

DOI: 10.25558/VOSTNII.2024.84.54.009

УДК 622.272:516.02

© С.В. Черданцев, П.А. Шлапаков, Е.А. Шлапаков, В.В. Колыхалов, С.А. Хаймин, 2024

С. В. ЧЕРДАНЦЕВ

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



П. А. ШЛАПАКОВ

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



Е. А. ШЛАПАКОВ

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



В. В. КОЛЫХАЛОВ

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



С. А. ХАЙМИН

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



ВЛИЯНИЕ ВЯЗКИХ И ТЕПЛОПРОВОДНЫХ СВОЙСТВ ПЫЛЕГАЗОВОЗДУШНЫХ СМЕСЕЙ НА СТРУКТУРУ УДАРНЫХ ВОЛН В ГОРНЫХ ВЫРАБОТКАХ

Существенное снижение безопасности и производительности ведения горных работ на угольных шахтах обусловлены, с одной стороны, внезапными выбросами угля и газа в рудничную атмосферу, которые могут происходить с трансзвуковой скоростью. С другой стороны, термодинамическими процессами, обусловленными образованием очагов самонагрева, способными изменять температурное поле рудничной атмосферы и угольных целиков, что при наличии источников зажигания может инициировать детонацию, трансформирующуюся в ударно-волновой процесс в рудничной атмосфере, который, как правило, приводит к

катастрофическим последствиям. В статье используется общепринятая концепция, на основании которой ударная волна интерпретируется как некоторая узкая область, в которой происходит скачкообразное изменение параметров течения смеси. Особое внимание уделено выявлению структуры ударной волны с учетом вязких и теплопроводных свойств пылегазовоздушных смесей. В частности, в статье получена формула, позволяющая вычислить толщину фронта ударной волны, выполнены вычислительные процедуры, на базе которых построены графики, позволившие выявить некоторые закономерности влияния параметров пылегазовоздушных смесей на толщину фронта ударной волны.

Ключевые слова: ПЫЛЕГАЗОВОЗДУШНЫЕ СМЕСИ, ЗАКОНЫ СОХРАНЕНИЯ МАССЫ, ИМПУЛЬСОВ И ЭНЕРГИИ, ВЯЗКОСТЬ СМЕСИ, ЗАКОН ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ФУРЬЕ, ПОКАЗАТЕЛЬ АДИАБАТЫ ПУАССОНА, ТОЛЩИНА ФРОНТА УДАРНОЙ ВОЛНЫ.

ВВЕДЕНИЕ

Разработка угольных месторождений, как правило, сопровождается газо- и термодинамическими процессами, существенно снижающими безопасность и производительность добычи угля. Причиной газодинамических процессов являются выделения метана в рудничную атмосферу [1], которые могут происходить с трансзвуковой скоростью [2]. Термодинамические процессы обусловлены склонностью пылегазовоздушных смесей к образованию очагов самонагревания [3], сопровождающихся изменением температурного поля рудничной атмосферы и угольных целиков [4]. При наличии источников зажигания могут произойти дефлаграция пылегазовоздушных смесей [5–7], часто переходящая в детонацию [8, 9], представляющую собой ударно-волновой процесс, концепция которого к настоящему времени получила достаточно широкое применение во многих областях естествознания и техники [10–13].

Традиционно теория ударных волн в газоздушных смесях построена на основе макроскопического движения идеального газа, рассматриваемого как сплошная среда. Искомые функции являются параметры течения: скорость среды, ее плотность и давление, которые должны удовлетворять не только дифференциальным уравнениям газовой динамики, но и условиям на фронте ударной волны, вытекающих из фундаментальных законов сохранения массы, импульсов и энергии в интегральной форме.

В соответствии с общепринятой точкой зрения ударную волну будем интерпретировать

как некоторую узкую область, в которой происходит скачкообразное изменение параметров течения смеси [14–16]. При этом, для выявления структуры ударной волны, кроме искомых параметров течения, необходимо определить еще и толщину ударной волны.

