2021

Nº 5

ГОРНАЯ ТЕПЛОФИЗИКА

УДК 622.4

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА МЕЖДУ КРЕПЬЮ ШАХТНОГО СТВОЛА И ПРОХОДЯЩИМ ПО СТВОЛУ ВОЗДУХОМ В УСЛОВИЯХ СМЕШАННОЙ КОНВЕКЦИИ

Е. В. Колесов, Б. П. Казаков, М. А. Семин

Горный институт УрО РАН, E-mail: kolesovev@gmail.com, ул. Сибирская, 78a, 614007, г. Пермь, Россия

Приведены результаты теоретического исследования динамики воздушных потоков в вертикальном шахтном стволе в условиях смешанной конвекции с применением трехмерного численного моделирования в программном комплексе Ansys. Получены средние коэффициенты теплоотдачи на границе "крепь – воздух" в зависимости от перепада температуры между воздухом и крепью ствола, а также от средней скорости воздушной струи. Определены пороговые скорости воздушного потока для различных перепадов температуры крепи и воздуха. Показано, что при скоростях выше пороговой в инженерных расчетах можно пренебречь влиянием термогравитационных сил и использовать формулу для теплоотдачи при вынужденной конвекции, а при скоростях ниже пороговой необходимо учитывать поправку на величину коэффициента теплоотдачи вследствие действия свободной конвекции. Предложена эмпирическая формула для вычисления среднего безразмерного коэффициента теплоотдачи при доминирующем влиянии свободной конвекции.

Рудничная вентиляция, шахтный ствол, смешанная конвекция, коэффициент теплоотдачи, CFD-моделирование, теплообмен

DOI: 10.15372/FTPRPI20210515

Процессы теплообмена между породным массивом и рудничной атмосферой детально изучены в [1-9]. Существует несколько подходов расчета конвективного теплообмена воздуха с породным массивом. Для корректного описания длительного процесса теплообмена между окружающим ствол породным массивом и проходящим по стволу воздухом требуется совместный учет сопряженности переменных во времени полей температуры массива и воздуха по всей глубине ствола. Однако разработанные в 30-70-е гг. ХХ в. в горной теплофизике пер-

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта (№ 19-35-90076) и поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (№ 0422-2019-0145-С-01).

вые модели этого не учитывали. Использовались эмпирические модели, полученные в ходе анализа статистических данных натурных измерений, и аналитические модели, базирующиеся на строгих решениях упрощенных одномерных задачи теплообмена между рудничным воздухом и породным массивом с помощью интегральных преобразований [10–12].

Наиболее распространенный подход к упрощенном расчету теплообмена рудничного воздуха с окружающим породным массивом основан на использовании коэффициента нестационарного теплообмена, введенного в горную теплофизику О. А. Кремневым [13]:

$$k_{\tau}(t) = \alpha \left(\frac{T_c(t) - T_a}{T_m - T_a} \right),$$

где T_m — температура нетронутого породного массива, °C; T_a — средняя по сечению выработки температура воздуха, °C; $T_c(t)$ — температура на стенке горной выработки, °C; α — коэффициент теплоотдачи между стенкой горной выработки и воздухом, Bt/(м².°C).

Коэффициент нестационарного теплообмена связывает изменяющийся со временем тепловой поток q(t) от породного массива к воздуху (или наоборот) с начальной разностью температур нетронутого массива и рудничного воздуха:

$$q(t) = k_{\tau}(T_m - T_a).$$

Во второй половине XX в. разработаны расчетные модели и выполнены исследования с использованием коэффициента нестационарного теплообмена [2, 4, 6, 13–17]. Однако он имеет следующие недостатки:

— значительные упрощения при постановке и решении задач тепло- и массообмена, например использование условия постоянства температуры воздуха и коэффициента теплоотдачи во времени и вдоль выработки;

— ограниченная применимость на различных временных интервалах (приемлемая точность обеспечивается при расчете теплообменных процессов продолжительностью более суток; для описания быстропротекающих процессов длительностью менее суток данная модель не применима вследствие появления значительных погрешностей при расчете) [18];

— существенная зависимость от особенностей конкретных шахт и рудников.

