



II РУДНИЧНАЯ АЭРОГАЗОДИНАМИКА

DOI: 10.25558/VOSTNII.2019.30.55.004

УДК 622.272:516.02

© С.В. Черданцев,
П.А. Шлапаков,
К.С. Лебедев, А.Ю. Ерастов,
С.А. Хаймин, В.В. Колыхалов,
Е.А. Шлапаков, 2019



С.В. ЧЕРДАНЦЕВ

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



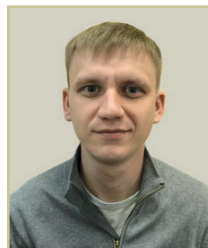
П.А. ШЛАПАКОВ

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



К.С. ЛЕБЕДЕВ

научный сотрудник
АО «НЦ ВостНИИ», г. Кемерово



А.Ю. ЕРАСТОВ

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



С.А. ХАЙМИН

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



В.В. КОЛЫХАЛОВ

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



Е.А. ШЛАПАКОВ

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

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДАВЛЕНИЯ В ПЫЛЕГАЗОВОЗДУШНЫХ СМЕСЯХ ЗА ФРОНТОМ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ПРИ РАЗНЫХ ПОКАЗАТЕЛЯХ АДИАБАТЫ ПУАССОНА НА ПРОТИВОПОЛОЖНЫХ СТОРОНАХ ФРОНТА

С дальнейшим повышением интенсификации горных работ учащаются случаи проявления негативных факторов, существенно снижающих безопасность труда при добыче угля подземным способом. Одними из этих факторов являются горные удары, внезапные выбросы угля и газа, суфлярные выделения газа и различные газодинамические процессы. К другим факторам относятся пылегазовоздушные смеси, способные к химическому реагированию, и очаги самонагревания, приводящие к изменению температурного поля горных пород и атмосферы горных выработок, что существенно увеличивает вероятность зажигания и горения пылегазовоздушных смесей. В статье рассматриваются газодинамические и теплофизические условия возникновения ударных волн в пылегазовоздушных смесях, движущихся в атмосфере горных выработок. На базе фундаментальных законов сохранения получены формулы, характеризующие изменения давления в пылегазовоздушных смесях за фронтом ударной волны при условии, что показатели адиабаты Пуассона по разные стороны фронта различны. Построены графики зависимости давления от различных параметров смесей и обнаружены некоторые закономерности изменения давления в пылегазовоздушных смесях за фронтом ударной волны в выработках.

Ключевые слова: ГОРНЫЕ ВЫРАБОТКИ, ПЫЛЕГАЗОВОЗДУШНЫЕ СМЕСИ, ЗАКОНЫ СОХРАНЕНИЯ МАССЫ, ИМПУЛЬСОВ И ЭНЕРГИИ, ЭНТАЛЬПИЯ, ВНУТРЕННЯЯ ЭНЕРГИЯ, АДИАБАТА ПУАССОНА, ЧИСЛО МАХА, УДАРНЫЕ ВОЛНЫ.

Введение

В последние годы угольная отрасль регулярно испытывает проявление негативных факторов, существенно сдерживающих добычу угля подземным способом. Одними из этих факторов являются внезапные выбросы угля, пород и газа, горные удары и различные газодинамические явления [1–3].

Так, в работах [2, 3] показано, что суфлярные истечения газа из подземного резервуара, имеющего на выходе в горную выработку форму диффузора, происходят со сверхзвуковой скоростью, что приводит к образованию скачка уплотнения и «спутного» потока, способного перемещаться по горным выработкам с ураганной скоростью, что вызывает существенные негативные последствия.

Другим фактором является угольная пыль, образующаяся при работе горно-шахтного оборудования, которая, взаимодействуя

с атмосферой горных выработок, образует пылегазовоздушные смеси (ПГВС), способные к химическому реагированию, сопровождающиеся физическими процессами тепло-массопереноса [4, 5].

При наличии источников зажигания, возникающих, например, от трения работающих частей машин и инструментов, может произойти зажигание, а затем и горение ПГВС в режиме дефлаграции. Так, в работе [6] на базе теории теплового взрыва [4] определена критическая температура зажигания микрогетерогенных пылегазовоздушных смесей в атмосфере горных выработок. В работах [7, 8] исследованы закономерности горения микрогетерогенных и мелкодисперсных пылегазовоздушных смесей, где, в частности, установлено, что существуют критические значения отношения скорости движения пылегазовоздушных смесей к коэффициенту теплопроводности атмосферы выработок, ниже

которых процесс горения невозможен. Разработан алгоритм, позволяющий определить температуру воздушной смеси в любом сечении зоны горения, а также вычислить длину зоны горения.

В работах [9, 10] получены формулы, определяющие время выгорания и длину зоны выгорания грубодисперсных ПГВС в воздушных потоках горных выработок, установлены соотношения между параметрами смеси при протекании процесса горения соответственно в кинетической, диффузионной и промежуточной областях.

Авторы работы [11] экспериментально установили склонность угольной пыли образовывать взрывчатую смесь в атмосфере горных выработок. В частности, они обнаружили, что если в определенный момент времени сложились условия воспламенения, то одновременно при наличии горючей среды и окислителя возникает источник зажигания, при этом возгорание смеси происходит в режиме дефлаграционного горения, а при определенных соотношениях уголь – окислитель наблюдается двухстадийный характер взрыва.

