

Поступила в редакцию06.04.2025 г.Опубликована23.05.2025 г.

ISSN 2304-7380

УДК 550.837.211

ЭФФЕКТЫ ЛОКАЛЬНЫХ ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В МАГНИТОТЕЛЛУРИЧЕСКИХ ДАННЫХ И МЕТОДЫ ИХ ПОДАВЛЕНИЯ (ОБЗОР)

М. А. Суконкин¹, П. Ю. Пушкарев¹

¹Геологический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Локальные приповерхностные неоднородности приводят к статическим смещениям амплитудных кривых магнитотеллурического зондирования, тем самым искажая информацию об изучаемых глубинных структурах. Статья носит обзорный характер, в ней рассмотрены природа приповерхностных неоднородностей, способы нормализации смещённых кривых МТЗ, методы локально-регионального разложения тензора импеданса, а также подходы к подавлению искажений в ходе решения обратной задачи.

Ключевые слова: магнитотеллурическое зондирование, приповерхностные неоднородности, нормализация кривых MT3, локально-региональное разложение

EDN: DLYVAF

1. ПРИРОДА ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ АНОМАЛИЙ

Магнитотеллурическое зондирование (МТЗ) является одним из ключевых методов геофизических исследований, позволяющим получать информацию об электрической проводимости земных недр. Метод МТЗ основан на измерении естественного переменного электромагнитного поля Земли, имеющего на частотах порядка 1 Гц и ниже космическую природу. Точнее говоря, вариации поля возникают при воздействии излучения Солнца на магнитосферу и ионосферу Земли. На частотах выше 1 Гц (диапазон аудио-частот) преобладает поле удалённых гроз, распространяющееся по непроводящей атмосфере. Обработка данных МТЗ заключается в вычислении спектров компонент поля и переходе к независящим от возбудителей поля передаточным функциям, основной из которых является тензор импеданса [Z]. Интерпретация этих данных заключается в решении обратной задачи с получением геоэлектрических моделей (распределений электрической проводимости в Земле) и в их геологическом истолковании.

Интерпретация данных МТЗ часто осложняется наличием искажений, вызванных локальными приповерхностными неоднородностями (ЛППН). Эти неоднородности имеют небольшой размер и расположены близко к поверхности. Влияние ЛППН в электрической составляющей МТ поля проявляется во всём диапазоне частот, искажая информацию о глубинных структурах [Jiracek, 1990]. Природа ЛППН может быть различной, ей посвящено множество работ.

Выходящие на поверхность тектонические нарушения, такие как разломы и зоны трещиноватости, часто создают резкие изменения электрической проводимости. Например, в

Суконкин Максим Алексеевич, e-mail: msukonkin@mail.ru Пушкарев Павел Юрьевич, e-mail: pavel_pushkarev@list.ru



Адрес редакции журнала «Гелиогеофизические исследования»:

ФГБУ «ИПГ» 129128; Россия, Москва ул. Ростокинская, 9. e-mail: vestnik@ipg.geospace.ru

https://elibrary.ru/dlyvaf

Электронная почта авторов для переписки:

тектонически активных областях, таких как рифтовые зоны или зоны субдукции, в данных МТЗ наблюдаются значительные аномалии такого типа [Jones et al., 2014].

Изменения в составе приповерхностных горных пород, такие как переходы между осадочными и магматическими породами, также порождают искажения в наблюденных данных. Например, в осадочных бассейнах, где слои песчаника и глины чередуются, наблюдаются значительные вариации проводимости [Chave & Jones, 2012].

Наличие подземных вод, особенно минерализованных, может существенно влиять на электрическую проводимость верхней части разреза. В районах с высокой влажностью или вблизи водоносных горизонтов наблюдаются сильные аномалии в данных МТЗ [Unsworth, 2010]. Такие неоднородности часто имеют сложную форму и могут быть связаны с карстовыми процессами или зонами выветривания.

Гидротермальные системы также являются зонами распространения ЛППН. Термальные минерализованные флюиды обладают высокой электрической проводимостью, а их циркуляция внутри пород создает зоны с резкими изменениями проводимости, которые могут быть как локальными (например, вблизи трещин и разломов), так и протяженными (например, в зонах разгрузки гидротермальных источников) [Ussher et al., 2000]. Под воздействием высоких температур и химически активных флюидов породы подвергаются гидротермальному изменению, приводящему к образованию минералов с высокой проводимостью, таких как глинистые минералы (например, смектит) и сульфиды (например, пирит). Эти изменения создают контрасты в электрических свойствах пород [Cumming & Mackie, 2010]. Гидротермальные системы часто связаны с разломами и зонами трещиноватости, которые служат каналами для циркуляции флюидов. Эти структуры создают линейные или сетчатые неоднородности проводимости [Heise et al., 2008].

Многолетнемерзлые породы характеризуются сложной структурой, которая формируется под влиянием климатических, геологических и гидрологических факторов. Основные причины возникновения приповерхностных неоднородностей включают переход воды из жидкого состояния в твердое (лед) и обратно, что приводит к резким изменениям электрической проводимости. Мерзлые породы, содержащие лед, обладают низкой проводимостью, тогда как талые породы или зоны с жидкой водой имеют значительно более высокую проводимость. Ледяные линзы, жилы и другие формы подземного льда создают локальные неоднородности, которые могут иметь сложную геометрию и существенно влиять на распределение электромагнитных полей. Процесс образования термокарста приводит к проседанию грунта вследствие таяния подземного льда, что влечет за собой образование озер, впадин и других форм рельефа [Левков, 1980], которые создают резкие изменения в проводимости. Мерзлые породы часто имеют слоистую или сетчатую структуру, обусловленную чередованием льда и минеральных частиц, что может создавать анизотропию электрических свойств.

Рельеф горных регионов также может вызывать значительные статические смещения кривых МТЗ [Зингер, 1992]. В горных регионах перепады высот и крутые склоны приводят к изменению толщины приповерхностного слоя [Chave & Smith, 1994]. Там, где слой тоньше (например, на вершинах гор), проводимость может быть ниже, а там, где слой толще (например, в долинах), проводимость может быть выше. На крутых склонах и вершинах гор часто обнажаются коренные породы, которые имеют низкую проводимость. Это создаёт локальные аномалии, которые могут вызывать статические смещения. Рельеф влияет на распределение грунтовых вод. В долинах и у подножий гор грунтовые воды могут накапливаться, увеличивая проводимость приповерхностного слоя. На вершинах и склонах грунтовые воды могут отсутствовать, что снижает проводимость [Booker et al., 2004].

