

Способы электромагнитного мониторинга очага землетрясений

© М. Г. Савин¹, И. И. Рокитянский², 2011

¹ВЦ ДВО РАН, Хабаровск, Россия

²Институт геофизики НАН Украины, Киев, Украина

Поступила 10 июня 2010 г.

Представлено членом редколлегии В. И. Старостенко

Як показав математичний експеримент, парціальні імпеданси неоднорідної плоскої хвилі виявились дуже чутливими до малих змінень електропровідності у вогнищі землетрусу. Це дає змогу використовувати імпедансні вимірювання в ранньому часі як спосіб моніторингу електропровідності вогнища в період підготовки землетрусу.

In accordance with mathematical experiment, partial impedances of heterogeneous flat wave turned out to be very sensitive to small changes of electro-conductivity in the source of earthquakes. It allows application of impedance changes in real time as a method of monitoring of electro-conductivity of the source during the period of earthquakes preparation.

Введение. Известно [Поиск ..., 1988], что в период подготовки землетрясений процесс накопления механических напряжений в земной коре сопровождается изменением электропроводности $\sigma(z)$. Это наводит на мысль, что вариации $\Delta\sigma(z)$, в принципе, могут служить индикатором сложных физико-химических процессов в очаге, связанных с изменением напряженного состояния вещества, температуры и других параметров. Вопрос состоит в том, возможно ли в рамках традиционного геофизического мониторинга, например проведения магнитотеллурических измерений, получить на дневной поверхности заметные величины вариаций функций отклика в зависимости от реальных значений $\Delta\sigma(z)$.

Анализ ситуации для плоскостойких сред показал [Савин, 1988], что импеданс Тихонова — Каньяра Z^0 испытывает незначительные, в пределах ошибки измерения, величины ΔZ^0 . Следовательно, традиционный магнитотеллурический мониторинг вряд ли может послужить основой для построения прогностических моделей.

Последнее обстоятельство побуждает обратиться к модели внешнего магнитотеллурического поля в виде неоднородной плоской волны поверхностного типа [Четаев, 1985]. Действительно, дисперсионное уравнение для неоднородной плоской волны имеет вид

$$k_z^2 = -R + i(\omega\mu\sigma - I), \quad (1)$$

где $R, I = \text{Re}, \text{Im}(k_x^2 + k_y^2)$, а k_x и k_y — горизонтальные компоненты волнового вектора \mathbf{k} .

В так называемой критической области изменения параметров этой волны $R \approx 0$, $\omega\mu\sigma - I \approx 0$ парциальные импедансы электрического Z^e и магнитного Z^h типов испытывают резкие изменения [Структура ..., 1980]. Этот факт наталкивает на мысль использовать измерения парциальных импедансов для эффективного контроля над характером вариаций удельного сопротивления в очаге в период подготовки землетрясений.

Отсюда вытекает возможность исследовать перспективный электромагнитный предвестник землетрясений и далее изучить способ

прогноза сейсмического явления.

С целью теоретического обоснования нового способа прогноза авторами выполнен математический эксперимент по изучению влияния вариаций электропроводности очага $\Delta\sigma(z)$ на входные парциальные импедансы Z^e и Z^h слоистой среды (или коэффициенты отражения Q^e и Q^h).

Вычисление парциальных импедансов.

Рассмотрим распространение неоднородной плоской волны вида

$$f_j(x, y, z, t) = A_j(z) \exp(-i\omega t + k_x x + k_y y), \quad (2)$$

где A_j — любая из шести компонент электромагнитного поля в горизонтально-слоистой проводящей среде. Амплитуды $A_j(z)$ однозначно определяются из уравнений Максвелла

$$\text{rot } \mathbf{H} = \sigma \mathbf{E}, \quad (3)$$

$$\text{rot } \mathbf{H} = i\omega \mu \mathbf{H} \quad (4)$$

совместно с требованием непрерывности горизонтальных компонент поля и условием затухания при $z \rightarrow \infty$.

Для анализа комплексных амплитуд $A_j(z)$ оказывается удобным ввести вспомогательные скалярные потенциалы электрического $U_e(z)$ и магнитного $U_h(z)$ типов по формулам [Дмитриев, 1970]

$$\begin{aligned} U_e &= k_y H_x - k_x H_y, \\ U_h &= k_x H_x - k_y H_y. \end{aligned} \quad (5)$$

Компоненты электромагнитного поля выражаются через эти потенциалы следующим образом:

$$H_x = (k_x U_h + k_y U_e) / k_\tau^2,$$

$$H_y = (k_y U_h + k_x U_e) / k_\tau^2,$$

$$H_z = U'_h / \eta^2,$$

$$E_x = (k_y i\omega \mu \sigma U'_h + k_x \eta^2 U'_e) / \sigma \eta^2 k_\tau^2,$$

$$E_y = (k_y \eta^k U'_e - k_x i\omega \mu \sigma U'_h) / \sigma \eta^k k_\tau^k,$$

$$E_z = -i U_e / \sigma,$$

$$k_\tau^k = k_x^k + k_y^k, \quad \eta = \sqrt{k_\tau^k - i\omega \mu \sigma}, \quad \text{Re } \eta > 0. \quad (6)$$

