем уравнение энергии (3) следующим образом

$$\frac{u_2^2}{2} + \frac{k}{k-1} \frac{p_2}{\rho_2} = \frac{u_1^2}{2} + \frac{k}{k-1} \frac{p_1}{\rho_1} + q,$$

откуда найдем соотношение между квадратами скоростей

$$\frac{u_2^2}{u_1^2} = 1 + \frac{1}{u_1^2} \left[2q - \frac{2k}{k-1} \left(\frac{p_2}{\rho_2} - \frac{p_1}{\rho_1} \right) \right]. \quad (5)$$

Далее, из уравнений неразрывности (1) и импульсов (2) получим формулу

$$p_2 = p_1 + \rho_1 u_1^2 \left(1 - \frac{u_2}{u_1} \right), \quad (6)$$

с помощью которой, формулу (3) преобразуем к виду

$$\left(\frac{u_2}{u_1} \right)^2 = 1 + \frac{2}{u_1^2} \left[q - \frac{a_1^2}{k-1} \left(1 - \frac{u_2}{u_1} \right) \left(M_1^2 \frac{u_2}{u_1} - 1 \right) \right], \quad (7)$$

где a_1 – скорость звука в области 1, определяемая по формуле [15]

$$a_1 = \sqrt{k \frac{p_1}{\rho_1}}. \quad (8)$$

Учтем, что энтальпию i_1 смеси можно выразить также по формуле [16]

$$i_1 = \frac{a_1^2}{k-1} = c_p T_1 \quad (9)$$

и поэтому формулу (7) приведем к квадратному уравнению

$$\frac{u_2}{u_1} = 1 - \frac{1}{(k+1)M_1^2} \left[(M_1^2 - 1) \pm \sqrt{(M_1^2 - 1)^2 - 2(k+1)M_1^2 \bar{q}} \right]$$

корнями которого являются

$$\left(\frac{u_2}{u_1} \right)^2 - 2 \frac{kM_1^2 + 1}{M_1^2(k+1)} \frac{u_2}{u_1} + \frac{(k-1)M_1^2 + 2\bar{q}}{M_1^2(k+1)} = 0, \quad (10)$$

где число Маха M_1 и число Дамкелера \bar{q} определяются по формулам

$$M_1 = \frac{u_1}{a_1}, \quad \bar{q} = \frac{q}{c_p T_1}.$$

Далее из уравнения неразрывности (1) вытекает соотношение

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(k+1)M_1^2}{(k+1)M_1^2 - \left[(M_1^2 - 1) \pm \sqrt{(M_1^2 - 1)^2 - 2(k+1)M_1^2 \bar{q}} \right]}. \quad (11)$$

Преобразовав формулу (6) к виду

$$\frac{p_2}{p_1} = 1 + kM_1^2 \left(1 - \frac{u_2}{u_1} \right),$$

и учитывая (10), получим соотношение между давлениями

$$\frac{p_2}{p_1} = 1 + \frac{k}{k+1} \left[(M_1^2 - 1) \pm \sqrt{(M_1^2 - 1)^2 - 2(k+1)M_1^2 q} \right]. \quad (12)$$

И, наконец, определим число Маха M_2 в области 2. Для этого преобразуем формулу $M_2 = u_2 / a_2$, определяющую число Маха к виду

$$M_2 = \frac{u_2}{a_2} = \frac{u_2}{a_2} \cdot \frac{u_1}{u_1} \cdot \frac{a_1}{a_1} = \frac{u_2}{u_1} \frac{a_1}{a_2} M_1$$

И, учитывая формулу (8), получим соотношение

$$M_2 = \sqrt{\frac{u_2}{u_1} \frac{p_1}{p_2}} \cdot M_1,$$

которое, в силу формул (10) и (12) приводится к виду

$$M_2 = \sqrt{\frac{M_1^2 - \frac{1}{k+1} \left[(M_1^2 - 1) \pm \sqrt{(M_1^2 - 1)^2 - 2(k+1)M_1^2 q} \right]}{1 + \frac{k}{k+1} \left[(M_1^2 - 1) \pm \sqrt{(M_1^2 - 1)^2 - 2(k+1)M_1^2 q} \right]}}. \quad (13)$$

Формулы (10) – (13), выражают зависимости между скоростями, плотностями, давлениями и числами Маха, в которых число Маха M_1 является независимой переменной, а число Дамкелера – параметром.

