© А.В. Дугарцыренов, В.Н. Анисимов, В.В. Семенов, 2007

УДК 622.233:622

А.В. Дугарцыренов, В.Н. Анисимов, В.В. Семенов

ОБ ОПРЕДЕЛЯЮЩИХ ФАКТОРАХ ФОРМИРОВАНИЯ ПЫЛЕГАЗОВОГО ОБЛАКА ПРИ МАССОВЫХ ВЗРЫВАХ НА КАРЬЕРАХ

Семинар № 10

Основным методом отбойки горной массы на карьерах и в особенности крепких горных пород является взрывной способ, являющийся объемным источником пыли и газа. Интенсификация добычи полезных ископаемых вызывает увеличение массы одновременно взрываемых взрывчатых веществ (ВВ), которая в отдельных случаях достигает 1000 т и выше. Большинство крупных массовых взрывов с массой разового использования ВВ более 500 т, проводится на карьерах Курско-Белгород-ского округа. Например, средняя масса ВВ, приходящаяся на один взрыв на Лебединском ГОКе в 1999 г., составляет 863 т [1]. Производство массовых взрывов сопровождается образованием мощных пылегазовых облаков (ПГО), достигающих высоты до 2 км и распространяющихся на расстояние 10-12 км (при взрыве зарядов ВВ массой 200-800 т) [2]. Промышленные исследования дальности распространения пылегазового облака показывают, что на расстояниях, значительно превышающих санитарно-защитные зоны, концентрация пыли в несколько раз превышает предельно допустимую норму.

Условно размеры пылевых частиц можно разделить на две группы: частицы, оседающие в поле тяжести в течение ограниченного времени и такие, которые в результате турбулентной диффузии практически не оседают и способны перемещаться в атмосфере на большие расстояния. Частицы, с размерами, меньшими 10-20 мкм относят к **глобальному** уровню, учитывая их способность переноситься на значительные расстояния, а частицы, имеющие размеры больше 10-20 мкм – к **региональному**, поскольку они оседают в пределах карьера [3]. Так как региональный уровень предполагает сосредоточение пыли и газов в пределах карьера, т.е. вблизи источников загрязнения, то на наш взгляд целесообразнее этот уровень характеризовать как **локальный**.

Таким образом, размер пылевых частиц определяет пределы распространения ПГО (рис. 1).

Если средствами пылегазоподавления можно локализовать вредные вещества в пределах карьера, то пыль и ядовитые газы, вынесенные из него, т.е. пыль и газы, отнесенные к глобальному уровню, в настоящее время не улавливаются и не нейтрализуются, поскольку их подавление в глобальных масштабах практически невозможно. В связи с этим, единственной возможностью в борьбе с глобальным загрязнением атмосферы является предотвращение попадания вредных примесей в атмосферу непосредственно вблизи от источников.

