

УДК 622.233:622

О.М. Гридин, А.В. Дугарцыренов

**ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО  
ВОЗДЕЙСТВИЯ ПРИ РАЗУПРОЧНЕНИИ РУД,  
СОДЕРЖАЩИХ ПРОВОДЯЩИЕ ВКЛЮЧЕНИЯ**

**И**звестно применение высоко-частотных или импульсных электромагнитных полей для разупрочнения руд при выщелачивании упорного золота [1]. Несмотря на сравнительно большое количество экспериментальных данных, выполненные теоретические оценки весьма приближенны и неполны. В то же время имеется решение упругой задачи о напряженном состоянии среды при деформации шарового включения в ней, полученное в адиабатическом приближении [2].

Ниже предложена модель для оценки температуры разупрочнения руд упорного золота и соответствующей амплитуды напряженности электромагнитного поля и длительности обработки. Расчеты проведены для руд месторождения Мурунтау, в которых основным вмещающим золото минералом является кварц (до 90 %). Содержание золота по массе  $10^{-2} - 10^{-4} \%$ , учитывая высокую плотность золота ( $19300 \text{ кг/м}^3$  против  $2648 \text{ кг/м}^3$  для кварца), объемное содержание золота составляет на порядок меньшую величину  $10^{-3} - 10^{-5} \%$  или  $10^{-5} - 10^{-7}$  в абсолютных долях. Поэтому примем модель руды в виде кварцевой матрицы с рассеянными в ней включениями золота. Возможен также случай, когда включения золота заключены в зерна пирита или арсенопирита.

В руде преобладают весьма тонкие выделения золота в кварце, реже в трещинах и на поверхности сульфидов. На частицы золота размером  $0,2-1,0 \text{ мм}$  приходится до  $59,5 \%$ , размером  $0,05-0,2 \text{ мм}$  –  $37 \%$ , менее  $0,05 \text{ мм}$  – около  $3,5 \%$  его массы. Таким образом, около  $97 \%$  свободного золота в руде имеет крупность частиц более  $0,05 \text{ мм}$ , что определяет тонину помола рудной массы для обеспечения высокого извлечения золота.

Примем средний размер включения золота, равным  $0,1 \text{ мм}$  или  $10^{-4} \text{ м}$ .

Оценим глубину проникновения переменного электромагнитного поля в частицы золота. По Ландау [3] глубина проникновения  $\delta$  магнитного поля в проводящую частицу равна

$$\delta \sim \sqrt{\frac{c^2}{2\pi\nu\sigma}}$$

где  $c$  – скорость света,  $\text{м/с}$ ;  $\nu$  – частота,  $\text{Гц}$ ;  $\sigma$  – проводимость,  $\text{ом}^{-1}\text{м}^{-1}$ .

При подстановке  $c = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$ ,  $\nu = 2,45 \cdot 10^{12} \text{ Гц}$  (стандартная частота для современных магнетронов),  $\sigma = 4,4 \cdot 10^7 \text{ ом}^{-1}\text{м}^{-1}$  (для золота) получим  $\delta \cong 1,15 \text{ см}$ . при длине волны  $c/\nu = 1,2 \text{ см}$ . Таким образом, размер частицы золота  $d \ll \delta$ . Это означает, что поле пронизывает всю частицу и вихревые токи, возникающие в частице в переменном поле, нагревают весь ее объем.

Кварц будем считать радиопрозрачным и пренебрежем его нагревом в СВЧ или импульсном поле и ограничимся нагревом включений вихревыми токами. Для определения напряжений в кварце при тепловом расширении включений золота рассмотрим модель сферического включения радиуса  $r_0$  в упругой матрице [2].

