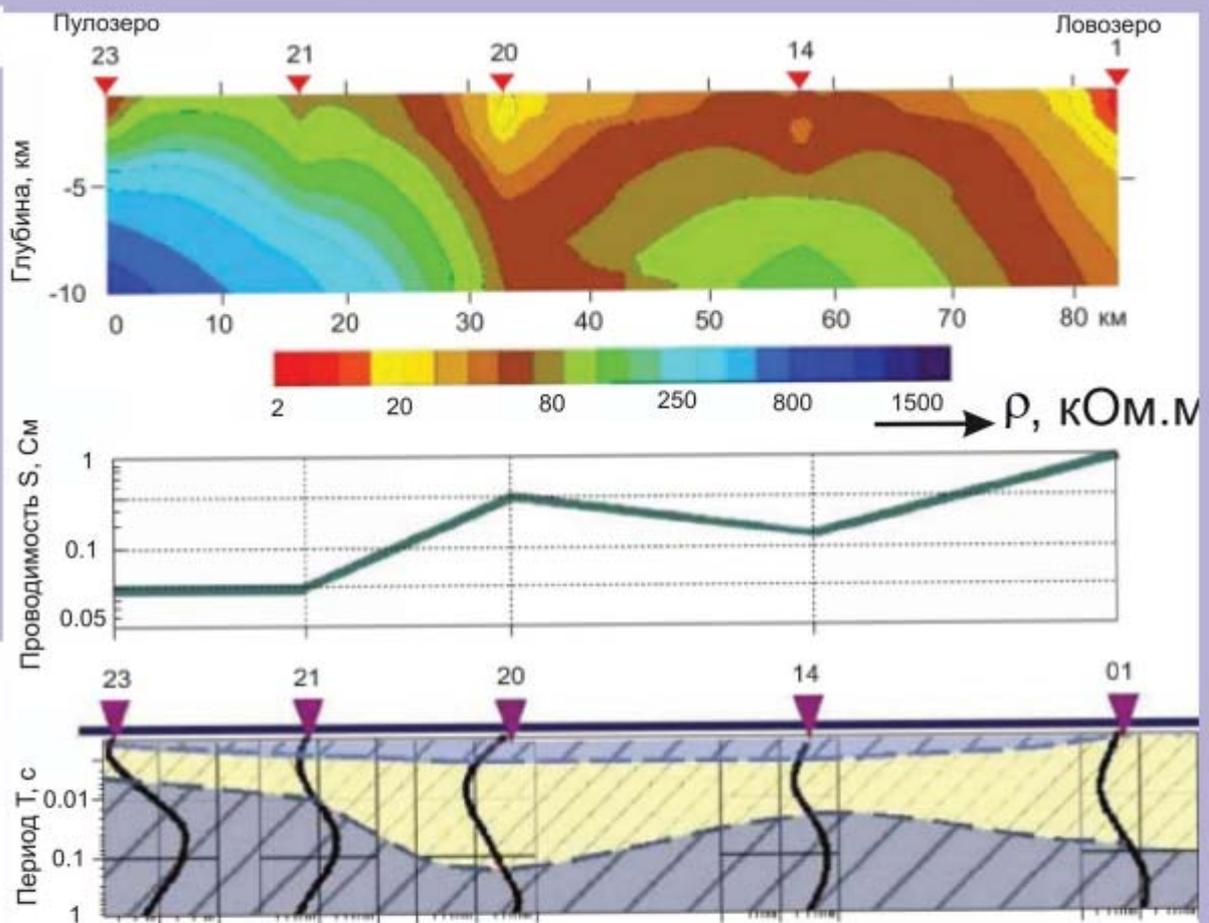


А.А. Жамалетдинов

Магнитотеллурический метод изучения строения массивов горных пород



Апатиты - 2014

Министерство образования и науки РФ
Федеральное государственное бюджетное образовательное
учреждение высшего профессионального образования
«Петрозаводский государственный университет»
Кольский филиал

А.А. Жамалетдинов

**Магнитотеллурический метод
изучения строения
массивов горных пород**
Учебное пособие

Апатиты
2014

УДК 550.837.

Жамалетдинов, А.А.

Магнитотеллурический метод изучения строения массивов горных пород. Учебное пособие. - 2014. -103 стр.

В пособии кратко изложены физические и теоретические основы магнитотеллурического метода изучения строения массивов горных пород, описаны основные приемы анализа амплитудных и фазовых кривых магнитотеллурического и аудиоманнитотеллурического зондирования (МТЗ-АМТЗ), приведено решение прямой одномерной задачи МТЗ и рассмотрены основные приемы анализа МТЗ в условиях двухмерно-неоднородных сред. Особое внимание уделено методам экспресс-интерпретации данных на основе асимптотических подходов, дифференциальных и алгебраических трансформаций. В заключительной части руководства дано описание основных типов измерительной аппаратуры МТЗ, методики полевых работ и приведены практические задания по интерпретации результатов МТЗ-АМТЗ. Настоящее учебное пособие написано по опыту преподавательской работы на горном факультете Апатитского филиала Петрозаводского государственного университета и на геологическом факультете Санкт-Петербургской горной академии.

Пособие предназначено для студентов, обучающихся по специальностям «Физические процессы горного и нефтегазового производства» (130401), «Горное дело» (130400) и «Геофизика» (020302).

Рецензент: доктор физико-математических наук В.Ю. Семенов.

Печатается по постановлению Редакционно-издательского совета Петрозаводского государственного университета в качестве учебного пособия.

Содержание

Предисловие	4
1. Введение	5
2. Природа и основные типы магнитотеллурических вариаций	13
2.1. Низкочастотные МТ-вариации	14
2.2. Вариации АМТ диапазона ($1 - 10^4$ Гц)	17
3. Математическая модель магнитотеллурического поля.....	20
4. Импеданс, кажущееся сопротивление и вектор Визе.....	28
5. Модель Тихонова-Каньяра.....	35
6. Нормальная модель магнитотеллурического поля	38
6.1. Фазовый фронт.....	46
6.2. Фазовая скорость.	47
6.3. Глубина проникновения МТ-поля.....	47
7. Горизонтально-слоистая модель.....	49
8. Обработка результатов МТЗ	58
8.1. Амплитудные кривые МТЗ	58
8.2. Фазовые кривые МТЗ	61
8.3. Тензор импеданса	63
9. Двухмерная модель МТЗ.....	66
10. Интерпретация кривых МТЗ	73
10.1. Асимптотический анализ	73
10.2. Дифференциальные трансформации	77
10.3. Алгебраические трансформации	81
10.4. Решение обратной задачи методом контролируемой трансформации кривых МТЗ.....	83
11. Методика и аппаратура МТЗ-АМТЗ	86
12. Контрольные вопросы	95
13. Задание для самостоятельной работы.....	97
14. Использованная литература.....	98
Приложение.....	99
Ответы на домашнее задание	102
Пример обработки результатов самостоятельной работы по моделям 1-3.....	103

Предисловие

Основные положения теории и методики электромагнитных методов изучения строения массивов горных пород с применением естественных переменных электромагнитных полей обстоятельно изложены в целом ряде фундаментальных учебников, изданных как в России, так и за рубежом. Среди отечественной учебной литературы по магнитотеллурическим методам, прежде всего, следует отметить книги Б.М. Яновского, М.Н. Бердичевского, Л.Л. Ваньяна, В.И. Дмитриева, А.А. Ковтун и М.С. Жданова. Написанные на высоком теоретическом уровне, они, как правило, охватывают широкий круг проблем, из которых студенту при самостоятельном изучении бывает сложно выделить материал, отвечающий содержанию программы лекционного курса и принятому преподавателем стилю изложения материала. Дополнительную сложность представляет то обстоятельство, что большая часть из известных и утвержденных для преподавания учебников являются уже библиографической редкостью, а новые учебники не издаются.

Настоящее учебное пособие охватывает лишь часть учебного курса по магнитотеллурическим методам. Автор рассматривает его в качестве подготовительной, базовой ступени для усвоения студентами материала учебников из списка рекомендуемой литературы, в которых обстоятельно и полно изложены теория МТ-АМТ зондирований и методика интерпретации результатов. Автор ставит своей целью сделать теорию и методику магнитотеллурических методов максимально доступной для студентов в процессе обучения и подготовки к экзаменам. В наибольшей мере это относится к студентам, специализирующимся в области горного дела, где магнитотеллурические методы не являются профилирующими, но, в то же время, знание теоретических и методических основ этих методов является необходимым условием полноценного обучения. Автор надеется также, что настоящее руководство будет полезно выпускникам горного факультета в их дальнейшей практической деятельности в качестве наглядного справочного материала.

1. Введение

Магнитотеллурические (МТ) и аудиомангнитотеллурические (АМТ) методы изучения строения массивов горных пород основаны на применении вариаций естественного переменного электромагнитного поля Земли (ЕЭМПЗ). Отличительной особенностью МТ-АМТ методов является отсутствие необходимости в применении генераторных устройств для возбуждения электромагнитного поля в земле. Источники магнитотеллурического и аудиомангнитотеллурического поля имеют естественное происхождение. Они связаны с магнитосферно-ионосферными процессами в околоземном пространстве и с атмосферной грозовой активностью.

История магнитотеллурических методов берет начало с 1912 года, когда французский геофизик Конрад Шлюмберже предложил использовать вариации естественного переменного электромагнитного поля Земли для горно-геологических целей. Поскольку источники вариаций расположены в ионосфере и магнитосфере и их геометрия и интенсивность не могут быть определены достаточно точно, то он предложил использовать синхронные наблюдения вариаций магнитотеллурического поля в двух достаточно близко расположенных точках. В этом случае считается, что интенсивность первичного поля вариаций в обеих точках практически одинакова вследствие большой удаленности источников поля. Различия в интенсивности вариаций при этом объясняются различием геологического строения нижнего полупространства в точках наблюдения. Практически этот метод был опробован лишь в 1934 году, но широкого распространения в то время не получил ввиду ограниченных аппаратурных возможностей и отсутствия надежной теоретической базы.

Датой рождения собственно магнитотеллурического метода принято считать 1950 год, когда была опубликована статья академика Андрея Николаевича Тихонова. В ней он впервые предложил использовать измерения входного импеданса для изучения электропроводности нижнего полупространства путем регистрации двух сопряженных (взаимно ортогональных) компонент магнитотеллурического поля (электрической и магнитной). Эта идея А.Н. Тихонова, основанная на более ранних

исследованиях М.А. Леонтовича, была подхвачена и развита французским геофизиком Луи Каньяром, который впервые ввел понятие кажущегося сопротивления в практику МТЗ. Л. Каньяр первым построил кривые кажущегося сопротивления МТЗ, показав тем самым, что идеология и принципы интерпретации МТЗ могут быть построены по аналогии с методами постоянного тока, с методом ВЭЗ. Его статья, вышедшая в 1953 году, содержала одномерную схему интерпретации МТЗ, близкую современной.

Второе рождение магнитотеллурического метода электроразведки связано с исследованиями М.Н. Бердичевского, Б.Е. Брюнелли, А.А. Ковтун, Л.Л. Ваньяна, В.И. Дмитриева, М.С. Жданова. Ими была создана теория обработки и интерпретации МТЗ в условиях горизонтально-слоистых (одномерных) и горизонтально-неоднородных (2D и 3D) сред и разработана необходимая аппаратурно-методическая база для полевых наблюдений.

В конце 50-х годов начал активно внедряться метод теллурических токов (ТТ). С помощью этого метода в 60-е годы была исследована почти вся территория Западной Сибири, где по данным метода ТТ было найдено несколько месторождений углеводородов. Однако с 1965-го года метод ТТ был вытеснен более совершенным методом магнитотеллурического профилирования (МТП). С современной точки зрения метод МТП также был не идеален по точности и производительности. Принцип его применения заключался в визуальном определении периода и амплитуды квазисинусоидальных колебаний по осциллографическим записям, выполняемым в ограниченном диапазоне периодов (10-1000 с). Однако для времен начала 60-х годов это был большой шаг вперед. Метод МТП позволил не только ускорить и удешевить поисково-картировочную электроразведку, но и существенно повысить ее точность и информативность. Благодаря применению метода МТП было открыто крупнейшее в мире Уренгойское газовое месторождение. Этому методу посвящена книга Марка Наумовича Бердичевского “Электрическая разведка методом магнитотеллурического профилирования” (1968). В ней впервые описана теория обработки и интерпретации МТП и МТЗ с учетом влияния

двухмерных и трехмерных неоднородностей среды. В ней М.Н. Бердичевский впервые ввел в рассмотрение такие понятия, как тензор импеданса, импедансные полярные диаграммы, эффективный импеданс, продольная и поперечная поляризации поля и целый ряд других нововведений. Все это и сегодня составляет фундаментальную основу магнитотеллурики [Пушкарев, 1997].

Для успешного внедрения метода МТЗ в практику нужно было выполнить две главные задачи: повысить точность наблюдений и научиться делать спектральную обработку получаемых данных. Проблема точности измерения магнитотеллурических вариаций была решена благодаря исследованиям профессора Б.Е. Брюнелли. Им в конце 50-х годов был создан магнитный вариометр (фотомагнитометр), основанный на принципе отрицательной обратной связи. Его применение решило проблему регистрации быстрых вариаций геомагнитного поля с необходимой для практики точностью. Магнитометрами Брюнелли были оснащены первые магнитотеллурические лаборатории МТЛ-62 и МТЛ-71 с аналоговой (осциллографической) системой регистрации. В конце 60-х и в начале 70-х годов были созданы первые цифровые электроразведочные станции (ЦЭС-1 и ЦЭС-2), оснащенные, наряду с вариометрами системы Б.Е. Брюнелли, также высокочастотными индукционными датчиками. Станции ЦЭС позволили проводить регистрацию компонент МТ поля на магнитную ленту и выполнять последующую обработку на вычислительных машинах типа «ЕС-24», используя теорию цифровой фильтрации И.А. Безрука.

Дальнейшее развитие метода МТЗ происходило быстро и эффективно благодаря всеобщей компьютеризации процессов измерения, обработки и интерпретации данных. В нашей стране и за рубежом создано большое число компьютерных программ для математического моделирования МТЗ в двухмерных и трехмерных средах, а также для обработки, анализа и интерпретации полевых данных этого метода. Фундаментальные достижения в области разработки теории МТЗ и основные принципы интерпретации данных в одномерных и в горизонтально-неоднородных средах изложены в упомянутой

выше книге М.Н. Бердичевского “Электрическая разведка методом магнитотеллурического профилирования” (1968), а также в работах М.Н. Бердичевского и В.И. Дмитриева “Магнитотеллурическое зондирование горизонтально-однородных сред” (1992) и М.С. Жданова «Электроразведка» (1986).

В настоящее время принято выделять два вида магнитотеллурических методов – собственно магнитотеллурическую электроразведку (МТЗ, МТП), занимающую низкочастотный диапазон от 10^{-5} Гц (суточные вариации) до 1 Гц и аудиоманнитотеллурическую (АМТ) электроразведку, занимающую звуковой диапазон частот от 1 до 10^4 Гц. В обоих частотных диапазонах профилирующими являются методы электромагнитного зондирования – магнитотеллурические зондирования (МТЗ) и аудиоманнитотеллурические зондирования (АМТЗ), поскольку для них наиболее полно разработана методика полевых работ и теория интерпретации. Различные модификации МТ и АМТ профилирования являются частными элементами установок зондирования и базируются на общей с ними теории. Методы профилирования наиболее распространены в низкочастотной магнитотеллурической разведке. Это методы магнитотеллурического и магнитовариационного профилирования (МТП, МВП), метод теллурических токов (ТТ) и др. Классификация методов электроразведки в поле естественных источников приведена ниже (рис. 1.1).

Следует отметить, что разделение методов электроразведки с использованием естественных вариаций электромагнитного поля Земли на магнитотеллурические (МТЗ) и аудиоманнитотеллурические (АМТЗ) носит исторический характер. На первых этапах развития МТ-АМТ методов измерение электрического и магнитного полей осуществлялось с применением разных типов регистраторов в разных частотных диапазонах. В методах МТЗ, МТП, МВП применялись относительно «медленные», инерционные магниточувствительные элементы на металлических или кварцевых нитях (кварцевые датчики системы Боброва, позднее - магнитные вариометры системы Б.Е. Брюнелли и др.).

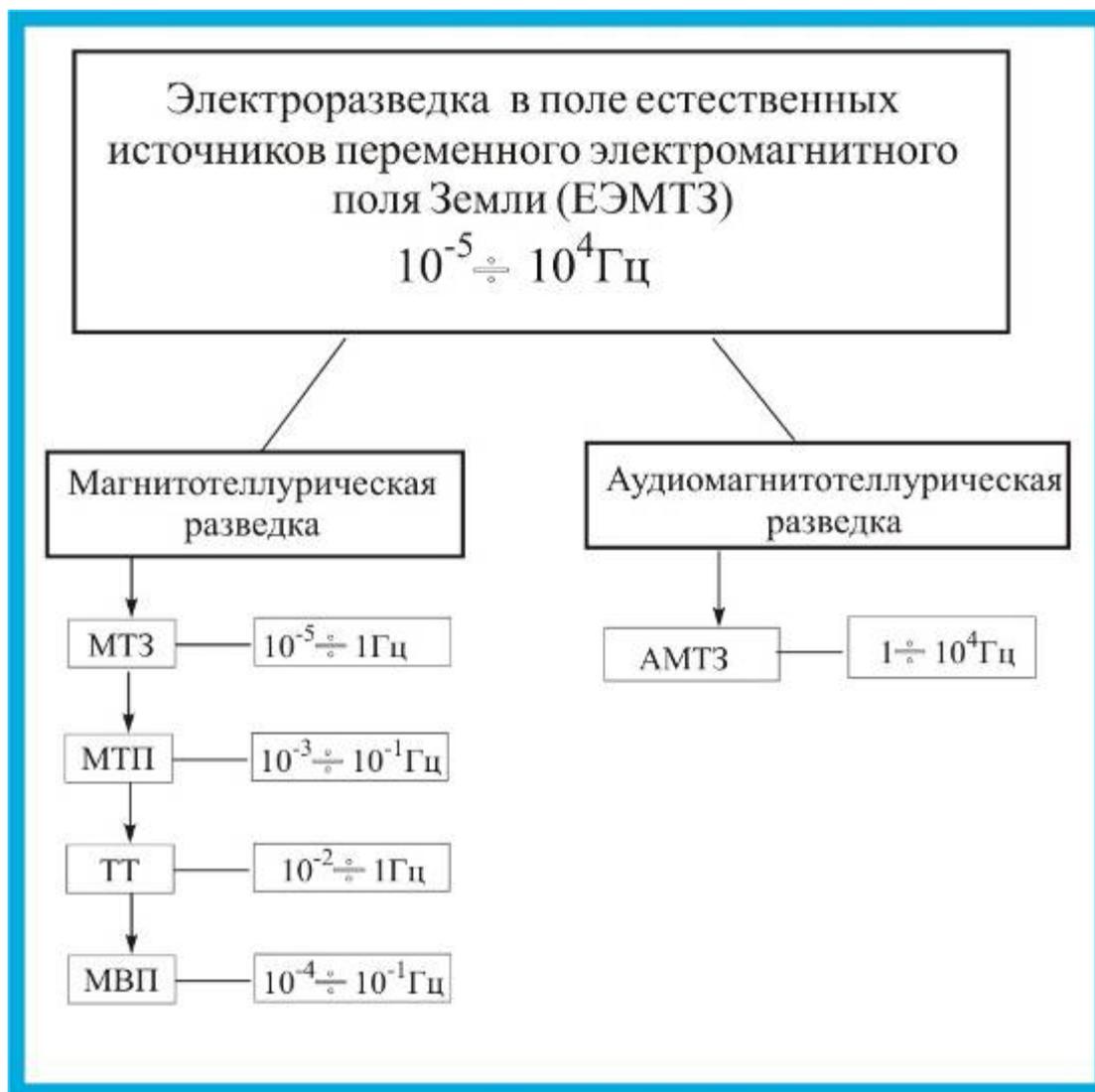


Рисунок 1.1 - Классификация методов электроразведки, основанных на применении вариаций естественного электромагнитного поля Земли (ЕЭМПЗ)

В АМТ-методах магнитные поля всегда измерялись с применением высокочастотных индукционных датчиков. В современных станциях типа АКФ-4 (разработка НИИЗК СПбГУ), MTU-5 (Phoenix Geophysics), LEMI (разработка г. Львов), VMTU-10 (ООО «ВЕГА»), КВВН-7 (ГИ и ЦФТПЭС КНЦ РАН) МТ и АМТ измерения выполняются с применением широкодиапазонных индукционных датчиков и высокочастотных (100 кГц и выше) систем аналого-цифрового преобразования (АЦП) в широком динамическом диапазоне (до 24 бит). Это позволяет получать полную кривую МТ-АМТ-зондирования с применением одной измерительной станции в диапазоне частот

$10^{-3} \div 10^3$ Гц и шире. Для глубинных электромагнитных зондирований (ГЭМЗ), где применяются длиннопериодные вариации, вплоть до суточных, измерение магнитного поля производится с применением вариометров системы Брюнелли (станция MTS-2, СПбФ ИЗМИРАН) или с помощью феррозондовых магнитометров из серии LEM1. (производство г. Львов). В практике аудиоманнитотеллурических зондирований (АМТЗ) для изучения наиболее верхних слоев горных массивов, в настоящее время все шире применяются измерения полей удаленных сверхдлинноволновых радиостанций. Это позволяет расширить частотный диапазон зондирований в область высоких частот до десятков мегагерц и исследовать строение горных массивов, начиная с глубин в первые десятки и даже единицы метров.

Область применения магнитотеллурических методов, представленных на рисунке 1.1, чрезвычайно широка. Могут быть выделены следующие основные направления научных и прикладных работ в магнитотеллурической разведке:

- глубинные магнитотеллурические зондирования (ГМТЗ) применяются для исследования строения земной коры и верхней мантии на глубинах от первых единиц до многих сотен километров (от 10 с до суточных вариаций периодом порядка 10^5 с). Для глубинных исследований, наряду с магнитотеллурическими, используются магнитовариационные зондирования, основанные на использовании только переменных геомагнитных полей на мировой сети обсерваторий. Период используемых в этом случае вариаций геомагнитного поля достигает 11 лет и более, вплоть до вековых вариаций;
- структурные магнитотеллурические зондирования (МТЗ) в комплексе с магнитотеллурическим профилированием (МТП) и магнитовариационным профилированием (МВП) применяются для изучения геологического строения осадочных платформенных чехлов, для поиска и картирования нефтеперспективных массивов горных пород на глубинах от сотен метров до первых десятков километров (периоды от 1 с до 10^4 с);

- магнитотеллурические и аудиоманнитотеллурические зондирования (МТЗ-АМТЗ) применяются для изучения строения массивов горных пород и для поиска и разведки месторождений полезных ископаемых на глубинах от первых сотен метров до нескольких километров (периоды от $10^{-3} c$ до $10^3 c$):
 - рудные: уран, никель, медь, платина и др.;
 - нерудные: фосфор, соли, алмаз, графит, керамическое сырьё, стройматериалы и др.
 - горючие: угли, нефть, газ и др.;
- аудиоманнитотеллурические зондирования (АМТЗ) применяются для решения горных и гидрогеологических задач и поиска геотермальных источников на глубинах от первых десятков метров до первых километров (частоты от $10^4 Гц$ до $1 Гц$);
- высокочастотные и сверхвысокочастотные зондирования (АМТЗ в комплексе с радиоэлектромагнитным профилированием РЭМП) применяются для решения горных и инженерных задач на глубинах от единиц до первых десятков и сотен метров (частоты от $10^7 Гц$ до $1 Гц$).

Физическая основа МТ-АМТ методов электромагнитного частотного зондирования заключается в одновременной регистрации сопряженных горизонтальных компонент переменного электромагнитного поля на поверхности Земли (взаимно-ортогональных электрических и магнитных компонент E_x, H_y и E_y, H_x). На этапе обработки путем спектрального анализа вычисляются гармонические составляющие компонент поля $E_x(\omega)$, $E_y(\omega)$, $H_x(\omega)$, $H_y(\omega)$ и рассчитывается матрица основных (Z_{xy} , Z_{yx}) и дополнительных (Z_{xx} , Z_{yy}) компонент тензора импеданса.

Расчет кажущегося сопротивления выполняется по вещественным значениям импеданса $Z_{xy} = \frac{E_x}{H_y}$ и $Z_{yx} = -\frac{E_y}{H_x}$.

Соответствующие выражения имеют вид:

$$\rho_T^{xy} = 0.127 \cdot T \cdot \left| \frac{E_x}{H_y} \right|^2 \quad \text{и} \quad \rho_T^{yx} = 0.127 \cdot T \cdot \left| \frac{E_y}{H_x} \right|^2, \quad (1.1)$$

где T – период в секундах; $E_{x(y)}$ – напряженность электрического поля в $мВ/км$; $H_{x(y)}$ – напряженность магнитного поля в $мА/м$.

Дополнительные импедансы $Z_{xx} = \frac{E_x}{H_x}$ и $Z_{yy} = \frac{E_y}{H_y}$, а также

вертикальную компоненту магнитного поля H_z применяют для изучения горизонтально-неоднородных 2-х и 3-х мерных сред. В случае горизонтально-однородной среды эти компоненты поля равны нулю, если первичное поле также является однородным и удовлетворяет модели Тихонова-Каньяра.

2. Природа и основные типы магнитотеллурических вариаций

Исследования переменного магнитного поля Земли берут начало с первых наблюдений за изменениями интенсивности и направления поля во время сильных магнитных бурь. Такие изменения поля получили название геомагнитных вариаций. Различаются два типа источников геомагнитных вариаций – внутренние и внешние.

Считается, что внутренние источники находятся на границе мантии и внешнего ядра Земли, то есть на глубине порядка 2900 км. Их период изменяется от нескольких лет до десятилетий и столетий. Их принято называть вековыми вариациями. Природа этих вариаций предположительно объясняется флуктуациями параметров геомагнитного динамо. Теория геомагнитного динамо связывает природу главного магнитного поля Земли с конвективными течениями вещества на границе ядра и мантии.

