

МАГНИТОВАРИАЦИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ: НОВЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ

© 2003 г. М. Н. Бердичевский, В. И. Дмитриев, Н. С. Голубцова,
Н. А. Мерщикова, П. Ю. Пушкарёв

Московский государственный университет

Поступила в редакцию 06.05.2003 г.

Геоэлектрика дает уникальную информацию о слоистости Земли и ее глубинных структурах. Принято считать, что базисным методом геоэлектрики является магнитотеллурическое зондирование (МТЗ), в основе которого лежит инверсия частотных характеристик тензора импеданса, определяемых по электрическому и магнитному полям. Интерпретация МТЗ затрудняется из-за приповерхностных неоднородностей, искажающих электрическое поле. Аппарат современной геоэлектрики обеспечивает более или менее надежное распознавание этих искажений и их исключение. Магнитотеллурическое зондирование дополняется магнитовариационным профилированием (МВП), использующим типпер (вектор Визе-Паркинсона), который определяется только по магнитному полю. Роль МВП сводится к обнаружению и локализации геоэлектрических структур, нарушающих горизонтальную однородность исследуемой среды. Однако из теоремы единственности, доказанной в нашей статье для двумерной обратной магнитовариационной задачи, вытекает, что типпер не только отражает геоэлектрическую асимметрию среды, но и характеризует ее слоистость и, следовательно, позволяет строить слоисто-неоднородные разрезы. Таким образом, наряду с магнитотеллурическим зондированием мы можем применять локальное магнитовариационное зондирование (МВЗ), основанное на непосредственной инверсии частотных характеристик типпера. Главная особенность МВЗ заключается в том, что искажения магнитного поля, вызванные приповерхностными неоднородностями, затухают с понижением частоты и не портят информацию о глубинных структурах. Очевидно, что локальное магнитовариационное зондирование позволяет обойти трудности, возникающие при магнитотеллурическом зондировании из-за приповерхностного искажения кривых кажущегося сопротивления, которые строятся по частотным характеристикам тензора импеданса. Мы приходим к выводу, что магнитовариационное зондирование может существенно повысить достоверность геоэлектрических построений. Здесь возникает ряд вопросов, связанных с комплексированием МВЗ и МТЗ. В статье рассмотрен комплекс МВЗ–МТЗ, в котором МВЗ играет роль базисного метода, а МТЗ служит для контроля и уточнения данных МВЗ. Для комплексной интерпретации магнитовариационных и магнитотеллурических характеристик предложен алгоритм, основанный на принципе последовательных инверсий.

Статья состоит из теоретической и экспериментальной частей. В теоретической части доказывается теорема единственности для двумерной обратной магнитовариационной задачи. В экспериментальной части описываются модельные опыты по интерпретации магнитовариационных и магнитотеллурических синтетических данных и приводится геоэлектрическая модель Каскадной субдукционной зоны, построенная с приоритетом магнитовариационного зондирования.

ВВЕДЕНИЕ

Современная магнитотеллурика состоит из двух взаимно связанных ветвей: 1) магнитотеллурического зондирования, МТЗ, основанного на одновременном измерении вариаций электрического (теллурического) и магнитного полей Земли, и 2) магнитовариационного зондирования, МВЗ, которое ограничивается измерением вариаций только магнитного поля [Rokityansky, 1982; Berdichevsky, Zhdanov, 1984; Vozoff, 1991; Berdichevsky, Dmitriev, 2002].

Основными характеристиками в методе МТЗ являются тензор импеданса $[Z]$, определя-

емый из соотношений между горизонтальными компонентами электрического и магнитного полей:

$$\mathbf{E}_\tau = [Z]\mathbf{H}_\tau, \quad (1)$$

где

$$\mathbf{E}_\tau = \mathbf{E}_\tau(E_x, E_y) \quad [Z] = \begin{bmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{bmatrix},$$

$$\mathbf{H}_\tau = \mathbf{H}_\tau(H_x, H_y)$$

и кажущиеся сопротивления:

$$\rho_{xy} = \frac{|Z_{xy}|^2}{\omega\mu_0}, \quad \rho_{yx} = \frac{|Z_{yx}|^2}{\omega\mu_0}, \quad (2)$$

вычисляемые по модулю вне-диагональных компонент тензора импеданса.

Основной характеристикой в методах МВП и МВЗ является типпер $[W]$ (вектор Визе-Паркинсона), определяемый из соотношений между вертикальной компонентой магнитного поля и его горизонтальными компонентами:

$$H_z = [W]H_\tau, \quad (3)$$

где

$$[W] = \begin{bmatrix} W_{zx} & W_{zy} \end{bmatrix}.$$

В традиционной схеме электромагнитного зондирования, использующего магнитотеллурическое поле, метод МТЗ играет ведущую роль (стратификация среды, геоэлектрическое районирование, картирование подземного рельефа, трассирование горизонтальных изменений электропроводности, выделение проводящих слоев в земной коре и верхней мантии), а метод МВП служит лишь для распознавания и локализации контрастных структур и определения их простираения [Rokityansky, 1982]. Эта схема широко и во многом успешно применяется во всем мире. Она дает уникальную информацию о земных недрах (пористость, проницаемость, графитизация и сульфидизация, флюидный и реологический режим, дегидратация, плавление). Ее слабым местом является то, что неоднородности самых верхних слоев Земли искажают электрическое поле, а следовательно и кажущееся сопротивление. С понижением частоты эти эффекты принимают гальванический характер и распространяются на весь диапазон низких частот, искажая информацию о глубинной электропроводности. Гальванические эффекты проявляются в статическом (конформном) смещении низкочастотных ветвей кривых кажущегося сопротивления. Сегодня существует немало способов, позволяющих бороться с гальваническими эффектами [Bahr, 1986; Jones, 1988; Groom and Bailey, 1989; Zinger, 1992; Caldwell, Bibby & Brown, 2002; Berdichevsky & Dmitriev, 2002]. Чаще всего применяются различные виды осреднения, фильтрация, редукции к высокочастотным или низкочастотным реперам, модельные коррекции. Однако все эти способы так или иначе сопряжены с опасностью слишком грубых приближений или даже субъективных (а иногда и ошибочных) решений, порождающих ложные структуры.

Мы можем существенно улучшить эту схему, используя возможности МВЗ. Дело в том, что индуцированный в Земле ток с понижением частоты заполняет все более глубокие слои и его магнитное

поле освобождается от влияния приповерхностных неоднородностей. Ограничиваясь магнитным полем, можно получить достаточно надежную информацию о погруженных геоэлектрических структурах.

Исследования по комплексной интерпретации МТЗ и МВЗ ведутся в двух направлениях.

I. Развиваются методы трансформации магнитного поля в электрическое поле. На этом пути мы определяем импеданс, относящийся к ТЕ-моду магнитотеллурического поля. Низкочастотные значения ТЕ-импеданса слабо зависят от приповерхностных неоднородностей. Используя ТЕ-импеданс, мы строим “индукционные” кривые кажущегося сопротивления с почти неискаженными низкочастотными ветвями. Идея такого преобразования принадлежит Ваньяну [Осипова и др., 1982]. Первые опыты в этом направлении были проведены в начале восьмидесятых годов [Осипова и др., 1982; Бурьянов и др., 1983]. В последние годы Ваньян, Варенцов, Голубев и Соколова предложили алгоритмы и вычислительные программы для определения двумерного ТЕ-импеданса и выполнили интерпретацию “индукционных” кривых кажущегося сопротивления, полученных на западном побережье Соединенных Штатов [Ваньян и др., 1997; Ваньян и др., 1998]. Эта работа сыграла важную роль в истории эксперимента EMSLAB, так как подтвердила существование астеносферы в континентальной части Каскадной субдукционной зоны. Главным недостатком такого подхода является то, что здесь могут возникать модельные погрешности, связанные с необходимостью априорного введения нормального (неискаженного) импеданса. Поэтому построение “индукционных” кривых кажущегося сопротивления следует рассматривать прежде всего как способ визуализации МВ-данных, полезный на этапе их анализа (качественная стратификация среды, геоэлектрическое районирование).

II. Разрабатываются теория и методика непосредственной инверсии МВ-данных, основанной на минимизации Тихоновского функционала, содержащего невязку типперов. Этот подход восходит к магнитотеллурическим экспериментам, проведенным в 1988–90 гг. в горах Киргизского Тянь-Шаня геофизическими отрядами Института высоких температур РАН [Трапезников и др., 1997; Berdichevsky & Dmitriev, 2002]. МТ-зондирования были выполнены по профилю, характеризующему сильными локальными и региональными искажениями кажущихся сопротивлений, затрудняющими интерпретацию полученных данных. Ситуацию удалось нормализовать лишь с помощью МВ-зондирования. На рис. 1 показаны графики вещественных типперов $\text{Re } W_{zy}$ и подобранная по этим графикам геоэлектрическая модель. В зем-

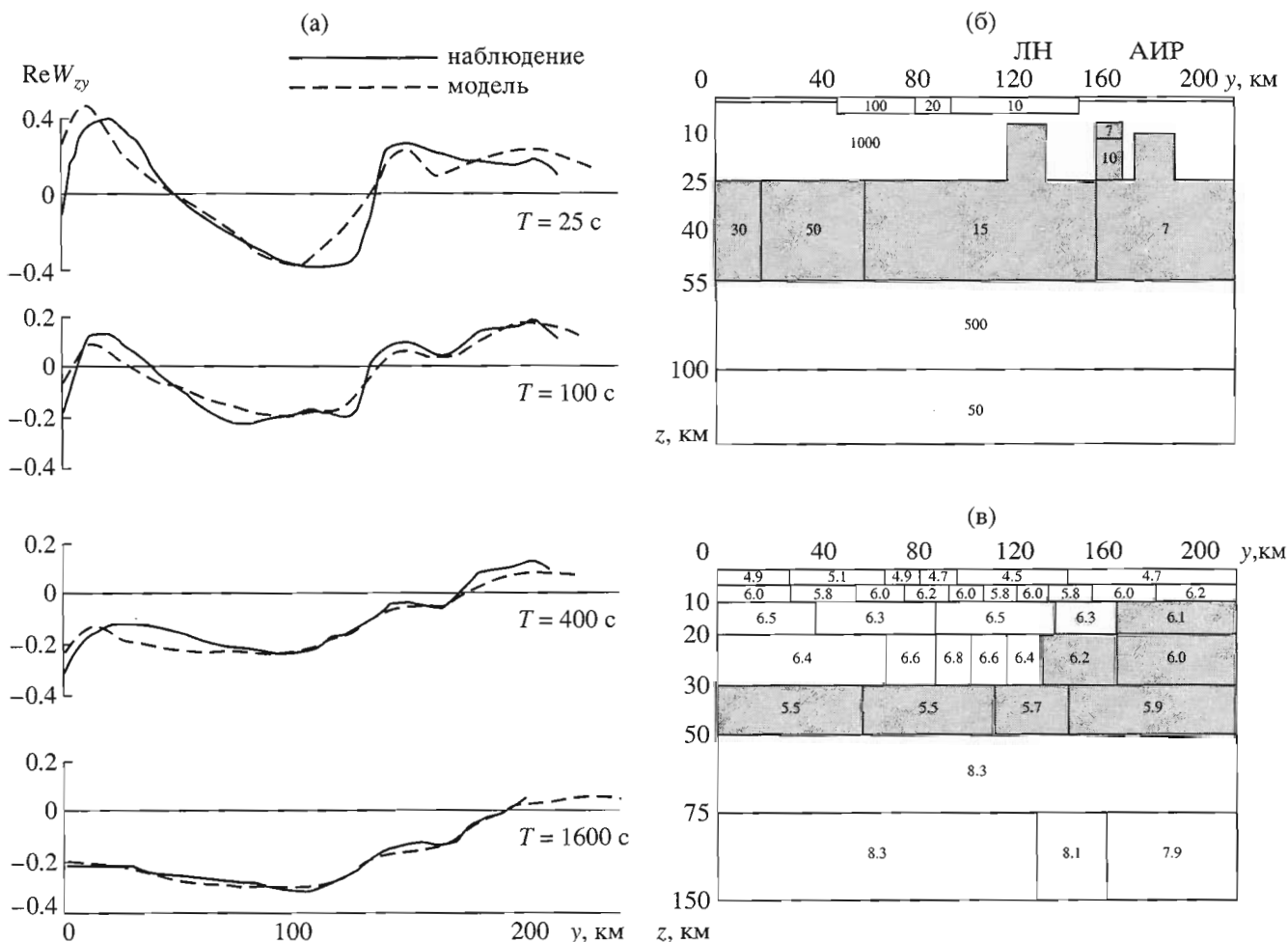


Рис. 1. Магнитовариационное зондирование в горах Киргизского Тянь-Шаня.

(а) – графики вещественного типпера вдоль профиля, пересекающего Киргизский Тянь-Шань; (б) – разрез сопротивлений по данным магнитовариационного зондирования [Трапезников и др., 1997]; внутри блоков указаны удельные сопротивления в Ом · м; коровая зона пониженных сопротивлений ($\rho \leq 50$ Ом м) затемнена; ЛН – линия Николаева, АИР – Атбаша-Иныльчикские разломы; с – скоростной разрез по данным сейсмической томографии [Roessker et al., 1993]; внутри блоков указаны скорости Р-волн в км/с; коровая зона пониженных скоростей ($v_p \leq 6.2$ км) затемнена.

ной коре этой модели выделяются неоднородный проводящий слой (интервал глубин 25–55 км) и вертикальные проводящие зоны, приуроченные к известным разломам (к линии Николаева (ЛН), и Атбаша-Иныльчикским разломам (АИР)). Здесь же представлена модель, построенная по данным сейсмической томографии. Геоэлектрическая модель находится в хорошем согласии с наблюдениями и обнаруживает удивительное сходство с сейсмической моделью: низкие сопротивления устойчиво коррелируются с пониженными скоростями. Эта корреляция подтверждает реальность геоэлектрических построений, выполненных по МВ-данным. Тянь-Шаньский опыт свидетельствует о том, что магнитовариационное зондирование не только локализует коровые структуры, но и стратифицирует земную кору. Развивая

этот результат, мы можем предложить новую схему электромагнитного зондирования, в которой метод МВЗ играет ведущую роль, а метод МТЗ служит для контролирования и детализации результатов МВЗ.

Настоящая статья посвящена вопросам теории и методики МВЗ, относящимся ко второму направлению. Мы доказываем единственность решения двумерной обратной магнитовариационной задачи, описываем модельные эксперименты по комплексной интерпретации магнитовариационных и магнитотеллурических данных и представляем новую модель Каскадной субдукционной зоны, построенную по схеме последовательных инверсий с приоритетом МВЗ.

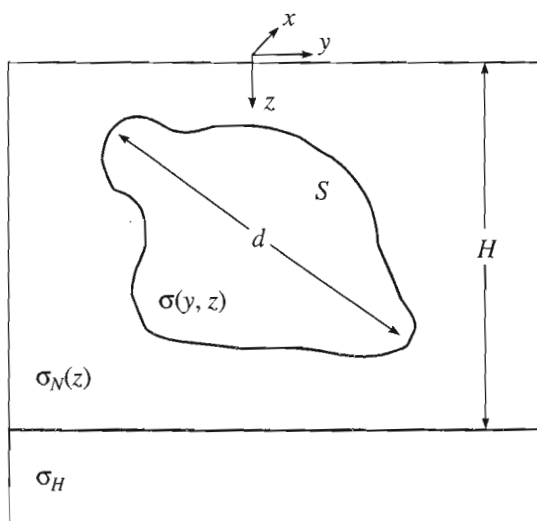


Рис. 2. Модель горизонтально-слоистой среды, содержащей двумерно-неоднородную область S .

О ЕДИНСТВЕННОСТИ РЕШЕНИЯ ОБРАТНОЙ МАГНИТО-ВАРИАЦИОННОЙ ЗАДАЧИ

Обратной магнитовариационной задачей назовем восстановление электропроводности $\sigma(x, y, z)$ по значениям типперов, заданных в широком интервале частот на достаточно длинных профилях или на достаточно большой площади. Вопрос о единственности решения обратной задачи является центральным вопросом магнитовариационного зондирования, определяющим его информативность.

На первый взгляд, кажется, что магнитовариационные аномалии не содержат информацию о нормальной структуре среды $\sigma_N(z)$, так как в горизонтально-однородной модели $W_{zx} = W_{zy} = 0$. Однако в случае горизонтальной неоднородности среды магнитовариационное зондирование можно рассматривать как частотное зондирование, использующее магнитное поле локального источника. Роль источника исполняет любая неоднородность $\Delta\sigma(x, y, z)$, в которой наводится избыточный электрический ток, растекающийся в среде. Очевидно, что распределение этого тока и его магнитное поле зависят не только от структуры неоднородности $\Delta\sigma(x, y, z)$, но и от нормальной структуры среды $\sigma_N(z)$. Таким образом, решение $\sigma(x, y, z) = \sigma_N(z) + \Delta\sigma(x, y, z)$ обратной магнитовариационной задачи существует и мы должны выяснить, является ли оно единственным.

Рассмотрим двумерную модель, изображенную на рис. 2. В этой модели горизонтально-слоистая

Земля с нормальной электропроводностью

$$\sigma_N(z) = \begin{cases} \sigma(z), & 0 \leq z \leq H, \\ \sigma_H, & H \leq z \end{cases} \quad (4)$$

содержит двумерную неоднородную область S с избыточной электропроводностью $\Delta\sigma(y, z) = \sigma(y, z) - \sigma_N(z)$. Неоднородность вытянута вдоль x , и ее сечение S имеет максимальный диаметр d . Функции $\sigma_N(z)$ и $\Delta\sigma(y, z)$ являются кусочно-аналитическими. На глубине H лежит безграничное однородное основание с электропроводностью $\sigma_H = \text{const}$. Воздух – идеальный изолятор. Магнитная проницаемость повсюду равна магнитной проницаемости вакуума μ_0 . Модель возбуждается плоской электромагнитной волной, вертикально падающей на земную поверхность. Зависимость поля от времени выражается множителем $e^{-i\omega t}$.

В рассматриваемой модели теорема единственности для обратной магнитовариационной задачи формулируется следующим образом: *кусочно-аналитическое распределение электропроводности*

$$\sigma(M) = \begin{cases} \sigma_N(z) & M \notin S \\ \sigma_N(z) + \Delta\sigma(y, z) & M \in S \end{cases} \quad (5)$$

однозначно определяется точными значениями типпера

$$W_{zy}(y) = \frac{H_z(y, z=0)}{H_y(y, z=0)}, \quad -\infty < y < \infty, \quad 0 \leq \omega < \infty, \quad (6)$$

заданными на земной поверхности $z=0$ во всех точках оси y от $-\infty$ до ∞ для всего спектра частот ω от 0 до ∞ .

Доказательство теоремы единственности состоит из двух этапов. Вначале мы рассмотрим асимптотику типпера $W_{zy}(y)$ на большом удалении от неоднородности S и покажем, что частотная характеристика этой асимптотики однозначно определяет распределение нормальной электропроводности $\sigma_N(z)$. Затем мы докажем, что типпер при известном $\sigma_N(z)$ однозначно определяет импеданс неоднородной среды.