Анализируя материалы исследований взрывов при отработке механизированными комплексами пологих и наклонных угольных пластов, авторы [12] 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 ходе исследования детонационного горения пылеметановоздушной смеси [13] отмечено, что горение угольной пыли генерирует возмущения, способные поддерживать процесс движения двухфазной смеси, при котором наиболее существенным становится конвективный механизм передачи тепла, связанный с относительным движением фаз и тепломассообменом между ними. В работе

учтено влияние излучения на формирование в смеси гетерогенной детонации и доказано, что его роль невелика. Причем влияние излучения ослабляется процессом сублимации углерода, ограничивающим рост температуры частиц. В работе выполнены расчеты для угольной пыли с 6%-ным содержанием метана в воздухе, что в условиях угольных шахт, как правило, не реализуется, поскольку содержание метана в атмосфере горных выработок в соответствии с правилами безопасности не должно превышать 1 %.

Анализируя работы [11–13], отметим, что авторы, исследуя процессы взрыва и детонации, не указывают причину их возникновения. На наш взгляд, эта причина заключается в том, что в процессе дефлаграционного горения метана возникает скачок уплотнения. Поскольку метан находится в ограниченном количестве, то он быстро выгорает, но скачок уплотнения, представляющий собой ударную волну, распространяется по невозмущенной смеси дальше со сверхзвуковой скоростью. За счет сжатия смеси ударной волной происходит нагревание смеси, что вызывает экзотермическую химическую реакцию, порождающую в совокупности с ударной волной детонационную волну и последующий взрыв, который в условиях шахт носит катастрофический характер.

Из вышесказанного вытекает, что наиболее опасными явлениями на угледобывающих предприятиях, на наш взгляд, являются ударно-волновые процессы, инициирующие детонационные волны, проявляющиеся в форме горения и взрывов, которые относятся к авариям с наиболее тяжелыми экономическими и социальными последствиями.

Процессы распространения ударных и детонационных волн достаточно хорошо изучены, а библиография по этой тематике весьма обширна. Здесь мы укажем лишь на особо значимые фундаментальные работы [14–18], в которых отмечено, что теория ударных волн тесно связана с разнообразными областями исследований — от астрофизики и физики плазмы до физики твердого тела. При этом до настоящего времени роль теоретических ис-

следований в теории ударных и детонационных волн остается ведущей.

Традиционно теория ударных волн в газах построена в рамках модели идеального газа на базе трех фундаментальных законов сохранения: массы, импульсов и энергии. Основная цель теории ударных волн заключается в том, чтобы связать между собой основные параметры газа: плотность, давление, температуру, энтропию, теплосодержание и скорость звука [14–18]. Для модели идеального газа решение этой задачи не представляет особых сложностей, хотя большинство полученных из решения задачи формул оказываются достаточно громоздкими.

Вместе с тем отметим, что во многих случаях ударные и детонационные волны, происходящие в горных выработках, относятся к неклассическим ударно-волновым и детонационным процессам. В одних случаях это обусловлено тем, что поверхность горной выработки, ввиду наличия рамной крепи, является очень шероховатой. Поэтому, например, скорость детонации здесь уже не является физико-химической постоянной пылегазовоздушной смеси.

В других случаях пылегазовоздушный поток, проходя через фронт ударной волны, изменяет некоторые свои теплофизические свойства, в первую очередь, теплоемкость, которая становится различной по разные стороны фронта волны. В свою очередь, это приводит к тому, что показатели адиабаты Пуассона также становятся различными, внося тем самым существенную особенность в процессы течения пылегазовоздушных смесей за фронтом ударной волны.

В связи со сказанным в настоящей статье мы определим давление как основной параметр пылегазовоздушных смесей за фронтом ударной волны и выявим некоторые закономерности изменения давления при условии, что показатель адиабаты Пуассона меняет своё значение при переходе через фронт ударной волны.

Постановка и решение задачи

Поскольку течение пылегазовоздушной смеси является стационарным, то анализ ее состояния в очистной выработке удобно выполнить на базе фундаментальных законов сохранения: массы, импульсов и энергии [15–18], выражающихся соответственно уравнением неразрывности

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

уравнением импульсов

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

и уравнением энергии

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

где ρ_1, u_1, p_1, i_1 — соответственно плотность, скорость, давление и энтальпия пылегазовоздушной смеси перед фронтом ударной волны; ρ_2, u_2, p_2, i_2 — эти же параметры ПГВС, но за фронтом волны.

Из уравнений (1) и (2) находим соотношения

$$\begin{aligned} u_1^2 &= \frac{p_2 - p_1}{\rho_2 - \rho_1} \cdot \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{p_2 - p_1}{V_1 - V_2} \cdot V_1^2, \\ u_2^2 &= \frac{p_2 - p_1}{\rho_2 - \rho_1} \cdot \frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{p_2 - p_1}{V_1 - V_2} \cdot V_2^2, \end{aligned} \quad (4)$$

в которых мы учли, что плотность ρ и удельный объем V смеси связаны соотношением $\rho = 1/V$.

