

УДК 536+551.2+552.112

Термо- и гидродинамические процессы при эволюции флюидных систем*

В.К. Черепанова

Новосибирский государственный технический университет

E-mail: vera_cherepanova@mail.ru

На основе модели вулканогенных ортомагматических флюидных систем исследована динамика фазовых фронтов в гидротермальном растворе, фильтрующемся по порам флюидопроводника вверх к земной поверхности. Задача решена с учетом возникновения и постепенного угасания "источника" флюида, связанного с кристаллизацией водонасыщенной базитовой магмы в малоглубинной интрузивной камере. Исследовано влияние пористости и проницаемости надынтрузивных пород, а также условий теплообмена на их границах на эволюцию ортомагматической флюидной системы.

Ключевые слова: флюидная система, фазовые барьеры, фильтрация, модель.

ВВЕДЕНИЕ

Процессы эндогенного и экзогенного рудоотложений развиваются на так называемых геохимических барьерах [1], к числу которых относятся температурные, фазовые, кислотно-щелочные и др. Например, фазовые барьеры проявляются при фильтрации горячего магматического флюида, содержащего растворенные минералы, в направлении земной поверхности. В этом случае возможны фазовые превращения летучих, сопровождающиеся существенным изменением концентрации примесных компонентов. При этом главным условием рудоотложения при формировании месторождений в вулканогенных гидротермальных системах считается появление зоны декомпрессионного вскипания флюидов. Качественные физико-химические схемы такого процесса довольно подробно описаны [2–4], однако создание количественной модели тепловой динамики магматогенной флюидной рудообразующей системы далеко от завершения.

Тепловая эволюция ортомагматической флюидной системы представляет собой достаточно сложный процесс, состоящий из нескольких стадий. Возникновение такой системы связано с оттеснением растворенных летучих в процессе затвердевания магматического расплава в интрузивной камере и их дальнейшим вскипанием. Последующая фильтрация гидротермального (чаще всего водного) флюида вверх определяется пористостью и проницаемостью затвердевшей интрузивной породы и надынтрузивных вмещающих толщ, а также геометрией проницаемой области. В процессе движения к поверхности земли из-за падения темпе-

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 07-05-00910).

ратуры и давления в фильтрующемся потоке возможны фазовые превращения (конденсация, испарение, кипение жидкости), сопровождающиеся отложением растворенных минералов на соответствующих геохимических барьерах.

В работе [5] предложена модель динамики ретроградного кипения магматических расплавов в интрузивной камере, а в [6–8] проведен количественный анализ развития ортомагматических флюидных систем (ОФС) для гранитоидных и базитовых магм. Наряду с этим в [6] была рассмотрена качественная схема совмещения различных геохимических барьеров в ОФС. Следующим шагом стало исследование динамики границ фазовых переходов для случая стационарного фронта отделения летучих от магматического расплава с использованием модели вулканогенных ортомагматических флюидных систем [9]. Однако нерешенной осталась задача создания количественной картины перемещения фазовых барьеров над границей ретроградного кипения магмы с учетом зарождения и последующего постепенного отмирания “источника” флюида.

В настоящей работе на основе математической модели теплообмена в ОФС исследована динамика фазовых фронтов во флюидных рудообразующих системах, возникновение и эволюция которых обусловлены кристаллизацией водонасыщенного базитового расплава в малоглубинной интрузивной камере. Рассматривается влияние пористости и проницаемости надинтрузивных пород, а также условий теплообмена на их границах на эволюцию ортомагматической флюидной системы.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Рассмотрим схему процесса ретроградного кипения при кристаллизации магматического расплава в интрузивной камере, сопровождающегося фильтрацией образующегося флюида сквозь проницаемую породу флюидопроводника вверх к земной поверхности (рис. 1). Предполагается, что расплав заполнил камеру

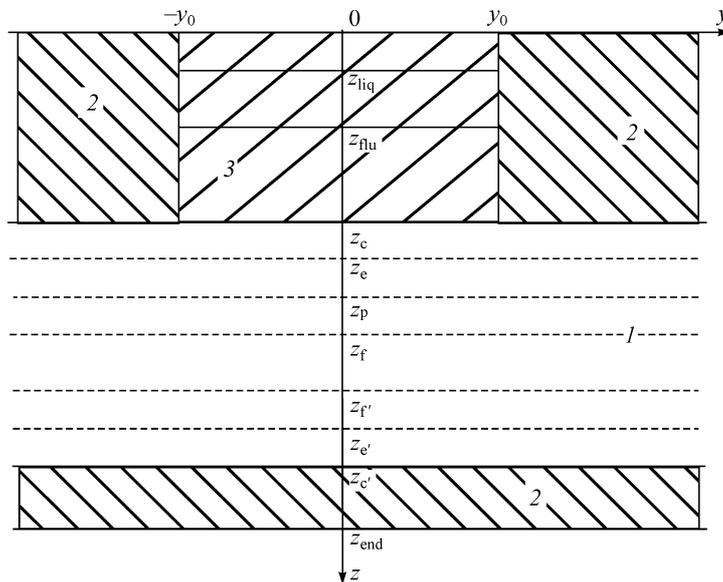


Рис. 1. Схема разбиения пространственной области.