Для решения этой задачи необходимо учесть вязкие и теплопроводные свойства пылегазовоздушного потока. В связи с чем, к искомым функциям необходимо добавить температуру рассматриваемого потока. В этой связи задача об ударно-волновых процессах в вязких и теплопроводных смесях существенно усложняется, поскольку в этом случае необходимо учитывать приток энергии, обусловленный теплопроводностью, вязкостью и излучением. Для первых двух видов энергию выразим через скорость смеси, ее плотность, давление и температуру. Приток энергии за счет излучения характеризуется интенсивностью излучения, которую, ввиду принятых допущений, мы не будем принимать во внимание.

В данной статье приняты следующие допущения:

1) течение пылегазовоздушной смеси в рудничной атмосфере рассматривается как одномерное;

2) смесь является политропным газом и поэтому её теплоемкость не меняется;

3) предполагается, что между плотностью и давлением смеси имеет место адиабата Пуассона;

4) приток энергии за счет излучения в данной статье не учитывается.

ПОСТАНОВКА И РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ОБ УДАРНОЙ ВОЛНЕ В ВЯЗКОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОЙ ПЫЛЕГАЗОВОЗДУШНОЙ СМЕСИ

Пусть в какой-то момент времени в пылегазовоздушном потоке горной выработки произошло возмущение, обусловленное либо точечным взрывом смеси в результате ее зажигания или внезапным выбросом большого объема газа с высокой скоростью. «Возмущенное» течение смеси может быть описано в рамках принятых допущений следующей системой дифференциальных уравнений в частных производных [15, 16]

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial x} = 0,$$

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v^2 + p_{11})}{\partial x} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(\varepsilon + \frac{1}{2} v^2 \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \rho \left(\varepsilon + \frac{1}{2} v^2 \right) v + p_{11} v + q \right\} = 0,$$

выражающей уравнения сохранения массы, импульса и энергии в бесконечно малой объеме рассматриваемой области.

В системе уравнений (1) приняты следующие обозначения: ρ , v , ε — соответственно плотность, скорость и внутренняя энергия смеси; p_{11} — компонента тензора вязких напряжений, определяемый как [14]

$$p_{11} = p - \mu \frac{\partial v}{\partial x}, \quad (2)$$

где p — давление смеси; μ — параметр, характеризующий вязкие свойства газа, вычисляемый по формуле [14]

$$\mu = \frac{1}{2\rho} \left[\zeta + \frac{4}{3} \eta + k \left(\frac{1}{c_v} - \frac{1}{c_p} \right) \right], \quad (3)$$

где μ , ζ — коэффициенты вязкости смеси c_p , c_v — теплоемкости смеси соответственно при постоянном давлении и при постоянном объеме; $k = c_p/c_v$ — показатель адиабаты Пуассона; q — плотность теплового потока,

обусловленная теплопроводностью смеси, определяется из закона Фурье [17]

$$q = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x}, \quad (4)$$

где λ — коэффициент теплопроводности; T — температура смеси.

Поскольку смесь представляет собой политропный газ, то между давлением и плотностью имеет место уравнение Менделеева – Клапейрона [17]

$$\frac{p}{\rho} = RT,$$

где R — газовая постоянная, а внутреннюю энергию можно определить по формуле

$$\varepsilon = \frac{1}{k-1} \frac{p}{\rho} = c_v T. \quad (5)$$

Поскольку искомые функции в системе уравнений (1) зависят не только от координаты x , но и от времени t , то система уравнений (1) является нестационарной. Поэтому нам удобно перейти к новой переменной X с помощью соотношения [15, 16]

$$X = x - U \cdot t, \quad (6)$$

представляющего собой уравнение движения некоторого возмущения в смеси, распространяющегося в положительном направлении оси x со скоростью U . Тогда производные по времени t и по координате x будут связаны с производными по переменной X следующим образом

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial X} \cdot \frac{\partial X}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial X} \cdot \frac{\partial(x-U \cdot t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial X} (-U) = \\ &= -U \frac{d}{dX}, \quad \frac{\partial}{\partial x} = \frac{d}{dX}, \quad \frac{\partial^2}{\partial x^2} = \frac{d^2}{dX^2}. \end{aligned} \quad (7)$$

Подставив выражения (7) в уравнения (1), получим

$$-U \frac{d\rho}{dX} + \frac{d(\rho v)}{dX} = 0,$$

$$-U \frac{d(\rho v)}{dX} + \frac{d(\rho v^2 + p_{11})}{dX} = 0,$$

$$-U \frac{d}{dX} \left[\rho \left(\varepsilon + \frac{1}{2} v^2 \right) \right] + \frac{d}{dX} \left\{ \rho \left(\varepsilon + \frac{1}{2} v^2 \right) v + p_{11} v - \lambda \frac{dT}{dX} \right\} = 0.$$

