

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
ИНСТИТУТ ГЕОФИЗИКИ

На правах рукописи

МОГИЛАТОВ Владимир Сергеевич

**ПОЛЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО И МАГНИТНОГО
ТИПОВ В ЭЛЕКТРОРАЗВЕДКЕ
С КОНТРОЛИРУЕМЫМИ ИСТОЧНИКАМИ**

04.00.12 – геофизические методы поисков и разведки
месторождений полезных ископаемых

ДИССЕРТАЦИЯ
на соискание ученой степени
доктора технических наук

НОВОСИБИРСК – 2000

Оглавление

ВВЕДЕНИЕ	8
1 Глава 1. ТЕОРИЯ Е- И Н-ПОЛЕЙ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ИСТОЧНИКАМИ РАЗНЫХ ТИПОВ	35
1.1 Возбуждение горизонтальным токовым листом	37
1.1.1 Моды и нестационарные процессы магнитного и электрического типов	38
1.1.2 Токовая петля – индуктивный источник	43
1.1.3 Круговой электрический диполь – неиндуктивный источник	44
1.1.4 Заземленная линия – смешанный источник	46
1.1.5 Два способа решения задачи о становлении. N -слойная среда	48
1.1.6 Однородные полупространства	53
1.1.7 Двухслойный разрез	54
1.2 Возбуждение вертикальным током	57
1.2.1 Постановка и общее решение задачи в частотной области. Е-мода	58
1.2.2 Поле ВЭД в однородной земле	61
1.2.3 Вклады гальванического и индуктивного возбуждения	62
1.2.4 Поле ВЭД во временной области	63
1.3 Возбуждение горизонтальным плоским магнитным током. N -слойная анизотропная среда	66
1.3.1 М и Е-моды	67
1.3.2 Решения краевых задач	71
1.3.3 Горизонтальный магнитный диполь	73
1.4 Решение А.Н.Тихонова задачи о становлении электромагнитного поля	75
1.4.1 О способах решения задачи становления	76
1.4.2 Магнитная мода во многослойной среде	78
1.4.3 Редукция к задаче Штурма-Лиувилля и ее решение	81
1.5 Интегральный способ расчета в прямой задаче производных по параметрам слоистой модели	84
1.6 Моды и способы возбуждения. Терминология	86

2	Глава 2. ИНДУКТИВНЫЕ ИМПУЛЬСНЫЕ ЗОНДИРОВАНИЯ	89
2.1	ТЕ-поле в электроразведке	90
2.2	Становление ТЕ-поля	92
2.2.1	Процесс становления в полупространстве	92
2.2.2	Переходный процесс в присутствии S -плоскости	93
2.2.3	Релаксация поля в пачке S -плоскостей	96
2.2.4	Становление поля токовой петли в двухслойной среде с изолирующим основанием	98
2.2.5	Поздняя стадия ТЕ-процесса во многослойной среде	99
2.2.6	Становление ВМД в среде со сверхпроводящим основанием	101
2.2.7	Неоднородная проводящая пленка	102
2.3	Учет токов смещения в задачах установления	109
2.3.1	Среда с одной границей	111
2.3.2	Среда с двумя границами	122
2.4	Линеаризация прямых задач индуктивной электроразведки	124
2.4.1	Базовая модель и метод вторичных источников	125
2.4.2	Интегральное уравнение и борновское приближение	126
2.4.3	Интегральное представление производных по параметрам базовой мо- дели	128
2.4.4	Быстрое приближенное моделирование задач установления различной размерности	129
2.4.5	Отклик, как поле мгновенного распределения токов в среде	135
2.4.6	Приближенный учет токов смещения в задаче установления	137
2.5	Об интерпретации данных индуктивной импульсной электроразведки	138
2.5.1	Боковые влияния	140
2.5.2	Влияние сильно проводящего слоя или основания	142
2.5.3	О трансформациях данных разнесенных зондирований	144
2.5.4	Одномерный и трехмерный подходы к интерпретации площадных дан- ных импульсной электроразведки	147
2.5.5	Томографический подход	149
2.6	Заключение	159
3	Глава 3. ПОЛЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТИПА В ЭЛЕКТРОРАЗВЕДКЕ	161
3.1	Где прячется ТМ-поле?	161
3.2	Становление поля вертикального электрического диполя	164
3.2.1	Поздняя стадия ТМ-процесса становления	165
3.2.2	Становление поля ВЭД в присутствии S -плоскостей	167
3.2.3	Становление поля ВЭД в присутствии высокоомного экрана	171
3.3	Круговой электрический диполь (КЭД)	174

3.3.1	Круговой электрический диполь (КЭД) в однородной Земле	175
3.3.2	Поле КЭД во многослойной среде	188
3.3.3	Поле КЭД в двухслойной среде с изолирующим основанием и поздняя стадия становления	189
3.3.4	КЭД и S-плоскость	190
3.3.5	Становление поля КЭД в присутствии высокоомного экрана	195
3.3.6	Вертикальная электрическая линия и КЭД	198
3.4	Постоянное ТМ-поле и наземно-скважинная электроразведка (НСЭ) на постоянном токе	201
3.4.1	Геоэлектрические модели и выбор источника в НСЭ	202
3.4.2	Оконтуривание протяженных объектов в НСЭ	210
3.4.3	Математическое моделирование задач наземно-скважинной электроразведки	216
3.4.4	Квазитрехмерное математическое моделирование в НСЭ	222
3.4.5	Моделирование ситуации водонефтяного контакта	227
3.4.6	Учет влияния металлической обсадной колонны	233
3.4.7	Поле на дневной поверхности от источника, заземленного в обсаженной скважине	244
3.5	Становление поля линии, заземленной в обсаженной скважине	259
3.6	Заключение. Свойства ТМ-поля. Электродинамика и ВП	266
4	Глава 4. ПРОГРАММНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ЗОНДИРОВАНИЙ С КОНТРОЛИРУЕМЫМИ ИСТОЧНИКАМИ	270
4.1	Пакет программ MAGsoft для индуктивных и неиндуктивных ЗС	272
4.2	Программное обеспечение индуктивной импульсной электроразведки. Комплекс ПОДБОР	280
4.2.1	Система Подбор	284
4.2.2	Система ПРОФИЛЬ	289
4.2.3	Программа FAST3D	291
4.2.4	Программа Слой	293
4.3	Разное	296
5	Глава 5. МЕТОД ЗОНДИРОВАНИЯ ВЕРТИКАЛЬНЫМИ ТОКАМИ (ЗВТ)	299
5.1	Первый полевой эксперимент	301
5.2	Идеальный круговой электрический диполь и реальная установка КЭД	305
5.3	Физическое моделирование в ЗВТ-М	310
5.4	Математическое моделирование задач ЗВТ-М	314
5.5	Аппаратурно-методический комплекс ЗВТ-М	319

5.5.1	Технология работ методом ЗВТ-М	320
5.5.2	Аппаратурный комплекс для ЗВТ	323
5.5.3	Программное математическое обеспечение ЗВТ-М	331
5.5.4	Интерпретация результатов ЗВТ-М	334
5.6	Экспериментальные работы методом ЗВТ (объект - рудное тело)	335
5.7	Работы методом ЗВТ в Якутии (объект типа "трубка")	339
5.8	Экспериментальные работы методом ЗВТ в Татарстане (объект типа "залежь")	348
5.8.1	Удобновская залежь нефти	350
5.8.2	Шуганская залежь	358
5.9	Перспективы	368
ЗАКЛЮЧЕНИЕ		373
ЛИТЕРАТУРА		383

ВВЕДЕНИЕ

Объект исследований

Объектом исследования являются физико-математические основы электроразведки с контролируруемыми источниками как метода, обладающего нереализованными возможностями в контексте его двуединой природы, и технические средства для реализации этих возможностей.