1 — интрузив, 2 — слабопроницаемая вмещающая порода, 3 — флюидопроводник. Зона конвектирующего расплава $z_f - z_f'$, двухфазная зона кристалл+расплав в отсутствие насыщения магмы летучими $z_p - z_f$ и $z_f' - z_e$, трехфазная зона кристаллы+расплав+флюид $z_e - z_p$, затвердевшие интрузивные породы $z_c - z_e$ и $z_e' - z_c'$, вмещающие породы 0 — z_c и $z > z_c'$, z_{flu} — граница перехода закритического флюида в жидкое или газообразное состояние, z_{liq} — граница фазового перехода жидкость–пар или пар–жидкость.

мгновенно. Ниже и выше интрузива находятся вмещающие породы, чья исходная температура ниже температуры расплавленной магмы. В процессе теплообмена происходит остывание интрузива с последующим затвердеванием расплава. Объемная кристаллизация сопровождается перемещением границ ликвидусов (z_f и z'_f) и солидусов (z_e и z'_e) вглубь интрузива и уменьшением доли расплава в гетерофазной зоне. Растворенные в магме летучие и примесные компоненты оттесняются в расплавную фазу, поскольку для большинства из них коэффициенты распределения между твердой и жидкой фазами $k \ll 1$. При достижении определенной концентрации летучих в расплаве, когда их суммарное парциальное давление станет больше литостатического, начинается образование пузырьков флюида [5].

Как показано в работе [10], в зависимости от различных термогидродинамических условий могут реализовываться два предельных режима ретроградного кипения: выделение изолированных газовых пузырьков и образование связанной (сотовой) газоусадочной пористости. В настоящей задаче рассматривается мало-глубинная интрузивная камера, магматический расплав имеет достаточное исходное водосодержание. Это позволяет считать, что в гетерофазной зоне над уровнем кипения формируется связанная газовая пористость. В результате отделяющийся от магмы флюид, “источник” которого соответствует фронту вскипания z_p (рис. 1), движется по порам изверженных и далее вмещающих пород вверх к поверхности земли. В процессе такой фильтрации по мере снижения температуры и давления гидротермальный раствор претерпевает превращения закритический флюид–пар–жидкость. На нижней границе интрузива происходит кондуктивный теплообмен с вмещающими породами

Предполагается, что горизонтальные размеры интрузива много больше его вертикальных размеров. Это позволяет рассмотреть перенос тепла и массы при затвердевании двухкомпонентного расплава, содержащего растворенный флюид, в пределах интрузива в одномерной постановке (ось z направлена от земной поверхности вниз). В области вмещающих пород, залегающих ниже камеры, также используется одномерная постановка задачи. Над интрузивом узкая проницаемая зона флюидопроводника ограничена сбоку практически непроницаемой породой, теплообмен на границе между которыми подчиняется закону Ньютона–Рихмана и учитывается введением эффективного коэффициента теплопередачи $\alpha_c \approx \text{const}$. Это приводит к квазидвумерной постановке задачи теплообмена в надинтрузивной области.

Ввиду сложности и многопараметричности рассматриваемой проблемы примем некоторые допущения. Считаем, что физические параметры среды равны соответствующим средним значениям в рассматриваемых интервалах изменения величин, а движение расплава обусловлено лишь усадочными явлениями при кристаллизации, что позволяет пренебречь конвективным переносом тепла в интрузиве по сравнению с его переносом за счет теплопроводности. Основываясь на подходе, предложенном в [5], запишем для интрузивной области осредненные уравнения, описывающие процесс кристаллизации без учета диффузии в твердой фазе и химического взаимодействия растворенных компонентов:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} - \frac{\varepsilon_1 k_0}{c_l} \frac{\partial f_l}{\partial t}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial (f_l C_i)}{\partial t} = \varepsilon_1 k_i C_{i0} \frac{\partial f_l}{\partial t}, \quad (2)$$

$$\varepsilon \frac{\partial f_l}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} (f_l u), \quad (3)$$

где T — температура, индекс i обозначает компонент расплава, C_i — концентрация соответствующего компонента, C_{i0} — начальное значение концентрации, t — время, z — вертикальная координата, f_l — доля (сечение) жидкой фазы ($f_l \equiv 1$ при $T \geq T_{l0}$, $f_l \equiv 0$ при $T < T_e$, T_{l0} — температура ликвидуса исходного расплава, T_e — температура конца гетерофазной зоны), κ_0 — удельная теплота кристаллизации, k_i — коэффициент распределения, u — скорость подтока расплава, $a = \lambda/c\rho$ — температуропроводность, $c\rho = f_l\rho_l c_l + (1-f_l)\rho_s c_s$, $\lambda = f_l\lambda_l + (1-f_l)\lambda_s$, ρ_l , c_l , λ_l — плотность, удельная теплоемкость и теплопроводность магматического расплава соответственно, ρ_s , c_s , λ_s — плотность, удельная теплоемкость и теплопроводность изверженных пород соответственно, $\varepsilon_1 = 1 + \varepsilon$, $\varepsilon = (\rho_s - \rho_l)/\rho_l$ — коэффициент усадки. Уравнение (2) записано в предположении взаимной компенсации конвективного и диффузионного потоков вещества, поэтому распределение концентраций растворенных компонентов в межкристаллической жидкости будет подчиняться закону неравновесного рычага [5]:

$$C_i / C_{i0} = f_l^{\varepsilon_1(k_i-1)}. \quad (2a)$$

Уравнение (3) справедливо при отсутствии газовой фазы: $f_g \equiv 0$ при $z \geq z_p$, здесь f_g — доля газовой фазы. В трехфазной зоне ретроградного кипения расплав+твердое+флюид будем использовать квазиравновесную модель тепломассообмена, где уравнение (3) заменяется на

