

УДК 53.098  
DOI 10.17223/19988621/40/6

М.Е. Долгий

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ЭМИССИИ В ГЕОЛОГИЧЕСКОЙ СРЕДЕ

Предлагается модель, основанная на термодинамических представлениях, позволяющая описывать процессы, происходящие в земной коре и приводящие к электромагнитной эмиссии. Рассчитанное по этой модели пространственное распределение электрического и магнитного полей качественно согласуется с экспериментальными данными. Связь между полем деформации и электромагнитным полем дает возможность по известной деформации построить пространственные распределения электрического и магнитного полей. При наличии априорной информации о расположении источника деформации возможно и нахождение решения обратной задачи.

**Ключевые слова:** *физическая модель, электромагнитное излучение, естественное импульсное электромагнитное поле Земли.*

Как известно, пьезоэффект был открыт братьями Кюри в 1881 г. [1], позже Степанов в 1933 г. наблюдал электризацию при пластической деформации кристаллов, не склонных к проявлению пьезоэффекта [2]. Авторами [3] в лабораторных условиях было рассмотрено влияние различных внешних факторов на электризацию подобного рода кристаллов при деформации.

Очевидно, что существующие современные теории и методы интерпретации данных естественного электромагнитного поля Земли, описанного профессором А. А. Воробьевым [4, 5], далеко не всегда соответствуют реальным результатам, поэтому разработка новых методов остается актуальной задачей. Многоплановость и сложность этой проблемы очевидны. Они обусловлены, главным образом, неполнотой и ограниченностью физических представлений, лежащих в основе описания процессов взаимодействия электромагнитных полей различного происхождения и интенсивности с геосредой. Сейчас, как в прикладных науках, так и теоретических, наметились тенденции к углубленному изучению подобных процессов, и результатом явилось значительное усложнение существующих физических моделей, расширение класса математических операций и модификации способов решения. Очевидно, что для дальнейшего развития теорий необходимы целенаправленные эксперименты.

В современной литературе большое распространение получила модель В.Н. Шумана [6, 7] и В.В. Суркова [8]. В основу данных работ положен диффузионный подход к процессам распространения электромагнитного поля в среде. Базовые представления данной модели легли в основу различных теоретических и прикладных работ, таких как [9 – 12].

Целью данной работы является получение модели, основанной на термодинамических представлениях, позволяющей описывать распространение электромагнитных волн, сгенерированных деформаций. Связь между полем деформации и электромагнитным полем дает возможность по известной деформации построить пространственные распределения электрического и магнитного полей. При нали-

чий априорной информации о расположении источника деформации возможно нахождение решения обратной задачи.

### Постановка задачи

Рассмотрим модель геологической среды, находящейся в постоянном магнитном поле Земли. Введем следующие предположения:

- Рассматриваемый объем геологической среды является однородным.
- Система находится в адиабатических условиях.
- В системе отсутствуют источниковые члены.

Используя данные предположения, запишем систему уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{d\rho}{dt} &= 0, \\ \rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} &= -\nabla \cdot \hat{\sigma} + \rho_e (\mathbf{E} + \varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0 \mathbf{v} \times \mathbf{B}) = 0, \\ \frac{d}{dt} \left( \frac{\mathbf{E}^2 + \mathbf{B}^2}{2} \right) &= -\nabla \cdot (\varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0 \mathbf{S}) + \hat{\sigma} \frac{d\hat{\varepsilon}}{dt}, \end{aligned} \quad (1)$$

где первое уравнение – уравнение неразрывности, второе – сохранения импульса, третье – сохранения энергии. В системе (1)  $\rho$  – плотность вещества системы,  $\rho_e$  – плотность свободных зарядов системы,  $\mathbf{E}$  – вектор напряженности электрического поля,  $\mathbf{B}$  – вектор магнитной индукции,  $\mu$  – в общем случае тензор магнитной проницаемости,  $\hat{\sigma}$  – тензор напряжений,  $\hat{\varepsilon}$  – тензор деформаций,  $\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{B}$  – вектор Пойнтинга,  $\mathbf{v}$  – вектор скорости перемещения частиц среды.

