

DOI: 10.25558/VOSTNII.2020.62.34.006

УДК 622.272:516.02

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



**С.В. ЧЕРДАНЦЕВ**

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



**П.А. ШЛАПАКОВ**

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



**В.В. КОЛЫХАЛОВ**

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



**К.С. ЛЕБЕДЕВ**

научный сотрудник  
АО «НЦ ВостНИИ», г. Кемерово  
e-mail: lebedevks1987@yandex.ru



**С.А. ХАЙМИН**

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



**А.Ю. ЕРАСТОВ**

старший научный сотрудник  
АО «НЦ ВостНИИ», г. Кемерово  
e-mail: erastov\_a\_y@mail.ru



**Е.А. ШЛАПАКОВ**

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

## РАЗЛЕТ ПРОДУКТОВ ДЕТОНАЦИИ С КОСОЙ ПОВЕРХНОСТИ ЗАРЯДА

*В современных отраслях промышленности, таких как добыча полезных ископаемых, нефтепереработка и химические технологии, особо актуальна проблема, обусловленная так называемыми быстропротекающими процессами. Причиной этих процессов являются неконтролируемые экзотермические химические реакции, которые могут протекать в различных формах, но, главным образом, в форме дефлаграции или детонации. Теоретические и экспериментальные исследования дефлаграционных и детонационных процессов необходимы для создания методов управления этими процессами в гомогенных, гетерогенных, газообразных, жидких и твердых средах. В статье подробно обсуждается задача об истечении продуктов детонации с произвольной поверхности заряда твердого взрывчатого вещества, к которой детонационная волна подходит под некоторым углом. В процессе решения задачи получены формулы, позволяющие выявить зависимости скоростей и плотностей разлетающихся продуктов детонации от углов разлета и встречи.*

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** ГОРНЫЕ ВЫРАБОТКИ, ВЗРЫВЧАТЫЕ ВЕЩЕСТВА, УРАВНЕНИЯ ЭЙЛЕРА, УРАВНЕНИЕ НЕРАЗРЫВНОСТИ, АДИАБАТА ПУАССОНА, ДЕТОНАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ, МЕТОД ХАРАКТЕРИСТИК.

### ВВЕДЕНИЕ

В течение многих лет ударно-волновые и детонационные процессы исследовались теоретически и экспериментально. В последнее время они вновь привлекли пристальное внимание ученых во всем мире. Особый интерес к изучению ударно-волновых и детонационных процессов в газозвуковых средах, в конденсированных и твердых взрывчатых веществах обусловлен их особой опасностью на промышленных и энергетических объектах, особенно на угольных шахтах. Хотя большинство взрывов газозвуковых смесей и взрывчатых веществ в угольных шахтах порождают волны дефлаграции, наихудший сценарий предполагает образование детонационных волн, которые чрезвычайно разрушительны, поскольку давление в них может достигать 10 МПа.

Подробный анализ и газодинамические условия протекания дефлаграционных и детонационных процессов в атмосфере очистных горных выработок, имеющих зоны подвода теплоты от находящихся поблизости очагов самонагрева, рассмотрены в статье [1].

В работе [2] авторы сопоставили расчетные и экспериментальные данные параметров горения и детонации различных смесей, характерных для аварийных взрывов в шах-

тах, в широком диапазоне изменения концентрации смеси и их стехиометрического соотношения.

В статье [3] обсуждается задача о вынужденной детонации, сформированной в результате истечения газа из подземного резервуара в горную выработку со сверхзвуковой скоростью. 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.

В работе [4] исследованы параметры фронта ударной волны в газозвуковой смеси с учетом ее вязкости и теплопроводности. Получена формула, характеризующая изменение скорости за фронтом ударной волны в смеси, вычислена ширина фронта и выявлены некоторые закономерности ее изменения в горных выработках.

В монографии [5] изложены вопросы математического моделирования ударно-волновых процессов в многофазных средах. Получены уравнения и найдена структура ударной волны в смеси газов. Дан вывод соотношения на комбинированном разрыве в смеси

газ – частицы. Рассмотрена задача об эрозии тел в двухфазном потоке газ – частицы. Исследовано распространение ударной волны в пористом твердом теле.

В работе [6] представлены результаты исследований по проблемам инициирования, распространения и стабилизации детонационных волн в неподвижных и движущихся горючих газовых смесях.