Для дальнейших рассуждений нам необходимо установить связь между давлением и плотностью пылегазозвоздушной смеси. Для этой цели приведем формулу (6) с помощью уравнения (1) к виду

$$p_2 - p_1 = \frac{p_1}{\rho_2} u_1^2 (\rho_2 - \rho_1), \quad (14)$$

откуда получим

$$u_1^2 = \frac{p_2 - p_1}{\rho_2 - \rho_1} \cdot \frac{\rho_2}{\rho_1}, \quad (15)$$

и вновь с помощью уравнение (1) найдем

$$u_2^2 = \frac{p_2 - p_1}{\rho_2 - \rho_1} \cdot \frac{\rho_1}{\rho_2}. \quad (16)$$

Подставив формулы (15) и (16) в уравнение энергии (3), получим равенство

$$i_2 - i_1 = q + \frac{1}{2} \cdot \frac{(p_2 + p_1)}{\rho_1 \rho_2} (\rho_2 - \rho_1),$$

которое с помощью формул (4) и (9) приведем к виду

$$\frac{2k}{k-1} \left(\frac{p_2}{p_1} \frac{\rho_1}{\rho_2} - 1 \right) = \frac{2qk}{c_p T_1 (k-1)} + \left(1 + \frac{\rho_1}{\rho_2} \right) \left(\frac{p_2}{p_1} - 1 \right),$$

а после преобразования получим формулу

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{\frac{k+1}{k-1} - \frac{p_1}{p_2} + \frac{2k}{k-1} \cdot \bar{q}}{\frac{k+1}{k-1} \cdot \frac{p_1}{p_2} - 1}, \quad (17)$$

выражающую связь между давлениями и плотностями пылегазовоздушной смеси по разные стороны фронта ударной волны.

Учитывая, что плотности и удельные объемы связаны между собой соотношениями $\rho_1 = 1/V_1$, $\rho_2 = 1/V_2$, приведем равенство (17) к более удобному виду

$$\bar{p}_2 = \frac{\frac{k+1}{k-1} - \bar{V}_2 + \frac{2k}{k-1} \cdot \bar{q}}{\frac{k+1}{k-1} \cdot \bar{V}_2 - 1}, \quad (18)$$

где относительное давление \bar{p}_2 и относительный удельный объем \bar{V}_2 определяются по формулам

$$\bar{p}_2 = p_2 / p_1, \quad \bar{V}_2 = V_2 / V_1.$$

Отметим, что если $\bar{q} = 0$, то формула (18) превращается в формулу адиабаты Гюгонио [15].

$$\bar{p}_2 = \frac{\frac{k+1}{k-1} - \bar{V}_2}{\frac{k+1}{k-1} \cdot \bar{V}_2 - 1}. \quad (19)$$

Формула (18) определяет возможные параметры \bar{p}_2 и \bar{V}_2 смеси, которые могут быть получены из некоторого исходного термодинамического состояния, в котором давление p_1 и удельный объем V_1 известны.

Заметим, что искомые параметры \bar{p}_2 и \bar{V}_2 должны удовлетворять дополнительным условиям. Первое условие мы получим из равенства (14), преобразовав его к виду

$$\frac{p_2 - p_1}{V_1 - V_2} = \rho_1^2 u_1^2. \quad (20)$$

Так как величина $\rho_1^2 u_1^2 > 0$, то левая часть равенства (20) также положительна и, следовательно, мы пришли к неравенству

$$\frac{p_2 - p_1}{V_1 - V_2} > 0, \quad (21)$$

которое имеет место только тогда, когда

$$p_2 - p_1 > 0, \quad V_1 - V_2 > 0$$

$$\text{или } p_2 - p_1 < 0, \quad V_1 - V_2 < 0. \quad (22)$$

Первые два неравенства (22) означают наличие скачка уплотнения, поскольку давление за фронтом скачка уплотнения p_2 больше, чем перед фронтом p_1 , т.е. $p_2 > p_1$, а $V_2 < V_1$. Вторые два неравенства, показывают наличие волны разрежения, поскольку из неравенств следует, что $p_2 < p_1$, а $V_2 > V_1$. Следовательно, сочетания значений \bar{p}_2 и \bar{V}_2 , полученных из формулы (18) и не удовлетворяющих неравенству (21) мы должны исключить из рассмотрения.