Более общий подход к решению задач горной теплофизики основан на расчете теплообмена между породным массивом и рудничной атмосферой с помощью численных методов [19–22]. В его рамках теплоперенос через границу "воздух – породный массив" моделируется как с использованием граничных условий I, II, III рода, так и в полной сопряженной постановке (граничные условия IV рода). В последнем случае в CFD-модели необходимо явно строить исследуемую горную выработку, а также прилегающую к ней часть породного массива с заданием его теплофизических свойств.

В инженерных расчетах методами вычислительной гидродинамики задач рудничной вентиляции справедлива постановка граничных условий III рода:

$$q_r = \alpha (T_m - T_a) \, .$$

Здесь q_r — тепловой поток через границу, Вт/м²; T_a — средняя по сечению выработки температура воздуха, °C; T_m — температура породного массива, °C; α — коэффициент теплоотдачи Ньютона между стенкой выработки и воздухом, Вт/(м².°C).

Коэффициент теплоотдачи в общем случае зависит от теплофизических свойств воздуха, геометрической конфигурации стенки, шероховатости поверхности горной выработки и характера течения воздуха. Как правило, в горной теплофизике они вычисляются по формулам для безразмерного коэффициента теплоотдачи (числа Нуссельта), полученного эмпирическим путем.

В [13] на основании исследований на физических моделях движения воздуха по выработкам разных форм и степени шероховатости стенок выведена формула

$$Nu = 0.0195\varepsilon Re^{0.8},$$
 (1)

где *є* — коэффициент шероховатости (значения *є* для разных типов выработок и способов их крепления приведены в [12]); Re — критерий Рейнольдса.

Коэффициент теплоотдачи рассчитывается как

$$\alpha = \frac{\mathrm{Nu}\lambda}{d},$$

 λ — коэффициент теплопроводности воздуха, Вт/(м·°С); d — эквивалентный диаметр выработки, м.

Формула (1) получена для предельного случая вынужденной конвекции, когда влиянием свободной конвекции можно пренебречь. В случае относительно низких скоростей воздушного потока в горных выработках теплоотдачей за счет свободной конвекции пренебрегать нельзя, поскольку теоретически и экспериментально установлено, что при достаточно больших числах Рэлея и достаточно малых числах Рейнольдса под действием термогравитационных сил наблюдается изменение полей скорости и температуры осредненного течения, характеристик турбулентного переноса, теплоотдачи и сопротивления [23–29].

Приближенный расчет течения и теплообмена при слабом влиянии подъемной силы в вертикальных трубах позволил получить уравнения, описывающие границы начала влияния термогравитационной силы на теплоотдачу [30]. Отклонение числа Нуссельта, вызванное свободной конвекцией в стволе, от его значения для случая вынужденной конвекции на 1 % наблюдается при предельных числах Рэлея:

$$Ra_{np} = Pr \cdot Gr_{np} = \frac{1.3 \cdot 10^{-4} Re^{2.75} Pr^{2} [Re^{0.125} + 2.4(Pr^{2/3} - 1)]}{Ig Re + 1.15 Ig(5 Pr + 1) + 0.5 Pr - 1.8}.$$
 (2)

Здесь Gr — критерий Грасгофа, представляющий собой соотношение архимедовой выталкивающей силы в неоднородном поле температуры и сил вязкости; Pr — критерий Прандтля, характеризующий соотношение диффузии импульса и диффузии теплоты. В шахтных условиях число Прандтля для воздуха варьирует в узких пределах, для инженерных расчетов принимается 0.71. Тогда соотношение (2) примет вид:

$$Ra_{np} = \frac{0.65 \cdot 10^{-4} \text{ Re}^{2.75} (\text{Re}^{0.125} - 0.5)}{\log \text{Re} - 0.7}.$$
(3)

В [27] для оценки малого влияния сил плавучести на турбулентное течение использован подход для вертикального пограничного слоя. Предельное число Грасгофа для чисел Прандтля Pr=0.6-200, определяющее границу начала влияния термогравитации как отклонение в 1% от числа Нуссельта для вынужденной конвекции:

$$Gr_{np} = 9 \cdot 10^{-5} Pr^{1.15} Re^{2.75}.$$
 (4)