Работа [7] посвящена волновым движениям смеси газа и мелких твердых частиц с учетом различия скоростей и при наличии собственного давления фазы частиц. Описаны различные виды уравнения состояния для фазы частиц. Даны графические иллюстрации уравнения, определяющего составной тип этой модели в пренебрежении давлением фазы частиц. Показано, что при некоторых предположениях полная модель приводится к системе уравнений гиперболического типа, для которой определены типы ударных волн, реализующихся в данной смеси.

В конденсированных взрывчатых веществах (ВВ), представляющих собой жидкие и твердые взрывчатые вещества, в единице объема сконцентрировано до  $10 \text{ кДж/см}^3$  химической энергии, в то время как во взрывчатых газоздушных смесях при нормальной плотности эта величина имеет порядок  $10^{-3} \text{ кДж/см}^3$ . Поскольку начальная плотность конденсированных ВВ, в отличие от взрывчатых газообразных веществ, достаточно высока и обычно превышает плотность воды, то после реакции взрывчатого разложения, когда выделяется значительная энергия в сравнительно малом объеме, давление резко возрастает, доходя для типичных конденсированных взрывчатых веществ до сотен тысяч атмосфер.

Кроме этого, весь процесс химического превращения в конденсированных ВВ длится очень малые промежутки времени ( $\sim 10^{-7}$  с), что затрудняет экспериментальное изучение этого процесса, который значительно сложнее, чем во взрывчатом газе, поскольку молекулы конденсированных ВВ находятся в тесном контакте между собой, что может существенно влиять на механизм химической реакции.

Одной из важнейших теоретических задач при использовании конденсированных ВВ в различных технологических процессах является исследование истечения и разлета продуктов детонации, чему и посвящена данная статья.

## ПОСТАНОВКА И РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ

Рассмотрим важный случай истечения продуктов детонации с произвольной поверхности заряда взрывчатого вещества, к которой детонационная волна подходит под некоторым углом  $\alpha$  (рис. 1).

В системе полярных координат, для которой точка пересечения детонационной волны с поверхностью заряда покоится и является началом координат, будут иметь место уравнения движения Эйлера и уравнение неразрывности [8, 9].

$$\begin{aligned} v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} - \frac{v_\theta^2}{r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} &= 0, \\ v_r \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \frac{v_r \cdot v_\theta}{r} + \frac{1}{\rho r} \frac{\partial p}{\partial \theta} &= 0, \\ \frac{\partial(\rho r v_r)}{\partial r} + \frac{\partial(\rho v_\theta)}{\partial \theta} &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\rho$ ,  $p$  — соответственно плотность и давление газа,  $r$  — радиус-вектор,  $\theta$  — полярный угол,  $v_r$ ,  $v_\theta$  — соответственно радиальная и тангенциальная компоненты вектора скорости  $\vec{v}$ .

При сделанных предположениях вблизи поверхности разлета все параметры газа мало зависят от  $r$ . Поэтому будем полагать, что параметры являются функциями только одного полярного угла  $\theta$ , в силу чего движение газа будет автомодельным, поскольку число независимых переменных уменьшится на единицу, а система уравнений (1) примет вид

$$\frac{dv_r}{d\theta} = v_\theta, \quad (2)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{dp}{d\theta} = -v_{\theta} \left( v_r + \frac{dv_{\theta}}{d\theta} \right), \quad (3)$$

$$\rho v_r + \frac{d(\rho v_{\theta})}{d\theta} = 0. \quad (4)$$

Учитывая, что скорость звука  $a$  определяется по формуле [10, 11]

$$a = \sqrt{\frac{\partial p}{\partial \rho}},$$

то уравнение (3) можно преобразовать к виду

$$a^2 \frac{d \ln \rho}{d\theta} + v_{\theta} \left( v_r + \frac{dv_{\theta}}{d\theta} \right) = 0, \quad (5)$$

а уравнение (4) удобнее переписать следующим образом:

$$v_r + \frac{dv_{\theta}}{d\theta} + v_{\theta} \frac{d \ln \rho}{d\theta} = 0. \quad (6)$$

Умножим уравнение (6) на  $v_{\theta}$ .

$$v_r v_{\theta} + \frac{dv_{\theta}}{d\theta} v_{\theta} + v_{\theta}^2 \frac{d \ln \rho}{d\theta} = 0$$

и вычтем его из уравнения (5), в результате чего мы получим формулу

$$v_{\theta} = a, \quad (7)$$

которая показывает, что решение рассматриваемой задачи следует искать исходя из условия, что тангенциальная составляющая скорости становится равной местной скорости звука  $a$ .