Аномальное магнитное поле на земной поверхности можно представить как поле, которое создается в горизонтально-однородной слоистой среде избыточными токами плотности j_x , индуцируемыми в области S :

$$\tilde{H}_y^A(y) = \frac{H_y^A(y, z=0)}{H_y^N(z=0)} = \int_S j_x(M_0) h_y(y, M_0) dS, \quad (7)$$

$$\tilde{H}_z(y) = \frac{H_z^A(y, z=0)}{H_y^N(z=0)} = \int_S j_x(M_0) h_z(y, M_0) dS,$$

где $h_y(y, M_0)$, $h_z(y, M_0)$ – магнитные поля, создаваемые на поверхности горизонтально-однородной среды бесконечно-длинным линейным током единичной плотности, текущим в точке $M_0(y_0, z_0) \in S$. Функции $h_y(y, M_0)$ и $h_z(y, M_0)$ имеют вид [Дмитриев, 1969; Berdichevsky & Zhdanov, 1984]:

$$h_y(y, M_0) = \frac{i}{\omega\mu_0} \lim_{z \rightarrow 0} \int_0^\infty \cos\lambda(y - y_0) e^{\lambda z} \times U(\lambda, z = 0, z_0) \lambda d\lambda, \quad (8)$$

$$h_z(y, M_0) = -\frac{i}{\omega\mu_0} \lim_{z \rightarrow 0} \int_0^\infty \sin\lambda(y - y_0) e^{\lambda z} \times U(\lambda, z = 0, z_0) \lambda d\lambda, \quad (9)$$

где множитель $e^{\lambda z}$ относится к верхнему полупространству $z \leq 0$, а функция $U(\lambda, z, z_0)$ является решением краевой задачи

$$\frac{d^2 U(\lambda, z, z_0)}{dz^2} - \eta^2(\lambda, z) U(\lambda, z, z_0) = -\delta(z - z_0),$$

$$z, z_0 \in [0, H],$$

$$\eta(\lambda, z) = \sqrt{\lambda^2 - i\omega\mu_0\sigma_N(z)}, \quad \text{Re}\eta > 0,$$

$$\frac{dU(\lambda, z, z_0)}{dz} + \lambda U(\lambda, z, z_0) = 0 \quad \text{при } z = 0, \quad (10)$$

$$\frac{dU(\lambda, z, z_0)}{dz} - \eta_H(\lambda) U(\lambda, z, z_0) = 0 \quad \text{при } z = H,$$

$$\eta_H(\lambda) = \sqrt{\lambda^2 - i\omega\mu_0\sigma_H}, \quad \text{Re}\eta_H > 0.$$

Отметим, что компоненты \tilde{H}_y^A и \tilde{H}_z аномального магнитного поля могут быть найдены по значениям типпера W_{zy} , известным во всех точках оси y [Дмитриев, Мерщикова, 2002]. Для определения \tilde{H}_y^A мы решаем интегральное уравнение

$$W_{zy}(y) \tilde{H}_y^A(y) + \frac{1}{p} \int_{-\infty}^\infty \frac{\tilde{H}_y^A(y_0) dy_0}{y_0 - y} = -W_{zy}(y), \quad (11)$$

а при известном \tilde{H}_y^A легко вычисляем

$$\tilde{H}_z(y) = W_{zy}(y) [1 + \tilde{H}_y^A(y)]. \quad (12)$$

Вернемся к (8), (9) и найдем асимптотику функций $h_y(y, M_0)$ и $h_z(y, M_0)$ при $|y - y_0| \rightarrow \infty$. Начнем с функции $h_y(y, M_0)$. При больших $|y - y_0|$ ос-

новной вклад в разложение (8) дают гармоники с низкой пространственной частотой λ . Разлагая $U(\lambda, z = 0, z_0)$ по степеням малых λ , имеем

$$U(\lambda, z = 0, z_0) = U(\lambda = 0, z = 0, z_0) + \lambda \left. \frac{dU(\lambda, z = 0, z_0)}{d\lambda} \right|_{\lambda=0} + \dots,$$

откуда после подстановки в (8) и интегрирования получаем

$$h_y(y, M_0) = \frac{i}{\omega\mu_0} \frac{U(\lambda = 0, z = 0, z_0)}{(y - y_0)^2} + O\left(\frac{1}{(y - y_0)^4}\right). \quad (13)$$

Аналогично

$$h_z(y, M_0) = \frac{2i}{\omega\mu_0} \frac{1}{(y - y_0)^3} \left. \frac{dU(\lambda, z = 0, z_0)}{d\lambda} \right|_{\lambda=0} + O\left(\frac{1}{(y - y_0)^5}\right). \quad (14)$$

Запишем соотношения между \tilde{H}_y^A и \tilde{H}_z в форме, содержащей магнитотеллурический импеданс. С этой целью введем функции

$$V_y(z) = U(\lambda = 0, z, z_0)$$

$$V_z(z) = \left. \frac{dU(\lambda, z, z_0)}{d\lambda} \right|_{\lambda=0}. \quad (15)$$

Функция $V_y(z)$ является решением задачи (10) при $\lambda = 0$. Задача для функции $V_z(z)$ получается, если продифференцировать (10) по λ и положить $\lambda = 0$. Тогда

$$\frac{d^2 V_z(z)}{dz^2} + i\omega\mu_0\sigma(z) V_z(z) = 0, \quad z \in [0, H],$$

$$\left. \frac{\partial V_z(z)}{\partial z} \right|_{z=+0} = -V_y(0), \quad (16)$$

$$\left. \frac{\partial V_z(z)}{\partial z} \right|_{z=H} - \sqrt{-i\omega\mu_0\sigma_H} V_z(H) = 0.$$

В этих обозначениях

$$h_y(y, M_0) = \frac{i}{\omega\mu_0} \frac{V_y(0)}{(y - y_0)^2} + O\left(\frac{1}{(y - y_0)^4}\right),$$

$$h_z(y, M_0) = \frac{2i}{\omega\mu_0} \frac{V_z(0)}{(y - y_0)^3} + O\left(\frac{1}{(y - y_0)^5}\right). \quad (17)$$

Возвращаясь к (7), определяем асимптотику аномального магнитного поля. При $|y - y_0| \rightarrow \infty$

$$\begin{aligned} \tilde{H}_y^A(y) &= \frac{i}{\omega\mu_0} V_y(0) \int_S \frac{j_x(M_0)}{(y - y_0)^2} dS = \frac{i}{\omega\mu_0} \frac{V_y(0)}{(y - y_s)^2} \times \\ &\times \int_S j_x(M_0) dS = \frac{i}{\omega\mu_0} \frac{V_y(0)}{(y - y_s)^2} J_x, \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \tilde{H}_z(y) &= \frac{2i}{\omega\mu_0} V_z(0) \int_S \frac{j_x(M_0)}{(y - y_0)^3} dS = \frac{2i}{\omega\mu_0} \frac{V_z(0)}{(y - y_s)^3} \times \\ &\times \int_S j_x(M_0) dS = \frac{2i}{\omega\mu_0} \frac{V_z(0)}{(y - y_s)^3} J_x, \end{aligned}$$

где

$$J_x = \int_S j_x(M_0) dS$$

есть полный избыточный ток в неоднородности, а y_s – координата точки в центральной части ее сечения S . Таким образом, в области, достаточно далекой от неоднородности $S(|y - y_s|) \gg d$, где d – максимальный диаметр неоднородности), имеем с учетом (16)

$$\frac{\tilde{H}_z(y)}{\tilde{H}_y^A(y)} = \frac{2}{(y - y_s)} \frac{V_z(0)}{V_y(0)} = - \frac{2}{(y - y_s)} \frac{V_z(0)}{dV_z(z)} \Big|_{z=0}. \quad (19)$$

Покажем, что отношение $\tilde{H}_z/\tilde{H}_y^A$ может быть выражено через нормальный импеданс Земли. Введем функцию

$$Z(z) = i\omega\mu_0 \frac{V_z(z)}{dV_z(z)}. \quad (20)$$

Согласно (16), эта функция удовлетворяет уравнению Риккати

$$\frac{dZ(z)}{dz} - y_N(z)Z^2(z) = i\omega\mu_0 \quad (21)$$

с краевым условием

$$Z(H) = \sqrt{\frac{-i\omega\mu_0}{\sigma_H}}. \quad (22)$$

Мы получили известную задачу для импеданса одномерной среды с электропроводностью $\sigma_M(z)$ [Бердичевский и Дмитриев, 1991; Berdichevsky &

Dmitriev, 2002]. Очевидно, что в рассматриваемой модели функция $Z(z)$ представляет собой нормальный импеданс $Z_N(z)$ Земли. Принимая $Z(z) = Z_N(z)$ и учитывая (19), (20) и (21), (22), мы найдем асимптотику дальней зоны:

$$Z_N(0) = - \frac{i\omega\mu_0(y - y_s)}{2} \frac{\tilde{H}_z(y)}{\tilde{H}_y^A(y)} \Big|_{|y - y_s| \gg d}, \quad (23)$$

совпадающую с известным выражением для поля удаленного бесконечнодлинного линейного тока [Ваньян, 1965]. Нормальный импеданс Z_N связан с отношением компонент \tilde{H}_z и \tilde{H}_y^A аномального магнитного поля, которые, согласно (11), (12), могут быть определены по значениям типпера W_{zy} , известным во всех точках оси y от $-\infty$ до ∞ . Зная типпер W_{zy} на всей оси y , мы синтезируем аномальное магнитное поле \tilde{H}_z , \tilde{H}_y^A и по асимптотике дальней зоны вычисляем нормальный импеданс Z_N . Зная аномальное магнитное поле \tilde{H}_z , \tilde{H}_y^A и нормальный импеданс Z_N , мы интегрируем второе уравнение Максвелла (закон Фарадея) и продолжаем продольный импеданс Z^{\parallel} на всю ось y :

$$\begin{aligned} Z^{\parallel}(y) &= \frac{E_x(y)}{H_y(y)} = \\ &= \frac{1}{1 + \tilde{H}_y^A} \left\{ Z_N - i\omega\mu_0 \int_{-\infty}^y \tilde{H}_z(y) dy \right\}. \end{aligned} \quad (24)$$

Таким образом, по значениям W_{zy} мы находим значения Z^{\parallel} . Между распределениями W_{zy} и Z^{\parallel} существует однозначное соответствие. Следовательно, мы можем обратиться к теореме Гусарова, в которой доказано, что инверсия Z^{\parallel} имеет единственное решение [Гусаров, 1981], и распространить этот результат на инверсию W_{zy} . Теорема единственности для двумерной магнитовариационной инверсии сводится к теореме единственности для двумерной магнитотеллурической инверсии (ТЕ-моды). Оба метода, МВЗ и МТЗ, имеют общую математическую основу. Двумерное распределение электрической проводимости определяется однозначно по точным значениям импедансов или типперов, заданным во всех точках земной поверхности для всего спектра частот.

Аналогичный прием, сводящий теорему единственности для типпера к теореме единственности для тензора импеданса, может оказаться полезным и при рассмотрении трехмерной магнитовариационной задачи.

В заключение мы рассмотрим модель, иллюстрирующую чувствительность типпера к изменениям нормального разреза (рис. 3). Эта трех-

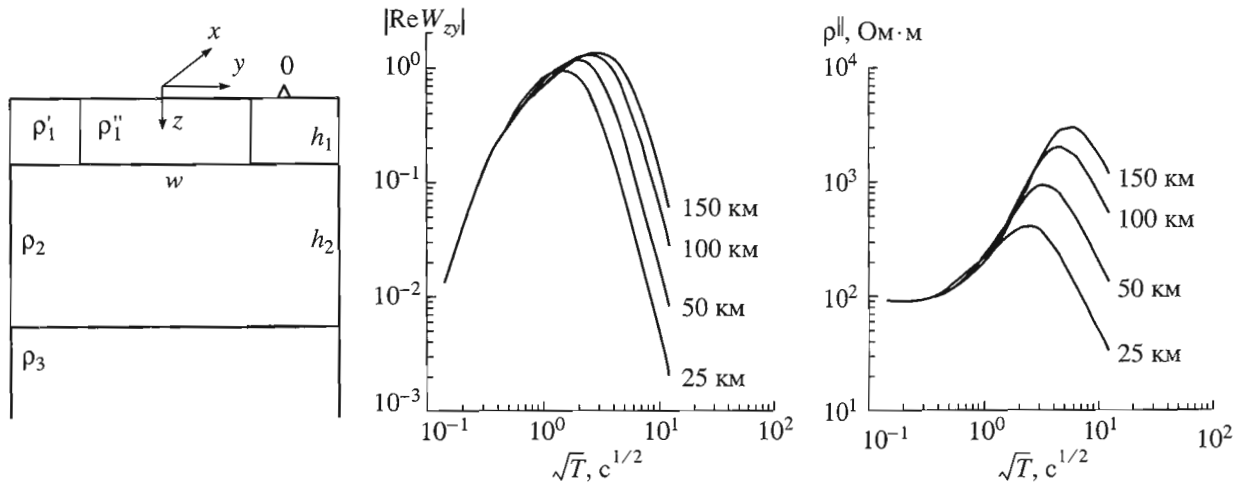


Рис. 3. Модель, иллюстрирующая чувствительность магнитовариационного зондирования к изменениям нормального разреза; $\rho_1' = 100 \text{ Ом}\cdot\text{м}$, $\rho_1'' = 10 \text{ Ом}\cdot\text{м}$, $\rho_2 = 10000 \text{ Ом}\cdot\text{м}$, $\rho_3 = 0$, $h_1 = 1 \text{ км}$, $h_2 = 24, 49, 99, 149 \text{ км}$; параметр кривых: $H = h_1 + h_2$.

слоистая модель с параметрами $\rho_1 = 100 \text{ Ом}\cdot\text{м}$, $\rho_2 = 10000 \text{ Ом}\cdot\text{м}$, $\rho_3 = 0$, $h_1 = 1 \text{ км}$, $h_2 = 24, 49, 99, 149 \text{ км}$ содержит приповерхностное прямоугольное включение сопротивлением $\rho_1' = 10 \text{ Ом}\cdot\text{м}$ и шириной 16 км . Наблюдения выполнены в точке O на расстоянии 1 км от края включения. Частотные характеристики типпера отчетливо отражают изменения глубины $H = h_1 + h_2$ до проводящего основания. Примечательно, что кривые вещественного типпера $|\text{Re} W_{zy}|$ и кривые продольного кажущегося сопротивления ρ^{\parallel} имеют одинаковую колоколообразную форму. Отметим, однако, что у кривых $|\text{Re} W_{zy}|$ чувствительность к изменениям H несколько ниже, чем у кривых ρ^{\parallel} .

МОДЕЛЬНЫЕ ОПЫТЫ ПО ДВУМЕРНОЙ КОМПЛЕКСНОЙ ИНТЕРПРЕТАЦИИ МАГНИТОВАРИАЦИОННЫХ И МАГНИТОТЕЛЛУРИЧЕСКИХ ДАННЫХ

Обратная задача электромагнитного зондирования, использующего магнитотеллурическое поле, заключается в определении электропроводности Земли по зависимости компонент типпера и тензора импеданса от положения точки наблюдения и частоты вариаций поля. Обратная электромагнитная задача неустойчива и, следовательно, некорректна [Dmitriev, 1987; Бердичевский, Дмитриев, 1991; Berdichevsky & Dmitriev, 2002]. Сколь угодно малая погрешность в характеристиках поля может вызвать сколь угодно большую погрешность в распределении электропроводности. Решение такой задачи имеет смысл, если, опираясь на априорную информацию о строении изучаемой среды, мы ограничиваем область поиска и ищем приближенное решение обратной задачи внутри компактного множества правдоподобных

моделей, образующих интерпретационную модель.

Интерпретационная геоэлектрическая модель должна отражать наши представления и наши гипотезы об осадочном чехле, земной коре и верхней мантии. В зависимости от объема априорной информации, цели исследования и используемых характеристик поля она может сглаживать или подчеркивать геоэлектрические контрасты и содержать неоднородные слои и локальные включения повышенной или пониженной электропроводности. Приближенное решение обратной задачи, ограниченной интерпретационной моделью, выбирается с помощью критериев (критерия значимости априорной информации, критерия модельной невязки), обеспечивающих согласие решения с имеющейся априорной информацией и используемыми характеристиками поля. Этот подход реализуется в методе регуляризованного подбора [Dmitriev, 1987; Бердичевский, Дмитриев, 1991; Berdichevsky & Dmitriev, 2002]. Число таких критериев определяется числом используемых характеристик поля (вещественных, мнимых, амплитудных, фазовых). Если при решении обратной задачи используются несколько характеристик поля, то задача является многокритериальной.

Двумерная комплексная интерпретация магнитовариационных и магнитотеллурических данных относится к классу многокритериальных задач. Для определения электропроводности Земли мы привлекаем ТЕ-моду с характеристиками $\text{Re} W_{zy}$, $\text{Im} W_{zy}$, ρ^{\parallel} , ϕ^{\parallel} (вещественные и мнимые типперы, продольные кажущиеся сопротивления и фазы продольных импедансов) и ТМ-моду с характеристиками ρ^{\perp} , ϕ^{\perp} (поперечные кажущиеся сопротивления и фазы поперечных импедансов).

Эти характеристики имеют различную чувствительность к целевым геоэлектрическим структурам и различную устойчивость к приповерхностным искажениям [Berdichevsky & Dmitriev, 2002]. Достаточно сказать, что ТЕ-мода более чувствительна к глубинным проводящим структурам и менее чувствительна к интегральному сопротивлению литосферы, а ТМ-мода менее чувствительна к глубинным проводящим структурам и более чувствительна к интегральному сопротивлению литосферы. К этому надо добавить, что кажущиеся сопротивления во всем интервале низких частот могут испытывать сильные статические искажения, вызванные локальными трехмерными приповерхностными неоднородностями (геоэлектрическим шумом), а низкочастотные типперы и фазы импедансов свободны от этих искажений. Алгоритм двумерной бимодальной инверсии должен быть построен таким образом, чтобы используемые характеристики поля поддерживали и дополняли друг друга – пробелы, возникающие при инверсии одной характеристики поля, должны заполняться при инверсии другой характеристики поля. Решая обратную задачу, мы должны подчеркивать наиболее надежные и подавлять наименее надежные элементы моделей, получаемых при инверсии различных характеристик поля.

При решении многокритериальных обратных задач возможны два подхода:

- общая (параллельная) инверсия, включающая одновременно все используемые характеристики поля;
- последовательность частичных инверсий, включающая по очереди каждую характеристику поля.

Общая инверсия суммирует все критерии обратной задачи, относящиеся к различным характеристикам поля. В двумерной задаче она сводится к минимизации Тихоновского функционала

$$\inf_{\mathbf{p}} \left\{ \sum_{m=1}^M \gamma_m \|F_m(y, \omega) - I_m(\sigma)\|^2 + \alpha \Omega(\sigma) \right\}, \quad (25)$$

где \mathbf{p} – вектор искомых параметров, F_m – используемая характеристика поля, y – координата точки наблюдения, ω – частота, I_m – оператор, определяющий характеристику поля F_m по известному распределению электропроводности σ , γ_m – коэффициент значимости критерия модельной невязки (уклонения I_m от F_m), Ω – критерий отбора решения (стабилизатор), согласующий решение с априорной информацией, α – параметр регуляризации (коэффициент значимости априорной информации), M – число используемых характеристик поля.