Природа внешних геомагнитных возмущений, благодаря применению космической техники, изучена много полнее. Их источники находятся в околоземном космическом пространстве – в ионосфере и магнитосфере Земли. Период вариаций внешних источников изменяется от сотых и тысячных долей секунд до 11 лет. Природа их объясняется, прежде всего, взаимодействием переменного корпускулярного солнечного излучения, «солнечного ветра», с постоянным магнитным полем Земли. Согласно законам электромагнитной индукции переменное магнитное поле возбуждает в Земле электрический ток той же частоты. Величина э.д.с., индуцированной в земле, определяется вторым уравнением Максвелла (законом Фарадея-Ленца). Она пропорциональна (с обратным знаком) скорости изменения магнитной индукции ($rot\vec{E} = -\partial\vec{B}/\partial t$).

Вековые и годовые вариации магнитного поля столь медленны во времени, что их индукция создает в земле слишком маленький ток, чтобы его можно было зарегистрировать. Поэтому на этих периодах удельное электрическое

сопротивление нижнего полупространства изучают по изменениям направления и интенсивности геомагнитного поля.

Быстрые (короткопериодные) вариации геомагнитного поля создают весьма сильные токи в земле, которые получили название теллурических токов (telluric currents). В сочетании с магнитными полями они получили название магнитотеллурических (МТ) вариаций. МТ вариации охватывают широкий частотный диапазон от 10^{-5} Гц (суточные) до 10^4 Гц (звуковые) и подразделяются на низкочастотные (собственно МТ вариации) и высокочастотные, аудиомагнитотеллурические вариации звукового диапазона (АМТ вариации).

2.1. Низкочастотные МТ-вариации

Физическая природа низкочастотных вариаций МТ-поля тесно связана с процессами на Солнце, создающими солнечный ветер – непрерывный, изменяющийся по интенсивности поток корпускул – заряженных частиц, набегающих на Землю.

Земля представляет собой большой магнит, обращенный к Солнцу экваториальной областью. Силовые линии геомагнитного поля образуют магнитосферу Земли. Солнечный ветер набегаёт на магнитосферу со скоростью 400 км/с, но не может проникнуть внутрь нее, так как обладает высокой электропроводностью и поэтому «обегает» магнитосферу вдоль внешних магнитных силовых линий (рис. 2.1). Таким образом, магнитосфера выполняет роль щита, оберегающего все живое на Земле от губительного радиационного влияния солнечного ветра.

Тем не менее, часть проводящего потока солнечного ветра проникает во внутреннюю область магнитосферы и концентрируется вдоль $70^{\text{й}}$ широты Северного и Южного полушарий Земли, образуя токовые полосы («электроджеты») шириной в сотни километров и длиной во многие тысячи километров (рис. 2.1). В периоды магнитных бурь сила тока вдоль этих полос достигает 1,5 – 2 млн. ампер. Интенсивность солнечного ветра подвержена широким изменениям по амплитуде и частоте, что порождает вариации геомагнитного и теллурического (земного) электрического полей. Выделяются 4 основных типа геомагнитных вариаций – мировые магнитные

бури, солнечнo-суточные вариации, бухтообразные возмущения и пульсации (рис. 2.2).

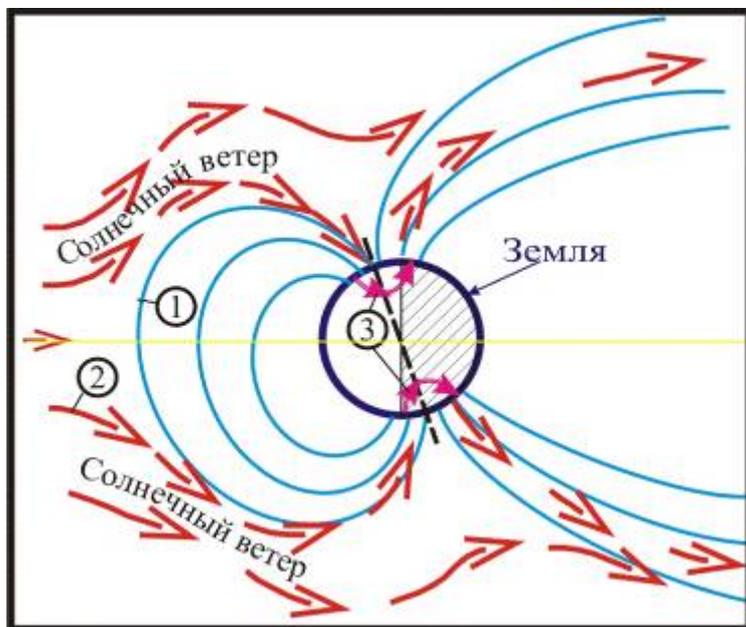


Рисунок 2. 1 -
Схема
взаимодействия
солнечного ветра
и магнитосферы.
1 – силовые линии
магнитного поля
Земли;
2 – направление
солнечного ветра;
3 – токовые линии
электроджета в
полярной
ионосфере

Мировые магнитные бури (рис. 2.2.а) – это мощные возмущения магнитного поля интенсивностью во многие сотни $nTл$, фиксируемые во всех обсерваториях мира. Природа их объясняется так называемыми хромосферными всплесками на Солнце. Для магнитной бури характерно внезапное начало, которое длится от 1 до 6 часов (рис 2.2.а). Эта фаза магнитной бури (SC вариация) фиксирует интенсивное вторжение заряженных частиц в магнитосферу Земли. Затем следует главная фаза магнитной бури, которая длится от 1 до 5 суток. Она связана с возникновением и распадом экваториального кольцевого тока, радиус которого равен 4-5 радиусам Земли.

Солнечно-суточные вариации (рис. 2.2.б) объясняются суточными деформациями токовых струй в ионосфере Северного и Южного полушарий по мере вращения Земли и изменения ее освещенности Солнцем. Определяются они по 5 спокойным дням (S_q , quite) или по 5 возмущенным дням (S_d , disturbed). Средняя интенсивность их составляет 50 $nTл$ (рис. 2.2.б). Благодаря монохроматической природе и значительной интенсивности они легко обнаруживаются и имеют важное значение для решения

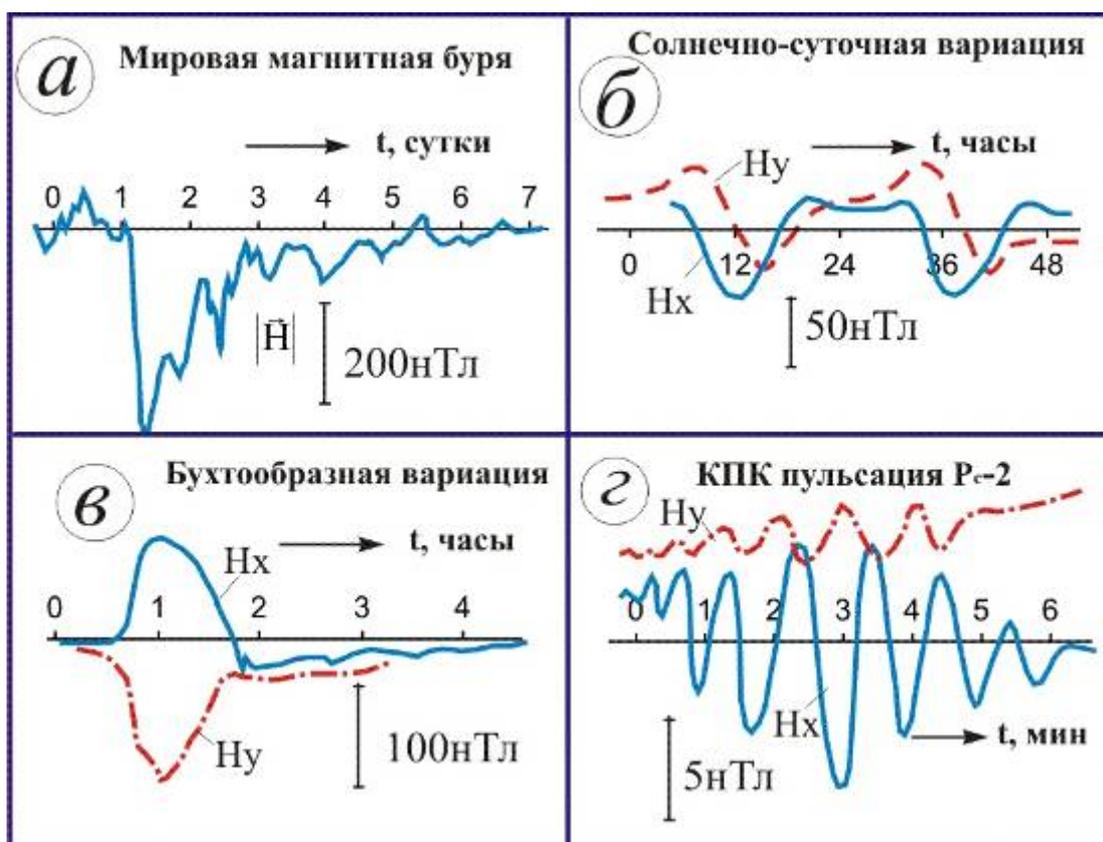


Рисунок 2.2 - Типы геомагнитных вариаций:

а - мировая магнитная буря; *б* - солнечно-суточные вариации; *в* - бухтообразные возмущения; *г* - короткопериодные (КПК) пульсации

задачи глубинного зондирования Земли, а также для оценки качества измерительной аппаратуры.

Бухтообразные возмущения, «бухты» (рис. 2.2.в) проявляются в виде плавного нарастания и последующего постепенного снижения интенсивности магнитного поля. Длительность бухт изменяется от 30 минут до 2-3 часов. Форма вариаций напоминает залив или бухту, отсюда и название. В условиях Балтийского щита интенсивность бухт достигает сотен *нТл*, а в средних широтах падает до десятков *нТл*.

КПК пульсации (рис. 2.2.г) – короткопериодные колебания геомагнитного поля в диапазоне частот от 10^{-3} до 5 Гц. Выделяются устойчивые квазисинусоидальные пульсации (P_c , pulsations continuous) и нерегулярные пульсации случайного

характера (P_i , pulsations irregular). Интенсивность P_c и P_i пульсаций в среднем увеличивается от низких широт к высоким и от высоких частот к низким. На территории Балтийского щита средняя интенсивность КПК пульсаций в наиболее регулярном диапазоне периодов 20-60 с составляет 30-100 мВ/км по электрическому полю и 10-15 нТл по магнитному полю. В диапазоне периодов от 10 с до 0,3 с наблюдается так называемая «мертвая зона», где интенсивность и вероятность появления КПК вариаций резко снижена.

Различают два типа поляризации КПК – линейную и нелинейную. При линейной поляризации поле не меняет направление и изменяется только по величине. При нелинейной (эллиптической или круговой) поляризации меняется величина и направление поля. Это наиболее благоприятные вариации для зондирования, так как дают богатый материал для исследования горизонтальной неоднородности строения Земли при разном направлении поляризации первичного поля.

2.2. Вариации АМТ диапазона ($1 - 10^4$ Гц)

Природа вариаций в звуковом (АМТ) диапазоне связывается, главным образом, с приземными, некосмическими явлениями – с грозовыми разрядами. Их называют атмосфериками. В западной литературе АМТ вариации называют ELF (Extra Low Frequency) излучением. Атмосферики сопровождаются свистом и шипением. Они возбуждают возмущения, так называемого очень низкочастотного (ОНЧ) диапазона в интервале частот от единиц герц до десятков килогерц и выше. Считается, что основным источником АМТ вариаций (атмосфериков) являются центры грозовой активности, среди которых выделяются три основных центра - экваториальная Африка, Парагвай и Пакистан. Наибольшее число гроз приходится на Центрально-Африканский массив. Поэтому источниками АМТ вариаций принято называть «африканские» грозы.

Ярким примером АМТ вариаций являются так называемые Шумановские резонансы, распространяющиеся в волноводе «Земля-ионосфера» с резонансными частотами – 7.5, 15, 20, 25,

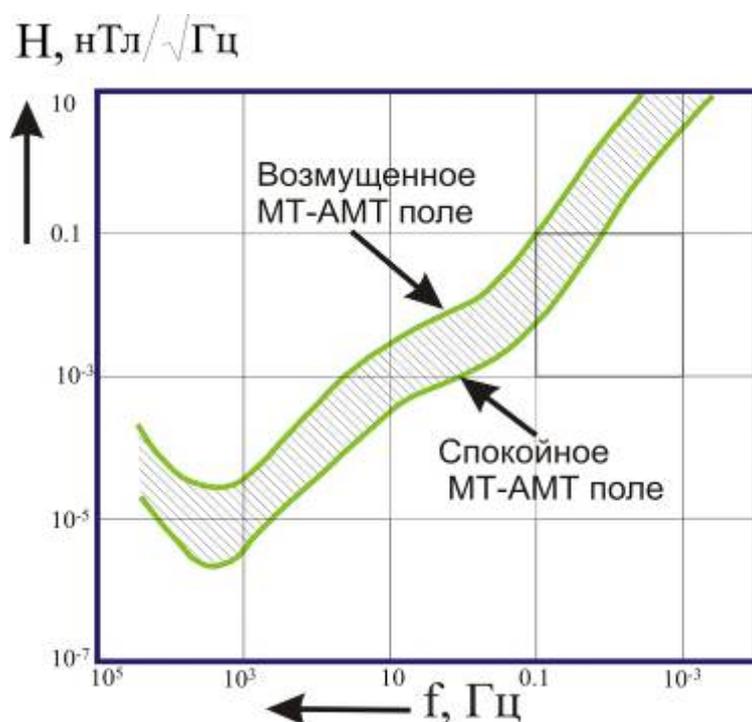
32 Гц. Частота первой гармоники (около 7,5 Гц) численно равна отношению скорости света в вакууме к периметру Земли. Факт регистрации ослабевающих с частотой гармоник Шумановских резонансов является критерием качества измерительной аппаратуры и ее помехозащищенности в условиях отсутствия или слабого проявления промышленных помех. Аппаратура (прежде всего, индукционные датчики магнитного поля) считается хорошей, если она позволяет регистрировать первые 4-5 гармоник Шумановских резонансов.

Интенсивность магнитного поля МТ-АМТ вариаций в условиях дальней зоны и горизонтально-слоистой Земли зависит преимущественно от параметров источника и слабо (под корнем квадратным) зависит от свойств нижнего полупространства. Интенсивность вариаций магнитного поля в АМТ диапазоне уменьшается по мере повышения частоты. Уменьшение амплитуды составляет 1 порядок амплитуды на 1 порядок частоты – от 10^{-2} нТл/ $\sqrt{\text{Гц}}$ на частоте 1 Гц до 10^{-5} нТл/ $\sqrt{\text{Гц}}$ на частоте 10^3 Гц. Далее, с повышением частоты до 10^4 Гц амплитуда слегка повышается до $2 \cdot 10^{-5}$ нТл/ $\sqrt{\text{Гц}}$. Средняя интенсивность магнитных вариаций естественного МТ-АМТ поля в спектральном представлении дана на рис. 2.3 (штриховая полоса). Верхняя граница штриховой полосы соответствует возмущенному МТ-АМТ полю, нижняя граница – спокойному полю МТ-АМТ вариаций.

Интенсивность электрической составляющей МТ-АМТ поля линейно зависит как от параметров источника, так и от электрических свойств геологической среды, тогда как интенсивность вариаций геомагнитного поля на поверхности одномерного (горизонтально слоистого) полупространства в условиях дальней (волновой) зоны зависит только от свойств источника. После деления на магнитное поле входной импеданс зависит только от сопротивления нижнего полупространства под корнем квадратным. Это позволяет использовать импеданс МТ-АМТ поля для зондирования нижнего полупространства, для изучения электрических свойств массивов горных пород.

На результаты АМТ зондирования существенное искажающее влияние оказывают ближние грозы и

индустриальные помехи. Их влияние приводит к тому, что вследствие высокой интенсивности ближнего источника структура суммарного измеряемого электромагнитного поля, искажается. Она перестает соответствовать модели плоской электромагнитной волны, принятой за основу при проведении интерпретации результатов. Такие искажения по возможности устраняются в процессе предварительной обработки материалов, при этом используются оценки критериев когерентности сопряженных компонент поля и ряд других признаков.



*Рисунок 2.3 -
Спектральная
характеристика
вариаций
естественного
геомагнитного
поля Земли
(естественных
шумов) в МТ-
АМТ диапазоне*

АМТ поле наблюдается непрерывно, с незначительными изменениями амплитуды в зависимости от времени суток и времени года. Интенсивность и спектральный состав МТ и АМТ вариаций сильно зависят от географической широты точки наблюдения, от времени года и времени суток. В целом интенсивность вариаций выше в высоких широтах, летом и в дневное время, т.е. в условиях, когда ионосфера лучше освещена Солнцем и, благодаря этому, обладает более высокой электропроводностью.

3. Математическая модель магнитотеллурического поля

При описании математической модели магнитотеллурического поля пользуются низкочастотным, квазистационарным приближением, основанным на пренебрежении влиянием токов смещения. Но начать описание модели следует с рассмотрения полной системы уравнений Максвелла, учитывающей токи смещения.

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (3.1) \quad \operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (3.2)$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0, \quad (3.3) \quad \operatorname{div} \vec{D} = q. \quad (3.4)$$

В реальных средах уравнения (3.1) – (3.4), справедливые для вакуума, следует дополнить уравнениями связи для векторов магнитной индукции \vec{B} и электрической индукции \vec{D} :

$$\vec{B} = \mu_a \mu_0 \vec{H}, \quad \vec{D} = \varepsilon_a \varepsilon_0 \vec{E}$$

и законом Ома в дифференциальной форме:

$$\vec{j} = \sigma \cdot \vec{E}. \quad (3.5)$$

После применения операции rot к уравнению (3.1) с учетом уравнения (3.4) нетрудно получить уравнение связи между токами проводимости и токами смещения:

$$\operatorname{div} \vec{j} + \frac{\partial q}{\partial t} = 0. \quad (3.6)$$

Здесь μ_a - относительная магнитная проницаемость среды (безразмерная величина), в большинстве геологических сред равная 1 и только в ферромагнитных материалах достигающая нескольких десятков единиц. $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}, \left[\frac{\Gamma_H}{M} \right]$ - абсолютная магнитная постоянная вакуума, ε_a - относительная диэлектрическая проницаемость среды, безразмерная величина, изменяющаяся в реальных геологических средах от 1 до 80, $\varepsilon_0 = (4\pi \cdot 9 \cdot 10^9)^{-1} \approx 10^{-11}, \left[\frac{\Phi}{M} \right]$ - абсолютная диэлектрическая

постоянная вакуума, $\sigma, [Ом^{-1} \cdot м^{-1}]$ - удельная электропроводность среды, $\vec{j}, [А/м^2]$ - плотность тока.

Рассмотрим уравнения Максвелла в условиях однородной изотропной среды. Кроме того, пользуясь квазистационарным приближением, будем считать, что электромагнитное поле устанавливается сразу после включения источника. Это означает, что в однородной проводящей среде, за пределами источника, свободные заряды не накапливаются. Отсюда следует, что плотность свободных зарядов равна нулю и существуют только силовые линии поля, втекающие и вытекающие через любое замкнутое пространство. Тогда четвертое уравнение Максвелла (3.4) при $\varepsilon_a = const$ может быть записано в следующем виде:

$$div \vec{E} = 0. \quad (3.7)$$

Однако этот тезис требует доказательства. Для этого возьмем дивергенцию от правой и левой частей первого уравнения Максвелла (3.1).

$$div rot \vec{H} = div \vec{j} + \frac{\partial}{\partial t} div \vec{D}. \quad (3.8)$$

Члены правой части уравнения (3.8), с учетом четвертого уравнения Максвелла (3.4) и закона Ома в дифференциальной форме (3.5), могут быть приведены к виду:

$$div \vec{j} = \sigma div \vec{E} = \frac{\sigma}{\varepsilon_a} div \vec{D} = \frac{\sigma}{\varepsilon_a} \cdot q, \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} div \vec{D} = \frac{\partial q}{\partial t}. \quad (3.10)$$

Поскольку $div rot \vec{H} \equiv 0$, то уравнение (3.8), приобретает вид дифференциального уравнения для объемной плотности заряда q :

$$\frac{\partial q}{\partial t} = -\frac{\sigma}{\varepsilon_a} q. \quad (3.11)$$

Уравнение (3.11) имеет своим решением выражение для плотности зарядов q , определяемое экспоненциальной зависимостью вида:

$$q = q_0 e^{-\frac{\sigma}{\varepsilon_a} t} \left[\frac{\text{Кл}}{\text{м}^3} \right], \quad (3.12)$$

где $\frac{\varepsilon_a}{\sigma} = \tau, [c]$ - время релаксации свободных электрических зарядов, $q_0, \left[\frac{\text{Кл}}{\text{м}^3} \right]$ - объемная плотность свободных зарядов в исследуемом пространстве в момент возникновения поля при $t = 0$.

Средняя удельная электропроводность реальных геологических сред может быть принята равной $\sigma = 10^{-3} [\text{Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}]$. Относительная диэлектрическая проницаемость подавляющего большинства кристаллических горных пород $\varepsilon_a \cong 1$. Следовательно, абсолютная диэлектрическая проницаемость $\varepsilon_{абб} = \varepsilon_a \cdot \varepsilon_0 \cong 10^{-11} \left[\frac{\text{Ф}}{\text{м}} \right]$, а постоянная релаксации свободных зарядов $\tau = 10^{-8}, c$. Отсюда уравнение (3.12) примет вид $q = q_0 e^{-t/\tau} = q_0 e^{-(t \cdot 10^8)}, \left[\frac{\text{Кл}}{\text{м}^3} \right]$. Это означает, что даже на самых ранних временах, например, через $10^{-7} c$ после отключения источника, плотность свободных зарядов определится выражением $q = q_0 \cdot e^{-10}$, то есть уменьшится более чем в 1000 раз относительно первоначальной величины. Это позволяет считать, что в области однородности, то есть вдали от источника и на не очень коротких временах $t > 10^{-7} c$ (то есть на частотах 10^7 Гц и ниже) четвертое уравнение Максвелла (3.4) имеет вид: $\text{div}E=0$.

С учетом приведенных выше условий квазистационарности полная система уравнений Максвелла может быть переписана в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{H} &= \sigma \vec{E} + \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \\ \operatorname{rot} \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \operatorname{div} \vec{H} &= 0 \\ \operatorname{div} \vec{E} &= 0 \end{aligned} \right\} . \quad (3.13)$$

Заложенная в уравнениях Максвелла внутренняя связь электрических и магнитных полей позволяет разделить их, т.е. записать отдельно уравнения для векторов \vec{E} и \vec{H} . Для этого подействуем на левые и правые части первого уравнения системы уравнений (3.13) оператором rot . Здесь и далее примем $\varepsilon_a = 1$.

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{H} = \sigma \operatorname{rot} \vec{E} + \varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{rot} \vec{E} . \quad (3.14)$$

Учитывая, что $\operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{H} = \operatorname{grad} \operatorname{div} \vec{H} - \operatorname{div} \operatorname{grad} \vec{H}$, а также учитывая, что $\operatorname{div} \vec{H} = 0$ и $\operatorname{div} \operatorname{grad} \vec{H} = \Delta \vec{H}$ (лапласиан), уравнение (3.14) после подстановки в него значения $\operatorname{rot} \vec{E}$ из второго уравнения системы (3.13) принимает вид:

$$-\Delta \vec{H} = \sigma \mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} + \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2}, \left[\frac{A}{M^3} \right] . \quad (3.15)$$

После преобразования второго уравнения Максвелла из системы (3.13) нетрудно получить аналогичного вида запись для поля \vec{E} :

$$-\Delta \vec{E} = \sigma \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}, \left[\frac{B}{M^3} \right] . \quad (3.16)$$

Уравнения (3.15) и (3.16) получили название телеграфных. В них участвуют два слагаемых с коэффициентами $\sigma \mu_0$ и $\varepsilon_0 \mu_0$. Они могут быть представлены в следующем виде:

$$\frac{1}{\sigma \mu_0} = M, \left[\frac{M^2}{C} \right], \quad (3.17)$$

$$\frac{1}{\varepsilon_0 \mu_0} = c^2, \left[\frac{M^2}{c^2} \right]. \quad (3.18)$$

Здесь M – коэффициент диффузии электромагнитного поля и c – скорость света. Из уравнений (3.15) и (3.16) можно видеть, что в распространении электромагнитного поля участвуют два процесса – диффузионный, определяемый коэффициентом диффузии поля M (3.17) и волновой, определяемый скоростью света в квадрате, c^2 (3.18). Волна распространяется в верхнем полупространстве со скоростью света $c = 3 \cdot 10^8, \left[\frac{M}{c} \right]$. За этой волной тянется диффузионный шлейф, состоящий из токов и магнитных силовых линий, индуцированных в проводящей среде. Длительность распада электромагнитного поля в земле (диффузии) может быть оценена по приближенной формуле:

$$\tau = \frac{L^2}{M} = L^2 \cdot \sigma \cdot \mu_0, [c], \quad (3.19)$$

где L^2 – площадь участка земной поверхности с поперечным размером L , по которому пробежала электромагнитная волна.

Например, территорию с поперечным сечением $L=300$ км электромагнитная волна пересечет за 10^{-3} с, а диффузия (при $\rho=10^3$ Ом·м) длится примерно 100 с (т.е. в сто тысяч раз дольше). В этих условиях можно считать, что волна распространяется мгновенно, и мы можем наблюдать только распад индуцированных в земле токов, то есть диффузию, подобную теплу от нагретого тела. Описанный пример иллюстрирует основной принцип разделения электромагнитного поля в электроразведке на волновую модель ($f > 10^7$ Гц), квазистационарную модель ($f < 10^7$ Гц) и стационарную модель ($f = 0$). В этой ситуации можно считать, что электромагнитная волна пробегает исследуемую область земной поверхности мгновенно и в реальном времени можно наблюдать только результат ее действия – т.е. диффузию. Это равносильно исключению из (3.15) и (3.16) второй производной по времени и рассмотрению уравнений Максвелла в приближенном (квазистационарном) виде. Отсюда уравнения (3.15) и (3.16) принимают вид диффузионных уравнений, называемых еще уравнениями теплопроводности:

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{M} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \Delta \vec{E} &= 0 \\ \frac{1}{M} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} + \Delta \vec{H} &= 0 \end{aligned} \right\}. \quad (3.20)$$

Им соответствуют уравнения Максвелла в квазистационарном приближении:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{H} &= \sigma \vec{E} \\ \operatorname{rot} \vec{E} &= -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \\ \operatorname{div} \vec{B} &= 0 \\ \operatorname{div} \vec{D} &= 0 \end{aligned} \right\}. \quad (3.21)$$

На практике переход к квазистационарной модели означает, что мы не учитываем в уравнениях Максвелла магнитоэлектрическую индукцию $\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$. Учитывается только электромагнитная индукция $\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$, описывающая взаимную связь между электрическими токами в проводящих средах и магнитными полями, распространяющимися как в изоляторах, так и в умеренных проводниках (в земле). Отметим, что термины магнитоэлектрическая и электромагнитная индукция носят исторический характер. На самом деле, электромагнитной следовало бы называть индукцию, создаваемую токами смещения, то есть переменным электрическим полем, а магнитоэлектрической – индукцию, создаваемую токами проводимости, то есть индукцию, создаваемую переменным магнитным полем. Но терминология уже сложилась, и мы ее применяем в том виде, как это было заложено классиками на заре развития учения об электромагнитных явлениях. Такой же исторический характер, например, имеет принятое положительное направление тока от плюса к минусу. На самом деле мы знаем, что электроны движутся в обратном направлении, от отрицательного электрода, где наблюдается избыток электронов (минуса) к положительному электроду (плюсу).

