

УДК 550.837.211

© 1992 г. М.Н. БЕРДИЧЕВСКИЙ, Д.С. КОЛДАЕВ, А.Г. ЯКОВЛЕВ

# МАГНИТОТЕЛЛУРИЧЕСКОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ НА БЕРЕГУ ОКЕАНА

Рассмотрены две характерные модели океанического берега, исследована чувствительность МТЗ к проводящим слоям в континентальной коре и мантии, показана необходимость бимодальной интерпретации прибрежных МТЗ, описан алгоритм бимодальной интерпретации, предложенной В.И. Дмитриевым.

**Введение.** На берегу океана соприкасаются среды, сопротивление которых может различаться на несколько порядков. Прибрежная вода, имеющая сопротивление около  $0,3 \text{ Ом} \cdot \text{м}$ , омывает осадочные или кристаллические породы континента, сопротивление которых составляет десятки, сотни и даже тысячи омметров. Такой контраст сопротивлений порождает мощную аномалию геоэлектromагнитного поля, которая получила название берегового эффекта. Береговой эффект вносит сильные искажения в результаты магнитотеллурических зондирований (МТЗ), выполненных в прибрежной зоне. Примеры таких искажений можно найти в [1–5]. В настоящей статье мы хотим провести модельный анализ прибрежных МТЗ и обсудить их стратегию. Мы рассмотрим две характерные модели Океан – Континент (О–К).

**Модели Океан – Континент: О–К/к и О–К/м.** Эти двумерные модели имеют одинаковые океанические и различные континентальные разрезы. Их параметры указаны в таблице.

В океане хорошо проводящий водный слой покрывает высокоомную литосферу, которая лежит на проводящем основании, имитирующем низкоомную мантию.

На континенте проводящий осадочный чехол подстилается высокоомной корой. В модели О–К/к земная кора содержит проводящий слой (к). В модели О–К/м коровой проводник сливается с мощным мантийным проводником (м).

Параметры моделей О–К/к и О–К/м

| Океанический разрез                                                                         | Континентальный разрез                                                                                                                                                                         |                                                                                                                                                                                                    |
|---------------------------------------------------------------------------------------------|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
|                                                                                             | Модель О–К/к                                                                                                                                                                                   | Модель О–К/м                                                                                                                                                                                       |
| Водный слой<br>$\rho_1 = 0,3 \text{ Ом} \cdot \text{м}$ , $h_1 = 3 \text{ км}$              | Осадочный чехол<br>$\rho_1 = 20 \text{ Ом} \cdot \text{м}$ , $h_1 = 1 \text{ км}$                                                                                                              | Осадочный чехол<br>$\rho_1 = 20 \text{ Ом} \cdot \text{м}$ , $h_1 = 1 \text{ км}$                                                                                                                  |
| Высокоомная литосфера<br>$\rho_2 = 10^4 \text{ Ом} \cdot \text{м}$ , $h_2 = 127 \text{ км}$ | Высокоомная кора<br>$\rho_2 = 2 \cdot 10^4 \text{ Ом} \cdot \text{м}$ , $h_2 = 15 \text{ км}$<br>Коровый проводящий слой<br>$\rho_3 = 50 \text{ Ом} \cdot \text{м}$ , $h_3 = 10 \text{ км}$ к! | Высокоомная кора<br>$\rho_2 = 2 \cdot 10^4 \text{ Ом} \cdot \text{м}$ , $h_2 = 15 \text{ км}$<br>Коромантийный проводящий слой<br>$\rho_3 = 50 \text{ Ом} \cdot \text{м}$ , $h_3 = 114 \text{ км}$ |
|                                                                                             | Высокоомная кора и мантия<br>$\rho_4 = 10^3 \text{ Ом} \cdot \text{м}$ , $h_4 = 104 \text{ км}$                                                                                                | м!                                                                                                                                                                                                 |
| Низкоомная мантия<br>$\rho_3 = 1 \text{ Ом} \cdot \text{м}$                                 | Низкоомная мантия<br>$\rho_5 = 1 \text{ Ом} \cdot \text{м}$                                                                                                                                    | Низкоомная мантия<br>$\rho_4 = 1 \text{ Ом} \cdot \text{м}$                                                                                                                                        |