Однако не только при глубинных, но и при разведочных и даже при малоглубинных зондированиях существует проблема, связанная с ЛППН. Небольшие приповерхностные неоднородности вещественного состава могут быть вызваны различными геологическими и физикохимическими процессами. В частности, верхние слои горных пород часто подвержены выветриванию, что приводит к изменению их состава и структуры. Микроразломы и трещины могут создавать локальные аномалии проводимости, особенно если они заполнены проводящими материалами (например, глиной или водой). Весьма неоднородным может быть верхний слой в районах вечной мерзлоты.

Проблема влияния ЛППН существует с самого зарождения метода МТЗ, до сих пор полностью подавить их искажающий эффект не удается. Подробно влияние локальных неоднородностей на примере синтетических МТ данных было разобрано нами в статье [Суконкин и Пушкарев, 2023].

[©] Институт прикладной геофизики имени академика Е. К. Федорова

Существует ряд подходов к подавлению искажений от ЛППН. Так, нормализация направлена на коррекцию искаженных амплитудных кривых МТЗ [Бердичевский и др., 1986], методы локальнорегионального разложения тензора импеданса – на выделение характеристик региональных структур, также возможна коррекция статических смещений в процессе инверсии. На рисунке 1 приведена классификация этих методов, а ниже они будут рассмотрены подробно.



Рис. 1. Классификация методов подавления эффектов ЛППН и локализации глубинных структур

2. НОРМАЛИЗАЦИЯ КРИВЫХ МТЗ

2.1. Коррекция по квази-однородному верхнему слою

В работе [Jones, 1988] было предположено, что статические смещения кривых кажущегося сопротивления могут быть описаны коэффициентами, которые сдвигают кривые вверх или вниз. Эти коэффициенты зависят от локальных изменений проводимости вблизи поверхности и могут быть различными для разных компонент тензора импеданса.

Метод основан на предположении, что в исследуемой области существует слой, сопротивление которого можно описать с помощью простой параметрической модели. Этот слой должен быть достаточно однородным по своим свойствам, чтобы его сопротивление можно было аппроксимировать функцией, зависящей от положения вдоль профиля. Для каждой точки МТЗ определяются параметры слоя, такие как сопротивление и глубина до его основания. Далее в каждой точке МТЗ рассчитывается коэффициент статического сдвига D_x (для электрического поля вдоль оси x) на основе соотношения между оценками сопротивления слоя, полученными из инверсии, и параметрической моделью сопротивления по следующей формуле:

$$D_x = \sqrt{\frac{\rho_x}{\rho_{model}}},\tag{1}$$

где ρ_{model} – сопротивление слоя, описанного параметрической моделью, ρ_x – сопротивление того же слоя, но полученное из инверсии. Аналогичная формула применяется для расчёта параметра D_y . Далее исходные значения кажущегося сопротивления умножаются на соответствующий коэффициент на каждой точке МТЗ.

2.2. Метод эквивалентных источников

В статье [Tang et al., 2018] был предложен подход подавления гальванических искажений с использованием метода эквивалентных источников. Он основан на принципе замены реальных источников аномального поля (геологических неоднородностей) на фиктивные (эквивалентные) источники, расположенные на некоторой глубине или в определенной области. Эти эквивалентные источники создают такое же поле на поверхности наблюдения, как и реальные источники, но при этом они удобны для математического описания.

Эквивалентный источник представляется в виде горизонтального слоя, состоящего из множества маленьких прямоугольных призм, каждая из которых имеет постоянную электрическую поляризацию. Этот слой располагается на глубине, превышающей 10-кратное расстояние между точками МТЗ, чтобы разделять низкочастотные (глубинные) и высокочастотные (поверхностные) компоненты поля. Эквивалентный слой электрической поляризации строится таким образом, чтобы воспроизвести наблюдаемые электрические поля на поверхности, исключая при этом приповерхностные гальванические искажения. Это достигается за счет того, что гальванические искажения, вызванные мелкими неоднородностями вблизи поверхности, имеют случайный характер и не коррелируют между точками МТЗ, то есть они могут быть отделены от полезного сигнала (который имеет более длинные пространственные частоты).

Электрическое поле на поверхности Земли, вызванное эквивалентным слоем электрической поляризации, описывается следующим образом:

$$\vec{d}^{obs} = [G]\vec{m},\tag{2}$$

где \vec{d}^{obs} – наблюденные данные, [G] – матрица ядра, которая связывает электрическую поляризацию в эквивалентном слое с наблюдаемыми полями, \vec{m} – вектор электрической поляризации в эквивалентном слое. Для решения этого уравнения используется метод регуляризации, который позволяет найти оптимальную электрическую поляризацию, минимизирующую разницу между наблюденными и модельными данными.

2.3. Осреднение кривых МТЗ в зонах конформности

В Советском Союзе М.Н. Бердичевским была предложена идея осреднения кривых МТЗ для устранения локальных искажений. В работе [Berdichevsky et al., 1980] рассмотрен Байкальский регион, который был разделён на зоны, в каждой из которых преобладают кривые определенной формы. Интерпретация проводилась в три этапа: разделение региона на зоны, усреднение кривых кажущегося сопротивления в пределах каждой зоны и интерпретация усреднённых кривых. Для количественной интерпретации использовался метод дифференциальной трансформации, который позволяет построить приближенную геоэлектрическую модель литосферы. Использовались кривые эффективного импеданса *Z*_{eff}, определяемого как корень из определителя тензора импеданса.

Позже этот подход получил применение и за рубежом. В качестве альтернативы определителю тензора импеданса в работе [Rung-Arunwan, 2016] предлагается использовать инвариантный параметр Z_{ssq} , вычисляемый из компонент [Z] по формуле:

$$Z_{ssq} = \sqrt{\frac{Z_{xx}^2 + Z_{xy}^2 + Z_{yx}^2 + Z_{yy}^2}{2}}.$$
(3)

На основе этого импеданса рассчитываются несколько параметров. Используется локальный индикатор искажений, который показывает наличие искажений в каждой точке МТЗ, региональный индикатор искажений, который указывает на наличие гальванических искажений в регионе, а также параметр, который оценивает статический сдвиг в каждой точке [Rung-Arunwan, 2017].

2.4. Нормализация с помощью низкочастотной фильтрации

Для подавления искажений, вызванных приповерхностными неоднородностями, применяется метод пространственной фильтрации, основанный на усреднении электромагнитных полей в определенной области. В работе [Berdichevsky et al., 1989] предложен статистический подход коррекции искаженных амплитудных кривых, основанный на принципе пространственной

[©] Институт прикладной геофизики имени академика Е. К. Федорова

фильтрации, аналогичный тем, что используются в гравиметрии и магнитометрии для выделения регионального фона. Процедура фильтрации включает представление данных МТ-зондирования в виде карт кажущегося сопротивления для различных периодов. Эти карты затем подвергаются низкочастотной фильтрации, что позволяет устранить мелкомасштабные аномалии и получить сглаженные карты, отражающие региональные закономерности.

