

# Механизмы развития свободноконвективных течений флюидов в гидротермальных рудообразующих системах.

Мальковский В.И., Пэк А.А.

Институт геологии рудных месторождений, петрографии, минералогии и геохимии РАН  
malk@igem.ru

Движущими силами свободноконвективного течения являются Архимедовы силы, возникающие при неоднородном пространственном распределении плотности флюида. И поскольку плотность флюида зависит от температуры, одной из причин неоднородного распределения плотности может быть неоднородное распределение температур.

Для анализа условий, приводящих к развитию термоконвективных течений флюидов, предположим, что эти течения могут с удовлетворительной точностью рассматриваться в двумерном приближении в некоторой вертикальной плоскости. Введем в этой плоскости декартову систему координат  $\{y, z\}$ , в которой ось  $z$  направлена вертикально вверх. Будем считать, что скорость фильтрации флюидов удовлетворяет закону Дарси

$$v_y = -\frac{k}{\mu} \frac{\partial p}{\partial y}, \quad v_z = -\frac{k}{\mu} \left( \frac{\partial p}{\partial z} + \rho g \right), \quad (1)$$

где  $v_y, v_z$  – компоненты вектора скорости,  $p$  – давление,  $k$  – проницаемость пород,  $\rho$  – плотность флюида,  $\mu$  – коэффициент динамической вязкости флюида,  $g$  – ускорение свободного падения. Будем считать, что давление достаточно велико, чтобы флюид мог рассматриваться как конденсированная среда, вследствие чего тепловую конвекцию флюида можно рассматривать в приближении Буссинеска (Гебхарт, 1991). В этом приближении все свойства пород и флюида можно считать не зависящими от температуры и давления за исключением плотности в выражении силы тяжести во втором уравнении (1); в этом выражении плотность полагается линейной функцией температуры вида  $\rho = \rho_0 [1 - \beta(T - T_0)]$ , где  $\rho_0, \beta$  и  $T_0$  – константы аппроксимации. Поскольку зависимость плотности от температуры учитывается только в выражении силы тяжести, уравнение неразрывности флюида запишется, как для несжимаемой среды,

$$\partial v_y / \partial y + \partial v_z / \partial z = 0.$$

Вследствие этого компоненты поля скоростей можно выразить с помощью функции тока  $\psi$  следующим образом

$$v_z = \partial \psi / \partial y, \quad v_y = -\partial \psi / \partial z.$$

Продифференцируем первое уравнение (1) по  $z$ , второе – по  $y$ , вычтем одно из другого и подставим в результирующее уравнение выражения компонент поля скоростей через функцию тока. Получим

$$\frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{1}{k} \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{k} \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) = -g \rho_0 \beta \frac{\partial T}{\partial y}. \quad (2)$$

Из уравнения (2) следует, что тепловая конвекция флюидов неизбежно развивается, если существует ненулевая горизонтальная составляющая температуры, т.е. в случае, когда распределение температур в любом горизонтальном сечении рассматриваемой области пород не является однородным. При неоднородном распределении температур в горизонтальном сечении флюидонасыщенного массива пород тепловая конвекция в этом массиве развивается при любых условиях, при любых свойствах пород и флюида (т.е. при любых реальных значениях параметров  $k, \rho_0, \mu, \beta$  и др.). Будем называть термоконвективный процесс, развивающийся в таких условиях, тепловой конвекцией первого типа. Поскольку такие процессы обусловлены неоднородностью распределения температуры по горизонтали, причиной развития конвекции первого типа могут служить, например, вариации толщины литосферных плит, латеральная неоднородность теплофизических свойств пород (теплопроводности, плотности, теплоемкости), наличие температурных аномалий, связанных с магматическими интрузивами, и пр.

Предположим теперь, что поле температур в любом горизонтальном сечении рассматриваемого

массива пород однородно. В этом случае правая часть уравнения (2) равна нулю. Простейшим примером такой системы является горизонтальный (и бесконечный в горизонтальном направлении) флюидонасыщенный слой однородных пород конечной толщины. Верхняя и нижняя границы слоя непроницаемы для флюида, температуры верхней и нижней границ (соответственно,  $T_u$ ,  $T_l$ ) постоянны, причем температура на нижней границе больше, чем на верхней. В этом случае решением уравнения (2) является нулевая функция тока, соответствующая отсутствию тепловой конвекции. Однако теоретический анализ (Larwood, 1948) показал, что тепловая конвекция может развиваться и в таких системах при условии