Из уравнений (5) и (6) видно, что введение парциальных потенциалов позволяет представить электромагнитное поле в виде суперпозиции двух парциальных волн: h -типа с $E_z = 0$ и волны e -типа с $H_z = 0$. Кроме того, введение парциальных потенциалов упрощает систему уравнений (4), сведя ее к двум независимым обыкновенным дифференциальным уравнениям:

$$\left(\frac{U'_e}{\sigma} \right)' - \frac{\eta^2}{\sigma} U_e = 0, \quad \left(\frac{U'_h}{\eta^2} \right)' - U_h = 0, \quad (7)$$

где штрих означает производную по z .

Уравнения (7) совместно с условием непрерывности величин U_e , U_h , U_e / σ и U_h / η^2 на границах раздела слоев (функцию $\sigma(z)$ считаем кусочно-постоянной) и условием затухания на бесконечности при $z \rightarrow \infty$ позволяют однозначно определить скалярные потенциалы, а следовательно, и амплитуды волны.

Из уравнений (6) видно, что комплексные амплитуды E^e и H^e компонент волны e -типа удовлетворяют условию

$$E_x^e = Z^e H_y, \quad E_y^e = -Z^e H_x, \quad (8)$$

где Z^e — парциальный импеданс электрического типа, выражающийся через U^e формулой

$$Z^e = -U'_e / \sigma U_e. \quad (9)$$

Горизонтальные компоненты волны h -типа также связаны соотношением (8), при этом величина Z^h выражается формулой

$$Z^h = i\omega \mu U'_h / \eta^2 U_h. \quad (10)$$

В случае однородного проводящего полупространства ($\delta = \text{const}$) формулы (9) и (10) при $z = 0$ приобретают простой вид:

$$Z^e = \eta / \sigma, \quad Z^h = -i\omega \mu / \eta. \quad (11)$$

В соответствии с формулами (11) выражения для действительных $\text{Re } Z^{e,h}$ и мнимых $\text{Im } Z^{e,h}$ частей импедансов обоих типов запишем так:

$$\text{Re } Z^e = \sqrt{R + \sqrt{R^2 + (\omega \mu \sigma - I)^2}}, \quad (12)$$

$$\text{Im } Z^e = -\frac{\omega \mu \sigma - I}{\sqrt{R + \sqrt{R^2 + (\omega \mu \sigma - I)^2}}}, \quad (13)$$

$$\operatorname{Re} Z^h = \quad (14)$$

$$= \frac{\omega\mu\sigma - I}{\sqrt{R^2 - (\omega\mu\sigma - I)^2} \sqrt{R + \sqrt{R^2 + (\omega\mu\sigma - I)^2}}},$$

$$\operatorname{Im} Z^h = -\frac{\sqrt{R + \sqrt{R^2 + (\omega\mu\sigma - I)^2}}}{\sqrt{R^2 + (\omega\mu\sigma - I)^2}}. \quad (15)$$

Из (12)—(15) видно, что при изменении параметра I в окрестности точки $I_{\text{кр}} = \omega\mu\sigma$ парциальные импедансы претерпевают резкие изменения. Импеданс Z^e ведет себя аналогично импедансу последовательного, а импеданс Z^h — параллельного контура [Четаев, 1985].

Результаты многочисленных расчетов, проведенных для плоскостойких сред [Савин и др., 1982], показывают, что и в этом случае зависимость импедансов от параметра I имеет резонансный характер, при этом $\omega\mu\sigma_{\min} \leq I_{\text{кр}} \leq \omega\mu\sigma_{\max}$, где σ_{\min} и σ_{\max} — минимальная и максимальная проводимости слоев.

Исследование поведения коэффициентов отражения неоднородной плоской волны вида (2). Уравнения (7), определяющие зависимость парциальных потенциалов $U^{e,h}$ от глубины z , удобно привести к единой форме:

$$\left(\frac{Z_0}{\eta} U' \right)' - \eta Z_0 U = 0. \quad (16)$$

Здесь Z_0 — удельный парциальный импеданс в слое с проводимостью σ , определяемый формулами (11).

Входные парциальные импедансы Z для волн e - и h -типов также могут быть единообразно выражены через парциальный потенциал U :

$$Z = -\frac{Z_0}{\eta} \frac{U'}{U}. \quad (17)$$

Внутри каждого слоя проводимость $\sigma = \text{const}$, поэтому решение уравнения (16) имеет вид

$$U(z) = A e^{-\eta z} + B e^{\eta z}. \quad (18)$$

Здесь первое слагаемое представляет амплитуду падающей волны, а второе — амплитуду отраженной волны.