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_s f_s + \rho f_l) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho f_l u) = 0, \quad (3a)$$

здесь доля твердой фазы $f_s = 1 - f_l$; $\rho f_l = \rho_{g1} f_g + \rho_l (f_l - f_g)$, ρ_{g1} — плотность флюида.

Динамика температуры в области вмещающих пород, находящихся под интрузивом, будет определяться решением нестационарного уравнения теплопроводности

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a_{\text{roc}} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}, \quad (4)$$

где a_{roc} — температуропроводность вмещающих пород.

В надинтрузивной области в пространстве пористых горных пород движется горячий флюидный раствор, отделяющийся от магмы в процессе ее кристаллизации. Потоки тепла и массы в гидротермальной приповерхностной системе направлены в вертикальную зону повышенной проницаемости шириной $2y_0$. В наиболее общем случае можно считать, что в данной ОФС может возникнуть несколько областей, соответствующих различным агрегатным состояниям флюида.

При реализации сложной многофронтной модели ОФС в области флюидопроводника над интрузивной камерой примем некоторые упрощающие допущения, не нарушающие сущности рассматриваемого процесса: локальные температуры флюидопотока и пористой породы практически равны; фазовые границы считаем резкими, а гидротермальный флюид однофазным; область фильтрации считается однородной по проницаемости, исключая явления перегрева (переохлаждения) [11], принимаем, что ширина зоны возможного развития конвекции флюида в рассматриваемой пористой среде мала по сравнению с размером области фильтрации; поперечный размер $2y_0$ проницаемой области достаточно мал, так что его

внутренним термическим сопротивлением можно пренебречь по сравнению с внешним ($y_0/\psi \ll 1/\alpha_c$, где ψ — эффективная теплопроводность проницаемых надынструзивных пород) и рассматривать задачу в квазидвумерном приближении.

Для процесса фильтрации гидротермального раствора в надынструзивной области (ось z направлена от земной поверхности вниз) уравнение теплопроводности и условие Стефана на границе жидкость–пар имеют вид:

$$\varphi_j \frac{\partial T}{\partial t} + f_r \rho_{gj} c_{gj} v_j \frac{\partial T}{\partial z} = \psi_j \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} - \frac{\alpha_c}{y_0} (T - T_{\text{roc}}), \quad (5)$$

$$f_r \rho_{g3} c_{g3} v_3 T|_{L_2} - \psi_3 \frac{\partial T}{\partial z} - f_r \rho_{g2} c_{g2} v_2 T|_{L_2} + \psi_2 \frac{\partial T}{\partial z} = f_r \rho_{g3} Q \frac{dz_{\text{liq}}}{dt}, \quad (6)$$

где вторым индексом $j = 1, 2, 3$ обозначены физические величины, относящиеся к флюидной (закритической), жидкой и паровой фазам соответственно, ρ_{gj} , c_{gj} , λ_{gj} — плотность, удельная теплоемкость и теплопроводность гидротермального раствора соответственно, равные их средним значениям в рассматриваемом интервале изменения температуры, v_j — скорость движения j -й фазы флюидного раствора, Q — теплота фазового перехода жидкость–пар, z_{liq} — координата границы жидкость–пар, $\varphi_j = f_r \rho_{gj} c_{gj} + (1 - f_r) \rho_r c_r$, $\psi_j = f_r \lambda_{gj} + (1 - f_r) \lambda_r$, f_r — пористость пород флюидопроводника, ρ_r , c_r , λ_r — плотность, удельная теплоемкость и теплопроводность пород флюидопроводника соответственно, $T_{\text{roc}} = T_{\text{roc0}} + G_{\text{roc}} z$ — температура вмещающих пород, окружающих флюидопроводник, T_{roc0} — температура вмещающих пород на поверхности земли, G_{roc} — градиент температуры во вмещающих породах.

При решении конкретной задачи формирования и эволюции ОФС необходимо использовать и конкретную диаграмму состояния. В качестве таковой взята система $\text{Di} + \text{An} + \text{H}_2\text{O}$ как модель водонасыщенного базитового расплава. Аппроксимируя соответствующую квазибинарную диаграмму состояния линейной функцией, получим

$$T = T_A + \beta_p (P_{\text{lit}} - P_{\text{atm}}) - \beta_1 C_1 - \beta_2 C_2, \quad (7)$$

где T_A — температура плавления основного компонента, β_p и β_i — коэффициенты линейной аппроксимации линии ликвидуса в зависимости от давления и концентрации соответственно, P_{lit} — литостатическое давление, P_{atm} — атмосферное давление.