Актуальность темы

Разделение электромагнитного поля на составляющие электрического и магнитного типов – давняя и весьма обоснованная традиция во многих приложениях (например, волноводы, магнитотеллурические зондирования) при рассмотрении одномерных задач. Поля контролируемых (обычно сосредоточенных) источников являются трехмерными. Однако, в силу одномерности базовой, горизонтально-однородной модели среды в электроразведке также возможно разделение общего поля на E и H -составляющие (поперечно-магнитное и поперечно-электрическое поле, ТМ и ТЕ-поле). Такое разделение позволяет эффективно и просто описать теорию, а также имеет глубокую связь с типами питающих установок. Электроразведка с контролируруемыми источниками двуедина и симметрична по отношению к полям электрического и магнитного типов. Но на практике это не реализуется – слабо изучены свойства переменного ТМ-поля, не был известен и наземный источник переменного ТМ-поля, в объявленном смысле симметричный токовой петле. Современная индукционная электроразведка (в частности, импульсная) основана, практически, лишь на использовании поля магнитного типа. Это

поле возбуждается индуктивно (например, петлей) и, в целом, речь идет об индуктивной электроразведке. В последнее десятилетие прослеживается тенденция переориентации геоэлектромагнитных исследований на малоглубинные проблемы – экологические, гидрогеологические и инженерные. Эту тенденцию следует связывать именно с индуктивной электроразведкой. Возможна индукционная неиндуктивная электроразведка с использованием переменного поля электрического типа, перспективы которой необходимо исследовать в покидаемых электроразведкой областях применения, а также и в новых малоглубинных вариантах. В данном исследовании применяется, в основном, чисто электродинамический подход. Однако ТЕ-ТМ-анализ электродинамической ситуации, особенно для сложных источников, способствует развитию методов ВП и теоретико-экспериментальной базы для выявления эффектов, выходящих за рамки классической геоэлектродинамики.

Представляется актуальным исследование, направленное на расширение принципиальных возможностей индукционной электроразведки за счет использования поля электрического типа.

Цель работы

Последовательное развитие физико-математических основ электроразведки с контролируемыми источниками с позиций реализации ТЕ или ТМ-полей и расширение соответствующих технических средств.

Задачи исследований

1. Построить базовую теорию электроразведки с контролируемыми источниками в двухкомпонентной форме и показать ее связь со свойствами источника.

2. Создать единый базовый (одномерный) математический аппарат для нестационарной геоэлектродинамики с искусственными источниками двумя способами – спектральным и непосредственно во временной области.

3. Программно реализовать алгоритмы для расчета переходных ТЕ, ТЕ+ТМ и ТМ-процессов, возбуждаемых различными источниками.

4. Для традиционной индуктивной импульсной электроразведки (ТЕ-процесс) создать линеаризованные алгоритмы для оперативного расчета прямых задач ЗС в осложненных геоэлектрических условиях, проанализировать трудности интерпретации площадных данных индуктивных ЗС и предложить новые средства оперативной трехмерной инверсии.

5. На основе развитой теории предложить и обосновать новый источник – круговой электрический диполь (КЭД), возбуждающий только ТМ-поле и переходный процесс электрического типа. Провести анализ свойств ТМ-поля.

6. Предложить, обосновать и опробовать принципиально новый метод электроразведки с использованием переходного ТМ-процесса – зондирования вертикальными токами (ЗВТ).

Методы исследований и фактический материал

Основной метод исследований – теоретический и численный анализ краевых задач квазистационарной и нестационарной электродинамики. Аналитические методы решения краевых задач. Метод А.Н.Тихонова решения задачи становления поля. Сравнительный анализ расчетов, полученных при различных подходах. Метод вторичных источников в задачах электродинамики. Привлечение аппроксимационных подходов, основанных на теории возмущений. Компьютерное математическое и Физическое моделирование. Полевые эксперименты. Опробование на практическом материале.

В качестве фактического материала в диссертации использовались данные полевых работ методом ЗВТ в Татарстане и Якутии, полученные при участии автора. Также использовались полевые материалы, результаты интерпретации и данные физического моделирования, полученные от сотрудника отдела электроразведки СНИИГГиМС А.К.Захаркина: 11

пикетов зондирований методом ЗСБ (Татарстан), использованные для опробования томографического подхода; результаты интерпретации 18 пикетов МПП (Йемен); результаты интерпретации 14 пикетов МПП (Красноярский край); данные физического моделирования на металле, использованные для верификации программ PRAIS и MAG (2 кривые становления). Для верификации результатов математического моделирования привлекались расчеты, выполненные по апробированным программам (ЭРА, АЛЕКС — ИГФ СО РАН).

Основные защищаемые положения и научные результаты

1. Электроразведка с контролируруемыми источниками наиболее полно определяется двуединством полей электрического и магнитного типов и их связью со свойствами источника. Такой подход позволяет построить эффективный и общий математический аппарат и предложить ранее неизвестные технические средства, в частности, источник нового типа.
2. Зондирования вертикальными токами – принципиально новый метод электроразведки, использующий процесс электрического типа – дает дополнительные возможности, обусловленные вертикальной электрической компонентой ТМ-поля и отсутствием на дневной поверхности квазистационарного магнитного отклика от латерально-однородной среды.
3. Построение линеаризованных решений прямых задач импульсных зондирований реализуется путем замены возмущений среды дополнительными источниками и применения борновского приближения. Это решает проблему оперативной трехмерной инверсии в рамках дифракционной томографии, основанной на линеаризованной постановке прямых и обратных задач для сред, описанных как набор стандартных объемных элементов.

4. Синтез традиционного решения задачи становления "в частотной области" и усовершенствованного решения "во временной области" (по А.Н. Тихонову) приводит к надежной и универсальной численной реализации, обеспечивающей глубокий анализ возможностей методов электроразведки, связанных с использованием нестационарных Е и Н-полей.

Научная новизна работы

1. Впервые последовательно с позиции ТЕ-ТМ-дуальности развиты прикладные аспекты теории, построен замкнутый математический аппарат электроразведки с контролируруемыми источниками и проанализированы свойства поля и процесса электрического типа.
2. На основе развитой теории предложен и обоснован совершенно новый для электроразведки наземный источник, возбуждающий только процесс электрического типа (круговой электрический диполь – КЭД).
3. Предложен, обоснован и опробован новый метод импульсной электроразведки на базе переходного ТМ-процесса (зондирования вертикальными токами – ЗВТ).
4. В рамках единого метода устанавливаемых пространственных гармоник получены решения прямой задачи становления для плоского произвольного распределения стороннего тока двумя способами (интеграл и ряд Фурье), как суперпозиции поперечно-электрического и поперечно-магнитного полей.
5. Получены описания (численно реализованные) процесса становления во временной области с учетом токов смещения для моделей с плоскопараллельными границами.
6. Предложен общий метод построения приближенных линеаризованных решений для осложненных геоэлектрических условий (в частности, при латеральных изменениях проводимости).
7. На основе линеаризованных решений предложен томографический

подход к интерпретации данных индуктивных зондирований, нетрадиционный для этого метода.

8. Для наземно-скважинной электроразведки предложены новые аналитические решения двухмерных и квазитрехмерных задач и способ визуализации края протяженной геоэлектрической неоднородности.