Проинтегрировав полученную систему, имеем

$$\begin{aligned} -U\rho + \rho v &= C_1, \\ -U\rho v + \rho v^2 + p - \mu \frac{dv}{dX} &= C_2, \\ -U\rho \left(\varepsilon + \frac{1}{2} v^2 \right) + \rho v \left(\varepsilon + \frac{1}{2} v^2 \right) + p v - \mu \frac{dv}{dX} v - \lambda \frac{dT}{dX} &= C_3, \end{aligned} \quad (8)$$

где C_1 , C_2 и C_3 — постоянные интегрирования.

Далее заменим искомую скорость смеси v на скорость u с помощью соотношения

$$v = U - u, \quad (9)$$

что позволяет преобразовать систему уравнений (8), исключив из нее скорость U .

Так, первое уравнение системы (8) после подстановки в него соотношения (9) и последующего преобразования приводится к виду

$$\rho u = Q, \quad (10)$$

где Q — постоянная, равная $Q = -C_1$.

Подстановка соотношения (9) во второе уравнение системы (8) приводит его к виду

$$-U\rho u + \rho u^2 + p + \mu \frac{du}{dX} = C_2,$$

учитывая в котором формулу (10), получаем равенство

$$\rho u^2 + p + \mu \frac{du}{dX} = P, \quad (11)$$

где P — постоянная, равная

$$P = C_2 - U \cdot C_1 \quad (12)$$

И, наконец, в силу соотношения (9) и равенства (10) третье уравнение системы (8) представляется в виде

$$\begin{aligned} - \left(\varepsilon + \frac{1}{2} u^2 + \frac{p}{\rho} \right) \rho u + U \left[\rho u^2 + p + \mu \frac{du}{dX} \right] - \\ - \mu \frac{du}{dX} u - \lambda \frac{dT}{dX} = C_3 - \frac{1}{2} C_1 U^2 \end{aligned} \quad (13)$$

и, поскольку выражение в квадратных скобках согласно формуле (11) является величиной P , то уравнение (13) перепишем в более компактной форме

$$\left(h + \frac{1}{2} u^2 \right) \rho u + \mu \frac{du}{dX} u + \lambda \frac{dT}{dX} = E, \quad (14)$$

где постоянная E с учетом формулы (12) представляется в виде

$$E = -C_3 + C_2 U - \frac{1}{2} C_1 U^2, \quad (15)$$

а величина h является энтальпией смеси [17]

$$h = \varepsilon + \frac{p}{\rho}, \quad (16)$$

которую можно определить также по формуле

$$h = c_p T. \quad (17)$$

Таким образом, уравнения (10), (11) и (14) представляют собой систему уравнений, описывающую стационарное течение смеси в системе координат, движущейся вместе с ударной волной, причем положительное направление скорости u соответствует отрицательному направлению координаты X .

Далее преобразуем уравнение (11) к более удобному виду. Вначале перепишем его следующим образом

$$\mu \frac{du}{dX} = P - \rho u \left(u + \frac{p}{\rho u} \right), \quad (18)$$

и принимая во внимание уравнение (10) и формулу (16), приведем (18) к виду

$$\mu \frac{du}{dX} = P - Q \left[u + \left(1 - \frac{\varepsilon}{h} \right) \cdot \frac{h}{u} \right]. \quad (19)$$

где величина в круглых скобках с учетом формул (5) и (17) может быть выражена с помощью формулы

$$1 - \frac{\varepsilon}{h} = \frac{k-1}{k},$$

в силу чего уравнение (19) будет выглядеть следующим образом

$$\mu \frac{du}{dX} = P - Q \left(u + \frac{k-1}{k} \cdot \frac{h}{u} \right). \quad (20)$$

Еще одно уравнение мы получим, преобразовав уравнение (14), учитывая в котором формулы (10) и (17), представим его в виде

$$\frac{\lambda}{c_p} \frac{dh}{dX} + \mu \frac{du}{dX} u = E - \left(h + \frac{1}{2} u^2 \right) Q. \quad (21)$$