В статье [Avdeev et al., 1990] также рассматривается пространственная фильтрация как эффективный метод подавления влияния ЛППН. Коррекция статического сдвига в работе разделена на несколько этапов: данные преобразуются из пространственной области в частотную с использованием преобразования Фурье. Это позволяет выделить пространственные частоты, соответствующие различным размерам ЛППН. Далее создается низкочастотный фильтр, который подавляет высокие пространственные частоты. Фильтр может быть задан в виде гауссовой функции или скользящего окна подходящей под тип данных формы. Пространственная фильтрация предполагает усреднение полей в пределах области, размер которой (*W*) определяется следующим условием:

$$W > max\{|\lambda_0|, |\lambda_L|\}.$$
(4)

Здесь λ_0 – толщина скин-слоя, характеризующая индукционное затухание поля, λ_L – параметр, связанный с гальваническим затуханием поля:

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{T}{S^{-1} + Z_0}},\tag{5}$$

где *T* – суммарное поперечное сопротивление глубинного разреза, *S* – интегральная проводимость верхнего слоя, *Z*₀ – импеданс Тихонова-Каньяра для глубинного разреза.

После фильтрации данных в частотной области они преобразуются обратно в пространственную область с использованием обратного преобразования Фурье. В результате получаются данные, очищенные от локальных искажений.

Выделяется несколько видов низкочастотной пространственной фильтрации [Jones, 2012], которые могут быть применены к МТ-данным в зависимости от характера искажений и целей исследования.

- 1. Фильтры с осреднением в скользящем окне. Они обеспечивают один из самых простых видов пространственной фильтрации, работающий путем усреднения данных в пределах заданного пространственного окна, сглаживая высокочастотный шум, вызванный локальными искажениями. Этот метод эффективен для устранения гальванических искажений от ЛППН. Однако такой подход может ослабить и региональную составляющую, поэтому важно тщательно выбирать размер окна.
- 2. Вейвлет-преобразование представляет собой современный метод пространственной фильтрации, основанный на разложении сигнала на частотные компоненты с использованием специальных функций вейвлетов. В результате вейвлет-преобразования сигнал декомпозируется на два типа коэффициентов: аппроксимирующие, отражающие низкочастотные компоненты (например, региональные геоэлектрические структуры), и детализирующие, соответствующие высокочастотным компонентам (например, мелкомасштабные неоднородности). В статье [Jifeng et al., 2014] авторами выполнен анализ вейвлет-коэффициентов, который позволил выделить статические смещения как резкие скачки или аномальные значения в детализирующих коэффициентах. Последующее применение обратного вейвлет-преобразования восстанавливает сигнал с устранением искажений.

2.5. Приведение к уровню кривой ГМВЗ

И.И. Рокитянским в книге [Рокитянский, 1971] был предложен метод, который предполагает использование глобальной или региональной кривой кажущегося сопротивления для коррекции искажений, вызванных поверхностными неоднородностями. Стандартная кривая кажущегося сопротивления строится на основе данных глобального магнитовариационного зондирования (ГМВЗ) или данных МТЗ, полученных в стабильных регионах с однородным поверхностным слоем. Эта кривая служит эталоном, с которым сравниваются наблюденные данные для выявления и последующей

коррекции статических смещений. Если низкочастотные ветви экспериментальных МТ-кривых не совпадают со стандартной кривой, это свидетельствует о наличии статических смещений, вызванных поверхностными неоднородностями. Степень искажения определяется как отношение кажущегося сопротивления экспериментальной кривой к стандартной кривой на низких частотах [Рокитянский, 1975].

Похожая методика применялась, например, в проекте CEMES (Central Europe Mantle geoElectrical Structure). Одним из ключевых аспектов этого проекта [Semenov et al., 2008] стало объединение данных магнитотеллурических и магнитовариационных измерений по сети геомагнитных обсерваторий для изучения строения верхней мантии в Центральной Европе. Важной проблемой при объединении магнитотеллурических и магнитовариационных данных является, то, что первые представляют собой тензорные величины, которые зависят от направления измерений, в то время как данные ГМВЗ – скалярные и не зависят от направления. Это создает сложности при совместной интерпретации данных, особенно в условиях горизонтально-неоднородной среды. Поэтому выбирались направления, при которых дополнительные компоненты тензора импеданса были минимальны. После объединения кривых МТЗ и ГМВЗ проводилась 1D совместная инверсия разыми методами. Фазовые кривые МТЗ получали больший вес при построении модели, так как они не подвержены влиянию статического сдвига. Затем кривая кажущегося сопротивления МТЗ сдвигалась к полученному уровню модельной кривой, как правило, совпадая с ней достаточно хорошо.

Метод Рокитянского использовался и, например, в рамках эксперимента BEAR, включавшего в себя проведение синхронных МТЗ в точках, расположенных на территории Швеции, Финляндии и России [Жамалетдинов и Петрищев, 2015]. Этими авторами вначале проводилась первичная обработка, при которой создавался массив кривых эффективного кажущегося сопротивления и фазы импеданса. Затем производилась коррекция статических смещений с использованием кривой ГМВЗ. Коррекция высокочастотных ветвей кривых кажущегося сопротивления выполнялась с использованием "нормальной" кривой, полученной по результатам зондирований с контролируемыми источниками.

2.6. Приведение к уровню кривой ЗСБ

Поскольку искажения от ЛППН имеют гальваническую природу, одним из популярных методов борьбы с подобными искажениями является комплексирование магнитотеллурики с методом зондирования становлением поля в ближней зоне (ЗСБ), поскольку в нем, при работе с петлевыми установками, используется индукционное возбуждение поля и измеряется его магнитная составляющая, то есть эти данные свободны от влияния гальванических эффектов. Подобная методика применяется с восьмидесятых годов прошлого века. В работе [Sternberg et al, 1988] описана коррекция статического сдвига с использованием данных ЗСБ при обработке данных из Орегона. Основной проблемой данного участка был район Каскадных гор, где статический сдвиг мог достигать половины декады. Учет данных ЗСБ позволил существенно уменьшить влияние статического сдвига, в данной работе это было подтверждено данными каротажа скважин.

Учет данных ЗСБ может проводиться и при совместной инверсии с данными МТЗ. В работе [Meju, 1996] предложен метод такой инверсии, исключающий необходимость предварительной коррекции статического сдвига. Вместо этого используется информация о фазе импеданса, которая не подвержена влиянию статического сдвига, и данные ЗСБ. Совместная инверсия позволяет получить более точную модель геоэлектрического разреза без необходимости сдвига кривых кажущегося сопротивления по уровню.

