

В.И. Дмитриев

МОДЕЛЬ ВОЗБУЖДЕНИЯ ГЛУБИННЫХ КОРОВЫХ АНОМАЛИЙ МАГНИТОТЕЛЛУРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ*

Введение

В 70-е и 80-е годы прошлого века велись активные работы по обнаружению глубинных проводящих зон в коре и верхней мантии. Такие проводящие аномалии были обнаружены во многих регионах мира. Естественно, встал вопрос, как возбуждаются эти зоны магнитотеллурическим полем. Дело в том, что латеральные размеры аномалии много меньше длины волны в окружающем пространстве. Поэтому индукционное возбуждение аномалии очень мало. Экран-фактор $p = L / \sqrt{S_1 T_2}$, где L - размер аномалии по горизонтали, S_1 - интегральная проводимость осадочного чехла, а T_2 - поперечное сопротивление слоя, отделяющего аномалию от осадочного чехла, обычно мал [Дмитриев, 1982], что определяет слабую гальваническую связь осадочного чехла и аномалии.

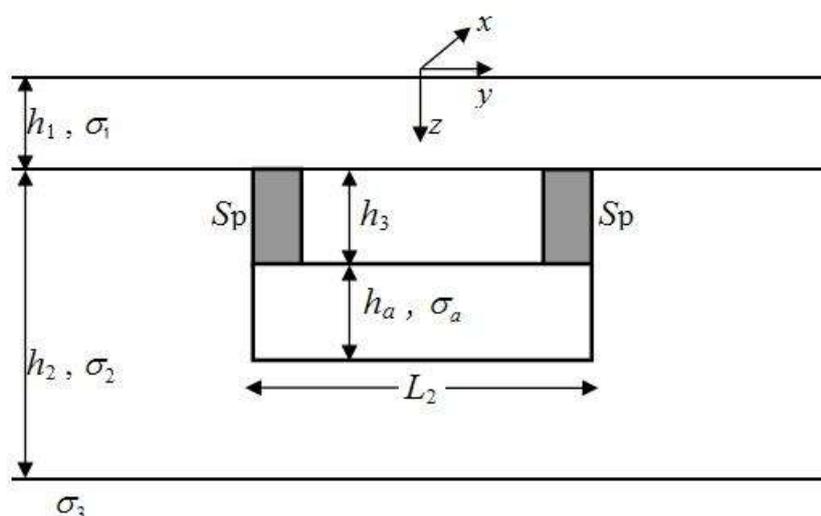


Рис.1 Модель с глубинными разломами

* Работа выполнена в рамках проекта РФФИ 13-05-12018-офи-м.

Таким образом, возбуждение проводящей глубинной зоны должно быть очень слабым. Однако на практике мы имеем достаточно хорошее проявление аномальной зоны на магнитотеллурической кривой кажущегося сопротивления. В работе [Дмитриев, 1982] была предложена модель возбуждения глубинной проводящей зоны через глубинные разломы. Эта модель (рис.1) состоит из осадочного чехла мощностью h_1 и проводимостью σ_1 , плохопроводящего слоя мощностью h_2 и проводимостью $\sigma_2 \ll \sigma_1$, а также хорошо проводящего основания с проводимостью σ_3 , моделирующего астеносферу. В промежуточном слое на глубине h_3 находится проводящая аномалия с проводимостью σ_a , мощностью h_a и горизонтальной длиной L_a . Эта аномалия соединяется с осадочным чехлом вертикальными разломами, имеющими интегральную проводимость S_p . Наличие гальванических каналов, соединяющих осадочный чехол с аномальной зоной, дает перетекание тока из осадочного чехла в аномальную зону, что проявляется на кривых кажущегося сопротивления. В работе [Бердичевский, 1984] была исследована разрешающая способность магнитотеллурического зондирования в такой модели.

Было показано, что уже при $S_p = 1,2S_1$, где $S_1 = \sigma_1 h_1$ - интегральная проводимость осадочного чехла, кривая ρ^\perp над центром неоднородности существенно отличается от нормальной кривой и имеет отчетливый минимум, позволяющий определить глубину до неоднородности. Таким образом, было показано, что магнитотеллурическое зондирование позволяет изучать коровые проводящие зоны, пересекаемые глубинными разломами. Однако эта модель имеет определенные недостатки. Для возбуждения коровой проводящей зоны необходимо, чтобы, как минимум зону, пересекало два разлома, причем, желательно, чтобы разломы были вблизи краев неоднородности.

Построение новой геоэлектрической модели

Для преодоления этих трудностей предлагается рассмотреть новую модель возбуждения коровых проводящих зон, модифицирующую модель глубинных разломов. Эта модель приведена на рис.2.