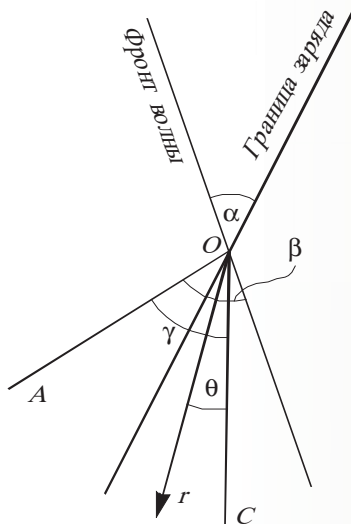


Рис. 1. Схема взаимного расположения заряда взрывчатого вещества и фронта ударной волны

Далее воспользуемся уравнением Бернулли для идеального газа [10, 11]

$$v^2 + \frac{2}{k-1} a^2 = v_{\max}^2,$$

из которого, с учетом соотношения

$$v^2 = v_r^2 + v_{\theta}^2$$

и формулы (7), найдем

$$a = \sqrt{\frac{k+1}{k-1} (v_{\max}^2 - v_r^2)}, \quad (8)$$

где  $k$  — показатель изэнтропы,  $v_{\max}$  — максимальная скорость газа.

Подставив в уравнение (2) формулы (7) и (8), получим обыкновенное дифференциальное уравнение

$$\frac{dv_r}{d\theta} = \sqrt{\frac{k-1}{k+1} (v_{\max}^2 - v_r^2)}, \quad (9)$$

которое допускает разделение переменных [12]

$$\frac{dv_r}{\sqrt{v_{\max}^2 - v_r^2}} = \sqrt{\frac{k-1}{k+1}} \cdot d\theta. \quad (10)$$

Будем вести отсчет угла  $\theta$  по часовой стрелке от линии ОС (см. рис. 1), на которой  $v_r = v_{\max}$ , в силу чего угол  $\theta$  следует учитывать со знаком минус, поэтому, интегрируя (10), имеем

$$\int_{v_{\max}}^{v_r} \frac{dv_r}{\sqrt{v_{\max}^2 - v_r^2}} = \int_0^{-\theta} \sqrt{\frac{k-1}{k+1}} \cdot d\theta.$$

Поскольку интегралы в обеих частях полученного уравнения являются табличными [13], то оно приобретает следующий вид

$$\arccos \left( \frac{v_r}{v_{\max}} \right) = \sqrt{\frac{k-1}{k+1}} \cdot \theta,$$

откуда получаем формулу

$$\frac{v_r}{v_{\max}} = \cos \left( \sqrt{\frac{k-1}{k+1}} \cdot \theta \right). \quad (11)$$

Далее из уравнения (9) находим

$$\frac{dv_r}{d\theta} = v_{\max} \sqrt{\frac{k-1}{k+1}} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{v_r}{v_{\max}}\right)^2}$$

и, учитывая формулы (7), (11), имеем

$$v_\theta = a = v_{\max} \sqrt{\frac{k-1}{k+1}} \cdot \sin\left(\sqrt{\frac{k-1}{k+1}} \cdot \theta\right). \quad (12)$$

Подставляя (12) в формулу  $\operatorname{tg} \mu = a/v_r$ , определяющую местный угол Маха  $\mu$  и учитывая (11), найдем

$$\operatorname{tg} \mu = \sqrt{\frac{k-1}{k+1}} \cdot \operatorname{tg}\left(\sqrt{\frac{k-1}{k+1}} \cdot \theta\right). \quad (13)$$

В рассматриваемой области  $\gamma$  все параметры являются функциями только угла  $\theta$  (рис. 1). Линия ОС обозначает границу разлета. Учитывая, что при  $\theta = \gamma$ ,  $a = a_\kappa$ , из формулы (12), получим

$$v_{\max} = \sqrt{\frac{k+1}{k-1}} \cdot \frac{a_\kappa}{\sin\left(\sqrt{\frac{k-1}{k+1}} \cdot \gamma\right)}, \quad (14)$$

а из формулы (11) найдем

$$v_r = v_{\max} \cos\left(\sqrt{\frac{k-1}{k+1}} \cdot \theta\right). \quad (15)$$

Подставив формулу (14) сначала в (12), а затем в (15), найдем составляющие скорости

$$v_\theta = a_\kappa \cdot \frac{\sin\left(\sqrt{\frac{k-1}{k+1}} \cdot \theta\right)}{\sin\left(\sqrt{\frac{k-1}{k+1}} \cdot \gamma\right)},$$

$$v_r = \sqrt{\frac{k+1}{k-1}} \cdot a_\kappa \cdot \frac{\cos\left(\sqrt{\frac{k-1}{k+1}} \cdot \theta\right)}{\sin\left(\sqrt{\frac{k-1}{k+1}} \cdot \gamma\right)}, \quad (16)$$

где  $\gamma$  является углом между лучами ОС и ОА (см. рис. 1).