Второе условие, уточняющее первое условие, мы найдем, преобразовав формулу (20) сначала к равенству

$$\bar{p}_2 = 1 + kM_1^2(1 - \bar{V}_2), \quad (23)$$

а затем к формуле

$$\frac{\bar{p}_2 - 1}{1 - \bar{V}_2} = kM_1^2,$$

из которой вытекает, что если $\bar{p}_2 > 1$, $\bar{V}_2 < 1$, то число $M_1 > 1$. Наоборот, если $\bar{p}_2 < 1$, $\bar{V}_2 > 1$, то $M_1 < 1$. Поскольку мы рассматриваем только сверхзвуковое течение газа ($M_1 > 1$) из подземного резервуара, то искомые параметры газа должны быть $\bar{p}_2 > 1$, $\bar{V}_2 < 1$, что и будет учтено в дальнейших наших рассуждениях.

Если число Дамкелера $\bar{q} \neq 0$, то формулы (10) – (12) имеют смысл только в том случае, если выражение, стоящее под радикалом неотрицательно

$$(M_1^2 - 1)^2 - 2(k+1)M_1^2\bar{q} \geq 0, \quad (24)$$

в силу чего, рассматриваемый процесс будет протекать стационарно. Минимальное значение числа Маха M_1 , при котором условие (24) выполняется, назовем

критическим и определим его из биквадратного уравнения

$$(M_{1,kp}^2)^2 - 2M_{1,kp}^2 [1 + (k+1)\bar{q}] + 1 = 0, \quad (25)$$

вытекающего из неравенства (24), в котором взят знак равенства.

Корнями уравнения (25) являются два числа Маха, определяемых по формуле

$$M_{1,kp} = \sqrt{1 + \frac{(k+1)\bar{q}}{2}} \pm \sqrt{\frac{(k+1)\bar{q}}{2}}, \quad (26)$$

где необходимо учитывать только положительный знак, поскольку мы рассматриваем сверхзвуковой поток, в котором $M_1 > 1$.

Если число Маха является критическим, то в нестрогом неравенстве (24) учитываем знак равенства, а из формулы (13) находим число Маха за фронтом ударной волны

$$M_2 = 1. \quad (27)$$

Формула (27) является условием Чемпена-Жуге [12], указывающего на протекание детонационного процесса в ПГВС за фронтом ударной волны. В этом случае прямая (23) является касательной к кривой (18) в точке С, называемой точкой Чемпена-Жуге, координату которой $\bar{V}_{2,c}$ мы найдем из уравнения

$$\frac{k+1}{k-1} - \bar{V}_{2,c} + \frac{2k}{k-1} \cdot \bar{q} = \left[1 + kM_{1,kp}^2 (1 - \bar{V}_{2,c})\right] \cdot \left[\frac{k+1}{k-1} \cdot \bar{V}_{2,c} - 1\right], \quad (28)$$

образованного приравниванием правых частей формул (18) и (23).

Выполнив в (28) преобразования, получим квадратное уравнение

$$\bar{V}_2^2 - b \cdot \bar{V}_2 + c = 0, \quad (29)$$

в котором коэффициенты b и c равны

$$b = \frac{2(1 + kM_{1,kp}^2)}{M_{1,kp}^2 (k+1)},$$

$$c = \frac{2(\bar{q} + 1) + M_{1,kp}^2 (k-1)}{M_{1,kp}^2 (k+1)},$$

а корни определяются по формулам

$$\bar{V}_2 = \frac{(1 + kM_{1,kp}^2)}{M_{1,kp}^2 (k+1)} \pm \sqrt{\frac{(1 + kM_{1,kp}^2)^2}{[M_{1,kp}^2 (k+1)]^2} - \frac{2(\bar{q} + 1) + M_{1,kp}^2 (k-1)}{M_{1,kp}^2 (k+1)}} \quad (30)$$