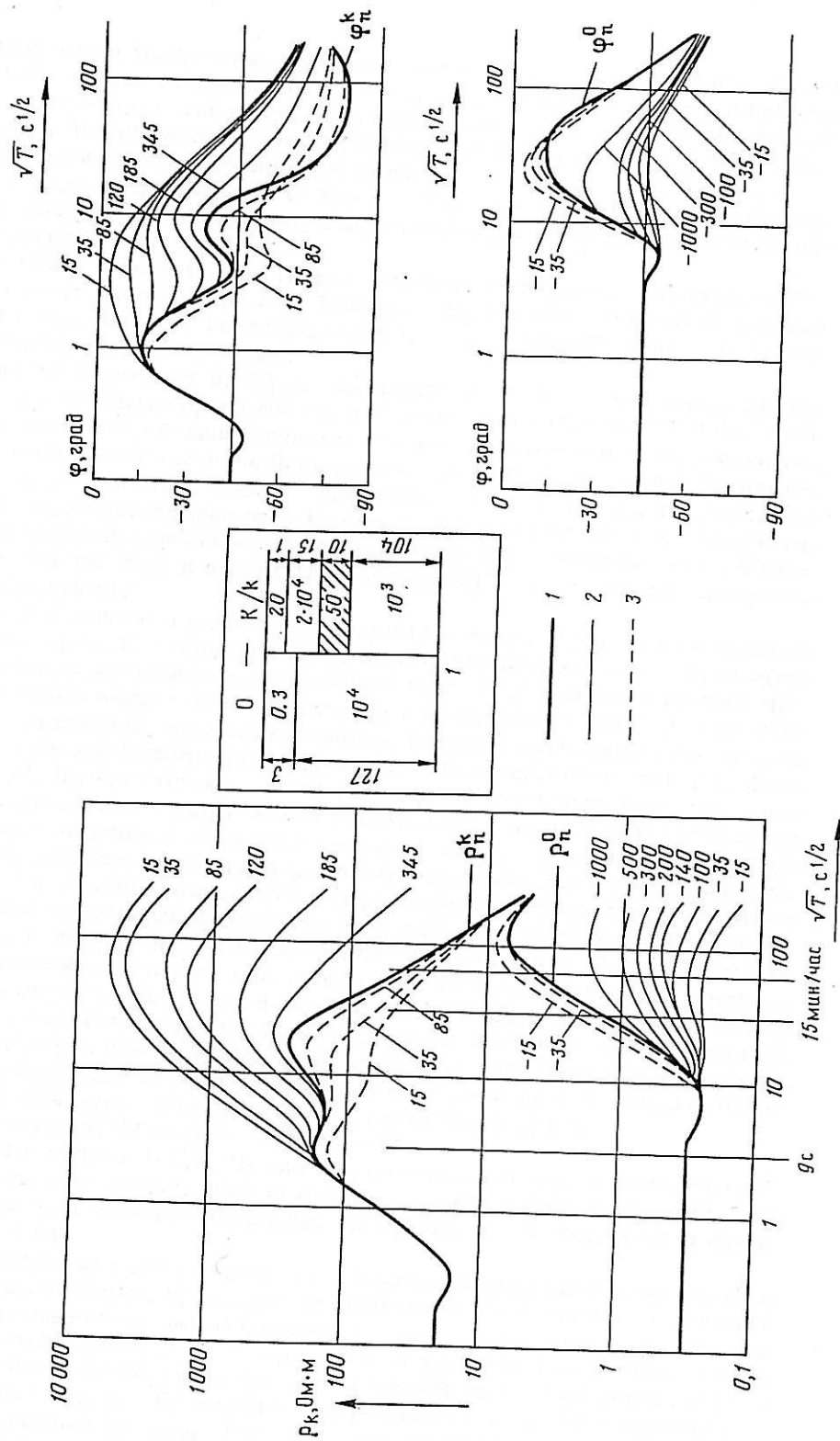


Рис. 1. Амплитудные и фазовые кривые МТЗ в модели О-К/к; 1 - локально-нормальные, 2 - поперечные, 3 - продольные. Шифр кривых - расстояние от берега в км; положительные - для континентальных кривых, отрицательные - для океанских кривых. Разрез модели изображен в центре рисунка: толщины слоев - в км

Модели О-К/к и О-К/м отражают существенно различные геологические ситуации. Модель О-К/к относится к регионам, в земной коре которых благодаря дегидратации кристаллических пород или присутствию графитистых образований возникают проводящие слои. Возникновение коромантийного проводника в модели О-К/к можно связать с разогревом, обусловленным субдукцией.

Расчет кривых МТЗ в моделях О-К/к и О-К/м проведен с помощью программы Варенцова — Голубева, использующей метод конечных разностей [6]. Перейдем к рассмотрению полученных результатов.

Кривые МТЗ в модели О-К/к. На рис. 1 приведены поперечные и продольные МТ-кривые, которые получены при  $H$ - и  $E$ -поляризации в модели, содержащей коровый проводящий слой. Здесь же изображены локально-нормальные МТ-кривые для океанического и континентального разрезов.

В океане, на расстоянии от берега, превышающем 3000 км. поперечные кривые  $\rho^{\perp}$  сливаются с локально-нормальной океанической кривой  $\rho_n^0$ . Они имеют протяженную восходящую ветвь, обусловленную высокоомной литосферой, и нисходящую ветвь, отражающую низкоомную мантию. Двигаясь к континенту, мы видим, что восходящие ветви кривых  $\rho^{\perp}$  выполаживаются, а нисходящие смещаются вниз. На расстоянии 15–35 км от берега восходящие ветви кривых исчезают, оставляя легкую волнистость. Те же закономерности характерны для фазовых кривых  $\varphi^{\perp}$  (напомним, что в  $H$ -поляризованном поле фазовые и амплитудные кривые МТЗ жестко связаны дисперсионными соотношениями).

Перейдем на континент и рассмотрим поперечную кривую  $\rho^{\perp}$ , полученную на расстоянии 15 км от берега. Ее восходящая ветвь, обусловленная высокоомной корой, отрезается далеко в область низких частот, где в конце концов замыкается нисходящей ветвью, отражающей низкоомную мантию. Коровый проводящий слой здесь не проявляется — он экранирован. Его существование не удастся обнаружить и по фазовой кривой  $\varphi^{\perp}$ . Прибрежная зона, в которой коровый проводник более или менее сильно экранируется, имеет ширину около 100 км. Лишь за пределами этой зоны возникают отчетливые перегибы и минимумы кривых  $\rho^{\perp}$  и  $\varphi^{\perp}$ , отражающие коровый проводящий слой. Удаляясь от берега на расстояния, превышающие 750 км, мы видим, как кривые  $\rho^{\perp}$  и  $\varphi_n^{\perp}$  сливаются с локально-нормальными континентальными кривыми  $\rho_n^{\perp}$  и  $\varphi_n^{\perp}$ , минимумы которых свидетельствуют о существовании корового проводника.