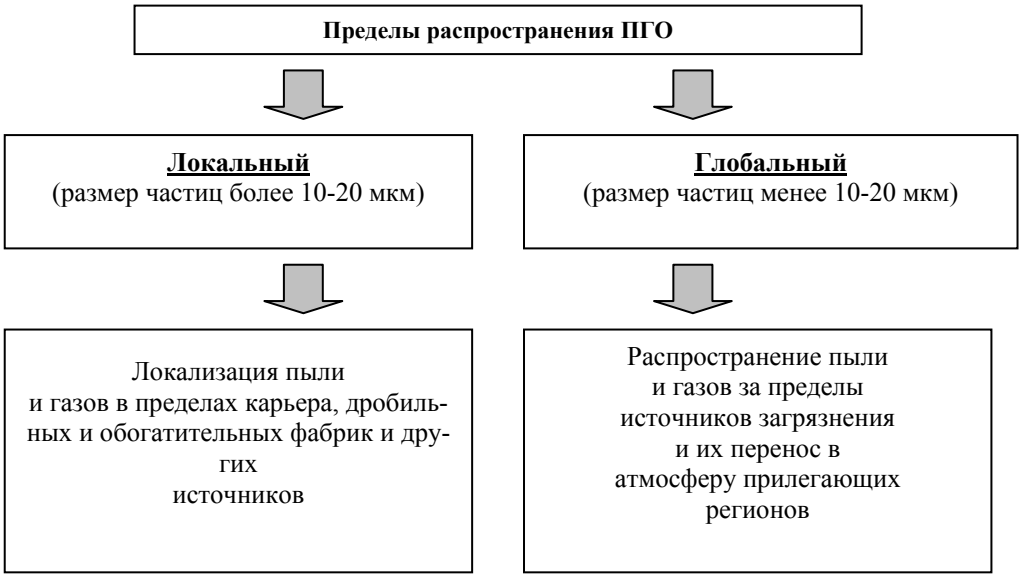


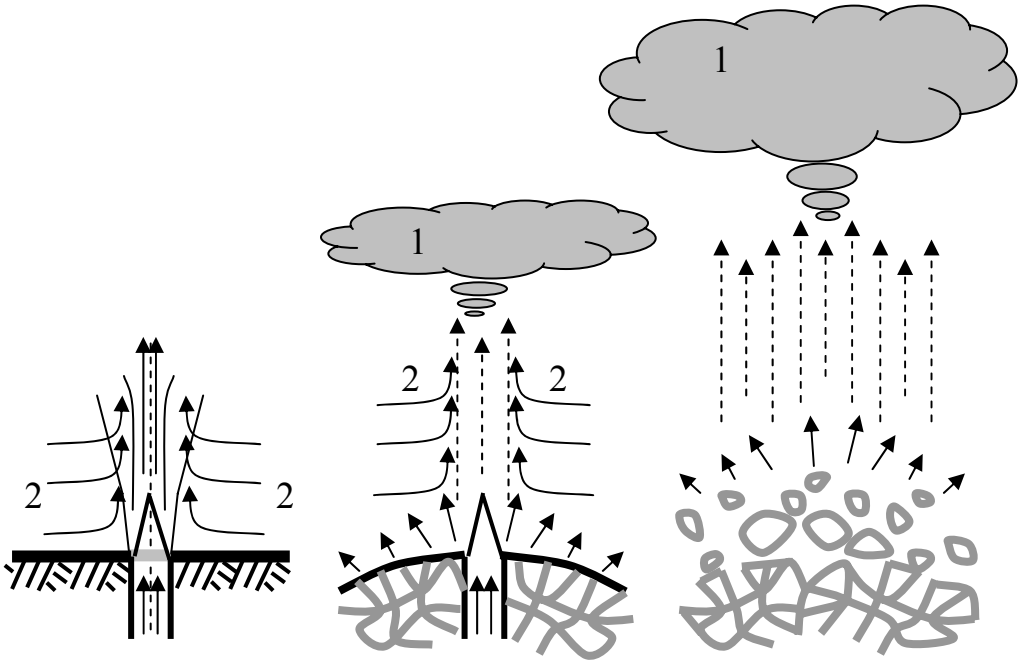
Рис. 1

Процесс образования ПГО состоит из трех основных этапов: **первый** – вынос взрывных газов и пылевых частиц из скважины, смешивание с окружающим воздухом и образование так называемого изолированного термика (отдельного объема взрывных газов с пылью) над каждой скважиной (рис. 2, *а*); **второй** – объединение отдельных термиков и образование ПГО над всем блоком, восходящее движение образованного ПГО, обусловленное разностью плотностей газов в термике и окружающей среде, т.е. за счет действия архимедовой силы (рис. 2, *б*) и **третий** – перенос ПГО ветром и осаждение пылевых частиц по траектории горизонтального перемещения облака (рис. 2, *в*). Исходя из этого, к наиболее эффективным следует отнести способы пылеподавления, предотвращающие образование конвективных термиков или заметно снижающие их объем и температуру.