Поскольку точка касания определена единственным образом, то величина \bar{V}_2 имеет единственное значение, если выражение под радикалом равно нулю:

$$\frac{(1 + kM_{1,kp}^2)^2}{[M_{1,kp}^2 (k+1)]^2} - \frac{2(\bar{q} + 1) + M_{1,kp}^2 (k-1)}{M_{1,kp}^2 (k+1)} = 0 \quad (31)$$

в силу чего искомую величину найдем по формуле

$$\bar{V}_{2,c} = \frac{(1 + kM_{1,kp}^2)}{M_{1,kp}^2 (k+1)}, \quad (32)$$

где число Маха $M_{1,kp}$ мы определяем по формуле (26), а равенство (31) можно привести к виду (25). Подставив найденное значение $\bar{V}_{2,c}$ в формулу (23), найдем давление

$$\bar{p}_{2,c} = 1 + \frac{k(M_{1,kp}^2 - 1)}{k+1}, \quad (33)$$

возникающее на поверхности Чемпена-Жуге, которая отделяет зону химической реакции от ее продуктов.

Начало детонационного процесса обусловлено наличием ударного фронта, параметры которого способны вызвать быстротекающую химическую реакцию с выделением теплоты q , которая затрачивается на обеспечение стационарности процесса.

Таким образом, детонационный процесс состоит из трех обязательных элементов: фронта ударной волны, зоны химической реакции и поверхности Чемпена-Жуге, о существовании которой говорит условием (27), а параметры ПГВС

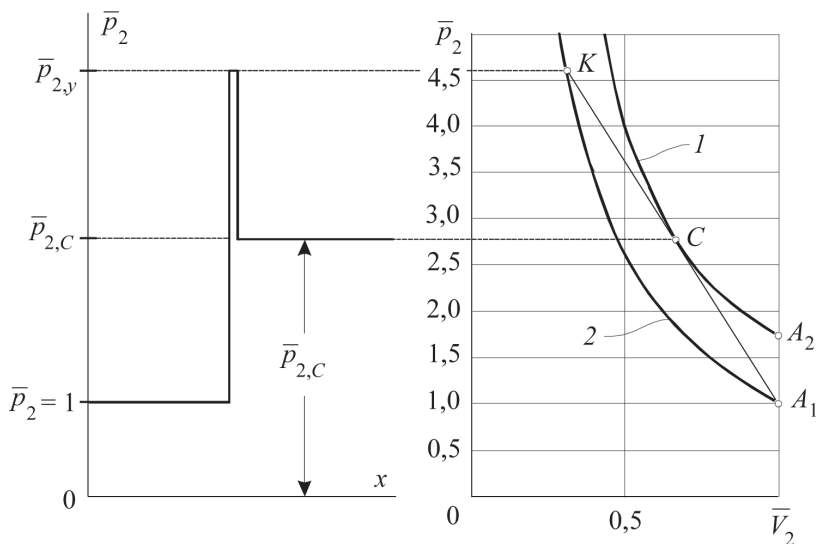


Рис. 1. К анализу детонационного процесса в пылегазовоздушной смеси в атмосфере горной выработки

Fig. 1. Analysis of the detonation process in a dust-and-gas mixture in a mining atmosphere

на поверхности определены формулами (32) и (33).

Параметры ударного фронта, обеспечивающие протекание химической реакции, мы определим из уравнения

$$\frac{k+1-(k-1)\bar{V}_{2,y}}{(k+1)\bar{V}_{2,y}-(k-1)} = 1 + kM_{1,кр}^2(1-\bar{V}_{2,y}) \quad (34)$$

полученного приравниванием правых частей формул (19) и (23), где $\bar{V}_{2,y}$ — относительный удельный объем ПГВС на ударном фронте. Решением уравнения (34) является величина

$$\bar{V}_{2,y} = \frac{2+(k-1)M_{1,кр}^2}{M_{1,кр}^2(k+1)}, \quad (35)$$

подставив которую в формулу (23), найдем давление на фронте ударной волны

$$\bar{p}_{2,y} = 1 + \frac{2k(M_{1,кр}^2-1)}{k+1}. \quad (36)$$

Анализ полученных результатов

Рассмотрим пример. Требуется определить параметры ПГВС на поверхности Чемпена-Жуге и на фронте ударной вол-

ны, если показатель адиабаты Пуассона и число Дамкелера нам известны $k = 1,4$; $\bar{q} = 0,5$.

