

А. С. КАЛИНИН, А. А. КОШЕЛЕВ, Э. Н. ВАСИЛЬЕВА

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ПОЛЯ ИНТРУЗИВОВ ПРИ ПОВТОРНЫХ ВНЕДРЕНИЯХ

(Представлено академиком В. И. Смирновым 22 X 1970)

Широко известные в природе случаи многократного внедрения магматических расплавов по одним и тем же тектоническим нарушениям дают основания для постановки вопроса о влиянии этого фактора на динамику развития локальных температурных полей интрузивов. Решение такой задачи особенно важно для оценки пространственных и генетических соотношений интрузивных образований с постмагматическими рудными телами, поскольку развитые в пределах рудных полей интрузивные комплексы, как правило, характеризуются длительным и прерывистым процессом развития, а течение гидротермального минералообразования контролируется, вместе с тем, температурными условиями.

В основе рассмотренной ниже модели повторного внедрения силикатного расплава в относительно холодные вмещающие породы лежит следующий механизм. Магматический расплав, имеющий температуру выше температуры кристаллизации, мгновенно заполняет трещинообразную камеру, после чего немедленно начинается сток тепла и кристаллизация, причем теплоперенос осуществляется только теплопроводностью. Через некоторый промежуток времени после окончательного затвердевания расплава вдоль центральной плоскости еще нагретого интрузивного тела происходит повторная инъекция расплавленного материала. С этого момента начинается взаимодействие двух температурных полей, ведущее к развитию более сложного по конфигурации температурного поля, которое и сравнивается с таковым, возникающим при одноактном внедрении суммарного количества расплава в тех же условиях.

Поставленная таким образом задача нахождения одномерного температурного поля при некотором первоначально заданном (к моменту повторного внедрения) распределении температур в экзоконтактной зоне пород решается при помощи алгоритма, в основу которого положена явная конечно-разностная схема аппроксимации дифференциальных уравнений в частных производных, описывающих процесс нестационарного теплообмена. При этом, в силу симметричности задачи, тепловой поток в направлении к центру расплава равен 0, а граничное условие во внешней зоне задается в виде некоторой постоянной температуры T_A пород на определенном удалении от контакта. Непосредственный расчет температурного поля сводится к многократному решению системы алгебраических уравнений, каждое из которых представляет собой тепловой баланс для расчетного блока сосредоточенной теплоемкости (слоя пород или расплава). Приращение теплосодержания блоков за промежуток (шаг) времени $\Delta\tau$ равно

$$c_1\gamma_1 h_1 \Delta T_1 = \left(\frac{1}{R_{A-1}} \delta T_{A-1} + \frac{1}{R_{2-1}} \delta T_{2-1} \right) \Delta\tau, \quad (1)$$

$$c_i\gamma_i h_i \Delta T_i = \left(\frac{1}{R_{(i-1)-i}} \delta T_{(i-1)-i} + \frac{1}{R_{(i+1)-i}} \delta T_{(i+1)-i} \right) \Delta\tau, \quad (2)$$

$$c_n\gamma_n h_n \Delta T_n = \frac{1}{R_{(n-1)-n}} \delta T_{(n-1)-n} \Delta\tau, \quad (3)$$

где c — удельная теплоемкость, γ — объемный вес, h — мощность блока; $\Delta T_i = T_i'' - T_i'$; T_i' , T_i'' — температура блока в начале и конце расчетного шага времени; $R_{(i-1)-i}$, $R_{(i+1)+i}$ — термическое сопротивление между центром i -блока и центрами двух соседних блоков.

$$R_{(i-1)-i} = \frac{1}{2} \left(\frac{h_{i-1}}{\lambda_{i-1}} + \frac{h_i}{\lambda_i} \right).$$

Здесь λ_i — коэффициент теплопроводности материала блоков, $\delta T_{(i-1)-i} = T_{i-1}' - T_i'$; R_{A-1} — термическое сопротивление между центром первого блока и вмещающей средой, равно $h_1/2\lambda_1$; $\delta T_{A-1} = T_A - T_1'$.

Уравнение (1) относится к блоку, примыкающему к вмещающим породам, (2) — ко всем средним блокам, (3) — к первому блоку (внутреннему) расплава.