В связи со сказанным, рассмотрим механизм формирования изолированного газового объема (термика) над скважиной в результате выброса продуктов детонации ВВ через ее устье (на первой стадии) и в последующем через магистральные трещины в массиве (на второй стадии). Взрывные газы содержат продукты разрушения породы в ближней зоне скважинного заряда, а также токсичные вещества.

Двухфазный поток при истечении из скважины в неподвижную среду (затопленная струя) и смешиваясь с последней (вовлечение воздуха 2), образует над ней высокотемпературный объем газов 1 (рис. 2), содержащий твердые частицы различной крупности. В термодинамике атмосферы такие объемы называют изолированным термиком или конвективным элементом с вовлечением [4]. Следовательно, само пылегазовое облако от массового взрыва может рассматриваться как изолированный термик.

На втором этапе термик под действием архимедовой силы перемеща-



а) б) в)

Рис. 2

ется вверх, одновременно вовлекая внутрь себя массу окружающего воздуха из пограничного слоя 2 (рис. 2, *б*). При этом имеет место интенсивное перемешивание взрывных газов с поступающим в термик воздухом. В результате вовлечения окружающего воздуха и адиабатического расширения радиус термика растет с высотой. Точные решения задачи восходящего движения термика с вовлечением до сих пор не получены.

Рассмотрим процесс свободного истечения продуктов взрыва в атмосферу через устье скважины. Учитывая сверхвысокие давления газов (порядка 10^9 Па) в скважине по сравнению с атмосферным, можно считать, что истечение продуктов взрыва происходит в критическом режиме. При теоретическом анализе этого процесса следует учесть, что истечение газов происходит в переменном режиме, когда имеет место изменение давления на входе в сопловое отверстие (устье скважины), связанное с ограниченной массой газов в взрывной полости. Обсуждение будем вести как для скважин колонкового типа с одинаковым диаметром по всей ее высоте, так и для скважин с котловыми расширениями в ее нижней части. Последние обычно образуют комби-нированным способом, включающим механическое бурение так называемой пионерной скважины и последующее ее термическое расширение. Независимо от конфигурации скважины ее верхняя часть имеет цилиндрическую форму, т.е. представляет собой часть пионерной скважины. Используем закономерности истечения газового потока через цилиндрическое сопло. Как известно [5], критическая скорость газового потока в таком сопле достигается в его выходном сечении. Так как давление продуктов детонации достигает значительных ве-

личин, то можно считать, что в течение всего процесса истечения имеет место критический режим. Также считаем, в момент достижения максимального давления по окончании детонации и в течение всего процесса истечения газа, продукты детонации занимают весь объем скважины и их давление в этом объеме равномерно и одинаково. В критическом режиме массовый расход газа G в цилиндрическом сопле зависит от давления P в скважине и определяется выражением [5]:

$$G = \frac{dm}{d\tau} = \eta \cdot \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \times \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma+1} \cdot \frac{\mu}{R\ T}} \cdot S_{вых} \cdot P \qquad (1)$$

где η - коэффициент расхода; μ - молекулярная масса продуктов детонации; γ – показатель изоэнтропы продуктов детонации ВВ; R - газовая постоянная, R = 8,314 Дж / (моль·К); T - температура продуктов детонации, К; $S_{вых}$ - площадь сечения выходной части (устья) скважины, м^2.