Вначале мы находим по формуле (26) критическое число Маха $M_{1,кр} = 2,04$, а по формулам (33) и (36) определяем давление смеси $\bar{p}_{2,c} = 2,844$, $\bar{p}_{2,y} = 4,689$ соответственно на поверхности Чемпена-Жуге и на фронте ударной волны.

Весьма наглядно детонационный процесс в ПГВС иллюстрируют схема и графики функции $\bar{p}_2(\bar{V}_2)$, показанные на рис. 1. При этом график 1 построен по формуле (18) при $\bar{q} = 0,5$, а график 2 — по формуле (19). Оба графика являются частями гипербол.

Располагая графиками, мы можем графически найти параметры ПГВС при тех же исходных данных. После определения по формуле (26) критического числа находим тангенс угла $kM_{1,кр} = 2,856$ наклона прямой, описываемой формулой (23), в которой мы приняли $M_1 = M_{1,кр}$. Точка касания C прямой к гиперболе 1 является точкой Чемпена-Жуге, а координаты точки K пересечения прямой с

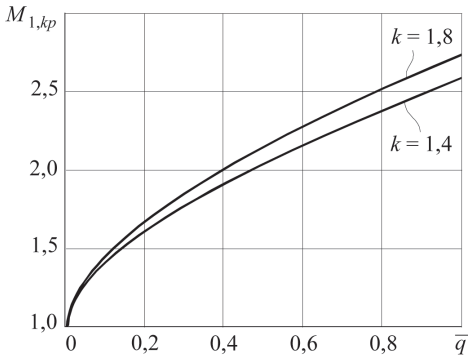


Рис. 2. Зависимость критических чисел Маха от чисел Дамкелера

Fig. 2. The dependence of critical Mach numbers from numbers Damkaer

адиабатой Юголио 2 представляют собой давление $\bar{p}_{2,y} = 4,689$ и удельный объем $\bar{V}_{2,y} = 0,367$ смеси на фронте ударной волны. В силу принятого допущения фронт ударной волны практически совпадает с фронтом химической реакции, в результате протекания которой высво-

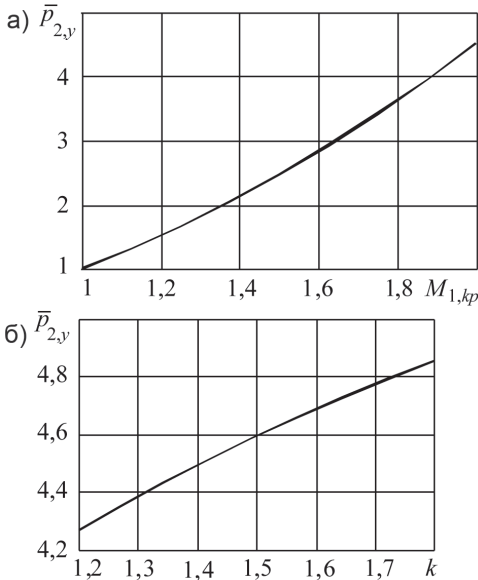


Рис. 3. Зависимости относительного давления $\bar{p}_{2,y}$ на фронте ударной волны от критических чисел Маха (а) и от показателя адиабаты Пуассона (б)

Fig. 3. Dependences of the relative pressure $\bar{p}_{2,y}$ at the shock wave front on the critical Mach numbers (a) and on the Poisson's adiabat index (b)

бодившаяся теплота затрачивается на поддержание стационарного режима протекания детонации, а давление в ударной волне скачкообразно падает до давления $\bar{p}_{2,c}$ (рис. 1).