Совместная одномерная инверсия данных МТЗ и ЗСБ также применяется в работе [Arnason et al., 2010] при исследовании геотермальных источников Исландии. Помимо совместной инверсии, в работе использовалась трехмерная инверсия исключительно МТЗ для картирования глубоких проводящих зон, которые в этом районе связаны с магматическими интрузиями или зонами частичного плавления. Оба подхода дополняют друг друга. Совместная 1D инверсия ЗСБ и МТ-данных обеспечила хорошее разрешение на малых и средних глубинах, но не учитывала сложные трехмерные структуры. 3D инверсия МТ данных позволила более детально изучить глубинные структуры, включая разломы и зоны с высокой проводимостью.

Также в рамках коррекции статического сдвига возможно использование данных аэро-ЗСБ. В статье [Delhaye et al., 2017] представлен подобный подход в рамках изучения геотермальных источников в Северной Ирландии. В работе описана следующая многоэтапная методика коррекции статического сдвига:

[©] Институт прикладной геофизики имени академика Е. К. Федорова

- 1. Трёхмерная инверсия МТ данных для получения базовой модели удельного сопротивления.
- 2. Данные аэро-ЗСБ моделируются как однослойная структура (полупространство) для получения кажущегося сопротивления.
- 3. Производится интерполяция данных аэрогеофизики: полученные значения сопротивления интерполируются для создания трехмерной модели.
- 4. Модель, полученная по аэро-ЗСБ, используется для решения прямой задачи МТЗ.
- 5. Определяются корректирующие коэффициенты для нивелирования статического сдвига путем сравнения наблюденных и синтетических МТ данных.
- 6. На заключительном этапе производится трёхмерная инверсия скорректированных данных МТЗ.

Как видно, коррекция статического сдвига с привлечением данных ЗСБ является одним из популярных методов борьбы с искажениями от ЛППН, однако далеко не во всех случаях данные этого метода доступны для использования. В работе [Rahman et al., 2024] предлагается использовать 2D электротомографию для коррекции статического сдвига. По данным электротомографии строились модели распределения сопротивлений в верхней части разреза, впоследствии по этим моделям восстанавливался истинный уровень амплитудных кривых МТЗ. Для наиболее достоверного результата необходимо, чтобы при полевых работах профили электротомографии точно совпадали с положением точек МТЗ.

3. МЕТОДЫ ЛОКАЛЬНО-РЕГИОНАЛЬНОГО РАЗЛОЖЕНИЯ

3.1. Методы декомпозиции тензора импеданса

Данная группа методов основана на разложении тензора импеданса [Z] на составляющие, связанные с влиянием ЛППН и региональных глубинных структур.

Одной из первых работ по этой теме была статья [Larsen, 1977]. В этой работе полагается, что локальные неоднородности проводимости вблизи поверхности могут быть описаны как тонкий проводящий слой, залегающий на одномерном глубинном разрезе. Этот слой вызывает статические сдвиги в кажущемся сопротивлении, которые можно устранить, если правильно оценить вклад локальных эффектов. Вводятся приповерхностные параметры *A*, *B* и *C*, которые представляют собой коэффициенты, описывающие влияние ЛППН на наблюдаемое поле. Эти параметры используются для разделения эффектов, вызванных поверхностной проводимостью, от мантийного отклика, они вещественны и не зависят от частоты. *A* и *C* связаны с анизотропией поверхностной проводимости, они описывают, как ЛППН влияют на электрическое поле в разных направлениях. Параметр В связан с асимметрией поверхностной проводимости, он описывает, как ЛППН вызывают смещение или вращение электрического поля.

Параметры *A*, *B* и *C* вычисляются через преобразованные компоненты тензора импеданса, вычисляемые из его компонент по следующим формулам:

$$Z_{1} = \frac{Z_{xx} + Z_{yy}}{2}; \qquad Z_{2} = \frac{Z_{xy} + Z_{yx}}{2};$$

$$Z_{3} = \frac{Z_{yx} - Z_{xy}}{2}; \qquad Z_{4} = \frac{Z_{xx} - Z_{yy}}{2}.$$
(6)

Затем приповерхностные параметры находятся методом наименьших квадратов: $A = G\langle Z_1 Z_3^* \rangle$, $B = G\langle Z_2 Z_3^* \rangle$, $C = G\langle Z_4 Z_3^* \rangle$, где скобки означают усреднение данных, множитель $G = \langle Z_3 Z_3^* \rangle^{-1}$ выступает в роли нормировочного в методе наименьших квадратов, а звездочка означает комплексное сопряженное. После определения параметров A, B и C определяется Z_D – функция, описывающая мантийный отклик под поверхностным слоем:

$$Z_D = \frac{AZ_1 + BZ_2 + Z_3 + CZ_4}{1 + A^2 + B^2 + C^2}.$$
(7)

Таким образом, сначала определяются параметры A, B и C, непосредственно связанные с приповерхностными неоднородностями. Затем, на их основе вычисляется функция Z_D , которая уже

отражает только мантийный отклик. Очевидно, что рассмотренный подход может хорошо работать, если глубинный разрез является одномерным с соответствующим импедансом Z_D.

Фундаментальное значение имела работа [Zhang et al., 1987], в которой было предложено разделение тензора импеданса на множители, связанные с региональной и локальной составляющими. Если $[Z^S], \vec{E_{\tau}^S}, \vec{H_{\tau}^S}$ – тензор импеданса и горизонтальные компоненты поля, отвечающие суперпозиции региональных и локальных структур, $[Z^R], \vec{E_{\tau}^R}, \vec{H_{\tau}^R}$ – их региональные составляющие, а [e] и [h] – матрицы локальных электрических и магнитных искажений [Бердичевский и Дмитриев, 2009], то:

$$\overrightarrow{E_{\tau}^{S}} = [e]\overline{E_{\tau}^{R}} = [e][Z^{R}]\overline{H_{\tau}^{R}} = [e][Z^{R}][h]^{-1}\overline{H_{\tau}^{S}} = [Z^{S}]\overline{H_{\tau}^{S}},$$
(8)

откуда:

$$[Z^{S}] = [e][Z^{R}][h]^{-1}.$$
(9)

Задача состоит в том, чтобы выделить региональную составляющую $[Z^R]$.

Если предположить, что ЛППН сосредоточены в тонком слое и частота настолько мала, что электрические искажения имеют гальванический характер, не затрагивая фазы, а магнитными искажениями можно пренебречь, то последняя формула упрощается:

$$[Z^S] = [e][Z^R], (10)$$

где матрица [e] является вещественно-значной и независимой от частоты. В качестве критерия применимости модели, в которой справедливо это разложение, а региональная среда является двухмерной (или осесимметричной), в работе [Bahr, 1988] была предложена близость к нулю параметра, который позже был назван параметром асимметрии Бара:

$$skew_B = \frac{\sqrt{|Im(ZxyZyy^* + ZxxZyx^*)|}}{|Zxy - Zyx|},\tag{11}$$

где звёздочка означает комплексно-сопряжённую величину.