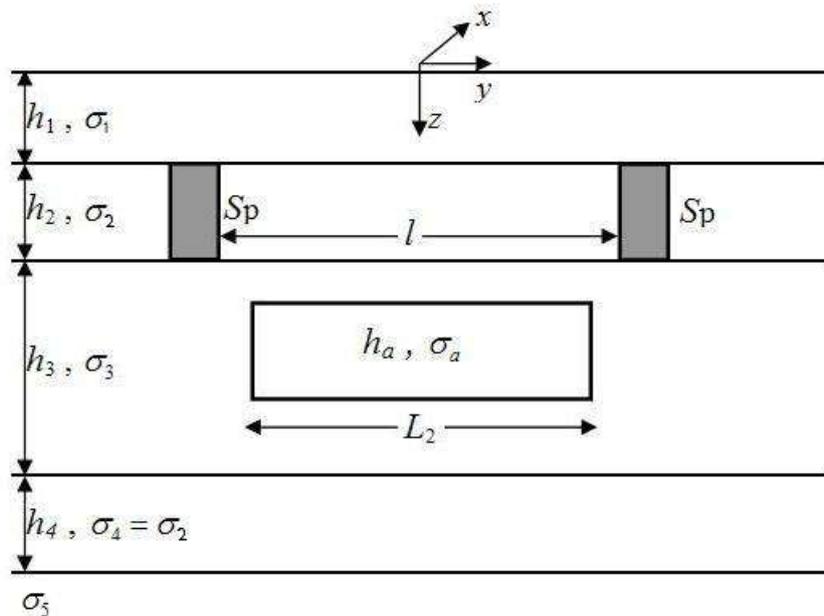


Рис.2 Модель с глубинными разломами и промежуточным слоем

Модель опирается на гипотезу наличия в нижней части земной коры слабопроводящего слоя с интегральной проводимостью на порядок ниже интегральной проводимости осадочного чехла. В результате этот промежуточный слой не отражается на нормальной кривой магнитотеллурического зондирования, но играет важную роль при наличии в нем аномалии электропроводности. В новой модели разломы соединяют осадочный чехол с промежуточным слабопроводящим слоем. Возникает цепь перетекания тока через разломы в промежуточный слой, а затем его концентрация в проводящей зоне. В данной модели разломы не обязаны проходить через проводящую зону, т.к. замыкание тока идет через промежуточный слой.

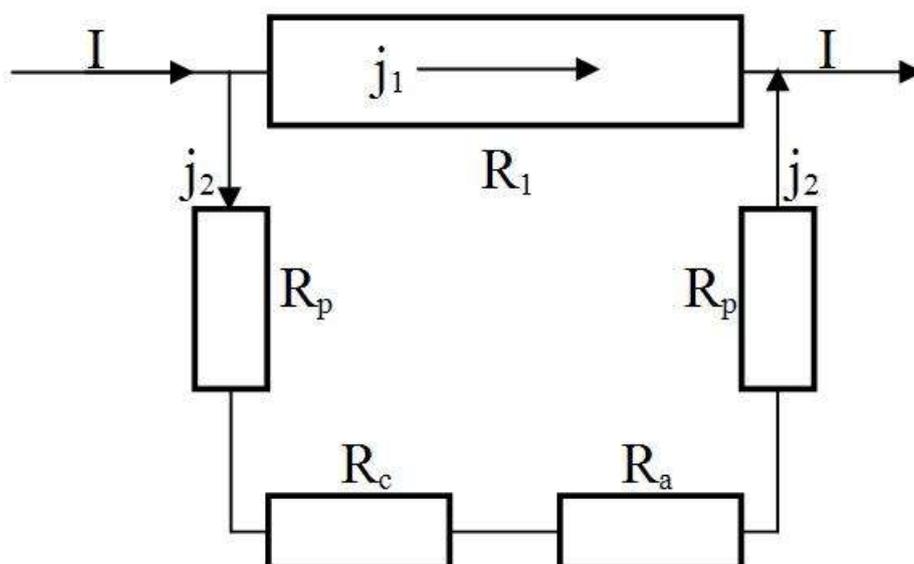


Рис.3 Электрическая схема модели

Легко провести оценку проявления аномалии в рассматриваемой модели. Для этого рассмотрим электрическую схему модели (рис.3) , в которой $R_1 = \frac{l}{S_1}$ - продольное сопротивление осадочного чехла между

разломами, $R_p = \frac{h_2}{S_p}$ - сопротивление разлома,

$R_c = \frac{l - L_a}{S_3}$ - сопротивление слоя между разломом и аномалией, $R_a = \frac{L_a}{S_a}$ -

сопротивление проводящей аномалии.

