УДК 622.812.46

Н.М. Качурин, А.Ю. Ермаков, Вал.В. Сенкус

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОГО ЗАКОНА СОПРОТИВЛЕНИЯ ПРИ ФИЛЬТРАЦИИ ГАЗОВ В ГОРНОМ МАССИВЕ

Аннотация. Представлен обобщенный закон сопротивления при фильтрации метана в угольном пласте, выведенный аналитически, который имеет строгое термодинамическое обоснование. В силу принципа локального равновесия в системах можно говорить о локальном равновесии в небольших макроскопических частях системы, при этом предполагается, что малые участки системы содержат большое число частиц и отклонения от равновесия достаточно малы, а так же различие в свойствах между соседними элементами системы незначительно, а процессы в системе протекают медленно. Малые части большой системы уголь — газ обмениваются энергией и частицами. Феноменологические закономерности неравновесной термодинамики позволяют вывести для горного массива обобщенный закон сопротивления, который представляет собой сумму газовых потоков, обусловленных релаксацией процесса фильтрации, релаксацией потенциала давления газа, градиентами потенциалов давления и массы сорбированного газа.

Ключевые слова: теория, обоснование, феноменологический закон, сопротивление, фильтрация, газ, горный массив.

DOI: 10.25018/0236-1493-2018-7-0-61-68

Оценка режимов движения является важнейшим этапом исследования движения газов в пористых средах, определяющим дальнейший подход к построению физической модели процесса. В этой связи возникает необходимость комплексного подхода, включающего экспериментальные и расчетные методы. Это объясняется тем, что наряду с уравнением неразрывности фильтрационного потока при решении задач динамики газовыделений используется уравнение, характеризующее закон фильтрации, устанавливающий численное соответствие между градиентом давления и скоростью фильтрации. Экспериментальные данные, приведенные в работах [1—12] показывают, что в пористых средах режим фильтрации газа может быть ламинарным, переходным и турбулентным. Поэтому уравнения пространственно-временного распределения потенциала давления будут иметь различный вид.

Горный массив, насыщенный газом, можно рассматривать как термодинамическую систему, состоящую из элементов, упорядоченных определенным образом и связанных определенными количественными соотношениями. При этом совокупность отношений, задающая связь между элементами системы, определяет структуру системы. Далее рассмотрим наиболее сложную физико-химическую систему уголь — газ. Если рассматривать систему уголь — газ в виде сплошной среды с распределенными параметрами, в качестве элементов, составляющих систему, следует принять

ISSN 0236-1493. Горный информационно-аналитический бюллетень. 2018. № 7. С. 61–68.
© Н.М. Качурин, А.Ю. Ермаков, Вал.В. Сенкус. 2018.

угольное вещество и газ, а связь между этими элементами должна задаваться совокупностью фильтрационных и сорбционных свойств угля (или породы), температурой и давлением газа.

До вскрытия угольного пласта система уголь — газ находится в стационарном неравновесном состоянии, устойчивом по отношению к внутренним флуктуациям. Система является закрытой, так как массообменом с окружающей средой можно пренебречь, и происходит обмен только энергией. Структура системы такова, что не только количество газа, но и его давление в различных точках угольного пласта неодинаково. Организованную подобным образом структуру следует считать далекой от состояния равновесия. После вскрытия угольного пласта система уголь — газ переходит в новое стационарное неравновесное состояние, которое характеризуется увеличением энтропии и, как следствие, является более неупорядоченным и устойчивым.

Закономерности движения метана в угольных пластах и вмещающих породах основываются на теоретических положениях аэрогазодинамики и механики жидкостей и газов [4, 5]. Основная теорема механики жидкостей и газов утверждает, что индивидуальная производная от главного вектора количества движения объема газа равна главному вектору объемных и поверхностных сил, приложенных к частицам, расположенным в рассматриваемом объеме и на ограничивающей его поверхности, то можно записать

$$\frac{dK}{dt} = F_{об} + F_{пов} , \qquad (1)$$

где K — главный вектор количеств движения рассматриваемого объема метана; $F_{об}$ и $F_{пов}$ — главные векторы объемных и поверхностных сил соответственно.