В той же работе [Bahr, 1988] был предложен метод, известный сейчас как метод Бара. В нём оценивается азимут простирания региональных структур (с точностью до 90⁰):

$$\alpha_R = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \frac{\operatorname{Im}(ZyxZxx^* + ZxyZyy^*)}{\operatorname{Im}(ZxxZyy^* + ZxyZyx^*)}.$$
(12)

Далее, поворачивая систему координат, можно перейти к направлениям α_R и $\alpha_R + 90^0$ и получить отвечающие им импедансы Z_1 и Z_2 . В региональной 2D среде один из них будет продольным, а второй – поперечным по отношению к структурам. В осесимметричной среде один будет отвечать азимутальному, другой – радиальному направлению, а амплитуды $|Z_1|$ и $|Z_2|$ будут по-прежнему подвержены статическим смещениям.

В случае, если фазы импедансов $\arg(Z_1)$ и $\arg(Z_2)$ близки (например, региональный разрез горизонтально-однороден), метод Бара работает неустойчиво. Поэтому, в дополнение к условию малости *skew_B*, был, предложен дополнительный критерий применимости метода Бара – параметр Δ , определяемый по разности фаз [Бердичевский и Дмитриев, 2009]:

$$\Delta = |\arg(Z_1) - \arg(Z_2)|. \tag{13}$$

Другой метод декомпозиции был предложен в работе [Groom & Bailey, 1989]. В методе Грума-Бэйли используются в целом те же допущения, что и в методе Бара. Здесь также подразумевается наличие 2D региональной структуры и 3D поверхностных локальных неоднородностей. Матрица [e] в нём представлена как произведение масштабного коэффициента g и трёх матриц, отвечающих за искажения [Z], аналогичные эффектам кручения [T], сдвига [S] и анизотропии [A]:

[©] Институт прикладной геофизики имени академика Е. К. Федорова

$$[e] = g[T][S][A].$$
(14)

Простирание региональных структур и другие параметры оцениваются в методе Грума-Бэйли методом наименьших квадратов [Groom & Bailey, 1991].

В классическом варианте метода Грума-Бэйли параметры искажения и региональное направление определяются для каждой частоты и точки МТЗ отдельно, что даёт неустойчивый результат. В работе [McNeice & Jones, 2001] авторы предлагают расширение метода, при котором параметры искажения и региональное направление определяются с помощью многочастотной и многоточечной схемы.

Рассмотрим относительно новый подход, представленный в работе [Gómez-Treviño et al., 2014], основанный на аналитическом решении квадратного уравнения. Основная идея заключается в использовании инвариантов тензора импеданса, которые обладают устойчивостью к некоторым типам искажений, описанным в методе Грума-Бэйли. В статье используется три таких инварианта:

- *Z*_{*d*} – эффективный импеданс;

- *Z*_s – последовательный импеданс;

– *Z_p* – параллельный импеданс.

На основе параллельного и последовательного импеданса выводится квадратное уравнение:

$$\tau^2 - 2\rho_s \tau + \rho_s \rho_p = 0, \tag{15}$$

где ρ_s и ρ_p – это комплексные кажущиеся сопротивления, вычисленные из последовательного и параллельного импедансов соответственно, а τ – искомое неискаженное кажущееся сопротивление для 2D среды.

Это квадратное уравнение имеет два решения:

$$\rho_{\pm} = \rho_s \pm \sqrt{\rho_s^2 - \rho_s \rho_p}.$$
(16)

Кажущиеся сопротивления ρ₊ и ρ₋ свободны от гальванических искажений кручения и сдвига и их можно интерпретировать как данные для двух поляризаций поля в 2D среде.

В отличие от рассмотренных выше методов локально-регионального разложения, в методе Жанга-Робертса-Педерсена [Zhang et al., 1987] полагается, что над двухмерной региональной структурой R расположена двухмерная (а не трехмерная) локальная приповерхностная неоднородность L. Углы простирания региональной и локальной структуры обозначаются a_R и a_L соответственно. В региональной системе координат оси х и у направлены вдоль и поперек региональной структуры, соответственно тензор регионального импеданса [Z^R] будет антидиагональным. Для перехода к локальной системе координат [Z^R] поворачивают по часовой стрелке на угол $\Delta a = a_L - a_R$. В таком случае тензор локальных электрических искажений [e] будет диагональным. Метод даёт возможность, после перехода к локальной системе координат и некоторых преобразований, определить простирание локальной структуры:

$$a = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \frac{2ImZxxZyy^{*}}{Im(Zxy + Zyx)(Zxx^{*} + Zyy^{*})} = \begin{cases} a_{L} \\ a_{L} + \frac{\pi}{2} \end{cases}$$
(17)

В рассмотренных методах полагалось, что вектором магнитных искажений из разложения тензора импеданса [Z^S] = [e][Z^R][h⁻¹] можно пренебречь. Метод Чейва-Смита [Chave & Smith, 1994] учитывает влияние и локальных магнитных аномалий. В нем используется дополненное матрицей магнитных искажений уравнение из метода Грума-Бэйли:

$$[Z^{S}] = g[T][S][A][Z^{R}][h]^{-1}.$$
(18)

При решении этой задачи получается недоопределённая система уравнений, которую можно решить на множестве частот (полагая независимость искомых параметров от частоты). В итоге определяется азимут регионального простирания, а также локальные углы кручения и сдвига [Chave & Jones, 1997].

45

В статье [Dai et al., 2025] представлен метод декомпозиции тензора импеданса в одномерных (1-D) электрически анизотропных средах с учетом как электрических, так и магнитных гальванических искажений. Для получения региональных и локальных параметров авторы используют модифицированный алгоритм оптимизации Бройдена–Флетчера–Гольдфарба–Шанно (BFGS) в сочетании с анализом фазового тензора (см. ниже) и методом доверительной области. Тесты на использованных в работе как синтетических, так и полевых данных показывают, что включение магнитного гальванического эффекта в традиционную схему декомпозиции эффективно, особенно в присутствии электрической анизотропии в локальных неоднородностях проводимости и региональном фоне.

3.2. Метод фазового тензора

Этот метод был предложен в работе [Caldwell et al., 2004]. Его отличием и сильной стороной является отсутствие требования к двухмерности регионального разреза.