Коэффициент расхода учитывает отклонение профиля сопла от идеального, его шероховатость и т. д. и для оценочных расчетов может быть принят в пределах от 0,7–0,8. В силу незначительной продолжительности истечения считаем процесс адиабатическим. Для оценки изменения давления $P(\tau) = P$ в скважине во времени примем, что в момент завершения детонации достигается максимальное давление $P_{\max}$, причем оно равномерно и одинаково во всей скважине (критическая скорость истечения имеет место только на выходе из скважины). При таком допущении максимальное давление $P_{\max}$, соответствующее точке Чепмена-Жуге определяется выражением [6]:

$$P_{\max} = \frac{\rho_{вв} D^2}{\gamma+1} = \frac{m_{вв} D^2}{V_{вв}\ (\gamma+1)}\ , \qquad (2)$$

где $\rho_{вв}$ и $m_{вв}$ - соответственно плотность и масса ВВ; D - скорость детонации ВВ; $V_{вв}$ - объем заряда ВВ.

Критический режим истечения, для которого справедлива формула (1), выполняется при $P > 2P_{атм}$, где $P_{атм}$ - атмосферное давление.

Уравнение адиабаты для продуктов взрыва в скважине имеет вид:

$$P \cdot \upsilon^{\gamma} = P_{\max} \cdot \upsilon_d^{\ \gamma} \Leftrightarrow P \cdot m_{вв}^{\gamma} = P_{\max} \cdot m^{\gamma}, \qquad (3)$$

где P и $\upsilon(m)$ - переменные (текущие) давление и удельный объем (масса) газов, Па и м^3/кг (кг); $P_{\max}$ и $\upsilon_д(m_{вв})$ - давление и удельный объем (масса) в момент окончания детонации, Па и м^3/кг (кг).

Дифференцируя (3) и учитывая, что $\upsilon(\tau) = V_c / m(\tau)$ и $\upsilon_д = V_c / m_{вв}$, где V_c - объем скважины, получим

$$\frac{dm}{d\tau} = \frac{m_{вв}}{\gamma \cdot P_{\max}^{1/\gamma}} \cdot P^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} \cdot \frac{dP}{d\tau}\ . \qquad (4)$$

В силу закона сохранения массы из (1) и (4) находим

$$\frac{m_{вв}}{\gamma \cdot P_{\max}^{1/\gamma}} \cdot P^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} \cdot \frac{dP}{d\tau} = -\eta \cdot Q \cdot S_{вых} \cdot P\ , \qquad (5)$$

где $Q = \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \cdot \sqrt{\frac{2\gamma\mu}{(\gamma+1)RT}}$.

Представим уравнение (5) в виде

$$\frac{dP}{d\tau} = -Q_1 \cdot P^{\frac{2\gamma-1}{\gamma}}\ , \qquad (6)$$

где $Q_1 = \frac{\eta \cdot \gamma \cdot Q}{l_{вв} \cdot \rho_{вв}} \cdot \left(\frac{d_{вых}}{d_к}\right)^2 \cdot P_{\max}^{\frac{1}{\gamma}}$; $d_{вых}$ - диаметр устья скважины, м; $l_{вв}$ - высота заряжаемой части скважины, м; $d_к$ -

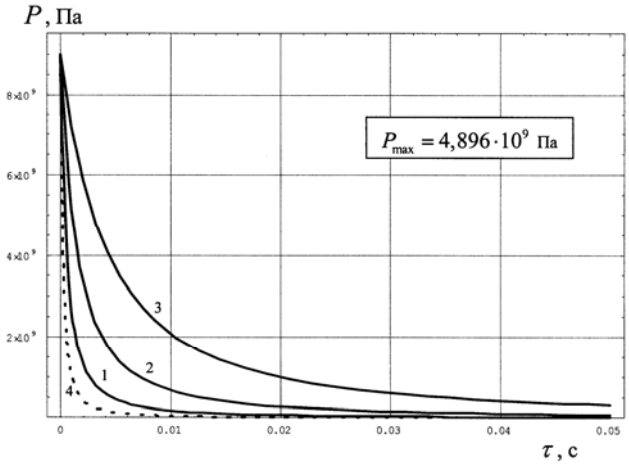


Рис. 3

диаметр котловой полости (при термическом расширении пионерных скважин), м.