Квазистационарное приближение означает, что электромагнитное поле имеет волновую природу только в верхнем полупространстве, в условиях вакуума, имеющего бесконечно высокое сопротивление. В нижнем полупространстве, в проводящей среде, электромагнитное поле распространяется подобно теплу по законам диффузии. В случае гармонического поля, изменяющегося по закону $e^{-i\omega t}$, уравнения (3.21) принимают вид:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{H} &= \sigma \vec{E} \\ \operatorname{rot} \vec{E} &= i\omega\mu_0 \vec{H} \\ \operatorname{div} \vec{B} &= 0 \\ \operatorname{div} \vec{D} &= 0 \end{aligned} \right\} . \quad (3.22)$$

Воспользовавшись преобразованиями (3.14) – (3.16) в приложении к уравнениям Максвелла в случае гармонического поля (3.22), получим уравнение теплопроводности для вектора \vec{H} :

$$\Delta \vec{H} + i\omega\mu_0\sigma \vec{H} = 0. \quad (3.23)$$

Применив аналогичные преобразования ко второму уравнению в (3.22), получим уравнение теплопроводности для вектора \vec{E} :

$$\Delta \vec{E} + i\omega\mu_0\sigma \vec{E} = 0. \quad (3.24)$$

Комплексный коэффициент $i\omega\mu_0\sigma$ в выражениях (3.23) и (3.24) принято обозначать k^2 , где k – волновое число. Отсюда можно записать

$$k = \sqrt{i\omega\mu_0\sigma}. \quad (3.25)$$

С учетом (3.25) уравнения (3.23) и (3.24) могут быть представлены в форме системы уравнений Гельмгольца:

$$\left. \begin{aligned} \Delta \vec{H} + k^2 \vec{H} &= 0 \\ \Delta \vec{E} + k^2 \vec{E} &= 0 \end{aligned} \right\} . \quad (3.26)$$

Волновое число k является одним из основополагающих понятий в теории электроразведки переменным током. Проанализируем его более детально. Мнимая единица i может быть переписана в следующем виде:

$$i = e^{i\frac{\pi}{2}} = \cos \frac{\pi}{2} + i \sin \frac{\pi}{2} = i. \quad (3.27)$$

Далее найдем: $\sqrt{i} = e^{i\frac{\pi}{4}} = \pm \frac{1}{\sqrt{2}}(1 + i)$. Ограничившись

положительным знаком, можно записать волновое число в следующем виде:

$$k = (1 + i) \cdot \sqrt{\frac{\omega\mu_0\sigma}{2}}. \quad (3.28)$$

Подкоренное выражение в формуле (3.28) принято называть величиной, обратной толщине скин-слоя в земле h_s . Следовательно, можем записать:

$$h_s = \sqrt{\frac{2\rho}{\omega\mu_a}}. \quad (3.29)$$

В свою очередь, толщина скин-слоя h_s определяется как величина, равная $\lambda/2\pi$, где λ – длина электромагнитной волны в земле. Отсюда нетрудно найти выражение для λ :

$$\lambda = h_s \cdot 2\pi = \sqrt{10^7 \rho T}, [м] = \sqrt{10 \rho T}, [км]. \quad (3.30)$$

Из (3.30) можно видеть, что длина электромагнитной волны пропорциональна (под корнем квадратным) удельному сопротивлению горных пород ρ и периоду колебаний T . Чем больше ρ и чем больше период колебаний, тем больше длина электромагнитной волны в земле.

4. Импеданс, кажущееся сопротивление и вектор Визе

Главной особенностью магнитотеллурических методов является то, что изменяющиеся параметры источника первичного поля неизвестны. До открытия нормировки поля в значения кажущегося сопротивления по входному импедансу, электрические и магнитные компоненты поля долгое время изучались по отдельности. Параметры среды определялись на качественном уровне путем измерения относительных изменений интенсивности отдельных компонент поля (главным образом, электрического) на соседних точках в предположении горизонтальной однородности первичного поля.

А. Н. Тихонов, как уже отмечалось во введении, первым, опираясь на работы М.А. Леонтовича по теории распространения электромагнитных волн на поверхности проводящего полупространства, предложил выход из этой ситуации путем измерения импеданса (impedance –сопротивление). Импеданс Z определяется как отношение сопряженных (взаимно-ортогональных) компонент горизонтального электромагнитного поля E_x и H_y или E_y и H_x в единицах $\frac{B}{M}$ и $\frac{A}{M}$, соответственно, и имеет размерность Om . На поверхности горизонтально-однородной n -слойной среды можно записать:

$$Z_n = \frac{E_x}{H_y} = -\frac{E_y}{H_x}, [Om]; \text{ или иначе } Z_n^{xy} = -Z_n^{yx}. \quad (4.1)$$

Пояснение физического смысла импеданса Z как полного электрического сопротивления некоторого объема нижнего полупространства дано на рис. 4.1. Выберем в среде с удельным сопротивлением ρ - воображаемый прямоугольный параллелепипед со сторонами $\Delta l_x = \Delta l_y$ и $\Delta l_z \gg \Delta l_x, \Delta l_y$. Напряженность поля E_x на грани X определяется как отношение падения потенциала ΔU на интервале пути Δl_x к длине приемной

$$\text{линии } \Delta l_x, \quad E_x = \frac{\Delta U}{\Delta l_x} \left[\frac{B}{M} \right].$$

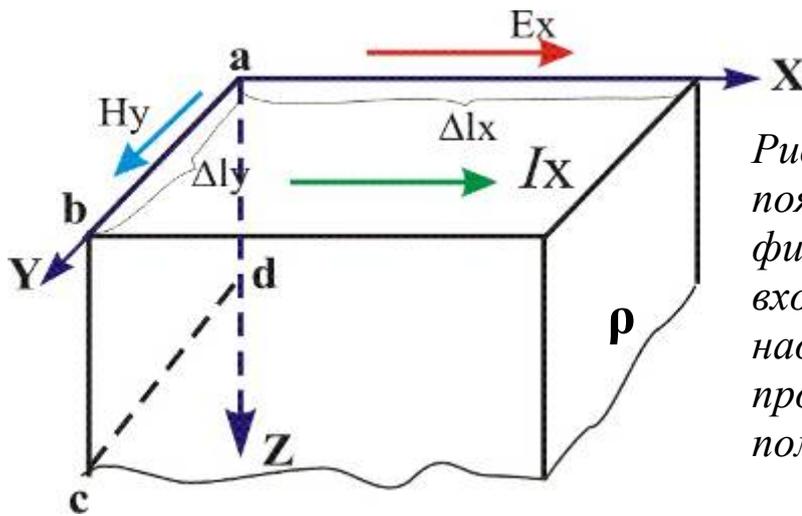


Рисунок 4.1 - Схема, поясняющая физический смысл входного импеданса над однородным проводящим полупространством

Обратимся к первому закону Максвелла в квазистационарном приближении $rot\vec{H} = \vec{j}$ и вычислим поток $rot\vec{H}$ через воображаемую поверхность S , охватывающую магнитный контур:

$$\iint_S rot\vec{H}_n dS = \iint_S \vec{j}_n dS .$$

Применив теорему Стокса, найдем, что циркуляция магнитного поля по контуру l ($abcd$), охватывающему источник, равна силе полного тока проводимости в ортогональном по отношению к контуру l направлению – вдоль оси X (рис. 4.1):

$$\oint_{abcd} \vec{H}_l dl = \vec{I}_x .$$

Магнитные поля на вертикальных отрезках ad и bc не влияют на величину тока \vec{I}_x , поскольку они находятся в продольной плоскости по отношению к току. Вклад магнитного поля на отрезке cd ничтожно мал вследствие его удаленности на глубину. Таким образом, циркуляция магнитного поля и, следовательно, сила тока приближенно равна произведению напряженности магнитного поля на длину отрезка ab . Можно

записать $I_x = H_y \cdot \Delta l_y$ и, следовательно, $H_y = \frac{I_x}{\Delta l_y}$. Принимая

во внимание, что $\Delta l_x = \Delta l_y$, отсюда можно записать:

$$Z_{xy} = \frac{E_x}{H_y} = \frac{\Delta U_x}{I_x} \frac{\Delta l_y}{\Delta l_x} = \frac{\Delta U_x}{I_x} \approx R_x [\text{Ом}].$$

Таким образом, импеданс Z_{xy} приблизительно равен полному сопротивлению параллелепипеда R_x в направлении координаты X .

МТ-АМТ поле, как было показано выше, изменяется в широком диапазоне частот (от 10^{-4} до 10^4 Гц). После проведения соответствующих процедур фильтрации это позволяет выполнять частотное индукционное зондирование, которое принято называть магнитотеллурическим зондированием (МТЗ). Импеданс является комплексным числом, поскольку электрические и магнитные компоненты поля сдвинуты между собой по фазе. Модуль импеданса над однородным полупространством имеет вид:

$$|Z| = \sqrt{\omega \cdot \mu_0 \cdot \rho}. \quad (4.2)$$

Отсюда нетрудно определить удельное электрическое сопротивление нижнего полупространства

$$\rho = \frac{|Z|^2}{\omega \mu_0} [\text{Ом} \cdot \text{м}]. \quad (4.3)$$

В случае реальной неоднородной геологической среды удельное электрическое сопротивление, определенное по формуле (4.3), называется кажущимся и записывается в виде

$$\rho_T = \frac{|Z|^2}{\omega \mu_0} [\text{Ом} \cdot \text{м}]. \quad (4.4)$$

Понятие кажущегося сопротивления в практику магнитотеллурической разведки впервые ввел Луи Каньяр. При этом он использовал практическую систему единиц, удобную для обработки результатов полевых наблюдений. Расстояние он

предложил измерять в километрах ($км$), напряженность электрического поля E – в милливольт на километр ($мВ/км$), напряженность магнитного поля H – в гаммах (γ). Отсюда импеданс в практических единицах, обозначим его Z^{np} , он предложил измерять в единицах милливольт на гамма-километр ($Z^{np} = 1 \frac{мВ}{\gamma \cdot км}$). Магнитное поле напряженностью в 1 гамму представляет собой дольную единицу из системы СГСМ ($1\gamma = 10^{-5}$ Эрстед). Одна гамма легко переводится из СГСМ в систему СИ с помощью соотношения $1 \frac{А}{м} = 4 \cdot \pi \cdot 10^2 \gamma$, где $1\gamma = 1[\mu Tл] = 10^{-9}[Tл]$. Кажущееся сопротивление в этом случае определяется путем подстановки в выражение (4.4) принятых выше дольных единиц - $1 \frac{мВ}{км} = 10^{-6} \left[\frac{В}{м} \right]$ и $1\gamma = \frac{1}{4 \cdot \pi \cdot 10^2} \left[\frac{А}{м} \right]$.

Принимая во внимание, что

$$\omega = 2 \cdot \pi / T, [c^{-1}], \mu_0 = 4 \cdot \pi \cdot 10^{-7}, [Ом \cdot с / м], \text{ получим}$$

$$\rho_r^{xy} = \frac{Z^{xy}}{\omega \cdot \mu_0} = \frac{(10^{-6} \cdot \frac{1}{1256})^2}{2\pi \cdot 4\pi \cdot 10^{-7}} T \cdot |Z^{xy}|^2 = 0.2T \cdot \left(\frac{E_x}{H_y} \right)^2 [Ом \cdot м], (4.5)$$

$$\text{где } Z_{xy}^{np} = \frac{E_x}{H_y} \left[\frac{мВ}{км \cdot \gamma} \right].$$

Определение кажущегося сопротивления МТ-поля по формуле (4.5), впервые введенное Луи Каньяром в 1952 году, получило на многие годы всеобщее признание. В этом выражении соединились единицы систем СИ и СГСМ. Однако эта ситуация не могла продолжаться долго. В 1973 году Международная ассоциация по геомагнетизму и аэрономии (МАГА) в специальной Резолюции № 3 рекомендовала всем геофизикам пользоваться только системой единиц СИ в качестве единого стандарта. Следуя этому требованию, в выражении для импеданса в формуле (4.5) необходимо использовать величину магнитной индукции $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$, поскольку одна гамма численно равна одной нанотесле, то есть дольной единице магнитной индукции \vec{B} . В этом случае импеданс утрачивает размерность

комплексного сопротивления и приобретает размерность скорости, мы его обозначим как Z^B .

$$|Z^B| = \frac{\vec{E}}{\vec{B}} = \frac{\vec{E}}{\mu_0 \cdot \vec{H}}, \left[\frac{м}{с} \right]. \quad (4.6)$$

Подставив в (4.5) новое определение $Z = Z^B \cdot \mu_0$ из (4.6), получим выражение кажущегося сопротивления в следующем виде:

$$\rho_T = |Z^B|^2 \cdot \frac{\mu_0}{\omega}. \quad (4.7)$$

Приведенная выше формула для вычисления кажущегося удельного электрического сопротивления (4.7) и само определение импеданса в единицах скорости находятся в противоречии с традициями магнитотеллурики, заложенными А.Н. Тихоновым и Л. Каньяром. Поэтому, по рекомендации М.Н. Бердичевского и В.И. Дмитриева, принято сохранить прежнее значение импеданса как комплексного сопротивления, определяемого отношением ортогональных компонент напряженности электрического поля \vec{E} и магнитного поля \vec{H} . Но при этом из обращения изъята внесистемная единица «гамма». Вместо нее принято использовать дольную единицу из системы СИ, близкую по величине к единице гамма. В качестве такой величины принята одна тысячная доля ампера на метр,

$$1 \left[\frac{мА}{м} \right] = 1 \left[\frac{А}{км} \right] = 10^{-3} \frac{А}{м} = 4\pi \cdot 10^{-1} нТл \approx 1.26\gamma.$$

Импеданс при этом измеряется в $\left[\frac{мВ}{А} \right]$. Подставив в выражение (4.4) поправочный множитель 10^{-3} , получим новое, теперь уже общепринятое выражение для расчета кажущегося сопротивления в системе СИ.

$$\rho_T^{xy} = \frac{|Z^{xy}|^2}{\omega \cdot \mu_0} = \frac{(10^{-6} \cdot 10^{-3})^2}{2\pi \cdot 4\pi \cdot 10^{-7}} T \cdot |Z^{xy}|^2 = 0.127T \cdot |Z^{xy}|^2. \quad (4.8)$$

В выражении (4.8) значение кажущегося сопротивления определяется по измеренным в поле значениям напряженности электрического поля E_x в милливольтках на километр $\left[\frac{мВ}{км} \right]$ и напряженности магнитного поля H_y в миллиамперах на метр $\left[\frac{мА}{м} \right]$. Размерность импеданса в этом случае имеет вид $10^{-3} Ом$.

Помимо кажущегося сопротивления, вычисляемого по входному импедансу, в магнитотеллурике применяются другие виды нормировок: в виде отношения напряженностей одноименных компонент электрического или магнитного поля на полевой (передвижной) и базовой (опорной) точках, в виде отношения вертикальной и горизонтальной компонент магнитного поля. Эти и ряд других приемов лежат в основе многочисленных модификаций МТ-методов. Среди них в качестве основных следует отметить метод теллурических токов (ТТ), основанный на измерении отношения электрических компонент магнитотеллурического поля на передвижной (полевой) и закрепленной (базовой) точках и метод магнитовариационного профилирования (МВП), основанный на измерении отношения вертикальной составляющей магнитного поля к полному горизонтальному магнитному вектору путем решения уравнения

$$H_z = W_{zx} \cdot H_x + W_{zy} \cdot H_y \quad . \quad (4.9)$$

Равенство (4.9) носит название соотношения Визе-Паркинсона. На основе измерения значений всех трех компонент магнитного поля H_x , H_y , H_z устанавливаются линейные связи между вертикальным полем H_z и горизонтальными компонентами H_x , H_y , а затем находится индукционный комплексный вектор Визе-Паркинсона $|W|$, изображаемый в виде стрелок (типперов), ориентированных вкост простирания двухмерно-неоднородных структур (4.11).

$$\vec{W} = w_{zx} d\vec{x} + w_{zy} d\vec{y} \quad , \quad (4.10)$$

$$|W| = \left(w_{zx}^2 + w_{zy}^2 \right) . \quad (4.11)$$

Метод МВП может быть реализован как по измерениям в одной точке, так и путем измерения поля на передвижной точке относительно базовой точки (reference point).

Все методы отношений основаны на изучении линейных связей между различными компонентами поля. Такие связи являются частотно-зависимыми и поэтому могут рассматриваться как передаточные функции среды. Причем среды только горизонтально-неоднородной, поскольку существование вертикальной компоненты магнитного поля H_z и горизонтальных производных любых компонент поля возможно только в условиях горизонтальных изменений сопротивления среды, если источник поля заведомо однороден, то есть находится достаточно далеко от точки наблюдения по сравнению с длиной электромагнитной волны в земле.

В последующем описании мы остановимся, главным образом, на рассмотрении метода магнитотеллурического зондирования (МТЗ), являющегося базовым методом магнитотеллурической разведки, выполняемой в рамках модели Тихонова-Каньяра.

5. Модель Тихонова-Каньяра

Практическое применение магнитотеллурических методов исследования земных недр стало возможно после создания российским геофизиком, математиком академиком А.Н. Тихоновым и французским геофизиком Л. Каньяром модели, адекватно описывающей реальные электромагнитные процессы в Земле в рамках определенных ограничений. Эта модель, получившая название модели Тихонова-Каньяра, основана на следующих положениях (постулатах).

Первый постулат. Возбуждение вторичного электромагнитного поля в Земле происходит исключительно за счет **индукционного** воздействия переменных токов, протекающих в ионосфере и магнитосфере. Это означает, что можно пренебречь гальваническими утечками, возникающими за счет вертикальных токов, протекающих из ионосферы в Землю через атмосферу. Приближенная модель электропроводности волновода «Земля-ионосфера», в котором формируется магнитотеллурическое поле, представлена ниже (табл. 5.1).

Таблица 5.1 - Приближенная модель электропроводности волновода «Земля - ионосфера»

«Слой»	Удельное электрическое сопротивление, Ом·м	Мощность, км
Ионосфера	10^4 , днем	10
	10^5 , ночью	10
Атмосфера	10^{14} , при T=1 час	100
	10^{10} , при T=1с	100
Земля	10^4	∞

Можно видеть, что контраст по сопротивлению между атмосферой и Землей достигает 5-10 порядков. В этих условиях магнитосферный ток будет замыкаться на ионосфере, и лишь совершенно ничтожная его часть будет замыкаться на Землю, пройдя гальваническим путем через плохо проводящую

атмосферу. Доказательство этого положения, несмотря на его кажущуюся очевидность, потребовало многолетних дискуссий между школой М.Н. Бердичевского, Л.Л. Ваньяна и В.И. Дмитриева, с одной стороны, и школой Д.Н. Четаева, с другой стороны.

Заметим, что удельное сопротивление атмосферы является комплексной величиной и зависит от периода вариаций (табл. 5.1). Это обусловлено тем, что вследствие высокого сопротивления воздуха поле выходит за рамки квазистационарного приближения, и на его параметры оказывают влияние токи смещения.

Второй постулат. Линейные размеры исследуемого пространства L много меньше радиуса Земли R ($L \ll R$). Это положение означает, что магнитотеллурическое зондирование выполняется в достаточно локальной области (в пределах первой тысячи километров), где можно пренебречь сферичностью Земли и считать дневную поверхность плоской.

Третий постулат. Земля характеризуется горизонтально-слоистым одномерным разрезом. Удельное сопротивление является функцией только одной, вертикальной координаты Z . Отсюда можно записать $\rho = \rho(z)$. Тангенциальные производные сопротивления тождественно равны нулю:

$$\frac{\partial \rho}{\partial x} \equiv \frac{\partial \rho}{\partial y} \equiv 0 \quad . \quad (5.1)$$

Четвертый постулат. Источник находится далеко от точки наблюдения, на расстоянии r , много большем длины волны в земле λ ($r \gg \lambda$). Длина электромагнитной волны в земле λ зависит от периода вариаций T , [с] и удельного электрического сопротивления нижнего полупространства ρ , [Ом·м] и определяется численным, то есть лишенным физической размерности выражением, вытекающим из анализа уравнений Максвелла в квазистационарном приближении (3.30):

$$\lambda = \sqrt{10^7 \cdot \rho \cdot T}, [м] \quad . \quad (5.2)$$

Этот постулат означает, что первичная часть МТ поля (излучение ионосферы) в точке наблюдения не должна иметь

горизонтальных производных и представлять собой плоскую по отношению к поверхности Земли электромагнитную волну, распространяющуюся сверху вниз. Заметим, что применение понятия «волна» и «длина волны» к магнитотеллурическому полю является лишь удобной абстракцией, применимой к проводящему нижнему полупространству. В верхнем полупространстве длины «волн», применяемых в МТЗ, превышают в сотни и тысячи раз диаметр Земли.

Четвертый постулат означает также, что уравнения Гельмгольца (3.26) приобретают вид одномерных уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 H}{\partial Z^2} + k^2 \vec{H} &= 0 \\ \frac{\partial^2 E}{\partial Z^2} + k^2 \vec{E} &= 0 \end{aligned} \right\}. \quad (5.3)$$

Пятый постулат. К приведенным выше четырем постулатам необходимо добавить в качестве пятого постулата утверждение о том, что в модели Тихонова-Каньяра электромагнитное поле рассматривается в квазистационарном приближении, определяемом системой уравнений (3.21). Принято, что в первом уравнении Максвелла можно пренебречь токами смещения и полагать, что свободные заряды отсутствуют и электромагнитное поле формируется только токами проводимости, существующими до тех пор, пока существует ток в источнике.

6. Нормальная модель магнитотеллурического поля

Исследование распространения плоской электромагнитной волны в однородном нижнем полупространстве является основополагающей задачей магнитотеллурики. Такая модель магнитотеллурического поля называется нормальной. Рассмотрим эту задачу в рамках квазистационарного приближения.

Пусть в среде с волновым числом k распространяется гармоническое поле, направленное вертикально вниз вдоль оси Z (рис.6.1). Фронт волны в этом случае совпадает с горизонтальной плоскостью XU и, следовательно, можно записать:

при $z = \text{const}$

$$\vec{H}_{x(y)}(\omega) \equiv \text{const}; \quad \vec{E}_{x(y)}(\omega) \equiv \text{const}. \quad (6.1)$$

Из (6.1) непосредственно следует:

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial x} \equiv \frac{\partial \vec{E}}{\partial y} \equiv \frac{\partial \vec{H}}{\partial x} \equiv \frac{\partial \vec{H}}{\partial y} \equiv 0. \quad (6.2)$$

Далее запишем условие затухания поля до нуля на бесконечности.

$$\text{При } z \rightarrow \infty \quad \vec{H}, \vec{E} \rightarrow 0. \quad (6.3)$$

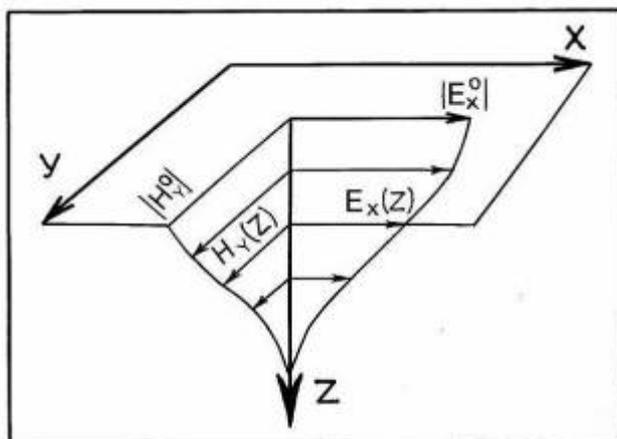


Рисунок 6 - Схема, иллюстрирующая распространение плоской электромагнитной волны, поляризованной в плоскости XU

Ввиду (6.2) уравнения Гельмгольца (3.26) приобретают вид:

$$k^2 \vec{H} + \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial z^2} = 0, \quad (6.4)$$

$$k^2 \vec{E} + \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} = 0. \quad (6.5)$$

Полученная система уравнений (6.4), (6.5) носит название одномерных дифференциальных уравнений Гельмгольца. Их решение записывается в виде системы комплексных уравнений, описывающих электрические и магнитные компоненты поля суммой экспонент:

$$\vec{H} = \vec{H}^+ e^{ikz} + \vec{H}^- e^{-ikz}, \quad (6.6)$$

$$\vec{E} = \vec{E}^+ e^{ikz} + \vec{E}^- e^{-ikz}. \quad (6.7)$$

Здесь коэффициенты $\vec{H}^+, \vec{H}^-, \vec{E}^+, \vec{E}^-$ представляют собой комплексные векторы, которые необходимо определить. Пользуясь условием на бесконечности (6.3), рассмотрим, насколько ему удовлетворяют члены уравнений (6.6) и (6.7).