$$Ra = \frac{k\rho cg\beta(T_u - T_l)h}{\lambda\mu} \geq 4\pi^2, \quad (3)$$

где  $c$  – удельная теплоемкость флюида,  $\lambda$  – теплопроводность пород. С этим результатом хорошо согласовались данные проведенных впоследствии экспериментальных исследований (Katto, Matsuoka, 1967). Развитие тепловой конвекции в этом случае вызывается неустойчивостью флюида. Если условие (3) не выполняется, любое малое возмущение давления или температуры флюида с течением времени затухает. Если условие (3) выполняется, появление сколь угодно малого возмущения приводит не к затуханию, а к развитию этого возмущения в полномасштабный термоконвективный процесс. Такие процессы, развивающиеся вследствие неустойчивости состояния флюида по отношению к сколь угодно малым возмущениям, будем называть тепловой конвекцией второго типа. Неравенство (3) позволяет определить условия развития конвекции второго типа в плоском горизонтальном пласте однородных пород, насыщенных флюидом с постоянными свойствами. Однако такая теоретическая модель является чрезмерной идеализацией для многих реальных геологических систем, и условия развития конвекции второго типа в таких системах могут определяться соотношениями, отличающимися от неравенства (3). Зависимость условий развития конвекции второго типа от вариации физических свойств флюида рассматривалась в работах (Straus, Schubert, 1977; Schubert, Straus, 1977). Влияние вариаций проницаемости пород (и в частности, наличия скачков проницаемости на границах разрывных нарушений или на границах между породами различных типов) на условия развития тепловой конвекции второго типа исследовалась в работах (McKibbin, O'Sullivan, 1980; Wang, 1994; Мальковский, Пэк, 1997, 1999, 2004).

Представляется вполне очевидным, что в реальных геологических системах неоднородности распределения температуры по горизонтали должны быть всегда. Это может быть обусловлено, например, вариацией толщины литосферных плит, неоднородностью теплопроводности пород, наклоном рассматриваемого пласта к горизонту и т.п. Тем самым, условия для развития конвекции первого типа должны существовать всегда, и, казалось бы, нет оснований для рассмотрения условий для развития конвекции второго типа, порожденной неустойчивостью. Однако следует учитывать, что локальные неоднородности распределения температур по горизонтали во многих случаях незначительны, и точно так же незначительны локальные конвективные процессы, развивающиеся в окрестности этих неоднородностей. В случае же выполнения условий, соответствующих развитию конвекции второго типа эти локальные неоднородности играют роль тех самых малых возмущений, по отношению к которым неустойчива вся геологическая система в целом. В результате этой неустойчивости малые возмущения развиваются, что приводит к развитию полномасштабного конвективного процесса во всей системе.

Характерной особенностью конвекции второго типа является относительно долгое время ее существования вследствие того, что глубинные источники тепла, поддерживающие эти термоконвективные процессы, могут существовать очень долго, как, например, в случае тепловой конвекции, развивающейся за счет геотермического градиента. По этой причине тепловая конвекция второго типа может играть большую роль в развитии рудообразующих систем и формировании рудных месторождений. Количественные оценки показывают, что при средних значениях геотермического градиента (порядка  $0.025$  °C/м) условия развития конвекции второго типа выполняются лишь при относительно высоких значениях  $k$ , как правило, превышающих характерные средние значения проницаемости больших массивов кристаллических пород. Это, казалось бы, позволяет сделать вывод, что тепловая конвекция второго типа может развиваться

только в массивах сильно нарушенных пород, либо в массивах с аномально высокими значениями геотермического градиента.