Если (1) описывает систему, подчиняющуюся условию локального равновесия, то можно записать основные термодинамические потенциалы системы и соответствующие уравнения Гиббса [13, 14]:

$$du = Tds + \frac{1}{\rho} \sigma_{ij} d\varepsilon_{ij} + \frac{1}{\rho_e} E_k dP_k + \frac{\mu_{lm}^{-1}}{\mu_0} B_l dj_m, \quad (2)$$

где  $u$  – внутренняя энергия системы,  $T$  – температура,  $s$  – энтропия,  $\sigma_{ij}$  – тензор напряжений,  $\varepsilon_{ij}$  – тензор деформаций,  $\rho$  – плотность вещества системы,  $\rho_e$  – плотность зарядов,  $E_i$  – компоненты вектора напряженности электрического поля,  $P_i$  – компоненты вектора поляризации,  $B_i$  – компоненты вектора магнитной индукции,  $j_i$  – компоненты вектора намагниченности. Данная термодинамическая система по определению является сложной и для нее энтальпия определяется равенством [15]:

$$dH = Tds - \frac{1}{\rho} \varepsilon_{ij} d\sigma_{ij} - \frac{1}{\rho_e} P_k dE_k - \frac{\mu_{lm}^{-1}}{\mu_0} B_l dj_m; \quad (3)$$

$$dG = -sdT - \frac{1}{\rho} \varepsilon_{ij} d\sigma_{ij} - \frac{1}{\rho_e} P_k dE_k - \frac{\mu_{lm}^{-1}}{\mu_0} B_l dj_m. \quad (4)$$

Для каждого из уравнений Гиббса можно записать обобщенные уравнения состояний в дифференциальной форме. Так, в случае (4) можно записать систему уравнений в полных дифференциалах, которая даст нам систему уравнений состояния:

$$ds = \left( \frac{\partial s}{\partial T} \right)_{\sigma_{ij}, E_k, B_l} dT + \left( \frac{\partial s}{\partial \sigma_{ij}} \right)_{T, E_k, B_l} d\sigma_{ij} + \left( \frac{\partial s}{\partial E_k} \right)_{T, \sigma_{ij}, B_l} dE_k + \left( \frac{\partial s}{\partial B_l} \right)_{T, \sigma_{ij}, E_k} dB_l; \quad (5)$$

$$d\varepsilon_{ij} = \left( \frac{\partial \varepsilon_{ij}}{\partial T} \right)_{\sigma_{ij}, E_k, B_l} dT + \left( \frac{\partial \varepsilon_{ij}}{\partial \sigma_{ij}} \right)_{T, E_k, B_l} d\sigma_{ij} + \left( \frac{\partial \varepsilon_{ij}}{\partial E_k} \right)_{T, \sigma_{ij}, B_l} dE_k + \left( \frac{\partial \varepsilon_{ij}}{\partial B_l} \right)_{T, \sigma_{ij}, E_k} dB_l; \quad (6)$$

$$dP_k = \left( \frac{\partial P_k}{\partial T} \right)_{\sigma_{ij}, E_k, B_l} dT + \left( \frac{\partial P_k}{\partial \sigma_{ij}} \right)_{T, E_k, B_l} d\sigma_{ij} + \left( \frac{\partial P_k}{\partial E_k} \right)_{T, \sigma_{ij}, B_l} dE_k + \left( \frac{\partial P_k}{\partial B_l} \right)_{T, \sigma_{ij}, E_k} dB_l; \quad (7)$$

$$dj_l = \left( \frac{\partial j_l}{\partial T} \right)_{\sigma_{ij}, E_k, B_l} dT + \left( \frac{\partial j_l}{\partial \sigma_{ij}} \right)_{T, E_k, B_l} d\sigma_{ij} + \left( \frac{\partial j_l}{\partial E_k} \right)_{T, \sigma_{ij}, B_l} dE_k + \left( \frac{\partial j_l}{\partial B_l} \right)_{T, \sigma_{ij}, E_k} dB_l. \quad (8)$$

Каждый из коэффициентов в (5) – (8), стоящих перед дифференциалами, характеризует определенный физический эффект. Большая часть из них известна в литературе [16, 17]. По главной диагонали в правой части системы (5) – (8) находятся коэффициенты, характеризующие главные эффекты, остальные коэффициенты иллюстрируют перекрестные или сопряженные эффекты.

Таким образом, систему (5) – (8) можно записать:

$$ds = \frac{c}{T} dT + \rho \alpha_{ij} d\sigma_{ij} + p_k dE_k + q_l dB_l; \quad (9)$$

$$d\varepsilon_{ij} = \alpha_{ij} dT + \rho s_{ijkl} d\sigma_{kl} + d_{ijm} dE_m + b_{ijn} dB_n; \quad (10)$$

$$dP_k = p_k dT + \rho d_{ijk} d\sigma_{ij} + 4\pi \kappa_0 \chi_{kl} dE_l + v_{km} dB_m; \quad (11)$$

$$dj_l = q_l dT + \rho b_{ijl} d\sigma_{ij} + \tilde{v}_{kl} dE_k + 4\pi \kappa_{lm} dB_m. \quad (12)$$