Рассматривая произвольный объем газа Ω в общем потоке, ограниченный с внешней стороны поверхностью S, уравнение изменения количества движения перепишем в следующем виде [1, 3]:

$$\frac{d}{dt}\iiint\limits_{(\Omega)} \rho V d\Omega = \iiint\limits_{(\Omega)} \rho F_M d\Omega + \oiint\limits_{(S)} T_{ij} dS , \qquad (2)$$

где ρV — вектор массовой скорости потока метана; $F_м$ — главный вектор массовых сил, действующих на метан; T_{ij} — тензор напряжений в объеме метана Ω; S — поверхность, ограничивающая объем Ω Ω;

$$T_{ij} = \begin{vmatrix} \sigma_{xx} & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \sigma_{yy} & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \sigma_{zz} \end{vmatrix} . \qquad (3)$$

Рассмотрим производную по времени в соотношении (2) по условию сохранения массы

$$\frac{d}{dt}\iiint\limits_{(\Omega)} \rho V d\Omega = \iiint\limits_{(\Omega)} \frac{d}{dt}(\rho V) d\Omega = \\ = \iiint\limits_{(\Omega)} \rho \frac{dV}{dt} d\Omega + \iiint\limits_{(\Omega)} V \frac{d}{dt}(\rho d\Omega) ,$$

$$\iiint\limits_{(\Omega)} V \frac{d}{dt}(\rho d\Omega) = \iiint\limits_{(\Omega)} V \frac{dm}{dt} = 0 ,$$

тогда в общей форме соотношение (2) примет вид

$$\iiint\limits_{(\Omega)} \rho \frac{dV}{dt} d\Omega = \iiint\limits_{(\Omega)} \rho F_M d\Omega + \oiint\limits_{(S)} T_{ij} dS . \qquad (4)$$

Реологические закономерности для различных видов газов, моделирующих свойства метана, позволяют задать в явном виде тензор T_{ij}, определив вид компонент матрицы (3). Тогда, используя закон сохранения количества движения (4), можно получить уравнение движения для конкретной физической модели движения метана в горном массиве. В реальных условиях возможный вариант — это вязкий газ, который фильтруется в ламинарном режиме.

Ламинарное течение вязкого газа характеризуют законом Ньютона, который в обобщенной форме имеет вид

$$\tau_{ij} = \mu \frac{dV_j}{dx}, \qquad (5)$$

где τ_{ij} — тензор касательных напряжений; μ — динамическая вязкость газа; V_j — компоненты главного вектора скорости V; x_i — пространственные координаты (i = 1, 2, 3; $x_1 = x$; $x_2 = y$; $x_3 = z$).

Следовательно, рассматривая метан в качестве ньютоновской жидкости, тензор напряжений ламинарного течения вязкого метана можно записать следующим образом:

$$T_{ij} = -\rho\varepsilon_{ij} + \tau_{ij}. \qquad (6)$$

Второе слагаемое реологической закономерности (6) для однородной и изотропной среды можно записать в виде

$$\tau_{ij} = \mu \begin{Vmatrix} \frac{du}{dx} & \frac{du}{dy} & \frac{du}{dz} \\ \frac{dv}{dx} & \frac{dv}{dy} & \frac{dv}{dz} \\ \frac{dw}{dx} & \frac{dw}{dy} & \frac{dw}{dz} \end{Vmatrix} \qquad (7)$$

Рассмотрим касательные напряжения τ_x в плоскости, перпендикулярной оси O_x, тогда с учетом допущения об однородности и изотропии фильтрационного потока метана можно записать уравнение

$$\tau_x = \mu \cdot \left(\frac{du}{dx} i + \frac{du}{dy} j + \frac{du}{dz} k \right) \cdot$$

$$\cdot (i + j + k) = \mu \cdot grad \cdot u$$

Рассуждая аналогично, для других плоскостей получим, что касательные напряжения определяются как

$$\tau_y = \mu \text{ grad } v; \ \tau_z = \mu \text{ grad } w.$$

Таким образом, второе слагаемое реологической закономерности (6) окончательно примет вид

$$\tau_{ij} = \mu \cdot grad\left(u_{ij} + v_{ij} + w_{ij}\right) = \mu \cdot gradV_{ij}. \qquad (8)$$

В случае ламинарного течения вязкого метана уравнение (4) имеет вид

$$\iiint_{(\Omega)} \rho \frac{dV}{dt} d\Omega = \iiint_{(\Omega)} \left[\rho F_M + div\left(-\rho \cdot \varepsilon_{ij} + \tau_{ij}\right) \right] d\Omega, \qquad (9)$$

откуда следует уравнение движения Навье-Стокса

$$\frac{dV}{dt} = F_M - \frac{1}{\rho} div\left(\rho \cdot \varepsilon_{ij}\right) + v div\left[grad\left(V_{ij}\right) \right], \qquad (10)$$

где v — кинематическая вязкость рассматриваемых подземных вод.