Практическая значимость работы

Результаты исследований позволили предложить новый метод электроразведки – зондирования вертикальными токами (ЗВТ), как эффективное средство выявления латеральных неоднородностей среды. В частности, уже получены первые результаты при оконтуривании залежей углеводородов. Такие работы в значительных объемах проводятся в настоящее время в Татарстане. Проводится также опробование ЗВТ в Якутии для поиска кимберлитовых трубок.

Результаты исследований, реализованные в комплексе ПОДБОР для интерпретации данных ЗСБ (МПП), нашли применение в 15 научно-исследовательских и производственных организациях России и СНГ, а также в некоторых странах дальнего зарубежья. Интерпретация с применением комплекса ПОДБОР проводилась при разведке нефтяных месторождений, поиске рудопроявлений, решении гидрогеологических задач и поисках кимберлитовых тел. В СНИИГГиМСе комплекс ПОДБОР применялся для методических разработок и при проведении контрактных работ (например, в Австралии – на нефть, в Йемене – для гидрогеологических изысканий). Он также используется во многих высших учебных заведениях для подготовки студентов-геофизиков.

Апробация работы и публикации

Основные результаты докладывались на VIII Всесоюзной школе по электромагнитным зондированиям (Киев, 1987), на Международных геофизических конференциях и выставках SEG-EАГО (Москва 1993, 1997, С.Петербург, 1995), на Международной геофизической конференции "Не-

классическая геоэлектрика" (Саратов, 1995), на Российской конференции "Теория и практика интерпретации данных электромагнитных геофизических методов" (Екатеринбург, 1996), на 59-ой и 61-ой конференции и выставке EAGE (Женева, 1997, Хельсинки, 1999), на Втором Международном геофизическом конгрессе Казахстана (Алматы, 1998), на Международной конференции "Обратные задачи математической физики" (Новосибирск, 1998).

Диссертационная работа прошла научную апробацию на семинарах ИГФ СО РАН и СНИИГГиМС (Новосибирск, 2000), на объединенном семинаре (Нижне-Волжский НИИ геологии и геофизики, Саратовский государственный университет, Саратовский государственный технический университет) по электромагнитным методам геофизической разведки (Саратов, 2000), на заседании секции Ученого совета по электромагнитным методам и математической геофизики Института геофизики УрО РАН (Екатеринбург, 2000), на семинаре кафедры электрических, магнитных и гравитационных методов МГГА (Москва, 2000), на научном семинаре Института геоэлектромагнитных исследований РАН (г.Троицк, 2000), на семинаре отдела физики Земли Научно-исследовательского института физики Санкт-Петербургского государственного университета, на семинаре отдела импульсной электроразведки ВИРГ-РУДГЕОФИЗИКА (С.-Петербург, 2000), на семинаре отдела математической геофизики Института геофизики НАН Украины (Киев, 2000).

По теме диссертации опубликованы 50 работ, в числе которых 9 авторских свидетельств и патентов.

Результаты, отраженные в диссертационной работе, получены автором в течение длительного периода. За это время автор работал в различных организациях и сотрудничал со многими известными специалистами: В.А.Белашем, Ю.М.Полонским, В.В.Сочельниковым (Геленджикское отделение ВНИИМоргео,

позднее, НПО "Южморгео"), Б.И.Рабиновичем, А.К.Захаркиным, М.М. Гольдманом, Г.М. Тригубовичем, Г.А.Исаевым, В.С.Моисеевым, В.В.-Филатовым, Н.Г.Полетаевой, Б.П.Балашовым (СНИИГГиМС).

Автор с благодарностью признает, что за долгий, почти 20-летний период работы в СНИИГГиМС автор пользовался атмосферой исключительного благоприятствования геоэлектромагнитным исследованиям, которую поддерживал академик РАН В.С. Сурков. В частности, автор особо благодарен СНИИГГиМС и министерству отрасли в лице В.З.Гарипова и А.В.Липилина (1992г.) за поддержку в инициализации исследований по созданию метода зондирования вертикальными токами (ЗВТ), который представлен в этой работе, как один из самых значимых результатов.

Автор выражает особую признательность своим соавторам по наиболее важным практическим результатам – А.В.Злобинскому и Б.П. Балашову, а также Г.В. Саченко и М.Ю. Секачеву, разработчикам аппаратуры и основным исполнителям полевых работ ЗВТ, в некоторых из которых автор принимал непосредственное участие. Автор благодарит геофизиков НПУ "Казаньгеофизика" Р.С.Мухамадиева, Ш.С. Темирбулатова, В.В. Смоленцева, С.А. Феофилова за организацию полевых работ ЗВТ.

Разумеется, автор пользовался помощью и поддержкой своих нынешних коллег – сотрудников лаборатории электромагнитных полей ИГФ СО РАН и благодарит Ю.Н. Антонова, Г.М.Морозову, В.П.Соколова, Ю.А. Дашевского, И.Н.Ельцова, Е.Ю.Антонова, И.О.Исаева.

Автор отмечает также поддержку академиком РАН С.В.Гольдиным исследований по геоэлектромагнитной томографии, по которым открываются серьезные перспективы и получены первые интересные результаты, включенные в диссертационную работу.

Наконец, автор вполне отдает себе отчет в том, что без настойчивого влияния М.И.Эпова эта работа не была бы начата и без его постоянного внимания и поддержки не была бы завершена. Автор свидетельствует об

этом с благодарностью, как и о многочисленных полезных обсуждениях, консультациях и о помощи в организации материала.

За время работы в Институте геофизики СО РАН выполнена значительная часть диссертационной работы. Исследования проводились в соответствии с планом НИР ОИГГиМ СО РАН (утвержденным 30.03.98) в рамках приоритетного направления 5.1.5 ("Проблемы нефти и газа") по теме "Взаимодействие с горными породами и распространение электромагнитного поля в геологической среде" (N г.р. 0198000302), а также в рамках интеграционного проекта 97-22 СО РАН "Геотомография" и гранта РФФИ 99-5-64430.

Объем и структура работы

Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения, содержит 400 страниц машинописного текста, 104 рисунка. Библиография содержит 153 наименования.

Расположение материалов в диссертации соответствует поставленным задачам в рамках шести основных направлений:

- построение теории и математического аппарата геоэлектромагнитного метода с контролируемыми источниками с позиций разделения на поля магнитного и электрического типа;
- развитие интерпретационных средств традиционной индуктивной импульсной электроразведки, как основного метода, основанного на использовании ТЕ-процесса.
- исследование свойств ТМ-поля в различных режимах (становление, гармонический режим, постоянный ток) с использованием традиционного источника (вертикальный электрический диполь) и нового наземного источника (круговой электрический диполь – КЭД);
- развитие методики линейной аппроксимации и ее применение для построения приближенных линеаризованных решений прямых задач различной размерности в осложненных геоэлектрических условиях;

- описание программного математического обеспечения на основе дуального подхода и синтеза решений в частотной и во временной областях;
- описание, обоснование и изложение первых полевых результатов нового метода электроразведки, основанного на использовании ТМ-процесса – зондирований вертикальными токами (ЗВТ).

