

ГОРНАЯ ТЕПЛОФИЗИКА

УДК 629.039.58

ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ ПОЖАРА В ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ГОРНОЙ ВЫРАБОТКЕ НА ОСНОВЕ АНАЛИТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРОЦЕССА АДВЕКЦИИ ТЕПЛА

Б. П. Казаков, А. В. Шалимов, Е. Л. Гришин, Д. С. Кормщиков

*Горный институт УрО РАН,
E-mail: shalimovav@mail.ru, ул. Сибирская, 78а, 614007, г. Пермь, Россия*

Представлены результаты аналитических исследований динамики конвективного движения и изменений температуры воздуха в горизонтальной горной выработке после отключения источника тяги во время пожара. Показано, что однозначный прогноз в данном случае возможен только на основе теории устойчивости конвективных течений. Проведено математическое моделирование адвективного движения встречных потоков воздуха в горизонтальной выработке с продольным градиентом температуры. Получены аналитические формулы для расчета размера адвективного вихря и скорости движения воздуха в нем как функции времени и температуры горения в очаге пожара. Установлено, что дальность продвижения горячей струи воздуха слабо зависит от температуры горения, увеличивается незначительно в течение суток и составляет около 850 м при температуре 1000 °С. Разработана методика, позволяющая давать количественную оценку размеров и продолжительности пожара, скорости движения воздуха в горизонтальной горной выработке после отключения источника тяги.

Адвекция, температурный градиент, стратификация, потеря устойчивости, депрессия, тепловая мощность, нестационарный теплообмен, число Грасгофа

DOI: 10.15372/FTPRPI20200616

Возгорания в условиях подземных рудников представляют огромную опасность для шахтеров. Рудничная атмосфера насыщается ядовитыми газами, горячий воздух и продукты горения быстро распространяются вентиляционной струей по сети горных выработок, создавая новые очаги пожара при контакте с легко воспламеняющимися материалами. При обнаружении пожара важнейшей мерой по минимизации опасности и локализации участка возгорания является немедленное изменение режима вентиляции [1]. В случае возникновения пожара в горизонтальной выработке очевидный способ недопущения распространения огня и скорейшего прекращения горения — отключение вентилятора, в результате чего в выработку перестает поступать свежий воздух и поддерживаться горение [2, 3]. Несмотря на отсутствие общешахтной депрессии, а также тепловой тяги ввиду горизонтального расположения выработки, есть еще один механизм

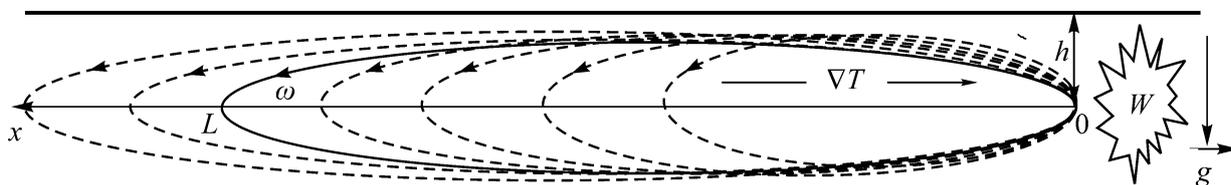
Работа выполнена при поддержке гранта по конкурсу фундаментальных исследований УРО РАН (проект № 18-5-5-5), а также в рамках Программы ФНИ (проект № 0422-2019-0145-С-01).

движения воздуха — адвекция, избавиться от которой невозможно. Причиной адвективного движения воздуха является особый вид перехода тепловой энергии в механическую, приводящий к появлению под кровлей и над почвой выработки замкнутого движения воздушных потоков навстречу друг другу с суммарным нулевым расходом по сечению. Таким образом, даже после отключения вентилятора горение может продолжаться некоторое время за счет воздуха, содержащегося во всем объеме адвективного вихря. Продукты горения также будут переноситься на соответствующее расстояние от очага. Если это расстояние окажется больше, чем до места сопряжения с наклонной или вертикальной выработкой, то возникают риски появления “пожарной” тяги и проникновения огня в другие выработки, что значительно осложняет и ухудшает аварийную ситуацию [4].