Здесь  $c$  – теплоемкость при постоянном механическом напряжении и постоянных электрических и магнитных полях,  $T$  – абсолютная температура;  $\alpha_{ij}$  – тензор коэффициентов пьезокалорического эффекта и теплового расширения при постоянном электромагнитном воздействии;  $p_k$  – вектор пирозлектрического и электрокалорического эффектов при постоянстве поля деформации и магнитного поля;  $q_l$  – вектор пиромагнитного и магнетокалорического эффекта при постоянных значениях поля механических напряжений и электрического поля;  $s_{ijkl}$  – тензор упругих податливостей при постоянном поле температуры и постоянном электромагнитном поле;  $d_{ijm}$  – тензор пьезоэлектрического эффекта, рассчитанный при постоянном магнитном и температурном полях;  $b_{ijn}$  – тензор пьезомагнитного эффекта при постоянстве температурного и электрического поля;  $4\pi \kappa_0 \chi_{kl}$  – тензор диэлектрической восприимчивости при постоянных поле напряжений, температурном и магнитных полях;  $v_{km}$  – тензор прямого магнитоэлектрического эффекта и  $\tilde{v}_{kl}$  – тензор обратного магнитоэлектрического эффекта, рассчитанные при постоянстве полей температуры и напряжения;  $4\pi \kappa_{ij}$  – тензор магнитной восприимчивости при постоянных значениях поля температуры, напряжения и электрического эффекта. Величины теплоемкости, тензоров податливостей, ди-

электрической и магнитной восприимчивостей входят в систему уравнений (9) – (12), описывающую главные эффекты. Из сопряженных эффектов наиболее интересны прямой и обратный магнитоэлектрические эффекты, их тензоры в общем случае несимметричны, и пьезомагнитный эффект, тензор третьего порядка которого симметричен по двум индексам.

Аналогичную систему уравнений состояний типа (9) – (12) можно записать для (2):

$$dT = \frac{T}{c} ds + \rho \alpha_{ij}^{-1} d\varepsilon_{ij} + \frac{1}{p_k} dP_k + \frac{1}{q_l} dj_l; \quad (13)$$

$$d\sigma_{ij} = \alpha_{ij}^{-1} ds + \rho s_{ijkl}^{-1} d\varepsilon_{kl} + d_{ijm}^{-1} dP_m + b_{ijn}^{-1} dj_n; \quad (14)$$

$$dE_k = \frac{1}{p_k} ds + \rho d_{ijk}^{-1} d\varepsilon_{ij} + \frac{\chi_{kl}^{-1}}{4\pi\kappa_0} dP_l + \tilde{v}_{kn}^{-1} dj_n; \quad (15)$$

$$dB_l = \frac{1}{q_l} ds + \rho b_{ijl}^{-1} d\varepsilon_{ij} + v_{kl}^{-1} dP_k + \frac{\kappa_{lm}^{-1}}{4\pi} dj_m. \quad (16)$$

Уравнения (9) – (16) показывают, что все входящие в них величины имеют разнообразную физическую природу и связаны между собой.

### Производство основных величин термодинамической системы

Из уравнения (15) следует, что изменение компонент вектора напряженности электрического поля системы связано с изменением полей деформации, поляризации и намагниченности. Под действием поля деформаций они изменяются, отражая реакцию среды на воздействие этого поля, и, как видно из (10), эти изменения, в свою очередь, приводят к изменению поля деформации.

Введем замену переменных:

$$p^{-1} = \Pi, \quad \hat{d}^{-1} = \hat{\Delta}, \quad \frac{\hat{\chi}^{-1}}{4\pi\kappa_0} = \hat{X}, \quad \hat{v}^{-1} = \hat{Y} \quad (17)$$

Перепишем уравнение (15) в векторной форме:

$$d\mathbf{E} = \Pi d\mathbf{s} + \rho \hat{\Delta} d\hat{\varepsilon} + \hat{X} d\mathbf{P} + \hat{Y} d\mathbf{j}. \quad (18)$$

Из [18] известно, что

$$\mathbf{j} = \hat{\chi} \mathbf{H}, \quad (19)$$

$$\mathbf{P} = \varepsilon \varepsilon_0 \hat{\chi} \mathbf{E}, \quad (20)$$

где  $\mathbf{H}$  – вектор напряженности магнитного поля, а  $\hat{\chi}$  – тензор магнитной восприимчивости. Также учтем соотношение между напряженностью и индукцией магнитного поля:

$$\mathbf{B} = \mu \mu_0 \mathbf{H}. \quad (21)$$

Уравнения Максвелла используем в виде

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (22)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}. \quad (23)$$

Предположим, что рассматриваемая нами система находится в адиабатических условиях.