Название диссертационной работы отражает такой подход автора при изложении основ электроразведки, в котором главным методом анализа принимается разделение контролируемого геоэлектромагнитного поля в горизонтально-слоистой среде на две независимые фракции. Первая возбуждается индуктивным образом и в этой связи употребительны следующие термины: магнитная мода, Н-мода, поле магнитного типа, Н-поле, поперечно-электрическое поле, ТЕ-поле (transverse electric). Такой известный источник, как токовая петля на дневной поверхности или в другой горизонтальной плоскости, возбуждает только ТЕ-поле. Электроразведка, использующая поле магнитного типа обоснованно называется индуктивной (например, [97]), причем источник необязательно должен быть замкнутым контуром. Другая фракция возбуждается гальваническим путем, прямым током с заземления, а также и индуктивно при наличии ортогональной к границам компоненты стороннего тока. Соответственно, употребляются следующие термины: электрическая мода, Е-мода, поле электрического типа, Е-поле, поперечно-магнитное поле, ТМ-поле (transverse magnetic). Известный источник, возбуждающий только ТМ-поле, – это вертикальный электрический диполь (ВЭД или линия - ВЭЛ). Также традиционный источник – горизонтальный электрический диполь (ГЭД или линия - ГЗЛ) – возбуждает смешанное поле.

Разумеется, такое разделение известно и неизбежно возникает при теоретических исследованиях. Можно сослаться здесь на значительные работы Б.С.Светова [94, 95], В.Г.Романова и С.И.Кабанихина [92], В.И.Дмит-

риева [25], Л.А.Табаровского [107]. Однако наиболее последовательно, в общем теоретическом отношении эта проблема в связи также с проблемой скаляризации задач геоэлектродинамики в различных системах координат, в связи также со свойствами стороннего тока, исследована в цикле работ Б.С.Светова и В.П.Губатенко, завершено наиболее полной работой [96].

Автор развивает прикладные аспекты этого подхода в наземной импульсной электроразведке (но не ограничиваясь этим), пытаюсь последовательно реализовать ТЕ-ТМ-симметрию геоэлектромагнитного метода с искусственными источниками, что соответствует физико-математическим основам (уравнения Максвелла в слоистой среде), но, конечно, совсем не соответствует сложившейся практике. Если исключить методы постоянного тока, которые основаны как раз на применении ТМ-поля, то в современной электроразведке на переменных полях (т.е. индукционной) используется, в основном, ТЕ-поле. Каждый специалист в области электроразведки методом зондирования становлением (ЗС) легко объяснит, чем определяется поздняя стадия становления индуктивного процесса в латерально-однородной среде с изолирующим основанием (суммарной продольной проводимостью), но вряд ли широко известен ответ по поводу ТМ-процесса. Автор стремится к ТЕ-ТМ-симметрии при описании теории, но также и при описании конкретных методик, предлагая альтернативную нестационарную неиндуктивную электроразведку, основанную на применении нового наземного источника, чисто гальванического, возбуждающего только ТМ-поле, – кругового электрического диполя (КЭД).

Можно еще раз подчеркнуть, что подход с позиций "ТЕ-ТМ-дуализма" к описанию теории, развитию технических средств и практики электроразведки с контролируруемыми источниками есть тема и метод этой работы. Разумеется, автор понимает, что задача электроразведки вовсе не

состоит в реализации ТЕ или ТМ-процессов. Индуктивная электроразведка применяется и в существенно трехмерных средах, где разделение поля на Е и Н-поле проблематично. Важность ТЕ-ТМ-подхода в геоэлектрике связана с особой ролью одномерной слоистой модели среды (из признания важности одномерной модели совсем не следует достаточность одномерного подхода при интерпретации).

Теория Е и Н-полей при возбуждении источниками разных типов
(глава 1)

Теория электроразведки с контролируруемыми источниками развивалась постепенно, осваивая новые режимы работы источников. Самую значительную роль здесь играли отечественные исследователи. Работа многих специалистов кристаллизовалась в отдельных крупных трудах, среди которых книги В.Р.Бурсиана [12], Л.М.Альпина [2], Ю.В.Якубовского [131], Л.Л.Ваньяна [14], А.И.Заборовского [29], Б.С.Светова [94], И.И.Рокитянского [91], Б.К.Матвеева [50], В.А.Сидорова [97], М.С.Жданова [28], Дж.Р.Уэйта [118], А.А.Кауфмана и Г.В.Келлера [145].

Здесь предпринимаются обобщения с объявленных позиций и предлагается соответствующая общая теория для горизонтально-слоистой среды. Рассмотрены три типа источников – плоское распределение электрического тока, плоское распределение магнитного тока и вертикальный электрический источник. Это удовлетворяет нужды традиционной электроразведки, но также предусматривает возможные экзотические варианты малоглубинной геоэлектрики. Учет анизотропии среды, существенный для Е-поля, рассматривается на примере возбуждения горизонтальным магнитным диполем (элементарный магнитный ток).

Например, анализ возбуждения произвольным плоским распределением стороннего тока позволяет установить, что поле магнитного типа возбуждается ротором (\mathbf{rot}_z) этого распределения, а поле электрического типа – дивергенцией. Что немедленно определяет три класса

питающих установок на дневной поверхности – незаземленные контуры с током (индуктивное возбуждение ТЕ-поля), заземленные проводники (гальвано-индуктивное смешанного поля) и радиальный сторонний ток с азимутальной симметрией (гальваническое возбуждение ТМ-поля). Последний класс источников был ранее неизвестен и его реализация серьезно стимулирует теорию и практику электроразведки.

Другая сторона ТЕ-ТМ-подхода, использованного в главе 1, состоит в анализе соотношения между типами возбуждаемых полей и способами возбуждения. Так, например, установлено, что поле вертикального электрического диполя – поле чисто электрического типа – возбуждается двумя способами – гальванически (заземлениями) и индуктивно (отрезком тока), что находит отражение в пространственно-временной структуре поля этого источника.

При объявленном подходе вопрос о режиме возбуждения (постоянный, гармонический, импульсный ток) второстепенен, в то же время желательно рассматривать все возможности. Наибольшее внимание уделяется импульсному режиму.

Теория становления электромагнитных полей в проводящей Земле наиболее определенно начала свое развитие с классических работ А.Н.Тихонова [111, 113, 115] и С.М.Шейнмана [121], в которых определились основные способы решения прямой одномерной задачи становления. В дальнейшем в развитии теории методов нестационарного и квазистационарного электромагнитного поля в геофизике принимало участие очень большое число специалистов. На эту работу оказали непосредственное влияние, кроме уже упомянутых, работы О.А.Скугаревской [101, 102], Д.Н.Четаева [125, 126], Л.Л.Ваньяна [14], П.П.Фролова [120], В.И.Дмитриева [27], Б.С.Светова [94], Л.А.Табаровского [107], А.А.Кауфмана, Г.М.Морозовой [40], В.К.Bhattacharyya [141], J.R. Wait [118]. Автор в разное время обращался также к работам И.С.Гельфанда [17], В.Г.Астраханцева

[5], М.Н.Бердичевского [10, 11], В.В.Сочельникова [104, 105], Ф.М.Каменецкого [36], П.П.Макогонова [36], А.Б.Великина [15], Л.Б.Гасаненко [16], Д.С.Даева [21], В.В.Кормильцева [46], В.А.Белаша [9], И.А.Безрука, А.В.Куликова [7], Ю.С.Королькова [48], В.П.Губатенко [20], М.И.Эпова [128], В.Н.Шумана [122], Н.О.Кожевникова [45]. Эти и многие другие работы будут упоминаться в тексте диссертационной работы по конкретным поводам.