Воспользовавшись далее уравнением (4), учитывая в котором формулы (7) и (16), получим уравнение

$$\frac{d(\rho a)}{\rho a} = -\frac{k+1}{k-1} \cdot \frac{d(\sin \bar{\theta})}{\sin \bar{\theta}}, \quad (17)$$

в котором новая переменная  $\bar{\theta}$  определяется по формуле

$$\bar{\theta} = \sqrt{\frac{k-1}{k+1}} \cdot \theta. \quad (18)$$

Поскольку переменные в уравнении (17) разделены, то, интегрируя его при переменном верхнем пределе, получаем формулу, определяющую плотность продуктов детонации

$$\rho = \rho_0 \frac{a_0}{a} \left(\frac{\sin \bar{\theta}}{\sin \bar{\gamma}}\right)^{\frac{k+1}{k-1}},$$

которую с помощью формул (7) и (16) преобразуем к виду

$$\rho = \rho_0 \left(\frac{\sin \bar{\theta}}{\sin \bar{\gamma}}\right)^{\frac{2}{k-1}}, \quad (19)$$

где  $\rho_0$ ,  $a_0$  — параметры газа в начальный момент, а величина  $\bar{\gamma}$  определяется по формуле

$$\bar{\gamma} = \sqrt{\frac{k-1}{k+1}} \cdot \gamma. \quad (20)$$

С учетом формул (18) и (20) приведем формулы (16) к виду

$$v_\theta = a_\kappa \cdot \frac{\sin \bar{\theta}}{\sin \bar{\gamma}}, \quad v_r = \sqrt{\frac{k+1}{k-1}} \cdot a_\kappa \cdot \frac{\cos \bar{\theta}}{\sin \bar{\gamma}}. \quad (21)$$

Полученные формулы дают возможность определить зависимости скорости и плотности разлетающихся продуктов детонации от угла разлета и от угла встречи. Наибольший интерес представляет более детальное рассмотрение случая разлета продуктов детонации с боковой поверхности взрывчатого вещества, т. е. тогда, когда угол  $\bar{\alpha} = \pi/2$ . В этом случае

$$\bar{\gamma} = \frac{\pi}{2}, \quad \bar{\beta} = \pi,$$

а формулы (19), (21) принимают вид

$$\rho = \rho_0 (\sin \bar{\theta})^{2/(k-1)}, v_{\theta} = a_k \cdot \sin \bar{\theta},$$

$$v_r = \sqrt{\frac{k+1}{k-1}} \cdot a_k \cos \bar{\theta}. \quad (22)$$

Возможно также приближенное, довольно наглядное решение рассмотренной задачи, основанное на предположении, что после прохождения детонационной волны через заданное сечение заряда разлет поверхностных слоев под действием внутреннего давления в системе координат, движущейся вместе с фронтом волны, происходит перпендикулярно к поверхности заряда. Тогда в неподвижной системе координат разлет продуктов детонации будет происходить под углом  $\psi$  к поверхности заряда, причем этот угол определяется из очевидного соотношения

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{u_{\text{н}}}{u_0}, \quad (23)$$

где  $u_0$  — скорость, направленная по нормали к поверхности заряда и определяемая по формуле

$$u_0 = \frac{2a_{\text{н}}}{k-1} = \frac{2kD}{k^2-1},$$

а  $u_{\text{н}}$  — скорость, направленная вдоль поверхности заряда

$$u_{\text{н}} = \frac{D}{k+1},$$

где  $D$  — скорость фронта детонационной волны. Тогда полная скорость разлета, очевидно, определяется соотношением

$$q = \sqrt{u_0^2 + u_{\text{н}}^2} = \frac{D}{k+1} \sqrt{\frac{4k^2}{(k-1)^2} + 1}, \quad (24)$$

а формула (23) представляется в виде

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{k-1}{2k}. \quad (25)$$

Для типичных взрывчатых веществ  $k = 3$ ,  $\psi = 18^\circ$  и поэтому  $q \approx 0,8D$ . Указанные закономерности особенно часто проявляются при детонации какого-либо протяженного заряда взрывчатого вещества.