Далее, выполним анализ влияния некоторых параметров ПГВС на детонационный процесс. Для этой цели в работе построены серии графиков. Так, на рис. 2 показаны графики функции $M_{1,кр}(\bar{q})$, построенные по формуле (26), представляющие собой выпуклые кривые, показывающие монотонный рост критического числа Маха с увеличением числа Дамкелера. При этом большим значениям показателя адиабаты k соответствуют большие числа Маха при фиксированных числах Дамкелера.

На рис. 3 показаны графики функций $\bar{p}_2(M_{1,кр})$ и $\bar{p}_2(k)$, первый из которых вогнутый, а второй слабо выпуклый. Обе функции монотонно возрастают и не имеют на рассматриваемых интервалах локальных экстремумов.

Весьма важным параметром, характеризующим детонационный процесс в ПГВС, является параметр n_p , представляющий собой отношение давления в ударной волне к давлению на поверхности Чемпена-Жуге, определяемый по формуле:

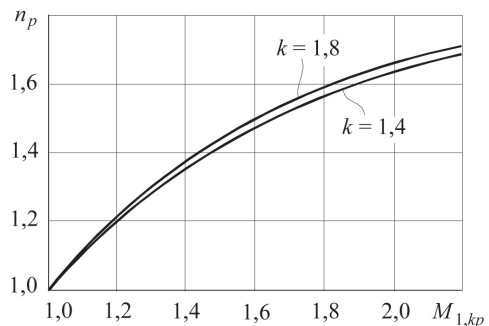


Рис. 4. Зависимости параметра, характеризующего отношение давления на фронте ударной волны к давлению на поверхности Чемпена-Жуге Fig. 4. Dependences of the parameter characterizing the ratio of the pressure at the shock wave front to the pressure on the Champ – Jouge surface

$$n_p = \frac{\bar{p}_{2,y}}{\bar{p}_{2,c}} = \frac{1 + \frac{2k(M_{1,кп}^2 - 1)}{k+1}}{1 + \frac{k(M_{1,кп}^2 - 1)}{k+1}}$$

В условиях рассмотренного примера параметр $n_p = 1,648$. При изменении критического числа Маха и показателя адиабаты Пуассона параметр n_p , очевидно, изменяется. На рис. 4 показаны графики функции $n_p(M_{1,кп})$, из которых следует, что с увеличением критических чисел Маха параметр n_p также возрастает.

Причем графики $n_p(M_{1,кп})$ для двух значений k представляют собой выпуклые кривые, не имеющие локальных экстремумов, указывающие на монотонный рост функции $n_p(M_{1,кп})$. При этом большим значениям k соответствуют большие значения функции $n_p(M_{1,кп})$, хотя разница в значениях не существенная.

Выводы

Представлены формулы и графики, определяющие состояние пылегазовоздушной смеси на поверхности Чемпена-Жуге

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Большинский М. И., Лысиков Б. А., Каплюхин А. А.* Газодинамические явления в шахтах. — Севастополь: Вебер, 2003. — 284 с.
2. *Канторович Б. В.* Основы теории горения и газификации твердого топлива. — М.: Книга по требованию, 2013. — 601 с.
3. *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.
4. *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, January 2017, Vol. 90, Issue 1, pp. 206–216.
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, March 2018, Vol. 54, Issue 2, pp. 339–346.
6. *Chanyshv A. I.* A method to determine a body's thermal state // Journal of Mining Science, July 2012, Vol. 48, Issue 4, pp. 660–668.
7. *Oparin V. N., Kiryaeva T. A., Gavrillov V. Yu., Tanashev Yu. Yu., Bolotov V. A.* Initiation of underground fire sources // Journal of Mining Science, May 2016, Vol. 52, Issue 3, pp. 576–592.
8. *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.
9. *Христианович С. А.* Об основах теории фильтрации // Физ.-тех. проблемы разработки полезных ископаемых. — 1991. — № 1. — С. 3–18.
10. *Черданцев Н. В., Черданцев С. В., Ли Хи Ун, Филатов Ю. М., Шлапаков П. А., Лебедев К. С.* Об одном подходе к описанию суффлярных выделений газа из резервуаров угольного

и на фронте ударной волны, обусловленной истечением газа из подземного резервуара со сверхзвуковой скоростью.