Запишем (18) вдоль траектории движения центра масс:

$$\frac{d\mathbf{E}}{dt} = \rho\hat{\Delta}\frac{d\hat{\varepsilon}}{dt} + \hat{X}\frac{d\mathbf{P}}{dt} + \hat{Y}\frac{d\mathbf{j}}{dt},$$

Преобразуем последнее, с учетом (19) – (23):

$$\begin{aligned}\frac{d\mathbf{E}}{dt} &= \rho\hat{\Delta}\frac{d\hat{\varepsilon}}{dt} + \hat{X}\varepsilon\varepsilon_0\hat{\chi}\frac{d\mathbf{E}}{dt} + \hat{Y}\frac{\hat{\chi}}{\mu\mu_0}\frac{d\mathbf{B}}{dt}, \\ \frac{d\mathbf{E}}{dt} &= \rho\hat{\Delta}\frac{d\hat{\varepsilon}}{dt} + \hat{X}\varepsilon\varepsilon_0\hat{\chi}\frac{d\mathbf{E}}{dt} + \hat{Y}\frac{\hat{\chi}}{\mu\mu_0}\left(\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t} + \mathbf{v}\nabla\cdot\mathbf{B}\right),\end{aligned}$$

получим 
$$(1 - \hat{X}\varepsilon\varepsilon_0\hat{\chi})\frac{d\mathbf{E}}{dt} + \hat{Y}\frac{\hat{\chi}}{\mu\mu_0}\nabla\times\mathbf{E} = \rho\hat{\Delta}\frac{d\hat{\varepsilon}}{dt}, \quad (24)$$

где  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость среды,  $\varepsilon_0$  – электрическая постоянная.

Векторное дифференциальное уравнение (24) демонстрирует связь между изменениями во времени электрического поля и поля деформаций изучаемой системы.

Повторим рассуждения относительно уравнения (15) для уравнения (16). Приращение вектора магнитной индукции вызывается изменением полей деформации, поляризации, намагниченности и изменением энтропии. Введем замену переменных:

$$\mathbf{q}^{-1} = \mathbf{\Theta}, \quad \hat{\mathbf{b}}^{-1} = \hat{\mathbf{B}}, \quad \frac{\hat{\mathbf{K}}^{-1}}{4\pi} = \hat{\mathbf{K}}, \quad \hat{\mathbf{v}}^{-1} = \hat{\Psi} \quad (25)$$

Запишем уравнение (17) в векторном виде:

$$d\mathbf{B} = \mathbf{\Theta}ds + \rho\hat{\mathbf{B}}d\hat{\varepsilon} + \hat{\Psi}d\mathbf{P} + \hat{\mathbf{K}}d\mathbf{j}. \quad (26)$$

Добавим и соответствующие уравнения Максвелла [18]:

$$\nabla\cdot\mathbf{E} = \frac{\rho_e}{\varepsilon\varepsilon_0}, \quad (27)$$

$$\frac{\partial\mathbf{E}}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0}(\nabla\times\mathbf{B} - \mu\mu_0\mathbf{j}). \quad (28)$$

Запишем (26) вдоль траектории движения центра масс и преобразуем его с учетом (19) – (21) и (27) – (28):

$$\left(1 - \frac{\hat{\mathbf{K}}\hat{\chi}}{\mu\mu_0}\right)\frac{d\mathbf{B}}{dt} - \frac{\hat{\Psi}\hat{\chi}}{\mu\mu_0}(\nabla\times\mathbf{B} - \hat{\chi}\mathbf{B}) = \rho\hat{\mathbf{B}}\frac{d\hat{\varepsilon}}{dt} + \hat{\Psi}\hat{\chi}\rho_e\mathbf{v}, \quad (29)$$

где  $\mathbf{v}$  – скорость движения зарядов внутри изучаемой системы.

Аналогично тому, как находится (24) из (15) и (29) из (16), возможно получить из (13) и (14) соответственно

$$\frac{dT}{dt} = \left(\hat{\mathbf{A}}\hat{\mathbf{B}}^{-1}\left(1 - \frac{\hat{\mathbf{K}}\hat{\chi}}{\mu\mu_0}\right) + \frac{\mathbf{\Theta}\hat{\chi}}{\mu\mu_0}\right)\frac{d\mathbf{B}}{dt} + \frac{\mathbf{\Pi}\hat{\chi} - \hat{\Psi}\hat{\chi}\hat{\mathbf{A}}\hat{\mathbf{B}}^{-1}}{\mu\mu_0}(\nabla\times\mathbf{B} - \hat{\chi}\mathbf{B}) + (\mathbf{\Pi} - \hat{\Psi}\hat{\mathbf{A}}\hat{\mathbf{B}}^{-1})\hat{\chi}\rho_e\mathbf{v}, \quad (30)$$

$$\frac{d\hat{\sigma}}{dt} = \left( \hat{\Omega}\hat{B}^{-1} \left( 1 - \frac{\hat{K}\hat{\chi}}{\mu\mu_0} \right) + \frac{\hat{B}\hat{\chi}}{\mu\mu_0} \right) \frac{d\mathbf{B}}{dt} + \frac{\hat{\Delta}\hat{\chi} - \hat{\Psi}\hat{\chi}\hat{\Omega}\hat{B}^{-1}}{\mu\mu_0} (\nabla \times \mathbf{B} - \hat{\chi}\mathbf{B}) + (\hat{\Delta} - \hat{\Psi}\hat{\Omega}\hat{B}^{-1}) \hat{\chi} \rho_e \mathbf{v}. \quad (31)$$

Электромагнитная эмиссия возможна только при разрушении кристаллической решетки, но такие разрушения учитываются коррекцией параметров среды [23].