На первый взгляд, общая инверсия кажется наиболее эффективной, так как учитывает сразу все особенности многокритериальной задачи и существенно упрощает работу геофизика. Однако этот подход, очевидно, уязвим для критики.

Если различные характеристики F_m имеют одинаковую чувствительность ко всем параметрам $\mathbf{p}(p_1, p_2, \dots, p_s)$ геоэлектрического разреза, то их параллельная инверсия не имеет большого смысла, так как для полноценной инверсии достаточно взять одну наиболее точно определяемую характеристику.

Использование нескольких характеристик поля расширяет информативность инверсии, если эти характеристики имеют существенно разную чувствительность к разным параметрам геоэлектрического разреза. Но тогда при параллельной инверсии они только мешают друг другу, так как несут разную информацию о геоэлектрическом разрезе и связаны с различными критериями модельных невязок и отбора решений. Возможно, что в каких-то случаях удачно подобранные веса позволяют построить сбалансированную модель, характеризующую небольшой общей невязкой. Однако рациональный выбор таких весов сам по себе представляет сложную задачу, которую мы далеко не всегда умеем решать. По-видимому, лучшим подходом к решению многокритериальной обратной задачи является последовательность частичных инверсий.

Пусть характеристика поля F_m наиболее чувствительна к вектору параметров $\mathbf{p}^{(m)}$. Тогда частичная m -ая инверсия многокритериальной двумерной задачи заключается в минимизации Тихоновского функционала на множестве параметров $\mathbf{p}^{(m)}$ при фиксированных параметрах $\mathbf{p} - \mathbf{p}^{(m)}$:

$$\inf_{\mathbf{p}^{(m)}} \{ \|F_m(y, \omega) - I_m(\sigma)\|^2 + \alpha \Omega(\sigma) \}. \quad (26)$$

Перебор характеристик поля $F_m, m = 1, 2, \dots, M$ сводит решение многокритериальной задачи к последовательности частичных инверсий. Каждая частичная инверсия решает свою вполне определенную задачу и может быть сфокусирована на вполне определенных структурах.

Уменьшение числа параметров, на которых минимизируется Тихоновский функционал, существенно уменьшает неустойчивость задачи. Частичные инверсии в полной мере учитывают особенности используемых характеристик поля, их информативность, их содержательность, их доверительные пределы. Они допускают обмен информацией между различными характеристиками поля. Они обеспечивают возможность удобного интерактивного диалога и легко тестируются. Мы полагаем, что именно в этом направлении должны развиваться методы комплексной интер-

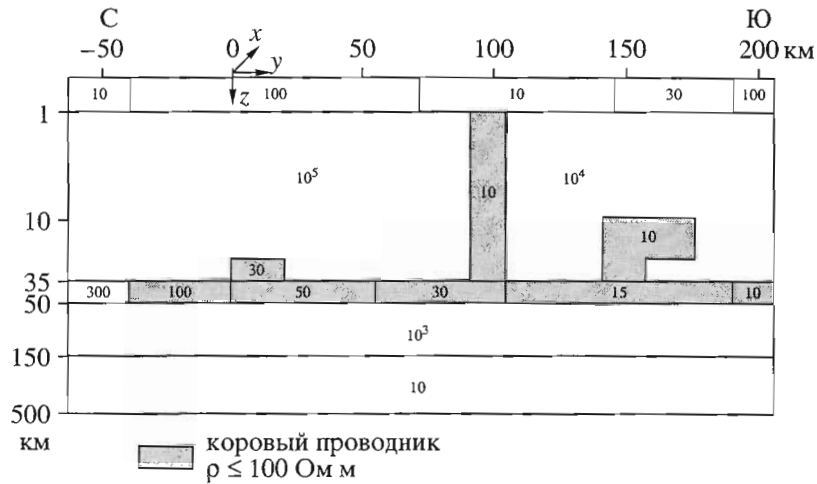


Рис. 4. Двумерная модель TS; внутри блоков указаны удельные сопротивления в Ом · м; затемнена область пониженных коровых сопротивлений.

претации магнитовариационных и магнитотеллурических данных.

Сегодня мы можем показать ряд практических результатов, полученных в различных геологических провинциях и свидетельствующих в пользу метода частичных инверсий [Трапезников и др., 1997; Berdichevsky et al., 1998; Berdichevsky et al., 1999; Pous et al., 2001; Ваньян, 2002].

В настоящей статье мы рассмотрим модельные эксперименты по методу частичных инверсий.

На рис. 4 показана двумерная модель, схематизирующая геоэлектрическое строение Киргизского Тянь-Шаня [Трапезников и др., 1997]. Мы называем эту модель моделью TS. Она содержит: 1) неоднородный осадочный покров, его удельное сопротивление колеблется от 10 до 100 Ом·м; 2) неоднородную верхнюю кору с удельным сопротивлением 10^5 Ом·м на севере и 10^4 Ом·м на юге; 3) неоднородный проводящий слой в нижней части коры (35–50 км), его сопротивление монотонно возрастает от 10 Ом·м на юге до 300 Ом·м на севере; 4) однородные проводящие зоны А, В и С, ответвляющиеся от корового проводящего слоя (они связываются с разломными зонами); 5) однородную плохо проводящую мантию (10^3 Ом·м), которая на глубине 150 км подстилается хорошо проводящей мантией (10 Ом·м). Модель возбуждается вертикально падающей плоской волной.

Прямая задача решена с помощью программы, использующей метод конечных элементов [Wanpanaker, Stodt, Rijo, 1987]. В полученные характеристики поля введен случайный Гауссов шум со стандартным отклонением 5% для продольных и поперечных кажущихся сопротивлений ρ^{\parallel} и ρ^{\perp} , 2.5° для фаз продольных и поперечных импедансов ϕ^{\parallel} и ϕ^{\perp} и 5% для вещественных и мнимых частей

типпера $Re W_{zy}$ и $Im W_{zy}$. Для имитации статического смещения, вызываемого мелкими приповерхностными (трехмерными) неоднородностями, кривые кажущегося сопротивления умножены на случайные вещественные числа, однородно распределенные в интервале от 0.5 до 2.

Интересно оценить интервал частот, на которых типпер освобождается от влияния неоднородностей верхнего слоя. На рис. 5 и рис. 6 представлены частотные характеристики $Re W_{zy}$ и $Im W_{zy}$, рассчитанные для модели TS и той же модели с однородным верхним слоем сопротивления 10 Ом·м. За исключением нескольких точек ($y = 45$ км для $Re W_{zy}$ и $y = -45, 55, 100$ км для $Im W_{zy}$), кривые $Re W_{zy}$ и $Im W_{zy}$, рассчитанные для модели TS с неоднородным и однородным верхним слоем, сливаются друг с другом на периодах порядка 100 с и даже меньше. Эти периоды относятся к низкочастотному интервалу, в котором затухают приповерхностные магнитовариационные эффекты и проявляются эффекты коровых неоднородностей.

Комплексная интерпретация синтетических характеристик поля, полученных в модели TS, выполнена путем частичных инверсий.

Важнейшим этапом интерпретации является построение интерпретационной модели [Dmitriev, 1987; Бердичевский, Дмитриев, 1991; Berdichevsky & Dmitriev, 2002]. Интерпретационная модель должна удовлетворять двум требованиям:

- она должна быть содержательной (отражать основные особенности исследуемого разреза, включая целевые слои и структуры);
- она должна быть простой (определяться небольшим числом свободных параметров, обеспе-

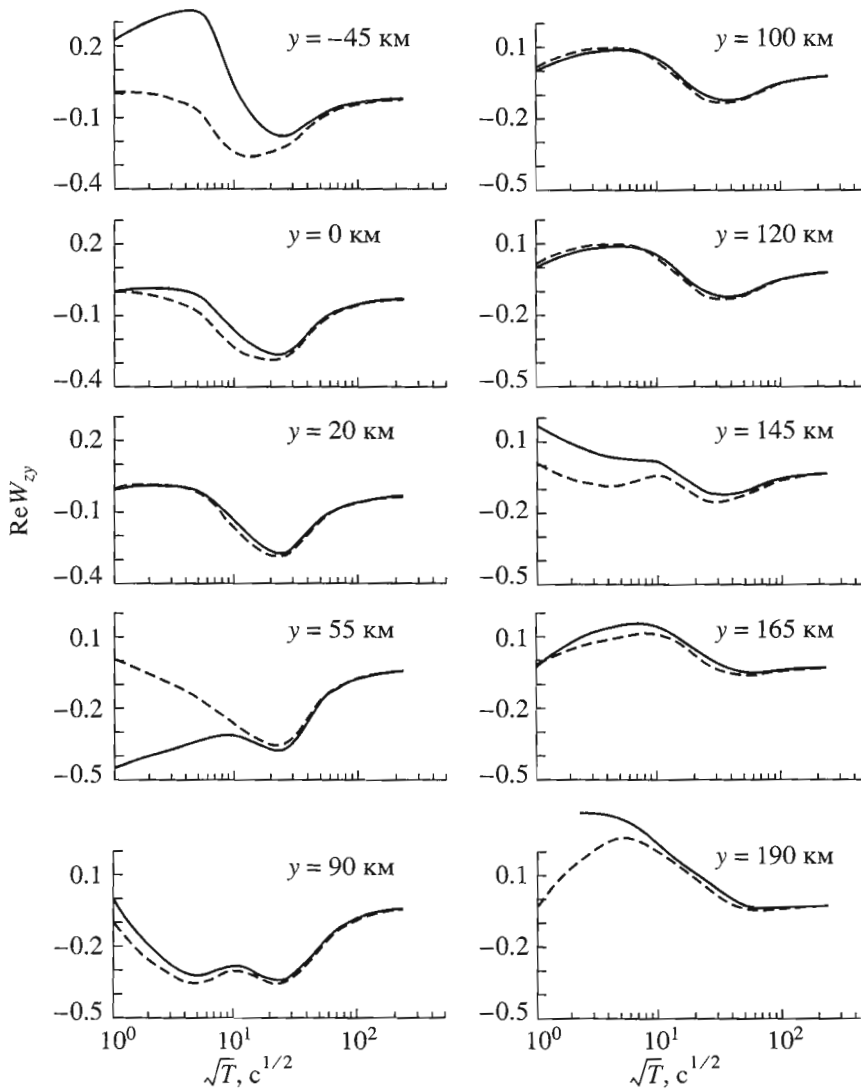


Рис. 5. Частотные характеристики $\text{Re}W_{zy}$. Сплошная линия – модель TS с неоднородным верхним слоем; пунктирная линия – модель TS с однородным верхним слоем.

чивающим практическую устойчивость обратной задачи).

Очевидно, что эти требования направлены в противоположные стороны: чем модель содержательней, тем она сложнее. Таким образом, речь идет о выборе оптимальной модели, т.е. достаточно простой и достаточно содержательной. Это самый ответственный момент интерпретации, который определяет не только стратегию обратной задачи, но и в какой-то мере ее решение. Именно здесь проявляется интуиция исследователя, его опыт, его понимание реальной геологической ситуации, его приверженность традициям и его способность нарушать эти традиции. Хотя выбор интерпретационной модели субъективен, он ограничен априорной информацией, ка-

чественными оценками и разумными гипотезами о строении исследуемой среды.

Конструируя интерпретационную модель для инверсий синтетических характеристик поля, полученных в модели TS, мы предполагаем, что имеется следующая “априорная” информация об исследуемой среде: 1) осадочный чехол неоднороден, его мощность может быть принята равной 1 км; 2) консолидированная земная кора неоднородна, она может содержать локальные проводящие зоны, ее сопротивление может испытывать региональные изменения, в ее нижней части в интервале глубин 35–50 км может быть развит неоднородный проводящий слой, отвечающий известному сейсмическому волноводу; 3) верхняя мантия слоисто-однородна, ее сопротивление на глубине,

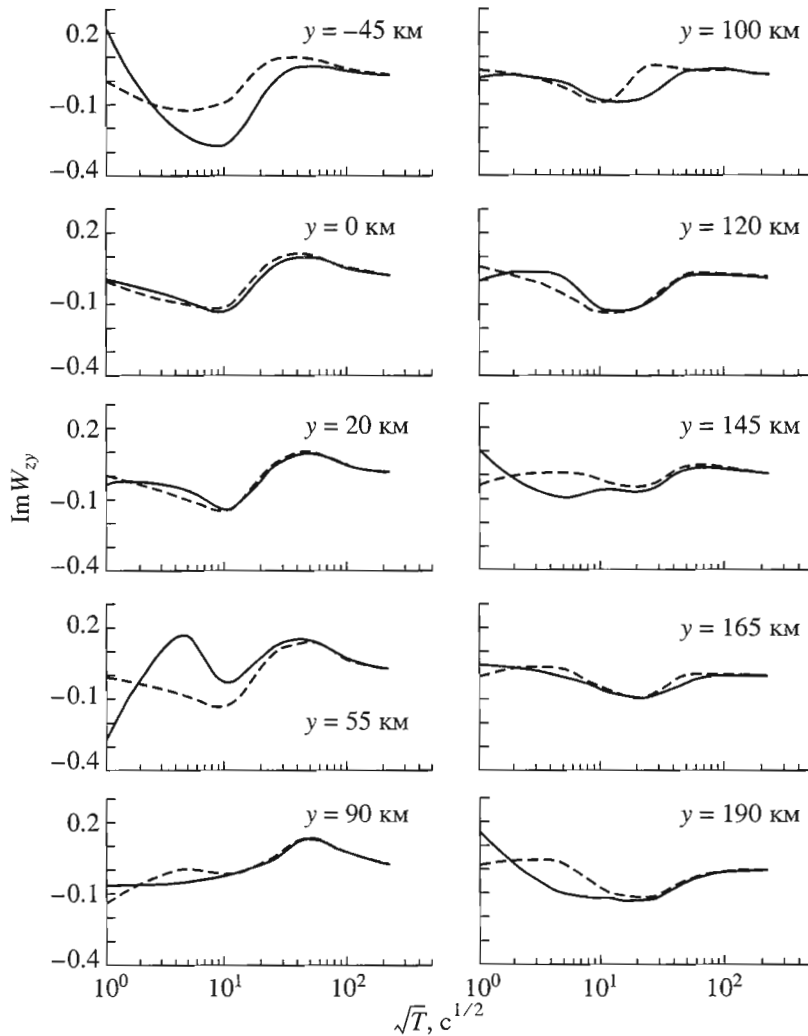


Рис. 6. Частотные характеристики $\text{Im } W_{zy}$. Сплошная линия – модель TS с неоднородным верхним слоем; пунктирная линия – модель TS с однородным верхним слоем.

превышающей 200 км, может исчисляться десятками омметров.

Для уточнения этой информации мы инвертируем типперы с помощью сглаживающей программы, позволяющей распознать и локализовать коровые проводники. Используя стартовое приближение в виде однородного полупространства сопротивлением 100 Ом·м, мы применяем программу REBOCC [Siripunvaraporn & Egbert, 2000]. На рис. 7 изображена модель TP-1, построенная путем инверсии $\text{Re } W_{zy}$ и $\text{Im } W_{zy}$. Она отчетливо выделяет три локальные проводящие коровые зоны А, В и С ($\rho < 30$ Ом м), однако, размывает слои земной коры и верхней мантии.

Априорная информация, дополненная данными по локальным коровым проводникам, дает достаточную основу для построения блочной интерпретационной модели. Эта модель представ-

лена на рис. 8. Она состоит из 70 блоков с фиксированной геометрией. Плотность разбиения на блоки зависит от положения и размера предполагаемых структур. Максимальную плотность имеем в пределах осадочного чехла, коровых проводящих зон и корового проводящего слоя. При минимизации Тихоновского функционала сопротивления блоков меняются. В модели, представленной на рис. 8, указаны стартовые значения сопротивлений.

Частичные инверсии синтетических характеристик поля выполнены в классе блочных структур с помощью программы П2DC [Варенцов, 2002]. Последовательность инверсий следующая: 1) инверсия $\text{Re } W_{zy}$ и $\text{Im } W_{zy} \rightarrow$ 2) инверсия $\phi^{\parallel} \rightarrow$ 3) инверсия ρ^{\perp} и ϕ^{\perp} . Все инверсии проведены в автоматическом режиме. Рассмотрим каждую из этих инверсий.

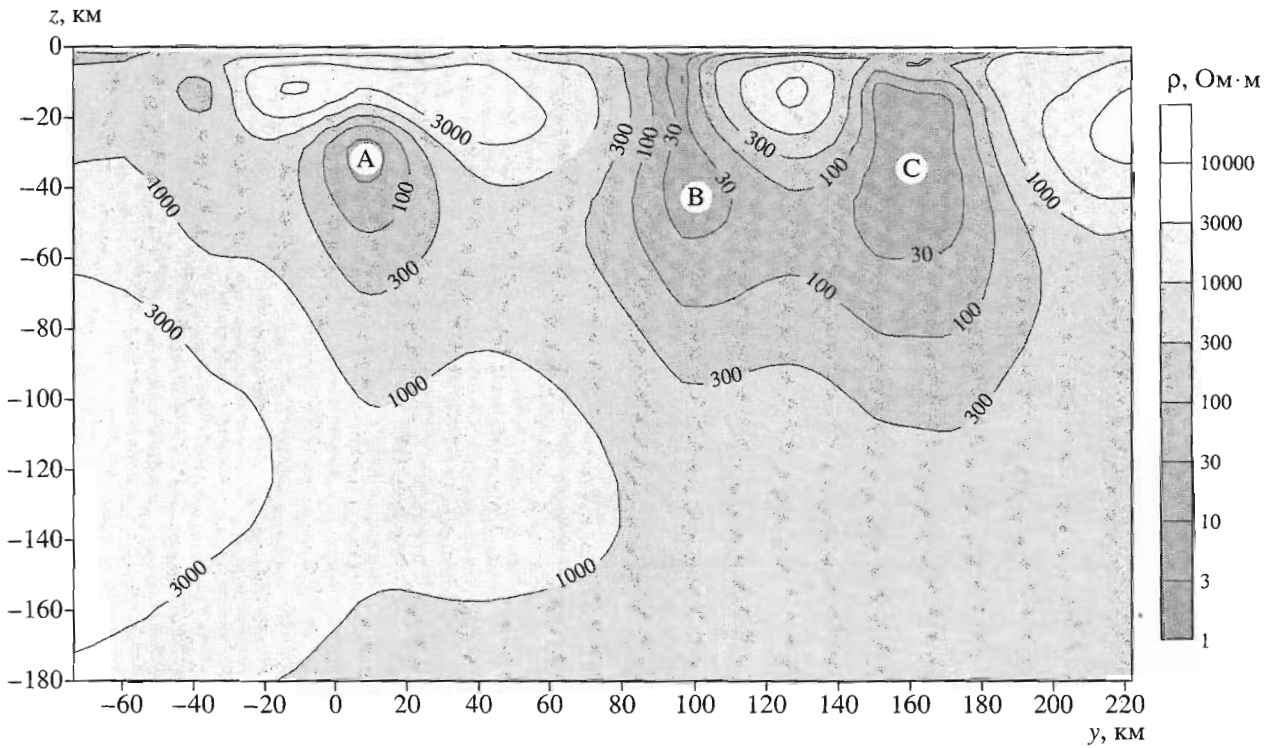


Рис. 7. Модель ТР-1: инверсия $\text{Re } W_{zy}$ и $\text{Im } W_{zy}$ с помощью программы REBOCC; А, В, С – проводящие зоны в земной коре (сравни с рис. 4).