Для расчета фазового тензора следует записать полученную выше формулу декомпозиции $[Z^S] = [e][Z^R]$ отдельно для вещественных и мнимых частей:

$$[ReZ^{S}] = [e][ReZ^{R}],$$

$$[ImZ^{S}] = [e][ImZ^{R}].$$
(19)

Далее вводится вещественно-значный фазовый тензор:

$$[\Phi] = [ImZ^S][ReZ^S]^{-1} = [e][ImZ^R][e][ReZ^R]^{-1} = [ImZ^R][ReZ^R]^{-1} = \begin{bmatrix} \phi_{XX} & \phi_{XY} \\ \phi_{YX} & \phi_{YY} \end{bmatrix}.$$
 (20)

Как видно, он связан только с региональным импедансом, и не подвержен влиянию ЛППН [Bibby et al., 2005].

В одномерной среде фазовый тензор приобретает вид:

$$\begin{bmatrix} \Phi^{1D} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \Phi xx & \Phi xy \\ \Phi yx & \Phi yy \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} tg \ arg \ Z^N & 0 \\ 0 & tg \ arg \ Z^N \end{bmatrix}.$$
 (21)

В двухмерной среде, если *у* – ось однородности среды:

$$[\Phi^{2D}] = \begin{bmatrix} \Phi xx & \Phi xy \\ \Phi yx & \Phi yy \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} tg \ arg \ Z^{||} & 0 \\ 0 & tg \ arg \ Z^{\perp} \end{bmatrix}.$$
 (22)

По фазовому тензору можно определить азимут простирания региональных двухмерных структур α (с точностью до 90⁰), причём [Бердичевский и Дмитриев, 2009]:

$$\alpha = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \frac{\phi_{xy} + \phi_{yx}}{\phi_{xx} - \phi_{yy}} = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \frac{\operatorname{Im}(ZyxZxx^* + ZxyZyy^*)}{\operatorname{Im}(ZxxZyy^* + ZxyZyx^*)}.$$
(23)

То есть в случае, когда региональный разрез является двухмерным, метод фазового тензора даёт тот же результат, что и метод Бара.

Также в методе фазового тензора вводится инвариантный параметр β , который характеризует региональную асимметрию среды:

$$\beta = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \frac{\Phi x y - \Phi y x}{\Phi x x + \Phi y y}.$$
(24)

Параметр β является аналогом *skew*_B, его величина тем больше, чем сильнее региональные трёхмерные эффекты. С его помощью можно определить главные направления фазового тензора:

[©] Институт прикладной геофизики имени академика Е. К. Федорова

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= \alpha - \beta, \\ \alpha_2 &= \alpha_1 + 90^0. \end{aligned} \tag{25}$$

Стоит отметить, что в трёхмерных средах $\beta \neq 0$ и азимутальные углы α_1 и α_2 будут отличаться от азимутального угла α , определяемого методом Бара.

3.3. Метод амплитудного тензора

Как было сказано выше, фазовый тензор не зависит от гальванических приповерхностных искажений, но и не содержит информации об амплитуде импеданса, что ограничивает его применение. Поэтому в работе [Neukirch et al, 2017] был предложен метод декомпозиции тензора импеданса на фазовый тензор и амплитудный тензор. Такой подход позволяет учитывать как фазовую, так и амплитудную информацию.

Вещественный амплитудный тензор [*P*] вводится как математический объект, который содержит информацию об амплитуде импеданса и является независимым от фазового тензора [Φ]. Он связан с тензором импеданса [Z^s] через функцию фазового тензора $e([\Phi])$ [Neukirch et al, 2020]:

$$[Z^{s}] = [P]e([\Phi]), (26)$$

$$e([\Phi]) = \left(\sqrt{([I] + [\Phi][\Phi]^T)}\right)^{-1} + i\left(\sqrt{([I] + [\Phi][\Phi]^T)}\right)^{-1} [\Phi],$$
(27)

где [*I*] – единичная матрица 2х2, *i* – мнимая единица.

Амплитудный и фазовый тензоры содержат различную информацию, что делает их взаимодополняющими и позволяет использовать амплитудный тензор для улучшения интерпретации данных фазового тензора. Амплитудный тензор содержит информацию как о приповерхностных гальванических, так и об индукционных эффектах, в то время как фазовый – преимущественно об индукционных. Таким образом, для чисто индукционного отклика параметры амплитудного и фазового тензоров (параметр асимметрии, азимут простирания и параметр анизотропии) должны быть схожими. То есть разница между этими параметрами может быть использована как индикатор наличия гальванических искажений. Для определения элементов матрицы искажений минимизируется разница между параметрами амплитудного и фазового тензоров, задаваемая в виде целевой функции:

$$f(\mathcal{C}) = \ln \left| \varphi_P W_{\varphi} \varphi_P^* \right| + \ln \left| \Delta W_{\varphi} \Delta^* \right| + \ln \left| \Gamma W_{\theta} \Gamma^* \right| + \left| \ln (A_{\varphi} W_{\alpha} A_{\varphi}^*) - \ln (A_P W_{\alpha} A_P^*) \right|, \tag{28}$$

куда входят следующие вектора с компонентами, отвечающими разным частотам:

- φ_P нормализованный параметр асимметрии амплитудного тензора;
- *Δ* разница параметров асимметрии амплитудного и фазового тензоров;
- *Г* разница азимутов простирания амплитудного и фазового тензоров;
- А_P и А_Φ логарифмическая анизотропия амплитудного тензора и анизотропия фазового тензора;
- *W*_φ, *W*_θ и *W*_α весовые матрицы, учитывающие дисперсию параметров фазового тензора.

Применение алгоритма для поиска оптимальных параметров искажений, которые минимизируют разницу между параметрами амплитудного и фазового тензоров, позволяет анализировать гальванические искажения без предположения о 2D-региональном импедансе, что делает его применимым для 3D-сред [Neukirch et al., 2017].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Данные МТЗ часто искажаются локальными приповерхностными неоднородностями. Эти искажения, вызывающие статические сдвиги амплитудных кривых, затрудняют интерпретацию данных. Для борьбы с искажениями, вызванными ЛППН, разработаны различные подходы. Нормализация кривых МТЗ, включая статистическое осреднение и низкочастотную фильтрацию, помогает скорректировать искаженные кривые. Методы декомпозиции тензора импеданса, такие как подходы Бара, Грума-Бэйли и фазового тензора, позволяют разделить локальные и региональные эффекты для определения характеристик глубинных структур. В нашей работе

47

[Суконкин и Пушкарев, 2024] были применены методы разделения локальных и региональных эффектов в данных МТЗ. Методы Бара и фазового тензора позволили уверенно определить главные направления, связанные с региональными структурами. Также были построены полярные диаграммы и эллипсы фазового тензора для определения характеристик региональных геоэлектрических структур.