### Расчет электрического и магнитного полей по полю деформации

Предположим, что процесс протекает без завихрений электромагнитных полей, тогда уравнение (24) примет вид

$$(1 - \hat{X}\varepsilon\varepsilon_0\hat{\chi}) \frac{d\mathbf{E}}{dt} = \rho\hat{\Delta} \frac{d\hat{\varepsilon}}{dt}. \quad (32)$$

Рассмотрим коэффициент при производной по электрическому полю. В общем случае величины  $\hat{X}$  и  $\hat{\chi}$  могут существенно различаться [19], но для геологических сред их можно считать равными.

Зададим тензор деформации в виде [22]

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} 10^{-6} \cos x & 0 & 0 \\ 0 & 10^{-6} \cos y & 0 \\ 0 & 0 & 10^{-6} \cos z \end{pmatrix}. \quad (33)$$

В [19 – 21] описаны параметры основных и перекрестных эффектов:

$$\begin{aligned} \rho &= 2600, \quad \hat{\Delta} = 1,6 \cdot 10^3 \hat{\delta}, \quad \hat{\chi} = 15,1 \cdot 10^{-6} \hat{\delta}, \quad \hat{B} = 1,12 \cdot 10^9 \hat{\delta}, \\ \hat{K} &= -1,4 \cdot 10^4 \hat{\delta}, \quad \hat{\Psi} = 1 \cdot 10^{-6} \hat{\delta}, \quad \varepsilon = 4. \end{aligned} \quad (34)$$

Здесь  $\hat{\delta}$  – символ Кронекера.

В результате расчета по известному полю деформаций, с помощью соотношения (32), на рис. 1 изображено электрическое поле, порожденное пьезоэлектрическим эффектом в среде с параметрами (34).

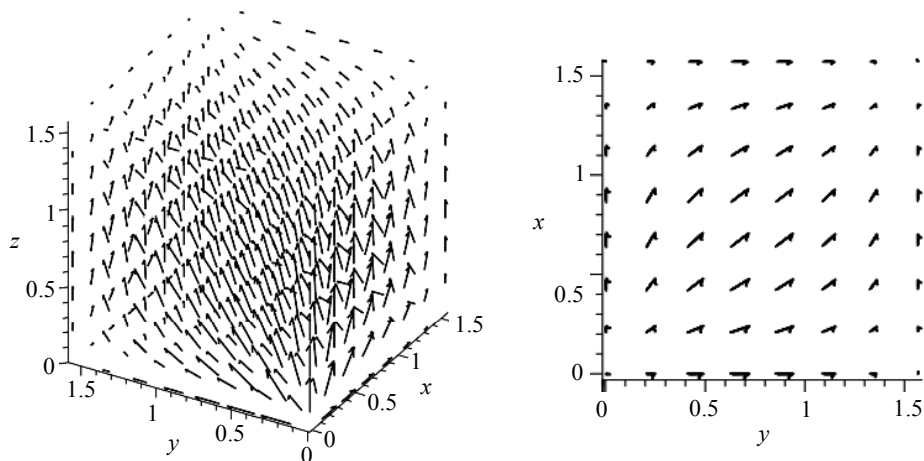


Рис. 1. Электрическое поле, порожденное деформацией в кристалле кварца (трехмерное изображение поля и срез при значении  $z = 0.785$  мкм)

Согласно [8], при деформации горной породы (кварца) – росте трещин – на берегах растущей трещины образуются электрические заряды различных знаков. При «пробивании» конденсатора-трещины и образуется искомое электромагнитное поле. Рассмотрим формулу (29), при условии отсутствия вихревого магнитного поля она примет вид

$$\left(1 - \frac{\hat{K}\hat{\chi}}{\mu\mu_0}\right) \frac{d\mathbf{B}}{dt} + \frac{\hat{\Psi}\hat{\chi}}{\mu\mu_0} \hat{\chi}\mathbf{B} = \rho\hat{\mathbf{B}} \frac{d\hat{\varepsilon}}{dt} + \hat{\Psi}\hat{\chi}\rho_e \mathbf{v}. \quad (35)$$

Из (34) видно, что вторые слагаемые, в правой и левой частях равенства (35), пренебрежительно малы и их можно опустить:

$$\left(1 - \frac{\hat{K}\hat{\chi}}{\mu\mu_0}\right) \frac{d\mathbf{B}}{dt} = \rho\hat{\mathbf{B}} \frac{d\hat{\varepsilon}}{dt}. \quad (35)$$

В результате расчета по известному полю деформаций, с помощью соотношения (35), на рис. 2 изображено магнитное поле, порожденное пьезоэлектрическим эффектом в среде с параметрами (34).