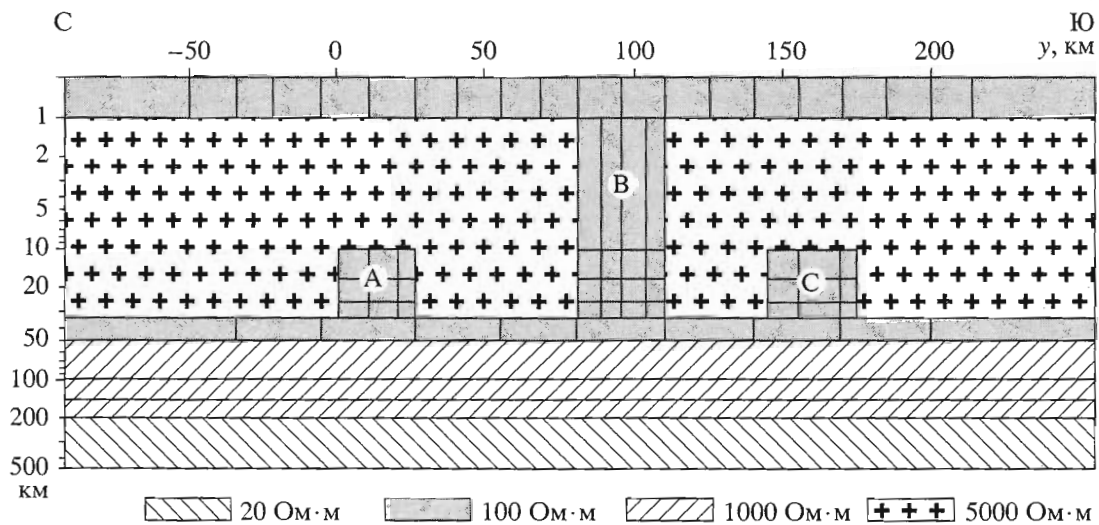


Рис. 8. Блочная интерпретационная модель для последовательности частичных инверсий; внутри блоков указаны стартовые значения сопротивлений в Ом·м.

1. Инверсия $\text{Re } W_{zy}$ и $\text{Im } W_{zy}$ Стартовая модель приведена на рис. 8. Благодаря отсутствию приповерхностных искажений инверсия типперов может дать надежную информацию об основных структурах исследуемой среды. В результате этой инверсии мы получаем модель ТР-2, которая показана на рис. 9. Она находится в хорошем согла-

сии с исходной моделью TS. В диапазоне периодов от 1 с до 10000 с расхождение между типперами, вычисленными для обеих моделей, не превышает, как правило, 5–7% (рис. 10). Используя только магнитовариационные данные, мы успешно восстанавливаем (в автоматическом режиме – без каких-либо корректив!) наиболее суще-

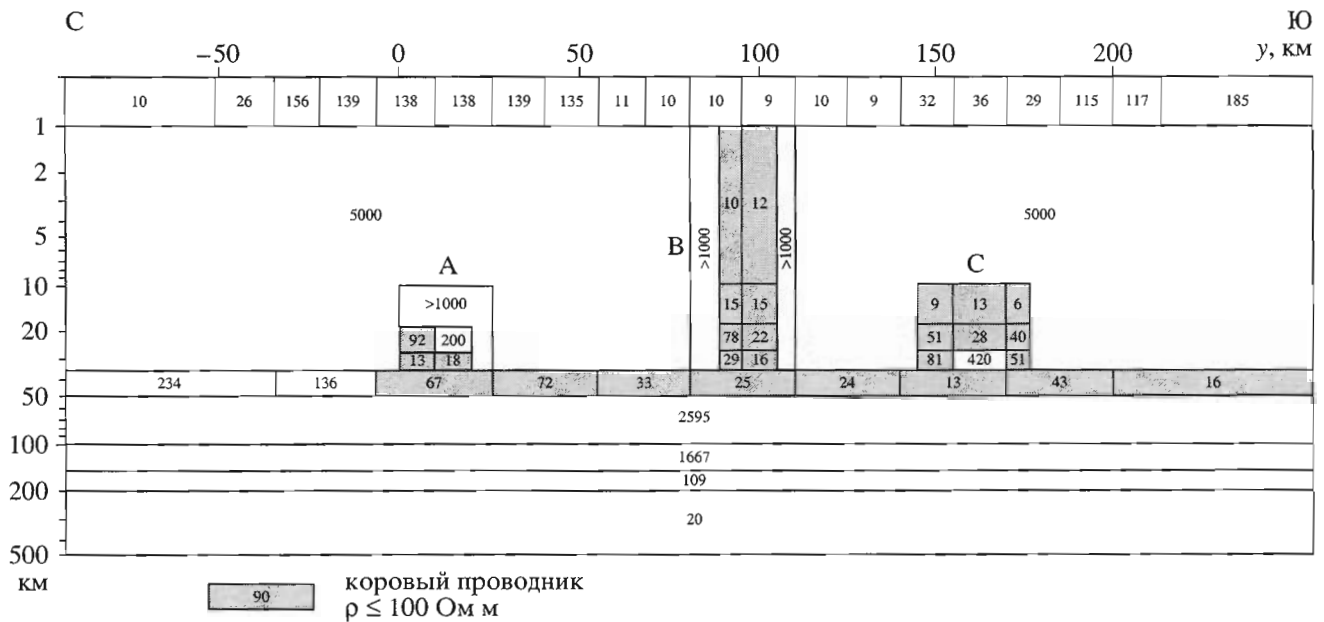


Рис. 9. Модель ТР-2: инверсия $Re W_{zy}$ и $Im W_{zy}$ с помощью программы П2ДС; внутри блоков указаны значения сопротивлений в Ом·м; затемнена область пониженных коровых сопротивлений (сравни с рис. 4).

ственные элементы исследуемой среды, включая неоднородный осадочный чехол, локальные коровые проводящие зоны А, В, С и неоднородный коровый проводящий слой, сопротивление которого меняется с севера на юг от 234 Ом·м до 16 Ом·м (в исходной модели от 300 Ом·м до 10 Ом·м). Проявляется и контраст между непроводящей и проводящей мантией (1667 Ом·м/109 Ом·м в модели ТР-2 при 1000 Ом·м/10 Ом·м в исходной модели ТS). Мы видим, что по магнитовариационным характеристикам поля, полученным на профиле длиной 200 км, мы не только обнаруживаем локальные проводящие зоны, но и определяем слоистость среды (с точностью, достаточной для грубых петрофизических оценок).

2. Инверсия ϕ^{\parallel} . На этом уровне мы, не выходя за пределы ТЕ-моды, контролируем инверсию типперов и уточняем слоистость среды. Трудность состоит в том, что кривые продольного кажущегося сопротивления ρ^{\parallel} искажены приповерхностными трехмерными неоднородностями, создающими геоэлектрический шум, и требуют коррекции. Мы обойдем эту трудность, ограничившись инверсией неискаженных кривых ϕ^{\parallel} . Если ρ^{\parallel} и ϕ^{\parallel} связаны дисперсионными соотношениями, то пренебрежение кривыми ρ^{\parallel} не ведет к потере информации. Мы интерпретируем кривые ϕ^{\parallel} , используя в качестве стартовой модель ТР-2, полученную при инверсии типперов. Напомним, что инверсия фаз дает распределение сопротивлений с точностью до неизвестного скалярного множителя (как это следует из анализа одномерных моделей). Для исключения этой неопре-

ленности мы фиксируем сопротивления осадочного чехла и верхней непроводящей коры. На рис. 11 представлена модель ТЕ, полученная в результате фазовой инверсии. Расхождения между фазами ϕ^{\parallel} , вычисленными для модели ТЕ и исходной модели ТS, не превышают 2.5° (рис. 12). Сравнивая модели ТЕ и ТР-2, мы видим, что фазовая инверсия вполне согласуется с инверсией типперов. Два момента заслуживают здесь особого внимания: 1) краевые сопротивления неоднородного корового слоя 343 Ом·м и 10 Ом·м приблизились к своим истинным значениям 300 Ом·м и 10 Ом·м, 2) резко обозначился контраст между непроводящей и проводящей мантией (3801 Ом·м/15 Ом·м в модели ТЕ при 1000 Ом·м/10 Ом·м в исходной модели ТS). Мы видим, что фазовая инверсия существенно улучшает точность стратификации среды.

Инверсия ρ^{\perp} , ϕ^{\perp} . Целью этой инверсии является оценка сопротивлений ρ_{upper} верхней высокоомной коры. В качестве стартовой модели используется модель ТЕ, полученная при инверсии ϕ^{\parallel} . Фокусируя инверсию ρ^{\perp} , ϕ^{\perp} на верхних горизонтах земной коры, мы фиксируем все сопротивления, за исключением сопротивления ρ_{upper} . В результате инверсии ρ^{\perp} , ϕ^{\perp} получена модель ТМ, изображенная на рис. 13. Расхождения между значениями кажущихся сопротивлений ρ^{\perp} , вычисленных для модели ТМ и исходной модели ТS, видны на рис. 14. Обе модели демонстрируют одинаковые региональные изменения ρ^{\perp} с локальным разбросом, связанным с геоэлектрическим шумом. Фазовые невязки модели ТМ не пре-

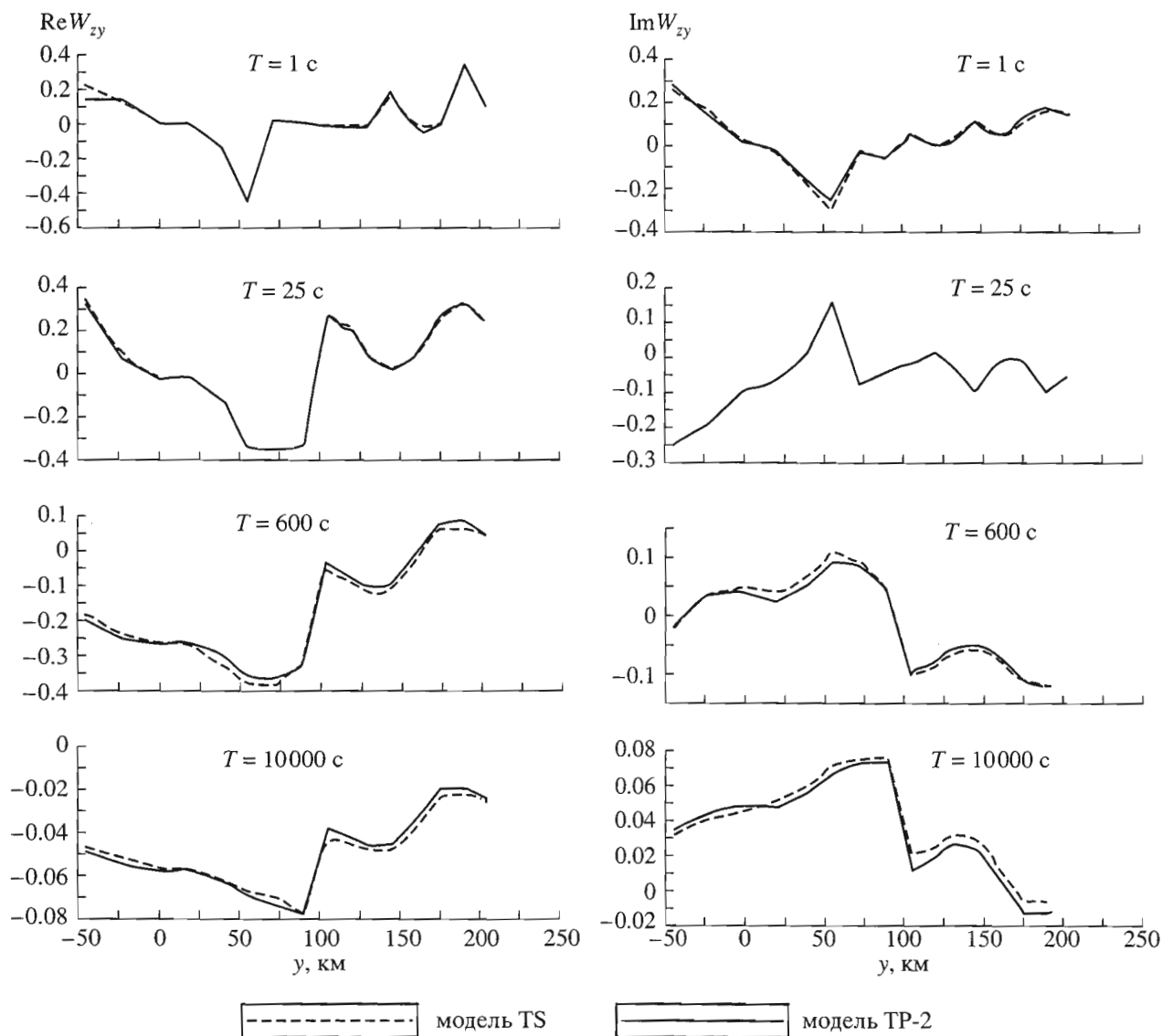


Рис. 10. Сравнение частотных характеристик ReW_{zy} и ImW_{zy} , рассчитанных для моделей TS и TP-2.

вышают 2.5° . Модель ТМ проявляет асимметрию высокоомной верхней коры: ее сопротивление ρ_{upper} меняется на порядок – от $283000 \text{ Ом}\cdot\text{м}$ на севере до $13000 \text{ Ом}\cdot\text{м}$ на юге (в исходной модели TS от $10^5 \text{ Ом}\cdot\text{м}$ на севере до $10^4 \text{ Ом}\cdot\text{м}$ на юге).

Модель ТМ – это итоговая модель последовательности автоматических частичных инверсий. Ее согласие с исходной моделью TS очевидно – сравните рис. 13 с рис. 4. Все основные структуры модели TS находят свое вполне соответствующее отражение в модели ТМ. Невязки между этими моделями не превышают 5–7% в типперах и 2.5° в фазах.

Для сравнения на рис. 15 показана модель PI, полученная путем параллельной (одновременной) инверсии всех характеристик поля (ReW_{zy} ,

ImW_{zy} , ϕ^{\parallel} , ρ^{\perp} , ϕ^{\perp}), использованных для построения модели ТМ. Здесь стартовая модель та же, что при инверсии типперов (рис. 8). В модели PI: 1) заметно сглажены контрасты сопротивлений в осадочном чехле, 2) значительно сглажен контраст сопротивлений в верхней высокоомной коре ($86000 \text{ Ом}\cdot\text{м}/44600 \text{ Ом}\cdot\text{м}$ при $283602 \text{ Ом}\cdot\text{м}/13278 \text{ Ом}\cdot\text{м}$ в модели ТМ и $100000 \text{ Ом}\cdot\text{м}/10000 \text{ Ом}\cdot\text{м}$ в исходной модели TS), 3) отчетливо выражена северная проводящая зона А, несколько хуже выражена южная проводящая зона С и сильно искажена центральная проводящая зона В (эта сквозная зона, соединяющая осадочный чехол с коровым проводящим слоем, представлена лишь четырьмя проводящими блоками), 4) значительно сглажен контраст между краевыми сопротивлениями в коровом проводящем слое ($120 \text{ Ом}\cdot\text{м}/29 \text{ Ом}\cdot\text{м}$ при $343 \text{ Ом}\cdot\text{м}/10 \text{ Ом}\cdot\text{м}$ в моде-

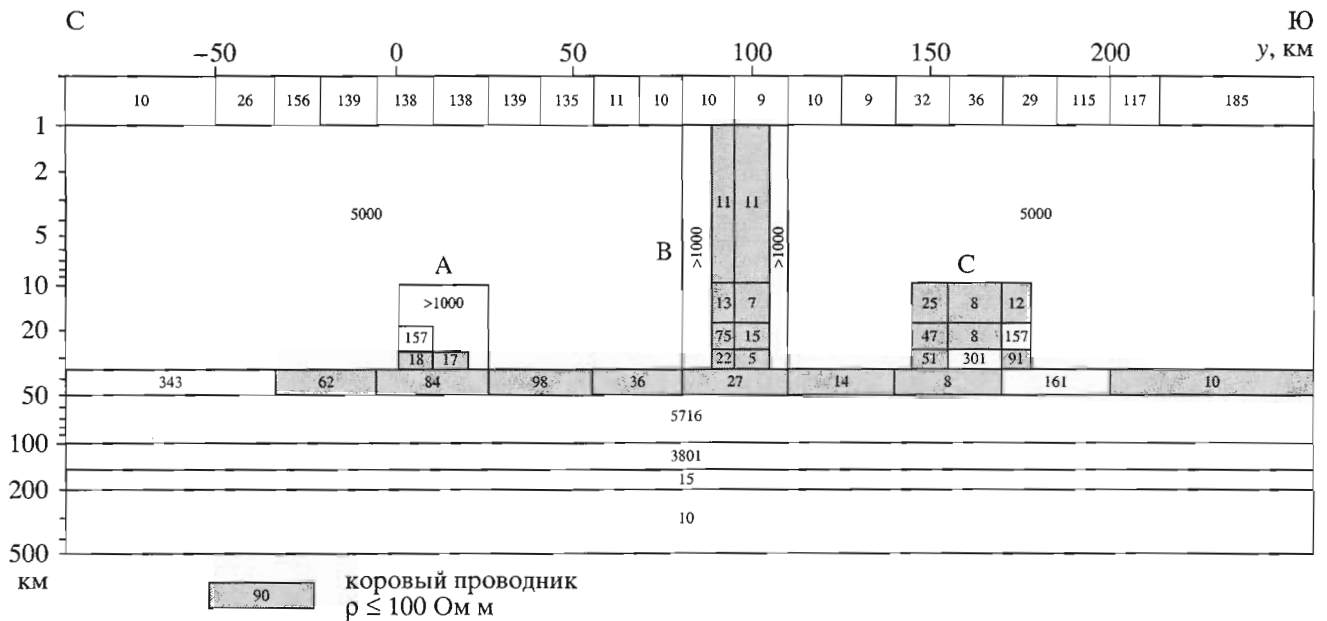


Рис. 11. Модель TE: инверсия ϕ с помощью программы П2DC; внутри блоков указаны значения сопротивлений в Ом·м; затемнена область пониженных коровых сопротивлений (сравни с рис. 4).

ли ТМ и 300 Ом·м/10 Ом·м в исходной модели TS), 5) нарушен монотонный спад сопротивлений при переходе от непроводящей мантии к проводящей мантии (в проводящую мантию введен высокоомный слой сопротивлением 7423 Ом·м и мощностью 50 км). Мы видим, что параллельная инверсия всех характеристик поля существенно ухудшает результат интерпретации.

