

ЗОНА ВЛИЯНИЯ НЕОДНОРОДНОСТИ СРЕДЫ И ПОЛЯ ПРИ МАГНИТОТЕЛЛУРИЧЕСКОМ ЗОНДИРОВАНИИ

В.В. Плоткин

*Институт нефтегазовой геологии и геофизики им. А.А. Трофимука СО РАН,
630090, Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 3, Россия*

Рассматриваются возможности магнитотеллурического зондирования при произвольной неоднородности среды и электромагнитного поля. Показано, что в общем случае локальные тензорные импедансные и адмитансные соотношения между компонентами электромагнитного поля носят дифференциальный характер. Полезную информацию об изучаемом регионе со сложным характером поведения кривых зондирования можно получить с помощью нетрадиционных методов обработки, применяя нелокальные функции отклика среды (метод согласования компонент). Существенного снижения затрат на экспериментальные работы можно достигнуть, разбивая исследуемый полигон на несколько малых зон синхронных наблюдений с ограниченными размерами и проводя в каждой из них последовательно независимый эксперимент в разные интервалы времени.

Магнитотеллурическое зондирование, импеданс, адмитанс, зона синхронных наблюдений, нелокальные функции отклика, латеральная неоднородность, электропроводность.

MEDIUM AND FIELD INHOMOGENEITY: ZONE OF INFLUENCE DURING MAGNETOTELLURIC SOUNDING

V.V. Plotkin

The study is devoted to the possibilities of MTS in the case of arbitrary medium and electromagnetic-field inhomogeneity. It has been shown that the local tensor impedance and admittance ratios between the field components are differential. Useful information about the study region, with complex behavior of sounding curves, can be obtained by unconventional processing techniques, with the help of nonlocal medium response functions (component matching). Experiments can be considerably more cost-effective if we divide the study area into several small zones of synchronous observations and perform independent experiments in each of them at different time.

Magnetotelluric sounding, impedance, admittance, zone of synchronous observations, nonlocal response functions, lateral inhomogeneity, conductivity

ВВЕДЕНИЕ

Длительное время внимание исследователей привлекают методы учета искажений магнитотеллурических кривых, обусловленных неоднородностью зондируемой среды. Хороший обзор природы искажений поля, вызванных приповерхностными неоднородностями в среде, влиянием рельефа поверхности и способов их устранения, можно найти в работе [Jirasek, 1990]. Возникающие искажения подразделяют на два типа — индукционные и гальванические. Гальванические эффекты связаны с возникновением в неоднородной среде добавочных электрических зарядов, а индукционные — перераспределением токов. В статье [Singer, 1992] приведены оценки размера области (радиуса нормализации), в пределах которого влиянием удаленных неоднородностей на искажения магнитотеллурических кривых пренебречь нельзя.

Первичное поле обычно представляется вертикально падающей волной с различной поляризацией по отношению к протяженным двухмерным неоднородностям, что позволяет говорить о ТЕ или ТМ моде возбуждения. В трехмерном случае и при более сложной структуре источника естественного электромагнитного поля картина усложняется [Семенов, 2009; Гульельми, 2009]. Впрочем и в этой ситуации можно говорить о двух модах поля, но ТЕ и ТМ моды оказываются взаимосвязанными [Плоткин и др., 2008]. 3D эффекты в борновском приближении рассматривались авторами статьи [Torres-Verdin, Bostick, 1992a], а в работе [Torres-Verdin, Bostick, 1992b] описан один из способов их учета с помощью пространственного усреднения электрического поля вдоль исследуемого профиля (electromagnetic array profiling). В данной статье анализируются возможности еще одного подхода к решению обсуждаемой задачи, основанного на применении метода согласования компонент [Плоткин, 2005].

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ ИМПЕДАНСНЫЕ И АДМИТАНСНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Обычно локальные искажения магнитотеллурического поля изучаются по поведению амплитудных и фазовых кривых зондирования, полученных с помощью тензора импеданса. Применение последнего основано на модели Тихонова—Каньяра — горизонтально-слоистой среды, возбуждаемой вертикально падающей на нее плоской волной. В общем случае компоненты тензора импеданса зависят как от степени неоднородности поля, так и самой среды. Это хорошо видно, если воспользоваться дифференциальными соотношениями, аналогичными импедансным. Действительно, исключая вертикальную компоненту электрического поля из следующих уравнений Максвелла (оси OX , OY расположены в горизонтальной плоскости, ось OZ направлена вертикально):

$$-i\omega\mu_0 H_x = \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z}, \quad -i\omega\mu_0 H_y = \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x}, \quad \sigma E_z = \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y}, \quad (1)$$

получим

$$\frac{\partial}{\partial z} E_x = -\frac{\partial}{\partial x} \frac{1}{\sigma} \frac{\partial}{\partial y} H_x - \left(i\omega\mu_0 - \frac{\partial}{\partial x} \frac{1}{\sigma} \frac{\partial}{\partial x} \right) H_y, \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} E_y = \left(i\omega\mu_0 - \frac{\partial}{\partial y} \frac{1}{\sigma} \frac{\partial}{\partial y} \right) H_x + \frac{\partial}{\partial y} \frac{1}{\sigma} \frac{\partial}{\partial x} H_y.$$

Для вертикально падающей на горизонтально-слоистую среду плоской волны эти дифференциальные соотношения превращаются в обычные тензорные импедансные соотношения. В случае горизонтально-слоистой среды они останутся такими же и для поля с линейным изменением компонент по латерали в окрестности пункта зондирования. В общем случае компоненты поля, входящие в (2), должны быть решениями уравнений Максвелла, зависящими от распределения электропроводности во всем изучаемом объеме среды. Предполагать, что соотношения (2) в любой ситуации приводят к стандартному тензору импеданса, не представляется очевидным. Но даже если это так, то из приведенных дифференциальных соотношений импедансного типа (2) хорошо видно, что величины компонент тензора импеданса могут существенно зависеть от степени и характера неоднородности среды и поля.