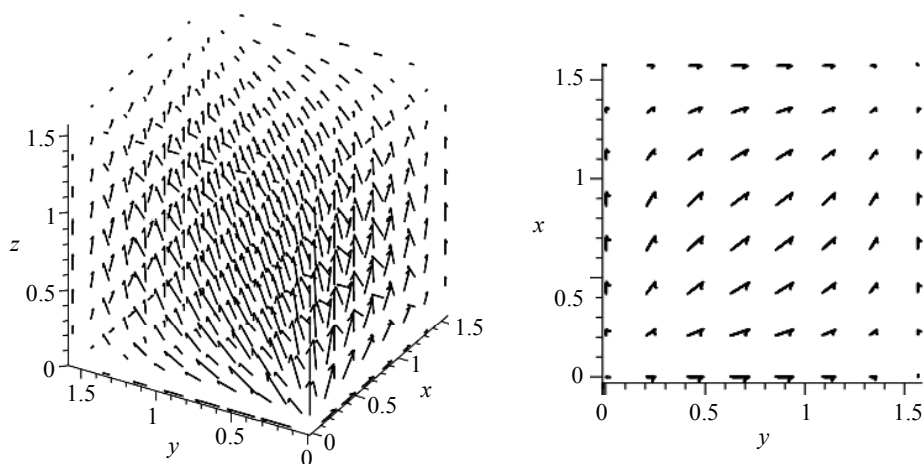


Рис. 2. Магнитное поле, порожденное деформацией в кристалле кварца (трехмерное изображение поля и срез при значении  $z = 0.785$  мкм)

### Заключение

Таким образом, в работе выделены соотношения, связывающие изменение поля деформации с изменениями электрического и магнитного полей. Соотношения для приращений электрического и магнитного полей содержат параметры, обладающие ясным физическим смыслом, которые могут быть определены из эксперимента. Это относится, например, к коэффициентам пьезомагнитного и пьезоэлектрического эффектов.

Если поле задано (поле деформаций), то, не решая конкретных краевых задач, можно рассчитать характеристики других полей.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Иоффе А.Ф. Пьер Кюри // УФН. 1956. Т. 58. № 4. С. 571–579. URL: <http://ufn.ru/articles/1956/4/a/>. DOI: 10.3367/UFNr.0058.195604a.0571.
2. Stepanow A.W. Über den Mechanismus der plastischen Deformation // Zeitschrift für Physik. 1933. Bd. 81. H. 7–8. S. 560–564.
3. Bahat D., Rabinovitch A., Frid V. Electromagnetic Radiation Induced in Fractured Materials // Tensile Fracturing in Rocks: Tectonofractographic and Electromagnetic Radiation Methods. 2005. P. 379–458.
4. Воробьев А.А. О возможности электрических разрядов в недрах Земли // Геология и геофизика. 1970. № 12. С. 3–13.
5. Воробьев А.А. Тектоэлектрические явления и возникновение естественного импульсного электромагнитного поля Земли – ЕИЭМПЗ. Томск, 1979. 585 с. Рукопись представлена Томским политехническим университетом: часть 1 – № 4296-79 – 202 с.; часть 2 – № 4297-79 – 149 с.; часть 3 – № 380-80 – 243 с.
6. Шуман В.Н. Переходные электромагнитные процессы в расширенном временном интервале: физико-математические модели и особенности // Геофиз. журн. 2001. Т. 23. № 1. С. 3–21.
7. Шуман В.Н. Глубинность электромагнитных зондирующих систем в реальных средах // Геофиз. журн. 1999. Т. 21. № 6. С. 16–27.
8. Сурков В.В. Электромагнитные эффекты при землетрясениях и взрывах. М.: МИФИ, 2000. 448 с.
9. Ogawa T., Oike K., Miura T. Electromagnetic radiations from rocks // Journal of Geophysical Research: Atmospheres (1984 – 2012). 1985. V. 90. No. D4. P. 6245–6249.
10. Зацинский А.А. Саломатин В.Н., Мостов Ш.Р. Методические рекомендации по применению методов регистрации естественного импульсного электромагнитного поля Земли при изучении оползневых процессов. Симферополь, 1983. 75 с.
11. Соболев Г.А., Демин В.М. Механоэлектрические явления в Земле. М.: Наука, 1980. 215 с.
12. Соболев Г.А., Гохберг М.Б. и др. Электромагнитные предвестники землетрясений. М.: Наука, 1982.
13. Базаров И.П. Термодинамика. М.: Высшая школа, 1991. Т. 376.
14. Назаренко Н.Н. Моделирование диффузионно-контролируемых процессов при нанесении кальций-фосфатных покрытий и при их взаимодействии с биологической жидкостью: дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.07 / Назаренко Нелли Николаевна; [Место защиты: Ин-т физики прочности и материаловедения СО РАН]. Томск, 2009. 183 с.
15. Сычев В.В. Сложные термодинамические системы. 5-е изд., доп. М.: Издательский дом МЭИ, 2009. 295 с.
16. Най Д. Физические свойства кристаллов и их описание при помощи тензоров и матриц: пер. с англ. Л.А. Шувалова. 2-е изд. М.: Мир, 1967. 385 с.
17. Сиротин Ю.И., Шаскольская М.П. Основы кристаллофизики: учеб. пособие для студентов физических специальностей высших учебных заведений. 2-е изд. перераб. М.: Наука, 1979. 640 с.
18. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Краткий курс теоретической физики. Книга 1. Механика. Электродинамика. М.: Наука, 1969.
19. Вонсовский С.В. Магнетизм. М.: Наука, 1984.
20. Вадюнина А.Ф., Бабанин В.Ф. Магнитная восприимчивость некоторых почв СССР // Почвоведение. 1972. № 10. С. 56–66.
21. Винокуров В.М. К магнитным свойствам минералов // Зап. Всес. мин. об-ва. 1961. № 5.
22. Гончаров С.А., Ананьев П.П., Ермаков С.В. Разупрочнение горных пород в импульсных магнитных полях сложной пространственно-временной структуры // Горный информационно-аналитический бюллетень (научно-технический журнал). Mining informational and analytical bulletin (scientific and technical journal). 2008. № 6. С. 117–123.