Конечно, параллельная инверсия всех характеристик поля – это самый простой подход к многокритериальной задаче и этим, по-видимому, объясняется его популярность среди геофизиков, увлеченных возможностью автоматических инверсий, освобождающих от необходимости содержательного информационного анализа современных вычислительных программ. Конечно, переход к последовательности частичных инверсий заметно усложняет работу геофизика и этим, по-видимому, объясняются те возражения, которые мы порой встречаем при обсуждении обратных многокритериальных задач глубинной геоэлектрики. И тем не менее наши опыты по комплексной интерпретации магнитовариационных и магнитотеллурических данных говорят о том, что хотя игра усложняется, она, безусловно, стоит свеч.

МАГНИТОВАРИАЦИОННОЕ
ЗОНДИРОВАНИЕ В КАСКАДНОЙ
СУБДУКЦИОННОЙ ЗОНЕ
(ЭКСПЕРИМЕНТ EMSLAB)

Рассмотренная в статье схема частичных инверсий магнитовариационных и магнитотеллурических

характеристик была применена для построения геоэлектрической модели Каскадной субдукционной зоны [Ваньян и др., 2002]. Были использованы данные, полученные в 1986–88 гг. геофизиками США, Канады и Мексики на Тихоокеанском побережье Северной Америки в рамках эксперимента EMSLAB – ElectroMagnetic Study of the Lithosphere and Asthenosphere Beneath the Juan de Fuca Plate [Wannamaker et al., 1989a].

На рис. 16 приведена прогнозная петрологическая и геотермическая модель Каскадной субдукционной зоны по субширотному профилю, обобщающая современные представления и гипотезы о структуре региона и его флюидном режиме [Романюк и др., 2001]. Субдуцируемая плита Хуан де Фука зарождается в спрединговом хребте на небольшом расстоянии от берега (около 500 км). Двигаясь на восток, мы пересекаем: 1) абиссальную котловину с осадочным слоем мощностью 1–2 км и слоем пиллоу-лав мощностью 1.5–2 км, 2) Береговой хребет, сложенный вулканогенно-осадочными породами, 3) долину реки Уилламет, заполненную мощной толщей осадков и базальтовых интрузий, 4) Западные (более древние) и Высокие (более молодые) Каскадные горы, состоящие из вулканических и вулканогенно-осадочных пород, характерных для современной активной вулканической дуги, 5) покрытое лавами плато Дешутс. В пределах абиссальной котловины имеем характерный океанический разрез с астеносферой на глубине около 40 км (изотерма 900°C). Континентальная кора над погружающейся плитой характеризуется пониженными температура-

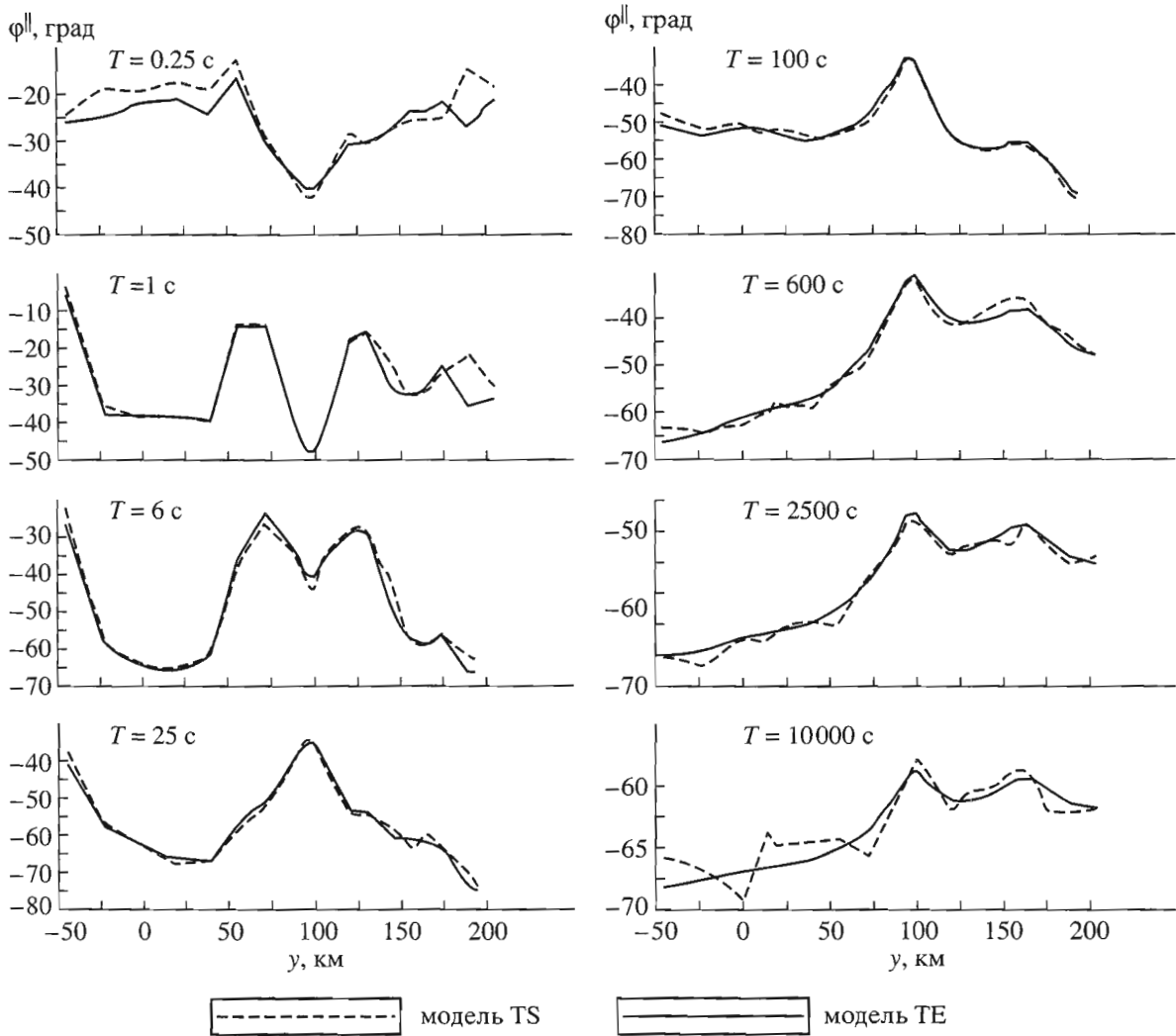


Рис. 12. Сравнение частотных характеристик ϕ_{\parallel} , рассчитанных для моделей TS и TE.

ми. Под Высокими Каскадами околонуена субвертикальная область повышенных температур, достигающих температуры плавления увлажненного перидотита ($\sim 900^{\circ}\text{C}$). Выделение флюида из верхней части субдуцируемой плиты, по-видимому, связано с несколькими механизмами. Сначала до глубин порядка 30 км под действием возрастающего литостатического давления выделяется свободная вода, содержащаяся в микропорах и микротрещинах. Затем на глубинах 30–50 км, где температура превышает 400°C , начинается дегидратация минералов, таких как тальк, серпентин, хлорит. Наконец, на глубинах свыше 75 км может начинаться переход базальта в эклогит, а на глубинах свыше 90 км может происходить распад амфиболитов. Все эти процессы сопровождаются выделением флюидов. Можно предполагать, что флюиды, выделяемые на небольших глубинах, мигрируют по зоне контакта между океанической и континентальной плитами. На боль-

ших глубинах флюиды могут поглощаться перидотитами мантии (серпентинизация), а при высоких температурах нарушать равновесное состояние вещества и вызывать “мокрое” плавление. Расплавы мигрируют вверх, к земной поверхности, в результате чего образуется вулканическая дуга.

В литературе обсуждаются две двумерные геоэлектрические модели Каскадной субдукционной зоны, построенные по линии Линкольн (по широтному профилю в средней части штата Орегон): модель EMSLAB-I, предложенная в работе [Wannamaker et al., 1989b], и модель EMSLAB-II, предложенная в работе [Варенцов и др., 1996].

Модель EMSLAB-I показана на рис. 17а. Она построена методом проб и ошибок с сильным приоритетом ТМ-моды, которая, как утверждают авторы, наиболее устойчива к отклонениям от

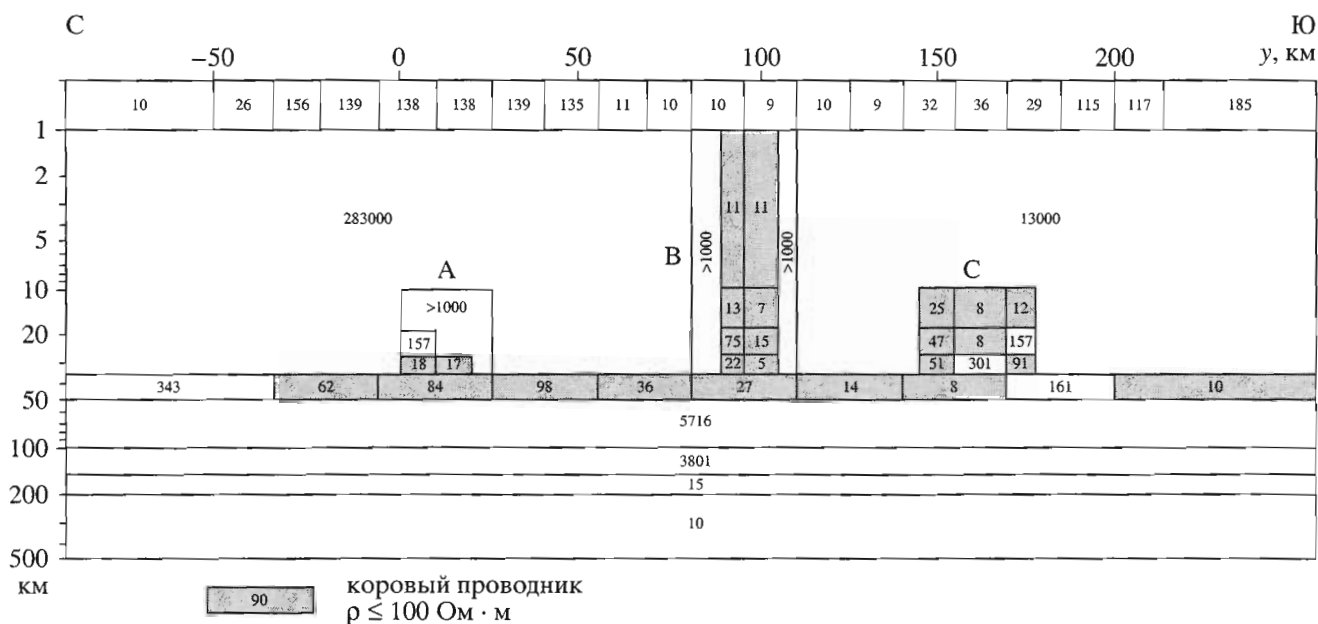


Рис. 13. Модель ТМ: инверсия ρ^{\perp} и ϕ^{\perp} с помощью программы П2ДС; внутри блоков указаны значения сопротивлений в Ом м; затемнена область пониженных коровых сопротивлений (сравни с рис. 4).

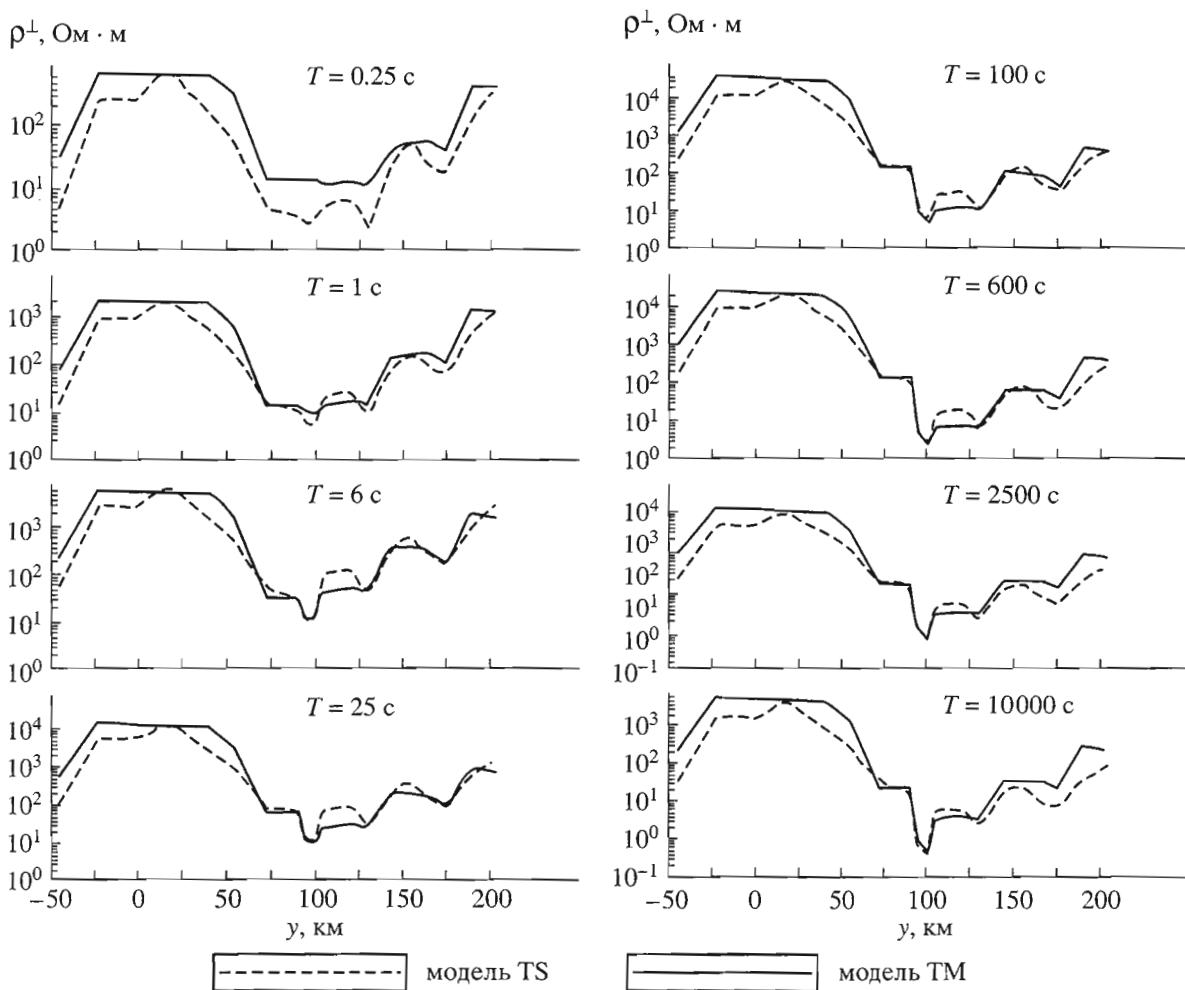


Рис. 14. Сравнение частотных характеристик ρ^{\perp} , рассчитанных для моделей TS и TM.

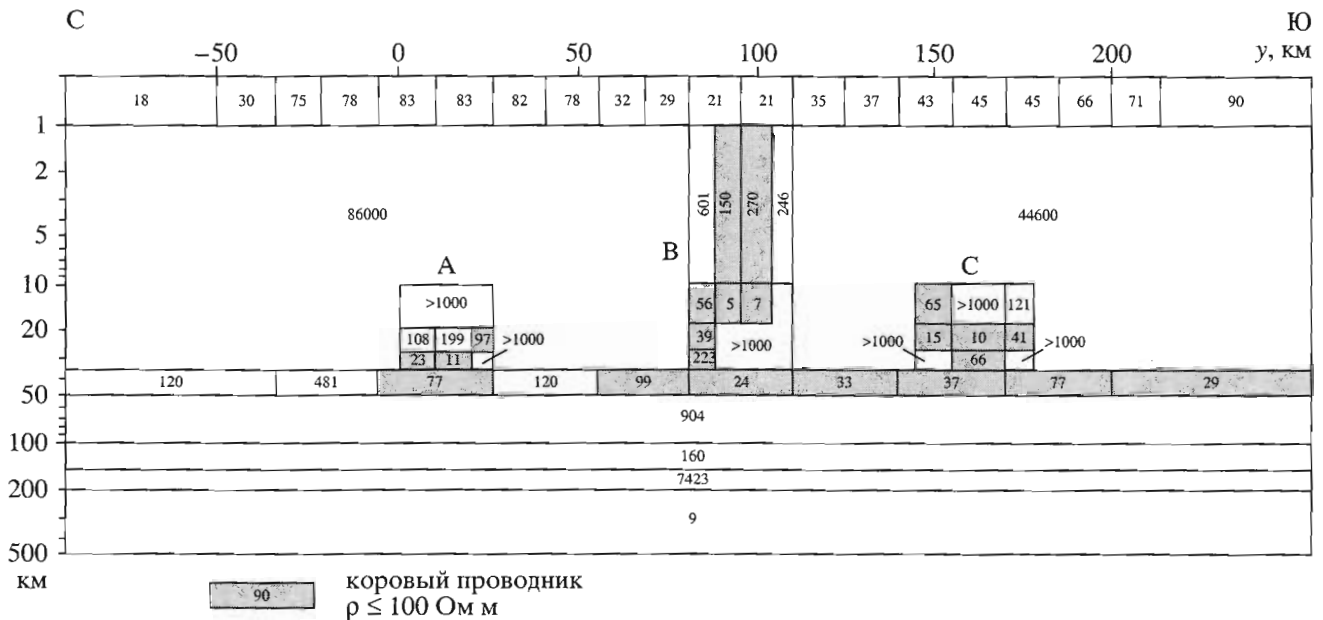


Рис. 15. Модель PI: параллельная инверсия $Re W_{zy}, Im W_{zy}, \phi_{||}, \rho^{\perp}, \phi^{\perp}$ с помощью программы I2DC; внутри блоков указаны значения сопротивлений в Ом·м; затемнена область пониженных коровых сопротивлений (сравни с рис. 4).