В случае анизотропной среды эти соотношения приобретают более сложный вид:

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \frac{\sigma_{zx}}{\sigma_{zz}} & \frac{\partial}{\partial x} \frac{\sigma_{zy}}{\sigma_{zz}} \\ \frac{\partial}{\partial y} \frac{\sigma_{zx}}{\sigma_{zz}} & \frac{\partial}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial y} \frac{\sigma_{zy}}{\sigma_{zz}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{\partial}{\partial x} \frac{1}{\sigma_{zz}} \frac{\partial}{\partial y} & -\left(i\omega\mu_0 - \frac{\partial}{\partial x} \frac{1}{\sigma_{zz}} \frac{\partial}{\partial x} \right) \\ \left(i\omega\mu_0 - \frac{\partial}{\partial y} \frac{1}{\sigma_{zz}} \frac{\partial}{\partial y} \right) & \frac{\partial}{\partial y} \frac{1}{\sigma_{zz}} \frac{\partial}{\partial x} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Соотношения для тангенциальных компонент оказываются связанными. Подчеркнем, что приведенные дифференциальные соотношения для импедансов справедливы для произвольно неоднородного поля в трехмерно неоднородной анизотропной среде.

Поскольку до сих пор мы использовали только три уравнения из всей системы уравнений Максвелла, можно аналогичным образом, исключая вертикальную компоненту магнитного поля из оставшихся уравнений

$$\sigma E_x = \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z}, \quad \sigma E_y = \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x}, \quad -i\omega\mu_0 H_z = \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y}, \quad (4)$$

получить и соответствующие адмитансные дифференциальные соотношения, также пригодные в случае произвольно неоднородной среды и поля,

$$\frac{\partial}{\partial z} H_x = \frac{\partial}{\partial x} \frac{1}{i\omega\mu_0} \frac{\partial}{\partial y} E_x + \left(\sigma - \frac{\partial}{\partial x} \frac{1}{i\omega\mu_0} \frac{\partial}{\partial x} \right) E_y, \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} H_y = - \left(\sigma - \frac{\partial}{\partial y} \frac{1}{i\omega\mu_0} \frac{\partial}{\partial y} \right) E_x - \frac{\partial}{\partial y} \frac{1}{i\omega\mu_0} \frac{\partial}{\partial x} E_y.$$

Важно, что в приведенных выше формулах величины импедансов и адмитансов определяются также вертикальными производными от тангенциальных компонент электрического и магнитного полей. Это особо существенно для дневной поверхности на границе с непроводящей атмосферой. Здесь дополнительно должно соблюдаться условие равенства нулю вертикального тока $j_z = 0$. Нетрудно видеть, что при этом условии приведенные выше дифференциальные импедансные соотношения (2) для произвольно неоднородного поля и любой среды по виду формально выглядят как обычные импедансные соотношения для вертикально падающей на горизонтально-слоистую среду волны. Ясно, однако, что значения вертикальных производных тангенциальных компонент электрического поля в общем случае не будут совпадать с соответствующими производными для вертикально падающей на горизонтально-слоистую среду волны. К тому же вид адмитансных дифференциальных соотношений для дневной поверхности вообще не зависит от условия $j_z = 0$. Не ясно также, будут ли обратными друг к другу тензоры адмитансов и импедансов в общем случае неоднородной среды и поля.

ВОЗМОЖНОСТИ МЕТОДА СОГЛАСОВАНИЯ КОМПОНЕНТ: РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Поскольку компоненты тензоров импеданса, адмитанса и других подобных функций отклика, вообще говоря, зависят не только от локальных значений электропроводности, но и от степени неоднородности среды и поля, становится понятным, почему на практике анализ искажений кривых зондирования приходится усложнять [Бердичевский и др., 2009]. В связи с этим предпочтительнее обратиться к анализу поведения непосредственно самих компонент электромагнитного поля. Можно использовать факт, что электромагнитное поле внутри произвольного объема полностью определяется распределением на его поверхности тангенциальных компонент либо электрического, либо магнитного полей, и перейти от анализа связи между компонентами поля в одном пункте к анализу соотношений между распределениями компонент поля на всей поверхности исследуемого объема среды [Плоткин и др., 2008].