Продольные кривые  $\rho^{\parallel}$  и  $\varphi^{\parallel}$  дают совершенно другую картину. Почти на всем протяжении океанического профиля они сливаются с локально-нормальными кривыми  $\rho_n^0$  и  $\varphi_n^0$ . Лишь на расстоянии 15 км от берега они незначительно искажаются — их восходящие ветви становятся более крутыми. Переходя на континент, мы получаем кривые  $\rho^{\parallel}$  и  $\varphi^{\parallel}$ , которые уже на расстоянии 15 км от берега имеют отчетливые перегибы и минимумы, отражающие коровый проводящий слой. На расстоянии 100 км от берега кривые  $\rho^{\parallel}$  и  $\varphi^{\parallel}$  сливаются с локально-нормальными кривыми  $\rho_n^{\perp}$  и  $\varphi_n^{\perp}$ . Аналогично выглядят МТ-кривые в модели О-К/м.

Кривые МТЗ в модели О-К/м. На рис. 2 приведены поперечные и продольные МТ-кривые, полученные в модели, которая содержит коромантийный проводящий слой. Здесь же изображены локально-нормальные МТ-кривые для океанического и континентального разрезов.

В океане поперечные кривые сливаются с локально-нормальными кривыми  $\rho_n^0$  и  $\varphi_n^0$  на расстоянии от берега, превышающем 3000 км. Вблизи берега их восходящие ветви, обусловленные высокоомной литосферой, выполаживаются и исчезают. На континенте прибрежные кривые  $\rho^{\perp}$  и  $\varphi^{\perp}$  представлены удлиненной восходящей ветвью, обусловленной высокоомной литосферой, и смещенной нисходящей ветвью, отражающей низкоомную мантию. Проводящий коромантийный слой здесь экранируется. Его влияние становится заметно, когда расстояние от берега составляет 50–100 км. Кривые  $\rho^{\perp}$  и  $\varphi^{\perp}$  сливаются с локально-нормальными континентальными кривыми, когда расстояние от берега превышает 750 км.