Как известно, частотный подход, предложенный наиболее основательно в [121], получил подавляющее применение и для этого есть известные причины. Однако, иногда складывается впечатление, что собственного математического аппарата для процесса становления в принципе нет, а желающих иметь переходной процесс отсылают сначала к частотному решению, а затем к Фурье-трансформации. Это, конечно, все условно и интеграл Фурье можно считать собственным математическим аппаратом режима становления. Однако существует другой подход к решению задачи о становлении, "во временной области", который предложил А.Н.Тихонов в [115], и автор систематически занимался его развитием.

Решение А.Н.Тихонова, а, тем более, технология его получения, известны далеко не так хорошо, как решение в частотной области, и здесь приведено его подробное построение. Наиболее сложным является аналитическое определение коэффициентов разложения по собственным функциям, и в диссертационной работе обосновано их определение в рамках стандартной теории задачи Штурма-Лиувилля.

Решение имеет известные ограничения (только в квазистационарном приближении при изолирующих верхнем и нижнем полупространствах), но позволяет легко получать асимптотические представления для поздних стадий становления в таких средах. Это дает возможность весьма наглядно показать разницу в процессах становления между индуктивной (H-поле) и гальванической (E-поле) составляющими и легко объяснить,

например, почему же всякий наземный источник (кроме КЭД) проявляет себя как только индуктивный в поздней стадии.

Таким образом, в главе 1 приводятся решения задачи становления для источников различного типа двумя способами ("решение в частотной области" и "решение во временной области"). Причем, эти два способа предлагаются как альтернативы при разделении переменных в рамках метода устанавливающих пространственных гармоник. Но важно также, что для автора при численной реализации математического обеспечения для электроразведки ЗС надежной алгоритмической опорой стал синтез этих двух подходов.

Основой интерпретационного процесса в геоэлектрике являются процедуры решения прямой и обратной одномерных задач. Обратная задача решается обычно с помощью анализа чувствительности прямой задачи к изменениям параметров среды. И обычно такой анализ проводится путем многократного использования процедуры прямой задачи. В главе 1 предлагается интегральный аналитический способ расчета производных отклика по параметрам геоэлектрического разреза. Суть способа состоит в рассмотрении вариаций краевых одномерных задач, возникающих после отделения латеральных координат, для Е и Н-мод. Практическим результатом явилось создание численных процедур прямых задач (для гармонического и режима становления), в которых расчет производных производится, при необходимости, как добавочный к сигналу продукт с незначительными дополнительными затратами машинных ресурсов.

Индуктивные импульсные зондирования (глава 2)

В главе 2 рассматриваются некоторые проблемы индуктивной импульсной электроразведки (метод переходных процессов – МПП, зондирования становлением в ближней зоне – ЗСБ и пр.), как наиболее современного и важного метода, основанного на использовании ТЕ-процесса становления в качестве базового. К тому же автор много занимался ма-

тематическим обеспечением этого способа электроразведки.

Определяющее значение в утверждении индуктивной импульсной электроразведки имели усилия А.А.Кауфмана, Г.М.Морозовой [40], В.А.Сидорова [97, 98, 100], В.В.Тикшаева [99], Ф.М.Каменецкого, Б.И.Рабиновича, А.К.Захаркина [86].

Эта работа, разумеется, ни в коей мере не претендует на систематическое и всестороннее описание метода такое, как, например, в книге В.А.Сидорова [97]. Здесь рассматриваются лишь избранные интересные ситуации, связанные со свойствами ТЕ-процесса. На изложение также явно влияют последующие главы (3 и 5), где рассматривается как раз альтернатива – неиндуктивная импульсная электроразведка, основанная на использовании ТМ-процесса.

В этой главе кроме ряда задач с использованием одномерных моделей, рассмотрен другой класс задач индуктивной импульсной электроразведки, связанный с аппроксимацией геоэлектрического разреза в условиях сильнопроводящей ВЧР (верхней части разреза). Аппроксимация состоит в замене латерально-неоднородного разреза проводящей неоднородной плоскостью. Автором предложен алгоритм расчета становления электромагнитного поля в горизонтальной проводящей пленке с произвольным распределением продольной проводимости, помещенной на некоторую глубину от дневной поверхности. В квазистационарном приближении задача сводится к двумерной задаче определения устанавливающегося распределения токов.

Квазистационарное приближение до сих пор считалось вполне достаточным для метода зондирований становлением электромагнитного поля. Однако традиционные методики исчерпывают себя, вместе с тем, технические возможности растут, становятся доступными для точных измерений сверхдлинные, наносекундные стадии процесса становления. Появляются результаты экспериментальных исследований в этой области

(например, [45]). Интегральные представления решения задачи о становлении электромагнитного поля в горизонтально-однородной среде с учетом токов смещения смещения известны, как преобразования Фурье гармонического режима, но численная реализация интегралов Фурье в этом случае (на сверхдлинных временах) – задача сложная. Здесь предлагаются иного вида полные решения во временной области, численно реализованные для простых сред с одной и с двумя границами. Впервые подобное решение задачи становления для среды с одной границей предложил в 1959 году В.К. Bhattacharyya ([141]). Однако, решения, приведенные в диссертации, содержат дополнительные элементы (особенности в моменты прихода волн), которые впервые пришлось объяснять и анализировать.

Одномерная кусочно-однородная среда – основная, базовая интерпретационная модель в геоэлектромагнитных исследованиях, в особенности, в методах становления поля с контролируемым источником. В процессе интерпретации достаточно часто обнаруживается, что базовая модель неадекватно описывает реальную среду, но любое усложнение этой модели наталкивается на трудности численной реализации. Разумеется, есть возможность применения сугубо численных методов, разностных, например, но стоит помнить о трудностях вовлечения таких методов в оперативный интерпретационный процесс. В главе 2 показано, как можно просто разрешить некоторые осложнения, оставаясь "вблизи" базовой модели и пользуясь почти теми же алгоритмическими средствами, что и для самой базовой модели. Привлекая известный метод возмущений, который и ранее использовался при решении геоэлектромагнитных задач, автор предлагает здесь несколько конкретных его применений, используя также представления о вторичных источниках. При этом рассмотрены в едином ключе в качестве элементов аппарата инверсии:

- приближенные линеаризованные решения задачи становления поля

различной размерности;

- способ приближенного учета токов смещения;

- интегральный метод определения производных поля по параметрам разреза;

- способ декомпозиции сигнала становления поля на парциальные вклады отдельных слоев;

В главе 2, при использовании программно реализованных математических средств, описанных в главах 1,2 и 4, смоделированы некоторые сложные ситуации, возникающие при интерпретации данных индуктивной импульсной электроразведки. Прежде всего, автор стремился показать, что одномерный подход к интерпретации требует осторожного обращения в случае применения соосных установок при зондированиях, и мало применим при интерпретации разнесенных и площадных зондирований. Проявления этой некорректности (применения одномерного подхода) могут быть разнообразны. В частности, здесь приведен ранее не известный, насколько можно было убедиться, пример столь сложного поведения кривой разнесенных зондирований, что это делает очевидным некорректность такого устоявшегося приема, как применения трансформации в кажущееся сопротивление. Даже по отношению к данным, относящимся к одномерной слоистой модели.