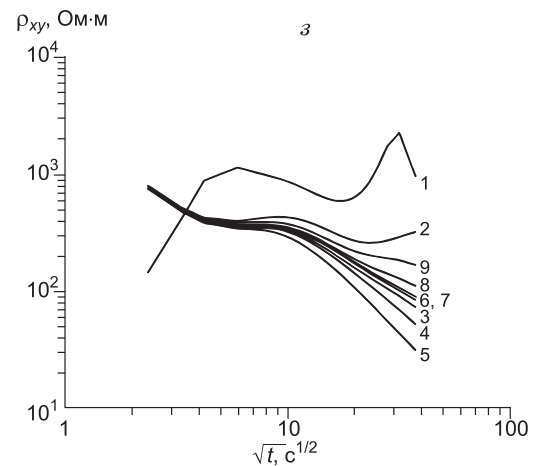
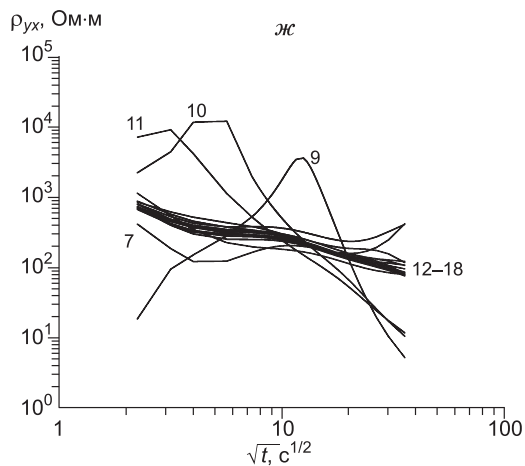
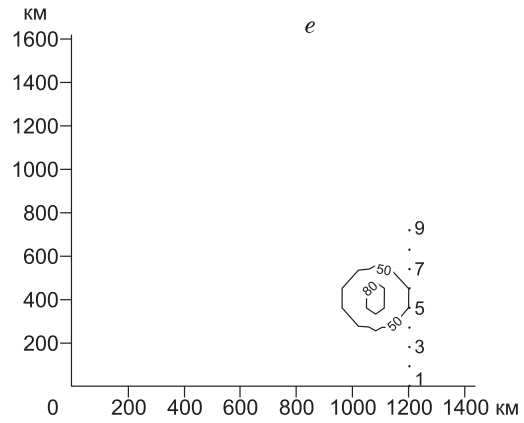
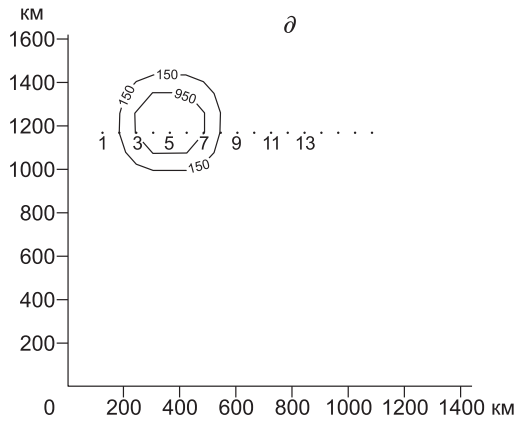
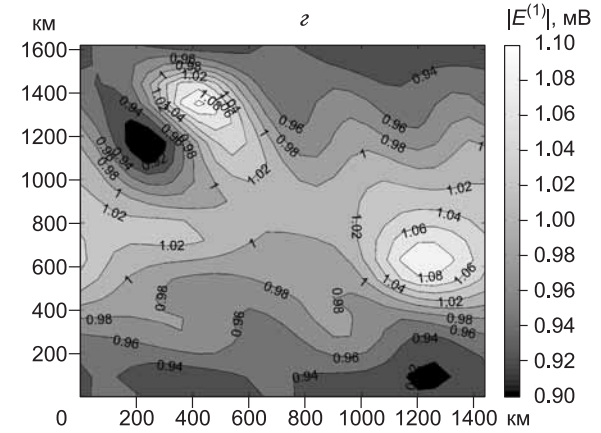
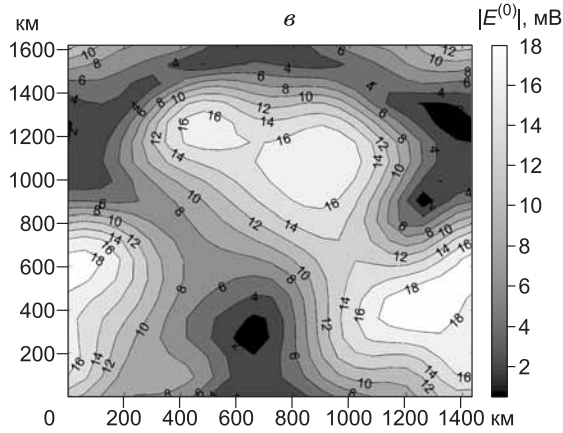
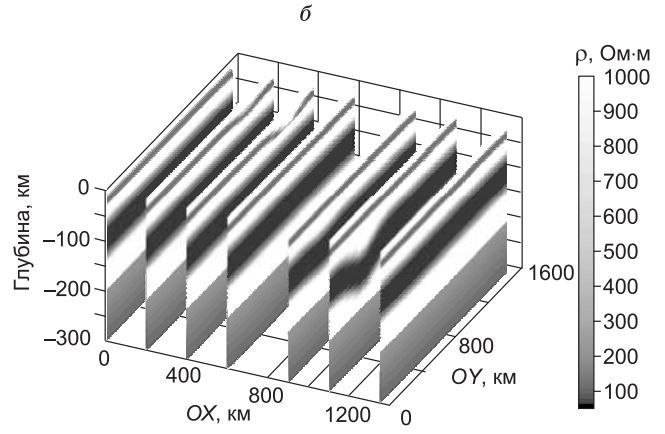
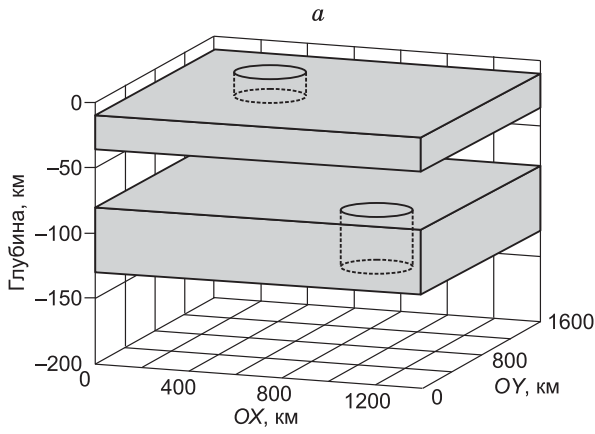
В качестве примера рассмотрим случай зондирования неоднородной среды, показанной на рис. 1. Модель представлена двумя неоднородными слоями пониженного сопротивления, погруженными в однородное полупространство с $\rho = 1000 \text{ Ом} \cdot \text{м}$ (см. рис. 1, а, б):