В проекциях на оси координат уравнение (10) можно записать:

Чтобы привязать это математическое систему уравнений (11) к рассматриваемому процессу фильтрации метана в угольном пласте, необходимо задать в явном виде проекции главного вектора массовых сил на оси координат, а также силы сопротивления, обусловленные вязкостью фильтрующегося метана.

$$\left.\begin{aligned} \frac{du}{dt} + u\frac{du}{dx} + v\frac{du}{dy} + w\frac{du}{dz} &= X - \frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dx} + v\Delta u, \\ \frac{dv}{dt} + u\frac{dv}{dx} + v\frac{dv}{dy} + w\frac{dv}{dz} &= Y - \frac{1}{\rho}\frac{d\upsilon}{dy} + v\Delta v, \\ \frac{dw}{dt} + u\frac{dw}{dx} + v\frac{dw}{dy} + w\frac{dw}{dz} &= Z - \frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dz} + v\Delta w, \end{aligned}\right\} \qquad (11)$$

где X, Y, Z — проекции главного вектора массовых сил на оси координат; Δ — трехмерный оператор Лапласа

$$\Delta = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2.$$

Для этого будем рассматривать физические условия, реализуемые в шахтных условиях. Как правило, $X = Y = 0$, $Z = -g$, где g — ускорение свободного падения (в данном случае — это массовая сила тяжести), тогда уравнение движения Навье-Стокса для метана в пористой сорбирующей среде можно представить в виде:

$$\left.\begin{aligned}
&\frac{du}{dt}+u\frac{du}{dx}+v\frac{du}{dv}+w\frac{du}{dz}=-\frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dx}+f_x,\\
&\frac{dv}{dt}+u\frac{dv}{dx}+v\frac{dv}{dy}+w\frac{dv}{dz}=-\frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dy}+f_y,\\
&\frac{dw}{dt}+u\frac{dw}{dx}+v\frac{dw}{dy}+w\frac{dw}{dz}=-\frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dz}+f-g_z,
\end{aligned}\right\} \quad (12)$$

где f_x, f_y, f_z — составляющие главного вектора сил сопротивления движению воды в пористой среде.

С достаточной для практических расчетов точностью можно считать компоненты скорости *u, v, w* и их производные по координатам пренебрежительно малыми, поэтому их произведения можно принять равными нулю. Тогда в системе уравнений (12) останутся только производные по времени от *u, v, w*.

Составляющие главного вектора сил сопротивления движению метана в пористой среде угольного пласта зависят от внутреннего трения газа. Следовательно, составляющие f_x, f_y, f_z можно задать, используя закон Дарси:

$$f_x=-\frac{\mu u}{\rho k};\quad f_y=-\frac{\mu v}{\rho k};\quad f_z=-\frac{\mu v}{\rho k}; \quad (13)$$

где *k* — газовая проницаемость угольного пласта.

Система уравнений (12) принимает вид:

$$\left.\begin{aligned}
&\frac{\rho}{\mu}\frac{kdu}{dt}=-\frac{1}{p}\frac{dp}{dx}-u,\\
&\frac{pk}{\mu}\frac{dv}{dt}=-\frac{1}{p}\frac{dp}{dy}-v,\\
&\frac{pk}{\mu}\frac{dw}{dt}=-\frac{1}{p}\frac{dp}{dz}-w-g,
\end{aligned}\right\}. \quad (14)$$

Выразив компоненты скорости фильтрации из системы уравнений (14), получим систему уравнений

$$\left.\begin{aligned}
&u=-t_r\frac{du}{dt}-\frac{k}{\mu}\frac{dp}{dx};\\
&v=-t_r\frac{dv}{dt}-\frac{k}{\mu}\frac{dp}{dy};\\
&w=-t_r\frac{dw}{dt}-\frac{k}{\mu}\frac{dp}{dz}-g.
\end{aligned}\right\} \quad (15)$$

Из системы уравнений (15) следует, что основной закон фильтрации метана в угольном пласте в обобщенной форме можно записать в виде

$$V=-t_r\frac{dV}{dt}-\frac{k}{\mu}grad\left(p-g\right). \quad (16)$$

Практика показывает, что при реальных условиях последним слагаемым уравнения (16) можно пренебречь, т.е.

$$V=-t_r\frac{dV}{dt}-\frac{k}{\mu}grad\left(p\right). \quad (17)$$

Обобщенный закон сопротивления при фильтрации метана в угольном пласте имеет строгое термодинамическое обоснование.