Анализ формул и графиков показал:

- с ростом числа Дамкелера, характеризующего количество теплоты в результате быстротекающей химической реакции, существенно увеличивается критическое число Маха, причем тем сильнее, чем больше показатель адиабаты Пуассона;

- увеличение показателя адиабаты Пуассона и особенно критического числа Маха перед фронтом ударной волны приводит к значительному увеличению давления не только на фронте ударной волны, но и на поверхности Чемпена-Жуге.

- при повышении критического числа Маха параметр, характеризующий отношение давления на фронте ударной волны к давлению на поверхности Чемпена-Жуге возрастает. При этом большим значениям показателя адиабаты Пуассона соответствуют большие значения параметра, хотя разница в этих значениях не существенная.

массива в горные выработки // Безопасность труда в промышленности. — 2017. — № 3. — С. 45–52.

11. 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.

12. Бартльме Ф. Газодинамика горения (перевод с немецкого). — М.: Энергоиздат, 1981. — 280 с.

13. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. — М.: Наука, 1966. — 688 с.

14. 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.

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

16. Вукалович М. П., Новиков И. И. Термодинамика. Учебное пособие для вузов. — М.: Машиностроение, 1972. — 672 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. Kantorovich B. V. *Osnovy teorii goreniya i gazifikatsii tverdogo topliva* [Fundamentals of the theory of combustion and gasification of solid fuels], Moscow, Kniga po trebovaniyu, 2013, 601 p.

3. Cherdantsev S. V., Lee Khi Un, Filatov Yu. M., Shlapakov P. A. Determination of critical ignition temperature of micro-heterogeneous dust/gas-air mixtures in mines. *Gornyy informatsionno-analiticheskiy byulleten'*. 2018, no 1, pp. 117–125.

4. 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*, January 2017, Vol. 90, Issue 1, pp. 206–216.

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*, March 2018, Vol. 54, Issue 2, pp. 339–346.

6. Chanyshv A. I. A method to determine a body's thermal state. *Journal of Mining Science*, July 2012, Vol. 48, Issue 4, pp. 660–668.

7. Oparin V. N., Kiryaeva T. A., Gavrilov V. Yu., Tanashev Yu. Yu., Bolotov V. A. Initiation of underground fire sources. *Journal of Mining Science*, May 2016, Vol. 52, Issue 3, pp. 576–592.

8. 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.

9. Khristianovich S. A. On the foundations of the theory of filtration. *Fiziko-tekhnicheskiye problemy razrabotki poleznykh iskopayemykh*. 1991, no 1, pp. 3–18. [In Russ].

10. Cherdantsev N. V., Cherdantsev S. V., Li Khi Un, Filatov Yh. M., Shlapakov P. A., Lebedev K. S. On one approach to the description of gas venting from coal reservoirs to mine workings. *Bezopasnost' truda v promyshlennosti*. 2017, no 3, pp. 45–52. [In Russ].

11. Cherdantsev S. V., Cherdantsev N. V., Li Khi Un, Lebedev K. S., Li K. Kh., Khaymin S. A. Determination of gas blowing emission parameters from coal massif into mine openings. *Vestnik Nauchnogo tsentra po bezopasnosti rabot v ugol'noy promyshlennosti*. 2017, no 1, pp. 26–33. [In Russ].

12. Bartl'me F. *Gazodinamika goreniya* (perevod s nemetskogo) [Gas dynamics of combustion (translated from German)], Moscow, Energoizdat, 1981, 280 p.

13. Zel'dovich Ya. B., Rayzer Ya. P. *Fizika udarnykh voln i vysokotemperaturnykh gidrodinamicheskikh yavleniy* [Physics of shock waves and high temperature hydrodynamic phenomena], Moscow, Nauka, 1966, 688 p.

14. Vasil'ev A. A., Vasil'ev V. A. Calculated and experimental parameters of combustion and detonation of mixtures of methane and coal dust. *Vestnik Nauchnogo tsentra po bezopasnosti rabot v ugol'noy promyshlennosti*. 2016, no 2, pp. 8–39. [In Russ].