$$\begin{aligned} r_{s1} &= 25 + 25 \cdot \exp \left\{ - \left(\frac{x-360}{144} \right)^2 - \left(\frac{y-1215}{162} \right)^2 \right\}, \\ \rho^{-1}(x, y, H) &= 0.001 + 0.01 \cdot \exp \left\{ - \left(\frac{H-r_{s1}}{7} \right)^4 \right\}, & 0 \leq H \leq 80, \\ r_{s2} &= 100 + 30 \cdot \exp \left\{ - \left(\frac{x-1080}{144} \right)^2 - \left(\frac{y-405}{162} \right)^2 \right\}, \\ \rho^{-1}(x, y, H) &= 0.001 + 0.02 \cdot \exp \left\{ - \left(\frac{H-r_{s2}}{30} \right)^4 \right\}, & 40 \leq H \leq 190. \end{aligned} \quad (6)$$

В (6) используются положительные значения глубины $H > 0$, x, y, H, r_{s1}, r_{s2} задаются в км, ρ — в $\text{Ом} \cdot \text{м}$. В середине верхнего слоя на глубине 25 км сопротивление падает до $\sim 100 \text{ Ом} \cdot \text{м}$, а в середине нижнего слоя на глубине 100 км составляет $\sim 50 \text{ Ом} \cdot \text{м}$ (см. рис. 1, б). Оба слоя также неоднородны и по

Рис. 1. 3D модель среды и характеристики электромагнитного поля на поверхности.

а — условная схема, цилиндрами отмечены области, где глубины проводящих слоев понижаются; б — глубинные распределения ρ ($\text{Ом} \cdot \text{м}$) в вертикальных плоскостях, секущих ось OX ; в, г — распределение электромагнитного поля на поверхности: в — электрические потенциалы ТЕ моды, г — ТМ моды; д, е — изолинии значений ρ ($\text{Ом} \cdot \text{м}$) на глубинах 25 км (д) и 100 км (е) с проекциями точек профилей, для которых показаны кривые кажущегося сопротивления (\mathcal{J}, \mathcal{Z}): \mathcal{J} — поперечные кривые ρ_{yx} для профиля, показанного на рис. д; \mathcal{Z} — поперечные кривые ρ_{xy} для профиля, показанного на рис. е, цифры у кривых соответствуют номерам точек на профилях.



латерали: они испытывают локальные погружения, верхний слой в левом дальнем углу полигона, нижний в правом ближнем (см. рис. 1, *a, б*). Размеры полигона составляют по оси ординат 1620 км и по оси абсцисс 1440 км.

Чтобы больше приблизиться к реальным условиям эксперимента, при подготовке синтетических данных распределение электромагнитного поля на земной поверхности также предполагалось неоднородным. Оно было взято в соответствии с результатами одного из сеансов измерений международного проекта BEAR на Балтийском щите [Плоткин и др., 2009]. Распределение потенциала ТЕ моды определялось по измерениям вертикальной компоненты магнитного поля в выбранном сеансе. Для указанной модели среды были вычислены распределения остальных компонент электромагнитного поля на земной поверхности. Так были получены синтетические входные данные. Распределение электрического потенциала ТЕ и ТМ мод на земной поверхности показано на рис. 1, *в, г*.

Расчеты электромагнитного поля при подготовке таких данных выполнялись на основе представления поля в виде взаимосвязанных в трехмерно неоднородной среде ТЕ и ТМ мод [Плоткин и др., 2008]. Здесь укажем, что моды отличаются присутствием вертикальной компоненты электрического поля в ТМ моде и магнитного поля в ТЕ моде. В горизонтально-слоистой среде эти моды независимы. Вводились потенциалы магнитного и электрического полей обеих мод. Из уравнений Максвелла была получена система трех уравнений для введенных потенциалов, которая решалась с помощью метода матричной прогонки. Граничные условия на боковых гранях изучаемого объема представлялись условиями периодичности поля и среды по горизонтальным осям. На глубине 300 км (нижнее граничное условие) потенциалы поля задавались равными нулю. Считалось также, что ниже 200 км электропроводность с глубиной экспоненциально увеличивается (см. рис. 1, *б*) по закону Лаири—Прайса [Рокитянский, 1981]. На поверхности Земли потенциал ТЕ моды задавался в соответствии с упомянутыми экспериментальными данными, а для ТМ моды ставилось условие равенства нулю вертикального тока.

Расчеты были проведены для временных периодов от 5 до 1300 с. На рис. 1, *ж, з* представлены кривые кажущегося сопротивления, полученные для двух профилей, показанных соответственно на рис. 1, *д, е*. Можно видеть статический сдвиг кривых, а также их более сложные искажения, связанные с трехмерным характером ситуации. Кроме того, говорить об *H*- или *E*-поляризации возбуждающего поля, как это делается в 2D случае, здесь не приходится, поскольку первичное поле взято неоднородным. Вопрос о расстояниях, в пределах которых заметны искажения кривых, вызванные неоднородностями, изучался неоднократно разными методами для разных ситуаций [Ranganayaki, Madden, 1980; Counil et al., 1984; Singer, 1992] и продолжает обсуждаться до сих пор [Бердичевский и др., 2009]. На наш взгляд, это связано с многообразием поведения компонент тензора импеданса в конкретных ситуациях в 3D случаях. В частности, достаточно трудно разобраться и в поведении амплитудных кривых зондирования (см. рис. 1, *ж, з*). Конечно, кривые приведены без пересчета на направления максимальной и минимальной осей импедансной полярной диаграммы. Возможно также, что наблюдаемый вид кривых связан с особым характером поведения дополнительных импедансов в присутствии трехмерных неоднородностей.