Наличие в магматическом расплаве летучих веществ, растворимость которых много выше в жидкой фазе по сравнению с твердой, приводит в процессе кристаллизации к повышению локального парциального давления газов P и достижению условия

$$P = P_{\text{lit}} + P_{\text{atm}} - \Delta P_\mu + 2\sigma / r_0, \quad (8)$$

где ΔP_μ — потери давления на вязкое течение в гетерофазной зоне, σ — поверхностное натяжение расплава, r_0 — начальный радиус пузырька флюида. Полученные в работе [5] оценки членов уравнения (8) показывают, что двумя последними слагаемыми справа можно пренебречь. Таким образом, когда локальное парциальное давление флюида станет литостатическим, возникают обособленные газовые полости, которые в нашем случае образуют связанную пористость [10]. Для выполнения этого условия выбраны для рассмотрения малоглубинные камеры, запол-

ненные базитовой магмой с начальным содержанием воды не менее 0,5 % масс. Равновесная концентрация растворенного в расплаве летучего удовлетворяет следующему соотношению

$$C_g = (a_1 + a_2 T) \sqrt{P}, \quad (9)$$

где a_1 и a_2 — константы равновесия.

По образовавшимся порам интрузивной породы и далее сквозь проницаемую породу флюидопроводника горячий водный раствор фильтруется вверх к земной поверхности. При этом, как уже упоминалось выше, по мере охлаждения и сброса давления закритический флюид будет переходить в жидкую или паровую фазу, которые в дальнейшем могут претерпевать фазовые превращения. Для описания движения флюида, жидкости и газа в пористой среде используем эмпирический закон Дарси в форме

$$v_j = - \frac{K_p}{\mu_{gj} f_r} \left(\frac{\partial P}{\partial z} + \rho_{gj} g \right), \quad (10)$$

где K_p — коэффициент проницаемости, μ_{gj} — среднее в рассматриваемом интервале изменения температуры значение коэффициента динамической вязкости j -й фазы гидротермального раствора, g — ускорение свободного падения.

В настоящей работе рассматриваются интрузивные камеры, залегающие на малых глубинах (< 4 км), литостатическое давление в этом случае не превышает 10^8 Па, что позволяет считать весь образующийся гидротермальный раствор несжимаемой жидкостью. При этом в каждой из областей — закритического флюида, жидкости или пара — выбираются осредненные значения плотности. Из уравнения неразрывности для движения флюидного раствора в пористой среде

$$\operatorname{div}(\rho_{gj} f_r v_j) = 0$$

и закона Дарси (10) следует уравнение фильтрации в виде

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\rho_{gj} \frac{K_p}{\mu_{gj}} \left(\frac{\partial P}{\partial z} + \rho_{gj} g \right) \right) = 0. \quad (11)$$

Система уравнений (1)–(11) дополняется начальными и граничными условиями:

$$T|_{t=0} = T_0 + G_T z, \quad 0 \leq z < z_c, \quad z'_c < z \leq z_{\text{end}}, \quad (12a)$$

$$T|_{t=0} = T_A + \Delta T, \quad z_c \leq z \leq z'_c, \quad (12б)$$

$$-\psi_j \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} = \alpha (T_{\text{med}} - T), \quad (13a)$$

$$\psi_j \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=y_0} = \alpha_c (T_{\text{roc}} - T), \quad (13б)$$

$$T|_{z_c-0} = T|_{z_c+0}, \quad \psi_1 \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z_c-0} = \lambda \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z_c+0}, \quad (13в)$$

$$T|_{z'_c-0} = T|_{z'_c+0}, \quad \lambda \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z'_c-0} = \lambda_{\text{roc}} \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z'_c+0}, \quad (13г)$$

$$T|_{z_{\text{end}}} = T_0 + G_T z_{\text{end}}, \quad (13\text{д})$$

$$P|_{z=0} = P_{\text{atm}}, \quad P|_{z=z_p} = P_{\text{lit}}, \quad (14)$$

где T_0 — исходная температура пород флюидопроводника на поверхности земли, G_T — градиент температуры, z_c, z'_c — координаты кровли и подошвы интрузива соответственно, z_{end} — координата нижнего горизонта рассматриваемой области, ΔT — величина перегрева расплава, λ_{roc} — теплопроводность вмещающих пород. Также уравнения дополняются соотношениями, связывающими температуру и давление на границе фазового перехода жидкость–пар [12].

Таким образом, замкнутая система уравнений (1)–(11) с начальными и граничными условиями (12)–(14) позволяет описывать эволюцию малоглубинных, разгружающихся на поверхности Земли гидротермальных систем.