В силу принципа локального равновесия в системах можно говорить о локальном равновесии в небольших макроскопических частях системы, при этом предполагается, что малые участки системы содержат большое число частиц и отклонения от равновесия достаточно малы, а так же различие в свойствах между соседними элементами системы незначительно, а процессы в системе протекают медленно. Малые части большой системы уголь — газ обмениваются энергией и частицами. Плотности потоков массы газа в соответствии с постулатом теории неравновесных процессов об их линейной связи с движущими силами определяются соотношением Онзагера

$$j_i=\sum_k L_{ik}\cdot X_{ik}\ , \quad (18)$$

где j_i — потоки вещества или энергии; L_{ik} — кинетические коэффициенты, являющиеся функциями от интенсивных параметров системы, пространственных координат и времени; X_k — термодинамические силы.

Если рассматривать фильтрационный перенос газа в пористой среде, то, приняв в соотношении (18) $L_{ik}=-k_л\cdot\rho_0/2\mu\cdot P_0$, $X_k=gradp^2$, $i=k=1$, получим уравнение Дарси. Академик А.В. Лыков [2] от-

мечал, что в нестационарных интенсивных процессах потоки j будут связаны с термодинамическими силами X_k некоторыми нелинейными уравнениями, вид которых, вообще говоря, неизвестен. Но, используя принцип локального равновесия при малых отклонениях от этого состояния, можно эти нелинейные законы выразить приближенно следующим образом:

$$j_i = L_k^{(r)} \frac{d}{dt} j_i + \sum_k \left(L_{ik} X_k + L_{ik}^* \frac{d}{dt} X_k \right), \quad (19)$$

где $L^{(r)}_i$, L^*_{ik} — кинетические коэффициенты.

В стационарных явлениях переноса $d/dt(j_i) = d/dt(X_k) = 0$, тогда из уравнения (19) получаем соотношение (18). Если изменение термодинамических сил во времени невелико, то уравнение (19) можно записать

$$j_i = L_i^{(r)} \frac{d}{dt} j_i + \sum_k L_{ik} \cdot X_k \qquad (20)$$

где $L^{(r)}_i$ имеет размерность времени и по физическому смыслу представляет собой период релаксации.

При отсутствии термодинамических сил в термодинамической системе уравнение (20) примет следующий вид:

$$J_i = L_i^{(r)} \frac{d}{dt} J_i . \qquad (21)$$

Если в качестве феноменологического закона сопротивления использовать обобщенную форму уравнений Онзагера, то существование потока в системе, где нет градиента давления, объясняется производством энтропии внутри самой системы. Скорость изменения энтропии в системе уголь — газ после вскрытия угольного пласта существенно больше нуля, так как процессы десорбции являются внутренними источниками производства энтропии. Указанные особенности термодинамической системы уголь — газ должны отражаться в ее математическом описании.

Учитывая феноменологические закономерности неравновесной термодинамики, можно отметить, что для горного массива обобщенный закон сопротивления представляет собой сумму газовых потоков, обусловленных релаксацией процесса фильтрации, релаксацией потенциала давления газа, градиентами потенциалов давления и массы сорбированного газа.

Если режим фильтрации газа ламинарный и диффузией газа в твердой фазе можно пренебречь, то из обобщенного закона Онзагера (20), получим закон сопротивления

$$\rho V = -t_r \frac{d}{dt}(\rho V) - \frac{\rho k}{\mu} grad(\rho), \quad (22)$$

где ρV — массовая скорость фильтрации газа в угольном пласте; t_r — период релаксации термодинамической силы, которой является в данном случае градиент давления свободного газа.