Пусть в результате внешних воздействий радиус включения увеличивается при свободном расширении до  $R_0$  (рис. 1). В силу упругого противодействия матрицы равновесный радиус включения будет меньше и равен  $R_{1,2} < R_0$ . Равновесный радиус достигается с одной стороны в результате расширения сферической полости в матрице от первоначального радиуса  $r_0$  до равновесного  $R_{1,2}$ , с другой стороны – вследствие всестороннего сжатия включения от  $R_0$  до  $R_{1,2}$ . Процесс расширения включения считаем квазистатическим, а деформации изотропными и адиабатическими. Тогда с учетом перемещений при расширении полости в неограниченной среде и сжатии шара [2], получим

$$R_{1,2} = r_0 + |u_1| = \zeta_1 \cdot r_0;$$

$$R_{1,2} = R_0 - |u_2| = \zeta_2 \cdot R_0 \quad \text{и} \quad (1)$$

$$r_0 + u_1 = R_0 - u_2 \Leftrightarrow p_0 = \frac{\bar{R}_0 - 1}{\frac{1 + \nu_1}{2E_1} + \frac{1 - 2\nu_2}{E_2} \bar{R}_0};$$

$$(2)$$

$$|u_1| = \frac{p_0(1 + \nu_1)r_0}{2E_1}; |u_2| = \frac{p_0(1 - 2\nu_2)R_0}{E_2};$$

$$\zeta_1 = 1 + \frac{p_0(1 + \nu_1)r_0}{2E_1};$$

$$\zeta_2 = 1 - \frac{p_0(1 - 2\nu_2)R_0}{E_2},$$

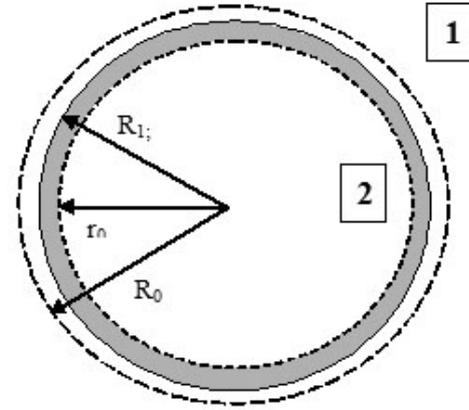


Рис. 1

где  $u_i, v_i, E_i$  ( $i = 1, 2$ ) – соответственно перемещения, коэффициенты Пуассона и модули упругости (индекс 1 относится к матрице, 2 – к включению);  $\zeta_1$  и  $\zeta_2$  – упругие коэффициенты, учитывающие соответственно деформацию расширения полости в матрице и сжатия включения;  $p_0$  – давление на контакте включения и матрицы (на поверхности сферы радиуса  $R_{1,2}$ );  $\bar{R}_0 = R_0 / r_0$ .

Радиальные, полярные и азимутальные напряжения в матрице определяются соответственно формулами для расширения сферической полости под действием давления  $p_0$  [2], которые с учетом величины  $R_{1,2}$  ( $r > R_{1,2}$ ) приводятся к виду:

$$\sigma_r = -p_0 \left( \frac{R_{1,2}}{r} \right)^3 = -p_0 \zeta_1^3 \left( \frac{r_0}{r} \right)^3, \quad (3)$$

$$\sigma_\varphi = \sigma_\psi = \frac{1}{2} p_0 \left( \frac{R_{1,2}}{r} \right)^3 = \frac{1}{2} p_0 \zeta_1^3 \left( \frac{r_0}{r} \right)^3$$

Уравнения (3) определяют локальное поле напряжений вблизи включения.