Для решения сформулированной задачи использован численный алгоритм на основе конечно-разностной неявной схемы, который реализуется методом прогонки и простой итерацией. На каждом временном шаге по значениям температуры происходит разбиение интрузива на области расплава, двухфазной зоны (кристаллы+расплав), трехфазной зоны (кристаллы+расплав+флюид) и затвердевших интрузивных пород в соответствии со схемой на рис. 1, а по значениям температуры и давления определяется положение зон закритического флюида, жидкости и пара в проницаемом флюидопроводнике. В полученных областях рассчитываются эффективные значения теплофизических параметров. На каждой новой итерации отыскивается решение уравнения теплопроводности с использованием схемы сквозного счета [13], уточняются границы расчетных областей и величины теплофизических параметров. Итерации заканчиваются по достижении условия сходимости для температуры во всех точках расчетных областей. После этого определяется доля жидкой фазы в области интрузива, скорость подтока расплава, концентрация (для всех компонентов), координата вскипания, давление во флюиде и его расход. Затем на новом временном шаге весь процесс повторяется.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Рассматривалась задача кристаллизации горизонтального интрузивного тела, верхняя граница которого расположена на глубине $z_c = 2000$ м от поверхности земли, нижняя граница — $z'_c = 3000$ м. Горизонтальный размер проницаемого флюидопроводника $y_0 = 100$ м. Нижний горизонт рассматриваемой области находится на глубине $z_{\text{end}} = 4500$ м. Начальный перегрев магматического расплава в интрузиве $\Delta T = 15$ К, исходная температура пород на поверхности земли $T_0 = T_{\text{roc0}} = 300$ К, градиент температуры во вмещающих породах $G_T = G_{\text{roc}} = 0,02$ К/м. На поверхности земли давление $P_{\text{атм}} = 10^5$ Па, температура внешней среды $T_{\text{мед}} = 300$ К. Коэффициент теплоотдачи на земной поверхности варьировался в диапазоне $\alpha = 5 \div 50$ Вт/(м²К), эффективный коэффициент теплопередачи на боковой поверхности проницаемого флюидопроводника $\alpha_c = 10^{-4} \div 10^{-2}$ Вт/(м²К). Проницаемость и пористость вмещающих пород над интрузивной камерой задавалась постоянной или кусочно-постоянной в диапазонах: $K_p = 10^{-17} \div 10^{-13}$ м², $f_r = 0,01 \div 0,1$. Проницаемость изверженных пород, т. е. связанной газоусадочной пористости, определялась согласно теории, развитой в работе [5]. В качестве модели базитовой магмы взята система Di + An + H₂O с исходным содержанием воды $C_{20} = 0,5$ % масс. Согласно [14] использовались следующие значения параметров: $T_A = 1665$ К, $C_{10} = 10$ % масс., $\beta_{10} = 2,8$ К/%, $\beta_{20} = 29,26$ К/%, $\beta_p = 2 \cdot 10^{-7}$ К/Па,

$k_{1,2} = 0,001$, $\rho_s = 2700 \text{ кг/м}^3$, $\rho_l = 2600 \text{ кг/м}^3$, $c_s = 1000 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)}$, $c_l = 1200 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)}$,
 $\lambda_s = 2,4 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$, $\lambda_l = 2,1 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$, $\kappa_0 = 3,2 \cdot 10^5 \text{ Дж/кг}$.

Для вмещающих пород: $\rho_r = 2700 \text{ кг/м}^3$, $c_r = 1000 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)}$, $\lambda_r = 2,4 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$,
 $\lambda_{\text{тос}} = 2,4 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$, $a_{\text{тос}} = 8,9 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$.

Для гидротермального водного раствора согласно [12]: $\rho_{g1} = 317 \text{ кг/м}^3$,
 $\rho_{g2} = 970 \text{ кг/м}^3$, $\rho_{g3} = 477 \text{ кг/м}^3$, $c_{g1} = 3200 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)}$, $c_{g2} = 4310 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)}$,
 $c_{g3} = 2000 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)}$, $\lambda_{g1} = 0,17 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$, $\lambda_{g2} = 0,68 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$, $\lambda_{g3} = 0,03 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$,
 $Q = 2,256 \cdot 10^6 \text{ Дж/кг}$, $\mu_{g1} = 4,5 \cdot 10^{-5} \text{ Па}\cdot\text{с}$, $\mu_{g2} = 1,8 \cdot 10^{-4} \text{ Па}\cdot\text{с}$, $\mu_{g3} = 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ Па}\cdot\text{с}$,
 $a_1 = 3 \cdot 10^{-5} \text{ \%}/\text{Па}^{0,5}$, $a_2 = 6,2 \cdot 10^{-8} \text{ \%}/(\text{К}\cdot\text{Па}^{0,5})$.

Результаты расчетов проиллюстрированы на рис. 2–5. На рис. 2 показаны температурные профили в ортомагматической флюидной системе (ОФС) при коэффициенте теплоотдачи на земной поверхности $\alpha = 50 \text{ Вт/(м}^2\text{К)}$, а на боковой поверхности проницаемой области $\alpha_c = 0,001 \text{ Вт/(м}^2\text{К)}$. Проницаемость и пористость надынtrizивных пород задана кусочно-постоянно: в области 0–300 м вниз от поверхности земли $K_p = 10^{-14,5} \text{ м}^2$, $f_r = 0,1$, от 300 до 600 м $K_p = 10^{-15} \text{ м}^2$, $f_r = 0,07$, от 600 до 1000 м $K_p = 10^{-15,5} \text{ м}^2$, $f_r = 0,05$, от 1000 до 1400 м $K_p = 10^{-16} \text{ м}^2$, $f_r = 0,03$, от 1400 до 1700 м $K_p = 10^{-16,5} \text{ м}^2$, $f_r = 0,02$, от 1700 до 2000 м $K_p = 10^{-17} \text{ м}^2$, $f_r = 0,01$. На рис. 3 представлены аналогичные профили, но при больших значениях проницаемости: в области 0–300 м вниз от земной поверхности $K_p = 10^{-13,5} \text{ м}^2$, $f_r = 0,1$; от 300 до 600 м $K_p = 10^{-14} \text{ м}^2$, $f_r = 0,07$; от 600 до 1000 м $K_p = 10^{-14,5} \text{ м}^2$, $f_r = 0,05$; от 1000 до 1400 м $K_p = 10^{-15} \text{ м}^2$, $f_r = 0,03$; от 1400 до 1700 м $K_p = 10^{-15,5} \text{ м}^2$, $f_r = 0,02$; от 1700 до 2000 м $K_p = 10^{-16} \text{ м}^2$, $f_r = 0,01$.