Уравнение (22) является обобщенной формой закона сопротивления при моделировании фильтрации метана в разрабатываемых угольных пластах. Хотя нередко можно встретить утверждения о том, что результаты натурных наблюдений наглядно иллюстрируют нелинейный закон сопротивления (двухчленный или с показателем режима фильтрации более единицы).

Проинтегрируем уравнение (22) для фиксированного значения $grad(p)$ и получим следующую зависимость

$$\rho V = -\frac{\rho k}{\mu} grad(\rho) \left[1 - \exp\left(\frac{t}{t_r} \right) \right]. \quad (23)$$

На рис. 1 представлены результаты вычислительного эксперимента, где показан график зависимости

$$Vf = -\rho V[\rho k \mu - 1 \times grad(p)] - 1$$

от времени при различных значениях периода релаксации.

Графики зависимости $Vf = f(t)$ показывают, что со временем скорость фильт-

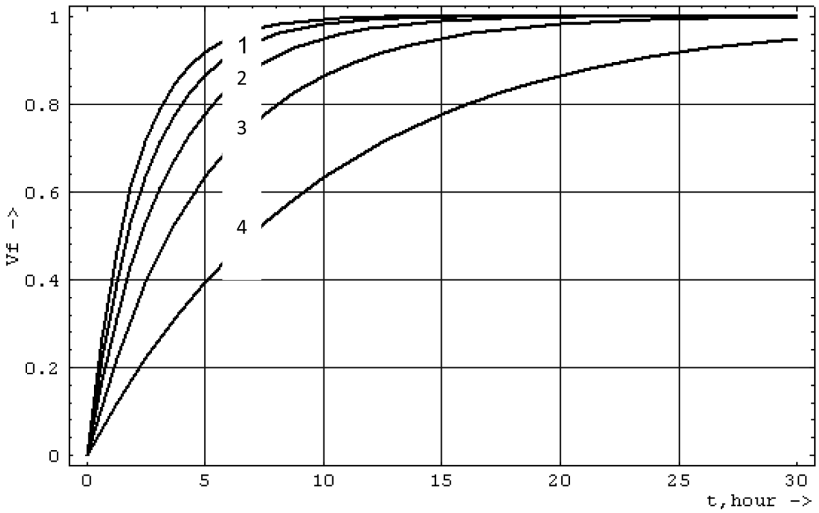

График зависимости Vf от времени t. Условные обозначения 1/tr, ч-1 соответственно равны: 1 — 0,5; 2 — 0,4; 3 — 0,3; 4 — 0,2; 5 — 0,1

Plot of Vf as function of time t. Legend 1/tr, h-1, respectively, equal: 1 — 0,5; 2 — 0,4; 3 — 0,3; 4 — 0,2; 5 — 0,1

рации в фиксированной точке пространства будет зависеть только от величины

$$Vf_{\infty} = -\rho k\mu - 1\ grad(p),$$

где

$$\frac{dx}{dt} Vf_{\infty} = \lim_{t\to\infty}(Vf)$$

При этом можно предположить линейную связь между $-grad(p)$ и временем t, если обозначить угловой коэффициент этой линейной функции K, то можно зависимость (23) записать

$$\rho V = -\frac{\rho k}{\mu} grad(\rho)\left[1 - \exp\left(\frac{grad(\rho)}{Kt_r}\right)\right]. \quad (24)$$

Результаты вычислительного эксперимента показывают, что эти кривые можно интерпретировать, как закон сопротивления

$$\rho V = R_{\Lambda}\, grad(p) + R_{т}\, [grad(p)]2$$
$$\text{или } \rho V = R\, [grad(p)]n,$$

где R_{Λ}, $R_{т}$ — ламинарное и турбулентное сопротивления пористой среды соответственно; R — сопротивление пористой среды, зависящее от времени; n — показатель режима движения, который в данном случае удовлетворяет условию $2 > n > 1$.