23. Немирович-Данченко М.М. Модель гипопругой хрупкой среды: применение к расчету деформирования и разрушения горных пород // Физическая мезомеханика. 1998. Т. 1. №. 2.
24. Судьенков Ю.В. Электромагнитное излучение при разрушении пьезоэлектриков субмикросекундными импульсами давления // Журнал технической физики. 2001. Т. 71. № 12. С. 101–103.

Статья поступила 27.01.2016 г.

Dolgi M.E. MODELING ELECTROMAGNETIC EMISSION PROCESSES IN THE GEOLOGICAL ENVIRONMENT

DOI 10.17223/19988621/40/6

A model which is based on thermodynamic representations and allows one to describe processes occurring in the crust and leading to electromagnetic emission is proposed. The equations involved in the model show that a change in the electric field strength vector of the system is related to the change in the fields of deformation, polarization, and magnetization. Under the action of the deformation field, these components are changed, which reflects the reaction of the environment to the action of this field, and these changes, in turn, lead to a change in the deformation field. The relations connecting the change in the field of deformation with changes in the electric and magnetic fields have been obtained. For increments of the electric and magnetic fields, these relations contain parameters determined from the experiment and have a clear physical meaning. This is concerned, for example, to coefficients of piezo-magnetic and piezo-electric effects.

The spatial electric and magnetic field distribution calculated by this model qualitatively agrees with experimental data. The relation between the deformation field and electromagnetic field makes it possible to construct spatial distributions of the electric and magnetic fields by a known deformation. In the presence of a priori information on the location of the deformation source, finding the solution of the inverse problem is also possible.

Keywords: physical model, electromagnetic radiation, natural pulse electromagnetic field of the Earth.

DOLGIY Maxim Evgen'evich (Tomsk State University, Tomsk Polytechnic University, Tomsk, Russian Federation)

E-mail: maxim\_ev\_dolgy@mail.ru

#### REFERENCES

1. Ioffe A.F. *Pierre Curie* [Online]. Available from: <http://ufn.ru/ru/articles/1956/4/a/>. DOI: 10.3367/UfNr.0058.195604a.0571. (in Russian)
2. Stepanow A.W. (1933) Über den Mechanismus der plastischen Deformation. *Zeitschrift für Physik*. 81(7–8). pp. 560–564.
3. Bahat D., Rabinovitch A., Frid V. (2005) Electromagnetic Radiation Induced in Fractured Materials. *Tensile Fracturing in Rocks: Tectonofractographic and Electromagnetic Radiation Methods*. pp. 379–458.
4. Vorobyov A.A. (1970) O vozmozhnosti elektricheskikh razryadov v nedrakh Zemli [On the possibility of electrical discharges in the Earth's interior]. *Geologiya i geofizika – Geology and Geophysics*. 12. pp. 3–13.
5. Vorobyov A.A. (1979) *Tektoelektricheskie yavleniya i vzniknovenie estestvennogo impul'snogo elektromagnitnogo polya Zemli – EIEMPZ* [Tectoelectrical phenomena and occurrence of the natural pulsed electromagnetic field of the Earth]. Tomsk: Tomsk Polytechnic University.
6. Shuman V.N. (2001) Perekhodnye elektromagnitnye protsessy v rasshirennom vremennom intervale: fiziko-matematicheskie modeli i osobennosti [Transient electromagnetic processes in an extended time interval: physico-mathematical models and features]. *Geofiz. Zhurn. – Geophysical Journal*. 23(1). pp. 3–21.