Приняв для воздуха значение Pr = 0.71, получим выражение для критерия Рэлея:

$$Ra_{\rm up} = 4.3 \cdot 10^{-5} \, {\rm Re}^{2.75} \,. \tag{5}$$

Подчеркнем, что формулы (2)–(5) справедливы при условии постоянства теплового потока от стенки $q_c = \text{const}$ (граничное условие II рода) и для критериев Рэлея и Грасгофа, определяемых выражениями

$$\operatorname{Ra} = \operatorname{Pr} \cdot \operatorname{Gr} = \frac{g\beta q_c d^4}{v\chi\lambda},$$

где g — ускорение свободного падения, м/с²; β — коэффициент объемного расширения движущейся среды (воздуха), 1/°С; d — диаметр трубы; ν — коэффициент кинематической вязкости, м²/с; χ — коэффициент температуропроводности, м²/с; λ — коэффициент теплопроводности, Вт/(м·°С).

В условиях смешанной конвекции в шахтных стволах интерес представляет исследование теплообмена между крепью ствола и проходящей по стволу воздушной струей, возникающего за счет разницы θ температуры крепи и среднемассовой температуры рудничного воздуха. В данном случае критерий Рэлея имеет вид

$$Ra = \frac{g\beta\theta d^3}{v\chi}$$

В [31] использовался критерий вида (4), однако в качестве характерного перепада температуры принималась разность температуры крепи строящегося методом искусственного замораживания шахтного ствола и температуры входящего по вентиляционному трубопроводу воздуха, подаваемого для проветривания. Показано, что свободная конвекция существенно влияет на тепло- и массоперенос в воздушном пространстве ствола, приводя к увеличению коэффициента теплоотдачи на границе между крепью ствола и воздухом. В данной работе влияние вынужденной конвекции не учитывалось.

Настоящая работа — продолжение исследования [31] — посвящена теоретическому изучению динамики воздушных потоков в шахтном стволе в условиях смешанной конвекции. Основное внимание уделено исследованию коэффициента теплоотдачи на границе "крепь – воздух" в зависимости от разницы температуры воздуха и крепи. Объект исследования — вентиляционный скиповой ствол шахты "Кнауф Гипс Новомосковск", в котором в холодное время года при достаточно низкой температуре воздуха на поверхности и малой скорости воздушной струи, исходящей из шахты, происходило ее опрокидывание.

РАСЧЕТНАЯ МОДЕЛЬ

Течение воздушных и газовых потоков в шахтных стволах проходит в турбулентном режиме даже при скоростях потока 10⁻¹ м/с. В турбулентных течениях поля скорости, давления и температуры имеют сложную вихревую нерегулярную структуру. Для их определения в стволе используются осредненные по Рейнольдсу уравнения сохранения массы, импульса и энергии:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = 0, \qquad (6)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} (-\rho \overline{u_i u_j}), \quad (7)$$

163

$$\frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} [u_i(\rho E + p)] = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\lambda + \frac{c_p \mu_i}{\Pr_t} \right) \frac{\partial T}{\partial x_j} + u_i(\tau_{ij})_{eff} \right], \tag{8}$$

где u_i — компоненты вектора скорости воздуха, м/с; $R = -\rho u_i u_j$ — тензор турбулентных напряжений Рейнольдса, Па; $E = h - (p / \rho) + (u_i u_j / 2)$ — удельная полная энергия воздуха, Дж/кг; h — удельная энтальпия, Дж/кг; c_p — удельная теплоемкость воздуха при постоянном давлении, Дж/(кг·К); μ — молекулярная вязкость, Па·с, μ_i — турбулентная динамическая вязкость, Па·с; \Pr_i — турбулентное число Прандтля; $(\tau_{ij})_{eff}$ — эффективный тензор напряжений:

$$(\tau_{ij})_{eff} = \mu_{eff} \left[\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right], \tag{9}$$

 $\mu_{eff} = \mu + \mu_t$ — эффективная динамическая вязкость, Па·с.

Осредненная по Рейнольдсу система уравнений незамкнута, поскольку для ее решения требуются дополнительно шесть уравнений для компонент симметричного тензора турбулентных напряжений. Для этого требуется физически обоснованная модель, позволяющая рассчитать турбулентные напряжения.