Критикуя слишком упрощенный подход, автор предлагает возможный способ оперативной, разумно и максимально упрощенной, но, по сути, все-таки трехмерной интерпретации площадных данных на основе томографического подхода с использованием линеаризованного (в борновском смысле) аппарата. Автор считает проблему оперативной трехмерной инверсии наиболее актуальной сейчас для индуктивной импульсной электроразведки и выносит на обсуждение предварительные результаты по развитию возможного подхода к оперативной трехмерной интерпретации, основанного на томографической технологии. Томографическая

инверсия есть один из способов решения обратной задачи, в котором есть некоторая определенная специфика. Прежде всего от томографической инверсии ждут весьма оперативного результата в виде некоторых изображений среды (объемных или разрезов). Это достигается за счет известных упрощений. Для томографической инверсии характерно использование приближенного, обычно, линеаризованного решения прямой задачи. Такая постановка проблемы предусматривает привлечение эффективного аппарата линейной инверсии. Приближение (линеаризация) может сопровождаться и упрощениями модели физического процесса. Характерным для томографического подхода является также приближенное, но достаточно подробное и универсальное описание среды (или возмущения некоторого параметра среды), как совокупности стандартных, однородных внутри элементов. Центральным пунктом в предлагаемом подходе является эффективное решение прямой задачи в приближенном, линеаризованном представлении. Совокупность экспериментальных наблюдений, полученных при различных условиях (время регистрации, положение источника, точка наблюдения) необходимо соотнести с соответствующими линеаризованными представлениями, в результате чего получается линейная система для определения некоторой совокупности кусочно-постоянных возмущений проводимости.

В главе 2 на синтетическом и полевом материале демонстрируются примеры томографической обработки данных электромагнитных зондирований.

Поле электрического типа в электроразведке (глава 3)

В главе 3 анализируются свойства ТМ-поля, возбуждаемого контролируемыми источниками в геоэлектрической среде. Наличие вертикальной компоненты электрического поля – важнейший физический аспект применения ТМ-поля в геоэлектромагнитных исследованиях. Поле электрического типа иначе взаимодействует с геологической средой, нежели поле

магнитного типа. Прежде всего, мы сталкиваемся с влиянием анизотропии. Можно сделать общее замечание, что ТМ-поле менее "естественно" для горизонтально-слоистого разреза, нежели ТЕ-поле, образующее систему только горизонтальных токов. Это проявляется, например, в более быстром затухании ТМ-отклика, что приводит к тому, что электрическая горизонтальная линия, возбуждающая поля обоих типов, в поздней стадии становления является фактически индуктивным источником. Так что для практического использования ТМ-процесса необходимо применять источник, не возбуждающий совсем ТЕ-поля. Такой источник давно известен – это вертикальный электрический диполь, размещаемый в скважинах. Однако, кроме ограничений технического плана, связанных со скважинами (или их отсутствием) тут таится еще один подводный камень: скважины имеют наклоны, а самые небольшие отклонения от вертикали приводят к появлению медленно затухающего поля магнитного поля.

В свое время ([76], 1982г.) мы предложили наземный аналог вертикальной электрической линии – круговой электрический диполь (КЭД). Возбуждение среды производится изотропным радиальным распределением стороннего тока, что реализуется набором радиальных электрических линий. Геометрия такого источника управляема и контролируема. Теперь, в этой работе, в главе 1 на теоретическом уровне показано, что такое распределение стороннего тока есть необходимое условие возбуждения переменного ТМ-поля с дневной поверхности. В главе 3 строится теория КЭД (а тем самым и теория контролируемого ТМ-поля), в развитии которой нам существенную помощь и, что еще дороже, моральную поддержку оказал Дж.Р.Уэйт.

Надо заметить, что в силу одностороннего развития индукционной электроразведки (использование только ТЕ-поля) свойства ТМ-поля оказались неизучены и неизвестны. Этот пробел, насколько возможно, вос-

полняется в главе 3, где ТМ-поле анализируется в частотной и временной областях с привлечением обычных моделей и приближений (полупространство, более сложные модели сред, низкие частоты, сверххранение, ранние и поздние стадии). Эти свойства, особенно переходного ТМ-процесса, весьма необычны с точки зрения более привычного процесса магнитного типа. Процесс не определяется только суммарной продольной проводимостью, динамические характеристики также иные, нежели ТЕ-процесса. Спад более быстрый, а в средах с изолирующим основанием – экспоненциальный. Причем, показатель экспоненты зависит, в принципе, от всех параметров геоэлектрического разреза, что обеспечивает уникальную разрешающую способность ТМ-процесса. Известная S-эквивалентность недействительна по отношению к ТМ-процессу. Впрочем, для ТМ-процесса не существует и такая популярная модель, как "S-плоскость в воздухе" (а набор таких плоскостей не заменяет реальную среду ни в коей мере).

Таким образом, возможность возбуждения чистого ТМ-поля существует, но можно ли измерить его? В режиме становления в силу способа возбуждения (прямой ток) и характера электрического поля (наличие вертикальной компоненты) измерения окажутся в значительной или в подавляющей степени относящимися к процессам ВП. Впрочем, это не означает, что ТМ-процесс становления нельзя использовать для изучения распределения электропроводности среды. Именно такой метод описан в главе 5.

Все же роль ТМ-поля в индукционной электроразведке пока незначительна, хотя, напомним, до возникновения индукционного метода постоянное ТМ-поле было единственной основой электроразведки. В главе 3 приведены некоторые результаты, полученные автором для методов постоянного тока, конкретно, для наземно-скважинной электроразведки, в той части, в которой они достаточно оригинальны и в тех ситуациях, где

проявления свойств постоянного ТМ-поля наиболее характерны. Эти ситуации возникают при применении в качестве источника вертикального электрического диполя (или линии) в средах с изолирующим основанием.

В своих исследованиях по наземно-скважинной электроразведке автор опирался на работы В.Н.Дахнова [23], И.М.Блоха, А.М.Загармистра [13], В.С.Карпия [38], Н.А.Киричека [43], В.М.Сапожникова [93], В.Д.Кукурузы [49], В.С.Моисеева [74], А.П.Яковлева [130] и получал результаты в сотрудничестве с Б.И.Рабиновичем, Н.Н.Тарло, А.М.Гендельманом. На взгляд самого автора, его вклад состоит в развитии достаточно оперативного двухмерного математического моделирования на основе решения краевых задач оригинальным способом частичного разделения переменных; в построении методики приближенного учета колонны при математическом моделировании; в предложенном способе оконтуривания протяженных неоднородностей.

Программное математическое обеспечение индукционной электроразведки (глава 4)

В главах 1-3 приводились результаты, в основном, теоретических исследований. В главе 4 предъясняется один из прикладных результатов этих исследований, состоящий в создании комплексов программ для геоэлектрики с контролируемыми источниками, главным образом, для зондирования становлением. Собственно, в 1-3 главах многие теоретические выводы и результаты иллюстрировались расчетами с использованием этого матобеспечения (пакет MAGsoft, комплекс ПОДБОР)

В истории электроразведки процесс программной реализации базовых (одномерных) прямых задач во временной области до степени оперативного расчета занял длительный период времени и связан, с одной стороны, с решением алгоритмических проблем, с другой – с развитием вычислительной техники. Следует отметить исследователей, которые, вно-

ся большой вклад в теорию, проложили также путь к численной реализации решений прямых задач становления: Л.Л.Ваньян [14], А.А.Кауфман, Г.М.Морозова [39], Л.А.Табаровский, В.П.Соколов [108], М.И.Эпов [128, 129], В.А.Филатов, В.П.Лепешкин, W.L.Anderson [137, 138, 139, 140].

Особенностями созданного нами матобеспечения являются:

1) последовательное применение провозглашенного в этой работе ТЕ-ТМ-дуального подхода к решению прямых задач геоэлектрики с искусственными источниками;

2) синтез "решений в частотной области" и "решений во временной области";

3) интегральный способ расчета производных сигнала по параметрам разреза по тому же алгоритму и параллельно расчету самого сигнала.