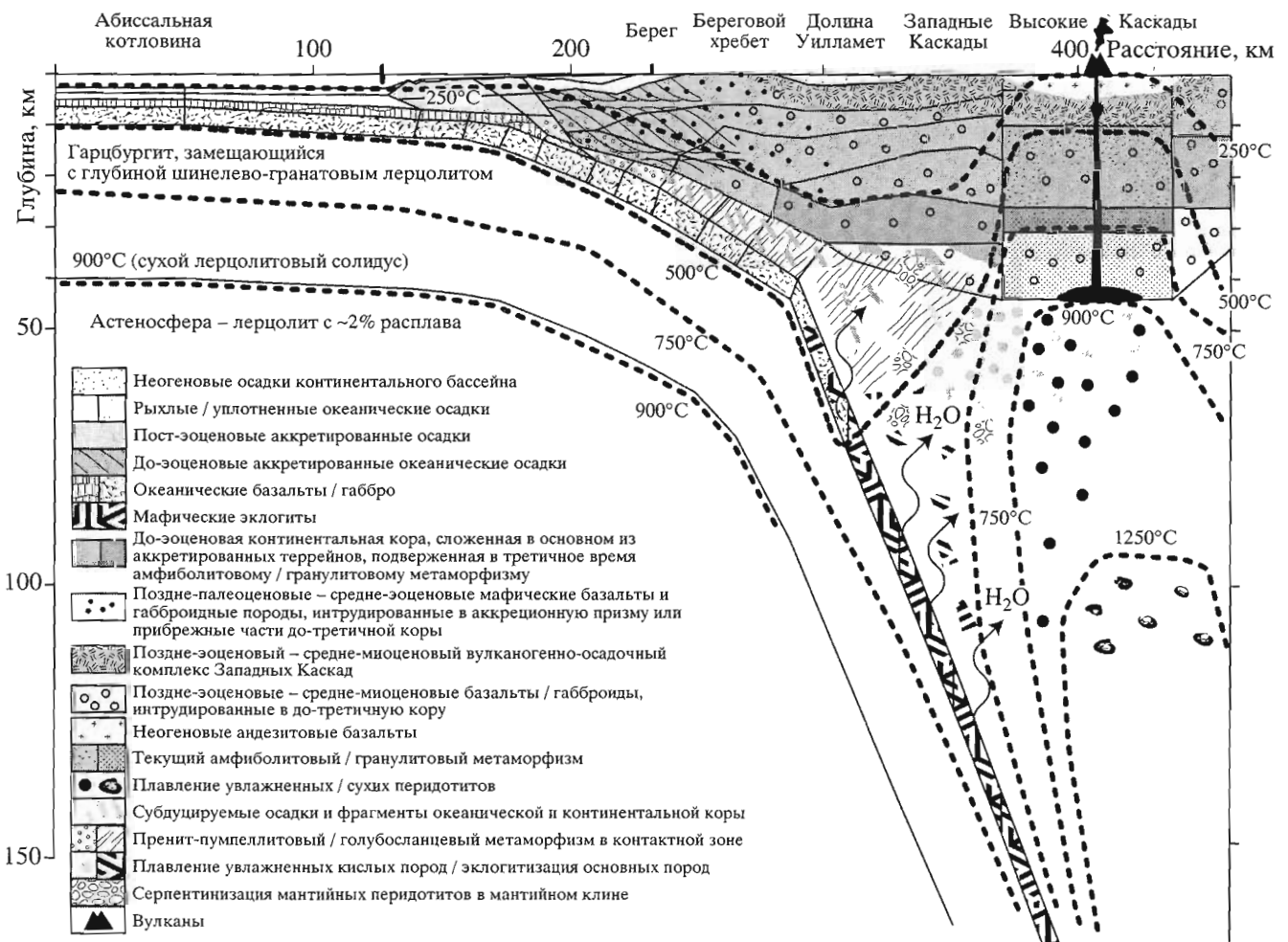


Рис. 16. Прогнозная геотермическая и петрологическая модель CASCADIA по субширотному профилю через центральную часть штата Орегон [Романюк и др., 2001].

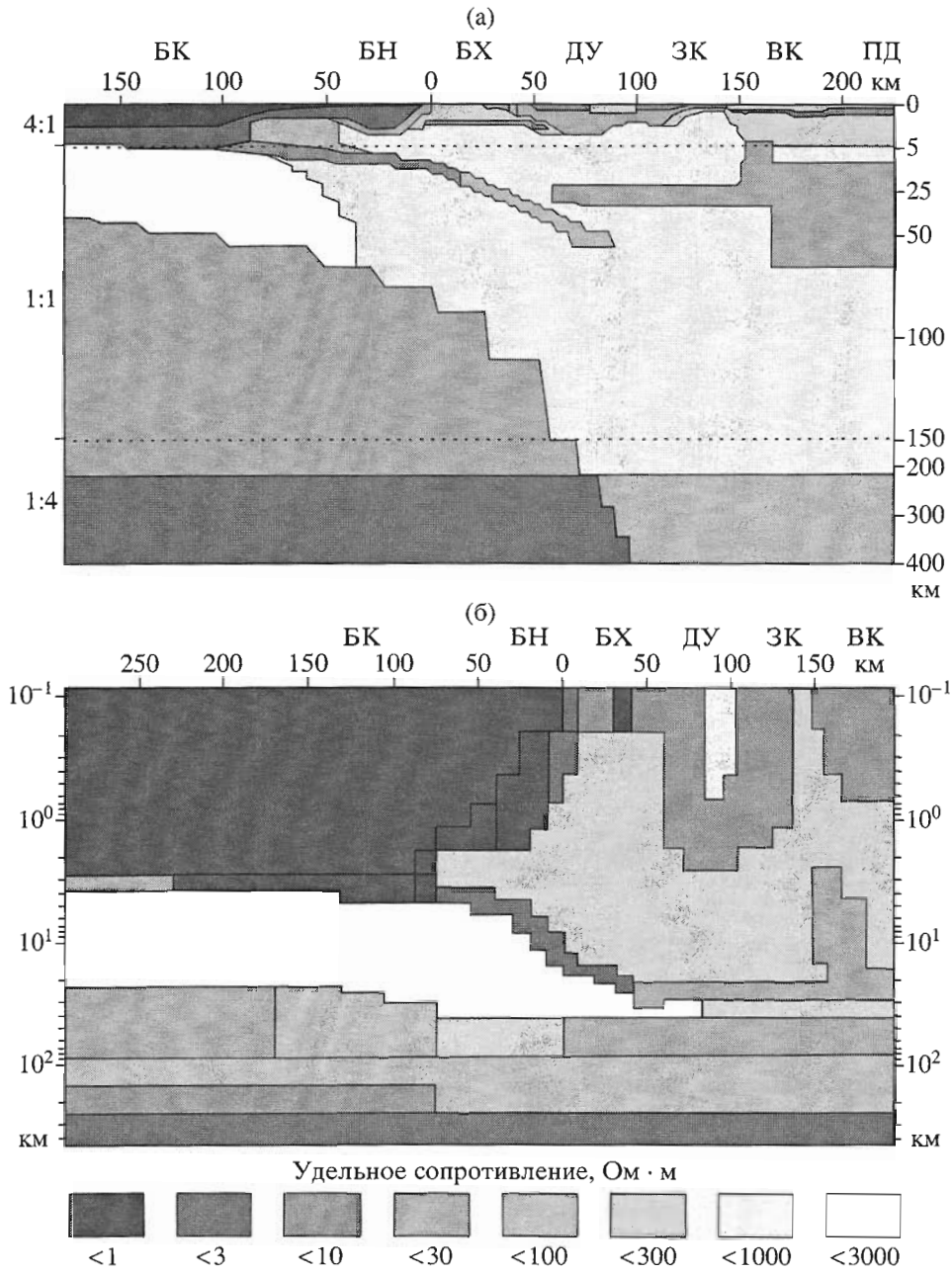


Рис. 17. Геоэлектрические модели Каскадной субдукционной зоны.

(а) – модель EMSLAB-I [Wannamaker et al., 1989b]; (б) – модель EMSLAB-II [Варенцов и др., 1996]; БК – бассейн Каскадия, БН – бассейн Ньюпорт, БХ – Береговой хребет, ДУ – долина Уилламет, ЗК – Западные Каскады, ВК – Высокие Каскады, ПД – плато Дешутс.

двумерности. Эта модель минимизирует невязку кривых ρ^{\perp} , ϕ^{\perp} и игнорирует кривые ρ^{\parallel} , ϕ^{\parallel} . Главными элементами модели EMSLAB-I являются: 1) верхняя проводящая часть плиты, полого погружающейся под Береговой хребет, 2) субгоризонтальный проводящий слой в средней континентальной коре с расширением в области Высоких Каскад и 3) хорошо развитая проводящая астеносфера под океаном. Вопрос о сочленении погружающейся плиты с коровым проводни-

ком в модели EMSLAB-I оставлен открытым. Континентальная астеносфера в этой модели не проявляется, хотя форма экспериментальных кривых ρ^{\parallel} и ϕ^{\parallel} свидетельствует о низком сопротивлении верхней мантии. Отсутствие грубых разногласий между модельными значениями $Re W_{zy}$, $Im W_{zy}$ и экспериментальными данными авторы рассматривают как показатель достоверности модели.

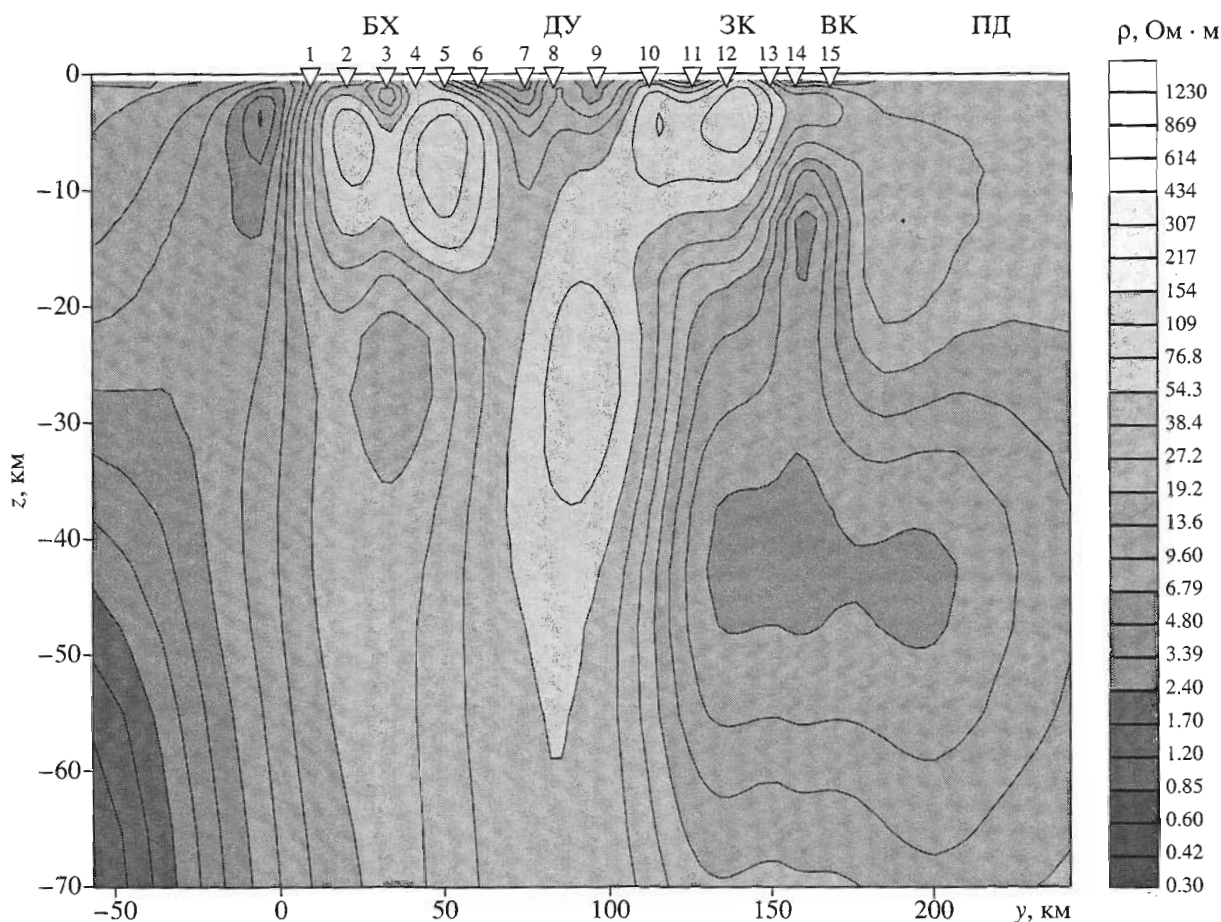


Рис. 18. Двумерная инверсия $Re W_{zy}$, $Im W_{zy}$, ϕ^{\parallel} , выполненная с помощью сглаживающей программы REBOCC; БХ – Береговой хребет, ДУ – долина Уилламет, ЗК – Западные Каскады, ВК – Высокие Каскады, ПД – плато Дешутс.

Модель EMSLAB-I уязвима для критики. Холодная континентальная мантия противоречит современным представлениям о геодинамике Каскадной субдукционной зоны (сравните модель EMSLAB-I с прогнозной моделью CASCADIA, изображенной на рис. 16). Анализ модели EMSLAB-I показал, что ТМ-мода имеет низкую чувствительность к изменениям мантийной электропроводности и что только бимодальная инверсия, использующая обе моды, ТЕ + ТМ, может дать ключ к изучению астеносферы [Бердичевский и др., 1992; Ваньян и др., 2002].

Опыты по бимодальной интерпретации МТ- и МВ-данных, полученных в Каскадной субдукционной зоне, привели к построению двумерной модели EMSLAB-II (рис. 176). Она построена с помощью программы автоматизированной инверсии INV2D-FG, обеспечивающей оптимизацию сопротивлений в 20 блоках с фиксированной геометрией [Варенцов и др., 1996]. Был применен алгоритм параллельной взвешенной инверсии ϕ^{\perp} и $Re W_{zy}$, $Im W_{zy}$ (максимальный вес), ϕ^{\parallel} и ρ^{\perp} (нормальный вес), ρ^{\parallel} (минимальный вес). Модель EMSLAB-II

имеет много общего с моделью EMSLAB-I. Та же океаническая астеносфера, та же погружающаяся плита, тот же коровый проводящий слой. Однако плита сочленена с коровым проводником, а в континентальной мантии выделена проводящая астеносфера. Таким образом, геоэлектрика обнаружила частичное плавление в континентальной мантии. Главным недостатком модели EMSLAB-II является ее схематичность, обусловленная ограниченными возможностями программы INV2D-FG.

Сегодня на смену программе INV2D-FG пришли более мощные программы для двумерной автоматизированной инверсии магнитотеллурических и магнитовариационных данных. Это – сглаживающая программа REBOCC [Siripunvaratn and Egbert, 2000] и программы IGF-MT2D [Новожицкий, Пушкарёв, 2001] и П2DC [Варенцов, 2002], которые позволяют оптимизировать модели, содержащие 512 и более блоков фиксированной геометрии. Таким образом, открылись новые возможности для интерпретации

данных эксперимента EMSLAB [Ваньян и др., 2002].

Трехмерные модельные оценки, охватывающие Тихоокеанское побережье Северной Америки наряду с анализом инвариантных характеристик поля, индукционных векторов и полярных диаграмм показывают, что региональная структура по линии Линкольн благоприятствует двумерной интерпретации магнитовариационных и магнитотеллурических данных.

Интерпретация состоит из трех этапов.

На первом этапе выполнена одномерная инверсия короткопериодных МТ-кривых ($T = 0.01-100$ с) и составлен приближенный геоэлектрический разрез вулканогенно-осадочного чехла континента до глубины 3.5 км. Он согласуется с приповерхностной частью модели EMSLAB-I (Wanpanmaker et al., 1989b).

На втором этапе использована программа REBOCC и проведены опыты по сглаженной двумерной инверсии. В сложных условиях Каскадной субдукционной зоны совместная инверсия ТЕ и ТМ-мод дает причудливое чередование низкоомных и высокоомных пятен при плохой минимизации невязки. В этих пятнах трудно распознать реальные структуры зоны субдукции. Наиболее интересный результат получен при частичной инверсии $Re W_{zy}, Im W_{zy}, \varphi^{\parallel}$ (рис. 18). Здесь выделяются западная и восточная проводящие зоны, разделенные Т-образным промежутком повышенного сопротивления, который можно связать с погружающейся плитой. В западной проводящей зоне узнается океаническая астеносфера, кровлю которой можно отнести к глубине порядка 30 км. Восточная проводящая зона приурочена к коромантийной области влажного плавления из прогнозной модели CASCADIA, изображенной на рис. 16. Показательно, что верхняя граница восточной проводящей зоны повторяет рельеф корового проводящего слоя из моделей EMSLAB-I и EMSLAB-II, изображенных на рис. 17.

На третьем, завершающем, этапе применен метод частичных инверсий и построена новая двумерная геоэлектрическая модель Каскадной субдукционной зоны, названная моделью EMSLAB-III [Ваньян и др., 2002]. Использована программа П2DC [Варенцов, 2002], позволяющая минимизировать модельную невязку в классе сред с фиксированной геометрией блоков. Алгоритм интерпретации, состоящий из частичных инверсий, показан на рис. 19. Интерпретация проведена в режиме проверки гипотез. Рассмотрены три гипотезы о строении Каскадной субдукционной зоны: 1) гипотеза прогнозной модели CASCADIA, 2) гипотеза модели EMSLAB-I, 3) гипотеза модели EMSLAB-II.

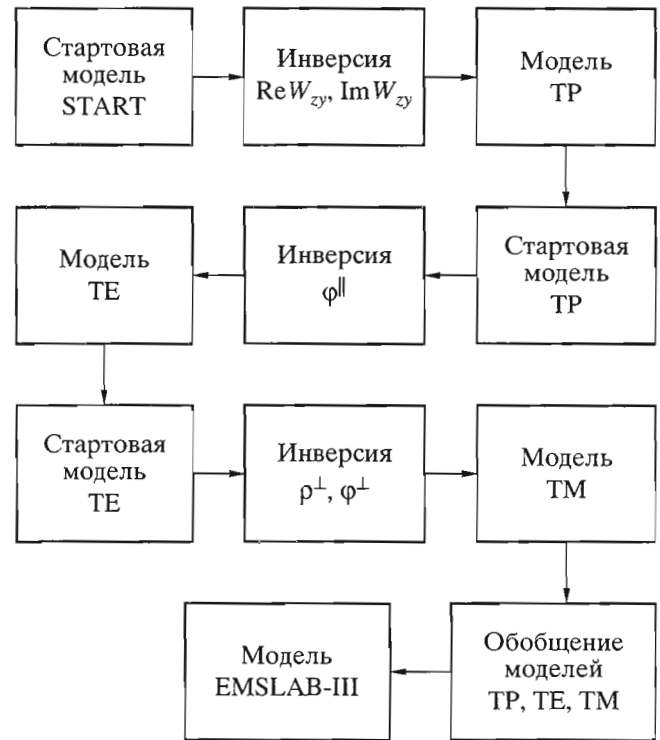


Рис. 19. Алгоритм интерпретации данных эксперимента EMSLAB в классе блочных моделей.