Учитывая, что $k = (1+i) \cdot \frac{2\pi}{\lambda}$, можно переписать экспоненты в выражениях (6.6) и (6.7) в следующем виде:

$$e^{ikz} = e^{i \frac{2\pi z}{\lambda}} \cdot e^{-\frac{2\pi z}{\lambda}}, \quad (6.8) \quad e^{-ikz} = e^{-i \frac{2\pi z}{\lambda}} \cdot e^{\frac{2\pi z}{\lambda}}. \quad (6.9)$$

Поскольку в выражении (6.8) $e^{\frac{2\pi z}{\lambda}} \rightarrow 0$ при $z \rightarrow \infty$, а $e^{\pm i \frac{2\pi z}{\lambda}} = \cos \frac{2\pi z}{\lambda} \pm i \sin \frac{2\pi z}{\lambda}$ является во всех случаях функцией ограниченной, тогда как в выражении (6.9) $e^{\frac{2\pi z}{\lambda}} \rightarrow \infty$ при $z \rightarrow \infty$, то можно заключить, что условию затухания поля на бесконечности удовлетворяет лишь экспонента с положительной степенью e^{ikz} . Отсюда можно положить равными нулю коэффициенты \vec{H}^-, \vec{E}^- и уравнения (6.6) и (6.7) переписать в виде:

$$\vec{H} = \vec{H}^+ e^{ikz}, \quad (6.10)$$

$$\vec{E} = \vec{E}^+ e^{ikz} . \quad (6.11)$$

Полученное решение описывает поле в однородном полупространстве. Положив равными нулю коэффициенты \vec{H}^- , \vec{E}^- в уравнениях (6.6) и (6.7), мы тем самым приняли, что поле распространяется только сверху вниз, и что в нижнем полупространстве отсутствуют какие-либо неоднородности (слои), которые могли бы привести к появлению отраженных волн, распространяющихся снизу вверх. Полное решение уравнений (6.6) и (6.7) будет рассмотрено ниже, в разделе 7 при рассмотрении магнитотеллурического поля над горизонтально-слоистым полупространством.

Применим к магнитному вектору в выражении (6.10) процедуру скаляризации, возьмем дивергенцию и, учитывая 3-е уравнение Максвелла, запишем результат в частных производных:

$$\operatorname{div} \vec{H} = \frac{d}{dx} H_x^+ e^{ikz} + \frac{d}{dy} H_y^+ e^{ikz} + \frac{d}{dz} H_z^+ e^{ikz} = 0 . \quad (6.12)$$

Поскольку горизонтальные производные поля тождественно равны нулю, согласно (6.2), то из (6.12) следует:

$$\frac{d}{dz} H_z^+ e^{ikz} = 0 . \quad (6.13)$$

Аналогичный результат может быть получен для электрического поля:

$$\frac{d}{dz} E_z^+ e^{ikz} = 0 . \quad (6.14)$$

Пользуясь правилом дифференцирования экспоненциальных функций, находим:

$$\left. \begin{aligned} ikH_z &= 0 \\ ikE_z &= 0 \end{aligned} \right\} . \quad (6.15)$$

Поскольку волновое число $k \neq 0$, то можно записать тождество:

$$H_z \equiv E_z \equiv 0. \quad (6.16)$$

Это означает, что в плоско поляризованной вертикально падающей на поверхность земли волне отсутствует вертикальная магнитная компонента H_z и существуют только горизонтальные компоненты поля E_x , E_y , H_x и H_y .

Отсюда первые два уравнения Максвелла $rotH = \sigma E$ и $rotE = i\omega\mu_0 H$ могут быть записаны в следующем виде:

$$rot\vec{H} = \begin{vmatrix} dx & dy & dz \\ 0 & 0 & \frac{d}{dz} \\ H_x & H_y & 0 \end{vmatrix} = \sigma \cdot (E_x d\vec{x} + E_y d\vec{y}), \quad (6.17)$$

$$rot\vec{E} = \begin{vmatrix} dx & dy & dz \\ 0 & 0 & \frac{d}{dz} \\ E_x & E_y & 0 \end{vmatrix} = i\omega\mu_0 \cdot (H_x d\vec{x} + H_y d\vec{y}). \quad (6.18)$$

Заметим, что символ частного дифференцирования $\partial/\partial z$ заменен в выражениях (6.17), (6.18) символом полного дифференциала d/dz , поскольку в плоской волне амплитуда поля зависит только от z .

Раскрывая определитель в операции ротора, получаем:

$$-\frac{dH_y}{dz} d\vec{x} + \frac{dH_x}{dz} d\vec{y} = \sigma \cdot (E_x d\vec{x} + E_y d\vec{y}), \quad (6.19)$$

$$-\frac{dE_y}{dz} d\vec{x} + \frac{dE_x}{dz} d\vec{y} = i\omega\mu_0 (H_x d\vec{x} + H_y d\vec{y}). \quad (6.20)$$

После сокращения одноименных ортов в первом уравнении Максвелла (6.19) получим выражения для электрических компонент поля в явном виде:

$$E_x = -\frac{1}{\sigma} \cdot \frac{dH_y}{dz}, \quad E_y = \frac{1}{\sigma} \cdot \frac{dH_x}{dz}. \quad (6.21)$$

Аналогично, после сокращения коэффициентов при одноименных ортах во втором уравнении Максвелла (6.20)

получим выражения для магнитных компонент поля в явном виде:

$$H_x = -\frac{1}{i\omega\mu_0} \cdot \frac{dE_y}{dz}, \quad H_y = \frac{1}{i\omega\mu_0} \cdot \frac{dH_x}{dz}. \quad (6.22)$$

Подставляя в (6.21) и (6.22) решения уравнений Гельмгольца для \vec{E} и \vec{H} поля из (6.10) и (6.11) и, учитывая экспоненциальный характер их зависимости от глубины Z , получим:

$$\left. \begin{aligned} E_x^+ \cdot e^{ikz} &= -\frac{1}{\sigma} \cdot \frac{d}{dz}(H_y^+ \cdot e^{ikz}) = -\frac{ik}{\sigma} \cdot H_y^+ \cdot e^{ikz} \\ E_y^+ \cdot e^{ikz} &= \frac{1}{\sigma} \cdot \frac{d}{dz}(H_x^+ \cdot e^{ikz}) = \frac{ik}{\sigma} \cdot H_x^+ \cdot e^{ikz} \end{aligned} \right\}, \quad (6.23)$$

$$\left. \begin{aligned} H_x^+ \cdot e^{ikz} &= -\frac{1}{i\omega\mu_0} \cdot \frac{d}{dz}(E_y^+ \cdot e^{ikz}) = -\frac{k}{\omega\mu_0} \cdot E_y^+ \cdot e^{ikz} \\ H_y^+ \cdot e^{ikz} &= \frac{1}{i\omega\mu_0} \cdot \frac{d}{dz}(E_x^+ \cdot e^{ikz}) = \frac{k}{\omega\mu_0} \cdot E_x^+ \cdot e^{ikz} \end{aligned} \right\}. \quad (6.24)$$

После сокращения в (6.23) экспоненты e^{ikz} , которая одинаково входит в электрическую и магнитную компоненты поля, получим для первого уравнения Максвелла

$$E_x^+ = -\frac{ik}{\sigma} \cdot H_y^+, \quad E_y^+ = \frac{ik}{\sigma} \cdot H_x^+. \quad (6.25)$$

Аналогичную пару уравнений можно получить для второго уравнения Максвелла:

$$H_x^+ = -\frac{k}{\omega\mu_0} \cdot E_y^+, \quad H_y^+ = \frac{k}{\omega\mu_0} \cdot E_x^+. \quad (6.26)$$

Как уже отмечалось выше, в теории распространения плоских электромагнитных волн важное значение имеет понятие импеданса (impedance - сопротивление). Импеданс равен отношению взаимно ортогональных компонент электрического и магнитного полей в частотной области. Понятие импеданса составляет основу теории магнитотеллурических методов. При

этом считается, согласно первому постулату модели Тихонова-Каньяра, что возбуждение теллурических (земных) токов происходит индукционным путем, за счет переменного магнитного поля. Поэтому при определении импеданса используют второе уравнение Максвелла и, соответственно, пару уравнений (6.26). Отсюда, можно выписать два типа импеданса:

$$Z_{xy} = \frac{E_x^+}{H_y^+} = \frac{\omega\mu_0}{k}, \quad (6.27) \quad Z_{yx} = \frac{E_y^+}{H_x^*} = -\frac{\omega\mu_0}{k}. \quad (6.28)$$

На поверхности однородного (и любого горизонтально-слоистого, одномерного) полупространства импеданс не зависит от направления, поэтому можно записать тождество: $Z_{xy} \equiv -Z_{yx}$.

В комплексном виде импеданс представляется выражением

$$Z_{xy} = \frac{\omega\mu_0}{k} = \frac{\omega\mu_0}{\sqrt{i\omega\mu\sigma}} = \frac{\sqrt{\omega\mu\rho}}{\sqrt{i}}, \quad \text{поскольку } i^{-0.5} = \sqrt{-i}, \quad \text{то}$$

отсюда следует:

$$Z_{xy} = \sqrt{-i\omega\mu\rho}. \quad (6.29)$$

Следовательно, можно записать для модуля импеданса:

$$|Z| = \sqrt{\omega\mu_0\rho}. \quad (6.30)$$

Из (6.29) можно найти также фазу импеданса. Поскольку $i = e^{i\frac{\pi}{2}}$, то $\sqrt{-i} = e^{-i\frac{\pi}{4}}$, отсюда фаза импеданса $Arg Z_{xy} = -45^\circ$.

Из (6.30) следует выражение для величины удельного электрического сопротивления однородного полупространства, впервые выведенное Луи Каньяром:

$$\rho = \frac{|Z|^2}{\omega\mu_0}, \quad \text{Ом} \cdot \text{м}. \quad (6.31)$$

Замечательным свойством импеданса плоской электромагнитной волны, вытекающим из граничных условий Леонтовича, является то, что он не зависит от условий возбуждения и поэтому выражение (6.31) отражает только свойства нижележащего геоэлектрического разреза.

В заключение раздела исследуем амплитудно-фазовые характеристики компонент E_x , E_y и H_x , H_y плоского гармонического электромагнитного поля вида $\vec{E} = \vec{E}_0 \cdot e^{-i\omega t}$ и $\vec{H} = \vec{H}_0 \cdot e^{-i\omega t}$, распространяющегося в однородном полупространстве в направлении сверху вниз (по оси z). Решение уравнений Гельмгольца (6.10) и (6.11) перепишем в скалярном виде, приравняв нулю вертикальные составляющие поля:

$$\left. \begin{aligned} \vec{H} &= \vec{H}^+ e^{ikz} = H_x^+ \cdot e^{ikz} d\bar{x} + H_y^+ \cdot e^{ikz} d\bar{y} \\ \vec{E} &= \vec{E}^+ e^{ikz} = E_x^+ \cdot e^{ikz} d\bar{x} + E_y^+ \cdot e^{ikz} d\bar{y} \end{aligned} \right\} . \quad (6.32)$$

Далее необходимо учесть, что коэффициенты $H_{x(y)}^+$ и $E_{x(y)}^+$ являются комплексными величинами и характеризуются своими фазовыми сдвигами. Отсюда можно записать для H_x компоненты:

$$H_x^+ = H_x^0 \cdot e^{i\varphi_{Hx}}, \text{ где}$$

$$H_x^0 = |H_x^+|, \varphi_{Hx} = \arg H_x^+.$$

Принимая для всех компонент электромагнитного поля экспоненциальную зависимость вида $e^{-i\omega t}$, можно записать на примере магнитной компоненты H_x :

$$H_x \cdot e^{-i\omega t} = H_x^+ \cdot e^{ikz} \cdot e^{-i\omega t} = H_x^0 \cdot e^{i\varphi_{Hx}} \cdot e^{ikz} \cdot e^{-i\omega t}. \quad (6.33)$$

В уравнениях (6.33) направляющие орты не указываются, но подразумевается, что каждая из компонент поля относится к определенному координатному направлению $d\bar{x}$ или $d\bar{y}$.

Дальнейшее рассмотрение продолжим на примере компоненты H_x . Учитывая, что $ikz = -\frac{2\pi z}{\lambda} + i\frac{2\pi z}{\lambda}$, компонента H_x из уравнения (6.33) может быть записана в следующем виде:

$$H_x = H_x^0 \cdot e^{-\frac{2\pi z}{\lambda}} \cdot e^{i\varphi_{Hx}} \cdot e^{i\frac{2\pi z}{\lambda}} \cdot e^{-i\omega t}.$$

Далее выражение для компоненты H_x может быть переписано в тригонометрической форме:

$$H_x = H_x^0 \cdot e^{-\frac{2\pi z}{\lambda}} \cdot \left[\cos\left(\varphi_{H_x} + \frac{2\pi z}{\lambda} - \omega t\right) + i \sin\left(\varphi_{H_x} + \frac{2\pi z}{\lambda} - \omega t\right) \right].$$

Поскольку реально измеряемой в эксперименте величиной является косинусная часть комплексного числа, то выпишем ее отдельно:

$$\operatorname{Re} H_x = H_x^0 \cdot e^{-\frac{2\pi z}{\lambda}} \cdot \cos\left(\varphi_{H_x} + \frac{2\pi z}{\lambda} - \omega t\right). \quad (6.34)$$

В полученном уравнении (6.34) амплитуда измеряемого поля $H_x(z)$ на глубине z и полная величина фазы $\Phi_{H_x}(z)$ определяются выражениями:

$$H_x(z) = H_x^0 \cdot e^{-\frac{2\pi z}{\lambda}}, \quad (6.35)$$

$$\Phi_{H_x}(z) = \varphi_{H_x} + \frac{2\pi z}{\lambda} - \omega t. \quad (6.36)$$

Учитывая, что длина волны $\lambda = \sqrt{10^7 \rho T}$, выражения (6.35) и (6.36) могут быть переписаны в следующем виде:

$$H_x(z, \omega, \rho) = H_x^0 \cdot e^{-z \sqrt{\frac{\omega \cdot 2\pi \cdot 10^{-7}}{\rho}}}, \quad (6.37)$$

$$\Phi_{H_x}(z, \omega, \rho, t) = \varphi_{H_x} + z \cdot \sqrt{\frac{\omega \cdot 2\pi \cdot 10^{-7}}{\rho}} - \omega t. \quad (6.38)$$

Сопоставляя уравнения (6.37) и (6.38), можно видеть, что реально измеряемая амплитуда поля является функцией глубины, частоты и сопротивления, тогда как фаза является еще и функцией времени. Однако на практике фаза отдельно взятых компонент поля не измеряется, за исключением некоторых модификаций электроразведки с контролируруемыми источниками. Обычно измеряется разность фаз между сопряженными, то есть связанными между собой через уравнения Максвелла,

компонентами поля. Например, для импеданса $Z_{xy} = \frac{E_x}{H_y}$ фазовые соотношения компонент E_x, H_y определяются выражением:

$$\Delta\varphi_{E_x H_y} = \varphi_{E_x} - \varphi_{H_y} . \quad (6.39)$$

Возвращаясь к анализу уравнений (6.34) – (6.38), можно видеть, что амплитуда плоской электромагнитной волны экспоненциально затухает с глубиной, меняясь при этом по гармоническому закону с пространственным периодом, равным длине волны λ . Чем короче λ , тем быстрее затухает амплитуда поля с глубиной в (6.35). Следовательно, можно говорить о волновом характере поля и о плоской электромагнитной волне. Но при этом необходимо помнить, что распространение поля в среде происходит по закону диффузии. Это означает, что наблюдаемое поле существует только до тех пор, пока существует источник. Отключение источника приводит к быстрому исчезновению электромагнитного поля. Время исчезновения определяется постоянной времени релаксации $\tau = \frac{\varepsilon_0}{\sigma} [c]$. В этом заключается главное отличие условий квазистационарного приближения (уравнений теплопроводности) от условий распространения поля, подчиняющихся волновым уравнениям. В последнем случае, например, электромагнитная волна, возникнув, может существовать сколь угодно долго после отключения источника, поскольку в вакууме, при $\rho \rightarrow \infty$ не происходит расхода энергии электромагнитной волны на разогрев пространства. Например, мы можем наблюдать на небосводе свет звезды, погаснувшей миллиарды лет назад.

Описанные выше свойства плоского электромагнитного поля позволяют дать несколько определений.

6.1. Фазовый фронт

Уравнение фазового фронта получим, приравняв константе выражение фазы (6.36)

$$\varphi_{H_x}(z) = \varphi_{H_x} + \frac{2\pi \cdot z}{\lambda} - \omega t = const .$$

Отсюда нетрудно получить

$$z = (\omega t - \varphi_{H_x} + const) \cdot \frac{\lambda}{2\pi}. \quad (6.40)$$

Из анализа уравнения (6.40) можно видеть, что в каждый фиксированный момент времени фазовый фронт – это горизонтальная плоскость. Поэтому волну называют плоской. С увеличением времени глубина z растет. Однако точное значение глубины z по фазовой кривой установить нельзя. По фазовой кривой магнитотеллурического зондирования можно лишь сугубо качественно установить характер геоэлектрического разреза – количество слоев, тип разреза и т.д.

6.2. Фазовая скорость

Фазовой скоростью распространения электромагнитной волны называется скорость распространения ее фазового фронта. Чтобы найти ее, продифференцируем по времени выражение (6.40):

$$V_\varphi = \frac{\partial z}{\partial t} = \frac{\omega \lambda}{2\pi} = \sqrt{\frac{10^7 \cdot \rho}{T}}. \quad (6.41)$$

Из полученного выражения (6.41) можно видеть, что скорость распространения фазового фронта тем больше, чем больше сопротивление пород и чем короче период колебания T (чем выше частота). Формально скорость плоской волны может расти неограниченно и даже превысить скорость света, если следовать уравнению (6.41). Отмеченное противоречие возникает из-за того, что мы ограничились квазистационарным приближением и пренебрегли токами смещения.

6.3. Глубина проникновения МТ-поля

Глубиной проникновения плоской электромагнитной волны в нижнее полупространство называется расстояние по глубине, на котором амплитуда поля уменьшается в e раз. Эту глубину принято называть толщиной скин-слоя и обозначать величиной h_s .

Согласно (6.35) амплитуда поля на глубине z определяется выражением $H_x(z) = H_x^0 \cdot e^{-\frac{2\pi z}{\lambda}}$. Отсюда, приравняв к числу e отношение амплитуды поля на дневной поверхности H_x^0 при $z=0$ к полю на глубине $z = h_s$, найдем

$$H_x(z=0) / H_x(z=h_s) = e^{\frac{2\pi h_s}{\lambda}} = e. \quad (6.42)$$

Прологарифмировав (6.42), найдем $\frac{2\pi h_s}{\lambda} = 1$.

$$\text{Отсюда } h_s = \lambda / 2\pi = \sqrt{10^7 \rho T} / 2\pi, [\text{м}]. \quad (6.43)$$

Можно видеть, что полученная глубина проникновения плоской электромагнитной волны (толщина скин-слоя h_s) аналогична полученной ранее зависимости в выражениях (3.29) и (3.30). Она зависит от сопротивления горных пород и от частоты колебаний. С увеличением электропроводности глубина проникновения поля быстро уменьшается и в хороших проводниках (металлах) сокращается до ничтожно малой величины. Это объясняется увеличением тепловых потерь электромагнитной энергии с увеличением частоты поля и электропроводности среды. Таким образом, изучая изменение фазы и амплитуды поля с изменением частоты, можно судить об изменении электропроводности горных пород с глубиной. Чем ниже частота поля, тем больше толщина скин-слоя и тем больше глубина проникновения электромагнитной волны. На этом основан принцип частотного электромагнитного зондирования.

7. Горизонтально-слоистая модель

Определение поля плоской электромагнитной волны на поверхности горизонтально-слоистого полупространства является фундаментальной задачей магнитотеллурики. Такая модель называется одномерной (рис. 7.1). Модель состоит из N горизонтально однородных изотропных слоев, каждый из которых характеризуется определенными и постоянными значениями удельного сопротивления ρ_n и мощности h_n . Значения относительной диэлектрической и магнитной проницаемости слоев приняты равными единице. Мощность нижнего, N -го слоя, равна бесконечности. Земная поверхность совпадает с плоскостью XU декартовой системы координат X, Y, Z . Ось Z направлена сверху вниз. Верхнее полупространство ($Z < 0$) заполнено непроводящим воздухом.

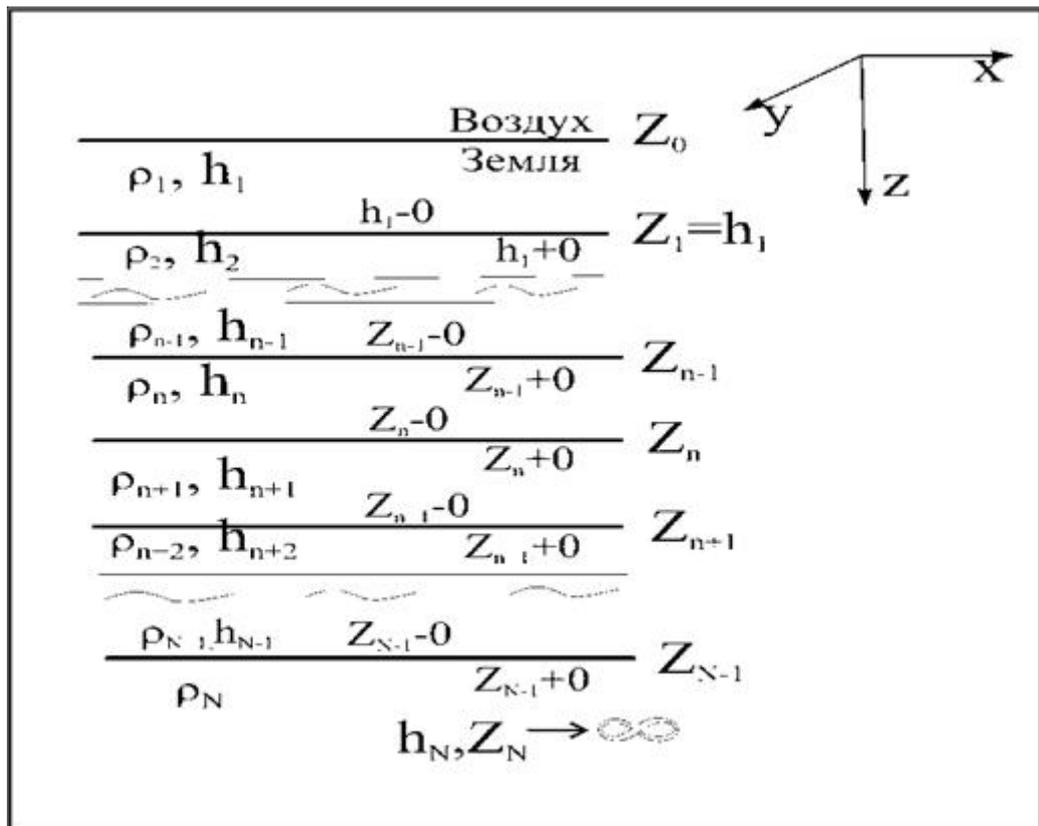


Рисунок 7.1 - Модель одномерного геоэлектрического разреза

Пусть по оси Z сверху вниз распространяются две первичные, плоские монохроматические электромагнитные волны E_x^i, H_y^i и E_y^i, H_x^i , эллиптически поляризованные в плоскости XU .

Процедура скаляризации позволяет представить полные вектора \bar{E}^i и \bar{H}^i в виде суперпозиции скалярных составляющих по ортам:

$$\left. \begin{aligned} \bar{E}^i &= E_x^i d\bar{x} + E_y^i d\bar{y} \\ \bar{H}^i &= H_x^i d\bar{x} + H_y^i d\bar{y} \end{aligned} \right\} \quad (7.1)$$

Их скалярное произведение имеет вид:

$$(\bar{E}^i \cdot \bar{H}^i) = E_x^i H_x^i + E_y^i H_y^i.$$

Вспомним, что из условия осевой симметрии среды и из определения импеданса плоской волны следует:

$$\frac{E_x^i}{H_y^i} = -\frac{E_y^i}{H_x^i}, \quad E_x^i H_x^i = -E_y^i H_y^i,$$

следовательно, скалярное произведение $(\bar{E}^i \cdot \bar{H}^i) \equiv 0$. Отсюда вывод, что комплексные вектора \bar{E}^i и \bar{H}^i всегда ортогональны между собой. Из ортогональности векторов \bar{E}^i и \bar{H}^i , а также из (6.29) следует, что для определения импеданса на поверхности горизонтально-слоистой модели достаточно определить значение одной из сопряженных пар, например, составляющих E_x и H_y электромагнитного поля. Учитывая четвертый постулат модели Тихонова-Каньяра (уравнение 5.4), чтобы определить скалярную составляющую E_x , достаточно решить одномерное уравнение Гельмгольца в декартовой системе координат:

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} + k_n^2 E_x = 0, \quad (7.2)$$

где $k_n = \sqrt{i\omega\mu_0\sigma_n}$ - волновое число n -го слоя.

Общее решение уравнения (7.2) имеет вид:

$$E_x(z) = E_{xn}^+ e^{ik_n z} + E_{xn}^- e^{-ik_n z}, \quad (7.3)$$

где E_{xn}^+ и E_{xn}^- ($n=1,2,\dots,N$) – некоторые, постоянные для каждого n -го слоя составляющие напряженности электрического поля по орту $d\bar{x}$, зависящие от двух параметров – от удельного сопротивления n -го слоя и от частоты. Убывающая с ростом глубины z экспонента $e^{ik_n z}$ определяет совокупность плоско-однородных волн, распространяющихся сверху вниз, а возрастающая с ростом z экспонента $e^{-ik_n z}$ – совокупность отраженных волн, распространяющихся снизу вверх (см. уравнения (6.8) и (6.9)).

Для определения сопряженной компоненты магнитного поля H_y решим второе уравнение Максвелла $rot\bar{E} = i\omega\mu_0\bar{H}$. Для скалярной компоненты H_y получим выражение

$$H_y = (i\omega\mu)^{-1} rot_y \bar{E} = (i\omega\mu)^{-1} \left(\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right).$$

С учетом того, что в плоском поле отсутствуют вертикальные компоненты E_z и H_z и тождественно равны нулю все горизонтальные производные, следует

$$H_y = \frac{1}{i\omega\mu_0} \frac{\partial E_x}{\partial z}. \quad (7.4)$$

Подставляя (7.3) в (7.4), найдем

$$H_y(z) = \frac{k_n}{\omega\mu_0} (E_{xn}^+ e^{ik_n z} - E_{xn}^- e^{-ik_n z}). \quad (7.5)$$

Таким образом, видно, что магнитное поле H_y может быть выражено через те же константы E_{xn}^+ и E_{xn}^- , что и электрическое поле E_x .