Для расчета процесса кристаллизации, происходящего при выделении скрытой теплоты фазового перехода и изменения теплофизических характеристик расплава (задача Стефана), использован специальный алгоритм, разработанный в Лаборатории моделирования гидравлических и трубопроводных систем Сибирского энергетического института Сибирского отделения АН СССР, пригодный для расчета одно- и многомерных потенциальных полей с многократными прямыми и обратными фазовыми переходами. Применительно к рассмотренной задаче этот алгоритм выглядит следующим образом.

Если $T_i'' < T_{кр} < T_i'$, где $T_{кр}$ — температура кристаллизации расплава, то определение T_i'' идет путем сравнения трех комплексов: $A = (T_i' - T_{кр})c_i\gamma_i h_i$, $B = Q\gamma_i h_i$, K — правая часть уравнения (2). $A + B + K$ засылаются в ячейку D . Если $D > 0$, кристаллизация блока не закончена и $T_i'' = T_{кр}$, величина $|D/B|h$ дает положение границы фазового перехода в блоке. На следующем шаге $\Delta\tau$ в D засылается новое K , которое суммируется с содержанием D . Если $D \leq 0$, кристаллизация закончена и

$$T_i'' = T_{кр} + D/c_i\gamma_i h_i.$$

Величина расчетного шага времени $\Delta\tau$, при котором обеспечивается сходимость решения, в соответствии с общими положениями теории конечно-разностных схем, должна определяться из условия

$$\Delta\tau \leq \Delta\tau_{\max} = \frac{1}{2} \left(\frac{h^2 c \gamma}{\lambda} \right)_{\min},$$

где заключенный в скобки комплекс относится к блоку схемы, для которого этот комплекс является наименьшим (если область однородна, то комплекс относится к наименьшему по размерам блоку). Однако, как показывают экспериментальные исследования, этот критерий сходимости не является абсолютным. В частности, при решении настоящей задачи сходимость процесса расчета (за счет накопления погрешности аппроксимации) прекратилась лишь при $\Delta\tau_{\max}/3$.

По указанному алгоритму на ЭЦВМ БЭСМ-4 были рассчитаны температурные поля применительно к условиям внедрения гранитного расплава в гранитную же вмещающую среду. В качестве исходных для модели были взяты следующие параметры: $T_A = 100^\circ$, $T_{кр} = 700^\circ$, T_0 — первоначальная температура расплава, 800° , λ_1 — теплопроводность боковых пород (ккал/м · час · град) (1,35 — средняя величина из (1)), λ_2 — теплопроводность расплава (0,864 из (2)), $c_1 \approx c_2$ — теплоемкость расплава и породы (ккал/кг · град) (среднее значение для 300° по данным (1) и др., γ_1 — плотность боковых пород (2600 кг/м³), γ_2 — плотность расплава (2300 кг/м³ (3)), $Q = 70$ ккал/кг (2). Мощность тела 200 м (или 100×2).

Было также сделано допущение, что скрытая теплота кристаллизации выделяется в фиксированной точке $T_{кр}$. Надо сказать, это допущение мало

изменяет истинную картину температурного поля, так как выделение скрытой теплоты фазового перехода прогрессивно нарастает к $T_{кр}$, о чем можно судить по экспоненциальному увеличению вязкости в том же направлении.

Результаты расчетов температурных полей представлены на рис. 1. Здесь случай *A* отражает условия повторного внедрения расплава сразу же после кристаллизации внутренней части интрузивного тела (второе внедрение через 148 лет после первого), т. е. минимального промежутка времени между внедрениями. В случае *B* этот промежуток более длинен