В данной работе использовалась низкорейнольдсовая модель турбулентности SST $k - \omega$, представляющая собой суперпозицию моделей $k - \omega$ и $k - \varepsilon$ и сконструированная таким образом, чтобы для расчета течения в свободном потоке выполнялись уравнения $k - \varepsilon$ модели, а в пристеночной области — уравнения $k - \omega$ модели, дающей более точное решение в пограничном слое [32]. В модели standard $k - \varepsilon$ для расчета турбулентной вязкости используется формула Колмогорова – Прандтля

$$\mu_{t} = \rho C_{\mu} \frac{k^{2}}{\varepsilon}, \qquad (10)$$

а для кинетической энергии турбулентности k и скорость ее диссипации ε решаются уравнения переноса:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \nabla(\rho k \overline{V}) = \nabla \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \nabla k \right) + 2\mu_t S_{ij} S_{ij} - \rho \varepsilon , \qquad (11)$$

$$\frac{\partial(\rho\varepsilon)}{\partial t} + \nabla(\rho\varepsilon\overline{V}) = \nabla\left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\varepsilon}}\right)\nabla\varepsilon\right) + 2C_{1\varepsilon}\frac{\varepsilon}{k}2\mu_t S_{ij}S_{ij} - \frac{C_{2\varepsilon}\rho\varepsilon^2}{k},\tag{12}$$

 $C_{\mu} = 0.09, \ \sigma_{k} = 1.00, \ \sigma_{\varepsilon} = 1.30, \ C_{1\varepsilon} = 1.44, \ C_{2\varepsilon} = 1.92$ — константы модели;

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial V_j}{\partial x_i} + \frac{\partial V_i}{\partial x_j} \right)$$

В модели $k - \omega$ Вилкокса турбулентная вязкость определяется по формуле:

$$\mu_t = \rho \frac{k}{\omega},\tag{13}$$

164

а для нахождения кинетической энергии турбулентности k и обратного времени распада турбулентных вихрей $\omega = \varepsilon / k$ решаются соответствующие уравнения переноса:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \nabla(\rho k \overline{V}) = \nabla \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{k1}} \right) \nabla k \right) + 2\mu_t S_{ij} S_{ij} - \rho C_{\mu} k \omega, \qquad (14)$$

$$\frac{\partial(\rho\omega)}{\partial t} + \nabla(\rho\omega\overline{V}) = \nabla\left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\omega 1}}\right)\nabla\omega\right) + \alpha_1\frac{\omega}{k}2\mu_t S_{ij}S_{ij} - \rho\beta_1\omega^2, \qquad (15)$$

где $\sigma_{k1} = 2, \sigma_{\omega 1} = 2, \alpha_1 = 5/9, \beta_1 = 0.075$ — константы модели.

Для того, чтобы задействовать каждую из указанных моделей в своей области потока, формируется комбинированная система уравнений с функцией-переключателем F_1 , определяющей вклад каждой из моделей, при этом в уравнениях модели standard $k - \varepsilon$ проводится замена переменных $\omega = \varepsilon / k$:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \nabla(\rho k \overline{V}) = \nabla \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{k3}} \right) \nabla k \right) + \rho P_k - \rho C_\mu k \omega,$$
(16)

$$\frac{\partial(\rho\omega)}{\partial t} + \nabla(\rho\omega\overline{V}) = \nabla\left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\omega^3}}\right)\nabla\omega\right) + (1 - A_1)2\rho\frac{1}{\sigma_{\omega^2}\omega}\nabla k\nabla\omega + \alpha_3\frac{\omega}{k}2\mu_tS_{ij}S_{ij} - \rho\beta_3\omega^2,$$
(17)

причем коэффициенты σ_{k3} , $\sigma_{\omega 3}$, α_3 , β_3 вычисляются как $\Phi_3 = F_1 \Phi_1 + (1 - F_1) \Phi_2$, где Φ_1 и Φ_2 — коэффициенты стандартных $k - \omega$ и $k - \varepsilon$ моделей соответственно; $\sigma_{\omega 2} = 1/0.856$; $\beta_2 = 0.0828$; $\rho P_k = \min(2\mu_i S_{ij} S_{ij}, 10\rho C_\mu k\omega)$ — слагаемое, отвечающее за генерацию кинетической энергии, дополнительно ограниченное сверху в модели SST.