Теперь найдем, каким образом связан с параметрами среды магнитотеллурический входной импеданс $Z_n^{xy} = \frac{E_x}{H_y}$. Найдем из (7.3) и (7.5)

$$Z_n^{xy} = \frac{\omega\mu_0}{k_n} \frac{E_{xn}^+ e^{ik_n z} + E_{xn}^- e^{-ik_n z}}{E_{xn}^+ e^{ik_n z} - E_{xn}^- e^{-ik_n z}}. \quad (7.6)$$

Поделим числитель и знаменатель (7.6) на $\sqrt{E_{xn}^+ \cdot E_{xn}^-}$:

$$Z_n^{xy} = \frac{\omega\mu_0}{k_n} \frac{\sqrt{\frac{E_{xn}^+}{E_{xn}^-}} e^{ik_n z} + \sqrt{\frac{E_{xn}^-}{E_{xn}^+}} e^{-ik_n z}}{\sqrt{\frac{E_{xn}^+}{E_{xn}^-}} e^{ik_n z} - \sqrt{\frac{E_{xn}^-}{E_{xn}^+}} e^{-ik_n z}}. \quad (7.7)$$

Введем обозначение $q_n = \ln \sqrt{\frac{E_{xn}^-}{E_{xn}^+}}$,

тогда $\sqrt{\frac{E_{xn}^-}{E_{xn}^+}} = e^{q_n}$ и $\sqrt{\frac{E_{xn}^+}{E_{xn}^-}} = e^{-q_n}$, отсюда

$$\left. \begin{aligned} Z_n^{xy} &= \frac{\omega\mu_0}{k_n} \frac{e^{-q_n} e^{ik_n z} + e^{q_n} e^{-ik_n z}}{e^{-q_n} e^{ik_n z} - e^{q_n} e^{-ik_n z}} = \\ &= \frac{\omega\mu_0}{k_n} \frac{e^{(ik_n z - q_n)} + e^{-(ik_n z - q_n)}}{e^{(ik_n z - q_n)} - e^{-(ik_n z - q_n)}} \end{aligned} \right\}.$$

Обозначим $ik_n z - q_n = D$, тогда выражение для Z_n^{xy} можно переписать в виде:

$$Z_n^{xy} = \frac{\omega\mu_0}{k_n} \cdot \frac{e^D + e^{-D}}{e^D - e^{-D}}.$$

Далее, пользуясь понятием гиперболического котангенса, приведенным ниже в ссылке, найдем

$$Z_n^{xy} = \frac{\omega\mu_0}{k_n} \operatorname{cth}(ik_n z - q_n) = \frac{\omega\mu_0}{k_n} \operatorname{cth}D. \quad (7.8)^*$$

Из рисунка 7.1 можно видеть, что полученное выражение для импеданса Z_n^{xy} в n -м слое относится к интервалу глубин:

$$Z_{n-1}+0 < z < z_n-0.$$

Две неизвестные постоянные E_{xn}^+ и E_{xn}^- , входящие в (7.8)

через выражение $q_n = \ln \sqrt{\frac{E_{xn}^-}{E_{xn}^+}}$, могут быть определены, исходя из граничных условий о непрерывности горизонтальных составляющих поля E_x и H_y на границах слоев. Из них следует заключение о непрерывности их отношения, т.е. импеданса Z_{xy} на границах слоев

$$Z_{xy}(z_n - 0) = Z_{xy}(z_n + 0). \quad (7.9)$$

В левую часть (7.9) подставим значение $Z_{xy}(z_n - 0)$ из (7.8):

$$\frac{\omega\mu_0}{k_n} \operatorname{cth}(ik_n z - q_n) = Z_{xy}(z_n + 0).$$

Теперь мы можем найти выражение для q_i на верхней стороне i -ой границы ($z_n - 0$), используя пока неизвестные значения импеданса на нижней стороне n -й границы ($z_n + 0$):

* Напомним гиперболические функции

$$\operatorname{ch}x = \frac{e^x + e^{-x}}{2}; \quad \operatorname{sh}x = \frac{e^x - e^{-x}}{2};$$

$$\operatorname{cth}x = \frac{e^x + e^{-x}}{e^x - e^{-x}}; \quad \operatorname{arcth} \frac{e^x + e^{-x}}{e^x - e^{-x}} = x.$$

$$cth \left[ik_n (z_n - 0) - q_n \right] = \frac{k_n}{\omega \mu_0} Z_{xy} (z_n + 0) \quad (7.10)$$

Поскольку $arcth\{cth[ik_n(z_n - 0) - q_n]\} \equiv ik_n(z_n - 0) - q_n$, то можно переписать (7.10) в следующем виде:

$$ik_n(z_n - 0) - q_n = arcth \left[\frac{k_n}{\omega \mu_0} Z_{xy}(z_n + 0) \right]. \quad (7.11)$$

Теперь, пользуясь выражением для импеданса Z_n^{xy} , действующего в слое n между его верхней границей $(z_{n-1} + 0)$ и нижней границей $(z_n - 0)$, можно найти выражение для рекуррентных соотношений, связывающих магнитотеллурические импедансы двух соседних слоев путем подстановки значений импеданса с кровли нижнего слоя $(z_n + 0)$ на подошву верхнего слоя $(z_n - 0)$. Для этого в выражение (7.8) для импеданса Z_n^{xy} в слое n подставим значение q_n , выраженное в (7.11) через импеданс $Z_{xy}(z_n + 0)$ на кровле слоя $n+1$:

$$q_n = ik_n(z_n - 0) - arcth \left[\frac{k_n}{\omega \mu_0} Z_{xy}(z_n + 0) \right]. \quad (7.11a)$$

Если теперь подставить (7.11a) в (7.8), то мы получим выражение

$$Z_n^{xy} = \frac{\omega \mu_0}{k_n} cth \left\{ arcth \left[\frac{k_n}{\omega \mu_0} Z_{xy}(z_n + 0) \right] \right\}. \quad (7.11b)$$

Однако с учетом граничных условий при переходе с нижнего слоя на верхний, более правильной является следующая формула:

$$\begin{aligned}
 Z_n^{xy}(z_{n-1} + 0) &= \frac{\omega\mu_0}{k_n} \operatorname{cth} \left\{ ik_n(z_n + 0) - \operatorname{arcth} \left[\frac{k_n}{\omega\mu_0} Z_{xy}(z_n + 0) \right] \right\} = \\
 &= -\frac{\omega\mu_0}{k_n} \operatorname{cth} \left\{ ik_n h_n - \operatorname{arcth} \left[\frac{k_n}{\omega\mu_0} Z_{xy}(z_n + 0) \right] \right\}. \quad (7.12)
 \end{aligned}$$

Полученное выражение (7.12) позволяет нам вычислить импеданс в каждом отдельно взятом n -м слое, пользуясь пока еще неизвестным значением импеданса в соседнем, залегающем ниже $(n+1)$ -м слое. Перепишем их по слоям.

$$\left. \begin{aligned}
 (n=1) \dots \dots \dots Z_{xy}(z_1 + 0) &= \frac{\omega\mu_0}{k_1} \operatorname{cth} \left\{ ik_1 h_1 - \operatorname{arcth} \left[\frac{k_1}{\omega\mu_0} Z_{xy}(z_1 + 0) \right] \right\} \\
 (n=2) \dots \dots \dots (Z_{xy}(z_2 + 0) &= \frac{\omega\mu_0}{k_2} \operatorname{cth} \left\{ ik_2 h_2 - \operatorname{arcth} \left[\frac{k_2}{\omega\mu_0} Z_{xy}(z_2 + 0) \right] \right\} \\
 (n=N-1) \dots \dots Z_{xy}(z_{N-2} + 0) &= \frac{\omega\mu_0}{k_{N-1}} \operatorname{cth} \left\{ ik_{N-1} h_{N-1} - \operatorname{arcth} \left[\frac{k_{N-1}}{\omega\mu_0} Z_{xy}(z_{N-1} + 0) \right] \right\}
 \end{aligned} \right\}. \quad (7.13)$$

Теперь остается определить импеданс $(z_{N-1} + 0)$ в подстилающем N -ом слое бесконечной мощности. Из самых общих соображений нетрудно оценить, что в нем нет отражений, и сохраняются лишь затухающие с ростом z экспоненты в решении уравнения Гельмгольца (7.3):

$$E_x(z) = E_x^+(z) \cdot e^{ik_N z} \quad \text{при} \quad (z_{N-1} + 0) < z < +\infty. \quad (7.14)$$

Раньше мы записали выражение (7.4) для сопряженной магнитной компоненты $H_y(z)$. Подставим в него $E_x(z)$ из (7.14):

$$H_y^+(z) e^{ik_N z} = \frac{1}{i\omega\mu_0} \frac{\partial E_x(z)}{\partial z} = \frac{k_N}{\omega\mu_0} E_x^+(z) e^{ik_N z}. \quad (7.15)$$

Можно видеть, что импеданс в основании слоистого разреза определяется явным образом:

$$Z_{xy}(z_{N-1} + 0) = \frac{E_x^+(z) e^{ik_N z}}{H_y^+(z) e^{ik_N z}} = \frac{\omega\mu_0}{k_N}. \quad (7.16)$$

В него входят известные, заранее заданные в прямой задаче параметры ω и ρ_N . Подставив (7.16) в (7.13), мы полностью определяем импеданс в вышележащем слое $(N+1)$. Продолжая эту операцию в направлении снизу вверх (она называется рекурсией), мы доберемся до верхнего слоя ρ_1 и определим импеданс Z_n^{xy} на поверхности n -слойного полупространства:

$$Z_n^{xy} = \frac{\omega\mu_0}{k_1} \cdot R_n, \quad (7.17)$$

где R_n - приведенный импеданс слоистого полупространства

$$R_n = \operatorname{cth} \left\{ -ik_1 h_1 + \operatorname{arcth} \left[\frac{k_1}{k_2} \operatorname{cth} \left(-ik_2 h_2 + \operatorname{arcth} \left(\frac{k_2}{k_3} \operatorname{cth} \left(-ik_3 h_3 + \dots + \operatorname{arcth} \frac{k_{N-1}}{k_N} \right) \right) \right) \right] \right\} \quad (7.18)$$

Для импеданса Z_n^{yx} можно выполнить аналогичные вычисления, и они приведут к тому же результату [2.39, 2.40]. Таким образом, на поверхности слоистого полупространства можно заметить

$$|Z_{xy}| = |Z_{yx}| = Z_n.$$

Его принято называть импедансом Тихонова-Каньяра, понимая под этим входной импеданс горизонтально-слоистого однородного разреза. Вычисляется он по отношению взаимно-ортогональных компонент электрического и магнитного полей, измеряемых на дневной поверхности Земли.

Величина приведенного импеданса R_n может быть определена как результат нормировки (деления) входного импеданса (аномального) на значение импеданса верхнего слоя $Z_1 = \frac{\omega\mu_0}{k_1}$, принимаемого как «нормальный» импеданс однородного полупространства с удельным сопротивлением ρ_1 :

$$R_n = \frac{Z_n}{Z_1} . \quad (7.19)$$

Отсюда можно записать, что рассчитываемое теоретически значение входного импеданса магнитотеллурического поля над горизонтально слоистой средой равно произведению импеданса Z_1 для однородного полупространства, сопротивление которого равно сопротивлению первого слоя, на приведенный импеданс R_n , являющийся безразмерной величиной и отражающий влияние всех залегающих ниже слоев:

$$Z_n = Z_1 \cdot R_n . \quad (7.20)$$

Кажущееся сопротивление по результатам описанного выше теоретического решения прямой задачи вычисляют по формуле

$$\rho_T = \rho_1 R_n^2 . \quad (7.21)$$

8. Обработка результатов МТЗ

Как уже отмечалось выше, основным информативным параметром МТЗ является импеданс. Импеданс плоской электромагнитной волны Z_n на поверхности слоистого n -слойного разреза определяется как входной импеданс. Он связан с параметрами этого разреза соотношением

$$Z_n = Z_1 \cdot R_{n_n} = \frac{\omega\mu_0}{k_1} \cdot R_n = \sqrt{-i\omega\mu_0\rho_1} \cdot R_n, \quad (8.1)$$

где $k_1 = \sqrt{i\omega\mu_0\sigma_1} = \sqrt{i\mu_0 \cdot 2\pi / \rho_1 T}$ - волновое число

верхнего слоя с сопротивлением ρ_1 .

R_n - безразмерная величина, приведенный импеданс, определяемый с помощью рекуррентных соотношений (7.18). В частности, для двухслойного разреза выражение R_n имеет вид:

$$R_2 = \operatorname{cth} \left[ik_1 h_1 + \operatorname{arcth} \frac{k_1}{k_2} \right], \quad (8.2)$$

для трехслойного разреза:

$$R_3 = \operatorname{cth} \left[ik_1 h_1 + \operatorname{arcth} \left(\frac{k_1}{k_2} \cdot \operatorname{cth} \left(ik_2 h_2 + \operatorname{arcth} \frac{k_2}{k_3} \right) \right) \right]. \quad (8.3)$$

Если среда однородна ($h_1 \rightarrow \infty$), то $R_2=R_1=1$, т.к. $\operatorname{cth}(\infty) \rightarrow 1$ в (7.18). Следовательно

$$Z_n = Z_1 = \frac{\omega\mu_0}{k_1} = \sqrt{-i\omega\mu_0\rho_1}. \quad (8.4)$$

8.1. Амплитудные кривые МТЗ

В основе теории количественной интерпретации МТЗ лежит построение кривых кажущегося электрического сопротивления ρ_T . Их называют амплитудными кривыми МТЗ и строят в двойном логарифмическом масштабе (рис. 8.1-а.).

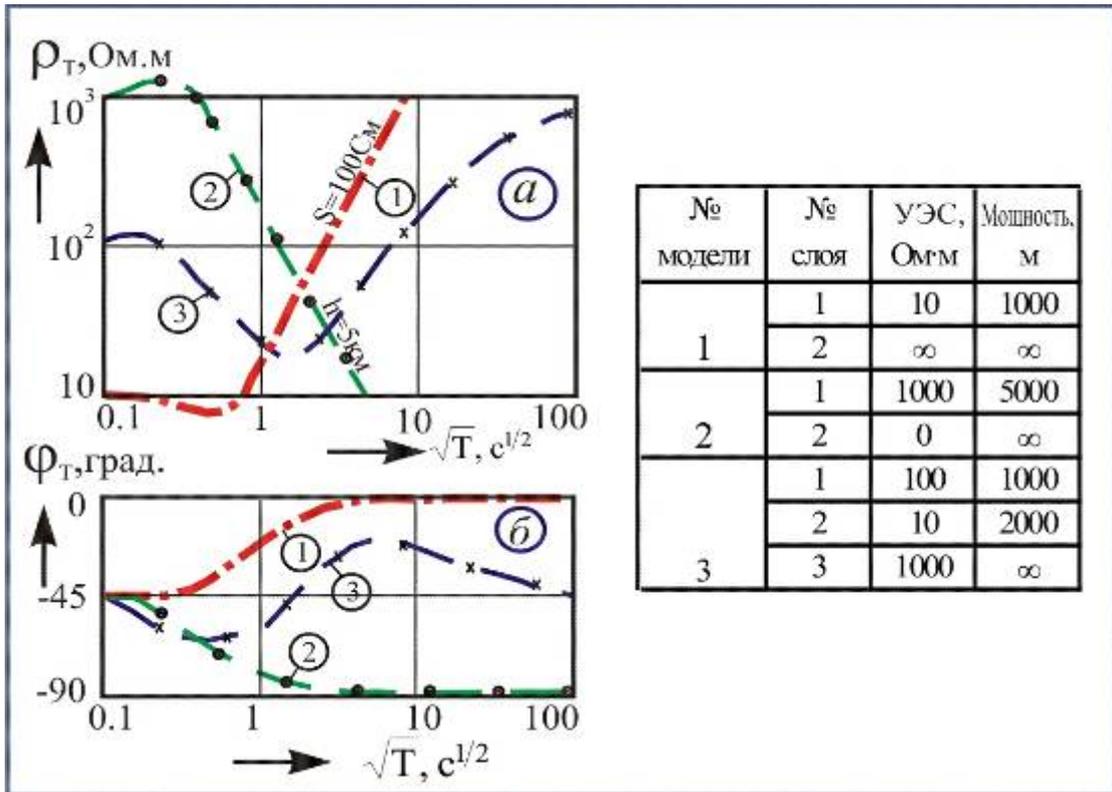


Рисунок 8.1 - Пример расчета кривых кажущегося сопротивления (а) и фазы импеданса (б) для трех типов геоэлектрических разрезов, показанных в таблице справа

По оси ординат откладывают значения ρ_T , а по оси абсцисс значения \sqrt{T} . Величина \sqrt{T} линейно пропорциональна глубине проникновения, определяемой толщиной скин-слоя h_s , где

$$h_s = \frac{\sqrt{10^7 \rho T}}{2\pi}.$$

Кажущееся сопротивление, например, для сопряженных компонент E_x и H_y , согласно (4.8), определяют по формуле

$$\rho_T^{xy} = \frac{|Z_n^{xy}|^2}{\omega \cdot \mu_0} = 0.127T \left| \frac{E_x}{H_y} \right|^2, \quad (8.5)$$

где $|Z_n^{xy}|$ - модуль входного импеданса, определяемый по результатам обработки экспериментальных данных для сопряженных компонент E_x в mB/cm и H_y в mA/m . Входной импеданс при этом измеряется в единицах B/mA . Если среда однородна, то значение ρ_T совпадает с ее удельным сопротивлением согласно (8.4). В общем случае одномерной горизонтально-слоистой среды значение ρ_T , рассчитанное теоретически, зависит от параметров разреза и от периода колебаний (частоты). Переходя к модулю и учитывая (7.18), можно записать

$$\rho_T = \frac{|Z_n|^2}{\omega\mu_0} = \frac{(|Z_1| \cdot R_n)^2}{\omega\mu_0} = \frac{|Z_1|^2}{\omega\mu_0} \cdot R_n^2 = \rho_1 R_n^2. \quad (8.6)$$

На высоких частотах, где $\omega \rightarrow \infty$, но при этом поле остается в пределах квазистационарного приближения ($kr \gg 1$), можно записать $cthk_1 h_1 \rightarrow 1$, следовательно

$$R_n \rightarrow 1 \quad \text{и} \quad \rho_T \rightarrow \rho_1. \quad (8.7)$$

С понижением частоты на величину R_n будут оказывать влияние все более глубокие слои. На самых низких частотах, где $\omega \rightarrow 0$, но при этом поле остается в волновой зоне ($r \gg \lambda$) при конечном сопротивлении основания ρ_N величина R_n , согласно

(7.17), будет стремиться к значению $R_n \rightarrow \sqrt{\frac{\rho_N}{\rho_1}}$. Подставляя это

значение R_n в формулу (8.6), получим

$$\rho_T \rightarrow \rho_N \quad \text{при} \quad \omega \rightarrow 0. \quad (8.8)$$

Таким образом, при изменении частоты происходит процесс частотного зондирования и на кривых кажущегося сопротивления (рис. 8.1-а) последовательно, с увеличением периода T (с понижением частоты от условной бесконечности до условного нуля), проявляются все более глубоко залегающие слои. Если в основании разреза (рис. 8.1-а) залегает слой бесконечно высокого сопротивления ($\rho_n \rightarrow \infty$), то наблюдается восходящая кривая кажущегося сопротивления в виде

асимптотической прямой, наклоненной к оси абсцисс под углом $+63^{\circ}25'$ (кривая 1 на 8.1-а). Производная асимптоты $\frac{\partial \lg|\rho_T(\sqrt{T_0})}{\partial \lg\sqrt{T_0}}$

при этом стремится к значению 2. В случае хорошо проводящего основания ($\rho_n \rightarrow 0$) асимптотическая ветвь кривой кажущегося сопротивления имеет нисходящий вид и наклонена под углом $-63^{\circ}25'$ к оси абсцисс (кривая 2 на рис. 8.1-а). Производная асимптоты $\frac{\partial \lg|\rho_T(\sqrt{T_0})}{\partial \lg\sqrt{T_0}}$ при этом стремится к значению -2.

8.2. Фазовые кривые МТЗ

Фазовые кривые в методе МТЗ строят обычно для импеданса, представляющего собой отношение сопряженных компонент $\frac{E_x}{H_y} = Z_{xy}$ или $\frac{E_y}{H_x} = -Z_{yx}$. Фаза импеданса, соответственно, определяется на логарифмической шкале как разность фаз сопряженных компонент.

$$\Delta\varphi_{xy} = \text{Arg}Z_{xy} = \varphi_{Ex} - \varphi_{Hy},$$

$$\Delta\varphi_{yx} = \text{Arg}Z_{yx} = \varphi_{Ey} - \varphi_{Hx} + 180^{\circ}, \quad (8.9)$$

где $\varphi_{Ex}, \varphi_{Hy}, \varphi_{Ey}, \varphi_{Hx}$ - значения фазы отдельных компонент в градусах.

Входной импеданс над однородным полупространством имеет вид $Z_n = Z_1 = \sqrt{-i\omega\mu\rho_1}$. Учитывая что $\sqrt{-i} = e^{-i\frac{\pi}{4}}$, фаза импеданса над однородным полупространством, имеет значение

$$\Delta\varphi_{xy} = \text{Arg}Z_1^{xy} = -45^{\circ}. \quad (8.10)$$

То есть график фазы импеданса над однородной средой имеет вид горизонтальной прямой на уровне -45° и не зависит от сопротивления среды и периода колебаний.

Над слоистым разрезом, в соответствии с (8.1) фаза импеданса определяется выражением

$$\Delta\varphi_z = \text{Arg}Z_1 + \text{Arg}R_n = -45^\circ + \text{Arg}R_n. \quad (8.11)$$

Приведенный импеданс R_n является комплексной величиной, его фаза ($\text{Arg}R_n$) изменяется от 45° над разрезом с изолирующим основанием до -45° над разрезом с проводящим основанием и равна нулю над однородным полупространством. Подставляя эти значения в (8.11), находим, что фаза входного импеданса $\Delta\varphi_z$ над слоистым полупространством изменяется от 0 над разрезом с изолирующим основанием до -90° над разрезом с проводящим основанием и равна -45° над однородным полупространством.

Подобно амплитудным, фазовые кривые отражают изменение удельного сопротивления и мощности слоев с глубиной, но только качественно, с точностью до некоторой неизвестной постоянной. Никакой новой информации об устройстве среды кривые фазы импеданса не дают. Они могут быть получены из амплитудных кривых импеданса путем их дифференцирования при помощи дисперсионных соотношений П. Вайделя:

$$\text{Arg}Z = -\frac{\pi}{4} \cdot \frac{\partial \lg|Z(\sqrt{T_0})|}{\partial \lg\sqrt{T_0}}. \quad (8.12)$$

Над однородным полупространством производная в (8.12) равна единице и отсюда $\text{Arg}Z = -45^\circ$.

Фазовые кривые строят в линейно-логарифмическом масштабе: по оси ординат откладываются значения $\Delta\varphi_T$ в градусах в линейном масштабе, по оси абсцисс, в логарифмическом масштабе – значения \sqrt{T} , где T - период в секундах. Из рассмотрения (рис. 8.1) можно видеть, что породы высокого сопротивления приводят к уменьшению абсолютных значений разности фаз между компонентами импеданса, а породы низкого сопротивления – к обратной картине. На рис. 8.1 можно видеть, что при $\rho_n \rightarrow \infty$ (разрез 1 в таблице) кривая фазы импеданса завершается горизонтальным участком $\varphi_T = 0^\circ$ (кривая 1). Наоборот, при $\rho_n \rightarrow 0$ (разрез 2 в таблице) кривая фазы

импеданса завершается горизонтальным участком $\varphi_T = -90^\circ$ (кривая 2). Если же основание разреза имеет конечное сопротивление (разрез 3 на рис 8.1), то фаза импеданса, испытывая минимум или максимум, возвращается к уровню -45° , отмеченному выше для однородного полупространства.

При интерпретации МТЗ фазовые кривые импеданса играют роль дополнительной информации, улучшающей качество и достоверность результатов решения обратной задачи. В процессе итерационного решения обратной задачи идет непрерывный поиск согласия между фазовыми и амплитудными кривыми.

Иногда принято строить фазы кажущегося сопротивления. В этом случае соотношения Питера Вайдельта приобретают вид:

$$\text{Arg}\rho_T = \frac{\pi}{4} \cdot \frac{\partial \lg|\rho(\sqrt{T_0})|}{\partial \lg\sqrt{T_0}}. \quad (8.13)$$

По внешнему виду формулы (8.12) и (8.13) отличаются только знаками. Но это не означает, что графики фазы импеданса и фазы сопротивления одинаковы по форме. Вид их существенно различен, так как разный вид имеют графики $\rho(\sqrt{T})$ и $Z(\sqrt{T})$.

Поскольку мы уже знаем из раздела 8.1, что производная в выражении (8.13) изменяется от 2 для разреза ($\rho_2 \gg \rho_1$) до -2 для разреза ($\rho_2 \ll \rho_1$), то соответствующие значения фазы кажущегося сопротивления над слоистым полупространством изменяются в пределах от $+90^\circ$ для восходящей кривой над разрезом с изолирующим основанием до -90° для нисходящей кривой над разрезом с бесконечно проводящим основанием. Общая картина поведения фазы кажущегося сопротивления сохраняет вид такой же, который был описан для фазы импеданса.

8.3. Тензор импеданса

Определение входного импеданса Z_n по наблюдаемым значениям компонент МТ-поля представляет собой наиболее сложную операцию при обработке полевых данных. Равенство

$Z_{xy} = -Z_{yx}$ выполняется только лишь в условиях горизонтально-однородной слоистой среды, возбуждаемой однородным плоским линейно-поляризованным полем, т.е. в условиях модели Тихонова-Коньяра.