Учет статического сдвига амплитудных кривых также возможен в процессе инверсии данных. В работе [Siripunvaraporn & Egbert, 2000] статические сдвиги включаются в процесс 2D инверсии как дополнительные определяемые параметры в алгоритме REBOCC (Reduced Basis Occam's Inversion). В работе [Sasaki & Meju, 2006] продемонстрирована 3D-инверсия МТ-данных, которая позволяет одновременно восстанавливать распределение удельного сопротивления и параметры статического сдвига. Этот метод основан на минимизации целевой функции, которая включает в себя три компоненты: невязку данных, сглаживающий стабилизатор и ограничение на параметры статического сдвига. Математически задача формулируется как минимизация представленного ниже функционала:

$$U = Q + \alpha^2 R + \beta^2 S, \tag{29}$$

где Q – невязка модельных и наблюдённых данных, R – мера гладкости модели, S –ограничения, наложенные на параметры статического сдвига, а α и β – параметры регуляризации. Как и в случае с применением декомпозиции и низкочастотной фильтрации, такой подход не требует дополнительных данных, например, метода ЗСБ, что делает его более практичным для полевых исследований. В работе [Avdeeva et al., 2015] описан процесс инверсии с учетом полной частотно-независимой матрицы искажений. В этом методе минимизируемый функционал включает как параметры геоэлектрической модели, так и элементы матрицы искажений.

В последнее время появляются работы, посвящённые инверсии данных МТЗ с использованием методов машинного обучения. Например, в работе [Zhou et al., 2023] для подавления статического сдвига предложено использовать нейронную сеть, которая обучается на синтетических данных. Создаются геоэлектрические модели на основе априорных данных об исследуемой области. Затем добавляется статический сдвиг, который моделируется как случайное смещение кривых кажущегося сопротивления. Нейронная сеть SCNet (Static Shift Correction Network) обучается на этих синтетических данных, чтобы установить соответствие между искажёнными и исходными данными. После обучения SCNet может автоматически удалять статический сдвиг из новых МТ данных.

Несмотря на прогресс, проблема искажений остается актуальной, особенно в сложных геологических условиях.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 24-27-00147).

ЛИТЕРАТУРА

- Бердичевский М.Н., Ваньян Л.Л., Дмитриев В.И. Интерпретация глубинных магнитотеллурических зондирований. І. Влияние приповерхностной проводимости // Физика Земли. № 12, 1986. С. 24–38.
- Бердичевский М.Н., Дмитриев В.И. Модели и методы магнитотеллурики // М.: Научный мир, 2009. 680 с.
- Жамалетдинов А.А., Петрищев М.С. Квазитрехмерная модель электропроводности литосферы Фенноскандинавского щита по результатам экспериментов BEAR и FENICS // Доклады академии наук. Т. 463, № 3, 2015. С. 337–342.
- Зингер Б.Ш. Учёт статических искажений в магнитотеллурике. Обзор // Физика Земли. № 5. 1992.С. 53– 70.
- Левков Э.А. Гляциотектоника // Минск, Наука и техника, 1980. 280 с.
- Рокитянский И.И. Глубинные магнитотеллурические зондирования при наличии искажений от горизонтальных неоднородностей // Геофизический сборник. Вып. 43, 1971. С. 71–78.

[©] Институт прикладной геофизики имени академика Е. К. Федорова

- Рокитянский И.И. Исследование аномалий электропроводности методом магнитовариационного профилирования // Киев: Наук. думка, 1975. 279 с.
- Суконкин М.А., Пушкарев П.Ю. Анализ синтетических магнитотеллурических данных, рассчитанных для геоэлектрической модели с приповерхностными неоднородностями // Геофизика. Вып. 6, 2023 С. 65-69.
- Суконкин М.А., Пушкарев П.Ю. Использование синтетических магнитотеллурических данных для оценки эффективности методов, основанных на локально-региональном разложении тензора импеданса // Вестник Моск. ун-та. Сер. 4. Геология. Вып. 6, 2024. С. 185-196.
- Arnason K., Eysteinsson H., Hersir G.P. Joint 1D inversion of TEM and MT data and 3D inversion of MT data in the Hengill area, SW Iceland // Geothermics. Vol. 39, № 1, 2010. P. 13–34.
- Avdeev D.V., Godneva G.S., Zinger B.Sh., Fainberg E.B. Spatial Filtering of Local Magnetotelluric Field Distortions // Izvestiya, Earth Physics. Vol. 26, № 10, 1990. P. 813-818.
- Avdeeva A., Moorkamp M., Avdeev D., Jegen M., Miensopust M. Three-Dimensional inversion of magnetotelluric impedance tensor data and full distortion matrix // Geophys. J. Int. Vol. 202, №.1, 2015. P. 464– 481.
- Bahr K. Interpretation of magnetotelluric impedance tensor: regional, induction and local telluric distortion // Journal of Geophysics. Vol. 62, 1988. P. 119–127.
- Berdichevsky M.N., Vanyan L.L., Dmitriev V.I. Methods used in the USSR to reduce near-surface inhomogeneity effects on deep magnetotelluric sounding // Physics of the Earth and Planetary interiors. Vol. 53, №. 3-4, 1989.
 P. 194-206.
- Berdichevsky M.N., Vanyan L.L., Kuznetsov V.A., Levadny V.T., Mandelbaum M.M., Nechaeva G.P., Okulessky B.A., Shilovsky P.P., Shpak I.P. Geoelectrical model of the Baikal region // Phys. Earth Planet. Inter. Vol. 22, 1980. P. 1–11.
- Bibby H.M., Caldwell T.G., Brown C. Determinable and non-determinable parameters of galvanic distortion in magnetotellurics // Geophys. J. Int. Vol. 163, 2005. P. 915–930.
- Booker J.R., Favetto A., Pomposiello M.C. Low electrical resistivity associated with plunging of the Nazca flat slab beneath Argentina // Nature. Vol. 429, 2004. P. 399–403.
- Caldwell T.G., Bibby H.M., Brown C. The magnetotelluric phase tensor // Geophys. J. Int. Vol. 158, 2004. P. 457–469.
- Chave A.D., Jones A. Electric and magnetic field galvanic distortion decomposition of BC87 data // J. Geomag. Geoelectr. Vol. 49, 1997. P. 767–789.
- Chave A.D., Jones A.G. The magnetotelluric method: Theory and practice. 4. The magnetotelluric response function // Cambridge: Cambridge University Press, 2012. P. 122 – 160.
- Chave A.D., Smith J.T. On electric and magnetic galvanic distortion tensor decompositions // Journal of Geophysical Research. Vol. 99, 1994. P. 4669–4682.
- Cumming W., Mackie R. Resistivity imaging of geothermal resources using 1D, 2D and 3D MT inversion and TDEM static shift correction illustrated by a Glass Mountain case history // Proceedings World Geothermal Congress, 2010. P. 25–29.
- Dai T., Li Y., Shao G., Lu J. Galvanic distortion decomposition of magnetotelluric impedance tensors in 1-D electrical anisotropic media // Geophys. J. Int. Vol. 240, 2025. P. 212–232.
- Delhaye R., Rath V., Jones A.G., Muller M.R., Reay D. Correcting for static shift of magnetotelluric data with airborne electromagnetic measurements: A case study from Rathlin Basin, Northern Ireland // Geophysical Journal International. Vol. 210, № 3, 2017. P. 1461–1476.
- Gómez-Treviño E., Romo J.M., Esparza F.J. Quadratic solution for the 2-D magnetotelluric impedance tensor distorted by 3-D electro-galvanic effects // Geophysical Journal International. Vol. 198, № 3, 2014. P. 1795– 1804.
- Groom R.W., Bailey R.C. Analytical investigations of the effects of near surface three dimensional galvanic scatterers on MT tensor decomposition // Geophysics. Vol. 56, 1991. P. 496–518.
- Groom R.W., Bailey R.C. Decomposition of magnetotelluric impedance tensors in the presence of local threedimensional galvanic distortion // Journal of Geophysical Research. Vol. 94, 1989. P. 1913–1925.