Если необходимо получить фронт разлетающихся продуктов детонации плоским, то для этой цели необходимо взять протяженный заряд в виде угла  $\Omega$ , величина которого (рис. 2), очевидно, определяется соотношением

$$\Omega = 180^\circ - 2\psi.$$

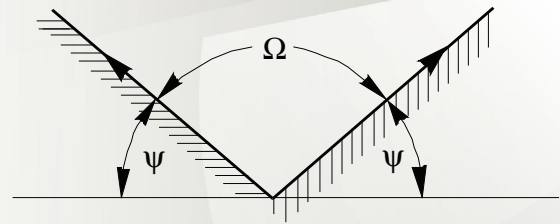


Рис. 2. К определению угла  $\Omega$

Далее мы отметим, что применение уравнения изоэнтропы

$$p v^k = \text{const} \quad (26)$$

справедливо лишь при давлениях  $p > 250$  МПа, а при давлениях  $p < 250$  МПа необходимо пользоваться уравнением адиабаты Пуассона

$$p v^{\kappa} = \text{const}, \quad (27)$$

где  $v$  — удельный объем газа,  $\kappa$  — показатель адиабаты Пуассона. При этом головная часть продуктов детонации, для которой справедливо уравнение (27), весьма мала по массе и составляет не более 5 % от всей массы продуктов детонации, что позволяет не рассматривать отдельно ее действия.

Интересно отметить, что при косом истечении продуктов детонации происходит распределение масс и скоростей истекающих продуктов детонации по углам. Рассматривая движение продуктов детонации при косом истечении не только с головной части детонационной волны, но и с тыловых частей, мы придем к тому заключению, что будет иметь место перераспределение масс и скоростей по углам и по расстоянию от фронта детонационной волны.

Определим поверхность фронта волны разрежения в том случае, когда детонационная волна распространяется перпендикулярно к боковой поверхности заряда. Будем рассматривать задачу в прямоугольной системе

координат. Заметим, что на фронте волны разрежения компонента скорости  $v$ , направленная по оси  $y$ , равна нулю.

Проходящая детонационная волна характеризуется уравнениями

$$u = \frac{x}{2t} - \frac{D}{4}, \quad a = \frac{x}{2t} + \frac{D}{4}. \quad (28)$$

Из теории характеристик [14] для определения фронта волны разрежения будем иметь уравнение

$$\left(\frac{\partial\varphi}{\partial t} + u \frac{\partial\varphi}{\partial x}\right)^2 = a^2 \left[ \left(\frac{\partial\varphi}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial\varphi}{\partial y}\right)^2 \right], \quad (29)$$

где

$$\varphi(x, y, t) = 0$$

является уравнением характеристической поверхности, представляющей собой фронт волны разрежения.

Поскольку движение этой волны автомодельное и зависит только от одной независимой переменной  $z_1 = x/Dt$ , то решение уравнения (29) можно искать в предположении, что оно зависит от двух независимых переменных

$$z_1 = \frac{x}{Dt}, \quad z_2 = \frac{y}{Dt}. \quad (30)$$

Подставляя из (28) значения  $u$  и  $a$ , придадим уравнению (29) следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial\varphi}{\partial z_1} \frac{\partial\varphi}{\partial z_2} z_2 \left(z_1 + \frac{1}{2}\right) + z_2^2 \left(\frac{\partial\varphi}{\partial z_2}\right)^2 = \\ = \frac{1}{4} \left(\frac{\partial\varphi}{\partial z_2}\right)^2 \left(z_1 + \frac{1}{2}\right)^2. \end{aligned} \quad (31)$$

Производя преобразования, приведем полученное уравнение к виду

$$\frac{\frac{\partial\varphi}{\partial z_1}}{\frac{\partial\varphi}{\partial z_2}} = \frac{1}{4} \frac{z_1 + \frac{1}{2}}{z_2} - \frac{z_2}{z_1 + \frac{1}{2}}. \quad (32)$$

Поскольку

$$\frac{\partial\varphi}{\partial z_1} = \frac{\partial\varphi}{\partial z_2} \frac{dz_2}{dz_1},$$

то уравнение (32) преобразуется к виду

$$\frac{dz_2^2}{dz_1} = \frac{2z_2^2}{z_1 + \frac{1}{2}} - \frac{1}{2} \left(z_1 + \frac{1}{2}\right), \quad (33)$$

переменные в котором разделяются [12], в силу чего мы находим решение уравнения (33)

$$z_2^2 = \left(z_1 + \frac{1}{2}\right)^2 \left[ \frac{A}{2} - \frac{1}{2} \ln \left(z_1 + \frac{1}{2}\right) \right],$$