Турбулентная вязкость в модели SST вычисляется с учетом локального значения скорости деформации поля скорости:

$$\mu_{t} = \rho \frac{\alpha_{1}k}{\max(\alpha_{1}\omega, F_{2}\sqrt{2S_{ij}S_{ij}})},$$
(18)

где F_2 — вторая функция-переключатель.

Обе функции-переключатели F_1 и F_2 конструируются таким образом, чтобы определить нахождение рассматриваемой точки потока внутри пограничного слоя или вне его. Предельные значения этих функций следующие:

$$F_{1} = \begin{cases} 0, & \text{вдали от твердых поверхностей, модель standard } k - \varepsilon, \\ 1, & \text{внутри пограничного слоя твердых поверхностей, модель } k - \omega; \\ F_{2} = \begin{cases} 0, & \text{комбинация моделей standard } k - \varepsilon \text{ и } k - \omega, \\ 1, & \text{модель SST.} \end{cases}$$
(19)

Область скачка функции-переключателя F_2 находится на внешней границе пограничного слоя, т. е. дальше от твердой поверхности, чем область скачка функции-переключателя F_1 .

В модуле SpaceClaim программного комплекса ANSYS FLUENT построена упрощенная трехмерная модель вертикального шахтного ствола диаметром d=5 м и высотой L=130 м, что соответствует геометрическим параметрам вентиляционных скиповых стволов шахты "Кнауф Гипс Новомосковск". В этом случае выполняется условие Re · Pr · d/L >> 1, при котором рассматриваемая область течения достаточно протяженная с точки зрения термодинамики, чтобы не учитывать зависимость числа Нуссельта от длины. В модели не учитывался слой породного массива, а также геометрические особенности ствола (армирование ствола и ребристая поверхность тюбингов), однако на поверхности ствола задавалась шероховатость со средней высотой выступов 0.05 м.

При создании расчетной модели ствола использовались следующие начальные и граничные условия. В начальный момент времени в стволе задавалась температура воздуха + 12 °C, что соответствует температуре пород на глубине рабочего горизонта. В исследуемом случае время теплообмена составляет несколько часов, и глубина проникновения температурных изменений в массив настолько мала, что может быть положена равной нулю без возникновения каких-либо существенных ошибок. Температура поверхности крепи ствола может считаться в этом случае неизменной и равной температуре массива на данной глубине, а весь температурный напор принимает на себя пограничный слой, характеризуемый коэффициентом теплоотдачи α , поэтому на стенках ствола задавалось граничное условие I рода для температуры с учетом геотермического градиента, для скорости — условие прилипания, на выходе из расчетной области — условие нулевого статического давления. Над стволом моделировалась отдельная область атмосферы с постоянной температурой – 20 °C. Варьируемые параметры модели — скорость исходящего из шахты воздуха (от 0.1 до 5 м/с) и его температура (от + 12 до + 27 °C).

При построении численного решения задачи система дифференциальных уравнений (6)-(9), описывающая непрерывный процесс, а также граничные и начальные условия преобразуются в дискретную систему алгебраических уравнений. Для дискретизации расчетной области применялся метод контрольных объемов. Его суть в том, что исследуемая область разделяется на множество произвольных многогранных контрольных объемов, при этом уравнения сохранения удовлетворяются в каждом контрольном объеме; далее записываются балансовые соотношения для каждого малого контрольного объема и затем их дискретный аналог получается суммированием по всем граням выделенного малого объема потоков массы, импульса и других, вычисленных по квадратурным формулам.

Проведена оценка сеточной сходимости сеток размерностью 1.9, 2.9 и 3.5 млн элементов, по результатам которой принята сетка, состоящая из 2.9 млн тетраэдрических элементов и 1.1 млн узлов, с призматическим пограничным слоем на границах с твердыми стенками и параметром Y^+ (безразмерное расстояние от стенки до первого узла расчетной сетки), не превышающим единицу. Высота первого пристеночного слоя ячеек составила 0.15 мм (рис. 1). Для решения полученной системы алгебраических уравнений применялся алгоритм численного расчета Semi-Implicit Pressure Linked Equations. Для ускорения расчета проводилось распараллеливание вычислений между восьмью ядрами центрального процессора на платформе MPI Local Parallel.