15. Ovsyannikov L. V. *Lektsii po osnovam gazovoy dinamiki* [Lectures on the basics of gas dynamics], Moskva-Izhevsk: Institut komp'yuternykh issledovaniy, 2003, 336 p.

16. Vukalovich M. P., Novikov I. I. *Termodinamika*. Uchebnoe posobie dlya vuzov [Thermodynamics. Higher educational aid], Moscow, Mashinostroenie, 1972, 672 p.

ИНФОРМАЦИЯ ОБ АВТОРАХ

*Черданцев Сергей Васильевич*¹ — д-р техн. наук, главный научный сотрудник, e-mail: svch01@yandex.ru,
*Шлапаков Павел Александрович*¹ — заведующий лабораторией, e-mail: shlapak1978@mail.ru,
*Лебедев Кирил Сергеевич*¹ — научный сотрудник, e-mail: lebedevks1987@yandex.ru,
*Колыхалов Виктор Валентинович*¹ — старший научный сотрудник, e-mail: x77kem@mail.ru,
¹ Научный центр ВостНИИ по промышленной и экологической безопасности в горной отрасли (АО «НЦ ВостНИИ»).

Для контактов: Шлапаков П.А., e-mail: shlapak1978@mail.ru.

INFORMATION ABOUT THE AUTHORS

*S.V. Cherdantsev*¹, Dr. Sci. (Eng.), Chief Researcher, e-mail: svch01@yandex.ru,
*P.A. Shlapakov*¹, Head of Laboratory, e-mail: shlapak1978@mail.ru,
*K.S. Lebedev*¹, Researcher, e-mail: lebedevks1987@yandex.ru,
*V.V. Kolykhalov*¹, Senior Researcher, e-mail: x77kem@mail.ru,
¹ Joint-stock company «Scientific centre VOSTNII on industrial and ecological safety in mountain industry» (JC «NC VOSTNII»), Kemerovo, 650002, Russia.
Corresponding author: P.A. Shlapakov, e-mail: shlapak1978@mail.ru.



РУКОПИСИ, ДЕПОНИРОВАННЫЕ В ИЗДАТЕЛЬСТВЕ «ГОРНАЯ КНИГА»

АНАЛИЗ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПОКАЗАТЕЛЕЙ РАБОТЫ ПРЕДПРИЯТИЯ ТЕПЛОВОДОСНАБЖЕНИЯ В РАЙОНАХ КРАЙНЕГО СЕВЕРА

(№ 1194/07–19 от 27.05.2019; 9 с.)

*Пичуев Александр Вадимович*¹ — канд. техн. наук, доцент; *Дьячков И.Б.*¹ — магистрант,
¹ МГИ НИТУ «МИСиС».

Приведены результаты статистического анализа показателей, определяющих энергоэффективность работы предприятия тепло- водоснабжения на в специфических условиях Крайнего Севера. Определены законы распределения для основных энергетических потоков, характеризующих энергоэффективность потребления электроэнергии и генерирования тепла в системах отопления и горячего водоснабжения. Даны рекомендации по обеспечению устойчивой работы предприятия тепло- водоснабжения в течение года.

Ключевые слова: электроснабжение, система отопления, система горячего водоснабжения, энергоэффективность.

ANALYSIS OF THE ENERGY PERFORMANCE OF HEAT SUPPLY IN THE FAR NORTH

*A.V. Pichuev*¹, Cand. Sci. (Eng.), Assistant Professor; *I.B. Dyachkov*¹, Master's Degree Student,
¹ Mining Institute, National University of Science and Technology «MISiS», 119049, Moscow, Russia.

The results of statistical analysis of the indicators that determine the energy efficiency of the heat and water supply in the specific conditions of the Far North are presented. The distribution laws for the main energy flows characterizing energy efficiency of electricity consumption and heat generation in heating and hot water supply systems are determined. The recommendations to ensure the sustainable operation of the enterprise of heat and water supply during the year.

Key words: power supply, heating system, hot water supply system, energy efficiency.