В то же время применение метода согласования распределений компонент электромагнитного поля на поверхности исследуемого объема [Плоткин, 2005] и в этом случае позволяет воспроизвести особенности трехмерного неоднородного распределения электропроводности в среде. Выше отмечалось, что точное решение прямой задачи для рассматриваемого случая приводит к появлению двух взаимосвязанных мод поля. Поскольку такое точное решение занимает много времени, для ускорения поиска распределения электропроводности в среде использовалось приближенное решение прямой задачи. Поле ТМ моды учитывалось в приближении плавно неоднородной среды как малая величина первого порядка [Плоткин и др., 2008]. Поиск распределений электропроводности осуществлялся методами оптимизации с подгонкой текущего и входного распределений потенциалов обеих мод. Интересно, что в процессе подгонки сначала наблюдалось сближение текущего и входного распределений потенциалов ТМ моды, а впоследствии — потенциалов ТЕ моды. По окончании процесса подгонки среднеквадратичные отклонения распределений потенциалов не превышали 5—9 % в зависимости от временного периода. Результаты поиска латеральных распределений кажущегося сопротивления для нескольких временных периодов отображены на рис. 2. В соответствии с этими результатами была построена псевдосекция для диагонального профиля (рис. 3, *a*), секущего указанные локальные погружения через их центры (см. рис. 3, *б*). Для сведения в нескольких точках рассматриваемого профиля приведены также стандартные кривые кажущегося сопротивления (см. рис. 3, *в, г*) и кривые фазы импеданса (см. рис. 3, *д, е*). Можно отметить сложный характер поведения кривых в различных пунктах. В то же время псевдосекция (см. рис. 3, *б*), полученная методом согласования компонент, в основном передает черты распределения электропроводности в рассматриваемом случае.

Преимущество данного подхода в том, что нет необходимости анализировать отдельно и согласовывать между собой поперечные и продольные кривые кажущегося сопротивления, особенно если учесть, что для трехмерной ситуации вообще неясно, какие кривые считать продольными, а какие попе-