Коэффициент Q_1 в формуле (6) получен для котловой полости цилиндрической формы высотой $l_{вв}$ и диаметром $d_к$. Для оценки характера зависимости $P(\tau)$ такое приближение приемлемо.

Интегрируя дифференциальное уравнение (6) с разделяющимися переменными, получим

$$\frac{\gamma}{1-\gamma} \cdot P^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} + C = -Q_1 \cdot \tau . \qquad (7)$$

Постоянную интегрирования C находим из начального условия:

$$\tau = 0 \Rightarrow P = P_{max} \Rightarrow C = -\frac{\gamma}{1-\gamma} \cdot P_{max}^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} . \qquad (8)$$

С учетом (8) окончательно имеем

$$P(\tau) = \left(P_{max}^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} - \frac{1-\gamma}{\gamma} \cdot Q_1 \cdot \tau \right)^{\frac{\gamma}{1-\gamma}} . \qquad (9)$$

Расчетная зависимость $P(\tau)$ по формуле (9) при взрыве заряда граммонита 79/21 с плотностью $\rho_{вв}$ = 850 кг/м^3 и скоростью детонации $D_{вв}$ = 3600 м/с в графическом виде представлена на рис. 3. Остальные величины имеют следующие значения: глубина скважины l_c = 17 м, высота и диаметр заряжаемой части - $l_{вв} = 2/3 \cdot l_c$ = 11,333 м и $d_к = 0{,}4$ м, η = 0,8, γ = 2,8, T = 4000 К. Кривые 1,2 и 3 получены при $d_{вых}$, равных соответственно 0,09 м; 0,15 м и 0,25 м. Для скважин колонкового типа (без котловых расширений) имеем $d_{вых} = d_к = d_c$ и характер изменения давление $P(\tau)$ не зависит от диаметра скважины (пунктирная кривая 4). Это вполне естественно, поскольку масса ВВ в скважине пропорциональна квадрату $d_{вых}$, т.е. площади сечения скважины, так же, как и расход газа через ее устье. При более сложной конфигурации котловой полости, когда $d_к$ изменяется по высоте скважины, коэффициент Q_1 включает величину $d_{вых}$.

Подставляя в (9) $P(\tau) = 2P_{атм}$ найдем продолжительность $\tau_{ист}$ процесса истечения газов из скважины:

$$\tau_{ист} = \frac{\gamma}{Q_1(1-\gamma)} \cdot \left[P_{max}^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} - (2P_{атм})^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} \right] . \qquad (10)$$

Раскрывая коэффициент Q_1, получим зависимость $\tau_{ист}$ от диаметра пионерной скважины или иначе диаметра устья скважины, которая представлена на рис. 4. Как это видно из рис. 4, продолжительность истечения сущест-