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Аналитическое моделирование процессов переноса тепла по горным выработкам основано, как правило, на одномерных моделях, в которых воздух по выработкам движется как единое целое [5,6]. Двумерная аналитическая модель конвективного расслоения потоков воздуха по сечению позволяет определить стратификацию скорости по высоте выработки [7]. Однако размер конвективного вихря в модели — неизвестный параметр, что делает невозможным использование его для оценки зоны распространения пожара и времени его продолжительности после отключения вентилятора.

Проблема определения размера зоны распространения пожара в горизонтальной выработке при нулевой общешахтной депрессии за счет адвекции заключается в неоднозначности выбора возможных стационарных решений. Исходя из энергетического баланса тепловыделения от горения, поглощения тепла массивом и аэродинамических потерь при движении воздуха, очевидно, что решений будет множество. Чем длиннее адвективный вихрь, тем медленнее движется воздух. Какое из множества возможных замкнутых движений воздуха реализуется на практике (рисунок), зависит от устойчивости вихря к малым возмущениям потока [8–12].



Возможные варианты адвективного движения воздуха в горизонтальной (ось x) горной выработке высотой $2h$ с локализованным источником тепловыделения W : g — ускорение свободного падения; $\Delta T = h\nabla T$ — характерный продольный перепад температуры воздуха на расстоянии h . Сплошная линия — устойчивый конвективный вихрь размером L и скоростью движения воздуха ω , штриховые линии — неустойчивые решения

Безразмерным критерием подобия при моделировании тепловой конвекции является число Грасгофа [13]:

$$\text{Gr} = \frac{g\beta|\Delta T|h^3}{\nu^2} = \frac{g\beta|\nabla T|h^4}{\nu^2} = \xi|\nabla T|, \quad (1)$$

где h — характерный размер задачи, полувысота выработки (квадратного сечения) м; ν — коэффициент турбулентной вязкости, $\text{м}^2/\text{с}$; g — ускорение свободного падения, $\text{м}/\text{с}^2$; β — коэффициент объемного расширения воздуха, $1/^\circ\text{C}$; $\Delta T = h\nabla T$ — характерный продольный перепад температуры воздуха (на расстоянии h), $^\circ\text{C}$, ∇T — продольный градиент температуры воздуха, $^\circ\text{C}/\text{м}$; $\xi = g\beta h^4 / \nu^2$, $\text{м}/^\circ\text{C}$.

Предполагается, что градиент температур ∇T не постоянен, а уменьшается линейно от максимального начального значения $x = 0$ (x, m — горизонтальная координата) в очаге пожара до минимального значения на расстоянии $x = L$, где происходит потеря устойчивости движения встречных потоков воздуха и образование замкнутого конвективного вихря размером L .

В рамках модели турбулентности нулевого порядка и в линейном приближении зависимости плотности воздуха от температуры скорость его движения прямо пропорциональна среднему по длине вихря градиенту температуры $\nabla \bar{T}$. Согласно моделям ламинарной адвекции [14], можно принять, что средний объемный расход \bar{Q} (удвоенный по половине сечения) пропорционален среднему на участке $[0; L]$ числу Грасгофа:

$$\bar{Q} \sim \overline{\text{Gr}} \quad (2)$$

с коэффициентом пропорциональности $\nu h/6$ (по аналогии с плоским бесконечным слоем). Учитывая также, что адвективное движение воздуха вызывается тепловой мощностью пожара W , за вычетом скорости прямого оттока тепла в породный массив W' , и скорости увеличения общего теплосодержания воздуха, которое при достижении стационарного режима обращается в ноль, можно заключить, что

$$rL\bar{Q}^3 = W - W', \quad (3)$$

где r — аэродинамическое сопротивление выработки на единицу длины, $\text{кг}/\text{м}^8$. Предполагается, что $W' \sim W \gg W - W'$, т. е. основная часть энергии пожара идет на нагрев породного массива и лишь малая доля W тратится на движение воздуха. Поэтому в дальнейшем выделяющееся от вязкого трения тепло в тепловом балансе не учитывается.

Зависимость (2) с Q из (3) принимает вид:

$$\overline{\text{Gr}} = \frac{1}{L} \int_0^L \text{Gr}(L, x) dx = \eta L^{-1/3}, \quad (4)$$

здесь $\eta = 6 / \nu h \cdot ((W - W') / r)^{1/3}$.