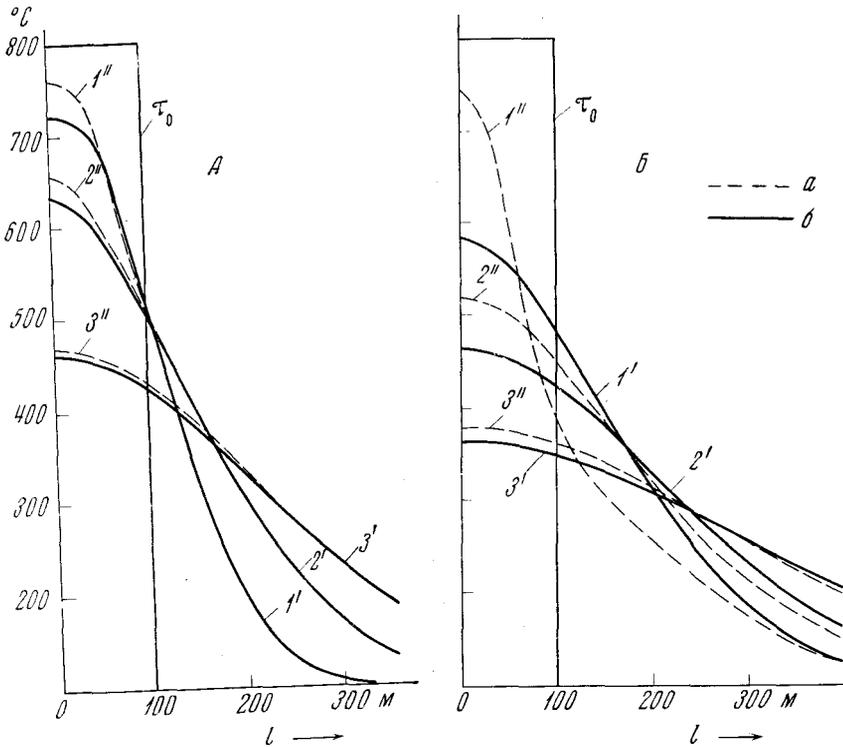


Рис. 1. Температурные поля пластообразных интрузивных тел при повторных внедрениях. *a* — распределение температур после второго внедрения; *b* — соответствующее распределение в случае одноактного (контрольного) внедрения суммарного количества расплава. Счет времени ведется от начала первого внедрения. *A* — после первого внедрения 148 лет (1, 2 и 3 — распределение температур соответственно после 197; 591 и 1181 лет от τ_0); *B* — после первого внедрения 640 лет (1, 2 и 3 — распределение температур соответственно после 689; 1181 и 2264 лет от τ_0)

(640 лет), сформированная порода в центральной части тела успела остыть приблизительно до 350° . Если применительно к рассчитанной модели разделить температурное поле на зоны в направлении, перпендикулярном к плоскости тела: внутреннюю (100 м), среднюю (мощность приблизительно 200 м) и внешнюю — вся низкотемпературная область поля за пределами рис. 1, — то можно видеть, что в обоих случаях наиболее резкие различия между температурным полем повторной инъекции и «стандартным» наблюдаются, как и следовало ожидать, во внутренней зоне, сформированной из расплава. Эти различия наиболее значительны сразу после повторного внедрения и в частности (см. рис. 1), еще достигают 160° через 49 лет после повторного внедрения в случае *B*, а затем постепенно стираются. Кроме того, разница температур в соответствующих точках полей растет по мере увеличения промежутка времени между внедрениями.

Характер температурного поля в средней зоне представляется интересным. В случае *A* практически нет никакой разницы между однократным

и двукратным внедрением одного и того же количества расплава. То же относится и ко внешней зоне. В случае *Б*, однако, фиксируется следующая закономерность: в первый период формирования сложного температурного поля температура здесь оказывается значительно ниже (до 100°), чем при однократном внедрении. Затем, по мере остывания, разность температур на соответствующих расстояниях от центра тела постепенно сокращается, и, что наиболее характерно, максимальное значение этой разности постепенно перемещается в сторону от новообразованного интрузивного тела.

Сопоставление абсолютного остывания (по времени) для случаев *А* и *Б* и для стандартного поля дает следующие величины: при остывании центральной части тела до 350° получаем соответственно 2560; 2707 и 2460 лет. При остывании до 250° 6200; 6440 и 6400 лет. Таким образом, повторное внедрение удлиняет период существования высокотемпературной области температурного поля интрузива, чем и определяется значение многократности внедрения интрузивных тел для рудогенезиса. На длительность всего периода остывания магматических образований это существенного влияния не оказывает.

Институт земной коры
Сибирского отделения Академии наук СССР
Сибирский энергетический институт
Сибирского отделения Академии наук СССР
Иркутск

Поступило
20 X 1970

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Справочник физических констант горных пород, С. Кларк, (ред.) и др., М., 1969.
- ² В. А. Кудрявцев, В. Г. Меламед, В. Н. Шарипов, ДАН, 178, № 5 (1968).
- ³ H. G. Show, Am. J. Sci., 263, № 2 (1965).