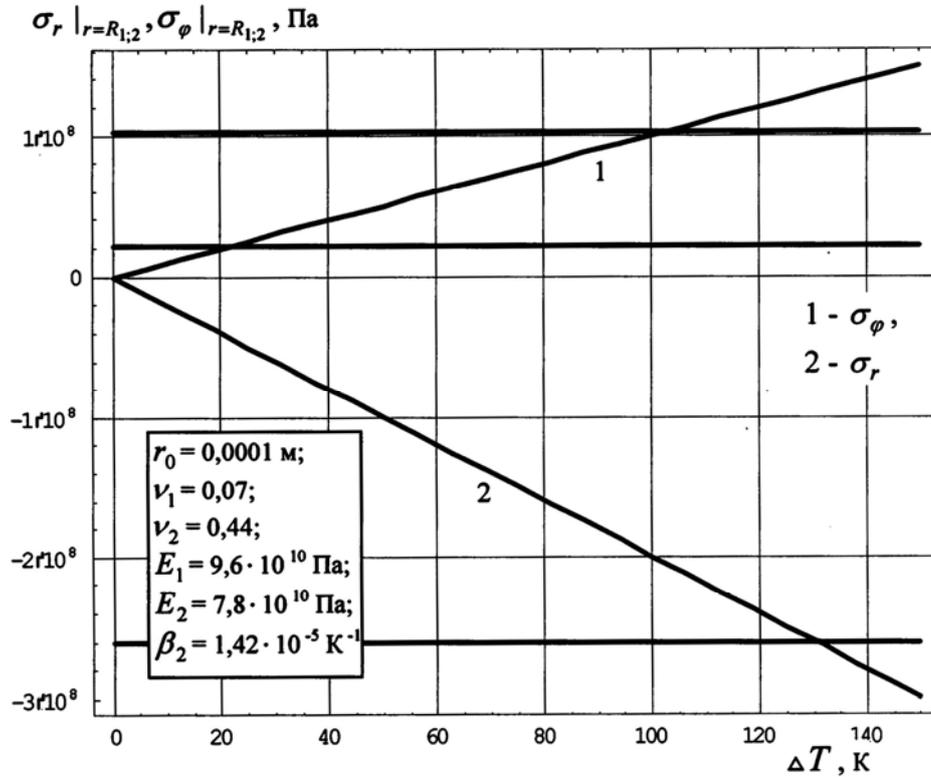


Рис. 2

Напряжения во включении являются сжимающими и не зависят от координаты  $r$ :

$$\sigma_r = \sigma_\varphi = \sigma_\psi = -\rho_0.$$

Величина  $R_0$  находится из условия свободного расширения включения, исходя из конкретных физических воздействий. При свободном тепловом расширении включения имеем

$$R_0 - r_0 = \beta_2 \Delta T \cdot r_0 \Leftrightarrow R_0 = r_0 (1 + \beta_2 \Delta T), \quad (4)$$

где  $\beta_2$  - коэффициент линейного теплового расширения включения;  $\Delta T = T - T_0$ ,  $T$  и  $T_0$  - соответственно текущая и начальная температура включения.

Выражение (2) с учетом (4) преобразуется к виду

$$\rho_0(\Delta T) = \frac{\beta_2 \Delta T}{\frac{1 + \nu_1}{2E_1} + \frac{1 - 2\nu_2}{E_2} (1 + \beta_2 \Delta T)}; \quad (5)$$

Отсюда находим напряжения на границе «кварц – включение золота»:

$$\begin{aligned} \sigma_r|_{r=R_{1,2}} &= -\rho_0(\Delta T), \\ \sigma_\varphi|_{r=R_{1,2}} = \sigma_\psi|_{r=R_{1,2}} &= \frac{1}{2} \rho_0(\Delta T). \end{aligned} \quad (6)$$

Зависимости напряжений  $\sigma_r|_{r=R_{1,2}}$ ,  $\sigma_\varphi|_{r=R_{1,2}}$  и  $\sigma_\psi|_{r=R_{1,2}}$  на контакте включения и матрицы от приращения температуры  $\Delta T$  приведены на рис. 2. Там же даны горизонтальные прямые, соответствующие пределам прочности кварца на

сжатие ( $\sigma_c = 260$  МПа), растяжение ( $\sigma_p = 21$  МПа) и сдвиг ( $\tau = 103$  МПа). Непосредственно видно, что контактные напряжения практически линейно зависят от температуры.