Рис. 1. Общий вид расчетной области (*a*) и срединный продольный разрез участка расчетной области, разбитой на конечные элементы (*б*)

В ходе численного моделирования динамики воздушных потоков в стволе осуществлялись расчеты с разной скоростью и температурой воздуха, исходящего из шахты. Сначала определялся исследуемый диапазон температур и скоростей. Для условий вертикального шахтного ствола расчет по формулам (3) и (5) представлен на рис. 2.



Рис. 2. Граница начала влияния термогравитационной силы на теплообмен между стенкой ствола и воздушной струей: *1* — формула (3); *2* — формула (5)

С ростом скорости воздуха в стволе закономерно требуется больший перепад температуры, способный привести к возникновению свободной конвекции в стволе. Если принять, что на практике диапазон перепадов между температурами воздуха и крепи выработки не превышает 15 °C, то согласно приведенным зависимостям при скоростях движения воздуха менее 2 м/с необходимо учитывать влияние термогравитационной силы, являющейся движущей силой свободной конвекции, на теплоотдачу.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 3a в ряде сечений по высоте ствола представлены эпюры нормальных составляющих векторов скорости воздуха, на рис. 36 — линии тока и поле температуры в стволе в случае, когда скорость 0.1 м/с воздушного потока, идущего по стволу из шахты, приводит к тому, что свободная конвекция сопоставима с вынужденной, а восходящие потоки воздуха образуют периодическую ячеистую структуру в верхней части ствола. Такой режим течения называется смешанной турбулентной конвекцией, поскольку в данном случае происходит суперпозиция поступательного движения воздушных масс вверх по стволу в результате вынужденной конвекции и циркуляционного движения вследствие свободной конвекции.

В результате моделирования получены значения среднего по поверхности коэффициента теплоотдачи на границе "крепь – воздух" для разных скоростей вынужденного течения и разных перепадов температуры крепи ствола и среднемассовой температуры воздуха (рис. 4).



Рис. 3. Эпюры нормальных составляющих векторов скорости воздуха в верхней части ствола (*a*); линии тока и поле температуры (δ) в срединном вертикальном сечении ствола. Соотношение масштабов *x* : *y* = 1 : 0.5

На рис. 4 показаны зависимости теплоотдачи от скорости воздуха по формуле (1) при коэффициенте шероховатости $\varepsilon = 1.7$. Расхождение кривых при относительно малых скоростях связано с тем, что в модели, наряду с вынужденной конвекцией, учитывалась свободная конвекция, дающая дополнительный вклад в коэффициент теплоотдачи. Это происходит за счет влияния сил плавучести, приводящих к увеличению теплообмена вследствие повышения скорости, касательного напряжения и интенсивности турбулентности в ядре потока. Для промоделированных перепадов температур расхождение в значении коэффициента теплоотдачи 10% от формулы (1) наблюдается при следующих скоростях воздушного потока: для $\theta = 5.0$ °C — V = 1.26 м/с; $\theta = 7.5$ °C — V = 1.40 м/с; для $\theta = 10.0$ °C — V = 1.73 м/с; $\theta = 12.5$ °C — V = 1.88 м/с; для $\theta = 15.0$ °C — V = 2.09 м/с.



Рис. 4. Расчет среднего по длине ствола коэффициента теплоотдачи для перепада температуры крепи ствола и среднемассовой температуры воздуха: $a - \Delta T = 5.0$ °C; $\delta - 7.5$; e - 10.0; e - 12.5; $\partial - 15.0$ °C. Сплошная линия — расчет по формуле (1), кружок — данные модели