Используя формулы (4), найдем сначала

$$u_1^2 - u_2^2 = (p_2 - p_1)(V_1 + V_2), \quad (5)$$

а затем

$$u_1 - u_2 = \pm \sqrt{(p_2 - p_1)(V_1 - V_2)}. \quad (6)$$

Далее, с помощью формулы (5), приведем уравнение энергии (3) к виду

$$i_2 - i_1 = \frac{1}{2}(p_2 - p_1)(V_1 + V_2) \quad (7)$$

и, учитывая связь энтальпии i с внутренней энергией E [19]

$$i_1 = E_1 + p_1 V_1, \quad i_2 = E_2 + p_2 V_2,$$

напишем:

$$i_2 - i_1 = E_2 - E_1 + p_2 V_2 - p_1 V_1. \quad (8)$$

Сопоставляя равенства (7) и (8)

$$E_2 - E_1 + p_2 V_2 - p_1 V_1 = \frac{1}{2}(p_2 - p_1)(V_1 + V_2)$$

и выполняя преобразования, получаем следующую формулу:

$$E_2 - E_1 = \frac{1}{2}(p_2 + p_1)(V_1 - V_2). \quad (9)$$

Чтобы найти энергию газа при его переходе через ударный фронт, обратимся к уравнению адиабаты Пуассона, которое представляется в виде [20]

$$p = AV^{-k}, \quad (10)$$

где A — некоторая константа, k — показатель адиабаты Пуассона.

Так как перед фронтом ударной волны и за ее фронтом состояние газа изменяется адиабатически, то поступление теплоты q отсутствует, т. е. $dq = 0$, и поэтому из первого закона термодинамики [19] имеем:

$$dE = -pdV = -AV^{-k} dV$$

и, следовательно,

$$\begin{aligned} E_2 - E_1 &= - \int_{V_1}^{V_2} AV^{-k} dV = -A \frac{V^{-k+1}}{-k+1} \Big|_{V_1}^{V_2} = \\ &= A_2 V_2^{-k_2+1} \frac{V_2}{k_2-1} - A_1 V_1^{-k_1+1} \frac{V_1}{k_1-1} = \\ &= \frac{p_2 V_2}{k_2-1} - \frac{p_1 V_1}{k_1-1}. \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь мы учли, что значения показателей адиабаты k_1 и k_2 в случае произвольной ударной волны, вообще говоря, различны, так как различны температуры по обе стороны от поверхности разрыва. Поскольку за фронтом ударной волны температура T_2 выше температуры T_1 перед фронтом, то $k_1 > k_2$.

Приравнивая правые части равенств (9) и (11), получим равенство

$$\frac{p_2 V_2}{k_2-1} - \frac{p_1 V_1}{k_1-1} = \frac{1}{2}(p_2 + p_1)(V_1 - V_2), \quad (12)$$

которое в ходе элементарных преобразований приведем к виду

$$\frac{2V_1 \left(p_2 - p_1 \frac{k_2-1}{k_1-1} \right)}{V_1 - V_2} = p_2(k_2+1) + p_1(k_2-1), \quad (13)$$

а затем с помощью формулы

$$V_1 - V_2 = V_1^2 \frac{p_2 - p_1}{u_1^2}, \quad (14)$$

полученной из (4), преобразуем (13) к следующему равенству:

$$p_2 - p_1 = \frac{2\rho_1 u_1^2}{(k_2+1)} \cdot \frac{p_2 - p_1 \frac{k_2-1}{k_1-1}}{p_2 + p_1 \frac{(k_2-1)}{(k_2+1)}}. \quad (15)$$

Чтобы исключить в правой части неизвестное давление p_2 , мы поступим следующим образом. Вначале добавим и вычтем в числителе правой части слагаемое $p_1(k_2-1)/(k_2+1)$, затем с помощью уравнений (1) и (2) выразим

$$p_2 = p_1 + \rho_1 u_1^2 \left(1 - \frac{\rho_1}{\rho_2} \right),$$

а отношение ρ_1/ρ_2 мы найдем из первой формулы (4). В ходе преобразований мы будем учитывать, что квадрат скорости звука a_1^2 в газе перед фронтом ударной волны определяется по формуле $a_1^2 = k_1 p_1 / \rho_1$. В результате описанных процедур и после довольно громоздких преобразований мы придем к следующей формуле:

$$p_2 - p_1 = \frac{\rho_1 u_1^2}{k_2+1} \left(1 - \frac{k_2 a_1^2}{k_1 u_1^2} \right) (1 + \sqrt{1+\delta}), \quad (16)$$

где

$$\delta = \frac{2(k_2+1)(k_1-k_2)k_1 a_1^2 u_1^2}{(k_1-1)(k_1 u_1^2 - k_2 a_1^2)^2}. \quad (17)$$

Для дальнейшего анализа давления в пылегазовоздушной смеси на фронте и за фронтом ударной волны более удобно использовать безразмерные параметры, для чего приведем формулы (16) и (17) к безразмерному виду, заменив в них скорость движения смеси u_1 и скорость звука a_1 их отношением, представляющим собой число Маха $M_1 = u_1/a_1$, а безразмерную величину \bar{p}_2 мы определили как