Океанические продольные кривые почти не искажены. Континентальные кривые

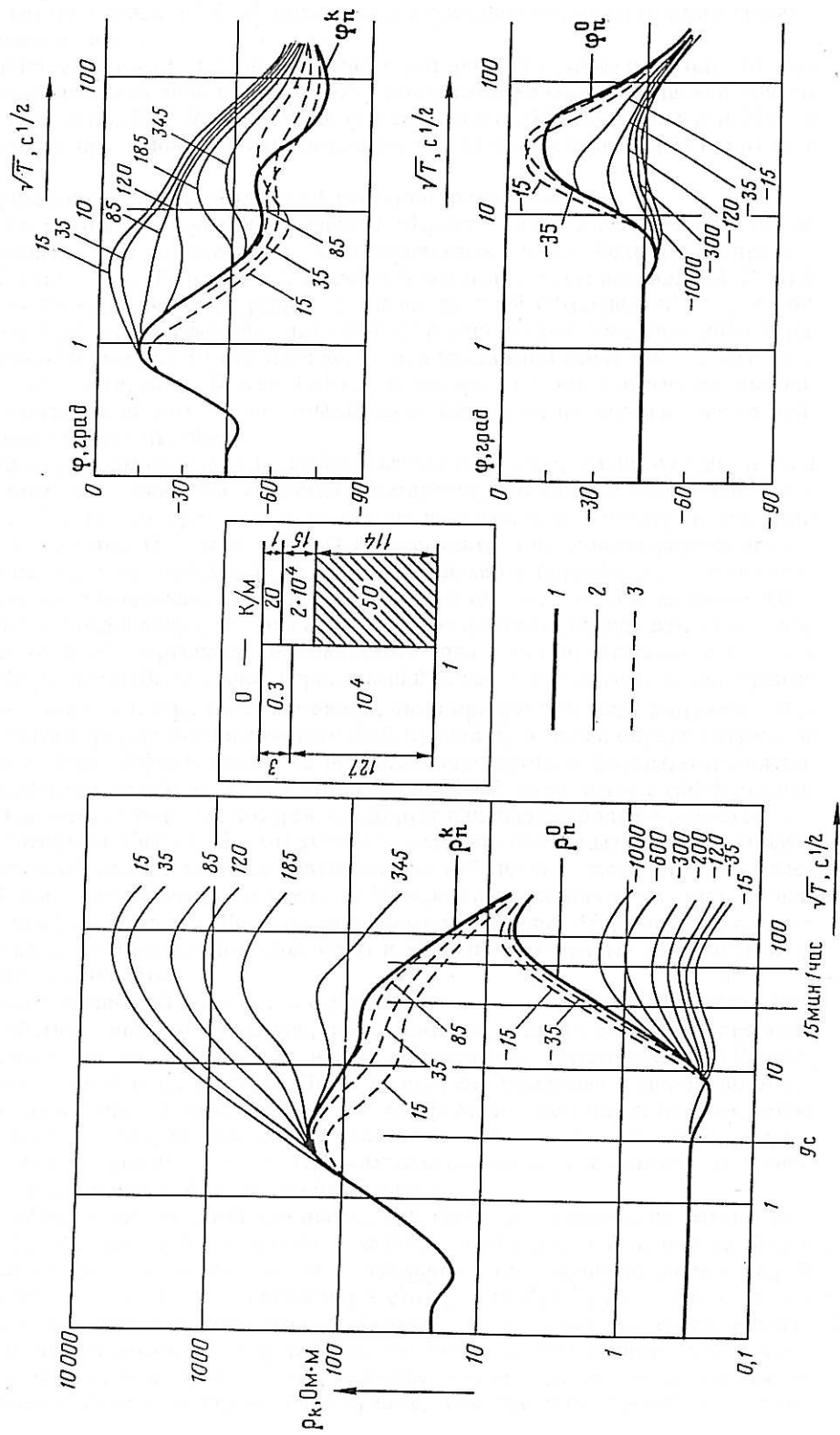


Рис. 2. Обозначения те же, что на рис. 1

$\rho^{\parallel}$  и  $\varphi^{\parallel}$  на расстоянии 15 км от берега имеют отчетливые перегибы и минимумы, свидетельствующие о существовании коромантийного проводящего слоя. На расстоянии 100 км от берега кривые  $\rho^{\parallel}$  и  $\varphi^{\parallel}$  сливаются с локально-нормальными континентальными кривыми  $\rho_n^{\kappa}$  и  $\varphi_n^{\kappa}$ .

Этот анализ показывает, что ширина зоны, в которой МТ-кривые переходят от нормального океанического типа к нормальному континентальному, существенно зависит от поляризации поля. При  $H$ -поляризации она составляет 3000 км в океане и 750 км на континенте, а при  $E$ -поляризации сокращается до 35 км в океане и 100 км на континенте.

Рассмотрим полученные результаты с физической точки зрения.

Физика искажений МТ-кривых. Береговой эффект связан с асимметрией токов, индуцированных в океанических и континентальных слоях. Возьмем, например, периоды 15 мин и 1 ч. Из рис. 1 и 2 видно, что они относятся к восходящей ("литосферной") ветви океанических кривых  $\rho_n^0$  и к нисходящей ("мантийной") ветви континентальных кривых  $\rho_n^{\kappa}$ . Очевидно, что вдали от берега океанический ток концентрируется в водной толще, т.е. на глубинах до 3 км, а континентальный ток — в низкоомной мантии, т.е. на глубинах больше 130 км. В прибрежной зоне асимметрия океанического и континентального токов сглаживается благодаря их кондуктивному или индуктивному взаимодействию.

Кондуктивное взаимодействие токов выражается в их перетекании из одного слоя в другой. Этот гальванический механизм действует при  $H$ -поляризации, когда токи текут вкост берега. Он проявляется на низких частотах. Какие электрические цепи возникают в моделях  $O-K/k$  и  $O-K/m$ ? Океанический ток, концентрирующийся в водной толще, частично просачивается через высокоомную литосферу в низкоомную мантию, и частично перетекает в осадочный чехол континента. Утечка в мантию создает дефицит тока в водной толще, ведущий к выполаживанию восходящих ветвей поперечных кривых  $\rho^{\perp}$  и  $\varphi^{\perp}$ . Перетекание океанического тока в континентальный осадочный чехол создает в нем избыток тока, порождающий ложные восходящие ветви кривых  $\rho^{\perp}$  и  $\varphi^{\perp}$ . Возвращаясь к рис. 1 и 2, мы видим, что в прибрежной зоне континента кривые  $\rho^{\perp}$  наследуют форму локально-нормальной кривой  $\rho_n^0$  и таким образом отражают разрез океана. Этот эффект, известный под названием переноса формы, объясняется тем, что ток, перетекающий из водной толщи в осадочный чехол, несет с собой океаническую зависимость от частоты, которая экранирует влияние проводящих слоев в коре и мантии континента. Следуя [3], мы можем сказать, что осадочный чехол, подстилаемый высокоомной корой, является ловушкой для избыточного тока. Он удерживает избыточный ток, канализируя его вместе с МТ-кривыми океанического типа далеко за пределы прибрежной зоны. Лишь на значительном удалении от берега избыточный ток просачивается в проводящие слои коры и мантии и МТ-кривые нормализуются, отражая разрез континента.

Индуктивное взаимодействие токов осуществляется через их магнитное поле. Этот механизм действует при  $E$ -поляризации, когда токи текут вдоль берега. Он проявляется на средних частотах. Вблизи континента океаническое магнитное поле убывает, а электрическое поле в силу закона Ленца возрастает, увеличивая наклон восходящих ветвей продольных кривых  $\rho^{\parallel}$  и  $\varphi^{\parallel}$ . В прибрежной зоне континента магнитное поле возрастает, а электрическое поле в силу закона Ленца убывает, понижая среднечастотные ветви кривых  $\rho^{\parallel}$  и  $\varphi^{\parallel}$ . При удалении от берега аномальное магнитное поле затухает и продольные МТ-кривые нормализуются.