Реальная геологическая среда, как правило, горизонтально неоднородна. В этих условиях электрические и магнитные компоненты поля связаны между собой более сложными соотношениями. Эти соотношения вытекают из представления, что поле в земле возбуждается эллиптически поляризованной плоской электромагнитной волной, падающей сверху на дневную поверхность в виде двух линейно-поляризованных плоских волн, изменяющихся только по амплитуде E_x, H_y и E_y, H_x . В этом случае импеданс может быть представлен в виде тензора

$$|Z| = \begin{bmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ -Z_{yx} & Z_{yy} \end{bmatrix}, \quad (8.14)$$

где постоянные для данного разреза комплексные числа Z_{xy} и Z_{yx} считаются главными, а Z_{xx} и Z_{yy} - дополнительными компонентами тензора импеданса. Пользуясь понятием тензора импеданса, можно представить горизонтальные компоненты электрического и магнитного полей в виде следующих соотношений:

$$\begin{aligned} E_x(\omega) &= Z_{xx} \cdot H_x(\omega) + Z_{xy} \cdot H_y(\omega), \\ E_y(\omega) &= -Z_{yx} \cdot H_x(\omega) + Z_{yy} \cdot H_y(\omega). \end{aligned} \quad (8.15)$$

Регистрируя магнитотеллурические вариации при разных направлениях поляризации первичного поля, можно получить неограниченное число уравнений для определения четырех неизвестных (основных и дополнительных компонентов тензора импеданса), характеризующих свойства подстилающего неоднородного полупространства. Иными словами, при изменении поляризации первичного поля изменяются фазы и амплитуды компонент поля H_x, H_y, E_x и E_y , измеряемые экспериментально и затем переводимые в частотную область, но неизменными остаются комплексные компоненты тензора

импеданса Z_{xy} и Z_{yx} (основные) и Z_{xx} и Z_{yy} (дополнительные), представляющие основной интерес для суждения об электропроводности нижнего полупространства.

На следующем этапе, вращая систему координат XU , можно привести матрицу тензора импеданса к диагональному виду, отвечающему случаю, когда дополнительные компоненты тензора импеданса стремятся к нулю. Над одномерным горизонтально-слоистым разрезом диагональная матрица имеет вид:

$$|Z| = \begin{bmatrix} 0, & Z_{xy} \\ -Z_{yx}, & 0 \end{bmatrix} . \quad (8.16)$$

Такая схема называется системой главных осей тензора импеданса.

Тогда решение упрощается:

$$\begin{aligned} E_x(\omega) &= Z_{xy} \cdot H_y(\omega), \\ E_y(\omega) &= -Z_{yx} \cdot H_x(\omega), \end{aligned} \quad (8.17)$$

$$Z_{xy} = -Z_{yx} = Z_n \quad \text{и} \quad Z_{xx} = Z_{yy} = 0 .$$

Существует большое множество программ обработки магнитотеллурических данных. Все они направлены на приведение матрицы тензора импеданса к диагональному виду (8.16). Если такая минимизация допустима в пределах погрешности, то среда считается одномерной и обратная задача решается в рамках одномерного приближения. Такая интерпретация называется формальной. Если матрица тензора импеданса не приводится к диагональному виду, то среда считается двухмерной или трехмерной и интерпретация выполняется в рамках соответствующих моделей.

9. Двухмерная модель МТЗ

В случае двухмерно неоднородной среды плоское эллиптически поляризованное поле может быть представлено в виде двух линейно поляризованных волн, ориентированных вдоль и вкрест простирания оси неоднородности структуры. Поле в этом случае распадается на две независимые системы уравнений, определяемые как E и H – поляризованные моды. Рассмотрим двухмерную модель, в которой свойства среды не меняются вдоль оси Y (рис. 9.1).

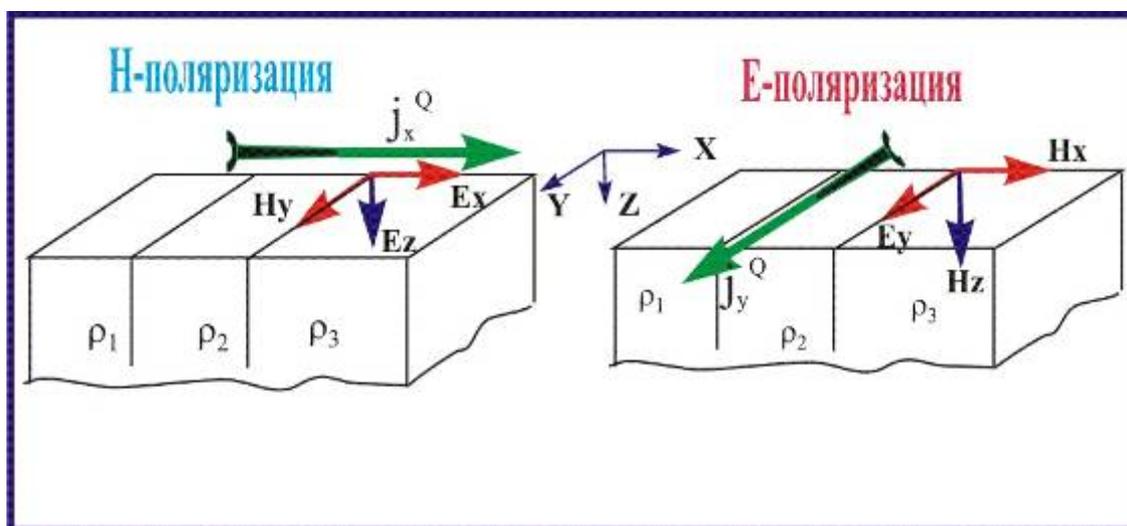


Рисунок 9.1 - Распределение компонент магнитотеллурического поля над двухмерной моделью среды в случаях H и E поляризации первичного поля

Выпишем первые два уравнения Максвелла с учетом плотности тока первичного источника J^Q :

$$\left. \begin{aligned} \text{rot} \vec{H} &= \sigma \vec{E} + \vec{j}^Q \\ \text{rot} \vec{E} &= i\omega\mu_0 \vec{H} \end{aligned} \right\}.$$

Распишем их, учитывая, что производные по координате Y равны нулю, но появляются производные по координате X наряду с производными по Z .

$$\text{rot} \vec{H} = \left(0 - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) d\vec{x} + \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) d\vec{y} + \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - 0 \right) d\vec{z} = \sigma \vec{E} + \vec{j}_{x,y,z}^Q, \quad (9.1)$$

$$\operatorname{rot} \bar{E} = \left(0 - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) d\bar{x} + \left(\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) d\bar{y} + \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - 0 \right) d\bar{z} = i\omega\mu_0 \bar{H}. \quad (9.2)$$

Здесь принято, что $\sigma = \sigma(x, z)$ - произвольная функция двух координат в плоскости XZ .

Из (9.1) и (9.2) выпишем скалярные составляющие по всем трем координатам:

$$\left. \begin{aligned} -\frac{\partial H_y}{\partial z} &= \sigma E_x + j_x^{\mathcal{Q}} \\ \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} &= \sigma E_y + j_y^{\mathcal{Q}} \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} &= \sigma E_z + j_z^{\mathcal{Q}} \end{aligned} \right\} \left. \begin{aligned} -\frac{\partial E_y}{\partial z} &= i\omega\mu_0 H_x \\ \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} &= i\omega\mu_0 H_y \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} &= i\omega\mu_0 H_z \end{aligned} \right\} \quad (9.3)$$

Отсюда могут быть составлены две группы не связанных между собой компонент поля для моделей H -поляризации (поперечной) и E -поляризации (продольной). Для начала рассмотрим случай H -поляризации (рис. 9.1), который соответствует случаю протекания первичного тока источника $J^{\mathcal{Q}}$ вкrest простираня двумерной структуры. В этом случае вдоль простираня структуры поляризуется магнитное поле, и по этой причине модель называется H -поляризованной (поперечной). Очевидно, что в этом случае поле представлено тремя компонентами E_x, E_z, H_y .

$$H\text{-поляризация} \quad \left\{ \begin{aligned} \bar{E}^H &= (E_x, 0, E_z) \\ \bar{H}^H &= (0, H_y, 0) \end{aligned} \right. .$$

Из уравнений (9.3) находим

$$E_x = -\frac{1}{\sigma} \left(\frac{\partial H_y}{\partial z} + j_x^{\mathcal{Q}} \right), \quad (9.4)$$

$$H_y = \frac{1}{i\omega\mu_0} \left(\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right), \quad (9.5)$$

$$E_z = \frac{1}{\sigma} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - j_z^{\mathcal{Q}} \right). \quad (9.6)$$

Подставив (9.4) и (9.6) в (9.5), находим для H -поляризации (вне области первичного источника тока $j_x^{\mathcal{Q}}$):

$$i\omega\mu_0 H_y = -\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{\sigma_z} \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\sigma_x} \frac{\partial H_y}{\partial x} \right). \quad (9.7)$$

Электропроводность σ в (9.7) остается под знаком дифференцирования, поскольку в общем случае она меняется вдоль осей X и Z . Деля левую и правую части выражения (9.7) на $i\omega\mu_0$, получим двумерное уравнение Гельмгольца:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{k_z^2} \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{k_x^2} \frac{\partial H_y}{\partial x} \right) + H_y = 0. \quad (9.8)$$

Заметим, что квадрат волнового числа остается под знаком дифференцирования, поскольку имеет разные значения в направлениях X и Y . В случае равенства волновых чисел $k_x = k_z = k$ уравнение (9.8) приводится к каноническому виду $\Delta H_y + k^2 H_y = 0$.

Определив из (9.8) компоненту H_y традиционным методом решения уравнения Гельмгольца по экспонентам, можно далее рассчитать E_x и E_z по формулам (9.4) и (9.6). Тем самым будет полностью решена задача для H -поляризации. Остается лишь рассчитать поперечный импеданс на земной поверхности $Z^H = E_x / H_y$ и построить амплитудные и фазовые кривые МТЗ для поперечной H -поляризации.

Аналогичным образом отыскивается уравнение Гельмгольца для E -поляризации (продольной). E -поляризация (рис.9.1) соответствует случаю протекания первичного тока источника $J^{\mathcal{Q}}$ вдоль простирания двумерной структуры, по оси Y . В этом случае вдоль простирания структуры поляризуется электрическое поле и модель называется E -поляризованной (продольной). Очевидно, что в этом случае электромагнитное

поле над двухмерной структурой представлено тремя компонентами H_x, H_z, E_y .

$$E\text{-поляризация} \begin{cases} \vec{E}^H = (0, E_y, 0) \\ \vec{H}^H = (H_x, 0, H_z) \end{cases}.$$

Из уравнений (9.3) находим

$$H_x = -\frac{1}{i\omega\mu_0} \frac{\partial E_y}{\partial z}, \quad (9.9)$$

$$E_y = \frac{1}{\sigma} \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} - j_y^{\rho} \right), \quad (9.10)$$

$$H_z = \frac{1}{i\omega\mu_0} \frac{\partial E_y}{\partial x}. \quad (9.11)$$

Подставив (9.9) и (9.11) в (9.10), получим (вне области первичного источника тока j_x^{ρ})

$$E_y = -\frac{1}{i\omega\mu_0\sigma_z} \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} - \frac{1}{i\omega\mu_0\sigma_x} \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2}.$$

Отсюда следует уравнение Гельмгольца:

$$\frac{1}{k_z^2} \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + \frac{1}{k_x^2} \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + E_y = 0,$$

$$\Delta E_y^{xz} + k_{xz}^2 E_y = 0, \quad (9.12)$$

где $\Delta E_y^{xz} = \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2}$ - двухмерный оператор Лапласа по E_y , $k_{xz}^2 = i\omega\mu_0\sigma(x, z)$ - волновое число по осям X и Z .

Электрическая компонента $E_y^{x,z}$ удовлетворяет двухмерному уравнению Гельмгольца с переменным волновым числом $k(x, z)$. После решения уравнения Гельмгольца (9.12) компоненты магнитного поля H_x и H_z , согласно (9.10) и (9.11), находятся

путем простого дифференцирования по направлениям X и Z компоненты поля $E_y^{x,z}$, найденной из (9.12) по экспонентам.

Таким образом, задача изучения МТ поля над двухмерными средами сводится к отдельному решению двух задач, каждая из которых определяется с помощью двухмерных уравнений Гельмгольца по одной скалярной функции H_y в случае H -поляризации и по одной компоненте E_y в случае E -поляризации.

Физическое истолкование поведения МТ поля над двухмерной структурой может быть дано следующим образом. H -поляризация наблюдается при поперечном протекании первичного тока, индуцированного магнитосферно-ионосферным источником J_x^0 (рис. 9.1-а). H -поляризации соответствуют кривые кажущегося сопротивления, измеренные с установкой, в которой линия MN ориентирована поперек структур (E_x), а магнитный датчик (H_y) ориентирован вдоль структур. В этом случае они называются поперечными и обозначаются ρ_T^\perp . Они наиболее сильно подвержены влиянию приповерхностных неоднородностей или, иначе, влиянию так называемых гальванических эффектов. Это приводит к воздыманию кривых ρ_T^\perp над приповерхностными плохо проводящими образованиями и к опусканию кривых над проводящими объектами. Гальванические эффекты при этом слабо проявляются на фазовых кривых. Постоянство фазовых кривых является главным признаком того, что изменения кривых кажущегося сопротивления обусловлены влиянием приповерхностных неоднородностей или, иначе, влиянием так называемых статических (гальванических) искажений.

E -поляризация соответствует продольному протеканию тока, индуцированного магнитосферно-ионосферным источником J_y^0 (рис. 9.1-б), относительно главных элементов линейной тектоники. E -поляризация наблюдается при измерениях с установкой MN , ориентированной вдоль структур (E_y), и с магнитным датчиком (H_x), ориентированным поперек структур. В этом случае кривые кажущегося сопротивления называются продольными и обозначаются ρ_T^{\parallel} . Кривые

ρ_T^{\parallel} наиболее сильно искажены влиянием индукционных эффектов, вызванных преимущественной концентрацией теллурических токов в линейных проводящих структурах (рис. 9.1-б). Индукционные эффекты на кривых ρ_T^{\parallel} проявляются в изменении их формы, появлении ложных перегибов и минимумов, часто интерпретируемых как проводящие слои на глубине. В большинстве случаев такие слои являются фиктивными.

На рис. 9.2 приведен пример поперечной и продольной кривых кажущегося сопротивления для МТЗ., выполненного над серединой поднятия плохо проводящего кристаллического фундамента (горста, $\rho_2 = 10^4, \text{Ом}\cdot\text{м}$), перекрытого сверху проводящим чехлом осадочных отложений ($\rho_1 = 1, \text{Ом}\cdot\text{м}$) и подстилаемого снизу проводящим основанием (верхней мантией, ρ_3). Эта модель соответствует в приближенном виде к типу «К» ($\rho_1 \ll \rho_2 \gg \rho_3$).

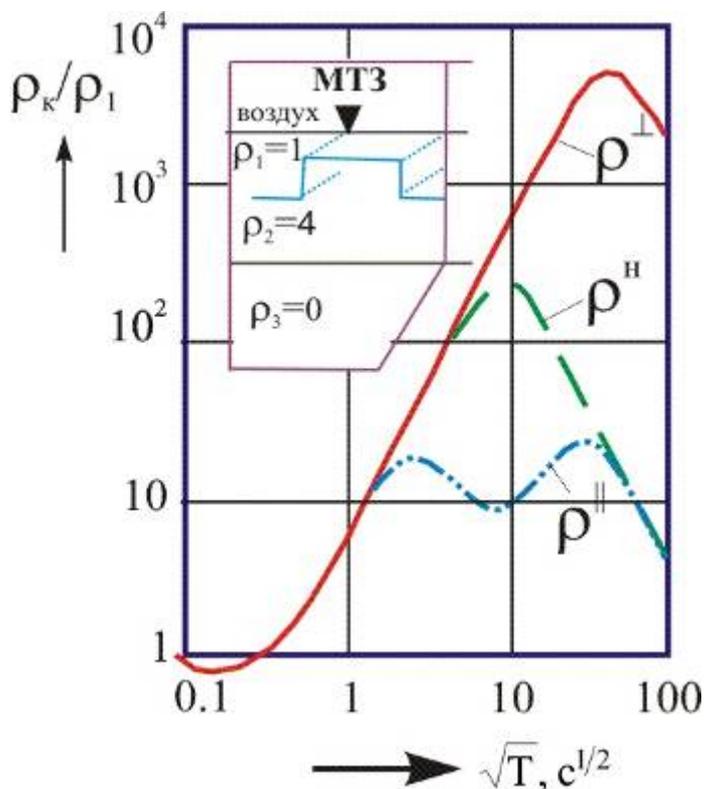


Рисунок 9.2 - Кривые кажущегося сопротивления МТЗ над двухмерно-неоднородным полупространством (над горстом)

Видно, что поперечная кривая ρ_T^{\perp} смещена вверх за счет концентрации поперечных токов над вершиной горста. Этот

эффект сохраняется во всем диапазоне низких частот. Интерпретация кривой ρ_T^\perp приводит к завышенной оценке как сопротивления фундамента, так и глубины залегания проводящего основания.

Продольная кривая ρ_T^{\parallel} , наоборот, смещена вниз и, кроме того, искажена индукционным эффектом за счет продольной концентрации первичных токов, вдоль простирания горста. В диапазоне средних периодов (в районе $T=100$ с) на ней наблюдается фиктивный промежуточный проводящий слой, которого на самом деле не существует. С понижением частоты этот эффект затухает. На самых длинных периодах ($T>1000$ с) продольная кривая ρ_T^{\parallel} совпадает с «нормальной» кривой $\rho_T^{\text{норм}}$, рассчитанной для точки наблюдения над центром горста в предположении его бесконечной протяженности как по простиранию, так и по ширине. Эта часть кривой МТЗ дает правильную оценку глубины залегания проводящего основания (20 км). Поэтому при глубинных исследованиях методом МТЗ предпочтение отдают результатам интерпретации, выполненной на основании продольных кривых кажущегося сопротивления. В то же время, при изучении верхней части разреза, предпочтительной является поперечная поляризация. Полное решение обратной задачи с построением геоэлектрического разреза в условиях двухмерно-неоднородных сред выполняется с применением итерационной процедуры на основе подбора обеих E и H - поляризаций.

10. Интерпретация кривых МТЗ

Современные методы интерпретации результатов МТЗ полностью рассчитаны на применение компьютеров для решения обратной задачи в одномерном и двухмерном приближениях. Однако обратная задача некорректна и неоднозначна в принципе, т.к. незначительные изменения в исходных данных могут приводить к сильным изменениям в конечных результатах. Само решение обратной задачи ищется путем минимизации невязки между модельной и экспериментальной кривыми ρ_T на основании многократных итерационных процедур. Невязка может быть весьма большой при неудачном выборе начального приближения. Поэтому для выбора стартовой модели, которая используется как параметр регуляризации, применяются методы экспресс-анализа, описываемые ниже.

10.1. Асимптотический анализ

Одним из наиболее простых и наглядных методов экспресс-анализа является метод определения обобщенных параметров разреза по асимптотическим формулам, вытекающим из решения прямой задачи МТЗ над горизонтально-слоистым разрезом, формулы (7.17) и (8.2). В качестве базовых применяются две альтернативные модели для двухслойных разрезов типа $\rho_2/\rho_1 \rightarrow \infty$ и $\rho_2/\rho_1 \rightarrow 0$.

1. Модель I – разрез в виде пачки проводящих слоев, залегающих на непроводящем основании, $\rho_2/\rho_1 \rightarrow \infty$. Согласно низкочастотной асимптотике импеданса Тихонова-Каньяра в этом случае

$$Z \xrightarrow{\omega \rightarrow 0} \rho_1/h_1 = \frac{1}{S};$$

$$\rho_k = \frac{Z^2}{\omega\mu_0} = \frac{T}{2\pi\mu_0} \cdot \frac{1}{S^2} = \frac{(\sqrt{T})^2}{2\pi\mu_0 S^2}; \quad (10.1)$$

прологарифмируем выражение (10.1):

$$\lg \rho_k = 2 \lg \sqrt{T} - \lg(2\pi\mu_0 S^2) \quad (10.2)$$

На бипологарифмическом бланке $(\lg \rho_k; \lg \sqrt{T})$ решение уравнения (10.2) принимает вид прямой линии, наклоненной под углом $\arctg 2 = 63^\circ 25'$ к оси абсцисс. В каждой точке этой прямой значение S определяется выражением

$$S = \sqrt{\frac{T}{\rho_k \cdot 2\pi\mu_0}} = 356 \cdot \sqrt{\frac{T}{\rho_k}}, [C_M]. \quad (10.3)$$

Если восходящей ветви ρ_T предшествует хорошо выраженный минимум, то продольная проводимость S надпорной толщи может быть определена по координатам минимума:

$$S = 520 \sqrt{\frac{T_{\min}}{\rho_{\min}}}, Ом^{-1} \quad (10.4)$$

На фазовой кривой плохо проводящее основание проявляется выходом на значение $Arg Z = 0^\circ$ (рис. 8.1).

2. Модель II – разрез в виде плохо проводящей толщи, подстилаемой бесконечно хорошо проводящим основанием, $\rho_2/\rho_1 \rightarrow 0$. Низкочастотная асимптотика Тихонова-Каньяра в этом случае имеет вид:

$$Z \xrightarrow{\omega \rightarrow 0} -i\omega\mu_0 h, \\ \rho_k = \frac{Z^2}{\omega\mu_0} = \frac{1}{\omega\mu_0} \cdot (-i\omega\mu_0 h)^2 = -\omega\mu_0 h^2 = \frac{1}{(\sqrt{T})^2} \cdot 2\pi\mu_0 h^2; \quad (10.5)$$

прологарифмируем (10.5):

$$\lg \rho_k = -2 \lg \sqrt{T} + \lg(2\pi\mu_0 h^2) \quad (10.6)$$

Уравнение (10.6) на бипологарифмическом бланке $(\lg \rho_k; \lg \sqrt{T})$ будет иметь вид прямой, наклоненной под углом $-63^\circ 25'$ к оси абсцисс. При этом прямая будет являться геометрическим местом точек со значениями глубины h до проводящего основания, определяемыми выражением

$$h = \sqrt{\frac{T\rho_k}{2\pi\mu_0}} = 356\sqrt{T\rho_k} [м] . \tag{10.7}$$

Фаза импеданса при этом выходит на прямую асимптотику со значением $ArgZ=-90^\circ$ (рис. 8.1). Если нисходящей кривой предшествует максимум, то глубина до проводящего основания может быть определена с помощью приближённого выражения

$$h = 520\sqrt{T_{max} \cdot \rho_{max}} . \tag{10.8}$$

В качестве иллюстрации на рис.10.1-а приведена палетка асимптот МТЗ на фоне модели пятислойного разреза. Пользуясь попеременно асимптотиками S и h , можно оценить приближенно параметры геоэлектрического разреза.

Необходимо отметить, что в западной литературе широкое хождение получил способ изображения кривых МТЗ в

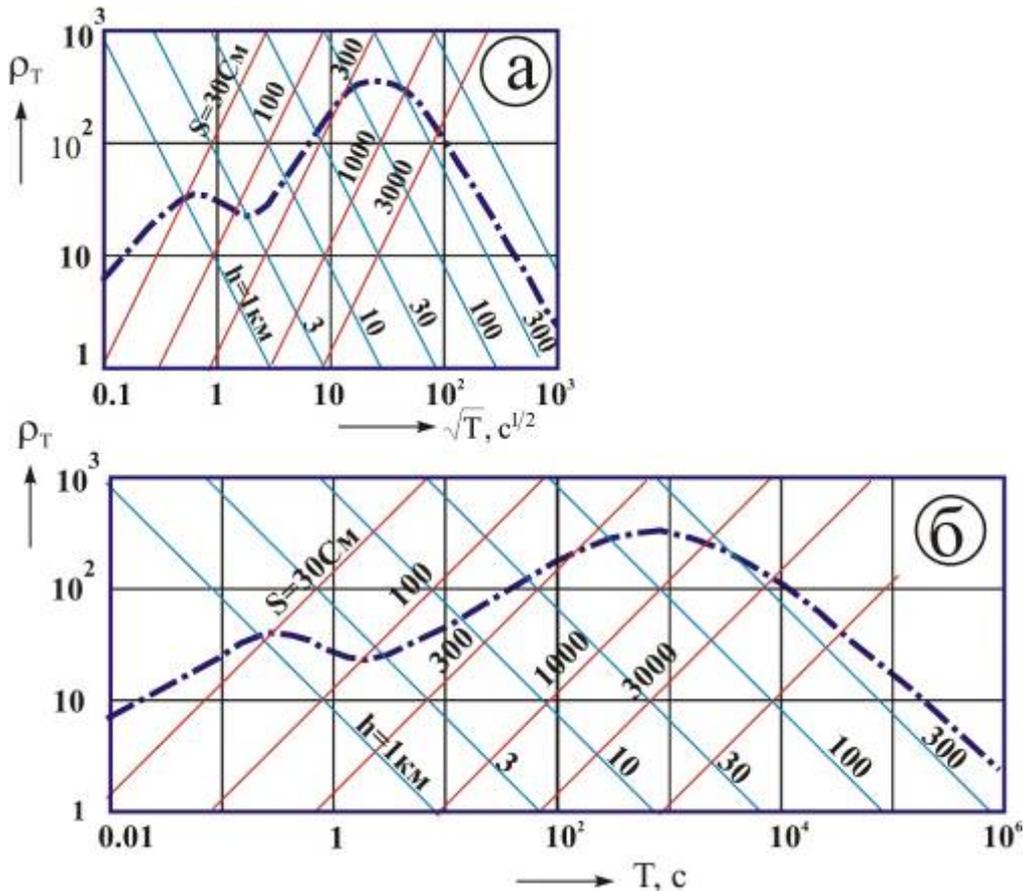


Рисунок 10.1 - Палетка S и h асимптотик для приближенной интерпретации МТЗ и пример кривой кажущегося сопротивления над пятислойным разрезом.
 а – в российской системе координат, б – в западной

координатах $(\lg \rho_k, \lg T)$.

В этом случае угол наклона асимптотики для описанных выше моделей I и II составляет $\arctg(\pm 1) = \pm 45^\circ$. Все остальные описанные выше подходы к интерпретации кривых МТЗ по асимптотикам остаются в силе. Вид палетки асимптотик и кривых ρ_T для этого способа изображения приведён на рис.10.1б в сопоставлении с принятым в отечественной литературе изображением тех же данных (рис.10.1а).