Экспоненту в формуле (24) можно разложить в ряд, и если ограничиться первыми двумя членами ряда, то получим квадратичный закон сопротивления:

$$\rho V = -\rho k/(\mu K t_r)\ [grad(p)]2.$$

Если рассмотреть достаточно большой интервал значений $grad(p)$, то, начиная с некоторого значения градиента давления, получим линейный закон сопротивления

$$\rho V = -(\rho k/(\mu)\ grad(p).$$

Следовательно, в качестве закона сопротивления, охватывающего весь интервал изменения давления свободного газа в разрабатываемом угольном пласте, физически обоснованным является использование зависимости (22), которая совместно с уравнением неразрывности образует замкнутую систему уравнений, описывающих фильтрационное течение в угольном пласте.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Качурин Н. М.*, *Левкин Н. Д.*, *Комиссаров М. С.* Геоэкологические проблемы угледобывающих регионов. — Тула: Изд-во ТулГУ, 2011. — 560 с.
2. *Печук И. М.* Прогноз газообильности высокометаморфизованных антрацитов / Борьба с газом и пылью в угольных шахтах: сборник статей. Вып. 4. — М., 1967. — С. 53—58.
3. *Качурин Н. М.*, *Бреннер В. А.*, *Рогов А. Б.*, *Трусов П. В.* Разрушение горных пород шарошками и диспергирование примесей в жидкостях. — М.; Тула: Гриф и К, 2003. — 330 с.
4. *Качурин Н. М. и др.* Расчет и проектирование гидромеханических исполнительных органов проходческих комбайнов. — М.: Изд-во МГГУ, 2003. — 293 с.
5. *Соколов Э. М.*, *Качурин Н. М.*, *Мелехова Н. И.*, *Гречишкин В. А.* Техногенное загрязнение природной среды. — Тула: Шар, 1998. — 97 с.
6. *Tingkan Lu et al.* Improvement of methane drainage in high gassy coal seam using waterjet technique // International Journal of Coal Geology. — 2009. — no 79. — Pp. 40—48.
7. *Socolov E. M. et al.* System of imitation for forecasting the 137Cs migration in the radioactive trace zone at the Chernobyl Atomic Power Station failure / International Symposium on Radiation Safety. — Moscow, 1994. — Pp. 101—103.
8. *Kachurin N. M.* Conceptual rules of the monitoring of the «Environment — Human Health» system in the Russian Federation / The 2-nd International Symposium «Mining and Environmental Protection». — Belgrade, 1998. — Pp. 21—26.
9. *Kachurin N. M.*, *Babovnikov A. L.* Gassing during the break and transport of coal in a retreatlongwall // Development of new technologies and equipment for mine haulage and hoisting. — Budva. — 2005. — С. 245—249.
10. *Яновская М. Ф.* О скорости десорбции метана из разрушенного угля / Проблемы рудничной аэрологии: сборник статей. — М.: Госгортехиздат, 1959. — С. 32—37.
11. *Siemek J., Rajtar J.* Simulation of gas ouflow from porousfissured media // Arch. Mining. Sci. — 1989. — 34, № 1. — Pp. 119—128.
12. *Васючков Ю. Ф.* Диффузия метана в ископаемых углях // Химия твердого топлива. — 1976. — № 4. — С. 76—79. РИАБ

КОРОТКО ОБ АВТОРАХ

Качурин Николай Михайлович — доктор технических наук, профессор,
зав. кафедрой, Тульский государственный университет,
Ермаков Анатолий Юрьевич — кандидат технических наук,
управляющий филиалом ООО «Сибнииуглеобогащение», г. Прокопьевск,
Сенкус Валентин Витаутасович — кандидат технических наук,
начальник горного отдела ООО «Проектгидроуголь-Н», г. Новокузнецк.

ISSN 0236-1493. Gornyy informatsionno-analiticheskiy byulleten'. 2018. No. 7, pp. 61–68.

Theoretical justification of phenomenological law of gas flow resistance in rock mass

Kachurin N.M., Doctor of Technical Sciences, Professor,
Head of Chair, Tula State University, 300012, Tula, Russia,
Ermakov A.Yu., Candidate of Technical Sciences, Manager of the Branch,
LLC «Sibniiugleobogaschenie», Prokopyevsk, Russia,
Sencus Val.V., Candidate of Technical Sciences, Head of Mining Department,
LLC «Proektgidrougol-H», Novokuznetsk, Russia.