Представим зависимости (6) в явном виде:

$$\sigma_r |_{r=R_{1,2}} = - \frac{1,363 \cdot 10^6 \Delta T}{0,535 + 0,1477(1 + 14,2 \cdot 10^{-6} \Delta T)}$$

$$\sigma_\varphi |_{r=R_{1,2}} = \sigma_\psi |_{r=R_{1,2}} = \frac{0,682 \cdot 10^6 \Delta T}{0,535 + 0,1477(1 + 14,2 \cdot 10^{-6} \Delta T)}$$

Сопоставив эти формулы соответственно с пределами прочности на сжатие, растяжение и сдвиг для кварца ( $\sigma_c = 260$  МПа,  $\sigma_p = 21$  МПа,  $\sigma_\tau = 103$  МПа), находим

$$\sigma_r / \sigma_c > 1 \text{ при } \Delta T > 130,26 \text{ К}$$

$$\sigma_\varphi / \sigma_p > 1 \text{ при } \Delta T > 10,5 \text{ К}$$

$$\sigma_\psi / \sigma_\tau > 1 \text{ при } \Delta T > 51,6 \text{ К}$$

Таким образом, теоретические оценки показывают, что при мгновенном нагреве включений на 10 – 130 К возможно появление трещин в кварцевой матрице. Если нагрев будет медленным, то вместо  $\beta_2$  в приведенных выше формулах необходимо подставить ( $\beta_2 - \beta_1$ ). Примем  $\beta_2 = 14,2 \cdot 10^{-6} \text{ К}^{-1}$ ,  $\beta_1 = 11,3 \cdot 10^{-6} \text{ К}^{-1}$ , тогда  $\beta_2 - \beta_1 = 0,9 \cdot 10^{-6} \text{ К}^{-1}$ , т.е. 15,8 раз меньше. Соответственно, минимальное повышение температуры, при котором напряжения в кварце превысят предел прочности на разрыв, увеличится с 10,5 К до 166 К.

Оценим теперь возможность нагрева включений СВЧ или импульсным электромагнитным полем.

Согласно уравнению Умова – Пойтинга

$$-\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \tau} \int (\varepsilon \varepsilon_0 E_{эл}^2 + \mu \mu_0 H^2) dV =$$

$$= \int [\dot{E}_{эл} \dot{H}] dS + \int j \dot{E}_{эл} dV, \quad (7)$$

где  $\dot{E}_{эл}$  и  $\dot{H}$  - векторы напряженностей электрического и магнитного полей.

Так как золото и кварц диамагнитны, то магнотриксционным членом уравнения  $\mu_0 H^2$  можно пренебречь. Также можно пренебречь и электрострикционным членом. Тогда, если учесть, что  $j = \sigma E$ , то

$$-\int [\dot{E}_{эл} \cdot \dot{H}] dS = \int \sigma E_{эл}^2 dV \quad (8)$$

Левая часть представляет убыль плотности потока электромагнитной энергии, правая часть – мощность, затраченную на нагрев объема вихревыми токами<sup>1</sup>.

В адиабатических условиях

$$\frac{dT}{d\tau} = \frac{\sigma}{c_2 \rho_2} E_{эл}^2, \quad (9)$$

где  $c_2$  и  $\rho_2$  - соответственно теплоемкость и плотность включения ( $c_2 = 134 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$ ,  $\rho_2 = 19300 \text{ кг}/\text{м}^3$ ).

Подставляя данные для золота, находим

$$\frac{dT}{d\tau} = 17 \cdot E_{эл}^2,$$

Напряженность поля, необходимая для достижения данной разности температур в адиабатических условиях за время  $\tau$  равна

$$E_{эл} = \sqrt{\frac{c \rho \Delta T}{\sigma \tau}} = \sqrt{\frac{\Delta T}{17 \tau}}. \quad (10)$$

Так, для  $\Delta T = 10,5 \text{ К}$  и  $\tau = 1 \text{ мс}$  получим  $E_{эл} = 24,85 \text{ В}/\text{м}$ .

В неадиабатических условиях необходимо учитывать затраты энергии

<sup>1</sup> В предположении полного поглощения падающей волны частицей.