На рис. 2 и 3 температурные кривые соответствуют моментам времени 1000, 3000, 5000 и 10000 лет. Из представленных результатов следует, что при увеличении проницаемости и пористости флюидопроводника и, соответственно, возрастании конвективного флюидопотока усиливается прогрев всей проницаемой области. В случае меньшей проницаемости (см. рис. 2, кривая 4) к 10000 лет в интрузиве уже закончился процесс кристаллизации, произошло отмирание “источника” и, соответственно, прекратилось вскипание флюида. При увеличении проницаемости пород флюидопроводника на порядок (см. рис. 3) даже к 10000 лет остывание в надынtrizивной области еще не началось, поскольку в затвердевающих породах продолжается вытеснение летучих, чей конвективный поток существенно прогре-

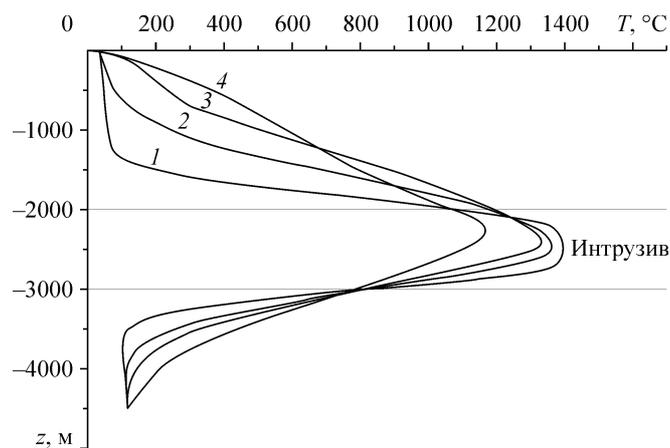


Рис. 2. Динамика температур в ортомагматической флюидной системе при $\alpha = 50 \text{ Вт/(м}^2\text{К)}$, $\alpha_c = 0,001 \text{ Вт/(м}^2\text{К)}$, $f_r = 0,01 \div 0,1$, $K_p = 10^{-17} \div 10^{-14,5} \text{ м}^2$ (см. пояснения в тексте) к моментам времени 1000 (1), 3000 (2), 5000 (3), 10000 (4) лет.

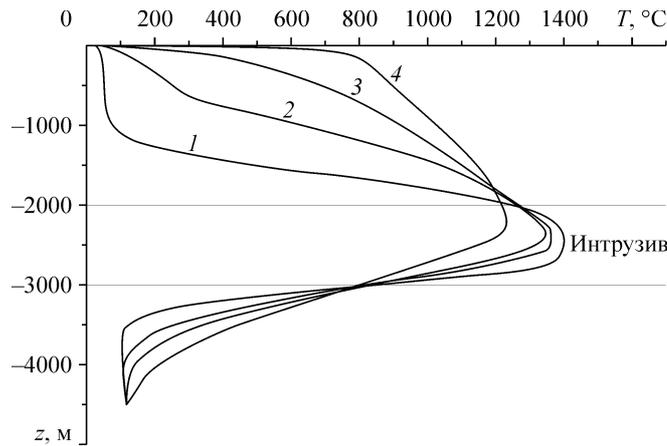


Рис. 3. Динамика температур в ОФС при $\alpha = 50 \text{ Вт}/(\text{м}^2\text{К})$, $\alpha_c = 0,001 \text{ Вт}/(\text{м}^2\text{К})$, $f_r = 0,01 \div 0,1$, $K_p = 10^{-16} \div 10^{-13,5} \text{ м}^2$ (см. пояснения в тексте) к моментам времени 1000 (1), 3000 (2), 5000 (3), 10000 (4) лет.

вает проницаемую зону. Результаты показывают, что конвективная флюидная составляющая теплопереноса становится значимой при скорости фильтрации $f_r v_j \geq 10^{-8} \text{ м/с}$. Надо отметить, что и в том и в другом случае к 3000 лет перегретый расплав в интрузиве отсутствует, вся область между верхним и нижним фронтами солидуса представляет собой двухфазную зону. При этом координата фронта отделения флюида продолжает медленно опускаться вглубь интрузива до тех пор, пока вся двухфазная зона не будет охвачена кипением. В первом случае, соответствующем рис. 2, верхний и нижний фронты солидуса движутся навстречу друг другу. Во втором случае, представленном на рис. 3, нарастание затвердевших изверженных пород у кровли интрузива происходит очень медленно ввиду интенсивного отделения горячего флюида, заметно движение только нижнего фронта затвердевания, то есть наблюдается асимметричная направленная кристаллизация от подошвы массива к его кровле.