Прежде всего речь идет о пакете программ MAGsoft расчета прямых 1D-задач электромагнитных зондирований становлением поля. Возможен расчет полей для следующих контролируемых источников:

горизонтальный электрический диполь (ГЭД);

вертикальный электрический диполь (ВЭД);

вертикальный магнитный диполь (ВМД);

круговой электрический диполь (КЭД).

Таким образом, включены все типы источников для ЗС: чисто индуктивный (только ТЕ-поле) – ВМД, чисто гальванический (только ТМ-поле) – КЭД, гальвано-индуктивный источник ТМ-поля – ВЭД и смешанный гальвано-индуктивный источник смешанного же поля – ГЭД.

Для каждого из этих источников предусмотрено:

расчет всех компонент, включая производные магнитной индукции;

помещение точки наблюдения в любом месте (глубине) разреза;

помещение самого источника в любом месте (глубине) разреза;

возбуждение импульсом тока произвольной формы.

Единообразной алгоритмической основой пакета программ является

синтез двух решений для устанавливающихся полей, известных как решение в частотной области (с последующей трансформацией Фурье) и решение непосредственно во временной области, предложенное в свое время А.Н.Тихоновым и развитое нами. Горизонтально-слоистый разрез может включать до 20 слоев (условное ограничение). Время расчета зависит от числа слоев и практически определяется первыми секундами (PC IBM Pentium).

Если пакет программ MAGsoft имеет научно-методическое значение для методов ЗС в целом, то комплекс ПОДБОР создан, как матобеспечение конкретного метода (ЗСБ-МПП) и получил широкое практическое применение. Подобных программных продуктов было создано довольно много в мире, однако, к наиболее значительным и выдержавшим испытание временем относятся системы ЭРА (Л.А.Табаровский, М.И.Эпов, И.Н.Ельцов, [128]) и ПОДБОР (В.С.Могилатов, А.В.Злобинский, [59]) в России и TEMIX (Ch.H. Stoyer, W.L.Anderson, [139, 140]) на Западе. Это объясняется удачным созданием развитого пользовательского графического интерфейса и оригинальным в каждом случае решением проблемы быстрого действия процедуры решения основной (многослойной) прямой задачи.

Комплекс программ ПОДБОР для интерактивной интерпретации данных ЗСБ (МПП) на персональных ЭВМ типа IBM PC создан на основе алгоритмов, описанных в главе 1 и 2. Основные вычислительные процедуры написаны В.С.Могилатовым. Некоторые вычислительные процедуры, организацию функционального взаимодействия и графический интерфейс реализовал А.В.Злобинский. Соавторами отдельных компонент Комплекса являются также А.К.Захаркин (система ПРОФИЛЬ), М.И.Эпов и Е.Ю.Антонов (программа FAST3D 3.0).

Особенностью комплекса является использование решения во временной области, а также синтез такого решения и традиционного решения в

частотной области. Другой важной особенностью является наличие процедуры расчета прямой задачи, реализующей также аналитический, интегральный способ расчета производных по параметрам модели среды.

Создание и развитие комплекса стимулировалось требованиями высококвалифицированных пользователей – геофизиков (практиков и исследователей) из различных организаций. Следует отметить В.В.Лифшица, Г.М.Тригубовича, Г.А.Исаева, Н.Н.Тарло, В.М.Бубнова, М.М.Goldman (Израиль), а также специалистов компании CRA Exploration Pty Limited (Австралия) R.Smith, J.Paine, R.Lane. Особое значение имели постоянное внимание и использование большого опыта практических работ по ЗСБ А.К.Захаркина. Авторы глубоко благодарны этим специалистам.

Комплекс ПОДБОР имеет совершенно самостоятельное значение, но в контексте этой работы описание этого матобеспечения приведено, как пример прямого практического использования теоретических разработок, представленных в главах 1 и 2.

Кроме крупных программных объектов MAGsoft и ПОДБОР, обслуживающих квазистационарный режим становления, на основе математического аппарата, построенного в главе 1, программно реализованы алгоритмы расчета для других режимов. В частности:

- 1) программа для расчета поля произвольно ориентированного магнитный диполь с гармоническим режимом в слоистой анизотропной среде – для целей электроразведки и индукционного каротажа (с оперативным расчетом производных по параметрам разреза);
- 2) аналогичная программа для источника постоянного тока;
- 3) программы расчета процесса становления с учетом токов смещения для простых сред.

Зондирования вертикальными токами (глава 5)

В главе 5 описывается новый метод индукционной электроразведки – зондирования вертикальными токами (ЗВТ), как конкретный и важный

практический результат общего подхода, использованного в этой работе и теории, развитой в этой работе. Название метода отражает физическую основу, которой является ТМ-поле, имеющее вертикальную компоненту электрического поля. Переходной ТМ-процесс возбуждается круговым электрическим диполем, точнее сказать, приближенной реализацией такого источника системой радиальных линий. Согласно теории, развитой в главах 1 и 3, на дневной поверхности горизонтально-слоистой среды в квазистационарном приближении магнитное поле отсутствует, а фиксируется только радиальная компонента электрического поля. Эту ситуацию можно использовать различным способом. В практически развиваемой сейчас модификации (ЗВТ-М) производятся площадные наблюдения магнитного поля, само наличие которого связано с латеральными нарушениями геоэлектрического разреза. Таким образом, в такой модификации не определяется и не изучается горизонтально-слоистая структура. Хотя по аналогии с индуктивной можно охарактеризовать ЗВТ в целом, как неиндуктивную импульсную электроразведку, имея ввиду используемый базовый гальванический (неиндуктивный, ТМ) процесс, в ЗВТ-М тонкость состоит в том, что регистрируется все же индуктивный сигнал от вторичных источников (неоднородностей). История ЗВТ пока коротка и совпала с трудным периодом для российской геофизики и, особенно, для электроразведки. Тем не менее, проведены полевые работы с рудным и нефтяным объектами, создано уже второе поколение аппаратуры. В этой главе существенное место занимает описание первых полевых работ.

В целом необходимо отметить, что материал этой работы, за редкими исключениями, ограничен классическим электродинамическим подходом при использовании классических моделей сред. Как можно объяснить появление такой работы в то время, как публикации свидетельствуют о концентрации интереса и усилий в области изучения процессов ВП

и других феноменов, не объясняемых в этих рамках? В российской периодике уже обсуждается высокоразрешающая электроразведка (ВРЭ), как практика систематических наблюдений и использования проявлений таких феноменов. Наш ответ состоит в том, что ясное представление о электродинамической основе, трехмерный подход к интерпретации и поверенная, стандартизованная аппаратура – совершенно необходимый фон для фиксации и анализа новых явлений. Эта работа полезна по первому пункту и предлагает некоторые возможности по второму. Кроме того, предлагается и новая экспериментальная установка, возбуждающая процесс электрического типа и позволяющая исследовать анизотропию среды.

Закрывая вступительную часть, заметим, что практически все теоретические разработки, приведенные в работе, реализованы. Эта касается, во-первых, математического аппарата, реализованного в виде апробированного программного математического обеспечения. Таким образом, достоверность результатов проведенных исследований основана на сравнении результатов численного моделирования либо с результатами, полученными самим автором с использованием других подходов (например, применялось сравнение расчетов процесса становления частотным способом и с использованием решения А.Н.Тихонова), либо с результатами, полученными другими исследователями и другими методами (математическими и физическими). Достоверность построенного математического аппарата подтверждается также многолетним практическим использованием программного комплекса ПОДБОР. Во-вторых, реализован декларированный подход к электроразведке с контролируруемыми источниками, как двуединой, в виде вновь предложенного и опробованного в полевых условиях метода импульсной электроразведки – зондирования вертикальными токами. При этом достоверность построенной теории проверялась при физическом моделировании и в полевых условиях.