При скоростях воздуха в стволе менее 1 м/с зависимость $\alpha(V)$ достаточно пологая, т. е. коэффициент теплоотдачи α практически не зависит от средней скорости движения воздуха Vв сечении ствола (рис. 4). Качественно это согласуется с существующими формулами расчета среднего безразмерного коэффициента теплоотдачи при скоростях ниже порогового значения, при котором следует учитывать влияние термогравитационных сил [33]:

$$\overline{\mathrm{Nu}} = C\mathrm{Ra}^{0.33} \left(\frac{\mathrm{Pr}_z}{\mathrm{Pr}_c}\right)^{0.25}.$$
(20)

Здесь Ra — число Рэлея; Pr_z , Pr_c — числа Прандтля в ядре потока и у стенки. Константа C = 0.11 получена путем поиска аппроксимационной функции вида (20) для вычисленных значений α при скорости воздуха 0.2 м/с методом наименьших квадратов.

выводы

Проведено численное моделирование движения воздуха в вертикальном шахтном стволе в условиях смешанной конвекции. Исследована зависимость коэффициента теплоотдачи от скорости воздушной струи и перепада температуры между крепью ствола и температурой воздушной струи в стволе. В зависимости от перепада температуры существует пороговая скорость воздушной струи в шахтных стволах, ниже которой необходимо учитывать поправку при расчете коэффициента теплоотдачи по фактору свободной конвекции. Для некоторых случаев перепадов температуры между крепью ствола и проходящим по нему воздухом определены пороговые значения средней по сечению скорости воздушной струи. При скоростях выше порогового значения в инженерных расчетах можно пренебречь влиянием термогравитационных сил и использовать классическую формулу для расчета коэффициента теплоотдачи в режиме вынужденной конвекции.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Яковенко А. К. Методы прогноза и нормализации тепловых условий в высокопроизводительных лавах глубоких угольных шахт: автореф. дис. ... канд. техн. наук. Макеевка-Донбасс: МакНИИ, 1985. 18 с.
- **2.** Дядькин Ю. Д. Основы горной теплофизики для шахт и рудников Севера. М.: Недра, 1968. 255 с.
- 3. Sherratt A. F. Temperatures around a cooled mine roadway, Coll. Eng., 1964, No. 2. P. 221–225.
- **4. Красовицкий Б. А., Попов Ф. С.** Температурный режим горных выработок // ИФЖ. 1976. Т. 31. — № 2. — С. 339–346.
- 5. Красовицкий Б. А., Попов Ф. С., Капитонова Т. А. Определение оптимальной толщины теплоизоляции по длине горной выработки // Материалы Междунар. симп. "Градиент-77". — Киев: Наук. думка, 1977. — С. 238–245.
- 6. Журавленко В. Я., Шелиманов В. А., Козлов Е. Н., Мукоед Н. И. О методах вычисления параметров рудничного воздуха в лаве и их сравнении // ДАН УССР, Серия А. — 1979. — № 10. — С. 859–862.
- 7. Коздоба Л. А., Черняк В. П. Физическая характеристика и математическое описание системы "массив-выработка" в связи с проблемой прогноза и регулирования теплового режима глубоких шахт и металлических рудников // Материалы Междунар. симп. "Градиент-77". Киев: Наук. думка, 1977. С. 40–49.
- 8. Черняк В. П., Киреев В. А., Полубинский А. С. Нестационарный тепломассоперенос в разрушаемых массивах горных пород. — Киев: Наук. думка, 1992. — 224 с.
- 9. Кияница Л. А., Лугин И. В., Красюк А. М. Исследование тепловых режимов протяженных железнодорожных горных тоннелей в холодный период года // ФТПРПИ. — 2021. — № 1. — С. 169–188.
- **10. Брайчева Н. А., Черняк В. П., Щербань А. Н.** Методы расчета температуры вентиляционного воздуха подземных сооружений. Киев: Наук. думка, 1981. 184 с.
- 11. Черняк В. П. Тепловые расчеты подземных сооружений. Киев: Наук. думка, 1993. 199 с.
- 12. Коздоба Л. А., Черняк В. П. Физическая характеристика и математическое описание системы "массив-выработка" в связи с проблемой прогноза и регулирования теплового режима глубоких шахт и металлических рудников // Материалы Междунар. симп. "Градиент-77". Киев: Наук. думка, 1977. С. 40–49.