$\bar{p}_2 = p_2 / p_1$. В результате получим формулу, определяющую безразмерное давление:

$$\bar{p}_2 = 1 + \frac{k_1 M_1^2}{k_2 + 1} \left(1 - \frac{k_2}{k_1} \frac{1}{M_1^2} \right) (1 + \sqrt{1 + \delta}), \quad (18)$$

где

$$\delta = \frac{2(k_2 + 1)(k_1 - k_2)k_1 M_1^2}{(k_1 - 1)(k_1 M_1^2 - k_2)^2}. \quad (19)$$

Анализ полученных результатов

Анализируя формулы (18) и (19) замечаем, что они имеют место как при дозвуковом течении смеси ($M_1 < 1$), так и при сверхзвуковом ($M_1 > 1$). В первую очередь отметим, что если $k_1 = k_2$, то величина $\delta = 0$, в силу чего формула (18) существенно упрощается, приобретая вид

$$\bar{p}_2 = 1 + \frac{2k(M_1^2 - 1)}{k + 1}, \quad (20)$$

откуда следует, что если число Маха $M_1 = 1$ и $k_1 = k_2$, то $\bar{p}_2 = 1$, поэтому $p_2 = p_1$ и, следовательно, ударная волна отсутствует.

Обратим внимание, что формула (19) имеет особенность, заключающуюся в том, что если $k_1 M_1^2 - k_2 \rightarrow 0$, то $\delta \rightarrow \infty$, поэтому необходимо выполнение условия

$$M_1 \neq \sqrt{\frac{k_2}{k_1}}. \quad (21)$$

Поскольку, как было ранее отмечено, $k_1 > k_2$, то $k_2/k_1 < 1$, и поэтому условие (21) имеет место только в дозвуковой области течения смеси, где $M_1 < 1$. Значение числа Маха, при котором неравенство (21) превращается в равенство, назовем критическим M_{1kp} .

Зная относительное давление \bar{p}_2 , из равенства (12) найдем относительную плотность $\bar{\rho}_2 = \rho_2 / \rho_1$ пылегазозвоздушной смеси за фронтом ударной волны:

$$\bar{\rho}_2 = \frac{\bar{p}_2 \left(\frac{k_2 + 1}{k_2 - 1} \right) + 1}{\bar{p}_2 + \frac{k_1 + 1}{k_1 - 1}}, \quad (22)$$

где \bar{p}_2 определяется по формуле (18).

Анализ формулы (22) показывает, что если величина $k_2 = 1$, то в числителе возникает неопределенность вида $(k_2 + 1)/0 \rightarrow \infty$. Если же $k_2 < 1$, величина

$$\bar{p}_2 \left(\frac{k_2 + 1}{k_2 - 1} \right) + 1 < 0$$

и, следовательно, плотность смеси становится отрицательной, что противоречит здравому смыслу и поэтому должно быть $k_2 > 1$.

Пусть, например, величина $k_1 = 1,4$, тогда $1/k_1 = 0,714$ и, следовательно, $k_2/k_1 > 0,714$. Пусть $k_2/k_1 = 0,75$, а $M_1 = 1$. Тогда относительная плотность, вычисленная по формуле (22) с учетом формулы (18), составит $\bar{\rho}_2 = 11,4$, что в реальных условиях не наблюдается. Из сказанного заключаем, что отношение k_2/k_1 не должно сильно отличаться от единицы. Поэтому в процессе проведения вычислительного эксперимента и построения графиков в данной работе мы приняли отношение $k_2/k_1 \in [0,8; 0,95]$, а число Маха $M_1 \in [0; 2,2]$, из которого необходимо исключить критические значения $M_{1kp} \in [0,894; 0,975]$, поскольку при этих числах неравенство (21) переходит в равенство. В силу этого параметр δ и давление \bar{p}_2 терпят разрыв.

Анализируя структуру формул (18), (19), отмечаем, что давление \bar{p}_2 обращается в ноль при определенных значениях числа Маха и отношения k_2/k_1 , которые мы найдем из уравнения

$$1 + \frac{k_1 M_1^2}{k_2 + 1} \left(1 - \frac{k_2}{k_1} \frac{1}{M_1^2} \right) \times \left(1 + \sqrt{1 + \frac{2(k_2 + 1)(k_1 - k_2)k_1 M_1^2}{(k_1 - 1)(k_1 M_1^2 - k_2)^2}} \right) = 0, \quad (23)$$

вытекающего из формул (18) и (19). Несмотря на относительную громоздкость уравнения (23), его положительный корень определяется по очень простой формуле

$$M_1 = \sqrt{\frac{k_1 - 1}{2k_1}}, \quad (24)$$

не содержащей величины k_2 .

Поскольку функция $\bar{p}_2(M_1)$ имеет разрыв, то её графики для ряда значений k_2/k_1 состоят из двух участков, которые показаны на разных рисунках.