В надинтрузивной области это существенно повлияет на динамику перемещения фазовых границ в гидротермальном флюиде (см. рис. 4). Зависимости рассчитаны при тех же условиях, что и температурные профили на рис. 2 и 3.

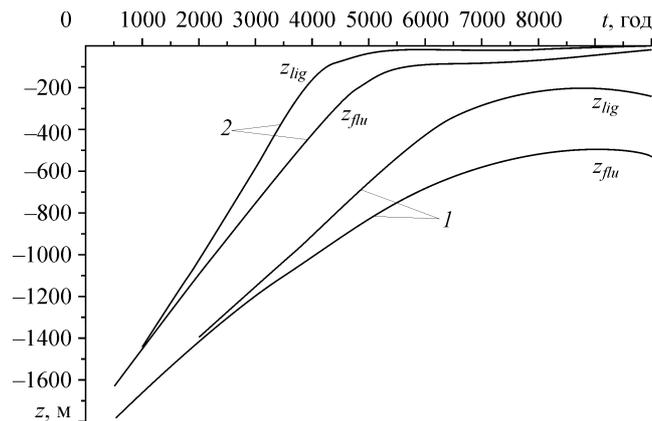


Рис. 4. Зависимость положения фазовых границ в фильтрующемся гидротермальном флюиде от времени.

z_{flu} — граница перехода закритического флюида в газообразное состояние, z_{liq} — граница фазового перехода пар–жидкость. Условия: $\alpha = 50 \text{ Вт}/(\text{м}^2\text{К})$, $\alpha_c = 0,001 \text{ Вт}/(\text{м}^2\text{К})$, $f_r = 0,01 \div 0,1$; Кривые построены при $K_p = 10^{-17} \div 10^{-14,5}$ (1), $10^{-16} \div 10^{-13,5}$ (2) м^2 (см. пояснения в тексте).

На рис. 4 видно, что в первом случае (кривые 1), при меньших значениях проницаемости, границы переходов закритический флюид — пар $z_{\text{пл}}$ и пар-жидкость $z_{\text{ли}}$ располагаются ниже и дальше друг от друга, чем во втором случае. Такая ситуация соответствует квазисимметричному нарастанию корки изверженных пород у кровли и подошвы интрузива (см. рис. 2), при этом область кипения погружается вглубь камеры, скорость фильтрации снижается, пока отделение флюида не прекращается совсем. Соответственно этому по мере остывания системы фазовые границы (см. рис. 4, кривые 1) начинают сдвигаться вниз (после 9000 лет).

При большей проницаемости надинтрузивных пород (кривые 2, см. рис. 4) границы фазовых переходов в гидротермальном флюиде располагаются ближе к земной поверхности. Такая картина соответствует случаю асимметричного затвердевания интрузива, при этом сама область кипения достаточно велика, больше скорость фильтрации, что приводит к интенсивному прогреву проницаемой зоны (см. рис. 3). При этом надо отметить, что ширина области существования паровой фазы (между $z_{\text{пл}}$ и $z_{\text{ли}}$) меняется немонотонно (кривые 2, см. рис. 4), поскольку при таком типе затвердевания после исчезновения области перегретого расплава в камере, когда выделение летучих может происходить во всей двухфазной зоне, наблюдается усиление конвективного флюидопотока.

Рис. 5 иллюстрирует влияние теплоотдачи на боковой поверхности проницаемого флюидопроводника на динамику температур в гидротермальной системе. Расчеты производились при условиях: $\alpha = 50 \text{ Вт}/(\text{м}^2\text{К})$, проницаемость и пористость задавалась кусочно-постоянно в диапазонах $f_r = 0,01 \div 0,1$, $K_p = 10^{-16} \div 10^{-13,5} \text{ м}^2$ (разбивка по областям такая же, как для рис. 3), $\alpha_c = 10^{-4} \div 10 \text{ Вт}/(\text{м}^2\text{К})$. Представлены температурные кривые в ОФС к моменту времени 10000 лет. Из графиков видно, что увеличение эффективного коэффициента теплопередачи существенно ускоряет остывание системы. В данных расчетах поперечный размер флюидопроводника зафиксирован. Увеличение этого размера равнозначно уменьшению коэффициента теплоотдачи на боковой поверхности, при этом обязательно должно выполняться условие $y_0/\psi \ll 1/\alpha_c$. Надо отметить, что изменение коэффициента теплоотдачи на верхней границе системы, то есть на земной поверхности, очень слабо влияет на динамику температур в целом. Изменения происходят только в приповерхностной области ($< 50 \text{ м}$).