В заключение раздела приведем более подробный вывод низкочастотной асимптотики на примере двухслойного разреза с проводящим основанием [Крылов, 2004]. Формулу (8.2) для приведенного импеданса преобразуем, в более удобный вид, используя тригонометрическое правило $cth(x) = 1/th(x)$. В этом случае приведенный импеданс над двухслойным разрезом принимает вид:

$$R_2 = th(ik_1 h_1 + arth \sqrt{k_1/k_2}) = th(ik_1 h_1 + arth \sqrt{\rho_2/\rho_1}), \quad (10.9)$$

поскольку при $\rho_2 \rightarrow 0$ $arth \sqrt{\rho_2/\rho_1} \rightarrow 0$, то формула (10.9) принимает вид:

$$R_2 = th(ik_1 h_1) = th \left[i(i+1) \cdot \frac{2\pi h_1}{\lambda_1} \right] = th \left[(-1+i) \cdot \frac{2\pi h_1}{\lambda_1} \right]. \quad (10.10)$$

Переходя к модулю $|(-1+i)| = \sqrt{2}$, и учитывая, что при длине волны, стремящейся к бесконечности в сравнении с мощностью верхнего слоя h_1 , величина $h_1/\lambda_1 \rightarrow 0$, можно принять, что гиперболический тангенс стремится к величине своего бесконечно малого аргумента. Отсюда можно записать

$$R_2 = \frac{2\pi\sqrt{2} \cdot h_1}{\lambda_1} . \quad (10.11)$$

Поскольку модуль кажущегося сопротивления МТЗ над слоистым полупространством, согласно (8.6), определяется величиной $\rho_k = \rho_1 \cdot R_n^2$, то можно записать:

$$\rho_k = \rho_1 \cdot R_2^2 = \rho_1 \cdot \left(\frac{2\pi\sqrt{2} \cdot h_1}{\lambda_1} \right)^2 . \quad (10.12)$$

Подставив в (10.12) численное значение $\lambda = \sqrt{10^7 \cdot \rho T}$ из (5.1), получим выражение для глубины до проводящего основания:

$$h_1 = 356 \cdot \sqrt{\rho_k \cdot T}, [м] . \quad (10.13)$$

Мы получили выражение (10.13), совпадающее с ранее приведенным выражением (10.7). На билогарифмическом бланке $(\lg \rho_k; \lg \sqrt{T})$ кривая ρ_k (чаще ее обозначают кривой ρ_T) над разрезом с бесконечно проводящим основанием, имеет вид нисходящей прямой, наклоненной под отрицательным углом ($-63^{\circ}.25'$) к оси абсцисс. Она называется *H*-асимптотой, или иначе геометрическим местом точек со значениями глубины h до проводящего основания, определяемыми выражением (10.13).

10.2. Дифференциальные трансформации

Более точное представление о геоэлектрическом разрезе, по сравнению с асимптотической интерпретацией, описанной в предыдущем разделе, даёт следующий шаг экспресс-анализа, опирающийся на дифференциальные и алгебраические трансформации кривых кажущегося сопротивления МТЗ. Дифференциальные трансформации основаны на асимптотических представлениях о поведении импеданса магнитотеллурического поля для двух предельных моделей. Модель I типа $\rho_2 \gg \rho_1$ соответствует случаю, когда

проводник залегает на поверхности изолятора, например, ей соответствует модель осадочного чехла, залегающего на поверхности плохо проводящего кристаллического фундамента. Модель II типа $\rho_2 \ll \rho_1$ соответствует случаю, когда изолятор залегает на поверхности проводника, например, ему соответствует модель плохо проводящего кристаллического фундамента (литосферы), подстилаемого проводящей астеносферой.

Модели I в определенном частотном диапазоне ($\lambda_i \gg h_i$) соответствует восходящая асимптота под углом $63^{\circ}25'$ к оси абсцисс, и модели II соответствует нисходящая асимптота под углом $-63^{\circ}25'$ к оси абсцисс. Для приведенных моделей выше были получены выражения (10.3) и (10.7), (10.13), которые могут рассматриваться как выражения для суммарной (действующей) продольной проводимости \tilde{S} проводящего слоя на поверхности изолятора (10.3) и средней (действующей) глубины \tilde{Z} до кровли проводящего основания, залегающего под изолятором (10.7), (10.13). Выпишем еще раз эти выражения, приведенные к физической размерности СИ:

$$\tilde{S} = \sqrt{\frac{1}{\omega \mu_0 \rho_k}}, \quad (10.14) \quad \tilde{Z} = \sqrt{\frac{\rho_k}{\omega \mu_0}}. \quad (10.15)$$

Выражения (10.14) и (10.15) могут быть использованы для оценки параметров разреза путем вычисления действующей продольной проводимости \tilde{S} и действующей глубины \tilde{Z} в любой точке кривой кажущегося сопротивления МТЗ или графически путем построения S и h асимптотик (рис. 10.1).

Процедура дифференциальной трансформации основана на представлении о том, что проводимость S приповерхностного слоя мощностью H связана с удельным сопротивлением $\rho(z)$ в интервале глубин от земной поверхности до глубины H соотношением:

$$S = \int_0^H \frac{1}{\rho(z)} dz . \quad (10.16)$$

Отсюда, продифференцировав (10.16), можно записать:

$$\rho(z) = dz / dS . \quad (10.17)$$

Подставляя вместо проводимости S и глубины z действующую проводимость \tilde{S} и действующую глубину \tilde{z} , получим аналогичное выражение для действующего сопротивления $\tilde{\rho}$, аппроксимирующего истинное:

$$\tilde{\rho}(\tilde{z}) = d\tilde{z} / d\tilde{S} . \quad (10.18)$$

Для определения связи \tilde{S} и \tilde{z} с кажущимся сопротивлением ρ_T применим формулы (10.14) и (10.15), полученные для восходящей и нисходящей ветвей кривых кажущегося сопротивления.

Переходя от частоты ω к периоду T , получим:

$$\tilde{S} = \sqrt{T} / \sqrt{\rho_T 2\pi\mu_0} , \quad (10.19)$$

$$\tilde{z} = \sqrt{T \cdot \rho_T} / \sqrt{2\pi\mu_0} . \quad (10.20)$$

При этом, очевидно, \tilde{S} и \tilde{z} , а, следовательно, и $\tilde{\rho}$, являются функциями ρ_T и \sqrt{T} . Теперь формулу (10.18) можно записать в виде:

$$\tilde{\rho}(\tilde{z}) = \frac{d(\sqrt{T \cdot \rho_T} / \sqrt{2\pi\mu_0})}{d(\sqrt{T} / \sqrt{\rho_T 2\pi\mu_0})} . \quad (10.21)$$

Сокращая присутствующий в числителе и знаменателе постоянный множитель $\sqrt{2\pi\mu_0}$, получим:

$$\tilde{\rho}(z) = \frac{d(\sqrt{T} \sqrt{\rho_T})}{d(\sqrt{T} / \sqrt{\rho_T})}. \quad (10.22)$$

После проведения операции дифференцирования, подробно описанной Ждановым М.С. [Жданов, 1986], искомое в (10.22) выражение для кажущегося сопротивления $\tilde{\rho}(z)$ на глубине z принимает вид, называемый операцией дифференциальной трансформации Ниблетта-Бостика:

$$\tilde{\rho}(z) = \rho_k(T) \frac{2+m}{2-m}, \quad (10.23)$$

$$\text{где } m = \frac{\partial \lg \rho_k}{\partial \lg \sqrt{T}}. \quad (10.24)$$

Геометрически величина m представляет тангенс угла наклона кривой ρ_T относительно оси абсцисс на бипологарифмическом бланке $(\lg \rho_k; \lg \sqrt{T})$. Например, на восходящей ветви двухслойной кривой $\rho_2 \gg \rho_1$ (рис. 8.1) значение $m=2$. Это указывает на выход кривой $(\lg \rho_k; \lg \sqrt{T})$ на асимптотику с углом наклона $\varphi = 63^\circ 25'$. Если кривая ρ_T имеет угол наклона круче $63^\circ 25'$, то значения $\tilde{\rho}(z)$ в (10.23) принимают отрицательный знак, свидетельствуя о том, что исследуемая кривая ρ_T не соответствует одномерной горизонтально-слоистой модели. Аналогичные выводы могут быть сделаны при анализе нисходящих ветвей кривых МТЗ.

Недостатком трансформации Ниблетта-Бостика является то, что при выходе кривых кажущегося сопротивления на асимптоту (на угол $\varphi = \pm 63^\circ 25'$) кривая $\tilde{\rho}(z)$ терпит разрыв в связи с тем, что значения удельного сопротивления на получаемом разрезе быстро выходят на бесконечность или падают до нуля. Во избежание этих проблем при анализе круто восходящих или нисходящих кривых кажущегося сопротивления используется трансформация Молочнова-Виета, в которой отдельно

дифференцируются восходящие и нисходящие ветви. Полученные результаты затем сшиваются в единый разрез $\rho(z)$.

На восходящих ветвях кривых ρ_T ($m>0$) дифференциальная трансформация Молочнова-Виета имеет вид:

$$\rho_{\text{восход}}(z) = \rho_k \left(1 + \frac{m}{2}\right)^2. \quad (10.25)$$

На нисходящих ветвях ($m<0$):

$$\rho_{\text{нисх}}(z) = \rho_k \left(1 - \frac{m}{2}\right)^{-2}. \quad (10.26)$$

Можно видеть, что предельным случаям $m=2$ и $m=-2$ в трансформации Молочнова-Виета соответствуют значения $\rho = 4\rho_T$ и $\rho = 0.25\rho_T$, соответственно, то есть, переход от восходящей кривой ρ_T к нисходящей не сопровождается переходом через «бесконечность».

10.3. Алгебраические трансформации

При наличии устойчивых экспериментальных данных по фазе импеданса φ_Z , можно, наряду с дифференциальными, применять алгебраические трансформации для вычисления удельного сопротивления разреза $\rho(h)$ в зависимости от глубины h . В частности, алгебраическая трансформация Молочнова - Ле Виета для фазы импеданса на восходящей ветви кривой ρ_T имеет вид:

$$\tilde{\rho}(h) = 4\rho_T \cdot (1 + 2\varphi_Z / \pi)^2. \quad (10.27)$$

Для нисходящей ветви кривой аналогичная зависимость имеет вид:

$$\tilde{\rho}(h) = \pi^2 \rho_T / (4\varphi_Z)^2, \quad (10.28)$$

где φ_Z - фаза импеданса (в радианах).

Из раздела 8.2 мы знаем, что на восходящей ветви фаза импеданса стремится к нулю. Подставив его в выражение (10.27), найдем, что значение $\tilde{\rho}(z)$ в этом случае будет стремиться к величине $4\rho_T$. Это значение совпадает с тем, которое мы получим, подставив значение $m=2$ в выражение для дифференциальной трансформации (10.25) по восходящей ветви. Аналогичное соответствие можно найти, подставив фазу импеданса $-\pi/2$ для нисходящей ветви кривой кажущегося сопротивления в выражение (10.28) и сопоставив полученный результат с выражением (10.26). Значение $\tilde{\rho}(\tilde{z})$ в этом случае будет стремиться к величине $0.25 \cdot \rho_T$.

При наличии устойчивых экспериментальных данных по фазе кажущегося сопротивления φ_T алгебраические трансформации Молочнова - Ле Вьета имеют вид:

-для восходящей ветви кривой ρ_T :

$$\tilde{\rho}(\tilde{z}) = \rho_T \cdot (1 + 2\varphi_T / \pi)^2; \quad (10.29)$$

-для нисходящей ветви кривой ρ_T :

$$\tilde{\rho}(\tilde{z}) = \rho_T (1 - 2\varphi_T / \pi)^{-2}, \quad (10.30)$$

где φ_T - фаза импеданса (в радианах).

Из раздела 8.2 мы знаем, что на восходящей ветви фаза кажущегося сопротивления стремится к $-\frac{\pi}{2}$. Подставив его в выражение (10.29), найдем, что значение $\tilde{\rho}(\tilde{z})$ в этом случае будет стремиться к величине $4\rho_T$. Это значение совпадает с тем, которое мы получим, подставив значение $m=2$ в выражение для дифференциальной трансформации (10.25) по восходящей ветви. Аналогичное соответствие можно найти, подставив фазу кажущегося сопротивления $\pi/2$ для нисходящей ветви кривой кажущегося сопротивления в выражение (10.30) и сопоставив

полученный результат с выражением (10.26). Значение $\tilde{\rho}(z)$ в этом случае будет стремиться к величине $0.25 \cdot \rho_T$.

Связь между алгебраическими и дифференциальными трансформациями осуществляется с помощью дисперсионного уравнения Питера Вайдельта, позволяющего находить соотношение между кривыми кажущегося сопротивления ρ_T и фазой кажущегося сопротивления φ_T . Оно записано ранее в (8.13) в виде:

$$\varphi_T = \frac{\pi}{4} \cdot \frac{d \log \rho_T(\sqrt{T})}{d \log \sqrt{T}}. \quad (10.31)$$

Преимущество дифференциальных трансформаций состоит в том, что достаточно знать только одну зависимость $\rho(\sqrt{T})$ и не нужно знать $\varphi(\sqrt{T})$, а преимущество алгебраических заключается в том, что не нужно дифференцировать кривую $\rho(\sqrt{T})$, но надо знать обе зависимости $\rho(\sqrt{T})$ и $\varphi(\sqrt{T})$.

10.4. Решение обратной задачи методом контролируемой трансформации кривых МТЗ

Приведённые выше методы экспресс-анализа кривых МТЗ на основе асимптотик и трансформаций позволяют получать первые полуколичественные представления о параметрах геоэлектрического разреза. Более полную и точную информацию дают результаты количественной интерпретации, выполняемой либо путём подбора, то есть графического сопоставления экспериментальных кривых с теоретическими палетками, либо путём итерационного решения обратной задачи на ЭВМ путем последовательной минимизации расхождений между экспериментальными и теоретически рассчитываемыми кривыми кажущегося сопротивления в заданном классе одномерных или двухмерных моделей.

На первом этапе для отдельно взятых кривых МТЗ решается одномерная обратная задача и строится геоэлектрический разрез. Затем выполняется коррекция результатов одномерной обработки за влияние различного рода искажающих факторов, прежде всего

за влияние так называемого эффекта «статик шифт» (static shift), то есть за влияние гальванических искажений, описанных выше в разделе 9 для H -поляризации. Затем проводится второй этап решения обратной задачи с учётом возможных влияний двухмерной или трехмерной неоднородности разреза.

Наиболее часто используемым способом решения обратной задачи является метод контролируемой трансформации. Его суть заключается в следующем. На первом этапе для исходной кривой кажущегося сопротивления рассчитывается одна из дифференциальных трансформаций (например, трансформация Молочнова - Ле Вьета). Результат трансформации представляет собой зависимость сопротивления от глубины, т.е. градиентный разрез. Его можно аппроксимировать слоистым разрезом с большим числом тонких слоев мощностью h_i и сопротивлением ρ_i . После этого для полученного многослойного геоэлектрического разреза решается прямая задача и строится новая кривая $\rho_T^1(\sqrt{T})$. Как правило, невязка между ней и исходной кривой кажущегося сопротивления $\rho_T(\sqrt{T})$ оказывается большой. После этого производится коррекция разреза, полученного по данным дифференциальной трансформации и повторяется процедура расчета прямой задачи. Для получения разреза, дающего кривую кажущегося сопротивления, достаточно близкую к экспериментальной, применяется многошаговая итерационная процедура.

На каждой итерации значения удельного сопротивления слоев полученного разреза ρ_i корректируются, увеличиваясь, если расчетная кривая кажущегося сопротивления на соответствующем этой глубине периоде проходит ниже исходной кривой $\rho_T(\sqrt{T})$, и, уменьшаясь, если она проходит выше исходной. Как правило, после нескольких десятков итераций расхождение экспериментальной и теоретической кривых МТЗ становится весьма незначительным (невязка часто не превышает 1%). Полученный разрез является одним из эквивалентных разрезов, то есть разрезом, для которого измеренная кривая

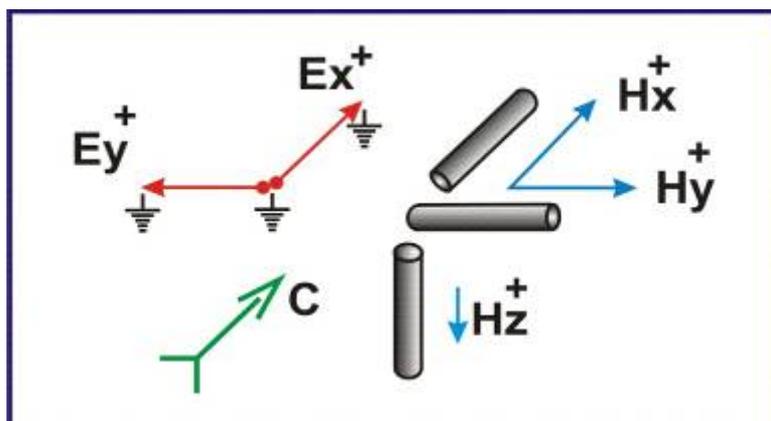
кажущегося сопротивления ρ_T практически совпадает с теоретической кривой ρ_T .

11. Методика и аппаратура МТЗ-АМТЗ

Методика полевых наблюдений МТЗ прошла длительный путь эволюции от визуальных наблюдений на аналоговых станциях с осциллографической записью (станции первого поколения типа МТЛ-62) до компьютерных наблюдений на современных широкодиапазонных цифровых измерительных комплексах. Общим для всех способов магнитотеллурического зондирования является необходимость раскладки двух пар взаимно ортогональных электрических и магнитных датчиков (заземленных линий MN и магнитометров или индукционных датчиков), используемых для измерения двух пар взаимно ортогональных (сопряжённых) компонент естественного электромагнитного поля. Датчики $E_x - H_y$ и $E_y - H_x$ обычно раскладываются в направлениях магнитной широты (В-З) и долготы (С-Ю). Лишь в отдельных случаях датчики поля раскладываются в направлениях вкрест и вдоль преимущественного простиранья линейно вытянутых геологических структур. В случаях изучения горизонтально-неоднородных сред используются также датчики вертикального магнитного поля H_z .

Для измерения электрического поля раскладываются две заземлённые линии MN длиной от первых десятков метров до 0.3-0.5 км в направлениях E_x - с юга на север и E_y - с запада на восток (рис. 11.1).

Для измерения магнитного поля используются либо магнитометры (магнитные вариометры), либо индукционные датчики. Обычно измеряются три составляющие магнитного поля- H_x - с юга на север, H_y - с запада на восток и H_z - сверху вниз.



*Рисунок 11.1 -
Полярность и
схема
подключения
датчиков
электрического
и магнитного
поля в станции
МТЗ*

Полярность магнитных каналов проверяется путём перемещения северного полюса магнита в положительных направлениях, показанных стрелками на рис. 11.1. При этом на регистраторе должны наблюдаться отклонения соответствующих каналов в положительных направлениях.

Заметим, что все процедуры проверки полярности каналов, так же как калибровки, эталонировки и юстировки измерительных датчиков, обычно регламентированы инструкциями к соответствующим станциям.

Приведённая на рис. 11.1 система полярности называется физической. Наряду с ней долгое время существовала геофизическая система полярности [Бердичевский, 1968], в которой ось X ориентирована в широтном направлении, а ось Y – в меридиональном. В настоящее время в России и за рубежом общепринятой считается физическая система полярности, приведённая на рис.11.1. В ней, по аналогии с главным магнитным полем Земли, магнитные компоненты направлены с юга на север и сверху вниз и обозначены как X и Z , соответственно. Широтная компонента Y , следуя правой системе координат, направлена с запада на восток. Полярности сопряженных электрических компонент определяются по полярности соответствующих магнитных, пользуясь правилом левой руки.

В эволюции приборной части серийных измерительных МТ станций можно выделить четыре этапа, или иначе, четыре поколения.

Первое поколение - 50- 60-е годы XX-го века. Первые аналоговые станции-лаборатории МТЛ-62 (четырёхканальная) и МТЛ-71 (пятиканальная) с осциллографической системой регистрации на фотобумагу и с последующим химическим проявлением. Регистраторами служили шлейфные гальванометры, подключаемые иногда напрямую к заземляющим электродам приёмных электрических линий («в землю»). В качестве датчиков магнитного поля использовались магнитные вариометры (магнитометры) с отрицательной обратной связью (вариометры системы профессора Б.Е. Брюнелли). Обработка данных выполнялась вручную с применением логарифмических линеек или механических счётных машин системы «Феликс». Диапазон периодов $10 \div 600$ с.

Второе поколение - 60-е - 70-е годы XX-го века. Первые цифровые станции ЦЭС-1, ЦЭС-2, смонтированные на а/м ГАЗ-66. Запись производилась на магнитную ленту после аналого-цифрового преобразования (АЦП). Наряду с магнитометрами системы Брюнелли в станциях ЦЭС-1 и ЦЭС-2 применялись индукционные датчики для регистрации высокочастотных вариаций (до 100 Гц). Обработка данных выполнялась на вычислительных комплексах типа «Мир», «БЭСМ», «ЕС», и др. Диапазон периодов $0.01 \div 1000$ с.

Третье поколение - 80-е - 90-е годы XX-го века. Многоканальные цифровые измерительные комплексы типа ЦЭС-МГД, портативные станции ЦАИС, СЧЗ-92 и др. Запись на жёсткий диск компьютера наряду с записью на магнитную ленту. Возможность синхронизации с помощью точных кварцевых часов. Обработка результатов в реальном времени с применением портативных полевых компьютеров.

Четвертое поколение - первое десятилетие XXI-го века. Автономные портативные измерительные станции. Их отличительными чертами являются: многоканальность и высокая степень автоматизации, высокая чувствительность, низкий уровень собственных шумов магнитных и электрических датчиков, широкий динамический диапазон (24 разряда) в широком спектре частот от 10^{-3} до 10^4 Гц, синхронизация по мировому времени с применением GPS приёмников, съёмная

твердотельная память, полностью компьютеризированная система обработки с возможностью оперативного анализа результатов наблюдений непосредственно на полевой точке. После того, как все измерения выполнены, принимается решение о переходе на следующую точку или о повторном цикле наблюдений. Из отечественных приборов отмеченными характеристиками в наибольшей мере обладают: 4-х канальная станция АКФ-4 разработки НИИЗК СПбГУ (частотный диапазон 1-3200 Гц, выпускалась заводом «Геологоразведка»), АКФ-4М разработки ЦЭММ СПбГУ и ООО «Микрокор» г. Санкт Петербург (частотный диапазон $10^{-1} \div 800$ Гц), 9-канальная станция GI-MTS-1 разработки Санкт Петербургского филиала ИЗМИРАН (частотный диапазон $10^{-4} \div 15$ Гц), 7-канальная станция КВВН-7 разработки Кольского научного центра РАН, г. Апатиты (частотный диапазон $10^{-1} \div 1000$ Гц), пятиканальная станция VMTU-10 разработки ООО «ВЕГА» (Восточно-Европейская Геофизическая Ассоциация). Из зарубежных станций приведенными выше характеристиками 4-го поколения в наибольшей мере обладают: станция LEMI разработки Института космических исследований НАНУ, г. Львов (Украина), станция MTU-5 разработки фирмы Phoenix Geophysics, г. Торонто (Канада) и станции фирмы Metronix, г. Брауншвейг (Германия), ЭНТ – индукционные датчики Нестерова.

Принципиально важным техническим показателем качества магнитотеллурических станций является уровень собственных шумов магнитных датчиков. На рис. 11.2 представлена сводная диаграмма спектральных характеристик собственных шумов магнитных датчиков перечисленных выше типов современных МТ станций.

На этом же рисунке приведены частотные характеристики шумов, создаваемых естественными вариациями АМТ-МТ поля. Чем ниже под естественными шумами находятся шумы магнитных датчиков, тем с большей надежностью они позволяют регистрировать амплитуду и фазу полезного сигнала и решать задачу электромагнитного зондирования в поле как естественных, так и контролируемых источников.

На примере развития измерительной техники глубинных зондирований, можно отметить один примечательный парадокс.

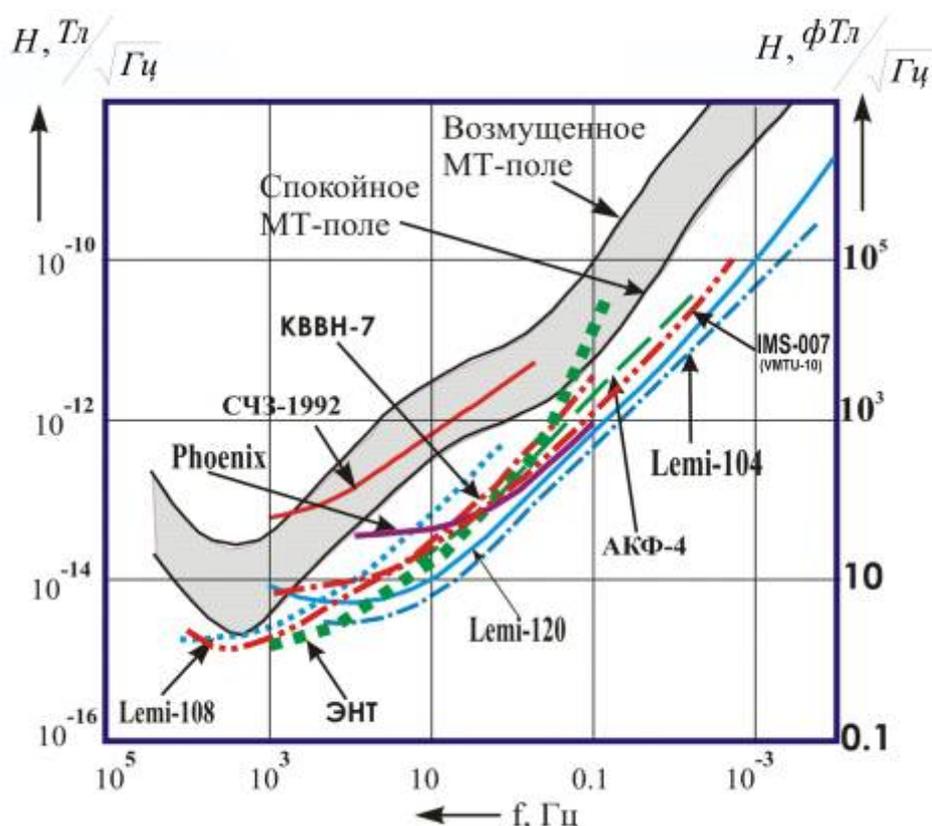


Рисунок 11.2 - Сводная диаграмма спектральных характеристик собственных шумов датчиков магнитного поля, применяемых в разных типах магнитотеллурических станций. Описание условных обозначений дано в тексте

Развитие зондирований с контролируемыми источниками происходило в естественном направлении сверху вниз - от изучения малых глубин к изучению все больших глубин по мере увеличения мощности генераторных устройств и, в какой-то мере, по мере улучшения качества измерительной техники.