Анализируя рис. 1, замечаем, что графики функции $\bar{p}_2(M_1)$ состоят из двух участков. На первом участке $M_1 \in [0; 0,378]$ давление \bar{p}_2 отрицательное, указывая на появление в пылегазовоздушном потоке растягивающих напряжений, вызывающих разрыв сплошности потока, что в реальных условиях не происходит. Поэтому этот участок мы исключаем из рассмотрения. На втором участке $M_1 \in (0,378; M_{1kp}]$ имеет место двойное нера-

венство $0 < \bar{p}_2 < 1$ и, следовательно, давление p_2 за фронтом ударной волны меньше давления p_1 , что означает возникновение за фронтом волны области разрежения.

В точке $M_{1kp} = \sqrt{k_2/k_1}$ происходит разрыв функции $\bar{p}_2(M_1)$, что проявляется в скачкообразном росте давления в потоке пылегазовоздушных смесей, в которых $k_2 < k_1$ (рис. 2). При $k_2 = k_1$ разрыв функции $\bar{p}_2(M_1)$ отсутствует, и поэтому $\bar{p}_2(M_1)$ переходит из дозвуковой в сверхзвуковую область плавно, без скачков (см. рис. 1 и 2).

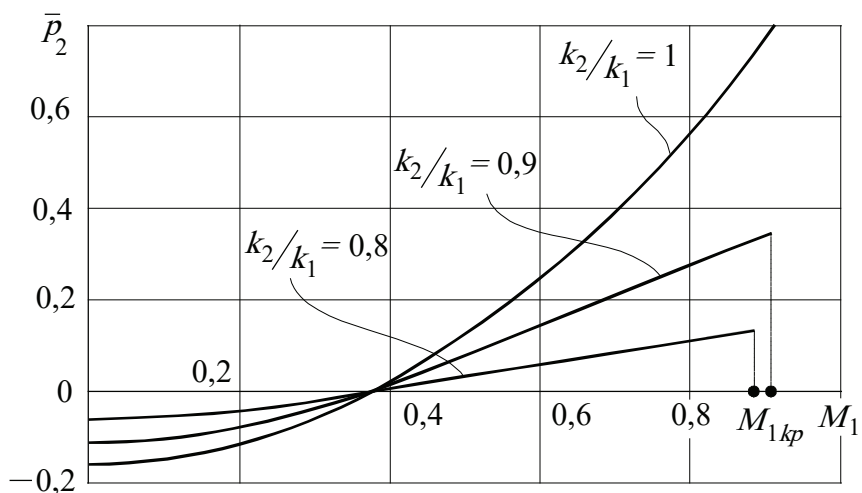


Рис. 1. Зависимости давления \bar{p}_2 от числа Маха M_1 ($M_1 < 1$) для ряда значений k_2/k_1

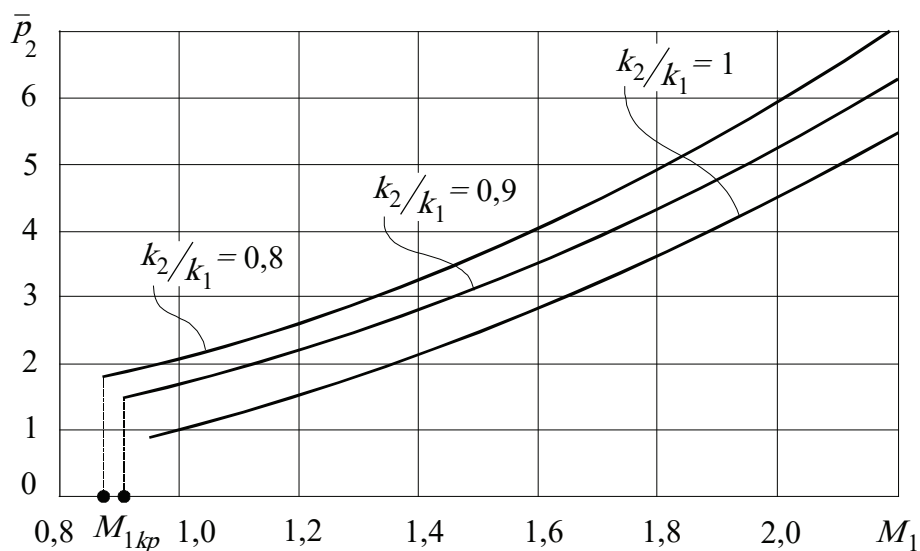


Рис. 2. Зависимости давления \bar{p}_2 от числа Маха M_1 ($M_1 > 1$) для ряда значений k_2/k_1

Обратим внимание, что графики функции $\bar{p}_2(M_1)$ в сверхзвуковой области представляют собой почти параллельные, слабоогнутые кривые, характеризующие монотонный рост относительного давления \bar{p}_2 . Отметим, что меньшим отношениям k_2/k_1 соответствуют большие значения давления \bar{p}_2 в пылегазовоздушном потоке, движущемся со сверхзвуковой скоростью.

Таким образом, с увеличением числа Маха M_1 относительное давление \bar{p}_2 существенно возрастает, что означает рост интен-

сивности ударной волны. Так, например, если число Маха составляет $M_1 = 1,6$, а $k_2/k_1 = 0,8$, то величина $\bar{p}_2 = 4,09$, показывая, что давление p_2 за фронтом волны увеличивается более чем в четыре раза по сравнению с давлением p_1 перед фронтом. При том же числе Маха и отношении $k_2/k_1 = 1$ величина $\bar{p}_2 = 2,82$. Таким образом, за счет различности коэффициентов k_1 и k_2 величина \bar{p}_2 увеличилась в 1,45 раза.

