

УДК: 553.271.1

ГЕОЛОГИЯ

В. Н. ШАРАПОВ, В. С. ГОЛУБЕВ

К ДИНАМИКЕ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ ГИДРОТЕРМАЛЬНОЙ СИСТЕМЫ ПРИ ФОРМИРОВАНИИ ЖИЛЬНЫХ МЕСТОРОЖДЕНИЙ

(Представлено академиком В. А. Кузнецовым 1 XI 1971)

В литературе отсутствует единая трактовка существенности роли отдельных факторов рудообразования в процессах рудоотложения при формировании гидротермальных месторождений (^{3, 4, 6, 8, 10}). Наиболее дискуссионен вопрос о характере динамики температурного поля в рудообразующей гидротермальной системе, особенно при анализе причин зональности так называемых плутоногенных месторождений (^{1, 4, 5, 8}). В известных в литературе моделях данных месторождений при оценке роли изменения температур при рудоотложении аналитически исследованы лишь отдельные элементы таких систем для простейших краевых условий (^{2, 3, 13, 12}). По-видимому, именно эта ситуация привела к появлению различных трактовок роли температурного фактора в процессах гидротермального рудообразования, когда при объяснении формирования, например, жильно-грейзеновых месторождений одни авторы главным фактором рудоотложения считают изменение давления, а другие — изменение температуры. Нами предпринята попытка проанализировать основные тенденции динамики температурного поля гидротермальной рудообразующей системы при формировании плутоногенных гидротермальных месторождений для случая, когда проявляется сопряжение зон с различной гидродинамикой в потоке флюида в контактовой зоне охлаждающегося предрудного плутона. В общем случае такую систему можно представить в следующем виде:

1. «Нижняя» подсистема, в которой по проницаемой зоне в кристаллической коре интрузива развивается фильтрующий (по x) поток флюидов, нередко приводящий к метасоматической переработке пород апикальных частей выступов плутона.

2. «Верхняя» подсистема, где макротрещины дренируют поток флюида, развивающийся в нижней подсистеме, при этом в макротрещинах происходит отложение минералов из потока и формирование жил выполнения. Развитие процесса фильтрации происходит при наличии в породах градиента температур. Эти основные условия протекания процесса фильтрации и будут учтены нами в расчетах. Решение задач конвективного теплопереноса в фильтрующихся потоках обычно (^{2, 9}) находят при простейшем начальном условии постоянства начальной температуры пород. Однако, как уже говорилось, гидротермальные плутоногенные месторождения образуются в первоначально неоднородно прогретых интрузивом породах. При этом, как следует из решения задачи Стефана (⁹), в относительно поздние моменты охлаждения предрудного интрузива $\text{grad } T$ в них близок к линейному, а его абсолютная величина порядка 0,1 град/м (⁶). С учетом этого начальные и граничные условия при решении задачи для «нижней» подсистемы будут иметь вид

$$\begin{cases} T(x, 0) = \theta(x, 0) = \theta_0 - kx, \\ T(0, t) = T_0, \end{cases} \quad (1)$$

где T_0 — исходная температура раствора, а θ_0 — породы, $k = \text{const}$ — на-

ачальный градиент температур в рассматриваемой области $x > 0$, t — время. Модификация асимптотического (при $x, t \rightarrow \infty$) решения задачи конвективного теплопереноса, которая была дана в (2), для указанных условий может быть представлена в форме:

$$T \simeq \theta \simeq \theta_0 - k(x - v_T t) + \frac{T_0 - \theta_0 + k(x - v_T t)}{2} \left[1 - \operatorname{erf} \frac{x - v_T t}{2 \sqrt{d_{\text{эф}} t}} \right]; \quad (2)$$

здесь $v_T = \frac{a}{a+b} u$; $\operatorname{erf} Z = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^Z e^{-y^2} dy$; $a = \kappa \rho_{\text{п}} c_{\text{ж}}$; $b = (1 - \kappa) \rho_{\text{п}} c_{\text{п}}$;

u — скорость фильтрации; κ — пористость породы; $\rho_{\text{п}}$ и $\rho_{\text{ж}}$ — плотности породы и флюида; $c_{\text{п}}$ и $c_{\text{ж}}$ — теплоемкости породы и флюида; $d_{\text{эф}} = \kappa \alpha + \frac{1}{(1/a + 1/b)^2 \gamma S_v} u^2$; α — теплопроводность породы; γ — коэффициент теплопередачи флюида; S_v — удельная поверхность порового пространства в породе. Для конкретных