- **13.** Щербань А. Н., Кремнев О. А. Научные основы расчета и регулирования теплового режима глубоких шахт: в 2 т. Киев: АН УССР, 1959. Т. 1. 430 с.
- **14. Кремнев О. А., Журавленко В. Я.** Тепло- и массообмен в горном массиве и подземных сооружениях. Киев: Наук. думка, 1986. 342 с.
- **15.** Бурцев А. Н., Постольник Ю. С. Аналитическое исследование теплообмена между бесконечным массивом и цилиндрической полостью с нестационарной температурой среды // Горн. журн. 1978. № 9. С. 63–67.
- **16.** Гендлер С. Г. Способ определения коэффициента теплоотдачи в горных выработках // Пром. теплотехника. 1986. Т. 8. № 3. С. 44–47.
- 17. Брайчева Н. А., Добрянский Ю. П., Щербань А. Н. К постановке задач о тепловом режиме теплоносителя, движущегося в горной выработке // Пром. теплотехника. 1986. Т. 8. № 1. С. 19–22.
- **18.** Воропаев А. Ф. Теория теплообмена рудничного воздуха и горных пород в глубоких шахтах. М.: Недра, 1966. 219 с.
- **19. Шалимов А. В.** Теоретические основы прогнозирования, профилактики и борьбы с аварийными нарушениями проветривания рудников: дис. ... д-ра техн. наук. Пермь, 2012. 329 с.
- **20.** Венгеров И. Р. Теплофизика шахт и рудников. Математические модели. Т. 1. Анализ парадигмы. — Донецк: Норд-Пресс, 2008. — 632 с.
- **21.** Levin L. Y., Semin M. A., and Zaitsev A. V. Mathematical methods of forecasting microclimate conditions in an arbitrary layout network of underground excavations, J. Min. Sci., 2014, Vol. 50, No. 2. P. 371–378.
- 22. Казаков Б. П., Шалимов А. В. Устойчивость конвективного проветривания рудника после отключения вентилятора // ФТПРПИ. — 2019. — № 4. — С. 122–130.
- 23. Kolesov E. V., Kazakov B. P., and Grishin E. L. Study of the convective stratification of airflows in a mine shaft, J. Physics: Conf. Series, 2021, Vol. 1945, 012020.
- **24.** Петухов Б. С., Поляков А. Ф., Шехтер Ю. Л. Турбулентное течение и теплообмен в поле силы тяжести // ТВТ. 1978. Т. 16. Вып. 3. С. 624–639.
- **25.** Петухов Б. С., Медвецкая Н. В. Турбулентное течение и теплообмен в вертикальных трубах при сильном влиянии подъемных сил // ТВТ. 1978. Т. 16. Вып. 4. С. 778–786.
- **26.** Петухов Б. С. Вопросы теплообмен: избр. тр. М.: Наука, 1987. 278 с.
- **27.** Петухов Б. С., Поляков А. Ф. Теплообмен при смешанной турбулентной конвекции. М.: Наука, 1986. 192 с.
- **28.** Справочник по теплообменникам: в 2 т. Т. 1: пер. с англ. под ред. О. Г. Мартыненко и др. М.: Энергоатомиздат, 1987. 560 с.
- **29.** Kazakov B. P., Shalimov A. V., and Semin M. A. Stability of natural ventilation mode after main fan stoppage, Int. J. Heat and Mass Transfer, 2015, Vol. 86. P. 288–293.
- **30.** Поляков А. Ф. Границы и характер начала влияния термогравитационных сил на турбулентное течение и теплообмен в вертикальных трубах // ТВТ. 1973. Т. 11. № 1. С. 106–116.
- **31.** Semin M. A. and Levin L. Yu. Theoretical research of heat exchange between air flow and shaft lining subject to convective heat transfer, Min. Inform. and Analyt. Bulletin, 2020, Vol. 6. P. 151–167.
- **32.** Волков К. Н., Емельянов В. Н. Моделирование крупных вихрей в расчетах турбулентных течений. М.: Физматлит, 2008. 368 с.
- 33. Михеев М. А., Михеева И. М. Основы теплопередачи. М.: Энергия, 1977. 344 с.

Поступила в редакцию 08/IV 2021 После доработки 27/VII 2021 Принята к публикации 10/IX 2021