Экспериментально установлено [16], что для газоздушнoй смеси справедливо следующее соотношение

$$\frac{\lambda}{c_p} = \mu,$$

в силу чего уравнение (21) можно представить как

$$\mu \frac{d}{dX} \left(h + \frac{1}{2} u^2 \right) = E - Q \left(h + \frac{1}{2} u^2 \right). \quad (22)$$

Поскольку при $X \rightarrow \pm \infty$ течение смеси является однородным, то правая часть уравнения (22) должна быть равна нулю, т. е.

$$E - Q \left(h + \frac{1}{2} u^2 \right) = 0,$$

откуда вытекает соотношение

$$h = \frac{E}{Q} - \frac{1}{2} u^2. \quad (23)$$

Поскольку правая (23) содержит только постоянные величины, то левая часть (23) также является постоянной величиной, которая не изменяется по всей длине ударной волны.

Подставив соотношение (23) в уравнение (20)

$$\mu \frac{du}{dX} = P - Q \left[u + \frac{k-1}{k} \left(\frac{E}{Q} - \frac{1}{2} u^2 \right) \frac{1}{u} \right]$$

и выполнив в полученном уравнении преобразования, приведем его к виду

$$\mu \frac{du}{dX} = P - Q \left(\frac{k+1}{2k} u + \frac{k-1}{k} \frac{E}{Q} \frac{1}{u} \right). \quad (24)$$

Очевидно, что ввиду однородности течения при $X \rightarrow \pm \infty$ имеют место условия

$$\text{при } X \rightarrow \pm \infty: \frac{dv}{dX} = 0, \quad \frac{dT}{dX} = 0,$$

учитывая которые, а также принимая во внимание формулу (9), получаем системе уравнений

$$\begin{aligned} P - Q \left(\frac{k+1}{2k} u_1 + \frac{k-1}{k} \frac{E}{Q} \frac{1}{u_1} \right) &= 0, \\ P - Q \left(\frac{k+1}{2k} u_2 + \frac{k-1}{k} \frac{E}{Q} \frac{1}{u_2} \right) &= 0, \end{aligned} \quad (25)$$

откуда находим соотношение

$$\frac{E}{Q} = \frac{k+1}{2(k-1)} \cdot u_1 u_2, \quad (26)$$

а затем из любого уравнения системы (26), определяем P

$$P = Q \frac{k+1}{2k} (u_1 + u_2). \quad (27)$$

Подставив формулы (26) и (27) в правую часть уравнения (24) и выполнив преобразования, приходим к следующему уравнению

$$\mu \frac{du}{dX} = Q \frac{k+1}{2k} \left(\frac{u_1 u + u_2 u - u^2 - u_1 u_2}{u} \right),$$

которое можно переписать в более компактном виде

$$\mu \frac{du}{dX} = Q \frac{k+1}{2k} \frac{(u_1 - u)(u - u_2)}{u}. \quad (28)$$

Разделим в полученном уравнении переменные

$$\frac{\mu}{Q} \frac{2k}{k+1} \frac{udu}{(u_1 - u)(u - u_2)} = dX,$$

и проинтегрируем его

$$\frac{\mu}{Q} \frac{2k}{k+1} \int \frac{udu}{(u_1-u)(u-u_2)} = \int dX + D, \quad (29)$$

где D — постоянная интегрирования. Поскольку подынтегральную функцию в левой части (29) можно разложить на простые дроби

$$\frac{u}{(u_1-u)(u-u_2)} = \frac{1}{u_1-u_2} \left(\frac{u_1}{u_1-u} + \frac{u_2}{u-u_2} \right),$$

то равенство (29) приобретает вид

$$\frac{\mu}{Q} \frac{2k}{k+1} \frac{1}{u_1-u_2} \left(\int \frac{u_1 du}{u_1-u} + \int \frac{u_2 du}{u-u_2} \right) = X + D, \quad (30)$$

где каждый из интегралов является табличным [18] и поэтому равенство (30), с учетом формулы (10), представляете в виде

$$\frac{\mu}{\rho_1 u_1} \frac{2k}{k+1} \cdot \frac{1}{u_1-u_2} [u_2 \ln(u-u_2) - u_1 \ln(u_1-u)] = X + D. \quad (31)$$