расчетов примем следующие значения параметров, которые приближенно могут характеризовать теплоперенос при фильтрации при давлении (P) выше 300 атм. и в интервале температур 100–700° С: $k = 0,001$ град/см; $u = 10^{-5}$ см/сек; $\rho_{\text{п}} = 2,6$ г/см³; $\rho_{\text{ж}} = 0,35$ г/см³; $c_{\text{п}} = 0,2$ кал/град·г; $c_{\text{ж}} = 0,5$ кал/град·г; $\kappa = 0,01$; $d_{\text{эф}} = 0,03$ см²/сек; $v_T = 4 \cdot 10^{-6}$ см/сек.

Задача в данной постановке автомодельна, поэтому приведенные ниже расчеты по (2) легко экстраполировать для других величин u . На рис. 1 и 2 приведены кривые динамики для предельных случаев: 1) $T_0 = \theta_0$, 2) $T_0 > \theta_0$. В первом случае имеется «смещение» потоком флюида первоначального $\operatorname{grad} T$ в направлении течения со скоростью конвективного теплопереноса с некоторым его искажением со временем за счет продольной теплопроводности.

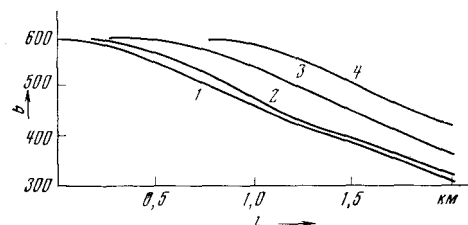


Рис. 1. Динамика температуры в фильтрующемся потоке гидротерм для случая $T_0 = \theta_0$. 1 — 5 лет, 2 — 10, 3 — 30, 4 — 50 лет

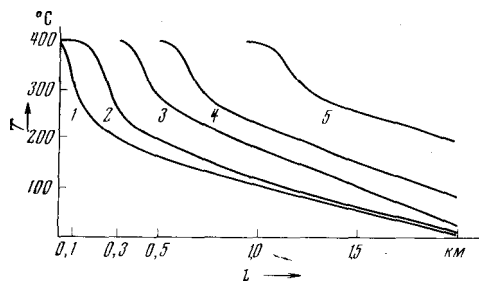


Рис. 2. Динамика температурного поля в фильтрующемся флюиде при $T_0 > \theta_0$. 1 — 5 лет, 2 — 10, 3 — 30, 4 — 50, 5 — 100 лет

сти. При этом в каждой точке подсистемы происходит монотонное возрастание температуры; теоретически в любой из них при больших временах $T = T_0$. Амплитуда и характер тепловой волны в этих точках зависят от их положения в пространстве относительно начала отсчета (рис. 1). При $T_0 > \theta_0$ (рис. 2) имеется существенное увеличение градиента температур в сравнении с первоначальным. При этом в отдельных точках подсистемы характер тепловой волны различен: в тыловых частях потока вблизи «входа» его в подсистему имеется достаточно быстрое возрастание $\theta(x)$ до T_0 . При смещении вдоль оси X по направлению потока со временем наблюдается точка перегиба в температурном фронте, где резко меняется градиент температуры. Таким образом, первоначальный профиль температур в породе, существовавший до появления раствора, довольно быстро «уничтожается» фильтрующимся потоком.