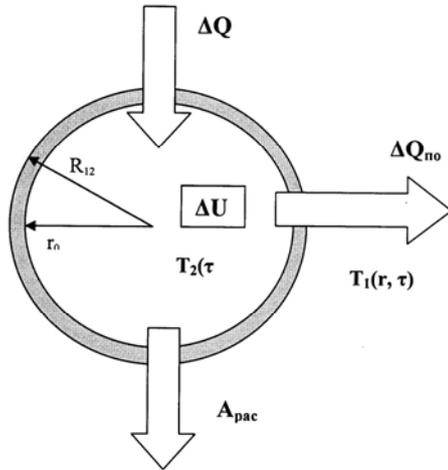


Рис. 3

на прогрев кварца за счет теплоотода от включений золота. Схема теплового баланса для сферического включения в матрице вмещающей породы представлена на рисунке 3.

Энергетический баланс включения как незамкнутой термодинамической системы в соответствии с первым началом термодинамики и рис. 3 запишется как

$$\Delta Q = \Delta U + A_{\text{расш}} + \Delta Q_{\text{пот}}, \quad (11)$$

где  $\Delta Q$  – поступление энергии от внешнего источника;  $\Delta U$  – изменение внутренней энергии;  $A_{\text{расш}}$  – работа по расширению включения;  $\Delta Q_{\text{пот}}$  – потери тепла из включения в матрицу.

При использовании в качестве источника энергии переменного электромагнитного поля имеем

$$\Delta Q = \sigma E_{\text{эл}}^2 V_2 \tau, \quad (12)$$

где  $V_2$  – объем включения<sup>2</sup> ;

$$\Delta U = \rho_2 c_2 V_2 \Delta T_2, \quad (13)$$

<sup>2</sup> В предположении независимости плотности поля и удельной электропроводности от времени и координаты.

<sup>3</sup> В предположении независимости плотности и удельной теплоемкости включения от времени и координаты.

С учетом того, что

$$\begin{aligned} dV &= 4\pi [(r_0 + dr)^3 - r_0^3] / 3 = \\ &= 4\pi (r_0^3 + 3r_0^2 dr + \dots - r_0^3) / 3 = 4\pi r_0^2 dr \end{aligned}$$

и

$$r - r_0 = \beta_2 \Delta T \cdot r_0 \Leftrightarrow dr = r_0 \beta_2 \Delta T$$

находим

$$\begin{aligned} A_{\text{расш}} &= \int_{V_2}^{V_{1;2}} p_0(V) dV = \\ &= \int_0^{\Delta T_2} p_0(\Delta T) \cdot 4\pi r_0^3 \beta_2 d(\Delta T), \quad (14) \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} p_0(\Delta T) &= \frac{\beta_2 \Delta T}{\frac{1 + \nu_1}{2E_1} + \frac{1 - 2\nu_2}{E_2} (1 + \beta \Delta T)} \approx \\ &\approx \frac{\beta_2 \Delta T}{\frac{1 + \nu_1}{2E_1} + \frac{1 - 2\nu_2}{E_2}} \quad (15) \end{aligned}$$

В итоге получим

$$A_{\text{расш}} \approx \frac{4\pi r_0^3 E_1 \beta_2^2 (\Delta T_2)^2}{(1 + \nu_1) \left( 1 + \frac{2E_1}{E_2} \cdot \frac{1 - 2\nu_2}{1 + \nu_1} \right)}. \quad (16)$$

Потери тепла из включения в матрицу находим из выражения:

$$\Delta Q_{\text{пот}} = -4\pi R_{1;2}^2 \lambda_1 \left( \frac{\partial T_1}{\partial r} \right)_{r=R_{1;2}+0} \quad (17)$$

Для расчета градиента температуры в кварцевой матрице необходимо решить уравнение теплопроводности с граничными условиями

$$T_1 = T_2(\tau)$$

$$\text{при } r \rightarrow R_{1;2}+0 \quad (T_2 = T_0 + \Delta T_2)$$

$$T_1 = T_0 \text{ при } r \rightarrow \infty$$

$$\frac{\partial T_1}{\partial \tau} = a_1 \left( \frac{\partial^2 T_1}{\partial T_1^2} + \frac{2}{r} \cdot \frac{\partial T_1}{\partial r} \right). \quad (18)$$