где

$$A = \frac{3}{2} c_n,$$

или, возвращаясь к исходным переменным (30), найдем

$$y = \left(\frac{Dt}{2} + x\right) \sqrt{\frac{A - \ln\left(\frac{1}{2} + \frac{x}{Dt}\right)}{2}}. \quad (34)$$

Константа, входящая в это уравнение, определяется из следующих условий:

$$\text{при } t = \frac{x_0}{D}: \quad x = x_0, \quad y = 0,$$

где  $x_0$  — текущая координата. Начало отсчета  $y$  будем вести от поверхности заряда, а радиус заряда обозначим через  $y_0$ . При этих условиях решение уравнения (34) примет вид

$$\frac{y}{x_0} = \left(\frac{x}{x_0} + \frac{1}{2}\right) \sqrt{\frac{1}{2} \ln \frac{3}{1 + \frac{2x}{x_0}}}. \quad (35)$$

При  $y = y_0$  значение координаты  $x = x_0$  определится из соотношения

$$\frac{y_0}{x_0} = \left(\frac{x}{x_0} + \frac{1}{2}\right) \sqrt{\frac{1}{2} \left[ \ln \frac{3}{2} - \ln \left(\frac{1}{2} + \frac{x}{x_0}\right) \right]}. \quad (36)$$

Величина  $\Delta x = x_0 - x$ , характеризующая глубину волны разрежения, определится из формулы

$$\frac{y_0}{x_0} = \left(\frac{3}{2} - \frac{\Delta x}{x_0}\right) \sqrt{\frac{1}{2} \left[ \ln \frac{3}{2} - \ln \left(\frac{3}{2} - \frac{\Delta x}{x_0}\right) \right]}. \quad (37)$$

При  $x_0 \rightarrow \infty$  будем иметь  $\Delta x = 4y^2/3x_0 \rightarrow 0$ , т. е. по мере увеличения расстояния, проходящего детонационной волной, относительная глубина фронта волны разрежения будет убывать.

В случае детонации от стенки при небольших значениях  $x_0/y_0$  волна разрежения, идущая с боковой поверхности заряда, будет пересекать область стационарного состояния продуктов детонации и нарушать ее форму. В стационарной области этот фронт будет прямолинейен, а сама волна будет сложной или отраженной. Поскольку стационарная область распространяется по закону  $x = Dt/2$ , то, начиная со значений, определяемых из соотношения

$$\frac{y_0}{x_0} = \sqrt{\frac{1}{2} \ln \frac{3}{2}}, \quad (38)$$

фронт боковой волны разрежения будет пересекать область нестационарной волны, определяемой по формуле (28). Вид простых волн разрежения AC и BC, идущих с боковых поверхностей DA и BE, изображен на рис. 3.

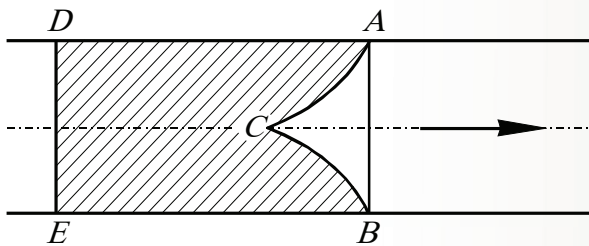


Рис. 3. Простые волны разрежения AC и BC

В случае мгновенной детонации фронт волны разрежения будет распространяться параллельно боковой поверхности вглубь заряда с постоянной скоростью, равной местной скорости звука. Левее точки C пойдут отраженные волны сначала по волне (28), а затем по стационарной волне.

Рассмотренная здесь задача о разлете продуктов детонации с косога среза и с боковой поверхности заряда помогает и в более сложных задачах анализировать основные закономерности неоднородных движений продуктов детонации.

Задача о движении продуктов детонации после встречи волн разрежения, идущих с разных поверхностей заряда, является весьма

сложной и может быть решена методом характеристик. В том случае, когда мы имеем линейный длинный заряд и детонация началась на значительном расстоянии от рассматриваемой его части, можно допустить, что за фронтом детонационной волны газ движется стационарно со скоростью  $u_n = D/(k + 1)$ , причем его давление постоянно. В этом случае в системе координат, в которой фронт детонационной волны неподвижен, движение продуктов детонации будет стационарным. Поэтому разлет продуктов детонации также будет стационарным.

Рассмотрим задачу о разлете продуктов детонации, несколько обобщая ее для того случая, когда заряд представляет собой параллелепипед, поперечные размеры которого малы по сравнению с его длиной. В этом случае движение разлетающихся продуктов детонации можно считать плоским.