Теплообмен раствора в макротрещинах, дренирующих фильтрующий поток, в пределах «верхней» подсистемы резко отличается от только что описанного (13, 14). Коэффициент теплоотдачи раствора здесь опреде-

ляется как ⁽⁵⁾:

$$\gamma = \rho_{жu} \frac{C_f}{2} \left(\frac{v}{\alpha_{ж}} \right)^{-0.6} \quad (3)$$

C_f — коэффициент трения; v — кинематическая вязкость флюида. При этом относительная теплоотдача при максимальном охлаждении флюида ⁽⁵⁾:

$$st \approx 0,0332 \left(\frac{Ru}{v} \right)^{0.5} \left(\frac{v}{\alpha_{ж}} \right)^{-0.6}, \quad (4)$$

здесь st — число Стентона. Из (4) видно, что чем выше скорость потока, чем меньшая часть тепла, которую он несет, отдается стенкам трещины (раствор меньше остывает). Темп нагрева стенок достаточно высок, оценки его даны в ⁽¹²⁾. Очевидно, что если T флюида на входе в макротрещины была постоянной, то в масштабах геологического времени существование температурной волны в потоке флюида в трещине весьма кратковременно. При этом параметры такой волны определяются гидродинамикой потока и мало зависят от начального градиента T в стенках макротрещин ⁽¹³⁾. Наличие инфильтрации из трещины не является существенным осложнением указанной особенности теплообмена в макротрещине для рассматриваемых геологами масштабов времени ⁽¹⁴⁾. Поскольку на входе в макротрещины температурная волна существует достаточно продолжительное время (см. вышеприведенный расчет), то в макротрещине это же время существует «преобразованная» в соответствии с характером течения флюида тепловая волна. Изложенное позволяет «снять» то ограничение в «дефиците» времени образования жил выполнения и оруденения в них из-за непродолжительности существования тепловой волны в потоке раствора в макротрещинах (или их системе), о котором пишут Тулмин и Кларк ⁽¹²⁾. Наблюдаемая зональность оруденения в жилах, залегающих в контактовой зоне остывающих предрудных плутонов, может получить удовлетворительное объяснение из рассмотрения термодинамики и особенностей теплопереноса при фильтрации растворов в слабо трещиноватом массиве коры плутона и дренировании фильтрующегося раствора в макротрещины. Если учесть другое граничное условие существования потока в макротрещинах — зону их разгрузки, то оно позволяет понять, почему в ряде объектов вблизи верхней выклинки жил наблюдаются наибольшие $grad T$ по данным изучения включений и характеру распределения минеральных ассоциаций в жилах. Здесь с неизбежностью скажутся такие факторы, как влияние пластовых вод, поперечные кондуктивные теплопотери в фильтрующемся из трещин флюиде и т. п. Эти факторы будут сказываться тем существеннее, чем ближе к поверхности происходила «разгрузка» трещин, где формируются жилы выполнения.

Институт геологии и геофизики
Сибирского отделения Академии наук СССР
Новосибирск

Поступило
6 X 1971

Всесоюзный научно-исследовательский институт
минерального сырья
Москва

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ А. А. Беус, В кн. Проблемы генезиса эндогенных месторождений, М., 1968.
² В. С. Голубев, Геология и геофизика, № 5 (1970). ³ С. Н. Иванов, В кн. Матер. II Уральск. петрографич. совещ., 1, Свердловск, 1969. ⁴ И. Н. Кига́й, В кн. Проблемы региональной металлогении и эндогенного рудообразования, Л., 1968.
⁵ С. С. Кутателадзе, Основы теории теплообмена, Новосибирск, 1970. ⁶ В. Н. Шарапов, В. Г. Меламед, В. С. Голубев, Геология и геофизика, № 5 (1972).
⁷ Г. Б. Наумов, И. Л. Ходаковский, В кн.: Матер. I Междунаро́дн. геохимич. конгр., 1, М., 1971. ⁸ Л. Н. Овчинников, В кн. Проблемы генезиса эндогенных рудных месторождений, М., 1968. ⁹ Л. Н. Рубинштейн, Проблема Стефана, Рига, 1967. ¹⁰ Д. В. Рундквист и др., Грейзеновые месторождения, М., 1971.
¹¹ В. И. Смирнов, Геология полезных ископаемых, М., 1969. ¹² П. Тулмин, С. П. Кларк, В кн. Геохимия гидротермальных месторождений, М., 1970. ¹³ В. Н. Шарапов, Геология и геофизика, № 1 (1968). ¹⁴ В. Н. Шарапов, А. И. Леонтьев, Геология и геофизика, № 9 (1968).