Общее решение данной задачи при известной функции  $T_2(\tau)$  и подстановке  $T=ug$  имеет вид [4]:

$$T_1 = \frac{T_0}{2r\sqrt{\pi a_1 \tau}} \times \int_{R_{1,2}}^{\infty} r' \left\{ \exp\left[-\frac{(r-r')^2}{4a_1 \tau}\right] - \exp\left[-\frac{(r+r'-2R_{1,2})^2}{4a_1 \tau}\right] \right\} dr' + \frac{2R_{1,2}}{r\sqrt{\pi}} \int_{(r-R_{1,2})/\sqrt{a_1 \tau}}^{\infty} T_2 \left[ \tau - \frac{(r-R_{1,2})^2}{4a_1 \mu^2} \right] \times \exp(-\mu^2) d\mu \quad (19)$$

Для оценки величины градиента температуры в первом приближении воспользуемся частным решением при  $T_2 = \text{const}$

$$T_1 - T_0 = \frac{R_{1,2}(T_2 - T_0)}{r} \times \operatorname{erfc}\left(\frac{r - R_{1,2}}{2\sqrt{a_1 \tau}}\right). \quad (20)$$

$$\frac{\partial T_1}{\partial r} = -\frac{R_{1,2}(T_2 - T_0)}{r^2} \operatorname{erfc}\left(\frac{r - R_{1,2}}{2\sqrt{a_1 \tau}}\right) + \frac{R_{1,2}(T_2 - T_0)}{r} \cdot \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-\frac{(r-R_{1,2})^2}{4a_1 \tau}} \cdot \frac{1}{2\sqrt{a_1 \tau}} \Leftrightarrow \frac{\partial T_1}{\partial r} \Big|_{r=R_{1,2}} = -(T_2 - T_0) \left( \frac{1}{R_{1,2}} + \frac{1}{\sqrt{\pi a_1 \tau}} \right) \quad (21)$$

Подставим (21), (16), (13), (13) в (11).  
Тогда

$$\sigma E_{\text{эл}}^2 \tau = \rho_2 c_2 \Delta T_2 + \frac{3E_1 \beta_2^2 (\Delta T_2)^2 (r_0 / R_{1,2})^3}{(1 + \nu_1) \left( 1 + \frac{2E_1}{E_2} \cdot \frac{1 - 2\nu_2}{1 + \nu_1} \right)} + \frac{3\lambda_1 \Delta T_2}{R_{1,2}} \left( \frac{1}{R_{1,2}} + \frac{1}{\sqrt{\pi a_1 \tau}} \right) \tau \quad (22)$$

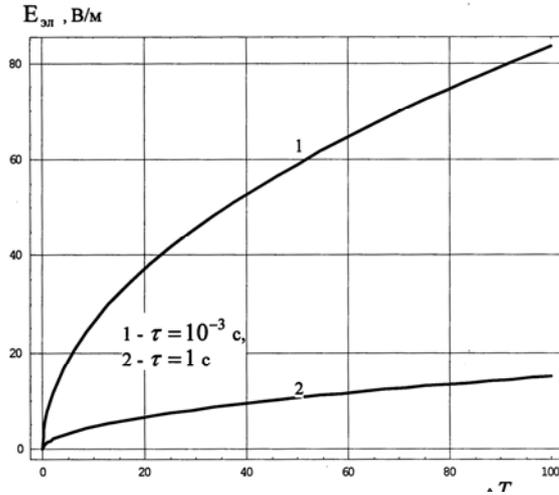


Рис. 4

Используя данные для золота и кварца ( $a_1 = 3,57 \cdot 10^{-6}$  м<sup>2</sup>/с,  $\lambda_1 = 7$  Вт/(м · К)) и приняв  $r_0 = 0,0005$  м и  $r_0 \approx R_{1,2}$ , получим

$$E_{\text{эл}}^2 \tau = 0,059 \Delta T_2 + 1,034 \cdot 10^{-6} \Delta T_2^2 + 1,91 \Delta T_2 \tau - 0,285 \Delta T_2 \tau^{1/2}. \quad (23)$$