Пусть в начальный момент времени $t = 0$ координата $x = 0$, тогда из формулы (6) следует $X = 0$. Поскольку в этом случае возмущения в смеси еще не произошло, то очевидно, $u_1 = u_2$, в силу чего, из равенства (31) вытекает $D = 0$. Следовательно, формула (31), связывающая координату X и искомую функцию u , с учетом формулы (10), окончательно будет выглядеть следующим образом

$$X = \frac{2\mu k}{\rho_1(k+1)} \cdot \frac{1}{u_1-u_2} \left[\frac{u_2}{u_1} \ln(u-u_2) - \ln(u_1-u) \right]. \quad (32)$$

Теперь вновь вернемся к скорости смеси v . Для этого из формулы (9) находим

$$u = U - v \quad (33)$$

и учтем, что скорость фронта волны U можно представить в виде полу сумму скоростей на противоположных сторонах фронта волны [15, 16]

$$U = \frac{v_1 + v_2}{2}. \quad (34)$$

Подставив формулы (33) и (34) в (32), получим выражение

$$X = \frac{2\mu k}{\rho_1(k+1)} \frac{1}{v_2-v_1} \ln \left[\frac{1}{(v_2-v)(v-v_1)} \right], \quad (35)$$

связывающее координату X и скорость v течения смеси.

Сопоставим формулы (6) и (35). Вначале представим координату x и время t следующим образом

$$x = x_0 + \Delta x, \quad t = t_0 + \Delta t,$$

где x_0 — координата в начальный момент времени t_0 . Тогда формулу (6) можно представить как

$$\begin{aligned} X &= x - U \cdot t = x_0 + \Delta x - U \cdot (t_0 + \Delta t) = \\ &= x_0 - U \cdot t_0 + \Delta x - U \cdot \Delta t = X_0 + \Delta X, \end{aligned} \quad (36)$$

Если в начальный момент времени $t_0 = 0$ координата $x_0 = 0$, то $X_0 = 0$ и тогда в формуле (36) величина X есть приращение ΔX , представляющее собой толщину некоторого возмущения, перемещающегося в потоке смеси со скоростью U . В связи со сказанным в формуле (35) заменим X на толщину ΔX и перепишем формулу следующим образом

$$\Delta X = \Psi \cdot F(v), \quad (37)$$

где величина Ψ и функция $F(v)$ представляются в виде

$$\begin{aligned} \Psi &= \frac{2\mu k}{\rho_1(k+1)} \cdot \frac{1}{\Delta v}, \\ F(v) &= \ln \left[\frac{1}{(v_2-v)(v-v_1)} \right], \end{aligned} \quad (38)$$

а величина $\Delta v = v_2 - v_1$ — является скачком скорости на фронте волны.

Таким образом, выражение (37) описывает толщину ударной волны, величина которой зависит не только от параметров скорости течения смеси v , v_1 , v_2 , характеризующихся функцией $F(v)$, но также и от параметров смеси: вязкости, плотности и показателя адиабаты Пуассона, входящих в состав величины Ψ .

Анализируя формулы (38), (37) замечаем, что при заданных параметрах смеси величина Ψ является постоянной величиной. Поэтому для определения величины ΔX нужно вначале

вычислить величину Ψ , а затем построить график функции $F(v)$, каждую ординату которой следует умножить на величину Ψ .

АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Используя представленные в статье формулы, выполним вычислительные процедуры при следующих исходных параметрах смеси: $\rho = 0,71 \text{ кг/м}^3$; $\eta = \zeta = 12,3 \times 10^{-5} \text{ Па}\cdot\text{с}$; $c_p = 1,82 \text{ кДж/(кг}\cdot\text{град)}$; $c_v = 1,27 \text{ кДж/(кг}\cdot\text{град)}$; $v_1 = 5 \text{ м/с}$; $v_2 = 200 \text{ м/с}$.

Вначале вычисляем параметр вязкости по формуле (3), подставив в которую исходные параметры смеси, находим $\mu = 4,44 \times 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$. Затем по первой формуле (38), определяем величину $\Psi = 3,795 \times 10^{-6} \text{ м}$.

Далее построим график функции $F(v)$ и, умножив его на величину Ψ , получим график функции $\Delta X = \Delta X(v)$, показанный линией 1 на рис. 1.