Более детальное влияние коэффициентов k_1 и k_2 на величину относительного давления \bar{p}_2 показано на рис. 3 и 4.

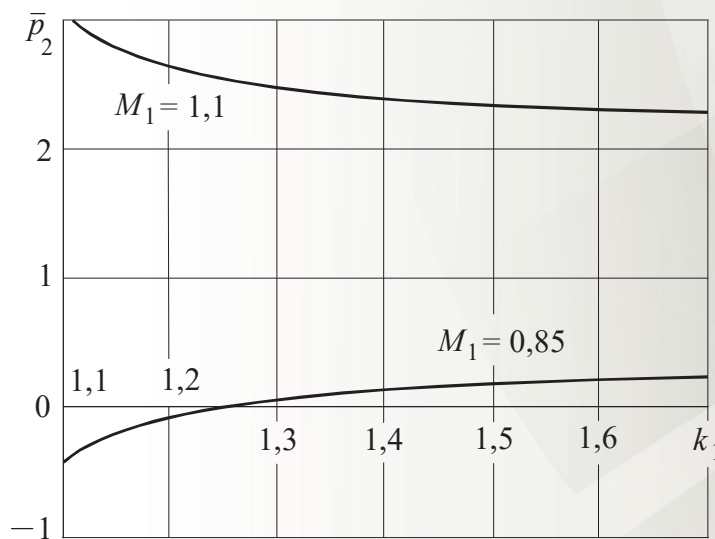


Рис. 3. Зависимости давления \bar{p}_2 от коэффициента k_1 при различных числах Маха ($k_2 = 0,8 k_1$)

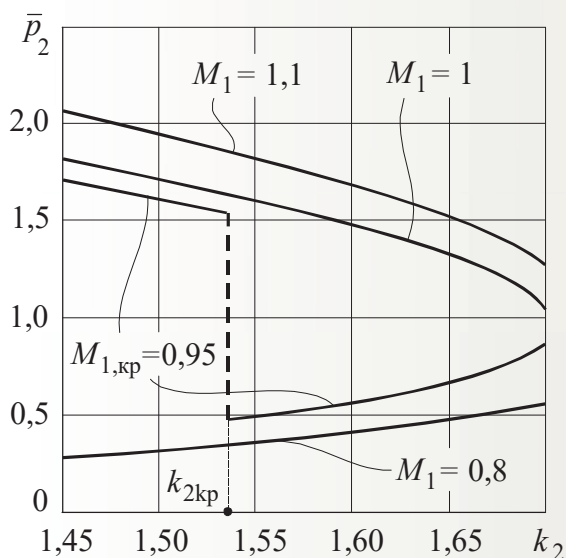


Рис. 4. Зависимости давления \bar{p}_2 от коэффициента k_2 при различных числах Маха ($k_1 = 1,7$)

Функция $\bar{p}_2(k_1)$ зависит от скорости пылегазовоздушного потока перед фронтом ударной волны. Если движение дозвуковое ($M_1 < 1$), то график функции $\bar{p}_2(k_1)$ представляет собой выпуклую кривую, которую точка $k_1 = 1,25$ делит на два участка. На первом участке $k_1 \in [0; 1,25]$ функция $\bar{p}_2 < 0$, и, следовательно, этот участок исключается из рассмотрения. На втором участке $k_1 \in (1,25; 1,8]$ давление находится в интервале $\bar{p}_2 \in [0; 0,248]$, что говорит о разрежении за фронтом волны. Если же движение ПГВС сверхзвуковое, то функция $\bar{p}_2(k_1)$ монотонно убывает, а ее график представляет вогнутую кривую (рис. 3).

Анализируя рис. 4, замечаем, что если ПГВС движется в сверхзвуковой области ($M_1 \geq 1$), то с ростом коэффициента k_2 давление \bar{p}_2 существенно уменьшается. Если же движение ПГВС дозвуковое ($M_1 < 1$), то \bar{p}_2 , наоборот, увеличивается, но незначительно.

Отметим одну любопытную особенность функции $\bar{p}_2(k_2)$, которая проявляется в дозвуковой области течения при невыполнении условия (21). В этом случае число Маха, определяемое по формуле $M_{1kp} = \sqrt{k_2/k_1}$, является критическим, в силу чего функция \bar{p}_2 испытывает скачок (рис. 4), и поэтому значение k_2 (при фиксированном k_1) также будет критическим.

Так, если $M_{1kp} = 0,95$, $k_1 = 1,7$, то величина $k_{2kp} = 1,534$ является критической, которой соответствуют два значения давления $\bar{p}_2 = 1,538$ и $\bar{p}_2 = 0,493$. Следовательно, график функции $\bar{p}_2(k_2)$ состоит из двух участков. На первом участке $k_2 \in [1,45; 1,534)$ функция $\bar{p}_2(k_2)$ уменьшается, а на участке $k_2 \in [1,534; 1,7]$ — увеличивается. Иначе говоря, на первом участке функция $\bar{p}_2(k_2)$ ведет себя как в сверхзвуковой области, а на втором участке — как в дозвуковой.