Для  $\tau = 10^{-3}$  с и  $\tau = 1$  с из выражения (23) соответственно имеем

$$E_{\text{эл}}(\Delta T_2) = 10 \sqrt{0,517 \Delta T_2 + 10,34 \cdot 10^{-6} (\Delta T_2)^2} \quad (24)$$

и

$$E_{\text{эл}}(\Delta T_2) = \sqrt{1,683 \Delta T_2 + 1,034 \cdot 10^{-6} (\Delta T_2)^2} \quad (25)$$

В графическом виде зависимости  $E_{\text{эл}}(\Delta T)$ , полученные по формулам (24) и (25), даны на рис. 4. Функция монотонно возрастает на всем промежутке изменения  $\Delta T_2$ .

При  $\Delta T_2 = 10,5$  К преобразуем (23) к виду

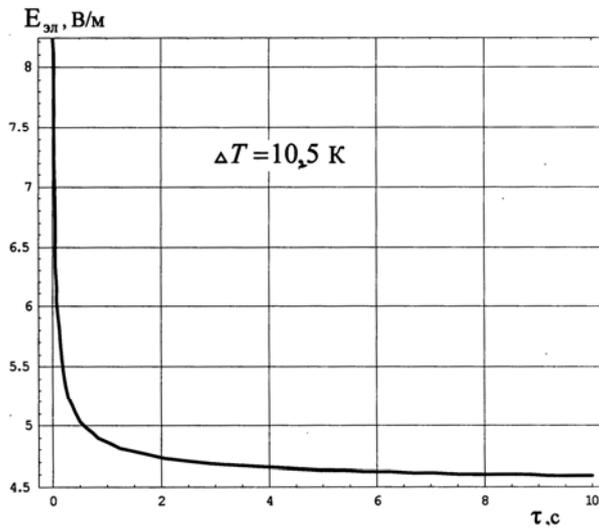


Рис. 5

$$E_{эл}(\tau) = \sqrt{20,045 + \frac{0,617}{\tau} - \frac{2,993}{\sqrt{\tau}}}. \quad (26)$$

Для некоторых значений  $\tau$  находим:  $\tau = 10^{-6}$  с -  $E_{эл} = 787,56$  В/м;  $\tau = 10^{-3}$  с -  $E_{эл} = 27,05$  В/м;  $\tau = 1$  с -  $E_{эл} = 4,86$  В/м;  $\tau = 100$  с  $E_{эл} = 4,51$  В/м. График зависимости  $E_{эл}(\tau)$  согласно (26) приведен на рисунке 5.

График зависимости  $E_{эл}(\Delta T)$  при одновременном изменении времени и температуры нагрева представлен на рис. 6.

Таким образом, минимальная напряженность электромагнитного поля для обеспечения возможности разупрочнения кварцевой матрицы должна быть не менее 4,5 В/м. Для разупрочнения за время не более 1 мс напряженность поля должна быть не менее 23,3 В/м.

Интересно отметить, что отношение  $A_{расш}/\Delta Q$  является фактически к.п.д. процесса. Оценки показывают, что при обработке в течение  $10^{-6} - 10^{-3}$  с эта величина изменяется в пределах 0,05–0,012 %. Наибольшее значение имеет

величина включения. При включениях менее 0,1 мм львиная доля энергии идет на потери в кварцевую матрицу. Примерно такой же КПД у разупрочнения в процессе нагрева всей массы руды, но его успех в значительной степени зависит от содержания металла и требует намного большего времени.

Поскольку данные оценки показывают, что затраты энергии на нагрев включения и его расширение пренебрежимо малы по сравнению с затратами энергии на нагрев кварцевой матрицы от включения, то целесообразно

уточнить произведенные оценки, исключив некорректное предположение  $T_2 = \text{const}$ . Более точным будет решение тепловой задачи с непрерывным точечным источником тепла постоянной мощности<sup>4</sup> в кварцевой матрице [4].