Кондуктивный и индуктивный механизмы действуют на существенно разных расстояниях [7]. Действие кондуктивного механизма определяется степенью гальванической связи между приповерхностными и глубинными проводящими слоями. Мерой гальванической связи является константа  $g = \sqrt{S_1 R_2}$ , где  $S_1 = h_1/\rho_1$  — интегральная проводимость приповерхностного слоя, а  $R_2 = \rho_2 h_2$  — интегральное сопротивление среды между приповерхностными и глубинными проводящими слоями. Чем больше  $S_1$  и  $R_2$ , тем больше константа  $g$  и тем медленнее происходит перетекание избыточного тока, нормализующее поперечные МТ-кривые. Действие индуктивного механизма

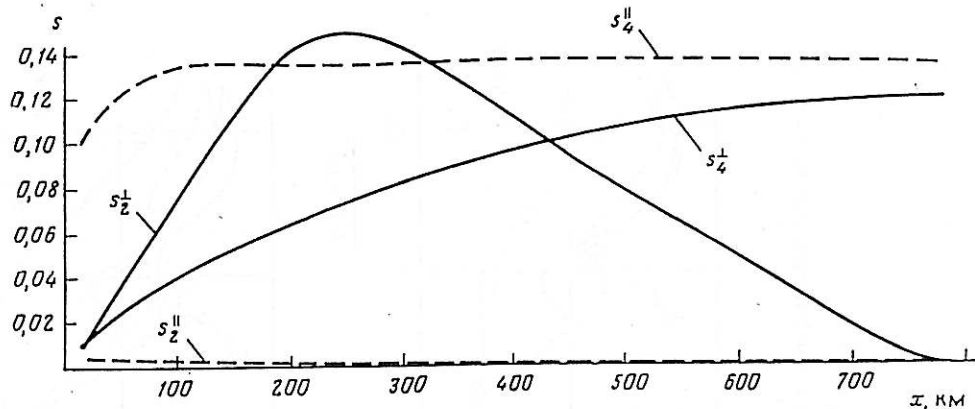


Рис. 3. Чувствительность континентальных кривых  $\rho_2^\perp$  и  $\rho_2^\parallel$  к изменению удельных сопротивлений  $\rho_2$  и  $\rho_4$  в модели О-К/к; чувствительность  $s_2$  определена в интервале  $T_1 = 1$  с,  $T_2 = 1$  ч, чувствительность  $s_4$  определена в интервале  $T_1 = 9$  с,  $T_2 = 15$  мин

определяется степенью затухания магнитного поля. Мерой затухания является эффективная глубина проникновения поля  $d = |Z^\parallel|/\omega\mu_0$ , где  $Z^\parallel$  — продольный импеданс. Чем меньше  $d$ , тем быстрее нормализуются продольные МТ-кривые. Оценки, приведенные в [2, 3, 7–9], показывают, что в типичных континентальных ситуациях поперечные МТ-кривые нормализуются на расстояниях, исчисляемых многими сотнями километров, а для нормализации продольных МТ-кривых достаточно удалиться на расстояние порядка 50–100 км.

Очевидно, что в прибрежной зоне континента поперечные и продольные МТ-зондирования имеют различную чувствительность к изменению удельных сопротивлений коры и мантии. Этот важный вопрос мы рассмотрим в следующем разделе.

**Чувствительность прибрежных МТ-зондирований.** Чувствительность МТ-зондирования к изменению сопротивления  $i$ -того слоя можно оценить, осредняя изменения кажущихся сопротивлений в интервале периодов, несущих информацию об  $i$ -том слое. Используя логарифмические шкалы, получаем

$$s_i(x) = \frac{1}{\ln \frac{T_2}{T_1}} \int_{T_1}^{T_2} \left| \frac{\Delta \ln \rho_k(T, x)}{\Delta \ln \rho_i} \right| \frac{dT}{T},$$

где  $\Delta \ln \rho_i$  — логарифмическое приращение удельного сопротивления  $i$ -того слоя,  $\Delta \ln \rho_k$  — логарифмическое приращение кажущегося сопротивления,  $\{T_1, T_2\}$  — интервал осреднения,  $x$  — расстояние от берега.

Вернемся к модели О-К/к и посмотрим, как разрешаются сопротивления верхней части коры ( $\rho_2$ ) и верхней части мантии ( $\rho_4$ ) в прибрежной зоне континента. На рис. 3 показаны графики  $s_2^\perp(x)$  и  $s_2^\parallel(x)$ , полученные при изменении  $\rho_2$  от  $2 \cdot 10^4$  до  $2 \cdot 10^3$  Ом·м, и графики  $s_4^\perp(x)$  и  $s_4^\parallel(x)$ , полученные при изменении  $\rho_4$  от  $10^3$  до 50 Ом·м. При  $x > 750$  км поперечные МТ-кривые приближаются к нормальной кривой и имеют чувствительность почти такую же, как в одномерной модели, т.е. плохо разрешают  $\rho_2$  и достаточно хорошо разрешают  $\rho_4$ . Двигаясь к берегу, мы видим, как повышается  $s_2^\perp$  и понижается  $s_4^\perp$ . Повышение  $s_2^\perp$  объясняется тем, что в этой зоне избыточный ток просачивается через высокоомную кору и интенсивность утечки зависит от  $\rho_2$ . Понижение  $s_4^\perp$  связано с тем, что усиливается экранирующее действие высокоомной коры. Вблизи берега чувствительности  $s_2^\perp$  и  $s_4^\perp$  падают почти до нуля. В этой зоне эффект просачивания выражен очень слабо и верхние слои мантии почти полностью экранируются. Что же касается продольных МТ-кривых, то на всем протяжении профиля они имеют чувст-