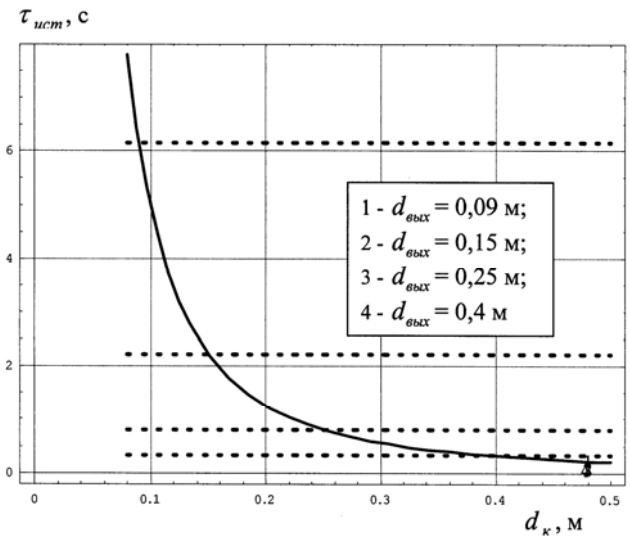


Рис. 4

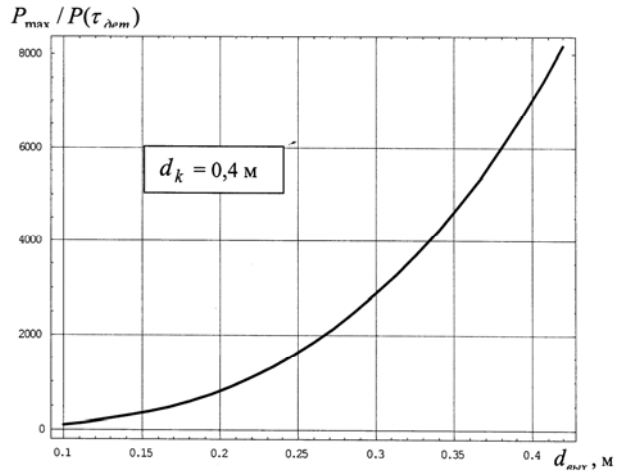


Рис. 5

венно зависит от диаметра $d_{вых}$ выходной части скважины (диаметра пионерной скважины).

Расчеты показывают, что давление в скважине практически снижается до двух атмосфер в течение 20-60 мс. Причем за время, сравнимое с продолжительностью $\tau_{дет}$ детонации (≈ 3 мс), давление $P(\tau_{дет})$ уменьшается по сравнению с $P_{\max}$ примерно в 280 раз в случае скважины с котловым расширением (рис. 4 и 5) и в 1360 в случае цилиндрической скважины. Это говорит о том, что в крепких породах, когда для их разрушения требуется воздействие импульса давления не только значительной величины, но и достаточной продолжительности, энергия взрыва используется не более чем на 5-10 % уже на начальной стадии – в период формирования ударной волны в массиве горных пород.

Продолжительность истечения продуктов взрыва из скважины колонкового типа, полученная по формуле (10) составляет 0,311 с. Действительное значение времени истечения будет меньше, поскольку в результате разрушения стенок скважины и в целом всего блока продукты взрыва истекают не только через устье скважины, но и через образованные трещины в массиве.

Объединяя (1) и (9), получим зависимость расхода продуктов взрыва при их истечении из устья скважины от характеристик ВВ и геометрических параметров скважины:

$$G = \frac{dm}{d\tau} = \frac{\pi}{4}\eta Q d_{вых}^2 \times \left(P_{\max}^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} - \frac{1-\gamma}{\gamma} \cdot Q_1 \cdot \tau \right)^{\frac{\gamma}{1-\gamma}} . \quad (11)$$