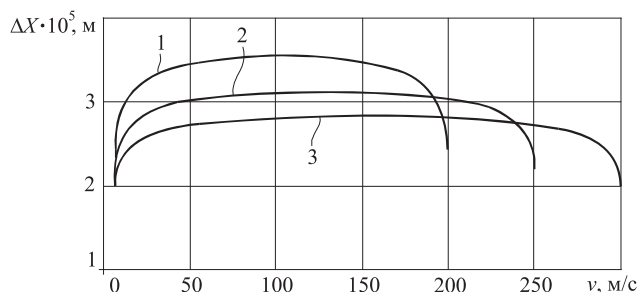


Рис. 1. Графики зависимости толщины ΔX от скорости течения смеси для ряда значений v_2 .

График 1 построен при $v_2 = 200 \text{ м/с}$,
 график 2 — при $v_2 = 250 \text{ м/с}$,
 график 3 — при $v_2 = 300 \text{ м/с}$.

Из анализа рис. 1 вытекает, что графики функции $\Delta X(v)$ представляют собой выпуклые кривые, имеющие экстремальные точки посередине соответствующих отрезков $[v_1, v_2]$. Обратим внимание, что чем выше конечная скорость v_2 , тем меньшее значение имеет толщина ΔX .

Отметим, что, если функция $F(v)$ зависит только от текущей, начальной и конечной скоростей течения смеси, то величина Ψ зависит еще и от параметров смеси: вязкости, показателя адиабаты Пуассона и плотности.

В статье выполнены вычислительные процедуры, на базе которых построены графики, показанные на рис. 2 – 4.

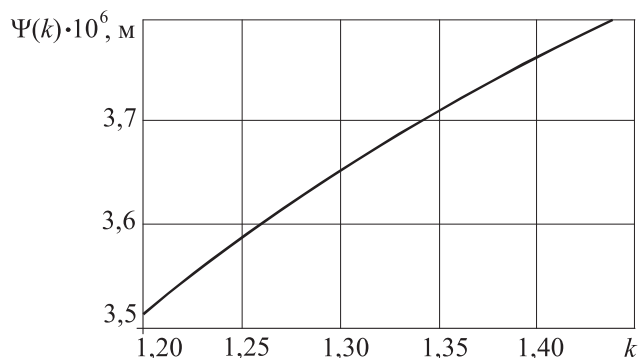


Рис. 2. График зависимости величины Ψ от показателя адиабаты Пуассона k

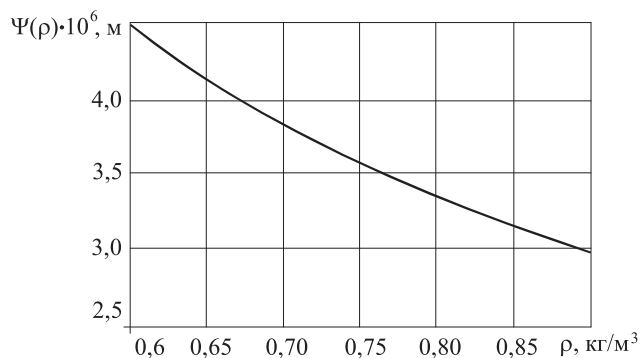


Рис. 3. График зависимости величины Ψ от плотности смеси ρ

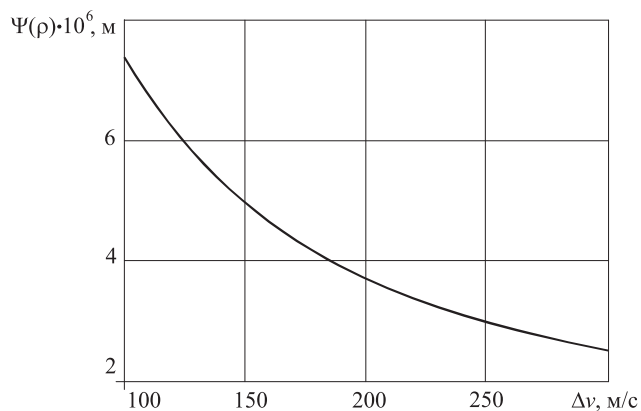


Рис. 4. График зависимости величины Ψ от скачка скорости Δv на фронте волны

Из анализа графиков вытекает, что с ростом показателя адиабаты Пуассона величина Ψ увеличивается, а график функции $\Psi(k)$ представляет собой слабо выпуклую кривую (рис. 2). Наоборот, с увеличением плотности смеси и роста скачка скорости Δv величина Ψ уменьшается, при этом графики функций

$\Psi(\rho)$ и $\Psi(\Delta v)$ являются вогнутыми кривыми (рис. 3, рис. 4).