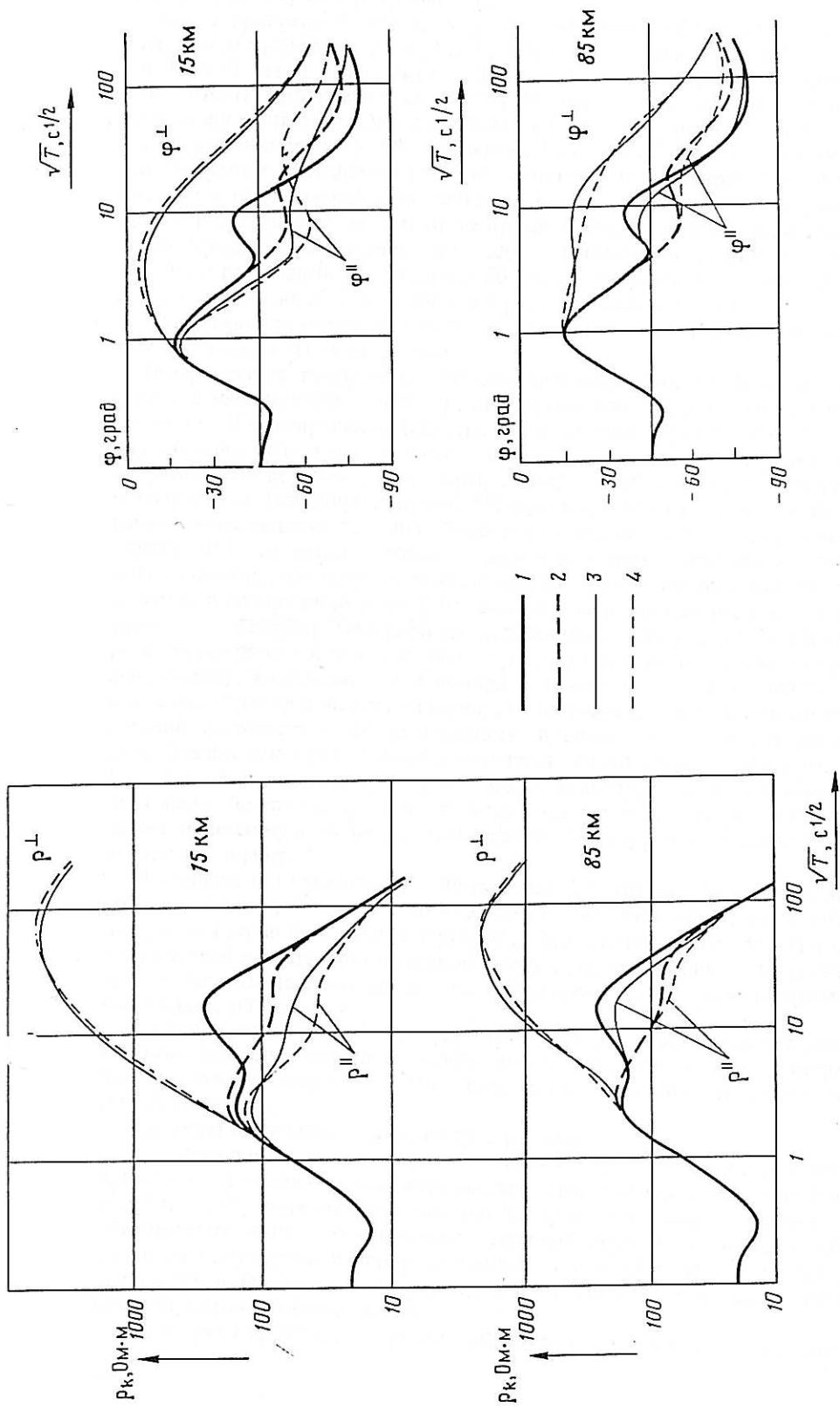


Рис. 4. Амплитудные и фазовые кривые МТЗ в прибрежной зоне континента; расстояние от берега 15 и 85 км, 1 — локально-нормальные кривые в модели О-К/к, 2 — в модели О-К/м, 3 — поперечные и продольные МТ-кривые в модели О-К/к, 4 — в модели О-К/м

вительность, примерно такую же, как в одномерной модели, т.е. плохо разрешают  $\rho_2$  и достаточно хорошо разрешают  $\rho_4$ .

Итак, в прибрежной зоне  $s_4^{\perp} \ll s_4^{\parallel}$ . Это свойство МТЗ иллюстрируется на рис. 4. Здесь изображены кривые  $\rho^{\perp}$ ,  $\varphi^{\perp}$  и  $\rho^{\parallel}$ ,  $\varphi^{\parallel}$ , полученные в моделях О-К/к и О-К/м на расстояниях 15 и 85 км от берега океана. При  $x = 15$  км обе модели дают поперечные МТ-кривые, которые практически сливаются. В этом смысле модели О-К/к и О-К/м являются эквивалентными. Эквивалентность моделей сохраняется и при  $x = 85$  км; кривые  $\rho^{\perp}$  различаются на 5–8%, а кривые  $\varphi^{\perp}$  на 3–4°. Таким образом, мы можем сказать, что 20-кратное уменьшение удельного сопротивления верхнего слоя мантии лежит за пределами разрешающей способности поперечных МТ-кривых, полученных в довольно широкой прибрежной зоне. В то же время продольные МТ-кривые обеспечивают достаточно надежное разрешение этих двух существенно различных моделей. Уже при  $x = 15$  км расхождение  $\rho^{\parallel}$  достигает 50–60%, а расхождение  $\varphi^{\parallel}$  составляет 8–10°. А при  $x = 85$  км значения  $\rho^{\parallel}$  различаются в 2 раза, а значения  $\varphi^{\parallel}$  на 15°.