Интерпретационная модель изображена на рис. 20а. Рельеф дна океана и мощность донных осадков, а также осадков в аккреционной призме и на шельфе заданы по батиметрической карте и карте мощности осадков [Connard et al., 1984a; b]. Удельное сопротивление воды, осадков и океанической коры принято равным $0.3 \text{ Ом} \cdot \text{м}$, $2 \text{ Ом} \cdot \text{м}$ и $10000 \text{ Ом} \cdot \text{м}$ соответственно. Глубина до океанической мантии и ее удельные сопротивления согласованы с моделями CASCADIA, EMSLAB-I и EMSLAB-II. Поверхность субдуцируемой океанической плиты построена по данным сейсмологии [Trehu et al., 1994] и сейсмотомографии [Weaver and Michaelson, 1985; Rasmussen and Humphries, 1988]. Строение вулканогенно-осадочного чехла континента определено по результатам одномерной инверсии короткопериодных МТ-кривых. Кора и мантия континента разбиты на однородные блоки. Плотность разбиения и геометрия блоков выбрана с учетом формы восточной проводящей зоны, оконтуренной с помощью программы REBOCC, и допускает свободный выбор коровых и мантийных структур, отвечающих трем рассматриваемым гипотезам. Гипотеза, которая в наибольшей степени удовлетворяет наблюдаемым данным, выбирается автоматически в процессе оптимизации сопротивлений и минимизации невязок. В стартовой модели START, построенной на основе интерпретационной модели, кора и ман-

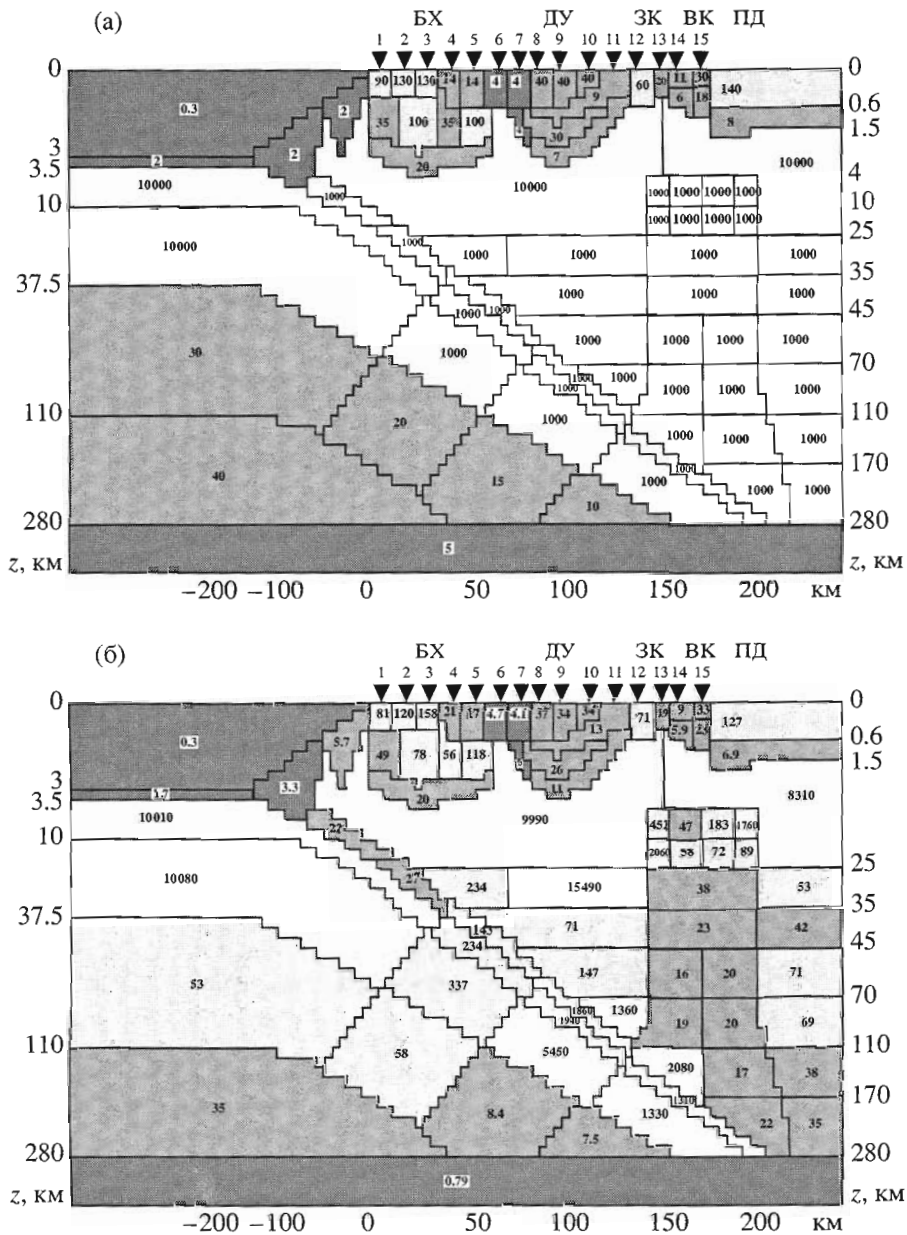


Рис. 20. Модели, полученные в результате частичных инверсий данных эксперимента EMSLAB; внутри блоков указаны значения сопротивлений в Ом · м: (а) – интерпретационная модель; указаны сопротивления стартовой модели START; (б) – модель TP-2 (инверсия $Re W_{zy}$, $Im W_{zy}$); (в) – модель TE (инверсия ϕ^{\parallel}); (г) – модель TM (инверсия ρ^{\perp} , ϕ^{\perp}). БХ – Береговой хребет, ДУ – долина Уилламет, ЗК – Западные Каскады, ВК – Высокие Каскады, ПД – плато Дешутс.

тия континента имеют удельное сопротивление 1000 Ом·м.

Рассмотрим последовательность частичных инверсий.

Инверсия $Re W_{zy}$ и $Im W_{zy}$ В качестве стартовой взята модель START. В результате инверсии получена модель TP, показанная на рис. 20б. В этой модели невязка типперов (средне-квадратическое отклонение модельных типперов от наблюдаемых) в 5–10 раз меньше амплитуды типперов (разности между максимальным и минимальным значения-

ми типпера), что говорит о хорошем согласии модели с наблюдениями. Примечательной особенностью модели TP является проводящая континентальная астеносфера, от которой ответвляется вертикальная зона низких сопротивлений, пронизывающая континентальную кору в области Высоких Каскад. Эта особенность модели TP отличает ее от моделей EMSLAB-I и EMSLAB-II и сближает с прогнозной моделью CASCADIA, которая в области Высоких Каскад оконтуривает вертикальную высокотемпературную зону влаж-

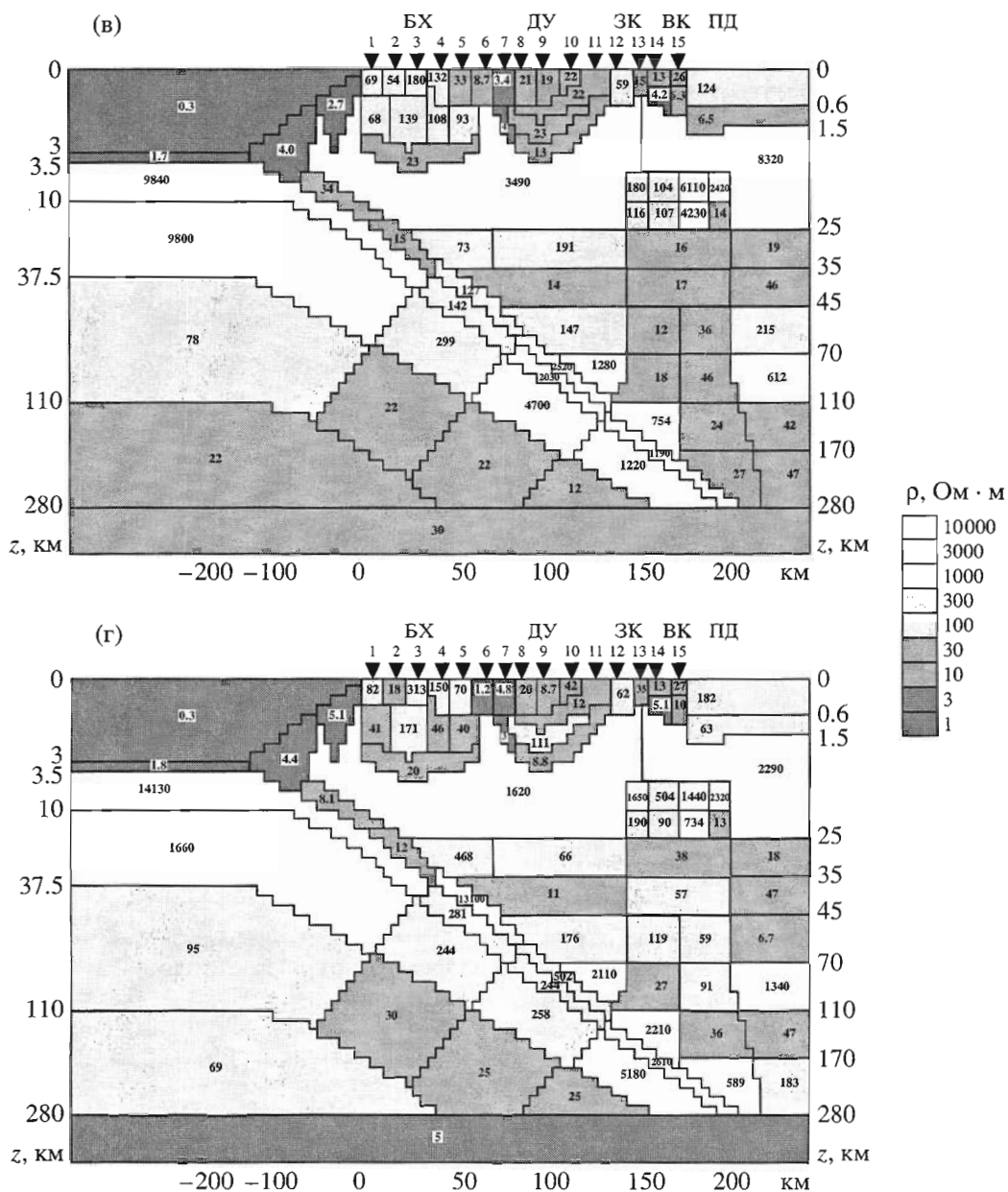


Рис. 20. Окончание.

ного и сухого плавления, очевидно, характеризующую низкими сопротивлениями.

Инверсия ϕ^{\parallel} . На этом уровне мы контролируем результаты инверсии типперов. Обходя трудности, связанные с приповерхностными искажениями кривых ρ^{\parallel} , мы ограничиваемся инверсией кривых ϕ^{\parallel} , удовлетворяющих дисперсионным соотношениям. В качестве стартовой используется модель ТР, полученная при инверсии типперов. Инверсия продольных фаз дает модель ТЕ, которая показана на рис. 20в. В этой модели невязка фаз (среднеквадратическое отклонение модельных фаз от наблюдаемых) в 5–10 раз меньше амплитуды фаз (разности между максимальным и минимальным значениями фаз), что говорит о хорошем согласии модели с наблюдениями. Модель ТЕ отличается от модели ТР тем, что в коре континента, в интервале глубин 35–45 км, отчетливой оконтуривается проводящий слой ($\rho = 14\text{--}46 \text{ Ом}\cdot\text{м}$), а в интервале глубин 45–110 км контрастней выделяется субвертикальная проводящая зона ($\rho = 12\text{--}46 \text{ Ом}\cdot\text{м}$), ограниченная слоями с сопротивлением 147–1260 Ом·м на западе и 215–612 Ом·м на востоке. Можно сказать, что модель ТЕ формируется в результате редакции модели ТР.

литуды фаз (разности между максимальным и минимальным значениями фаз), что говорит о хорошем согласии модели с наблюдениями. Модель ТЕ отличается от модели ТР тем, что в коре континента, в интервале глубин 35–45 км, отчетливой оконтуривается проводящий слой ($\rho = 14\text{--}46 \text{ Ом}\cdot\text{м}$), а в интервале глубин 45–110 км контрастней выделяется субвертикальная проводящая зона ($\rho = 12\text{--}46 \text{ Ом}\cdot\text{м}$), ограниченная слоями с сопротивлением 147–1260 Ом·м на западе и 215–612 Ом·м на востоке. Можно сказать, что модель ТЕ формируется в результате редакции модели ТР.

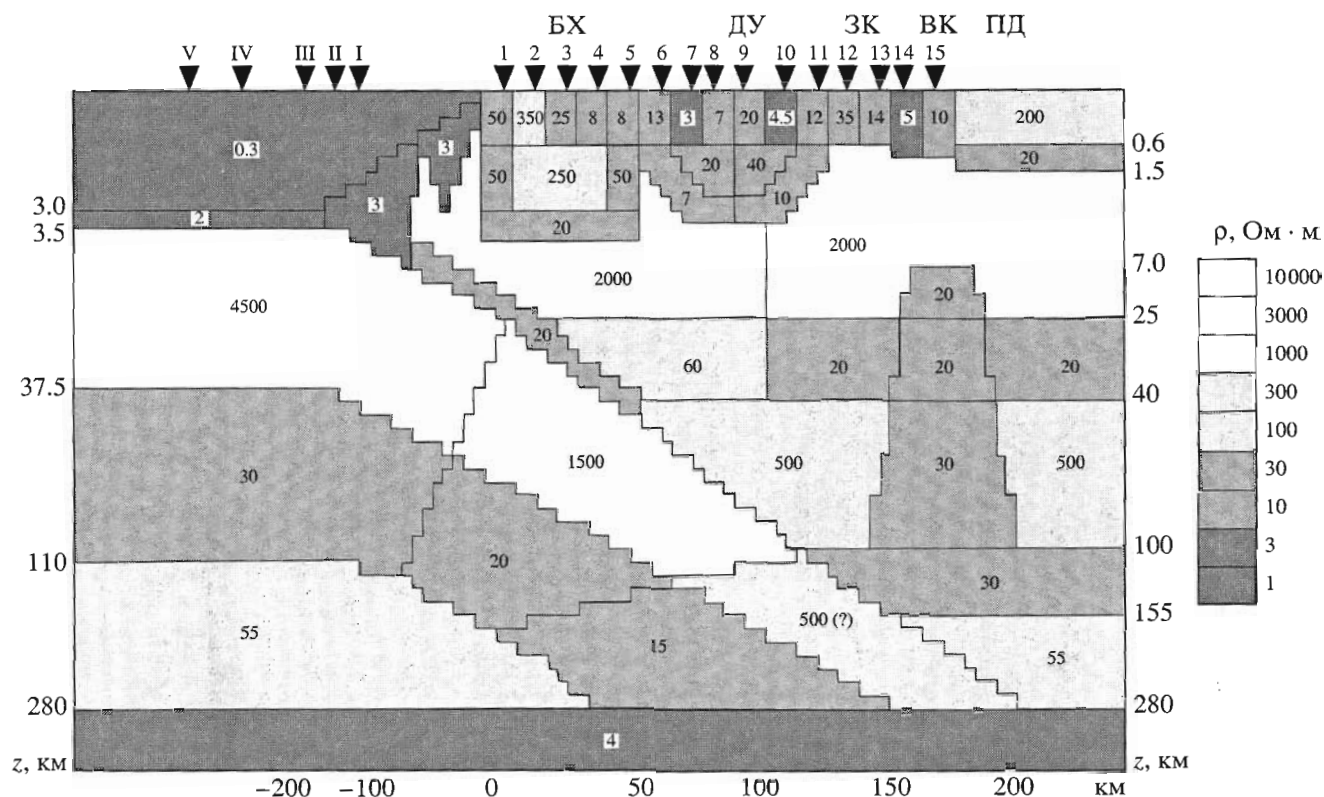


Рис. 21. Итоговая модель EMSLAB-III; внутри блоков указаны значения сопротивлений в Ом·м. I, II, III, IV, V – зондирования на дне океана, 1, 2, 3, ... 15 – зондирования на континенте. БХ – Береговой хребет, ДУ – долина Уилламет, ЗК – Западные Каскады, ВК – Высокие Каскады, ПД – плато Дешутс.

Инверсия ρ^{\perp} и ϕ^{\perp} . На этом уровне мы переходим к ТМ-моду, которая имеет пониженную чувствительность к проводящим зонам в коре и мантии, однако, лучше проявляет характер сочленения погружающейся проводящей плиты с коровым проводящим слоем и обеспечивает лучшую оценку сопротивления верхней консолидированной коры. При инверсии ТМ-моды в качестве стартовой модели взята модель ТЕ, полученная при инверсии фаз ϕ^{\parallel} . Инверсия поперечных кажущихся сопротивлений и фаз поперечного импеданса дает модель ТМ, которая показана на рис. 20г. Здесь невязки поперечных кажущихся сопротивлений в большинстве точек колеблются в пределах 6–12%, а невязки фаз в 7–10 раз меньше амплитуды фаз (разности между максимальным и минимальным значениями фаз). Модель ТМ наследует основные черты стартовой модели ТЕ (правда, с некоторыми отклонениями). О чем же говорит модель ТМ? Во-первых, об отсутствии хорошо проводящего сочленения между погружающейся проводящей плитой и коровым проводящим слоем. Во-вторых, о том, что верхняя консолидированная кора континента имеет сопротивление порядка 2000 Ом·м, свидетельствующее о ее раздробленности.

Отметим, что инверсия ТМ-моды существенно зависит от выбора стартовой модели. Если в качестве стартовой модели берется исходная модель START, то в результате инверсии ТМ-моды получается модель, в которой отсутствует континентальная астеносфера. Это, очевидно, объясняется низкой чувствительностью ТМ-моды к глубинным проводящим структурам. Здесь действует тот же механизм, который в работе [Wannamaker et al., 1989b] сформировал модель EMSLAB-I, лишнюю континентальной астеносферы.

