



Сборник докладов Международной научно-практической конференции, посвященной 100-летию юбилею научной и туристско-экскурсионной деятельности в Кунгурской Ледяной пещере и 100-летию со дня рождения В.С. Лукина.- 26 – 31 мая 2014 г. - Кунгурская Ледяная пещера, Пермский край, Россия

## О ТЕРМОГРАДИЕНТНОМ МАССОПЕРЕНОСЕ В ГОРНОМ МАССИВЕ

О.А. Ланчава<sup>1</sup>, К.Д. Цикаришвили<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Горный Институт им. Г.А.Цулукидзе, Грузинский Технический Университет;

<sup>2</sup>Институт Географии им. Вахушти Багратиони, Тбилисский Государственный Университет

Для любого физического поля, формирующегося вследствие протекания взаимосвязанных необратимых процессов и проявляющего себя в виде потоков энергии или субстанции, справедлива линейная система уравнений Онзагера [1].

$$J_i = \sum_{k=1}^n L_{ik} X_{k(i=1,2,3,\dots,n)}, \quad (1)$$

где  $J_i$  – скорость протекания процесса, или же вектор соответствующего потока;  $L_{ik}$  – кинетические параметры изменения (характеристики проводящей среды);  $X_k$  – движущие силы, обуславливающие возникновение потоков.

Естественно, что в качестве  $X_k$  могут быть представлены градиенты всех природных сил взаимодействия (температуры, потенциала массопереноса и т.д.). В любом случае  $X_k$  поддерживает возникновение соответствующих одноименных и дополнительных (неодноименных) потоков и протекание процессов.

В капиллярно-пористых средах градиент температуры может вызвать потоки тепла и массы. В этом случае основной поток тепла возникает из-за теплопроводности и поддерживается прямой движущей силой – градиентом температуры. Т.е., передача термической энергии в основном обусловлена одноименным градиентом. Одновременно, этот же градиент порождает перенос субстанции в виде термоградиентного массопереноса, или же дополнительного эффекта Соре, который суммируется с основным потоком массы.

Причиной же появления основного потока массы является градиент потенциала массопереноса. Очевидно, что и этот градиент, вызывающий и поддерживающий основной процесс массопереноса, т.е., прямая движущая сила для массопереноса, способствует также передаче энергии термическим путем в виде дополнительного эффекта Дюфура. Безусловно, что и этот эффект усиливает основной тепловой поток.

Таким образом, в капиллярно-пористых средах, при наличии соответствующих градиентов, возникает процесс совместного тепломассопереноса, в котором суммарные потоки



тепла и массы обусловлены обеими движущими силами. При этом, преобладающая доля в одноименных потоках принадлежит одноименным градиентам.

Отличить процесс «чистого» теплопереноса в этих средах можно только теоретически, путем сравнения с переносом сплошных средах [2].

Заметим, что следствием отмеченного отличия и являются понятия тепло- и массофизических характеристик ( $L_{ik}$ ) капиллярно-пористых материалов, и в частности, искомых характеристик термоградиентного массопереноса.

Обозначая индексами 1 и 2, соответственно, потоки тепла и массы и основные силы, поддерживающие одноименные потоки, на основе (1) можно представить систему уравнений для онзагеровских потоков переноса энергии и массы в капиллярно-пористых средах:

$$J_1 = L_{11} X_1 + L_{12} X_2, \quad (2)$$

$$J_2 = L_{21} X_1 + L_{22} X_2 \quad (3)$$

Очевидно, что для случая теплопроводности в сплошной среде, движущей силой является только градиент температуры ( $X_1$ ), отсутствует эффект Дюфура ( $L_{12} = 0$ ) и уравнение (2) превращается в основное уравнение теплопроводности Фурье:

$$q = -\lambda \text{grad}T, \quad (4)$$

где  $q$  – плотность теплового потока, Вт/м<sup>2</sup>;  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности, Вт/(м.К);  $\text{grad}T$  – градиент термодинамической температуры, К/м.

В зависимости от выбора градиента преобладающей движущей силы для случая изотермического массопереноса из (3) получается либо уравнение диффузии Фика, либо уравнение массопроводности Льюкова и соответствующее содержание приобретают кинетические параметры  $L_{ik}$ .

Следует иметь в виду, что эти параметры хотя и характеризуют проводящую среду, но все же зависят от выбора потенциала массопереноса. Отмеченное, скорее всего, указывает на то, что эти коэффициенты являются относительными от системы отсчета. Необходимо добавить, что выбираемая нами преобладающая движущая сила, не является неопровержимой системой отсчета.

Следует также иметь в виду, что уравнения Фика и Льюкова не характеризуются достаточной строгостью даже для изотермического массопереноса, но в любом случае  $J_2$  является плотностью потока массы.

По причинам, которые будут очевидны ниже, мы останавливаем свой выбор на градиенте потенциала массопереноса. Следовательно, из (3) получается уравнение Льюкова:

$$q_m = -\lambda_m \text{grad}\vartheta, \quad (5)$$



где  $q_m$  – плотность потока массы, кг/(м<sup>2</sup> .с);  $\lambda_m$  – коэффициент массопроводности, кг.кмоль/(кДж.м.с);  $\text{grad}\theta$  – градиент потенциала массопереноса, кДж/(кмоль.м).

Из вышеизложенного следует, что феноменологические уравнения (1) - (3) более общие, чем основные законы тепло- и массопроводности. Поэтому для адекватной оценки совместно протекающего тепломассопереноса в капиллярно-пористых средах необходим учет полных потоков переноса термической энергии и массы на основе этих зависимостей.