Таким образом, ток текущий в осадочном чехле I в зоне разлома разветвляется на ток j_1 , текущий в осадочном чехле над аномалией, и ток j_2 , текущий через разломы и аномалию. Эти токи связаны соотношениями:

$$j_1 + j_2 = I; \quad R_1 \cdot j_1 = R_2 \cdot j_2; \quad R_2 = 2R_p + R_c + R_a \quad (1)$$

Из этих уравнений находим:

$$j_1 = \frac{R_2 I}{R_1 + R_2}; \quad j_2 = \frac{R_1 I}{R_1 + R_2} \quad (2)$$

Отсюда следует, что импеданс над проводящей аномалией равен

$$Z = \frac{R_2}{R_1 + R_2} \cdot Z^N, \quad (3)$$

где Z^N - нормальный импеданс вне зоны аномалии.

Это означает, что кажущаяся интегральная проводимость над неоднородностью равна

$$\tilde{S} = \frac{R_1 + R_2}{R_2} \cdot S_1 = S_1 \left(1 + \frac{R_1}{R_2}\right). \quad (4)$$

Учитывая, что $R_1 = l / S_1$, получаем

$$\tilde{S} - S_1 = \frac{l}{R_2} = \frac{l}{2R_p + R_c + R_a}. \quad (5)$$

Это означает, что мы получаем заниженное значение интегральной проводимости глубинной проводящей зоны, на значение которой большое влияние оказывает сопротивление разлома $R_p = h_2 / S_p$.

Полученная оценка дает лишь приближенный результат по проявлению глубинной проводящей неоднородности в данной модели. Для получения более детального результата можно воспользоваться приближением тонких слоев. Для этого в модели с промежуточным слоем

(рис.2) положим $h_4 = 0$ и $\sigma_5 = 0$. Тогда имеем две пленки с интегральной проводимостью S_1 и $S_3(y)$, которые разделены слоем с переменным поперечным сопротивлением $T_2(y)$. Первая пленка моделирует осадочный чехол $S_1 = \sigma_1 h_1 = const$. Вторая плохопроводящая пленка моделирует верхнюю часть коры, которая отделяет осадочный чехол от глубинной проводящей неоднородности. Она имеет поперечное сопротивление $T_2(y)$, уменьшение которого моделирует наличие разломов. Третья пленка моделирует промежуточный слабопроводящий слой с интегральной проводимостью $S_3(y)$, увеличение которой моделирует проводящую зону.

Анализ модели в пленочном приближении

В работах [Дмитриев, 1969],[Дмитриев, 1970] были получены условия, выполняемые для электромагнитного поля на тонких слоях. В двумерном случае для H - поляризованного поля эти условия имеют следующий вид:

- на тонком проводящем слое с интегральной проводимостью $S(y)$ электрическое поле непрерывно $E_y(h) = E_y(0)$, а магнитное поле разрывно $H_x(h) - H_x(0) = S(y)E_x$;

- на тонком высокоомном с поперечным сопротивлением $T(y)$ магнитное поле непрерывно $H_x(h) = H_x(0)$, а электрическое поле разрывно

$$E_y(h) - E_y(0) = \frac{d}{dy}(T(y) \frac{dH_x}{dy}) + i\omega\mu h \cdot H_x.$$

В нашей модели мы имеем три тонких слоя, причем $H_x = H_x^0 = const$, а на нижнем основании $H_x(h_1 + h_2 + h_3) = 0$. Если на каждом слое записать граничные условия, то получим систему соотношений:

- на первом слое имеем:

$$E_y(h) = E_y(0) = E_y^0(y); H_x(h_1) - H_x^0 = S_1 E_y^0(y); \quad (6)$$

- на втором слое имеем:

$$H_x(h_1 + h_2) = H_x(h_1);$$

$$E_y(h_1 + h_2) - E_y(h_1) = \frac{d}{dy}(T_2(y) \frac{dH_x(h_1)}{dy}) + i\omega\mu h_2 \cdot H_x(h_1); \quad (7)$$

- на третьем слое имеем:

$$E_y(h_1 + h_2 + h_3) = E_y(h_1 + h_2); H_x(h_1 + h_2) = -S_3(y)E_y(h_1 + h_2). \quad (8)$$

Из алгебраических соотношений легко определяются величины:

$$H_x(h_1) = H_x^0 + S_1 E_y^0; \quad E_y(h_1 + h_2) = -\frac{H_x^0 + S_1 E_x^0}{S_3}. \quad (9)$$