Обобщение. На этом уровне мы анализируем модели ТР, ТЕ, ТМ и строим обобщенную модель EMSLAB-III, сглаживая второстепенные детали и укрупняя блоки с учетом информант, характеризующих степень влияния отдельных блоков на магнитовариационные и магнитотеллурические характеристики. Все изменения выполнены в интерактивном режиме, с расчетом локальных невязок и коррекцией границ и сопротивлений. Построенная таким образом обобщенная модель показана на рис. 21. Она дает цельный геоэлектрический образ субдукционной зоны. Степень ее соответствия результатам наблюдений видна на рис. 22, где модельные кривые ρ^{\perp} , ρ^{\parallel} , ϕ^{\perp} , ϕ^{\parallel} и $\text{Re } W_{zy}$, $\text{Im } W_{zy}$ сопоставлены с наблюдаемыми кривыми (статическое смещение наблюдаемых кривых ρ^{\parallel} устранено

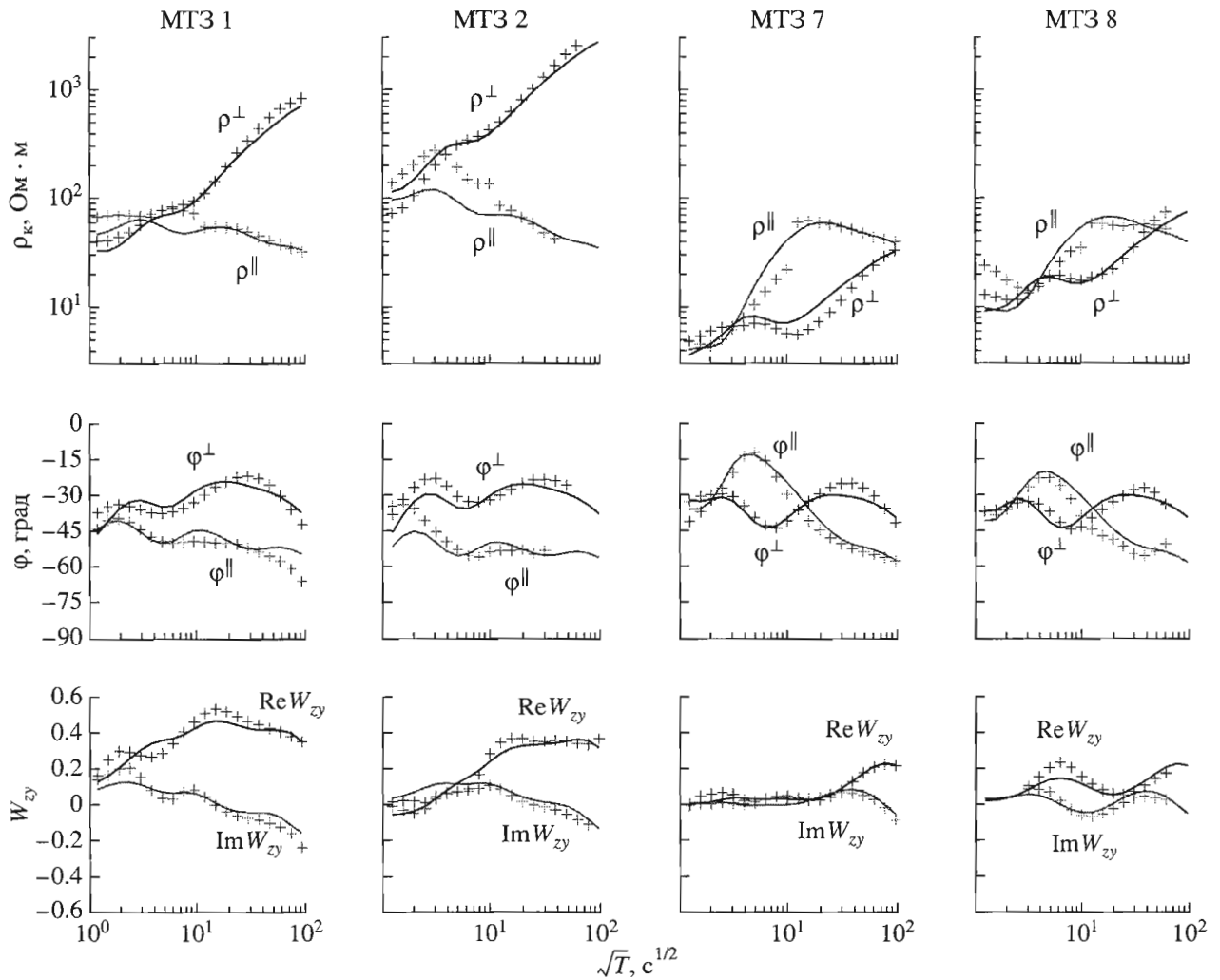


Рис. 22. Сопоставление наблюдаемых MT- и MB-кривых с кривыми, рассчитанными для модели EMSLAB-III: 1 – наблюдение, 2 – модель EMSLAB-III.

с помощью вертикального сдвига их низкочастотной ветви). В большинстве точек модельные кривые находятся в хорошем согласии с наблюдаемыми кривыми.

В своей океанической части модель EMSLAB-III близка к моделям EMSLAB-I и EMSLAB-II. Она выделяет мощную океаническую астеносферу в интервале глубин 37.5–110 км. В структуре континентальной части модели EMSLAB-III важно отметить следующие элементы:

- отчетливо выделяются коровый проводящий слой ($\rho = 20 \text{ Ом}\cdot\text{м}$, интервал глубин 25–40 км) и проводящая астеносфера ($\rho = 30 \text{ Ом}\cdot\text{м}$, интервал глубин 100–155 км).

- коровый и астеносферный проводники соединены столбообразным проводящим телом ($\rho = 20\text{--}30 \text{ Ом}\cdot\text{м}$), которое пронизывает литосферу и в вулканической зоне Высоких Каскад достигает глубин порядка 7 км.

– погружающаяся океаническая плита в интервале глубин 4–40 км содержит тонкий наклонный проводник ($\rho = 20 \text{ Ом}\cdot\text{м}$), который отделен от корового проводящего слоя промежутком повышенного сопротивления ($\rho = 60 \text{ Ом}\cdot\text{м}$); по-видимому, коровый проводящий слой не связан с флюидами субдуцируемой плиты и имеет глубинное происхождение.

О достоверности этих элементов свидетельствует тот факт, что исключение любого из них приводит к заметному увеличению модельных невязок.

Эти особенности континентального разреза сближают модель EMSLAB-III с прогнозной моделью CASCADIA. Здесь наглядно проявлен флюидный режим субдукционной зоны. Погружающаяся плита затягивает низкоомные водонасыщенные породы океанического дна. По мере погружения плиты происходит вытеснение сво-

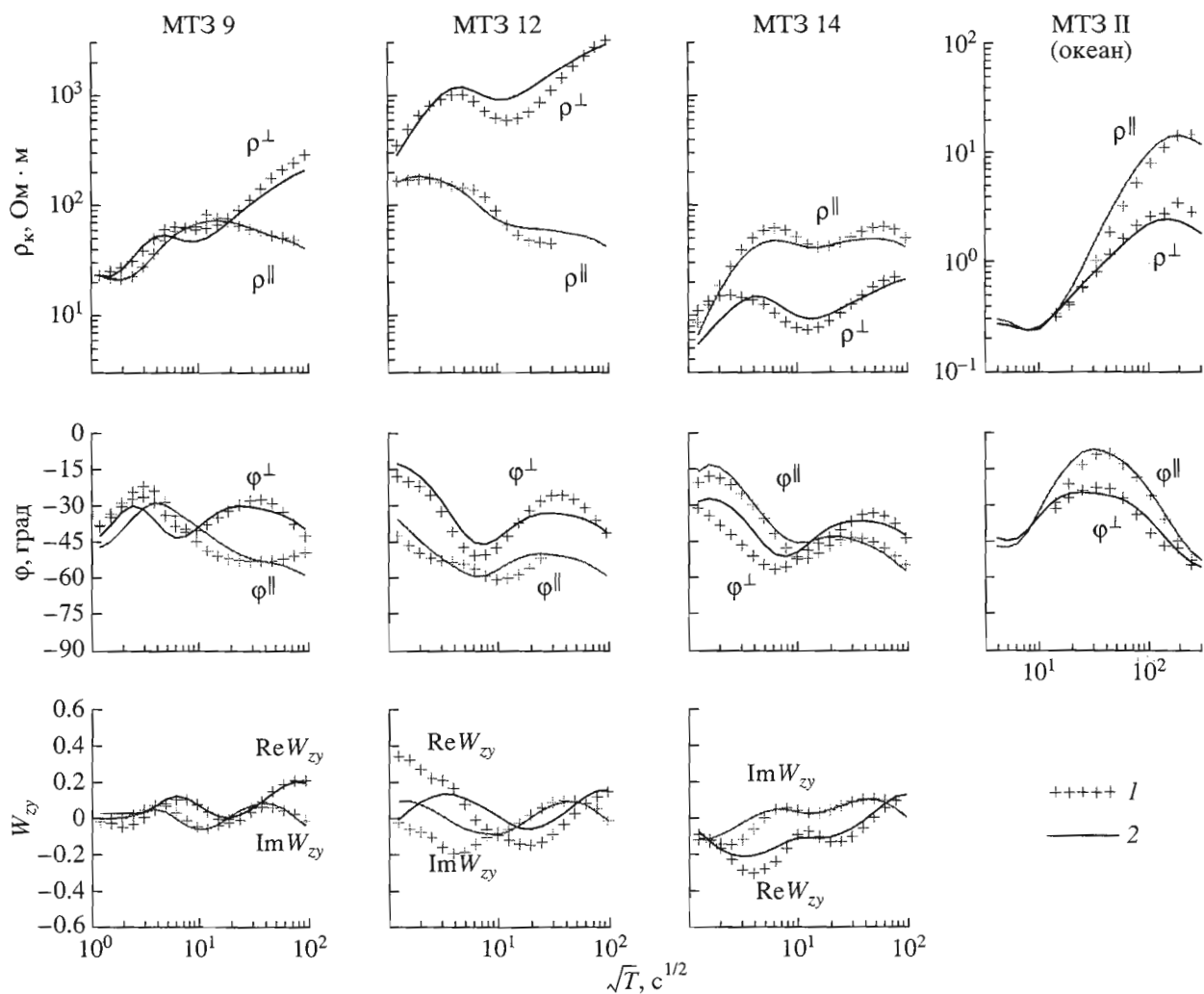


Рис. 22. Окончание.

бодной воды, которая мигрирует по сдвиговой зоне (зоне контакта между субдуцирующей океанической и стабильной континентальной плитами). На глубинах порядка 30–40 км в погружающейся плите начинается дегидратация (высвобождение связанной воды), которая доставляет флюиды в мантию и вызывает “мокрое” плавление астеносферного вещества. Низкоомные расплавы мигрируют вверх, пронизывают литосферу и образуют вулканическую дугу. Разогрев литосферы активизирует дегидратацию в нижней коре, формируя коровый проводящий слой.

Таким образом, мы подтверждаем реальность прогнозов, на основе которых построена модель CASCADIA.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Теория и эксперимент свидетельствуют о том, что магнитовариационное зондирование может

сыграть важную роль в развитии геоэлектрики. Основное преимущество этого метода заключается в том, что искажения магнитного поля, вызванные приповерхностными неоднородностями, затухают с понижением частоты и не портят информацию о структурах земной коры и верхней мантии. Таким образом, результаты электромагнитных исследований становятся определенной и надежной. Разработка магнитовариационного зондирования должна занять свое место среди перспективных проблем современной геофизики.

Сегодня мы находимся в самом начале пути. В этой области накопилось немало вопросов. Как лучше всего организовать качественный анализ магнитовариационных данных, отражающий горизонтальные и вертикальные изменения электропроводности? И какова разрешающая способность типперов по отношению к горизонтальным и вертикальным изменениям электропроводности? Как быстро затухают магнитовариационные

приповерхностные искажения на низких частотах? Какова чувствительность типперов по отношению к глубинным (коровым и мантийным) структурам? Какие геоэлектрические условия благоприятствуют применению магнитовариационного зондирования? При каких условиях типпер допускает двумерную аппроксимацию трехмерных структур? Вот далеко не полный перечень вопросов, от решения которых будет зависеть прогресс в магнитовариационном зондировании.

Многие вопросы прояснятся по мере накопления опыта работ в различных геологических провинциях. Здесь мы должны подчеркнуть, что необходимым условием для магнитовариационного зондирования является присутствие проводящих неоднородностей, берущих на себя роль погруженных локальных источников электромагнитного поля.

Основная цель нашей статьи – привлечь внимание геофизиков к тем возможностям, которые открываются благодаря магнитовариационному зондированию, и тем проблемам, решение которых необходимо для практической реализации этих возможностей.

Мы выражаем свою глубокую признательность П. Вайдельту и У. Шмукеру за дискуссии, которые стимулировали работу над статьей. Статья написана по материалам проектов 02-05-64079 и 03-05-64167 РФФИ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Бердичевский М.Н., Дмитриев В.И.* Магнитотеллурическое зондирование горизонтально-однородных сред. М.: Недра. 1991. 250 с.
- Бердичевский М.Н., Колдаев Д.С., Яковлев А.Г.* Магнитотеллурическое зондирование на берегу океана // *Физика Земли*. 1992. № 6. С. 87–96.
- Бурьянов В.Б., Гордиенко В.В., Кулик С.Н., Логвинов И.М.* Комплексное геофизическое изучение тектоносферы континентов. Киев: Наукова думка. 1983. 176 с.
- Ваньян Л.Л.* Основы электромагнитных зондирований. М.: Недра. 1965. 107 с.
- Ваньян Л.Л., Варенцов И.М., Голубев Н.Г., Соколова Е.Ю.* Построение индукционных магнитотеллурических кривых по профильным геомагнитным данным при изучении электропроводности континентальной астеносферы в эксперименте ЭМСЛАБ // *Физика Земли*. 1997. № 10. С. 33–46.
- Ваньян Л.Л., Варенцов И.М., Голубев Н.Г., Соколова Е.Ю.* Построение синхронных компонент геомагнитных полей по массивам индукционных векторов // *Физика Земли*. 1998. № 9. С. 89–96.
- Ваньян Л.Л., Бердичевский М.Н., Пушкарёв П.Ю., Романюк Т.В.* Геоэлектрическая модель Каскадной субдукционной зоны // *Физика Земли*. 2002. № 10. С. 23–53.
- Варенцов И.М., Голубев Н.Г., Гордиенко В.В., Соколова Е.Ю.* Исследование глубинной геоэлектрической структуры вдоль линии Линкольн (эксперимент ЭМСЛАБ) // *Физика Земли*. 1996. № 4. С.124–144.
- Варенцов И.М.* Общий подход к решению обратных задач магнитотеллурики в кусочно-непрерывных средах // *Физика Земли*. 2002. № 11. С. 11–33.
- Гусаров А.Л.* Об единственности решения обратной магнитотеллурической задачи для двумерной среды. Математические модели в геофизике. М.: Московский государственный университет. 1981. С. 31–61.
- Дмитриев В.И.* Электромагнитные поля в неоднородных средах. М.: Московский государственный университет. 1969. 131 с.
- Дмитриев В.И., Мерщикова Н.А.* Синтез магнитотеллурического поля // *Физика Земли*. 2002. № 11. С. 69–75.
- Новожицкий К., Пушкарёв П.Ю.* Анализ эффективности программ для двумерной инверсии магнитотеллурических данных // *Физика Земли*. 2001. № 6. С. 72–85.
- Осипова И.Л., Бердичевский М.Н., Ваньян Л.Л., Борисова В.П.* Геоэлектрические модели Северной Америки // *Геомагнитные исследования*. 1982. № 29. С. 117–130.
- Романюк Т.В., Муни В.Д., Блэкли Р. Дж.* Тектоно-геофизическая модель Каскадной субдукционной зоны Северной Америки // *Геотектоника*. 2001. № 3. С. 88–110.
- Трапезников Ю.А., Андреева Е.В., Баталёв В.Ю., Бердичевский М.Н., Ваньян Л.Л., Вольхин А.М., Голубцова Н.С., Рыбин А.К.* Магнитотеллурические зондирования в горах Киргизского Тянь-Шаня // *Физика Земли*. 1997. № 1. С. 3–20.
- Bahr K.* Interpretation of magnetotelluric impedance tensor: regional induction and local telluric distortion // *J. Geophys.* 1988. 62. P. 119–127.
- Berdichevsky M.N., Dmitriev V.I., Pozdnjakova E.E.* On two-dimensional interpretation of magnetotelluric soundings // *Geophys. J. Int.* 1998. V. 133. P. 585–606.
- Berdichevsky M.N., Dmitriev V.I.* Magnetotellurics in the context of the theory of ill-posed problems. Tulsa: SEG. 2002. 215 p.
- Berdichevsky M.N., Vanyan L.L., Koshurnikov A.V.* Magnetotelluric Soundings in the Baikal Rift Zone // *Physics of the Solid Earth*. V. 35. № 10. P. 793–814.
- Berdichevsky M.N., Zhdanov M.S.* Advanced theory of deep geomagnetic sounding. Amsterdam: Elsevier. 1984. 408 p.
- Caldwell T.G., Bibby H.M., Brown C.* The magnetotelluric phase tensor – a method of distortion analysis for 3D regional conductivity structures. Abstracts of 16th Workshop on EM Induction in the Earth. Santa Fe. EM12–4.
- Connard G., Couch R., Keeling K., Roy J., Troseth S.* Abyssal plain and continental net-objective sedimentary thickness. In L.D. Kulm and others (eds.), Western North American continental margin and adjacent ocean floor off Oregon and Washington. Atlas 1 Ocean Margin Drilling Program. 1984a. Regional Atlas Series: Marine Science International. Sheet 7.
- Connard G., Couch R., Pitts G.S., Troseth S.* Bathymetry and Topography. In L.D. Kulm and others (eds.), Western North American continental margin and adjacent ocean floor off Oregon and Washington. Atlas 1 Ocean Margin Drilling Program. 1984b. Regional Atlas Series: Marine Science International. Sheet 1.

- Dmitriev V.J.* Inverse Problems in Electrodynamical Prospecting. Ill-posed Problems in the Natural Sciences. M.: Mir Publishers. 1987. P. 77–101.
- Groom R.W., Bailey R.C.* Decomposition of Magnetotelluric Impedance Tensor in the presence of Local Three-Dimensional Galvanic Distortion // *J. of Geophys. Res.* 1989. V. 94. B2. P. 1913–1925.
- Jones A.G.* Static shift of magnetotelluric data and its removal in a sedimentary basin environment // *Geophysics.* 1988. V. 53. № 7. P. 967–978.
- Pous J., Queralt P., Marcuello A.* Magnetotelluric signature of the western Cantabrian Mountains // *Geophys. Research Letter.* 2001. V. 28. № 9. P. 1795–1798.
- Rasmussen J., Humphries G.* Tomographic image of the Juan de Fuca plate beneath Washington and western Oregon using teleseismic P-wave travel times // *Geophys. Res. Lett.* 1988. № 15. P. 1417–1420.
- Roecker S.W., Sabitova T.M., Vinnik L.P., Burmakov Y.A., Golovanov M.I., Mamatkhanova R., Munirova L.* Three-dimensional Elastic Wave Velocity structure of Western and Central Tien Shan // *J. Geophys. Res.* 1993. V. 98. B9. P. 15.579–15.795.
- Rokityansky I.I.* Geoelectromagnetic Investigations of the Earth's Crust and Mantle. Berlin: Springer-Verlag. 1982. 381 p.
- Siripunvaraporn W., Egbert G.* An efficient data subspace inversion method for 2-D magnetotelluric data // *Geophysics.* V. 65. P. 791–803.
- Trehu A.M., Asudeh I., Brocher T.M., Luetgert J.H., Mooney W.D., Nabelek J.L., Nakamura Y.* Crustal architecture of the Cascadia forearc // *Science.* 1994. V. 265. P. 237–243.
- Vozoff K.* The magnetotelluric method. In "Electromagnetic Methods in Applied Geophysics". Tulsa: SEG. 1991. V. 2. P. 641–711.
- Wannamaker P.E., Stodt J.A., Rijo L.* A stable finite element solution for two-dimensional magnetotelluric modeling // *Geophys. J. R. Astr. Soc.* 1987. V. 88. P. 277–296.
- Wannamaker P.E., Booker J.R., Filloux J.H., Jones A.G., Jiracek G.R., Chave A.D., Tarits P., Waff H.S., Egbert G.D., Young C.T., Stodt J.A., Martinez M., Law L.K., Yukutake T., Segawa J.S., White A., Green A.W.* Magnetotelluric observations across the Juan de Fuca subduction system in the EMSLAB project // *J. Geophys. Res.* 1989a. V. 94. B10. P. 14.111–14.125.
- Wannamaker P.E., Booker J.R., Jones A.G., Filloux J.H., Waff H.S., Law L.K.* Resistivity cross section through the Juan de Fuca subduction system and its tectonic implications // *J. Geophys. Res.* 1989b. V. 94. B10. P. 14.127–14.144.
- Weaver C.S., Michaelson C.A.* Seismicity and volcanism in the Pacific Northwest: Evidence for the segmentation of the Juan de Fuca plate // *Geophys. Res. Lett.* 1985. V. 12. P. 215–218.
- Zinger B.Sh.* Corrections for distortions of magnetotelluric fields: limits of validity and static approach // *Surveys in Geophysics.* 1992. V. 57. P. 603–622.