Поскольку величина Ψ прямо пропорциональна параметру вязкости μ , то ее график тривиален, представляя собой прямую наклонную линию, и поэтому в статье не показан.

Из формулы (37) следует, что все выявленные закономерности для величины Ψ имеют место также и для толщины ударной волны ΔX .

Таким образом, мы можем сказать, что с ростом параметра вязкости μ и показателя адиабаты Пуассона k толщина ударной волны ΔX увеличивается, а с ростом плотности смеси и скачка скорости Δv — нелинейно уменьшается.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

— рассмотрено одномерное движение ударной волны в вязкой, теплопроводной пылегазовоздушной смеси, обусловленное газодинамическим возмущением (точечный взрыв или внезапный выброс) в рудничной атмосфере;

— для вычисления толщины фронта ударной волны получена формула в виде произведения постоянной величины, содержащей параметры смеси, и логарифмической функции, содержащей текущую, начальную и конечную скорости смеси;

— на базе выполненных вычислительных процедур построены графики, анализ которых позволил установить, что рост параметра вязкости смеси и показателя адиабаты

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. Issue 4. P. 660–668.
5. 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.
6. 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.
7. 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. Issue 2. P. 339–346.
8. 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. Issue 3. P. 295–300.
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. P. 861–867.
10. Golubev A. Yu., Potokin G. A. Pressure Fluctuations on the Surfaces of Three-Dimensional Protruding Bodies in a Gas Flow // Fluid Dynamics. 2020. Vol. 55. P. 55–61.
11. Sizykh G. B. Integral Invariant of Ideal Gas Flows behind a Detached Bow Shock // Fluid Dynamics. 2021. Vol. 56. P. 1027–1030.
12. Shevelev Yu. D. Examples of Steady Axisymmetric Flows of an Ideal Incompressible Fluid // Fluid Dynamics. 2022. Vol. 57. P. 111–121.
13. Gubaidullin D. A., Tukmakov D. A. Numerical Study of the Effect of Polydispersity on the Mass Transfer of the Dispersed Phase during the Passage of a Shock Wave through a Gas Suspension // Fluid Dynamics. 2024. Vol. 58. P. 1373–1383.

- Пуассон. Великое приводит к Либерман М. А. Физика ударных волн в газах и плазме. М.: Наука, 1987.
296. Ударной волны ΔX , а рост плотности смеси
- и скачка скорости на фронте ударной волны
15. Карпман В. И. Нелинейные волны в диспергирующих средах. М.: Наука, 1973. 176 с.
16. Уизем Дж. Линейные и нелинейные волны. М.: Мир, 1977. 622 с.
17. Кутателадзе С. С. Основы теории теплообмена. М.: Атомиздат, 1979. 416 с.
18. Никольский С. М. Курс математического анализа. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2001. 592 с.

DOI: 10.25558/VOSTNII.2024.84.54.009

UDC 622.272:516.02

© S. V. Cherdantsev, P. A. Shlapakov, E. A. Shlapakov, V. V. Kolykhalov, S. A. Khaimin, 2024

S. V. CHERDANTSEV

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

P. A. SHLAPAKOV

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

E. A. SHLAPAKOV

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

V. V. KOLYKHALOV

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

S. A. KHAYMIN

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

THE INFLUENCE OF VISCOUS AND HEAT-CONDUCTING PROPERTIES OF DUST-GAS-AIR MIXTURES ON THE STRUCTURE OF SHOCK WAVES IN MINE WORKINGS

A significant decrease in the safety and productivity of mining operations in coal mines is due, on the one hand, to sudden emissions of coal and gas into the mine atmosphere, which can occur at transonic speeds. On the other hand, thermodynamic processes caused by the formation of self-heating foci capable of changing the temperature field of the mine atmosphere and coal mines, which, in the presence of ignition sources, can initiate detonation, transforming into a shock wave process in the mine atmosphere, which, as a rule, leads to catastrophic consequences. The article uses a generally accepted concept, on the basis of which the shock wave is interpreted as some narrow area in which there is a sudden change in the parameters of the mixture flow. Special attention is paid to the identification of the shock wave structure, taking into account the viscous and heat-conducting properties of dust and gas-air mixtures. In particular, the article obtained a formula that allows calculating the thickness of the shock wave front, performed computational procedures

on the basis of which graphs were constructed, which allowed to identify some patterns of influence of the parameters of dust-gas-air mixtures on the thickness of the shock wave front.