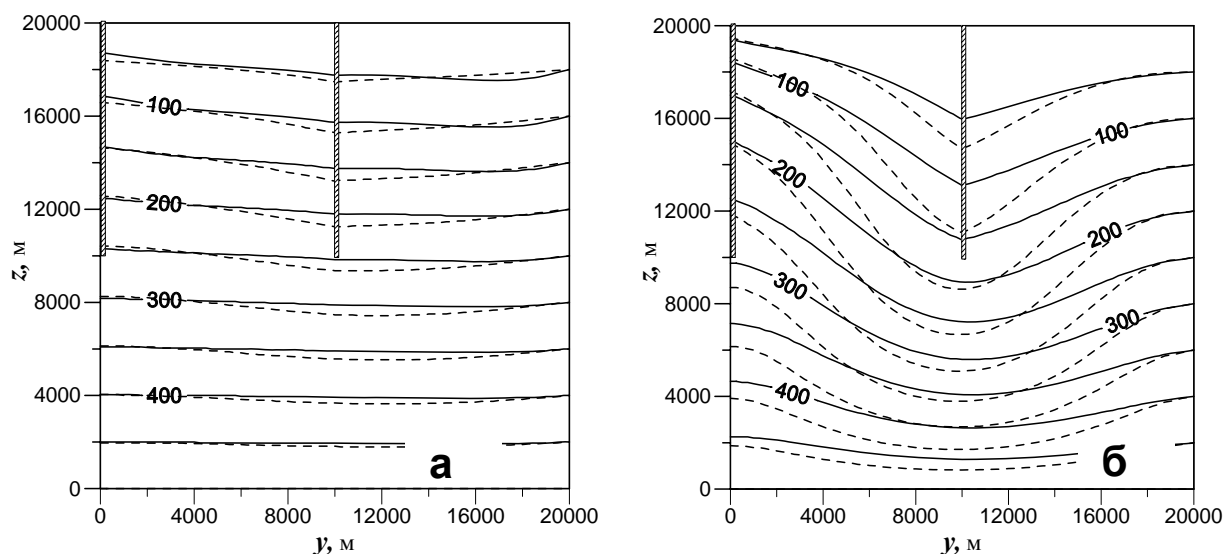
Для оценки справедливости такого вывода рассмотрим процедуру исследования устойчивости флюидов в отсутствие конвекции (такое состояние флюидов называют невозмущенным) относительно малых возмущений температуры и давления. Для такого анализа устойчивости температуру и компоненты скорости представляют в виде суммы невозмущенного локального значения и некоторого малого возмущения. Поскольку тепловая конвекция в невозмущенном состоянии отсутствует, невозмущенные значения компонент скорости обычно полагаются равными нулю, а невозмущенное распределение температур определяется геотермическим градиентом. В таком виде выражения температур и компонент скорости подставляют в уравнения фильтрации флюидов и теплопереноса в рассматриваемой области пород. При этом члены, имеющие второй порядок малости по величинам возмущений, отбрасываются. Затем на основании анализа линеаризованных таким образом определяющих уравнений определяются условия, при которых сколь угодно малые возмущения со временем развиваются. Таким путем было получено неравенство (3) и аналогичные ему выражения, определяющие условия развития тепловой конвекции в более сложных случаях.

Во всех этих случаях невозмущенное состояние соответствует неподвижному флюиду. Однако в некоторых случаях начальное возмущение такого невозмущенного состояния нельзя считать малым. Рассмотрим кальдеру, внутри которой угол наклона поверхности рельефа к горизонту (от центра до краев кальдеры) равен  $\alpha$ . Предположим, что поверхность зеркала подземных вод приблизительно совпадает с поверхностью рельефа. Тогда вследствие неоднородности рельефа осуществляется вынужденное (региональное) подземное течение флюида из периферийных областей кальдеры к ее центру. Наличие характерных глубоких субвертикальных разломов в центральной и периферийной частях кальдеры может существенно интенсифицировать такое течение. Влияние вынужденного течения флюидов на теплоперенос в породах кальдеры приводит к искажению невозмущенного распределения температур. Сформировавшиеся таким образом возмущения скоростей и температур нельзя считать сколь угодно малыми, вследствие чего отбрасывание членов второго порядка малости по возмущениям в уравнениях фильтрации и теплообмена становится необоснованным (вообще говоря, даже и в этом случае можно использовать процедуру линеаризации, но только невозмущенное состояние должно соответствовать не покоящемуся флюиду, а тому распределению скоростей и температур, которые образовались в результате вынужденной конвекции флюида). С течением времени в результате выветривания рельеф кальдеры сглаживается, и региональное течение ослабевает, однако может оказаться, что за счет тепловой конвекции относительно большое начальное возмущение способно развиваться даже тогда, когда малые возмущения затухают. Таким образом, тепловая конвекция в рассматриваемой геологической системе развивается даже при таких значениях проницаемости пород и геотермического градиента, при которых условие устойчивости состояния покоя к малым возмущениям выполняется.