Из нейтральной кривой устойчивости гидродинамической моды [15] следует, что потеря устойчивости наступает при уменьшении числа Грасгофа до величины

$$\text{Gr}(L, L) = \varepsilon \overline{\text{Gr}}, \quad \varepsilon \approx 0.4. \quad (5)$$

В предположении линейности по x профиля $\text{Gr}(L, x)$ получается, что

$$\text{Gr}(L, x) = \text{Gr}(L, 0) - \left[\text{Gr}(L, 0) - \varepsilon \frac{\text{Gr}(L, 0) + \text{Gr}(L, L)}{2} \right] \frac{x}{L}, \quad (6)$$

$$\text{Gr}(L, 0) = (2 - \varepsilon) \eta L^{-1/3}, \quad (7)$$

$$\text{Gr}(L, L) = \varepsilon \eta L^{-1/3}, \quad (8)$$

$$\overline{\text{Gr}}(L) = \eta L^{-1/3}. \quad (9)$$

Теперь, исходя из (1) и (6)–(9), можно перейти от чисел Грасгофа непосредственно к температуре воздуха, проведя интегрирование по x :

$$\xi T(L, x) = \xi T_0 - (2 - \varepsilon) \eta L^{-1/3} x + (1 - \varepsilon) \eta L^{-4/3} x^2, \quad (10)$$

T_0 — температура воздуха в очаге пожара, $^{\circ}\text{C}$.

На границе вихря $x = L$ и из (10) следует

$$L = \left(\frac{\xi}{\eta} \Delta T \right)^{3/2}, \quad (11)$$

где $\Delta T = T_0 - T(L, L)$ — перепад температур воздуха в начале и конце адвективного вихря и

$$\frac{\xi}{\eta} = \frac{1}{6} \frac{g\beta h^5}{\nu} \left(\frac{r}{W - W'} \right)^{1/3}. \quad (12)$$

Предполагается, что T_0 значительно превышает начальную температуру массива и температуру в конце вихря, поэтому можно принять $T_0 \approx \Delta T$.

При подстановке (3) в (12) и далее в (11) L выражается через ΔT и скорость движения воздуха $\omega = Q / (2h)^2$, следующим образом:

$$L = \frac{1}{24} \frac{g\beta h^3}{\nu \omega} \Delta T \quad (13)$$

либо через ΔT и $W - W'$:

$$L = \left(\frac{1}{6} \frac{g\beta h^5}{\nu} \Delta T \right)^{3/2} \sqrt{\frac{r}{W - W'}}. \quad (14)$$

Баланс теплосодержания позволяет связать параметры (L , ω , ΔT и $W - W'$) попарно.

Отток тепла W' в породный массив может быть вычислен как суммарная убыль теплосодержания в воздухе на всем пути движения воздуха:

$$W' = 4h \int_0^L k_t T(L, x) dx, \quad (15)$$

k_t — коэффициент нестационарного теплообмена, Вт/(м²·°С) [16]. Медленность процессов распространения тепла в породном массиве по сравнению с турбулентным конвективным теплопереносом в воздухе позволяет решать задачу в квазистационарной постановке. При подстановке (10) в (15) W' может быть выражена неявно через другую составляющую тепловой мощности пожара $W - W'$, идущую на поддержание адвективного движения воздуха:

$$W' = 4k_t h L \left[\Delta T - \frac{(4 - \varepsilon) \nu L^{2/3}}{g\beta h^5} \left(\frac{W - W'}{r} \right)^{1/3} \right]. \quad (16)$$

Скорость убыли теплосодержания единичного объема воздуха при прохождении им участка от $x = 0$ до L составит

$$W'' = \frac{\rho c_v \Delta T \omega}{L}, \quad (17)$$

ρ — средняя плотность воздуха, кг/м³; c_v — удельная теплоемкость воздуха, Дж/(кг·°С).

Из теплового баланса $(2h)^2 L W'' = W'$ и (16) с использованием (13) и (14) для исключения ω и $W - W'$ следует зависимость L от ΔT :

$$L = \frac{h^2}{2} \sqrt{\frac{g\beta \rho c_v}{(2 + \varepsilon) \nu k_t} \Delta T}. \quad (18)$$

Для определения величины k_t можно воспользоваться формулой Воропаева [17]:

$$k_t = \frac{\rho c_v \chi \left(1 + 0.27 \sqrt[4]{\frac{\chi t}{h^2}} \right)}{0.88 \sqrt{\chi t + \rho c_v \chi / \alpha}} F(\text{Fo}, \text{Bi}), \quad (19)$$

где $\text{Fo} \equiv \chi t / h^2$ и $\text{Bi} \equiv \alpha h / (\rho c_v \chi)$ — безразмерные критерии Фурье и Био, χ — коэффициент турбулентной теплопроводности, $\text{м}^2/\text{с}$, α — коэффициент теплоотдачи, $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{°C})$ (при $t=0$ — $k_t = \alpha$). Величина F , согласно утверждению [17], близка к единице в широком временном диапазоне t от 1 ч до 50 лет.