Keywords: DUST-GAS-AIR MIXTURES, LAWS OF CONSERVATION OF MASS, MOMENTUM AND ENERGY, VISCOSITY OF THE MIXTURE, FOURIER LAW OF THERMAL CONDUCTIVITY, POISSON'S ADIABATIC INDEX, THICKNESS OF THE SHOCK WAVE FRONT.

REFERENCES

1. Bolshinsky M. I., Lysikov B. A., Kaplyukhin A. A. Gas-dynamic phenomena in mines. Sevastopol: Weber, 2003. 284 p. [In Russ.].
2. Cherdantsev N. V., Cherdantsev S. V., Lee Hee Un, Filatov Y. M., Shlapakov P. A., Lebedev K. S. On one approach to the description of soufflé gas emissions from coal-fired oil reservoirs into mine workings // Occupational safety in industry [Bezopasnost truda v promyshlennosti]. 2017. No. 3. P. 45–52. [In Russ.].
3. Lindenau N. I., Mayevskaya V. M., Krylov V. F. Origin, prevention and extinguishing of endogenous fires in coal mines. M.: Nedra, 1977. 320 p. [In Russ.].
4. Chanyshv A. I. A method to determine a body's thermal state // Journal of Mining Science. 2012. Vol. 48. Issue 4. P. 660–668.
5. Vasiliev A. A., Vasiliev V. A. Calculated and experimental parameters of gorenje and de-tonation of mixtures based on methane and coal dust // Bulletin of the Scientific Center for safety of work in the coal industry [Vestnik Nauchnogo tsentra po bezopasnosti rabot v ugol'noy promyshlennosti]. 2016. No. 2. P. 8–39. [In Russ.].
6. Cherdantsev S. V., Li Khi Un, Filatov Yu. M., Shlapakov P. A. Procedure analysis of burning out of the poor-dispersion dust-gas-air mixture moving in mine opening's airflows // Chemical Physics and Mesoscopy [Khimicheskaya fizika i mezoskopiya]. 2017. Vol. 19. No. 4. P. 513–523. [In Russ.].
7. 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. Issue 2. P. 339–346.
8. 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. Issue 3. P. 295–300.
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. P. 861–867.
10. Golubev A. Yu., Potokin G. A. Pressure Fluctuations on the Surfaces of Three-Dimensional Protruding Bodies in a Gas Flow // Fluid Dynamics. 2020. Vol. 55. P. 55–61.
11. Sizykh G. B. Integral Invariant of Ideal Gas Flows behind a Detached Bow Shock // Fluid Dynamics. 2021. Vol. 56. P. 1027–1030.
12. Shevelev Yu. D. Examples of Steady Axisymmetric Flows of an Ideal Incompressible Fluid // Fluid Dynamics. 2022. Vol. 57. P. 111–121.
13. Gubaidullin D. A., Tukmakov D. A. Numerical Study of the Effect of Polydispersity on the Mass Transfer of the Dispersed Phase during the Passage of a Shock Wave through a Gas Suspension // Fluid Dynamics. 2024. Vol. 58. P. 1373–1383.
14. Velikovich A. L., Lieberman M. A. Physics of shock waves in gases and plasma. M.: Nauka, 1987. 296 p. [In Russ.].
15. Karpman V. I. Nonlinear waves in dispersing media. M.: Nauka, 1973. 176 p. [In Russ.].
16. Witham J. Linear and nonlinear waves. M.: Mir, 1977. 622 p. [In Russ.].
17. Kutateladze S. S. Fundamentals of the theory of heat transfer. M.: Atomizdat, 1979. 416 p. [In Russ.].
18. Nikolsky S. M. Course of mathematical analysis. M.: FIZMATLIT, 2001. 592 p. [In Russ.].