7. Shuman V.N. (1999) Glubinnost' elektromagnitnykh zondiruyushchikh sistem v real'nykh sredakh [Deepness of electromagnetic sounding systems in real-world environments]. *Geofiz. Zhurn. – Geophysical Journal*. 21(6). pp. 16–27.
8. Surkov V.V. *Elektromagnitnye efekty pri zemletryasenyakh i vzryvakh* [Electromagnetic effects during earthquakes and explosions]. Moscow: Moscow Engineering Physics Institute.
9. Ogawa T., Oike K., Miura T. (1985) Electromagnetic radiations from rocks. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres* (1984 – 2012). 90(D4). pp. 6245–6249.
10. Zashchinskiy A.A., Salomatin V.N., Mastov Sh.R. (1983) *Metodicheskie rekomendatsii po primeneniyu metodov registratsii estestvennogo impul'snogo elektromagnitnogo polya Zemli pri izuchenii opolzneвого protsessa* [Methodical recommendations on the use of methods of recording the natural pulsed electromagnetic field of the Earth in the study of the landslide process]. Simferopol.
11. Sobolev G.A., Demin V.M. (1980) *Mekhanoelektricheskie yavleniya v Zemle* [Mechanoelectric phenomena in the Earth]. Moscow: Nauka.
12. Sobolev G.A. et al. (1982) *Elektromagnitnye predvestniki zemletryaseny* [Electromagnetic precursors of earthquakes]. Moscow: Nauka.
13. Bazarov I.P. (1991) *Termodinamika* [Thermodynamics]. Moscow: Vysshaya Shkola.
14. Nazarenko N.N. (2009) *Modelirovanie diffuzionno-kontroliruemyykh protsessov pri nanesenii kal'tsiy-fosfatnykh pokrytiy i pri ikh vzaimodeystvii s biologicheskoy zhidkost'yu* [Modeling of diffusion-controlled processes under deposition of calcium-phosphate coverings and their interaction with a biological fluid]: Abstract of Phys. Cand. Diss. Tomsk.
15. Sychev V.V. (2009) *Slozhnye termodinamicheskie sistemy* [Complex thermodynamic systems]. 5th ed. Moscow: MEI Publishing House.
16. Nye J. (1957) *Physical Properties of Crystals: Their Description by Tensors and Matrices*. Oxford: Clarendon Press.
17. Sirotnin Yu.I., Shaskol'skaya M.P. (1979). *Osnovy kristallofiziki* [Fundamentals of crystallophysics]. 2nd ed. Moscow: Nauka.
18. Landau L.D., Lifshits E.M. (1969) *Kratkiy kurs teoreticheskoy fiziki. Kniga 1. Mekhanika. Elektrodinamika* [Short Course of Theoretical Physics. Mechanics. Electrodynamics]. Moscow: Nauka.
19. Vonsovskiy S.V. (1984) *Magnetizm* [Magnetism]. Moscow: Nauka.
20. Vadyunina A.F., Babanin V.F. (1972) Magnitnaya vospriimchivost' nekotorykh pochv SSSR [Magnetic susceptibility of some soils of the USSR]. *Pochvovedenie – Eurasian Soil Science*. 10. pp. 56–66.
21. Vinokurov V.M. (1961) K magnitnym svoystvam mineralov [The magnetic properties of minerals]. *Zap. Vses. min. ob-va*. 5.
22. Goncharov S.A., Anan'ev P.P., Ermakov S.V. (2008) Razuprochnenie gornyykh porod v impul'snykh magnitnykh polyakh slozhnoy prostranstvenno-vremennoy struktury [Softening rocks in pulsed magnetic fields of a complex spatial-temporal structure]. *Gornyy informatsionno-analiticheskiy byulleten' (nauchno-tekhnicheskiy zhurnal) – Mining Informational and Analytical Bulletin (Scientific and Technical Journal)*. 6. pp. 117–123.
23. Nemirovich-Danchenko M.M. (1998) Model' gipouprugoy khрупkoy sredy: primeneniye k raschetu deformirovaniya i razrusheniya gornyykh porod [Hypoelastic fragile environment model: Application to calculation of deformation and fracture of rocks]. *Fizicheskaya mezomekhanika*. 1(2).
24. Sud'enkov Yu.V. (2001) Elektromagnitnoye izlucheniye pri razrushenii p'ezoelektrikov submikrosekundnymi impul'sami davleniya [Electromagnetic radiation in the process of piezoelectric destruction by submicrosecond pressure pulses]. *Zhurnal tekhnicheskoy fiziki – Technical Physics*. 71(12). pp. 101–103.