Выводы

Получены формулы, определяющие давление в пылегазовоздушной смеси за фронтом ударной волны при условии, что показатели адиабаты Пуассона по разные стороны фронта различны. Построены графики зависимости относительного давления в смеси за фронтом ударной волны от числа Маха и показателей адиабаты Пуассона.

Анализ полученных формул и построенных графиков показал:

- существуют критические числа Маха, определяемые как отношение показателей адиабаты Пуассона соответственно за фронтом и перед фронтом ударной волны. При достижении числом Маха критического значения происходит скачкообразный рост давления за фронтом ударной волны. При одинаковых показателях адиабаты скачок давления не образуется;

- давление в пылегазовоздушной смеси за фронтом ударной волны зависит от скорости течения смеси. Если скорость дозвуковая, то давление за фронтом волны ниже, чем перед фронтом, в силу чего за фронтом образуется область разрежения. Если же скорость сверхзвуковая, то давление за фронтом выше и монотонно увеличивается по мере роста числа Маха;

- с ростом показателя адиабаты перед фронтом волны давление при дозвуковом движении несущественно возрастает, а при сверхзвуковом — несущественно уменьшается;

- с ростом показателя адиабаты за фронтом волны давление в дозвуковой области незначительно увеличивается, а в сверхзвуковой — существенно уменьшается. При критическом числе Маха давление как функция показателя адиабаты испытывает скачок.

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. 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.
4. Франк-Каменецкий Д.А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1987. 502 с.
5. Канторович Б.В. Основы теории горения и газификации твердого топлива. М.: Книга по требованию, 2013. 601 с.
6. 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 (научно-технический журнал). 2018. № 1. С. 117–125.
7. 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.
8. 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 // ФТ-ПРПИ. 2018. № 2. С. 172–180.
9. 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.
10. 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.
11. Амельчугов 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.
12. Курленя М.В., Скрицкий В.А. Взрывы метана на высокопроизводительных участках угольных шахт и причины их возникновения // ФТПРПИ. 2017. № 5. С. 71–78.
13. Левин В.А., Туник Ю.В. Инициирование детонационного горения угольной пыли в метановоздушной смеси // Физика горения и взрыва. 1987. № 1. С. 3–8.
14. Бартльме Ф. Газодинамика горения (перевод с немецкого). М.: Энергоиздат, 1981. 280 с.
15. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 688 с.
16. Станюкович К.П. Неустановившиеся движения сплошной среды. М.: Наука, 1971. 856 с.
17. Великович А.Л., Либерман М.А. Физика ударных волн в газах и плазме. М.: Наука, 1987. 296 с.
18. Физика взрыва / Под ред. Л.П. Орленко — 3-е изд., испр.: в 2 т. Т. 1. М.: Физматлит, 2004. 832 с.
19. Вукалович М.П., Новиков И.И. Термодинамика: учебное пособие для вузов. М.: Машиностроение, 1972. 672 с.
20. Рахматуллин Х.А., Сагомоян А.Я., Бунимович А.И., Зверев Н.Н. Газовая динамика. М.: Высшая школа, 1965. 723 с.

DOI: 10.25558/VOSTNII.2019.30.55.004

UDC 622.272:516.02

© S.V. Cherdantsev, P.A. Shlapakov, K.S. Lebedev, A.Yu. Erastov,
S.A. Khaymin, V.V. Kolikhalov, E.A. Shlapakov, 2019

S.V. Cherdantsev

Doctor of Engineering Sciences,
Principal Researcher
JSC «NC VostNII», Kemerovo
e-mail: svch01@yandex.ru

P.A. Shlapakov

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

K.S. Lebedev

Researcher
JSC «NC VostNII», Kemerovo

A.Yu. Erastov

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

S.A. Khaymin

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

V.V. Kolikhalov

Senior Researcher
JSC «NC VostNII», Kemerovo
e-mail: X77kem@mail.ru

E.A. Shlapakov

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

DETERMINATION OF DUST-GAS-AIR MIXTURE PRESSURE BEHIND THE SHOCK WAVE FRONT WITH DIFFERENT ADIABATIC INDEXES ON THE OPPOSITE SIDE OF THE FRONT

The number of negative factors that significantly reduces labor safety in underground mining becomes more frequent due to a further mining intensification increase.

One of these factors is rock bursts, coal and gas outbursts, gas emissions and various gas-dynamic processes.

Other factors are dust-gas-air mixtures capable of chemical reactions and self-heating centers leading to a change in the temperature field of rocks and mine workings atmosphere, which significantly increases the possibility of ignition and burning of DUST -gas-air mixtures.

The article discusses the gas-dynamic and thermophysical conditions for the shock waves occurrence in dust-gas-air mixtures moving in the atmosphere of mine workings.

The formula, based on fundamental laws of conservation, was obtained. The formula is characterizing the pressure change in dust-gas-air mixtures behind the shock wave, provided that the Poisson adiabatic indicators on opposite front sides are different.