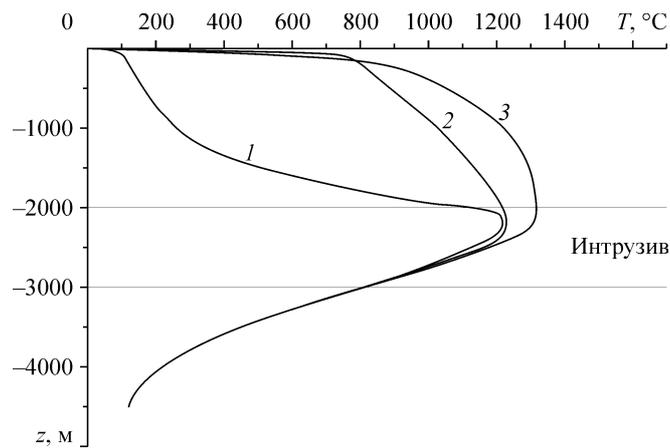


Рис. 5. Распределение температур в ОФС к моменту времени 10000 лет при различных коэффициентах теплопередачи на боковой поверхности флюидопроводника. $\alpha_c = 0,01$ (1), 0,001 (2), 0,0001 (3) $\text{Вт}/(\text{м}^2\text{К})$. Остальные условия те же, что и для рис. 3.

Таким образом, проведенные исследования показывают, что увеличение проницаемости и пористости надынтрузивных пород способствует большему прогреву этой области и смещению фазовых границ в сторону земной поверхности. К подобному же результату приводит уменьшение теплоотдачи на боковой поверхности флюидопроводника. При этом условия теплообмена с окружающей средой на верхней границе системы не играют значительной роли в развитии гидротермальной флюидной системы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе модели вулканогенных ортомагматических флюидных систем исследована динамика фазовых фронтов в гидротермальном растворе, отделяющемся при кристаллизации водонасыщенной базитовой магмы, от момента зарождения и до угасания «источника» флюида. Из анализа полученных результатов можно сделать вывод, что существенное влияние на динамику температур в системе оказывает проницаемость и пористость пород флюидопроводника, а также условия теплообмена на его границах. Поскольку на фазовых геохимических барьерах возможно выпадение минералов, изучение их динамики представляет еще и практический интерес. Однако для решения задачи рудоотложения требуется привлечение уравнений массообмена, химической кинетики, а также адекватная аппроксимация кривых растворимости для химических соединений. В рамках настоящей работы такая задача не рассматривалась, но полученные результаты можно использовать и при решении комплексной проблемы рудоотложения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Перельман А.И.** Геохимические барьеры и процессы концентрации элементов в земной коре // Кинетика и динамика геохимических процессов. М.: ВИМС, 1976. С. 8–21.
2. **Hedenquist J.W., Brown P.R., Allis R.G.** Epithermal gold mineralization. New Zealand, Appl. Geol. Assoc. Wairakei, 1998. 162 p.
3. **Sillitoe R.H.** Characteristics and controls of the largest porphyry copper-gold and epithermal deposits in the circum-Pacific region // J. Geol. Soc. Austral. 1997. Vol. 44, No. 3. P. 373–388.
4. **Kuhn M.** Reactive flow modeling of hydrothermal deposits. Lecture notes in earth sciences. Vol. 103/2001. New York, Springer-Verlag, 2004. 261 p.
5. **Шарапов В.Н., Черепанов А.Н.** Динамика дифференциации магм. Новосибирск: Наука, 1986. 188 с.
6. **Шарапов В.Н., Аверкин Ю.А.** Динамика тепло- и массообмена в ортомагматических флюидных системах. Новосибирск. Наука, 1990. 198 с.
7. **Шарапов В.Н., Черепанов А.Н., Попов В.Н., Черепанова В.К.** Динамика кипения базитовых расплавов в магматических камерах под осевыми рифтами срединно-океанических хребтов и развитие гидротермальных систем // Геология и геофизика. 1999. Т. 40, № 5. С. 655–666.
8. **Шарапов В.Н., Бессонова Е.П., Черепанова В.К.** Оценка возможных размеров и времени существования области надкритического флюида в субаэральных смешанных термальных системах андезитовых вулканов // ДАН. 2004. Т. 397, № 1. С. 97–100.
9. **Шарапов В.Н., Черепанов А.Н., Черепанова В.К., Бессонова Е.П.** К динамике фазовых барьеров во флюидных рудообразующих системах вулканических дуг // Геология и геофизика. 2008. Т. 49, № 11. С. 1098–1109.
10. **Cherepanov A.N., Sharapov V.N., Cherepanova V.K.** Thermodynamic and Hydrodynamic Conditions of Gas and Heterophase Inclusion Formation in Basic Igneous Rocks // Geochemistry International. 2000. Vol. 38. Suppl. 1. P. 133–140.
11. **Беликов В.Т.** Некоторые вопросы флюидного тепломассопереноса в земной коре. Деп. в ВИНТИ 4.04.86. № 2426. М. 1986. С. 145.
12. **Вукалович М.П.** Термодинамические свойства воды и водяного пара. М.: ГНТИ. Берлин: ФЭБ, 1958. 245 с.
13. **Самарский А.А.** Теория разностных схем. М.: Наука, 1983. 614 с.
14. **Минералы.** Т. 2. М.: Наука, 1974. 476 с.

Статья поступила в редакцию 20 октября 2008 г.