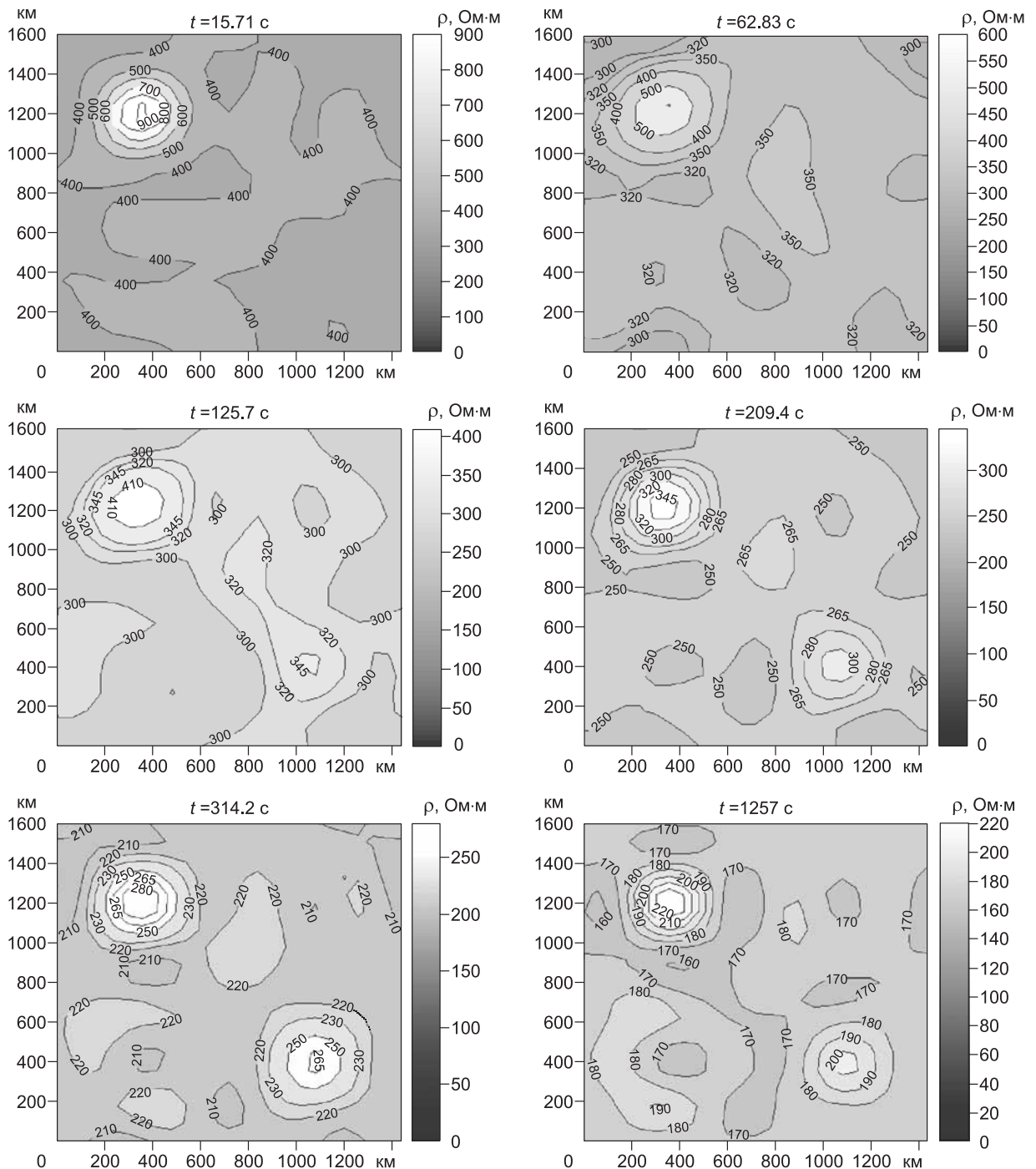


Рис. 2. Найденные карты латеральных распределений кажущегося сопротивления для нескольких временных периодов.

речными. Кажущимся сопротивлением обычно называют сопротивление эквивалентного однородного полупространства, которое вычисляют с помощью тензора импеданса. Компоненты тензора импеданса определяют по результатам регистрации электромагнитного поля в одном пункте. На практике тензор импеданса чаще всего не соответствует его виду для горизонтально-слоистой среды. Поэтому при наличии латеральной неоднородности регистрируемого поля и среды естественно уточнить понятие кажущегося сопротивления и определять его величину для данного пункта с учетом поведения поля в некоторой окрестности. Логично назвать кажущимся сопротивлением значение, определяемое для данного пункта методом согласования компонент, которое в допустимых пределах остается неизменным при различных

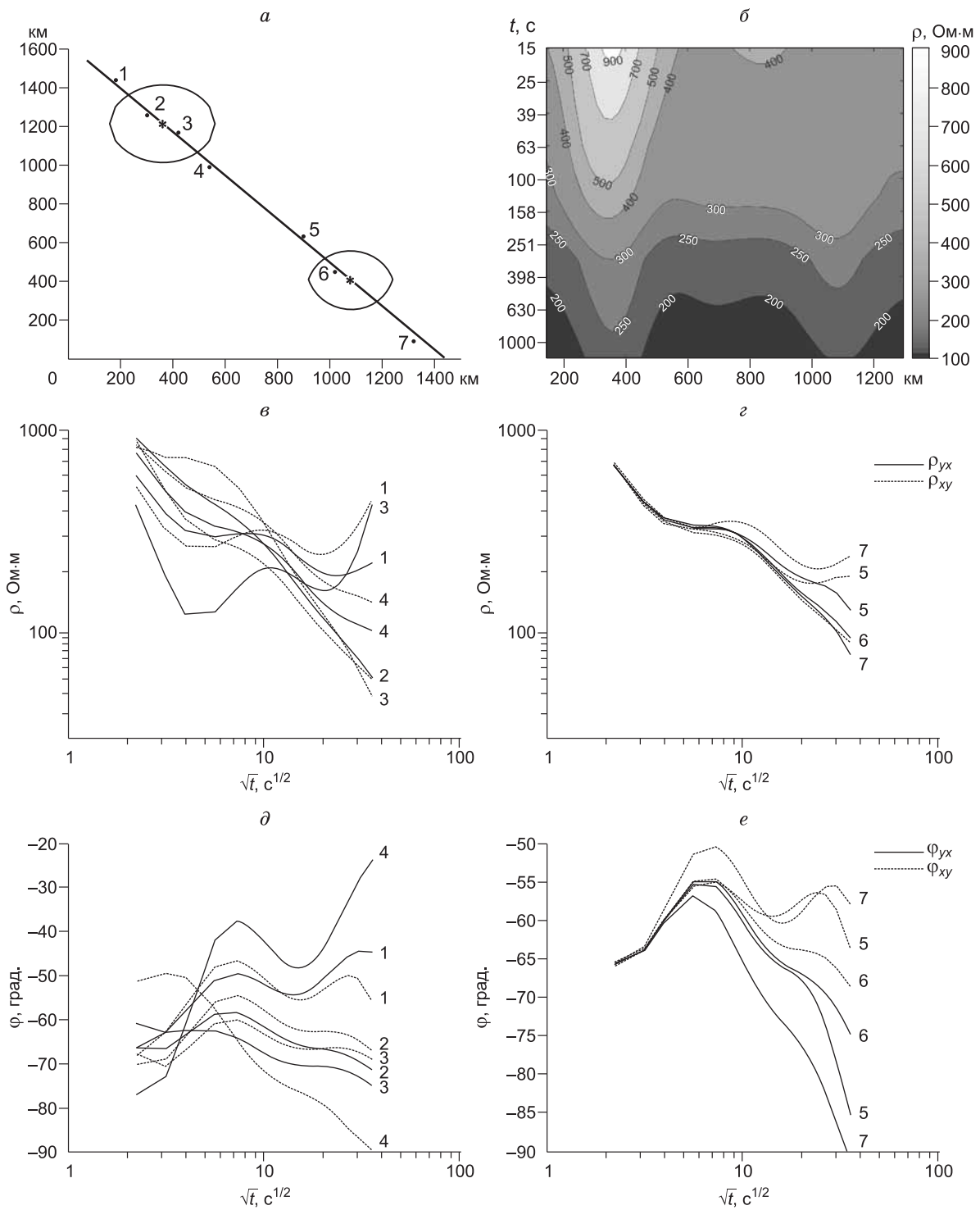


Рис. 3. Диагональный профиль (а), секущий локальные погружения через их центры; псевдосекция кажущегося сопротивления (б) для него, кривые кажущегося сопротивления (в, г) и кривые фазы импеданса (д, е) в нескольких точках профиля.