Мы завершаем модельный анализ и подходим к обсуждению принципов интерпретации прибрежных МТ-зондирований.

**Интерпретация прибрежных МТ-зондирований.** Для прибрежной зоны характерно развитие геологических структур, вытянутых вдоль берега, так что двумерная интерпретация МТ-зондирований кажется здесь вполне оправданной. Идя по этому пути, мы получаем поперечные (квазипоперечные) МТ-кривые, которые позволяют оценить сопротивление верхних слоев коры, однако плохо разрешают верхние слои мантии, и продольные (квазипродольные) МТ-кривые, которые слабо чувствительны к изменению сопротивлений верхних слоев коры, однако хорошо разрешают верхние слои мантии. Что мы знаем о точности двумерной аппроксимации вытянутых структур? Давно показано, что погрешности двумерной аппроксимации зависят от проводимости структур и поляризации поля [10]. Благоприятными являются низкоомные структуры (например, впадины, заполненные проводящими осадками), возбуждаемые  $H$ -поляризованным полем, и высокоомные структуры (например, поднятия кристаллического фундамента), возбуждаемые  $E$ -поляризованным полем. Если длина таких структур в несколько раз превышает их ширину, то точность двумерной интерпретации МТ-зондирований, выполненных по центральному профилю, может оказаться довольно высокой. Значительно хуже аппроксимируются низкоомные структуры, возбуждаемые  $E$ -поляризованным полем, и высокоомные структуры, возбуждаемые  $H$ -поляризованным полем. Достаточно сказать, что в таких ситуациях двумерная интерпретация обеспечивает приемлемую точность, если длина структур в несколько десятков раз превышает их ширину.

Мы видим, что поперечные и продольные МТ-кривые, получаемые при  $H$ - и  $E$ -поляризации (в ТМ- и ТЕ-модели), хорошо дополняют друг друга, характеризуя различные интервалы глубин и различные структуры. Это говорит о том, что для построения достаточно полной и достаточно надежной геоэлектрической модели прибрежной зоны необходима бимодальная интерпретация, объединяющая инверсию поперечных и продольных кривых МТЗ.

Алгоритм бимодальной интерпретации должен быть сконструирован так, чтобы наиболее надежные элементы модели имели максимальный вес, а итерационный цикл был достаточно коротким. Эти идеи лежат в основе алгоритма, предложенного В.И. Дмитриевым.

Алгоритм Дмитриева состоит из трех уровней.

1. *Анализ поперечных и продольных кривых МТЗ.* На этом уровне обобщается априорная геолого-геофизическая информация: выполняется качественный анализ кривых  $\rho^{\perp}$ ,  $\varphi^{\perp}$  и  $\rho^{\parallel}$ ,  $\varphi^{\parallel}$ ; определяется тип геоэлектрического разреза океана и континента; локализуются и классифицируются основные структуры океана и континента; составляется двумерная интерпретационная модель О-К и выбирается начальное распределение  $\rho_0(x, z)$ ; с помощью пробных пленочных моделей оценивается погрешность двумерной аппроксимации.

2. *Инверсия продольных кривых МТЗ, стабилизированная близостью к начальному*

распределению  $\rho_0(x, z)$ . На этом уровне формируются параметры коровых и мантийных слоев. Инверсия сводится к минимизации сглаживающего функционала

$$\Phi_{\alpha}^{\parallel} = \int_x \int_T \left\{ p_1^{\parallel}(T, x) \left| \ln \frac{\rho^{\parallel}(T, x)}{\rho_t^{\parallel}(T, x)} \right|^2 + p_2^{\parallel}(T, x) |\varphi^{\parallel}(T, x) - \varphi_t^{\parallel}(T, x)|^2 \right\} \frac{dT}{T} dx + \\ + \alpha \int_{xz} q^{\parallel}(x, z) |\rho(x, z) - \rho_0(x, z)|^2 dz dx.$$

где  $\rho_t^{\parallel}$  и  $\varphi_t^{\parallel}$  — теоретические значения кажущихся сопротивлений и фаз для модели  $\rho(x, z)$ , возбуждаемой  $E$ -поляризованным полем,  $p_1^{\parallel}$  и  $p_2^{\parallel}$  — веса, отражающие надежность и информативность различных участков МТ-кривых,  $q^{\parallel}$  — вес, определяющий степень доверия к различным элементам начального распределения  $\rho_0(x, z)$ ,  $\alpha$  — параметр регуляризации, значение которого находится из условия оптимальности (если погрешность двумерной аппроксимации оценена) или квазиоптимальности [11]. Итерационный цикл завершается приближенным решением  $\tilde{\rho}_{\parallel}(x, z)$ .