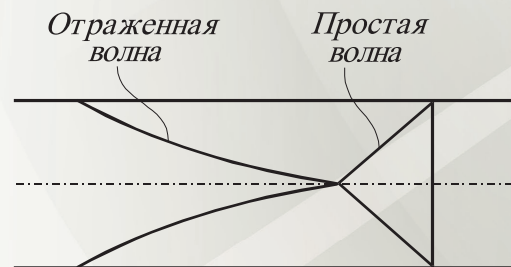


Рис. 4. Простые и отраженные волны

Полагая, что за фронтом детонационной волны в выбранной системе координат скорость газа больше скорости звука, а не равна ей, как это имеет место именно для продуктов реальной детонации (рис. 4), мы приходим к заключению, что волна разрежения будет являться простой волной Прандтля – Майера, составляющие скорости которой определяются по формулам [9]

$$v_r = \sqrt{\frac{2}{k-1}} \cdot a_0 \sin \sqrt{\frac{k-1}{k+1}} (\theta - \theta_0),$$

$$a = v_\theta = \sqrt{\frac{2}{k+1}} \cdot a_0 \cos \sqrt{\frac{k-1}{k+1}} (\theta - \theta_0),$$

где  $a_0$  — скорость звука заторможенного потока. Константа  $\theta_0$  определяется из условия, что на фронте волны разрежения скорости  $v_r$  и  $v_\theta$  нам известны.



## ВЫВОДЫ

1. Получены формулы, позволяющие определить скорости и плотности разлетающихся продуктов детонации в зависимости от угла разлета и от угла встречи.

2. При косом истечении продуктов детонации имеет место перераспределение масс и скоростей по углам и по расстоянию от фронта детонационной волны.

3. В случае мгновенной детонации фронт волны разрежения будет распространяться параллельно боковой поверхности вглубь заряда с постоянной скоростью, равной местной скорости звука.

4. Если за фронтом детонационной волны скорость газа больше звуковой, то волна разрежения будет являться волной Прандтля – Майера.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Черданцев С.В., Шлапаков П.А., Шлапаков Е.А., Лебедев К.С., Ерастов А.Ю. Теплофизические и газодинамические условия протекания процессов дефлаграции и детонации в пылегазовоздушных потоках горных выработок вблизи очагов самонагревания // Химическая физика и мезоскопия. 2019. Том 21. № 2. С. 179–189.

2. 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.

3. 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 (научно-технический журнал). 2019. № 7. С. 62–73.

4. Черданцев С.В., Филатов Ю.М., Шлапаков П.А. Структура и параметры ударного фронта в вязком теплопроводном газоздушном потоке горной выработки // Горный информационно-аналитический бюллетень (научно-технический журнал). 2019. № 10. С. 183–194.

5. Киселев С.П., Руев Г.А., Трутнев А.П., Фомин В.М., Шавалиев М.Ш. Ударно-волновые процессы в двухкомпонентных и двухфазных средах. Новосибирск: ВО Наука, 1992. 261 с.

6. Левин В.А., Мануйлович И.С., Марков В. В. Возбуждение и срыв детонации в газах // Инженерно-физический журнал. 2010. № 6. С. 1174–1201.

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

8. Серрин Дж. Математические основы классической механики жидкости. Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика». 2001. 256 с.

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

10. Рахматуллин Х.А., Сагомоян А.Я., Бунимович А.И., Зверев Н.Н. Газовая динамика. М.: Высшая школа, 1965. 723 с.

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

12. Понтрягин Л.С. Обыкновенные дифференциальные уравнения. М.: Наука, 1974. 331 с.

13. Двайт Г.Б. Таблицы интегралов и другие математические формулы. М.: Наука, 1973. 228 с.

14. Кошляков Н.С., Глинер Э.Б., Смирнов М.М. Уравнения в частных производных математической физики. М.: Высшая школа, 1970. 712 с.

DOI: 10.25558/VOSTNII.2020.62.34.006

UDC 622.272:516.02

© S.V. Cherdantsev, P.A. Shlapakov, V.V. Kolykhalov, K.S. Lebedev, S.A. Khaymin,  
A.Yu. Erastov, E.A. Shlapakov, 2020

**S.V. CHERDANTSEV**

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

**P.A. SHLAPAKOV**

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

**V.V. KOLYKHALOV**

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

**K.S. LEBEDEV**

Research Associate  
JSC «NC VostNII», Kemerovo  
e-mail: lebedevks1987@yandex.ru