Подставив (9) в дифференциальное уравнение (7), получим:

$$-\frac{H_x^0 + S_1 E_y^0}{S_3(y)} - E_y^0 = \frac{d}{dy}(T_2(y)) \frac{d}{dy}(H_x^0 + S_1 E_y^0) + i\omega\mu h_2 \cdot (H_x^0 + S_1 E_y^0).$$

Учитывая, что $H_x^0 = const$, а импеданс на земной поверхности

$Z(y) = -E_x^0(y) / H_x^0$, находим уравнение, которому удовлетворяет импеданс:

$$S_3 \frac{d}{dy}(T_2 \frac{d(S_1 Z)}{dy}) - (S_1 + S_3 - i\omega\mu h_2 S_1 S_3) Z = -(1 + i\omega\mu h_2 S_3). \quad (10)$$

Отметим, что уравнение (10) получено для случая переменных $S_1(y), S_3(y)$ и $T_2(y)$, которые при $|y| \geq D$ выходят на постоянные значения S_1^0, S_3^0 и T_2^0 . Из уравнения (10) следует, что, при $|y| \rightarrow \infty$, импеданс выходит на постоянное значение

$$Z_0 = \frac{1 + i\omega\mu h_2 S_3^0}{S_1^0 + S_3^0 - i\omega\mu h_2 S_1^0 S_3^0} \quad (11)$$

Это низкочастотная асимптотика импеданса для нашей трехслойной среды.

Для уравнения (10) легко ставится краевая задача, т.к. при $|y| \geq D$ решение представляется в аналитическом виде:

при $y < -D$

$$Z(y) = Z_0 + C_1 e^{\alpha_0 y}, \quad (12)$$

при $y < -D$

$$Z(y) = Z_0 + C_2 e^{-\alpha_0 y}, \quad (13)$$

где

$$\alpha_0 = \sqrt{\frac{S_1^0 + S_3^0 + i\omega\mu h_2 S_1^0 S_3^0}{S_1^0 \cdot T_2^0 \cdot S_3^0}}, \quad Re\alpha > 0. \quad (14)$$

Откуда получаем граничные условия при $y = -D$ и $y = D$ в виде:

$$Z'(-D) = \alpha_0 (Z(-D) - Z_0); \quad Z'(D) = -\alpha_0 (Z(D) - Z_0). \quad (15)$$

Краевая задача для уравнения (10) с граничными условиями (15) легко решается, и мы определяем профильные кривые импеданса на земной поверхности для любых частот в низкочастотном диапазоне

($\frac{\Lambda_1}{h_1} = \frac{2\sqrt{2}\pi}{\sqrt{\omega\mu\sigma_1 h_1}} > 10$). Это позволяет оценить поведение импеданса при

различных параметрах модели.

В [Бердичевский, 2009] было введено понятие экран-фактора $d = \sqrt{S_1 T_2}$, который определяет длину профиля на котором происходит существенное перетекание тока из осадочного чехла в глубинную неоднородность. Однако, эта оценка получена при условии, что $S_3 \gg S_1$. Из уравнения (10) легко определяется, что, при S_3 близких к S_1 , экран-

фактор имеет вид $d = \sqrt{S_1 T_2} \cdot \sqrt{\frac{S_1 + S_3}{S_3}}$. Это может существенно увеличить экран-фактор. Так при $S_1 = S_3$ имеем увеличение на 40%.

В заключение отметим, что построенная модель и ее описание позволяют быстро решать обратную задачу магнитотеллурического зондирования глубинной неоднородности с учетом переменных $S_1(y), T_2(y)$ и $S_3(y)$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бердичевский М.Н., Дмитриев В.И., Лебедева Н.А., Барашков И.С. Магнитотеллурическое зондирование коровых проводящих зон. // Известия АН СССР, сер.Физики Земли. 1984. №9 с 52-56.
2. Бердичевский М.Н., Дмитриев В.И. Модели и методы магнитотеллурики. М: Научный мир. 2009. 680 с
3. Дмитриев В.И. Магнитотеллурическое поле в тонких неоднородных слоях. // Вычислительные методы и программирование. 1969. вып.13. с 231-236.
4. Дмитриев В.И. О приближенных граничных условиях на тонком неоднородном слое в задачах электроразведки. // Известия АН СССР, сер.Физики Земли.1970. №12. с 36-38
5. Дмитриев В.И., Бердичевский М.Н., Лебедева Н.А., Барашков И.С. Влияние глубинных разломов на разрешающую способность магнитотеллурического зондирования. // Известия АН СССР, сер.Физики Земли. 1982. №8. С 100-102