Введем [Четаев и др., 1984] коэффициент отражения $Q(z)$ на уровне z , имеющий смысл отношения комплексной амплитуды волны, идущей вверх, к амплитуде волны, идущей вниз:

$$Q(z) = \frac{B}{A} e^{2\eta z}. \quad (19)$$

Используя формулу (17), получаем следующую связь между коэффициентом отражения $Q(z)$ и парциальными импедансами Z и Z_0 :

$$\frac{Z}{Z_0} = \frac{1 - Q(z)}{1 + Q(z)}, \quad (20)$$

откуда

$$Q(z) = \frac{1 - Z/Z_0}{1 + Z/Z_0}. \quad (21)$$

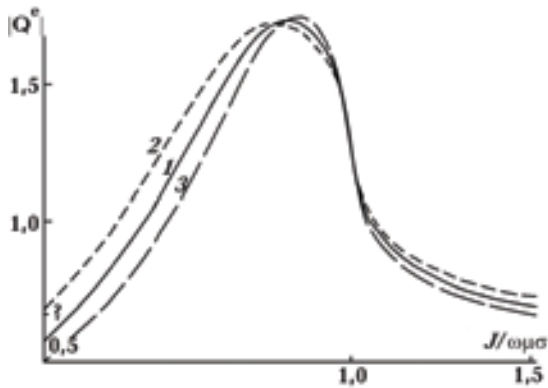
Поскольку входной (полный) парциальный импеданс Z зависит от глубины z непрерывно, а удельный импеданс Z_0 претерпевает разрыв на границе раздела слоев, то и $Q(z)$ является кусочно-непрерывной функцией.

Расчеты коэффициентов отражения в трехслойной модели. Рассмотрим следующую трехслойную модель земной коры, причем второй слой аппроксимирует электрические свойства очага землетрясений: $\sigma_3/\sigma_1 = 1$, $h_2/h_1 = 1$ а удельную проводимость очага будем варьировать три раза: $(\sigma_2/\sigma_1)_1 = 1$; $(\sigma_2/\sigma_1)_2 = 1,1$; $(\sigma_2/\sigma_1)_3 = 0,9$. Таким образом, указанным значениям удельного сопротивления первого и третьего слоев соответствуют изменения +10%, что отвечает реальному положению вещей в период подготовки землетрясения [Поиск ..., 1988].

Встает вопрос: могут ли указанные вариации значений проводимости в очаге вызвать заметные изменения коэффициентов отражения на поверхности Земли?

Положим безразмерную толщину скин-слоя $(2\omega\mu\sigma_1 h_1^2)^{-1/2} = 10$, а значения безразмерных величин $DR = R/\omega\mu\sigma_1$ и $DI = I/\omega\mu\sigma_1$ будут варьироваться в пределах от 0,5 до 1,5, что отвечает реальным вариациям параметров волны. Период вариаций положим $T = 20$ с. Коэффициент отражения на поверхности Земли будем вычислять по формуле (21) при $z = 0$.

Вычисления показывают, что наиболее чувствительным по отношению к изменению проводимости очага является коэффициент отражения электрической моды. График измене-



ния величины $|Q^e|$ в зависимости от величины $J/\omega\sigma_1$ приведен на рисунке. Видно, что изменения величины $\Delta|Q^e|$ достигают 20 %, т. е. достаточно заметную величину, чтобы эффективно исследовать проводимость очага землетрясения с помощью импедансных измерений в реальном времени.

Закключение. Таким образом, возможность поиска предвестников землетрясения по мониторингу импедансов (коэффициентов отражения) слоистой среды, измеряемых на поверхности Земли в сейсмоактивных районах, можно считать теоретически обоснованной.

Список литературы

- Дмитриев В.И. Импеданс слоистой среды для неоднородной плоской волны // Изв. АН СССР. Физика Земли. — 1970. — № 7. — С. 63—68.
- Поиск электромагнитных предвестников. — Москва: ИФЗ АН СССР, 1988. — 243 с.
- Савин М.Г. Электромагнитный прогноз землетрясений // Тез. докл. 11 конференции по математ. моделированию в геофизике. — Новосибирск, 12—14 окт. 1988 г.
- Савин М.Г., Израильский Ю.Г., Осьмаков А.Н. О дирекционных магнитотеллурических зондированиях. — Препринт ВЦ ДВНЦ АН СССР. — Владивосток, 1982. — С. 1—34.
- Структура электромагнитного поля геомагнитных пульсаций. — Москва: Наука, 1980. — 220 с.
- Четаев Д.Н. Дирекционный анализ магнитотеллурических наблюдений. — Москва: ИФЗ, 1985. — 228 с.
- Четаев Д.Н., Осьмаков А.Н., Матвеев М.В., Чернышев А.К. Интерпретация дирекционных МТЗ способом аналитического продолжения // Изв. АН СССР. Физика Земли. — 1984. — № 47. — С. 75—82.