Цифры у кривых — номера точек профиля.

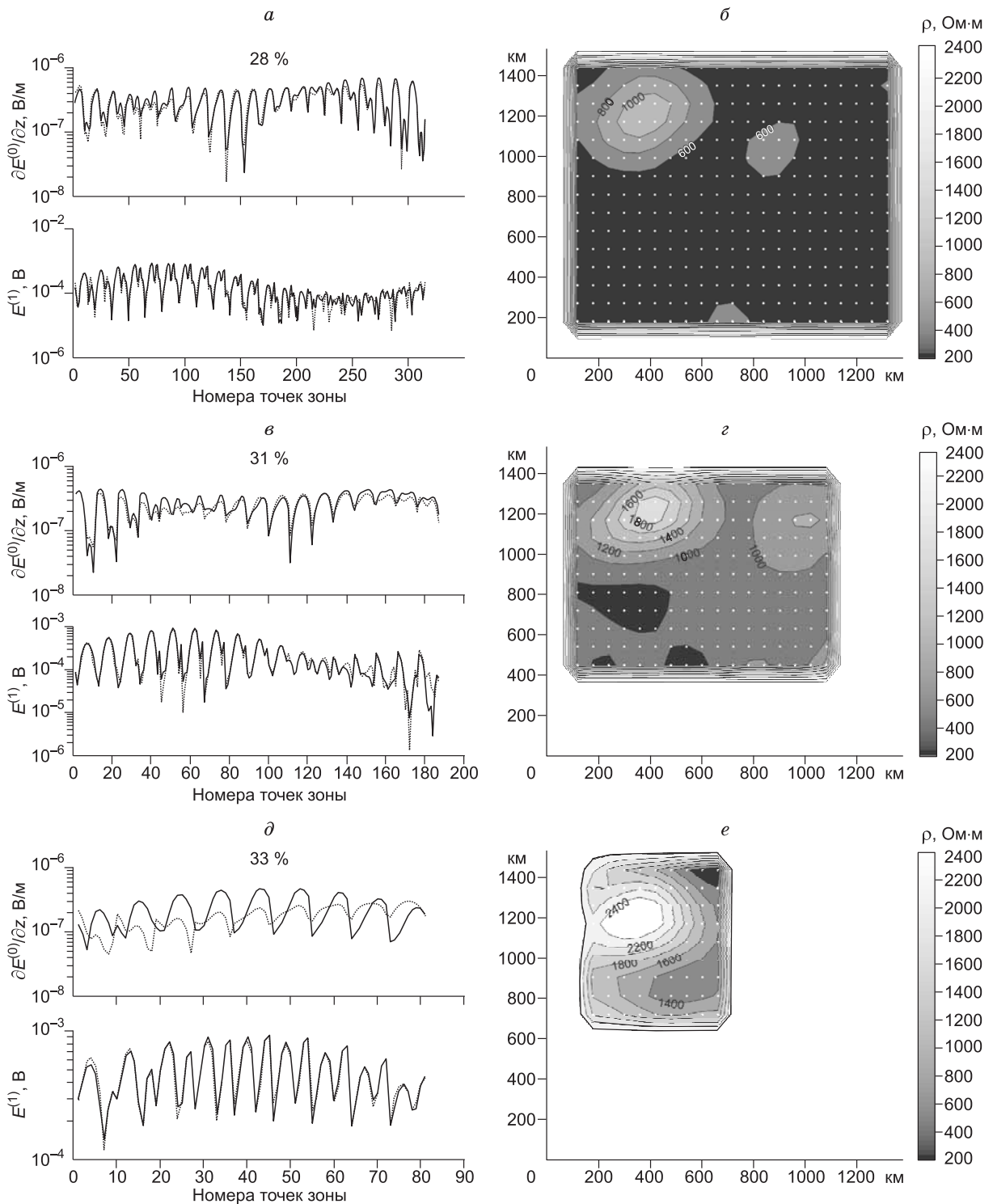


Рис. 4. Результаты подгонки электромагнитных потенциалов при уменьшенных размерах зоны (а, в, д), соответствующие латеральные распределения кажущегося сопротивления (б, г, е).

а, в, д — входные потенциалы — сплошные линии, итоговые потенциалы — пунктир, достигнутые среднеквадратичные отклонения потенциалов — цифры в процентах; б, г, е — нумерация белых точек в зонах последовательно увеличивается по столбцам, начиная с левого нижнего угла зоны. Эти номера отражены на осях абсцисс (см. а, в, д). Временной период $t = 15.17$ с.

возбуждающих полях и конфигурациях пунктов наблюдения в окрестности упомянутого пункта, т.е. в нескольких повторных сеансах измерений с различным набором и положением пунктов относительно исследуемой точки. При выполнении этих условий определенные экспериментально значения кажущегося сопротивления можно считать достоверными.

Понятно, что такое возможно только при диффузионном затухании электромагнитного поля, когда ситуация в данном пункте контролируется лишь ближней его окрестностью с размерами, определяемыми скин-эффектом, а влиянием более далеких областей среды и поля можно пренебречь. Важно, что размерами обсуждаемой зоны влияния фактически ограничивается та площадь, где действительно необходима синхронная регистрация компонент поля при магнитотеллурическом зондировании. Это позволяет существенно снизить затраты на экспериментальные работы, поскольку исследуемый полигон можно разбить на несколько зон, и в каждой из них последовательно провести независимый эксперимент в разные интервалы времени.