Заметим также, что для горного массива, расположенного ниже первого водонепроницаемого слоя, характерно гигроскопическое массосодержание и процессы гигроскопического массопереноса.

Эти процессы и проявляют себя при формировании микроклимата в подземных сооружениях, расположенных в этой зоне. Для расчетного определения микроклиматических параметров, необходимы значения феноменологических коэффициентов  $L_{ik}$  и движущих сил  $X_k$ .

Поскольку основное поровое пространство угольного массива в отмеченной зоне представлено микропорами с радиусом капилляров  $r_k < 10^{-7}$  м и длина свободного пробега молекул водяного пара находится около этой величины, мы склоняемся к выводу о том, что массоперенос в этой среде следует интерпретировать как эффузию (направленного движения отдельных молекул, или их ансамблей).

При рассмотрении процесса с помощью диффузионной модели, возникают непреодолимые трудности в определении концентрации молекул воды в поровом пространстве. Дело в том, что один из компонентов диффундирующей системы «водяной пар – воздушная струя», а именно водяной пар, находится в поле внешних сил, т.е. в сорбционном силовом поле порового пространства. Поэтому теоретическое определение движущей силы невозможно [3], не существует также надежная аппаратура для измерения концентрации водяного пара в поровом пространстве.

Исходя из вышеизложенного, мы отдаем предпочтение энергетическому потенциалу [4], который рассчитывается по формуле:

$$\theta = RT \ln U_v, \quad (6)$$

где  $R$  – универсальная газовая постоянная, кДж/(кмоль.К);  $U_v$  – сорбционное относительное массосодержание, в долях единицы.

Прямой движущей силой массопереноса в горном массиве по нашему мнению является градиент этого потенциала. Для вышеотмеченных движущих сил совместного тепломассообмена на основе уравнений (2) - (5) в любом случае получается, что  $L_{11} = \lambda$ ,  $L_{22} = \lambda_m$ ,  $L_{12} = \frac{rc_m}{c}$ ,  $L_{21} = \delta_\theta$ , где  $r$  – удельная энтальпия фазового превращения, кДж/кг;  $c_m$ ,  $c$  – коэффициенты удельной массо- и теплоемкости, соответственно, кмоль/кДж; кДж/(кг.К);  $\delta_\theta$  – термоградиентный коэффициент, отнесенный к потенциалу массопереноса, кДж/(кмоль.К).

Из вышеизложенного очевидно, что коэффициент термоградиентного массопереноса следует определять согласно уравнению (3). При  $J_2 = 0$  и  $\lambda_m > 0$  из этого уравнения получается:

$$\delta_\vartheta = \left( \frac{\text{grad}\vartheta}{\text{grad}T} \right)_{J_2=0} = \left( \frac{\Delta\vartheta}{\Delta T} \right)_{J_2=0} . \quad (7)$$

Для горных пород Ткибули-Шаорского каменноугольного месторождения нами были составлены изотермы сорбции водяного пара, с помощью которых удалось построить новые кривые  $\vartheta = f(T)_{J_2=0}$  и определить численные значения термоградиентного коэффициента.

Следует отметить, что для исследованных горных пород этот коэффициент удовлетворяет принципу взаимности Онзагера с 7%-ным приближением. Согласно этому принципу, при соответствующем выборе движущих сил, феноменологические коэффициенты  $L_{12}$  и  $L_{21}$  численно равны и отличаются друг от друга только по размерности.

Таким образом, термоградиентный коэффициент можно определить расчетным путем по соотношению:

$$\delta_\vartheta = \frac{rc_m}{c} \quad (8)$$

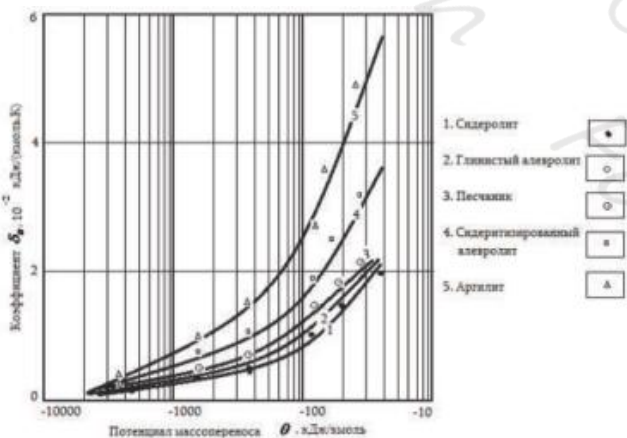


Рис. 1. Результаты экспериментальных определений термоградиентного коэффициента для исследованных горных пород

Результаты экспериментальных определений этого коэффициента сопоставлены с теоретическими значениями, вычисленных по формуле (8) и приведены на рисунке 1. Как видно из рисунка, для малых значений потенциала массопереноса, термоградиентный коэффициент является практически постоянным. Кроме того, для всех исследованных горных пород в области малых величин потенциала массопереноса, численные значения этого коэффициента отличаются друг от друга весьма незначительно, а с увеличением потенциала

отмеченное отличие становится существенным.

## Литература

1. Де Гроот С.Р. Термодинамика необратимых процессов. – М., Гостехиздат, 1976. – 280 с.
2. Ланчава О.А. О теплообмене в капитальных горных выработках. – ФТПРПИ, Новосибирск, Наука, №6, 1982. – с. 87-91.
3. Акоста В., Кован К., Грэм Б. Основы современной физики. – М., Просвещение, 1981. – 496 с.



4. Цимерманис Л.Б. Термодинамические и переносные свойства капиллярно-пористых тел. – Челябинск, ЮУКИ, 1971. – 202 с.

სსიპი სსიპი სსიპი  
Association  
For  
Science