В качестве примера на рисунке приведены результаты численного моделирования развития тепловой конвекции в кальдере при следующих значениях параметров кальдеры:  $\alpha = 0.05$  (в радианах), радиус кальдеры – 20 км, расстояние между центральным и периферийными разломами 10 км, ширина зоны разлома – 100 м, глубина разломов – 10 км, проницаемость пород кальдеры вне зон разломов –  $2 \times 10^{-16} \text{ м}^2$ , проницаемость зон разломов –  $10^{-14} \text{ м}^2$ , теплопроводность пород –  $1.5 \text{ Вт}/(\text{м} \times \text{К})$ , плотность пород  $2100 \text{ кг}/\text{м}^3$ , удельная теплоемкость пород –  $900 \text{ Дж}/(\text{кг} \times \text{К})$ . Свойства флюида:  $\rho_0 = 10^3 \text{ кг}/\text{м}^3$ ,  $\beta = 5 \times 10^{-4} \text{ 1}/\text{К}$ ,  $\mu = 5 \times 10^{-4} \text{ Н} \times \text{с}/\text{м}^2$ ,  $c = 4200 \text{ Дж}/(\text{кг} \times \text{К})$ . Предполагалось, что выветривание происходит равномерно и с постоянной скоростью при полном сглаживании рельефа кальдеры в течении 100 тыс. лет.

При  $t = 100$  тыс. лет в рассматриваемом примере происходит полное сглаживание рельефа кальдеры, однако характер эволюции изотерм, показанных на рисунке, свидетельствует, что начальное возмущение при дальнейшем увеличении  $t$  продолжает развиваться. Это приводит к

формированию термоконвективного течения. Между тем оценка по методике, описанной в (Wang, 1994), показывает, что невозмущенное состояние, соответствующее исходной неподвижности флюида в рассматриваемой системе (т.е. без учета вынужденного течения, обусловленного неоднородностью рельефа кальдеры), устойчиво относительно малых возмущений. Таким образом, величина начального возмущения может влиять на неустойчивость невозмущенного состояния и на условия развития тепловой конвекции.



Эволюция изотерм в кальдере в результате развития тепловой конвекции при наличии начального возмущения, обусловленного региональным течением флюидов.

Ось  $z$  направлена вертикально вверх от некоторого нулевого уровня, условно принимаемого за базовый и расположенного на глубине 20 км. Ось  $y$  направлена перпендикулярно плоскостям центрального и периферийного разломов ( $y = 0$  соответствует середине центрального разлома). Зоны центрального и краевых разломов показаны штриховкой; изотермы, соответствующие различным значениям времени  $t$ , прошедшего с начала процесса, показаны сплошными и пунктирными линиями;

а) сплошные линии –  $t = 100$  тыс. лет, пунктирные линии –  $t = 500$  тыс. лет;

б) сплошные линии –  $t = 1$  млн. лет, пунктирные линии –  $t = 6$  млн. лет (они практически совпадают с изотермами, построенными при  $t = 5$  млн. лет, – так что можно считать, что через 5 млн. лет процесс стабилизировался)

## Литература

- Геххарт Б., Джалурия Й., Махаджан Р., Саммакия Б. Свободноконвективные течения, тепло- и массообмен. В 2-х кн., Т.2 / Пер. с англ. - М.: Мир, 1991. – 528 с.
- Мальковский В.И., Пэк А.А. Условия развития тепловой конвекции однофазного флюида в вертикальном разломе // Петрология. 1997. Т.5, №4. – С. 428-434.
- Мальковский В.И., Пэк А.А. Условия развития свободной тепловой конвекции однофазного флюида в горизонтальном пористом слое с изменяющейся с глубиной проницаемостью // Физика Земли. 1999, №12. – С. 27-31.
- Мальковский В.И., Пэк А.А. Условия развития тепловой конвекции однофазного флюида в вертикальном открытом разломе // Физика Земли. 2004. Т.40, №8. – С.70-78.
- Katto Y., Matsuoka T. Criterion for the onset of convection flow in a fluid in a porous medium // Int. J. Heat Mass Transfer. V.10, 1967. – P. 297-309.
- Lapwood E.R. Convection of a fluid in a porous medium // Proc. Cambridge Philos. Soc. V.44, 1948. – P. 508-521.
- McKibbin R., O'Sullivan M.J. Onset of convection in a layered porous medium heated from below // J. Fluid Mech. V.98, part 2, 1980. – P. 375-393
- Schubert G., Straus J.M. Two-phase convection of water in a porous medium // J. Geophys. Res. V.82, N3, 1977. – P. 3411-3421.
- Straus J.M., Schubert G. Thermal convection of water in a porous medium: effects of temperature- and pressure- dependent thermodynamic and transport properties // J. Geophys. Res. V.82, N2, 1977. – P. 325-333.
- Wang C.Y. Thermal convective instability of a horizontal saturated porous layer with a segment of inhomogeneity // Applied Scientific Research. V.52, 1994. – P. 147-160.