- *Heise W., Caldwell T.G., Bibby H.M., Brown C.* Three-dimensional modelling of magnetotelluric data from the Rotokawa geothermal field, Taupo Volcanic Zone, New Zealand // Geophysical Journal International, 2008.
- Jifeng Z., Bing F., Leilei S. Recognition and correction of static shift for MT based on wavelets analysis // Coal Geology & Exploration. Vol. 42, № 4, 2014. P. 77–81.
- Jiracek G.R. Near-surface and topographic distortions in electromagnetic induction // Surveys in Geophysics. Vol. 11, 1990. P. 163–203.
- Jones A.G. Distortion of magnetotelluric data: its identification and removal // The Magnetotelluric Method: Theory and Practice // Cambridge: Cambridge University Press, 2012. P. 219–302.
- Jones A.G. Static shift of magnetotelluric data and its removal in a sedimentary basin environment // Geophysics. Vol. 53, 1988. P. 967–978.
- Jones A.G., Ledo J., Ferguson I.J., Craven J.A., Unsworth M.J., Chouteau M., Spratt J.E. The electrical resistivity of Canada's lithosphere and correlation with other parameters: contributions from Lithoprobe and other programmes // Canadian Journal of Earth Sciences. Vol. 51, № 6, 2014. P. 573–617.
- Larsen J.C. Removal of local surface conductivity effects from low frequency mantle response curves // Acta Geodaetica, Geophysica et Montanistica Hungarica. Vol. 12, 1977. P. 183–186.
- McNeice G.W., Jones A.G. Multisite, multifrequency tensor decomposition of magnetotelluric data // Geophysics. Vol. 66, №. 1, 2001. P. 158-173.
- Meju M.A. Joint inversion of TEM and distorted MT soundings: Some effective practical considerations // Geophysics. Vol. 61, № 1, 1996. P. 56–65.
- Neukirch M., Garcia X., Galiana S. Appraisal of the Magnetotelluric Galvanic Electric Distortion by Optimisation of the Relation between Amplitude and Phase Tensors //arXiv preprint arXiv:1704.09020, 2017.
- Neukirch M., Garcia X., Galiana S. Appraisal of the magnetotelluric galvanic electric distortion by optimization of the relation between amplitude and phase tensors // Geophysics. Vol. 85, № 3, 2020. P. 79–98.
- Rahman N., Rosli N., Jia T.Y., Saad R., Rosli F.N., Dan M.F., Anda S.T. Novel approach in static shift correction for magnetotellurics data using 2D electrical resistivity imaging // 2024. https://doi.org/10.21203/rs.3.rs-3562955/v1.
- Rung-Arunwan T., Siripunvaraporn W., Utada H. On the Berdichevsky average // Physics of the Earth and Planetary Interiors. Vol. 253, 2016. P. 1–4.
- Rung-Arunwan T., Siripunvaraporn W., Utada H. Use of ssq rotational invariant of magnetotelluric impedances for estimating informative properties for galvanic distortion // Earth, Planets and Space. Vol. 69, 2017. P. 1–24.
- Sasaki Y., Meju M.A. Three-dimensional joint inversion for magnetotelluric resistivity and static shift distributions in complex media // Journal of Geophysical Research: Solid Earth. Vol. 111, 2006.
- Semenov V.Yu., Pek J., Ádám A., Jóźwiak W., Ladanivskyy B., Logvinov I.M., Pushkarev P., Vozar J. Electrical structure of the upper mantle beneath Central Europe: Results of the CEMES project // Acta Geophysica. Vol. 56, № 4, 2008. P. 957–981.
- Siripunvaraporn W., Egbert G. An efficient data-subspace inversion method for 2-D magnetotelluric data // Geophysics. Vol. 65, № 3, 2000. P. 791–803.
- Sternberg B.K., Washburne J.C., Pellerin L. Correction for the static shift in magnetotellurics using transient electromagnetic soundings // Geophysics. Vol. 53, № 11, 1988. P. 1459–1468.
- Tang W., Li Y., Oldenburg D.W., Liu J. Removal of galvanic distortion effects in 3D magnetotelluric data by an equivalent source technique // Geophysics. Vol. 83, № 2, 2018. P. 95.
- Unsworth M. Magnetotelluric studies of active continent-continent collisions // Surv. Geophys. Vol. 31, 2010.
 P. 137–161.
- Ussher G., Harvey C., Johnstone R., Anderson E., Zealand N. Understanding the resistivities observed in geothermal systems // Proceedings World Geothermal Congress, 2000. P. 1915–1920.
- Zhang P., Roberts R.G., Pedersen L.B. Magnetotelluric strike rules // Geophysics. Vol. 52, 1987. P. 267-278.

[©] Институт прикладной геофизики имени академика Е. К. Федорова

 Zhou H., Guo R., Li M., Yang F., Xu S., Chen M., Wang Y., Tao D., Hu Z., Cui X. An intelligent MT data inversion method with seismic attribute enhancement // IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing. Vol. 61, 2023. P. 1–14.

EFFECTS OF LOCAL NEAR-SURFACE INHOMOGENEITIES IN MAGNETOTELLURIC DATA AND METHODS OF THEIR SUPPRESSION (REVIEW)

Sukonkin M. A., Pushkarev P. Yu.

Local near-surface inhomogeneities cause static shifts in magnetotelluric sounding amplitude curves, thereby distorting information about the studied deep structures. This article is a review that examines the nature of near-surface inhomogeneities, methods for normalizing shifted MT curves, techniques for local-regional decomposition of the impedance tensor, as well as approaches to distortion suppression during inverse problem solving.

KEYWORDS: MAGNETOTELLURIC SOUNDING, NEAR-SURFACE HETEROGENEITIES, MT CURVES NORMALIZATION, LOCAL-REGIONAL DECOMPOSITION