Согласно этому решению температура в кварцевой матрице

$$T_1 - T_0 = \frac{n}{4\pi a_1 r} \cdot \operatorname{erfc}\left(\frac{r}{\sqrt{4a_1 \tau}}\right), \quad (27)$$

где  $n$  – приведенная мощность теплового источника  $n = N/\rho_1 c_1$ .

В нашем случае

$$n = \frac{4\pi r_0^3 \sigma E_{эл}^2}{3\rho_1 c_1}. \quad (28)$$

<sup>4</sup> Имеется более общее решение с изменяющимся во времени источником тепла, что больше подходит к процессу импульсной электромагнитной обработки. Но форма импульса, а соответственно, и аналитическое его выражение различны для каждой установки и задача в более точной постановке будет рассмотрена позднее.

Оценим температуру на границе  $r = r_0$ .

$$\Delta T_{r=r_0} = \frac{r_0^2 \sigma E_{эл}^2}{3\lambda_1} \cdot \operatorname{erfc} \left( \frac{r_0}{\sqrt{4a_1\tau}} \right), \quad (29)$$

Подставляя исходные параметры веществ, получим

$$\Delta T_{r=r_0} = 5,24 \cdot 10^{-3} E_{эл}^2 \times \operatorname{erfc} \left( \frac{1,34 \cdot 10^{-2}}{\sqrt{\tau}} \right). \quad (30)$$

Оценка для  $10^{-3}$  с и  $\Delta T_2 = 10,5$  К приводит к значению  $E_{эл} = 55$  В/м, что вдвое больше полученного выше 27 В/м.

Если в качестве матрицы для включений золота принять пирит, то аналогичные выполненным выше расчеты показывают, что предел прочности пирита на сжатие будет достигнут раньше достижения предела прочности кварца. Таким образом, при выполнении условий разрушения кварца будут выполнены и условия разрушения пирита.

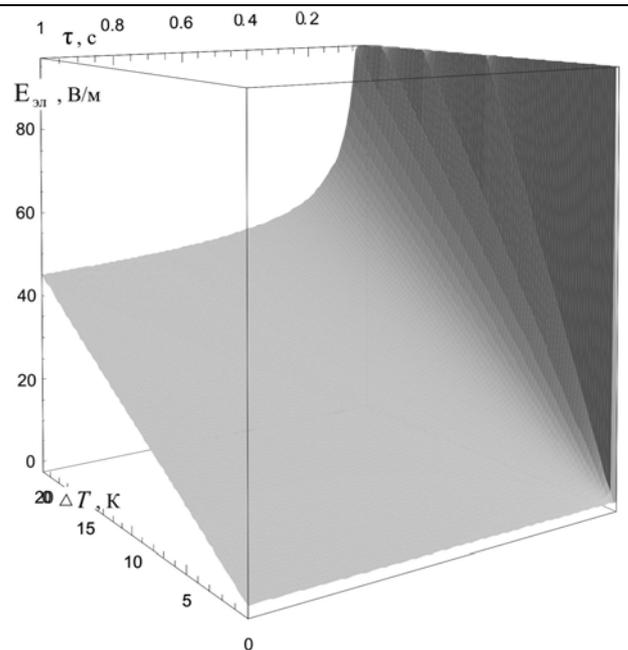


Рис. 6

Близость численных значений оценок параметров, выполненных по разным моделям, свидетельствует о возможности использования данных моделей для практических расчетов после сопоставления их с экспериментальными данными.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Петров В.М. Разупрочнение горных пород полем СВЧ, Радиоэлектроника и телекоммуникации, 2002, №4 (22), С. 34-42. М.: Наука, 2003.

2. Дугарцыренов А.В. Оценка напряжений при деформации шарового включения. Об-

зрение прикладной и промышленной математики – 2006, т.13, вып.3.

3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. т. 7. Теория упругости. М.: Наука, 1987. 248 с.

4. Карлслю Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. - М., Наука, 1964, с.243.

#### Коротко об авторах

Дугарцыренов Аркадий Владимирович – кандидат технических наук, доцент кафедры «Физика горных пород и процессов»,

Гридин О.М. –

Московский государственный горный университет.