Развитие зондирований в поле естественных источников (МТЗ), наоборот, происходило снизу вверх. На первых порах своего развития, в 50-е – 60-е годы прошлого века, метод МТЗ позволял исследовать только большие глубины, исчислявшиеся единицами, десятками и сотнями километров даже в платформенных районах. Это было связано с низкочастотным характером (высокой инерционностью) кварцевых

магнитометров и шлейфных гальванометров, имевшихся тогда в распоряжении исследователей. В настоящее время благодаря применению высокочастотных широкодиапазонных индукционных датчиков и неограниченных возможностей цифровой техники магнитотеллурическая разведка поднялась с больших глубин практически на дневную поверхность. Эта тенденция сближения и перекрытия исследуемых глубин в технике зондирования с естественными и контролируемыми источниками открывает широкие перспективы для их комплексирования путем совместных измерений и обработки данных.

В качестве иллюстрации технического оснащения современных станций на рис. 11.3 показан комплект 5-канальной аппаратуры MTU-5 фирмы “Phoenix”. Регистрация электрических составляющих поля выполняется с применением неполяризуемых электродов на линиях MN длиной 40 м.

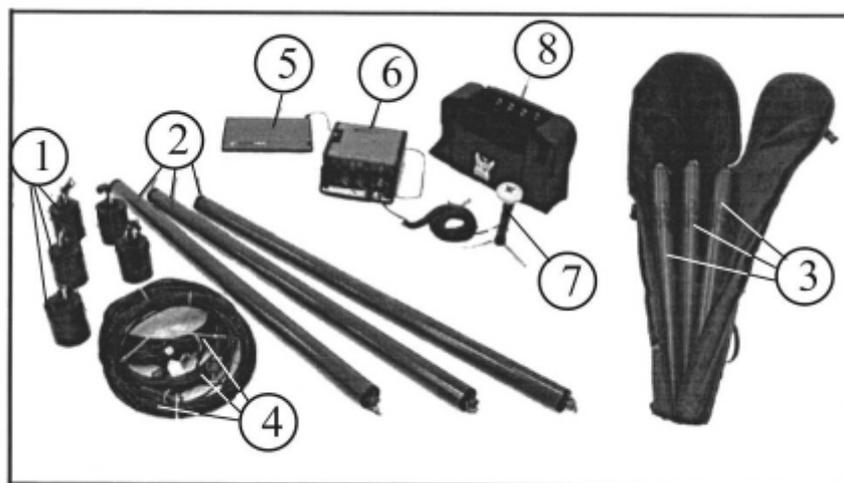


Рисунок 11.3 - Комплект магнитотеллурической станции MTU-5 канадской фирмы “Phoenix” (г. Торонто).

1 – хлор-свинцовые неполяризуемые электроды для измерения электрического поля; 2 – низкочастотные индукционные датчики магнитного поля (MT-диапазон); 3 – высокочастотные индукционные датчики магнитного поля (AMT-диапазон); 4 – соединительные кабели; 5 – солнечная батарея; 6 – блок регистрации; 7 – GPS- антенна; 8 – упаковочный кейс для транспортировки станции

Магнитное поле во всем диапазоне частот измеряется с помощью двух комплектов индукционных датчиков. Соответственно, регистрация поля осуществляется в двух диапазонах: $4 \cdot 10^{-4} \div 320$ Гц (МТ - диапазон) и $1 \div 10^4$ Гц (АМТ диапазон). Запись МТ-АМТ вариаций выполняется на флеш-карту.

В последние годы появились операционные усилители, обладающие предельно низким значением внутреннего шума, не превышающим единицы и десятые доли $nB/Гц^{1/2}$, и высокочастотные аналого-цифровые преобразователи, работающие в широком динамическом диапазоне. На их основе в КНЦ РАН создана универсальная семиканальная измерительная станция четвертого поколения КВВН-7, позволяющая выполнять измерения напряженности электрического и магнитного поля естественных и контролируемых (искусственных) источников в широком частотном диапазоне 0.1–2000 Гц. Аббревиатура станции принята по первым буквам фамилии и имени основного разработчика (В.В. Колобов) и фамилий разработчиков станции второго поколения СЧЗ-92 (А.Н. Васильев и С.А. Носков).

Регистрация сигналов в станции КВВН-7 осуществляется в “открытом” канале с подавлением помех на краях заданного частотного диапазона и на нечетных гармониках промышленной частоты (до 9-й гармоники). Это позволяет одновременно производить регистрацию сигналов естественных и контролируемых источников. Информация может записываться в двух режимах – в режиме непрерывной записи и в режиме записи по фрагментам. В режиме непрерывной записи максимальный объем файла определяется оперативной памятью компьютера. Например, ОЗУ емкостью 1 Гб позволяет в течение 4 часов вести запись на семь каналов станции с частотой дискретизации 5 кГц. Режим записи по фрагментам заданной длительности, через заданный интервал времени, заданное число раз выполняется программным путем без участия оператора. В этом случае объем записи ограничен только объемом дискового пространства ноутбука. Вся информация о первичном поле хранится в бинарном формате пакета программ Power Graph [Измайлов, 2007] на внешнем магнитном носителе, который подключается к компьютеру через порт USB 2.0. Программный пакет позволяет просматривать, редактировать и выполнять первичную обработку

(цифровая фильтрация, БПФ, усреднение), а также конвертировать бинарные файлы в текстовые. Выделение полезного сигнала и анализ результатов осуществляются на этапе компьютерной обработки данных.

Внешний вид станции КВВН-7 приведен на рис. 11.4.

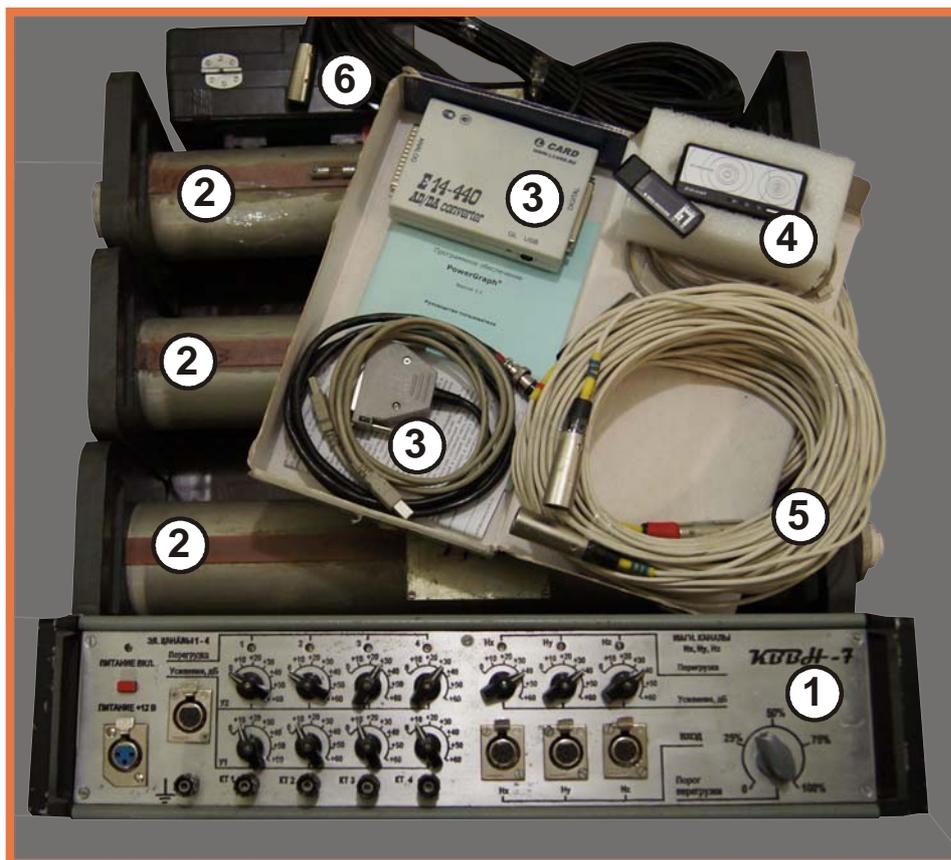


Рисунок 11.4 - Внешний вид семиканальной цифровой измерительной станции КВВН-7, разработанной в КНЦ РАН.

- 1 – измерительный блок; 2 – индукционные датчики;
3 – АЦП E-440 и фидера к нему; 4 – GPS-приемник BT-359;
5 – фидера магнитных индукционных датчиков;
6 – фидера электрических каналов*

Станция КВВН-7 состоит из измерительного блока, 14-разрядного аналого-цифрового преобразователя, полевого компьютера и системы электрических и магнитных датчиков. Станция портативная, переносная. Масса измерительного блока

вместе с аккумулятором не превышает 10 кг. Ток потребления станции составляет 0.17 А, ток потребления персонального компьютера 0.4 А.

Запись МТ-АМТ вариаций выполняется в виде временного ряда на персональный компьютер. Закончив сеанс регистрации, оператор просматривает временные ряды по всем компонентам. Непосредственно в поле оператор проводит Фурье-преобразование с помощью встроенного пакета программ и просматривает данные в частотной области, рассчитывает кривые импеданса, кажущегося сопротивления и фазы импеданса. По результатам предварительного анализа качества и полноты материала оператор делает заключение либо о необходимости проведения дополнительного цикла измерений, либо о возможности завершения измерительного цикла и перехода на следующую точку наблюдений.

12. Контрольные вопросы

1. В чем заключаются главные физические основы разделения вариаций переменного естественного электромагнитного поля Земли на геомагнитные, магнитотеллурические и аудиоманнитотеллурические?
2. В чем заключаются главные открытия академика А.Н. Тихонова и Луи Каньяра при обосновании метода магнитотеллурического зондирования?
3. Почему в магнитотеллурике рассматриваются только диффузионные процессы распространения поля?
4. Чем отличаются между собой понятия о глубинности в методах МТЗ и в методе ВЭЗ?
5. Чем отличаются выражения, используемые в методе МТЗ для вычисления кажущегося сопротивления в практических единицах и в системе СИ.
6. Как строятся и для чего используются фазовые кривые МТЗ?
7. Сущность принципа рекуррентных преобразований при решении прямой задачи МТЗ?
8. В чем проявился главный вклад профессора Б.Е. Брюнелли в создание метода МТЗ.
9. В чем проявился главный вклад профессора М.Н. Бердичевского в развитие теории МТЗ?
10. Сущность теории тензорного анализа МТ поля.
11. В чем отличие E и H - поляризованного поля на модели двухмерной среды?
12. Сущность экспресс-анализа кривых МТЗ по асимптотикам.
13. Сущность дифференциальной трансформации кривых МТЗ.
14. В чем отличие методов трансформации от методов решения обратной задачи?
15. Чем отличаются приемы экспресс-анализа в методах МТЗ и ВЭЗ?

16. В чем заключается физическая основа различия трансформаций Нибле-Бостика и Молочнова - Ле Вьета?
17. В чем заключается аналогия и отличие алгебраических и дифференциальных трансформаций?
18. В чем заключаются главные отличия МТ станций разного поколения?
19. Когда оператор принимает решение о завершении сеанса записи МТ-АМТ зондирования на полевой точке?

13. Задание для самостоятельной работы

1. Даны оцифровки кривых кажущегося сопротивления и модуля импеданса по результатам МТЗ для шести моделей разреза (приложение). Для одной из моделей (по выбору преподавателя) надо выполнить следующие процедуры обработки:

1.1. По приведенным в приложении оцифровкам построить кривые кажущегося сопротивления ρ_T и импеданса Z_{xy} на билогарифмических бланках в двух стандартах – отечественном $\rho(\sqrt{T})$ и западном $\rho(T)$.

1.2. Выполнить экспресс-интерпретацию кривой кажущегося сопротивления по асимптотикам и построить разрез.

1.3. Выполнить дифференциальные трансформации Нибле-Бостика и Молочнова-Виета по оцифровке кривой кажущегося сопротивления. Построить разрезы и сравнить их между собой и с результатами интерпретации кривой кажущегося сопротивления по асимптотикам. Сделать выводы и описать их.

1.4. Рассчитать кривую фазы импеданса и кривую фазы кажущегося сопротивления по соответствующим оцифровкам и построить полученные фазовые кривые в двух стандартах – отечественном $\varphi(\sqrt{T})$ и западном $\varphi(T)$.

1.5. Рассчитать и построить геоэлектрические разрезы по кривым фазы импеданса и фазы кажущегося сопротивления, пользуясь алгебраической трансформацией Молочнова-Виета. Сравнить полученные разрезы с ранее полученными разрезами по результатам дифференциальных трансформаций и асимптотическим приближениям. Описать полученные результаты, найти черты сходства и различия и дать им физическое истолкование.

14. Использованная литература

1. Бердичевский, М.Н. Электрическая разведка методом магнитотеллурического профилирования./ М.Н. Бердичевский. М.: Недра, 1968. - 253 с.

2. Бердичевский, М.Н. Магнитотеллурическое зондирование горизонтально однородных сред. / М.Н. Бердичевский, В.И. Дмитриев. М.: Недра, 1992. - 250 с.

3. Жамалетдинов, А.А. Введение в теорию электроразведки переменным током. Учебно-методическое пособие./ А.А. Жамалетдинов. Петрозаводск: Изд-во Петр. ГУ, 2003. - 60 с.

4. Жданов, М.С. Электроразведка. / М.С. Жданов. М.: Недра, 1986. - 314 с.

5. Крылов, С.С. Геоэлектрика: поля искусственных источников. / С.С. Крылов. СПб.: Изд-во СПбГУ, 2004. – 137 с.

6. Пушкарев, М.Ю. История отечественной электроразведки. Реферат. / М.Ю. Пушкарев. М.: Изд-во МГУ, 1997. - 33 с.

Автор глубоко признателен доценту физического факультета СПбГУ к.ф.-м.н. С.С. Крылову за прочтение рукописи и сделанные ценные замечания. При оформлении рукописи и подготовке ее к печати большую помощь оказали коллеги по работе к.ф.-м.н. А.Н. Шевцов и Т.Г. Короткова. Автор выражает им свою глубокую благодарность.

Приложение

Оцифровки кривых кажущегося сопротивления и модуля импеданса для шести моделей разреза

Модель 1			Модель 2		
$f, Гц$	ρ_T	$Z_{xy} (мВ / А)$	$f, Гц$	ρ_T	$Z_{xy} (мВ / А)$
1.00E+03	1.08E+04	9.24E-03	1.00E+03	1.99E-01	3.97E-05
5.00E+02	5.66E+03	9.45E-03	5.00E+02	3.98E-01	7.92E-05
2.50E+02	2.92E+03	9.61E-03	2.50E+02	7.94E-01	1.58E-04
1.25E+02	1.50E+03	9.72E-03	1.25E+02	1.58E+00	3.16E-04
6.25E+01	7.61E+02	9.80E-03	6.25E+01	3.17E+00	6.32E-04
3.13E+01	3.85E+02	9.86E-03	3.13E+01	6.33E+00	1.26E-03
1.56E+01	1.94E+02	9.91E-03	1.56E+01	1.26E+01	2.53E-03
7.81E+00	9.78E+01	9.94E-03	7.81E+00	2.53E+01	5.06E-03
3.91E+00	4.94E+01	9.99E-03	3.91E+00	5.05E+01	1.01E-02
1.95E+00	2.52E+01	1.01E-02	1.95E+00	1.01E+02	2.02E-02
9.77E-01	1.36E+01	1.05E-02	9.77E-01	2.01E+02	4.03E-02
4.88E-01	8.65E+00	1.18E-02	4.88E-01	3.94E+02	7.99E-02
2.44E-01	7.73E+00	1.58E-02	2.44E-01	7.34E+02	1.54E-01
1.22E-01	9.07E+00	2.42E-02	1.22E-01	1.16E+03	2.74E-01
6.10E-02	1.01E+01	3.61E-02	6.10E-02	1.30E+03	4.10E-01
3.05E-02	1.00E+01	5.09E-02	3.05E-02	1.10E+03	5.34E-01
1.53E-02	1.00E+01	7.19E-02	1.53E-02	9.91E+02	7.16E-01
7.63E-03	1.00E+01	1.02E-01	7.63E-03	9.98E+02	1.02E+00
3.81E-03	1.00E+01	1.44E-01	3.81E-03	1.00E+03	1.44E+00
1.91E-03	1.00E+01	2.03E-01	1.91E-03	1.00E+03	2.03E+00
9.54E-04	1.00E+01	2.88E-01	9.54E-04	1.00E+03	2.88E+00
4.77E-04	1.00E+01	4.07E-01	4.77E-04	1.00E+03	4.07E+00
2.38E-04	1.00E+01	5.75E-01	2.38E-04	1.00E+03	5.75E+00
1.19E-04	1.00E+01	8.14E-01	1.19E-04	1.00E+03	8.14E+00
5.96E-05	1.00E+01	1.15E+00	5.96E-05	1.00E+03	1.15E+01

Модель 3			Модель 4		
$f, Гц$	ρ_T	$Z_{xy} (мВ / А)$	$f, Гц$	ρ_T	$Z_{xy} (мВ / А)$
1.00E+03	4.63E+02	1.91E-03	1.00E+03	7.90E+01	7.90E-04
5.00E+02	3.53E+02	2.36E-03	5.00E+02	1.58E+02	1.58E-03
2.50E+02	2.52E+02	2.82E-03	2.50E+02	3.15E+02	3.16E-03
1.25E+02	1.68E+02	3.26E-03	1.25E+02	6.26E+02	6.29E-03
6.25E+01	1.06E+02	3.65E-03	6.25E+01	1.22E+03	1.24E-02
3.13E+01	6.35E+01	4.01E-03	3.13E+01	2.22E+03	2.37E-02
1.56E+01	3.76E+01	4.36E-03	1.56E+01	3.26E+03	4.06E-02
7.81E+00	2.32E+01	4.84E-03	7.81E+00	3.23E+03	5.71E-02
3.91E+00	1.69E+01	5.84E-03	3.91E+00	2.36E+03	6.91E-02
1.95E+00	1.72E+01	8.33E-03	1.95E+00	1.76E+03	8.42E-02
9.77E-01	2.39E+01	1.39E-02	9.77E-01	1.48E+03	1.09E-01
4.88E-01	3.67E+01	2.44E-02	4.88E-01	1.35E+03	1.48E-01
2.44E-01	5.35E+01	4.16E-02	2.44E-01	1.42E+03	2.15E-01
1.22E-01	7.60E+01	7.01E-02	1.22E-01	1.74E+03	3.36E-01
6.10E-02	1.02E+02	1.15E-01	6.10E-02	2.27E+03	5.42E-01
3.05E-02	1.15E+02	1.72E-01	3.05E-02	2.97E+03	8.77E-01
1.53E-02	1.09E+02	2.37E-01	1.53E-02	4.02E+03	1.44E+00
7.63E-03	1.00E+02	3.22E-01	7.63E-03	5.45E+03	2.37E+00
3.81E-03	9.97E+01	4.54E-01	3.81E-03	6.74E+03	3.74E+00
1.91E-03	1.00E+02	6.43E-01	1.91E-03	6.73E+03	5.28E+00
9.54E-04	1.00E+02	9.10E-01	9.54E-04	5.20E+03	6.56E+00
4.77E-04	1.00E+02	1.29E+00	4.77E-04	3.57E+03	7.69E+00
2.38E-04	1.00E+02	1.82E+00	2.38E-04	2.76E+03	9.56E+00
1.19E-04	1.00E+02	2.57E+00	1.19E-04	2.68E+03	1.33E+01
5.96E-05	1.00E+02	3.64E+00	5.96E-05	2.90E+03	1.96E+01

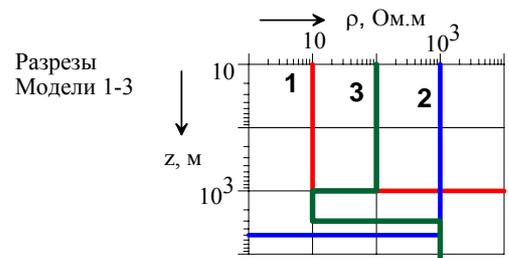
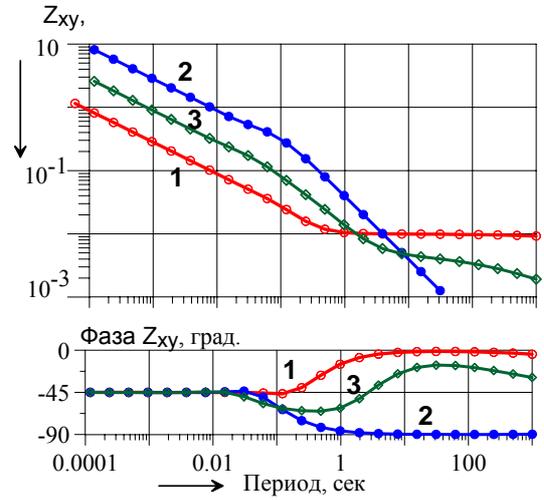
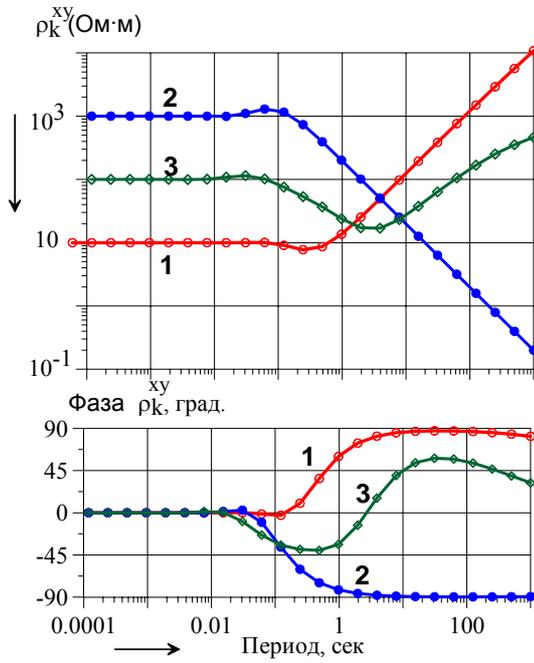
Модель 5			Модель 6		
$f, Гц$	ρ_T	$Z_{xy} (мВ / А)$	$f, Гц$	ρ_T	$Z_{xy} (мВ / А)$
1.00E+03	1.10E+03	2.94E-03	1.00E+03	5.83E+02	2.15E-03
5.00E+02	1.14E+03	4.24E-03	5.00E+02	3.28E+02	2.28E-03
2.50E+02	1.20E+03	6.16E-03	2.50E+02	2.16E+02	2.61E-03
1.25E+02	1.29E+03	9.03E-03	1.25E+02	1.97E+02	3.53E-03
6.25E+01	1.43E+03	1.34E-02	6.25E+01	2.45E+02	5.57E-03
3.13E+01	1.62E+03	2.03E-02	3.13E+01	3.15E+02	8.92E-03
1.56E+01	1.91E+03	3.11E-02	1.56E+01	3.75E+02	1.38E-02
7.81E+00	2.29E+03	4.82E-02	7.81E+00	4.67E+02	2.17E-02
3.91E+00	2.69E+03	7.38E-02	3.91E+00	6.17E+02	3.53E-02
1.95E+00	2.83E+03	1.07E-01	1.95E+00	8.58E+02	5.89E-02
9.77E-01	2.40E+03	1.39E-01	9.77E-01	1.22E+03	9.92E-02
4.88E-01	1.62E+03	1.62E-01	4.88E-01	1.65E+03	1.63E-01
2.44E-01	9.42E+02	1.75E-01	2.44E-01	1.87E+03	2.46E-01
1.22E-01	5.36E+02	1.86E-01	1.22E-01	1.60E+03	3.21E-01
6.10E-02	3.39E+02	2.09E-01	6.10E-02	1.11E+03	3.78E-01
3.05E-02	2.69E+02	2.64E-01	3.05E-02	7.95E+02	4.53E-01
1.53E-02	2.69E+02	3.73E-01	1.53E-02	7.64E+02	6.29E-01
7.63E-03	3.20E+02	5.76E-01	7.63E-03	9.69E+02	1.00E+00
3.81E-03	4.16E+02	9.28E-01	3.81E-03	1.28E+03	1.63E+00
1.91E-03	5.17E+02	1.46E+00	1.91E-03	1.63E+03	2.60E+00
9.54E-04	6.01E+02	2.23E+00	9.54E-04	2.12E+03	4.19E+00
4.77E-04	6.44E+02	3.27E+00	4.77E-04	2.73E+03	6.72E+00
2.38E-04	6.28E+02	4.56E+00	2.38E-04	1.00E+00	1.00E+00
1.19E-04	6.02E+02	6.31E+00	1.19E-04	1.00E+00	1.00E+00
5.96E-05	5.99E+02	8.91E+00	5.96E-05	1.00E+00	1.00E+00

Ответы на домашнее задание

Параметры моделей, по которым рассчитаны кривые кажущегося сопротивления и модуля импеданса МТЗ (модели 1-6).

№ модели	№ слоя	УЭС, Ом-м	Мощность, м
1	1	10	1000
	2	∞	∞
2	1	1000	5000
	2	0	∞
3	1	100	1000
	2	10	2000
	3	1000	∞
4	1	3000	400
	2	20000	1600
	3	1000	8000
	4	4000	90000
	5	0	∞
5	1	600	300
	2	200	700
	3	2000	3000
	4	20000	26000
	5	1000	∞
6	1	3000	400
	2	600	1600
	3	10000	8000
	4	200	90000
	5	100000	∞

Пример обработки результатов самостоятельной работы по моделям 1-3





Жамалетдинов
Абдулхай Азымович

доктор геолого-минералогических наук,
академик РАН

Окончил Санкт-Петербургский
государственный университет в 1963 году.

Основные научные интересы связаны с
изучением строения континентальной
литосферы с применением электромагнитных
методов глубинного зондирования.

Является автором и соавтором 9 монографий,
165 статей и 2-х учебно-методических пособий.