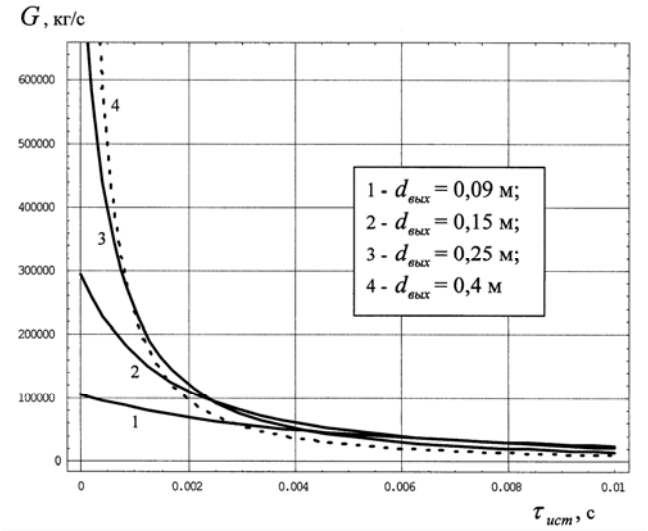


Рис. 6

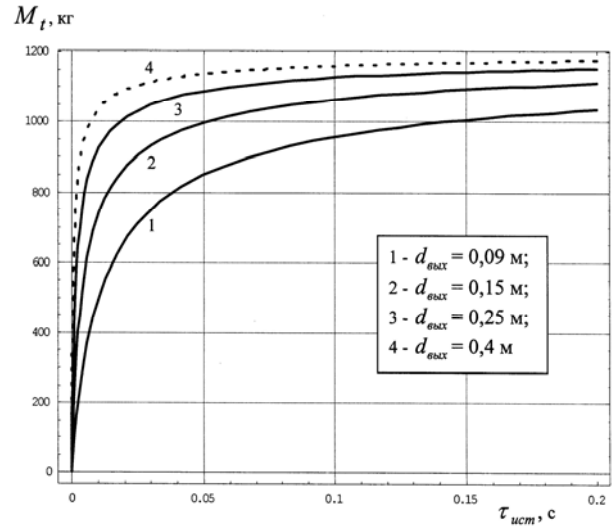


Рис. 7

На рис. 6 представлен графики зависимости (11) от времени истечения при постоянных диаметрах выходной части скважины. Кривые 1,2 и 3 получены при $d_{вых}$, равных соответственно 0,09 м; 0,15 м и 0,25 м. Во всех случаях расход (вынос) продуктов взрыва из скважины снижается при увеличении времени истечения. В частности, резкое падение расхода имеет место при увеличении $\tau_{ист}$ от 0,0001 до 0,002, далее темп убывания расхода уменьшается.

Количество вынесенного из скважины вещества M_t (продуктов разрушения породы и газов) за время t можно найти интегрированием зависимости (11):

$$M_t = \int_0^t \frac{\pi}{4}\eta\left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \times \sqrt{\frac{2\gamma\mu}{(\gamma+1)RT}} d_{вых}^2 \times \left(P_{\max}^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} - \frac{1-\gamma}{\gamma}Q_1\tau\right)^{\frac{\gamma}{1-\gamma}} d\tau \qquad (12)$$

Интеграл (12) не выражается в квадратурах, поэтому расчеты проводились численными методами. Результаты расчета по соотношению (12) при разных выходных сечениях скважины представлены на рис. 7. Как видно из представленных графиков, чем меньше выходное сечение, тем меньшее количество продуктов взрыва выносится из скважины за одно и то же время. Пунктирная кривая 4 соответствует скважине колонкового типа.

Количество выносимых из скважины веществ зависит от выходного сечения последней. Расчетная продолжительность истечения продуктов взрыва из скважины колонкового типа диаметром

$d = 0,25$ м, полученная по формуле (10) составляет 0,025221 с, т.е. величина $\tau_{ист}$ здесь существенно больше, чем при $d = 0,4$ м (см. выше).

Зависимость количества (массы) продуктов взрыва, истекающих из скважины, от времени дана в графическом виде на рис. 7.

Результаты расчета, представленные на рис. 7, показывают, что основная масса продуктов выносится в начальный момент после взрыва. Так при колонковом заряде диаметром $d = 0,25$ м в течение 50 мс, т.е. одной шестой части продолжительности истечения, из скважины выносится 99 % всей массы вещества (рис. 6), а в течение 30 мс – 92 %. При колонковом заряде диаметром $d = 0,4$ м в течение 2 мс (также одной шестой продолжительности истечения) имеет место выброс порядка 95 % вещества.

Приведенные графики справедливы при условии разрушения породы в ближней зоне, т.е. до разрушения массива горных пород (блока) в целом. Они достаточно достоверно описывают выброс массы продуктов взрыва в атмосферу.

Проведем оценку количества мелкодисперсной породы, образуемой в результате разрушения в ближней зоне взрыва. По современным представлениям радиус $r_{мд}$ зоны интенсивного мелкодисперсного дробления породы определяется выражением [7]:

$$r_{мд} = 0,5\, d_{зар} \sqrt{\frac{P_{max}}{\sigma_{мд}}}, \qquad (13)$$

где $d_{зар}$ - диаметр заряда ВВ; $\sigma_{мд}$ - предел прочности породы, соответствующий ее мелкодисперсному дроблению.