Abstract. Rock mass saturated with gas can be assumed a thermodynamic system composed of elements which are ordered and connected by certain quantitative relations, and the set of the relations, that defines the connection between the elements of the system, governs the system structure. The experimental data prove that gas flow in porous media can be laminar, transient and turbulent; consequently, the equations of time–space distribution of pressure potential have different forms. Before a coal bed

is exposed, the coal–gas system is in the steady-state nonequilibrium condition resistant relative to internal fluctuations. The system is closed as mass exchange with the ambient medium can be neglected, and only energy exchange takes place. The system structure is such that the amount and pressure of gas are dissimilar at different points of the coal bed, thus, the system is not in the condition of equilibrium. After exposure of the coal bed, the coal–gas system passes into a new steady-state nonequilibrium state which is characterized by an increase in the entropy and, as a consequence, is more unordered and stable. This article presents the generalized law of methane flow resistance in coal beds. This law is derived analytically and has a rigorous thermodynamic justification. Based on the principle of local equilibrium in systems, local equilibrium can be assumed in small macroscopic parts of a system; furthermore, it can be supposed that small areas of the system contain many particles, deviations from equilibrium are small, difference between the properties of the neighbor elements in the system is insignificant, and the processes in the system run slow. Small parts of the large coal–gas system exchange energy and particles. The phenomenological regularities of nonequilibrium thermodynamics allow deriving a generalized low of resistance for rock mass as the sum of gas flows governed by attenuation of gas flow, relaxation of gas pressure potential, gradients of pressure potentials and amount of adsorbed gas.

Key words: theory, justification, phenomenological law, resistance, flow, gas, rock mass.

DOI: 10.25018/0236-1493-2018-7-0-61-68

REFERENCES

1. Kachurin N. M., Levkin N. D., Komissarov M. S. *Geoekologicheskie problemy ugledobyvayushchikh regionov* [Geoecological problems of coal-mining regions], Tula, Izd-vo TulGU, 2011, 560 p.

2. Pechuk I. M. Prognoz gazoobil'nosti vysokometamorfizovannykh antratsitov [Prediction of gas metabolism of high-metamorphosed an-thracites]. *Bor'ba s gazom i pyl'yu v ugol'nykh shakhtakh*: collection of articles, Issue 4], Moscow, 1967, pp. 53–58.

3. Kachurin N. M., Brenner V. A., Rogov A. B., Trusov P. V. *Razrushenie gornykh porod sharoshkami i dispergirovanie primesey v zhidkostyakh* [Destruction of rocks by cutters and dispersion of impurities in liquids], Moscow, Tula, Grif i K, 2003, 330 p.

4. Kachurin N. M. *Raschet i proektirovanie gidromekhanicheskikh ispolnitel'nykh organov prokhodcheskikh kombaynov* [Calculation and design of hydromechanical actuators of tunneling combines], Moscow, Izd-vo MGGU, 2003, 293 p.

5. Sokolov E. M., Kachurin N. M., Melekhova N. I., Grechishkin V. A. *Tekhnogennoe zagryaznenie prirodnoy sredy* [Technogenic pollution of the natural environment], Tula, Shar, 1998, 97 p.

6. Tingkan Lu et al. Improvement of methane drainage in high gassy coal seam using waterjet technique. *International Journal of Coal Geology*. 2009. no 79. Pp. 40–48.

7. Socolov E. M. System of imitation for forecasting the 137Cs migration in the radioactive trace zone at the Chernobyl Atomic Power Station failure. *International Symposium on Radiation Safety*. Moscow, 1994. Pp. 101–103.

8. Kachurin N. M. Conceptual rules of the monitoring of the «Environment Human Health» system in the Russian Federation. *The 2-nd International Symposium «Mining and Environmental Protection»*. Belgrade, 1998. Pp. 21–26.

9. Kachurin N. M., Babovnikov A. L. Gassing during the break and transport of coal in a retreatlongwall. *Development of new technologies and equipment for mine haulage and hoisting*. Budva. 2005, pp. 245–249.

10. Yanovskaya M. F. O skorosti desorbtsii metana iz razrushennogo uglya [On the rate of methane desorption from coal is destroyed]. *Problemy rudnichnoy aerologii:* collection of articles, Moscow, Gosgortekhizdat, 1959, pp. 32–37.

11. Siemek J., Rajtar J. Simulation of gas ouflow from porousfissured media. *Arch. Mining. Sci.* 1989. 34, no 1. Pp. 119–128.

12. Vasyuchkov Yu. F. Diffuziya metana v iskopaemykh uglyakh [Methane diffusion in fossil coals]. *Khimiya tverdogo topliva*. 1976, no 4, pp. 76–79. [In Russ].