Экспериментальная зависимость для определения коэффициента теплоотдачи α [17, 18] имеет вид:

$$\alpha = 3.4 \frac{\omega^{0.8}}{(2h)^{0.2}} \quad (20)$$

или с учетом выражения ω из (13):

$$\alpha = \bar{\alpha} \left(\frac{\Delta T}{L} \right)^{0.8}, \quad (21)$$

где $\bar{\alpha} = 3.4(g\beta h^3 / (24\nu))^{0.8} / (2h)^{0.2}$ — множитель, не содержащий искомым параметров L и ΔT .

При характерных значениях параметров задачи: $g = 9.8 \text{ м}^2/\text{с}$; $\beta = 3.7 \cdot 10^{-3} \text{ °C}^{-1}$; $\rho = 1 \text{ кг}/\text{м}^3$; $c_v = 1000 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{°C})$; $h = 2 \text{ м}$; $\varepsilon = 0.4$; $\nu = 0.05 \text{ м}^2/\text{с}$; $\chi = 0.08 \text{ м}^2/\text{с}$ — $\bar{\alpha} = 1.44$. В начальный период пожара с температурой горения $\Delta T \approx 1000 \text{ °C}$ воздух совершает замкнутое адвективное движение протяженностью $L \approx 850 \text{ м}$ со скоростью $\omega \approx 0.3 \text{ м}/\text{с}$. Ввиду ограниченности ω , горизонтальный температурный градиент устанавливается не сразу, а спустя некоторый промежуток времени $t_0 \sim L / \omega \sim 1 \text{ ч}$, в течение которого происходит быстрое распространение тепла по выработке за счет резкого перепада температур. Этот промежуток следует принять за начало отсчета времени для последующего, предположительно медленного квазистационарного процесса, описываемого приведенными зависимостями. Анализ формулы (19) показывает, что за реальное время пожара (менее суток) значение коэффициента нестационарного теплообмена при заданных параметрах изменится незначительно и может считаться постоянным. Заметное изменение k_t проявляется на более длительных интервалах теплообмена (более недели).

При подстановке (19)–(21) в (18) с $F = 1$ при $t = 0$ получаем

$$L = \left(\frac{g\beta\rho c_v h^4}{4\nu(2 + \varepsilon)\alpha} \right)^{5/6} (\Delta T)^{1/6}. \quad (22)$$

Зависимость L от ΔT слабая, при изменении температуры от 500 до 1500 °C L увеличивается с 750 до 900 м.

Оценить тепловыделение W можно, используя формулы (3) и (16). Из (3) следует, что $W - W' \sim 10 \text{ кВт}$, а согласно (16) можно заключить, что первое слагаемое порядка 5 МВт, второе на 6 порядков меньше $\sim 5 \text{ Вт}$, что подтверждает сделанное в начале расчета предположение, что $W \gg W - W'$. Таким образом, при заданных параметрах мощности пожара W около 5 МВт применительно к горению древесины при постоянной мощности тепловыделения на расстоянии 850 м от очага пожара в обе стороны кислорода в воздухе хватит примерно на 4 ч, что соответствует сгоранию примерно 16 м³ древесины.

ВЫВОДЫ

На основе аналитической модели адвективного движения воздуха в горизонтальной горной выработке за счет энергии источника выделения тепла установлено, что:

— адвективный вихрь образуется в результате потери устойчивости движения встречных потоков воздуха;

— тепловая мощность локализованного источника горения не превышает 5 МВт, причем на поддержание замкнутого движения воздуха по выработке тратится пренебрежимо малая доля этой мощности ($\sim 10^{-4}\%$);

— дальность разворота воздушного потока увеличивается в течение часа с выходом на устойчивое расстояние ~ 850 м от очага пожара, величина которого слабо зависит от температуры горения, в пределах 20 % на 1000 °С;

— скорость движения воздуха по выработке после выхода на асимптотический режим адвекции составляет 0.3 м/с;

— применительно к горению деревянных конструкций оценочное время пожара по кислородному фактору — 4 ч с выгоранием 16 м³ древесины.