Зависимость $\sigma_{мд}$ от f (крепости пород по М.М. Протодьяконову) имеет вид

$$\sigma_{мд} = 13\left[1 + 0,079(f-15) + 0,0019(f-15)^2\right] \times 10^8 \ Па \qquad (14)$$

Расчет по формулам (14) и (13) при $d_{зар} = 0,25$ м и для весьма крепких пород ($f = 20$) приводит к следующим величинам: $\sigma_{мд} = 1,875 \cdot 10^9$ Па, $r_{мд} = 0,238$ м. Таким образом, радиус мелкодисперсной зоны примерно в 2 раза превышает радиус заряда. Объем и массу мелкодисперсных частиц разрушения находим соответственно из соотношений:

$$V = \pi(r_{мд}^2 - r_{зар}^2) l_{зар} = 1,4606 \ м^3;$$

$$m = \rho V,$$

где $r_{зар}$ и $l_{зар}$ - соответственно радиус и высота заряда; ρ - плотность горной породы.

При $\rho = 2,7 \cdot 10^3$ кг/м^3 имеем $m = 3943,56$ кг. Большая часть разрушенной массы не захватывается потоком взрывных газов и остается в скважине вплоть до разрушения всего массива.

Выводы

1. Процесс образования ПГО происходит в 3 стадии: образование отдельного изолированного термика над каждой скважиной, слияние термиков и образование ПГО над всем взорванным блоком и перенос ПГО.

2. В начальной стадии изолированный термик имеет достаточно высокую температуру, что обеспечивает его восходящее движение.

3. Способы предотвращения образования ПГО должны быть направле-

ны на резкое снижение температуры взрывных газов на выходе из скважины.

4. Основная масса продуктов взрыва выносится из скважины со сверхзвуковой скоростью в начальный момент после взрыва в течение 30–50 мс. Это приводит к тому, что изолированный термик насыщается мелкодисперсными частицами породы до момента развала массива.

5. Суммарная масса мелкодисперсных частиц, выносимых из каждой скважины до развала массива, достигает значительных величин.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Адушкин В.В., Спивак А.А., Соловьев С.П. и др.* Геоэкологические последствия массовых химических взрывов на карьерах. \\ Геоэкология. 2000. № 6. С. 554-563.
2. *Михайлов В.А. и др.* Борьба с пылью в рудных карьерах. – М.: Недра, 1981.
3. *Адушкин В.В., Соловьев С.П., Будников В.А.* Литосферные источники аэро-зольного загрязнения атмосферы. \\ Геология и геофизика, 1995, т. 36, № 8, с. 103-110.
4. *Андреев В., Панчев С.* Динамика атмосферных термиков. – Л.: Гидрометеоиздат, 1975. – 152 с.
5. *Дейч М.Е.* Техническая газодинамика. М.-Л., Госэнергоиздат, 1961. 671 с.
6. *Чедвик П., Кокс А., Гопкинсон Г.* Механика глубинных подземных взрывов. – М.: Мир, 1966.
7. *Крюков Г.М., Глазков Ю.В.* Теоретическая оценка степени дробления горных пород на карьерах при разных способах инициирования зарядов: Отдельные статьи Горного информационно-аналитического бюллетеня. – 2003. - №8. – 26 с. – М.: Издательство Московского государственного университета, 2003.

Коротко об авторах

Дугарцыренов Аркадий Владимирович – докторант кафедры «Физика горных пород и процессов»,

Анисимов Виктор Николаевич – докторант кафедры «Разрушение горных пород взрывом»,

Московский государственный горный университет,

Семенов Василий Васильевич – горный инженер, Стойленский ГОК.