3. Инверсия поперечных кривых МТЗ, стабилизированная близостью к приближенному решению  $\tilde{\rho}_{\parallel}(x, z)$ . На этом уровне уточняются сопротивления океанической литосферы и строение верхних слоев континентальной коры. Инверсия сводится к минимизации сглаживающего функционала

$$\Phi_{\alpha}^{\perp} = \int_x \int_T \left\{ p_1^{\perp}(T, x) \left| \ln \frac{\rho^{\perp}(T, x)}{\rho_t^{\perp}(T, x)} \right|^2 + \right. \\ \left. + p_2^{\perp}(T, x) |\varphi^{\perp}(T, x) - \varphi_t^{\perp}(T, x)|^2 \right\} \frac{dT}{T} dx + \\ + \alpha \int_{xz} q^{\perp}(x, z) |\rho(x, z) - \tilde{\rho}_{\parallel}(x, z)|^2 dz dx,$$

где  $\rho_t^{\perp}$  и  $\varphi_t^{\perp}$  — теоретические значения кажущихся сопротивлений и фаз для модели  $\rho(x, z)$ , возбуждаемой  $H$ -поляризованным полем,  $p_1^{\perp}$  и  $p_2^{\perp}$  — веса, отражающие надежность и информативность различных участков МТ-кривых,  $q^{\perp}$  — вес, определяющий степень надежности приближенного решения  $\tilde{\rho}_{\parallel}(x, z)$ ,  $\alpha$  — параметр регуляризации, который находится из условия оптимальности или квазиоптимальности. Максимальный вес  $q^{\perp}$  придается высокоомным структурам в осадочном чехле и проводящим слоям в континентальной коре и мантии. Итерационный цикл завершается приближенным решением  $\tilde{\rho}_{\perp}(x, z)$ . Точность полученного решения оценивается по невязке продольных кривых МТЗ. Вычисляется функционал невязки

$$\Phi^{\parallel} = \int_x \int_T \left\{ p_1^{\parallel}(T, x) \left| \ln \frac{\rho^{\parallel}(T, x)}{\tilde{\rho}_t^{\parallel}(T, x)} \right|^2 + p_2^{\parallel}(T, x) |\varphi^{\parallel}(T, x) - \tilde{\varphi}_t^{\parallel}(T, x)|^2 \right\} \frac{dT}{T} dx,$$

$\tilde{\rho}_t^{\parallel}$  и  $\tilde{\varphi}_t^{\parallel}$  — теоретические значения кажущихся сопротивлений и фаз для модели  $\tilde{\rho}_{\perp}(x, z)$ , возбуждаемой  $E$ -поляризованным полем. Если невязка  $\Phi^{\parallel}$  достаточно мала (например, не превышает погрешности двумерной аппроксимации), то модель  $\tilde{\rho}_{\perp}(x, z)$  рассматривается как окончательный результат бимодальной интерпретации. При большой невязке  $\Phi^{\parallel}$  мы можем перейти к внешним итерациям, возвращаясь на второй уровень и стабилизируя инверсию кривых  $\rho^{\parallel}, \varphi^{\parallel}$  близостью к  $\tilde{\rho}_{\perp}(x, z)$ . Внешний итерационный цикл состоит из последовательных возвращений на второй уровень и переходов на третий уровень — решение, полученное на третьем уровне, дает начальное приближение для второго уровня. Итерации завершаются, когда невязка  $\Phi^{\parallel}$  становится достаточно малой. Если невязка  $\Phi^{\parallel}$  во внешнем итерационном цикле не уменьшается, то это свидетельствует о противоречии между продольными и поперечными кривыми МТЗ. Ограничившись интерпретацией только поперечных МТ-кривых, мы рискуем получить грубо неверное представление о коровых и коромантийных проводниках, так как ложные восходящие ветви прибрежных кривых  $\rho^{\perp}$  и  $\varphi^{\perp}$  могут увести инверсию в сторону завышенных сопротивлений.

Авторы признательны Л.Л. Ваньяну за многочисленные дискуссии и В.И. Дмитриеву за внимание к работе и разрешение включить в нее описание предложенного им алгоритма бимодальной интерпретации.

#### Список литературы

1. Бердичевский М.Н., Жданов О.Н., Жданов М.С. Глубинная геоэлектрика в океане. Результаты исследований по международным геофизическим проектам. М.: Наука, 1989. 78 с.
2. Барашков А.С., Яковлев А.Г. О береговом эффекте в методе МТЗ // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1989. № 5. С. 103–107.
3. Mackie R.L., Bennett B.R., Madden T.R. Long-period magnetotelluric measurements near the central California coast // Geophysical J. 1988. V. 95. P. 181–194.
4. Wannamaker P.E., Booker J.R. et al. Magnetotelluric Observations Across the Juan de Fuca Subduction System in the EMSLAB Project // J. Geophys. Res. 1989. V. 94. № B10. P. 14111–14125.
5. Wannamaker P.E., Booker J.R. et al. Resistivity Cross Section Through the Juan de Fuca Subduction System and its Tectonic Implications // J. Geophys. Res. 1989. V. 94. № B10. P. 14127–14144.
6. Методы моделирования электромагнитных полей / Под ред. В.И. Дмитриева. М.: Наука, 1990. 199 с.
7. Авдеев Д.Б., Годнева Г.С., Зингер Б.Ш., Файнберг Э.Б. Пространственная фильтрация локальных искажений магнитотеллурического поля. Прямые и обратные задачи геоэлектрики. М.: Наука, 1980. С. 62–69.
8. Бердичевский М.Н., Яковлев А.Г. Аналитическая модель магнитотеллурического зондирования искаженного эффектом  $S$  // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1989. № 9. С. 82–88.
9. Ranganayaki R.P., Madden T.R. Generalized thin sheet analysis in magnetotellurics // Geophys. J. Roy. Astron. Soc. 1980. V. 60. P. 445–457.
10. Berdichevsky M.N., Dmitriev V.I. Basic principles of interpretation of magnetotelluric sounding curves // Geoelectric and Geothermal Studies. Budapest. 1976. P. 165–222.
11. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1979. 285 с.

Московский университет  
им. М.В. Ломоносова

Поступила в редакцию  
21.01.92