**S.A. KHAYMIN**

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

**A.Yu. ERASTOV**

Senior Research Associate  
JSC «NC VostNII», Kemerovo  
e-mail: erastov\_a\_y@mail.ru

**E.A. SHLAPAKOV**

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

**EXPLOSION OF DETONATION PRODUCTS From SLANTING SURFACE of the CHARGE**

*In modern industries, such as mining, oil refining and chemical technologies, a particularly pressing problem is caused by so-called fast-flowing processes. The cause of these processes is uncontrolled exothermic chemical reactions, which can occur in various forms, but mainly in the form of deflagration or detonation. Theoretical and experimental researches of deflagration and detonation processes are necessary to create methods for controlling these processes in homogeneous, heterogeneous, gaseous, liquid and solid environments. The article discusses in detail the issue of the outflow of detonation products from an arbitrary surface of a solid explosive charge, to which the detonation wave approaches at some angle. In the process of solving the problem, formulas are obtained, which allow detecting dependence of speeds and densities of flying detonation products on angles of span and impact.*

Keywords: MINE OPENINGS, EXPLOSIVES, EULER EQUATIONS, EQUATION OF CONTINUITY, POISSON ADIABAT, DETONATION, METHOD OF CHARACTERISTICS.

**REFERENCES**

1. Cherdantsev S.V., Shlapakov P.A., Shlapakov E.A., Lebedev K.S., Erastov A.Y. Thermophysical and gas-dynamic conditions of deflagration and detonation processes in dust and gas-air flows of mine workings near the centers of self-heating // Chemoscopic physics and mesoscopic physics [Khimicheskaya fizika i mezoskopiya]. 2019. Vol. 21. No. 2. P. 179–189. (In Russ.).
2. Vasilyev A.A., Vasilyev V.A. Design and experimental parameters of combustion and detonation of mixtures based on methane and coal dust // Bulletin of the Scientific Center for Coal Safety [Vestnik Nauchnogo tsentra po bezopasnosti rabot v ugolnoy promyshlennosti]. 2016. № 2. P. 8–39. (In Russ.).

3. Cherdantsev S.V., Schlapakov P.A., Lebedev K.S., Kolychalov V.V. Formation of detonation process at sudden release of gas into mining at supersonic speed // Mining Information Analytical Bulletin (Scientific and Technical Journal) [Gornyy informatsionno analiticheskiy byulleten (nauchno-tekhnicheskii zhurnal)]. 2019. № 7. P. 62–73. (In Russ.).

4. Cherdantsev S.V., Filatov Yu.M., Schlapakov P.A. Structure and parameters of the impact front in the viscous heat-conducting gas-air flow of mining // Mining information analytical bulletin (scientific and technical journal) [Gornyy informatsionno-analiticheskiy byulleten (nauchno-tekhnicheskii zhurnal)]. 2019. № 10. P. 183–194. (In Russ.).

5. Kiselev S.P., Ruev G.A., Trutnev A.P., Fomin V.M., Shavaliyev M.S. Shock-wave processes in two-component and two-phase environments. Novosibirsk: VO Science, 1992. 261 p.

6. Levin V.A., Manuilovich I.S., Markov V.V. Excitation and breakdown of detonation in gases // Engineering and physical journal [Inzhenerno-fizicheskiy zhurnal]. 2010. № 6. P. 1174–1201. (In Russ.).

7. Fedorov A.V. Structure of shock waves in heterogeneous medium with two pressures // Physics of combustion and explosion [Fizika goreniya i vzryva]. 2015. № 6. P. 62–71. (In Russ.).

8. Serrin J. Mathematical foundations of classical fluid mechanics. Izhevsk: NIC «Regular and chaotic dynamics», 2001. 256 p. (In Russ.).

9. Stanukovich K.P. Unidentified movements of a solid environment. M.: Science, 1971. 856 p. (In Russ.).

10. Rakhmatullin H.A., Sagomonyan A.Ya., Bunimovich A.I., Zverev N.N. Fluid dynamics. M.: The higher school, 1965. 723 p. (In Russ.).

11. Hovsyannikov L.V. Lectures on the basics of gas dynamics. Moscow-Izhevsk: Institute of Computer Research, 2003. 336 p. (In Russ.).

12. Pontryagin L.S. Ordinary differential equations. M.: Science, 1974. 331 p. (In Russ.).

13. Dwight G.B. Tables of integrals and other mathematical formulas. M.: Science, 1973. 228 p. (In Russ.).

14. Koslyakov N.S., Gliner E.B., Smirnov M.M. Equations in private derivatives of mathematical physics. M.: Higher School, 1970. 712 p. (In Russ.).