Изложенная методика позволяет сделать количественную оценку зоны влияния и продолжительности пожара, скорости движения воздуха в горизонтальной горной выработке после отключения источника тяги.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Осипов С. Н., Жадан В. М. Вентиляция шахт при подземных пожарах. — М.: Недра, 1973. — 152 с.
2. Шалимов А. В. Численное моделирование газоздушных потоков в экстремальных ситуациях и аварийных режимов проветривания рудников и шахт // ФТПРПИ. — 2011. — № 6. — С. 807–813.
3. Жуковец А. Н., Греков С. П., Чунту Г. Н. Расчет изменения теплового поля в горных выработках за очагом пожара при закорачивании вентиляционных струй // ФТПРПИ. — 1972. — № 5. — С. 125–128.
4. Красноштейн А. Е., Казаков Б. П., Шалимов А. В. К моделированию сложных аэрогазотермодинамических процессов в атмосфере рудников // ФТПРПИ. — 2008. — № 6. — С. 105–111.
5. Левин Л. Ю., Семин М. А., Клюкин Ю. А., Накаряков Е. В. Исследование аэро- и термодинамических процессов, протекающих на начальном этапе организации сквозного проветривания рудника // Вестн. ПНИПУ. Геология. Нефтегаз. и горн. дело. — 2016. — Т. 15. — № 21. — С. 367–377. DOI: 10.15593/2224-9923/2016.21.9.
6. Черданцев С. В., Ли Х. У., Филатов Ю. М., Ботвенко Д. В., Шлапаков П. А., Колыхалов В. В. Горение мелкодисперсных пылегазовоздушных смесей в атмосфере горных выработок // ФТПРПИ. — 2018. — № 2. — С. 172–180.
7. Казаков Б. П., Шалимов А. В., Семин М. А., Гришин Е. Л., Трушкова Н. А. Конвективная стратификация воздушных потоков по сечению горных выработок, ее роль в формировании пожарных тепловых депрессий и влияние на устойчивость проветривания // Горн. журн. — 2014. — № 12. — С. 105–109.
8. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М., Непомнящий А. А. Устойчивость конвективных течений. — М.: Наука, 1989. — 320 с.
9. Semin M. A. and Levin L. Y. Stability of air flows in mine ventilation networks, Process Safety and Environmental Protection: Transactions of the Institution of Chemical Engineers, Part B, 2019, Vol. 124. — P. 167–171.

- 10. Левин Л. Ю., Палеев Д. Ю., Семин М. А.** Расчет устойчивости воздушных потоков в выработках шахтных вентиляционных сетей по фактору тепловой депрессии // Вестн. науч. центра по безопасности работ в угольной пром-сти. — 2020. — № 1. — С. 81–85.
- 11. Smith M. K.** The nonlinear stability of dynamic thermocapillary liquid layers, J. Fluid. Mech., 1988, Vol. 194. — P. 391–415.
- 12. Куо Н. Р. and Корпела С. А.** Stability and finite amplitude natural convection in a shallow cavity with insulated top and bottom and heated from a side, Phys. Fluids, 1988, Vol. 31, No. 1. — P. 33–42.
- 13. Кафаров В. В.** Основы массопередачи. — М.: Высш. шк., 1972. — 496 с.
- 14. Бирих Р. В.** О термокапиллярной конвекции в горизонтальном слое жидкости // ПМТФ. — 1974. — № 5. — С. 145–147.
- 15. Hart J. E.** Stability of thin non-rotating Hadley circulation, J. of the Atmospheric Sci., 1972, Vol. 29, No. 5. — P. 687–697.
- 16. Медведев Б. И., Почтаренко Н. С.** Определение коэффициента нестационарного теплообмена для горных выработок при подземных пожарах // Разработка месторождений полезных ископаемых: Республ. межведом. науч.-техн. сб. — 1972. — Вып. 30. — С. 102–108.
- 17. Воропаев А. Ф.** Теория теплообмена рудничного воздуха и горных пород в глубоких шахтах. — М.: Недра, 1966. — 219 с.
- 18. Гендлер С. Г.** Способ определения коэффициента теплоотдачи в горных выработках // Промышл. теплотехника. — 1986. — Т. 8. — № 3. — С. 44–47.

Поступила в редакцию 03/VII 2020

После доработки 08/X 2020

Принята к публикации 03/XI 2020