The graphs of pressure versus various mixtures of parameters and some pressure change detected regularities in dust-gas-air mixtures behind the shock wave in openings are given.

Keywords: MINE WORKINGS, DUST-GAS-AIR MIXTURE, THE LAW OF CONSERVATION OF MASS, MOMENTUM AND ENERGY, ENTHALPY, INTERNAL ENERGY, POISSON ADIABAT, MACH NUMBER, SHOCK WAVE.

REFERENCES

1. Bolshinskiy M.I., Lysikov B.A., Kaplyukhin A.A. Gasdynamic phenomena in mines. Sevastopol. Veber Publ. 2003. 284 p. (In Russ.).
2. Cherdantsev N.V., Cherdantsev S.V., Lee Khi Un, Filatov Yu.M., Shlapakov P.A., Lebedev K.S. About one approach to the description of the blow of methane from the coal massif to the mine workings. *Bezopasnost truda v promyshlennosti* [Occupational Safety in Industry]. 2017. № 3. pp. 45–52. (In Russ.).
3. Cherdantsev S.V., Cherdantsev N.V., Li Hii Un, Lebedev K.S., Lee K.H., Khaymin S.A. Determination of gas blowing emission parameters from coal massif into mine openings. *Vestnik Nauchnogo tsentra po bezopasnosti rabot v ugolnoy promyshlennosti* [Industrial Safety]. 2017. № 1. pp. 26–33. (In Russ.).
4. Frank-Kamenetskiy D.A. Diffusion process and heat-mass exchange in chemical kinetics. Moscow. Nauka Publ. 1987. 502 p. (In Russ.).
5. Kantorovich B.V. The foundations of the combustion theory and solid fuel gasification. Moscow. Kniga po trebovaniyu Publ. 2013. 600 p. (In Russ.).
6. 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* [Mining informational and analytical bulletin (scientific and technical journal)]. 2018. № 1. pp. 117–125. (In Russ.).
7. Cherdantsev S.V., Lee Khi Un, Filatov Yu.M., Shlapakov P.A. Analysis of combustion process of microheterogeneous dust and gas mixtures in the mine workings. *Bezopasnost truda v promyshlennosti* [Occupational Safety in Industry]. 2017. № 11. pp. 10–15. (In Russ.).
8. 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 Excavations. *Fiziko-tekhnicheskie problemy razrabotki poleznykh iskopaemykh* [Journal of Mining Sciences]. 2018. № 2. pp. 172–180. (In Russ.).
9. Cherdantsev S.V., Lee Khi Un, Filatov Yu.M., Shlapakov P.A. Procedure analysis of burning out of the poor-dispersion dust-gas-air mixture moving in mine openings airflows. *Khimicheskaya fizika i mezoskopiya* [Chemical Physics and Mesoscopics]. 2017. № 4. pp. 513–523. (In Russ.).
10. Cherdantsev S.V., Lee Khi Un, Filatov Yu.M., Shlapakov P.A. Influence of parameters of the roughly dispersed dust gas mixtures at the time of their burn-out in mine workings of coal mines. *Ugol'* [Ugol' (Russian coal journal)]. 2018. № 1. pp. 44–49. (In Russ.).
11. Amelchugov S.P., Bykov V.I., Tsybenova S.B. Dust ignition in brown coals. Experiment, kinetic parameters determination and numerical simulation. *Fizika goreniya i vzryva* [Combustion, Explosion and Shock Waves]. 2002. № 3. pp. 48–54. (In Russ.).
12. Kurlenya M.V., Skritsky V.A. methane explosions and causes of their origin in highly productive sections of coal mines. *Fiziko-tekhnicheskie problemy razrabotki poleznykh iskopaemykh* [Journal of Mining Science]. 2017. № 5. pp. 71–78. (In Russ.).
13. Levin V.A. Tunik Yu.V. Initiation of detonation combustion of coal dust in the methane-air mixture. *Fizika goreniya i vzryva* [Combustion, Explosion and Shock Waves]. 1987. № 1. pp. 3–8. (In Russ.).
14. Bartlme F. Gasdynamics of combustion (translated from German). Moscow. Energoizdat Publ. 1981. 280 p. (In Russ.).
15. Zeldovich Ya.B., Raiser Yu.P. Physics of shock waves and high-temperature hydrodynamic phenomena. Moscow. Science Publ. 1966. 688 p. (In Russ.).
16. Stanyukovich K.P. Unsteady motion continuum. Moscow. Science Publ. 1971. 856 p.

17. Velikovich A.L., Liberman M.A. Physics of shock waves in gases and plasma. Moscow: Science Publ. 1987. 296 p. (In Russ.).

18. Physics of the explosion. Edited by Orlenko L.P. 3rd Edition, Rev. in 2 Vol. Vol. 1. Moscow. Fizmatlit Publ. 2004. 832 p. (In Russ.).

19. Vukalovich M.P., Novikov I.I. Thermodynamics: Textbook for universities. Moscow. Mashinostroenie Publ. 1972. 672 p. (In Russ.).

20. Rakhmatullin Kh.A., Sagomonyan A.Ya., Bunimovich A.I., Zverev N.N. Gas dynamics. Moscow. Higher School Publ. 1965. 723 p. (In Russ.).