Чтобы продемонстрировать влияние размеров зоны, на рис. 4 отражены результаты подгонки друг к другу входных значений электромагнитных потенциалов при уменьшающихся размерах зоны (см. рис. 4, *а, в, д*) и полученные латеральные распределения кажущегося сопротивления (см. рис. 4, *б, г, е*). Сплошными линиями показаны входные экспериментальные, а пунктиром итоговые модельные значения электромагнитных потенциалов в точках зоны ($\partial E^{(0)}/\partial z$ для ТЕ моды, $E^{(1)}$ для ТМ моды, достигнутый минимум среднеквадратичного отклонения распределений потенциалов дан в процентах, временной период 15.71 с). Напомним, что при подгонке отыскивается минимум целевой функции, определяемой относительной величиной различий в зоне входных и текущих значений обоих потенциалов с равными весами (использовалась нормировка на количество точек в зоне [Плоткин и др., 2008]). Подчеркнем, что электромагнитные потенциалы вычисляются только по данным о компонентах поля внутри зоны. При этом во всех обсуждаемых случаях находимые аппроксимации поверхностных распределений компонент не отличались внутри зоны от соответствующих частей входных распределений. Шаги сетки по осям абсцисс и ординат составляли 60 и 90 км соответственно, количество точек в зоне последовательно уменьшалось — 315, 187 и 81. Отметим, что в реальном эксперименте выбор количества и расположения пунктов в зоне зависит от степени неоднородности поля и среды, поскольку необходимо обеспечить достоверную аппроксимацию распределений компонент на поверхности.

Размеры зон (см. рис. 4, *б, г, е*) вполне достаточны, чтобы латеральное распределение кажущегося сопротивления и в уменьшенном окне обзора практически не отличалось от полученного по данным всего полигона (см. рис. 2, тот же временной период, 432 точки на всем полигоне). Однако с уменьшением размеров зоны согласование потенциалов по обоим модам ухудшается. Это отражается в большей величине минимума целевой функции и приводит к тому, что полученная модель латерального распределения кажущегося сопротивления неплохо передает форму распределения, но все более завывает значения кажущегося сопротивления.

ВЫВОДЫ

При произвольной неоднородности среды и электромагнитного поля локальные тензорные импедансные и адмитансные соотношения между горизонтальными компонентами электромагнитного поля являются дифференциальными.

Сложный характер возмущений традиционных кривых кажущегося сопротивления и фаз импеданса для трехмерно неоднородной среды и произвольного первичного поля не препятствует поиску достоверных карт латерального распределения кажущегося сопротивления методом согласования компонент.

Существенное снижение затрат на экспериментальные работы можно достигнуть, разбивая исследуемый полигон на несколько малых зон синхронных наблюдений с ограниченными размерами и проводя в каждой из них последовательно независимый эксперимент в разные интервалы времени.

Автор благодарит А.В. Поспеева за полезные замечания, высказанные при рецензировании работы.

ЛИТЕРАТУРА

Бердичевский М.Н., Кузнецов В.А., Пальшин Н.А. Анализ магнитовариационных функций отклика // Физика Земли, 2009, т. 45, № 3, с. 3—23.

Гульельми А.В. О граничном условии Леонтовича в электромагнетизме // Физика Земли, 2009, т. 45, № 9, с. 12—15.

Плоткин В.В. Метод согласования компонент для исследования латеральных неоднородностей по данным глобального МВЗ и МТЗ // Геология и геофизика, 2005, т. 46 (5), с. 568—578.

Плоткин В.В., Белинская А.Ю., Гаврыш П.А., Губанов А.И. Эффект нелокальности электромагнитного отклика при региональном магнитотеллурическом зондировании // Геология и геофизика, 2008, т. 49 (11), с. 1150—1162.

Плоткин В.В., Белинская А.Ю., Гаврыш П.А. Применение нелокальных функций отклика для обработки данных магнитотеллурического зондирования на Балтийском щите // Геология и геофизика, 2009, т. 50 (9), с. 1049—1057.

Рокитянский И.И. Индукционные зондирования Земли. Киев, Наук. думка, 1981, 296 с.

Семенов В.Ю. Проблемы индукционных зондирований мантии Земли естественными полями // Геофизический журнал, 2009, т. 31, № 4, с. 93—103.

Counil J.L., Le Mouél J.L., Menvielle M. A study of diurnal variation of the electromagnetic field in northern France using ancient recordings // Geophys. J. Roy. Astron. Soc., 1984, v. 78, № 3, p. 831—845.

Jiracek G.R. Near-surface and topographic distortions in electromagnetic induction // Surv. Geophys., 1990, v. 11, № 2—3, p. 163—203.

Ranganayaki R.P., Madden T.R. Generalized thin sheet analysis in magnetotellurics: an extension of price's analysis // Geophys. J. Roy. Astron. Soc., 1980, v. 60, № 3, p. 445—457.

Singer B.S. Correction for distortions of magnetotelluric fields: limits of validity of the static approach // Surv. Geophys., 1992, v. 13, № 4—5, p. 309—340.

Torres-Verdin C., Bostick F.Jr. Implications of the Born approximation for the magnetotelluric problem in three-dimensional environments // Geophysics, 1992a, v. 57, № 4, p. 587—602.

Torres-Verdin C., Bostick F.Jr. Principles of spatial surface electric field filtering in magnetotellurics: electromagnetic array profiling (EMAP) // Geophysics, 1992b, v. 57, № 4, p. 603—622.

*Рекомендована к печати 1 марта 2011 г.
М.И. Эповым*

*Поступила в редакцию
31 марта 2010 г.*