# МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В ТРЕХМЕРНОЙ ГЕОЛОГИЧЕСКОЙ СРЕДЕ МОРСКОГО НЕФТЕГАЗОВОГО МЕСТОРОЖДЕНИЯ

**Мариненко А.В., Шурина Э.П., Эпов М.И.**

Институт нефтегазовой геологии и геофизики им. А.А. Трофимука СО РАН,
Российская Федерация, 630090, г. Новосибирск, проспект Академика Коптюга, 3,
e-mail: arkadiy@reqip.net

Для морской воды характерна зависимость коэффициента электропроводности от глубины, выраженная в виде функции $\sigma(z)$ . В работе рассматриваются вычислительные схемы на базе векторного метода конечных элементов для гармонического по времени электрического поля с функциональной зависимостью коэффициента электропроводности морской воды от глубины. Выполнена серия вычислительных экспериментов для трехмерной геологической среды морского нефтегазового месторождения на различных частотах.

Электромагнитное поле описывается системой уравнений Максвелла. Пусть поле $\vec{\mathbf{E}}$ зависит от времени $\vec{\mathbf{E}}(x,t) = \vec{\mathbf{E}}(x)e^{i\omega t}$, где $i$ - мнимая единица ($i^2 = -1$), $\omega = 2\pi f$, $f$ - частота.

Переходя от системы уравнений Максвелла к уравнению второго порядка относительно переменной $\vec{\mathbf{E}}$, получим уравнение Гельмгольца:

$rot(\mu^{-1} rot\vec{\mathbf{E}}) + k^2\vec{\mathbf{E}} = -i\omega\vec{\mathbf{J}}^{real}$,

где $\vec{\mathbf{E}} = \vec{\mathbf{E}}^{real} + i\vec{\mathbf{E}}^{im}$ , $k^2 = i\omega\sigma(z) - \omega^2\epsilon$ - волновое число, $\sigma(z)$ - электрическая проводимость, $\mu$ - магнитная проницаемость, $\epsilon$ - диэлектрическая проницаемость.

Если имеет место зависимость $\sigma(z)$ , то уравнение, описывающее закон сохранения электрического заряда, выглядит следующим образом:

$$\frac{\partial\sigma(z)}{\partial z}\vec{\mathbf{E}}_z + \sigma(z)\left(\frac{\partial\vec{\mathbf{E}}_x}{\partial x} + \frac{\partial\vec{\mathbf{E}}_y}{\partial y} + \frac{\partial\vec{\mathbf{E}}_z}{\partial z}\right) + i\omega\epsilon\left(\frac{\partial\vec{\mathbf{E}}_x}{\partial x} + \frac{\partial\vec{\mathbf{E}}_y}{\partial y} + \frac{\partial\vec{\mathbf{E}}_z}{\partial z}\right) = 0$$

Относительно действительных переменных $\vec{\mathbf{E}}^{real}, \vec{\mathbf{E}}^{im}$ , получим следующую систему уравнений:

$$\begin{pmatrix} \mu^{-1} rotrotI - \epsilon\omega^2 I & -\sigma(z)\omega I \\ \sigma(z)\omega I & \mu^{-1} rotrotI - \epsilon\omega^2 I \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{\mathbf{E}}^{real} \\ \vec{\mathbf{E}}^{im} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ -\omega\vec{\mathbf{J}}^{real} \end{pmatrix} \qquad (1)$$

Введем пространства $H(rot,\Omega) = \left\{\vec{u} \middle| \, \vec{u} \in (L^2(\Omega))^3, rot\vec{u} \in (L^2(\Omega))^3\right\}$, $H^0(rot,\Omega) = \{\vec{u} | \, \vec{u} \in H(rot,\Omega), \vec{u}\times\vec{n} = 0\}$. Умножив скалярно (1) на базисную функцию $V$ из этого же пространства, и воспользовавшись 1-ой теоремой Грина, получим дискретную матрично-векторную систему уравнений с несимметричной матрицей.

Работа выполняется при финансовой поддержке грантов РФФИ №№ 09-05-12047-офи-м, 09-05-00702.