Глава 1

ТЕОРИЯ Е- И Н-ПОЛЕЙ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ИСТОЧНИКАМИ РАЗНЫХ ТИПОВ

Поля электрического и магнитного типа являются физическими реалиями. Мы это покажем, но сейчас нашей целью является построить такие решения одномерных задач контролируемой геоэлектрики, которые и по форме бы являлись суперпозицией полей магнитного и электрического типа при явно обозначенной связи этой формы со свойствами источника (стороннего тока). Как мы уже говорили, в наиболее общем виде этот вопрос обсуждался в работе Б.С.Светова и В.П.Губатенко [96]. В этом смысле эта работа является развитием прикладных и конкретных аспектов этой теории. Напомним, что поле магнитного типа определяется отсутствием вертикальной к границам раздела среды электрической составляющей, а поле электрического типа определяется отсутствием вертикальной магнитной составляющей. Собственно, одна из главных целей этой работы состоит в том, чтобы показать, что такое разделение общего поля позволяет наиболее просто и эффективно решить прямую задачу, а также и имеет твердые физические основания, что проявляется в соответствии основных способов возбуждения определенным типам полей (гальваническое возбуждение – ТМ-поле, индуктивное возбуждение

– ТЕ-поле). Таким образом, это разделение есть тема и метод предлагаемой работы.

Проблема в том, что обычный способ скаляризации уравнений Максвелла – введение потенциалов не приводит сразу и очевидным образом к желаемому результату. Наиболее удобный и прямой путь подсказывается самими определениями ТМ и ТЕ-полей, по которым вертикальная магнитная компонента общего поля принадлежит только полю магнитного типа, а вертикальная электрическая составляющая общего поля принадлежит только полю электрического типа. Этим мы и воспользуемся ниже.

Еще следует пояснить наш выбор источников. Анализ проблем электроразведки с контролируруемыми источниками с точки зрения разделения на поля магнитного и электрического типа имеет тем большее значение, чем большая общность предусмотрена в определении источника. Есть соблазн рассмотреть произвольное объемное распределение стороннего тока и решить задачу в самом общем виде. Однако, имея ввиду большую наглядность и связь с электроразведочной конкретикой, мы предлагаем рассмотреть по отдельности три типа источников. Первый образуется множеством всех питающих установок, образованных отрезками проводов с током и заземлениями в плоскости дневной поверхности. Это множество можно описать, введя плоское горизонтальное распределение стороннего тока. Второй тип источника — вертикальный сторонний ток. Решение для любого объемного распределения стороннего тока можно свести к решениям для этих двух типов источников, однако в некоторых случаях удобнее ввести источник, как сторонний "магнитный ток".

Режим источника предусматривается произвольным во времени, но синхронный. Решения для режима становления предлагаются в виде интеграла Фурье, а также способом (в квазистационарном приближении, при ограничениях на проводимость основания), предложенным А.Н.Ти-

хоновым, суть которого состоит в сведении задачи к задаче Штурма-Лиувилля. Развитие этого способа решения задачи становления является важной частью предлагаемой в главе 1 теории.

1.1 Возбуждение горизонтальным токовым листом

Рассмотрим распределение поверхностной плотности (в А/м) стороннего тока, меняющегося синхронно $-\mathbf{j}^{\text{CT}}(x, y) \cdot q(t)$, располагаемого на любой (фактической или фиктивной) границе горизонтально-слоистого разреза. Этой границей может быть дневная поверхность или другая горизонтальная плоскость выше или ниже дневной поверхности. Такое описание источника включает в себя традиционные питающие установки, образованные отрезками провода и и точечными заземлениями, но также и менее привычные установки с распределенными проводниками и заземлениями. Например, для трех основных источников в наземной электроразведке – горизонтальный электрический диполь (ГЭД или линия – ГЭЛ), петля и круговой электрический диполь (КЭД) (рис.1.1б) поверхностная плотность определяется следующим образом:

1. ГЭЛ — $j_x^{\text{CT}}(x, y) = I \cdot \delta(y) \cdot [U(x + dx_0/2) - U(x - dx_0/2)],$

2. петля — $j_\varphi^{\text{CT}}(r) = I \cdot \delta(r - a),$

3. КЭД — $j_r^{\text{CT}}(r) = \frac{I}{2\pi r} \cdot [U(r - r_0 + dr_0/2) - U(r - r_0 - dr_0/2)],$

где $U(x)$ - функция Хевисайда, $\delta(x)$ - дельта-функция Дирака, dx_0 - длина ГЭЛ, a - радиус токовой петли, r_0 - радиус КЭД. Заметим, что допущение синхронности изменения тока в каждой точке источника может быть физически некорректным при рассмотрении сверхдлинных времен (при необходимости учета токов смещения и конечной скорости распространения).

Примем одномерную кусочно-однородную геоэлектрическую модель, изображенную на рис.1.1а. Каждый слой изотропен, а учет анизотро-

пии, существенный для ТМ-поля, мы продемонстрируем в другом разделе (этот раздел несколько перегружен). Ось z направлена вниз.

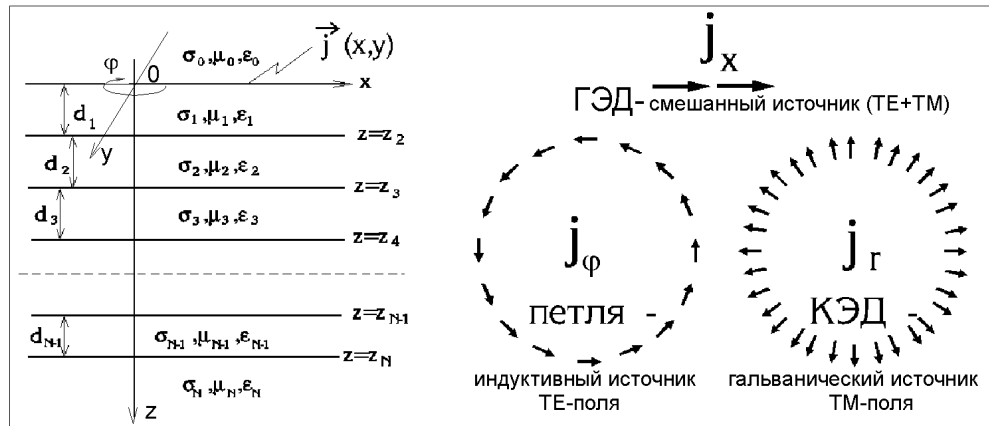


Рис. 1.1: Модель среды и основные типы конфигураций стороннего тока.

Сейчас нашей задачей будет наиболее отчетливо показать связь между конфигурацией стороннего тока и типом возбуждаемого поля. Поясняя наш подход и предваряя результаты, мы можем сказать, что незаземленная петля есть чисто индуктивный источник, возбуждающий в слоистой Земле только ТЕ-поле, КЭД есть чисто гальванический источник, возбуждающий ТМ-поле, наконец, горизонтальный электрический (заземленный) диполь есть смешанный источник, фактически, составленный из трех - токового отрезка (индуктивный источник) и двух точечных заземлений (гальванические источники) (рис.1.1б).

1.1.1 Моды и нестационарные процессы магнитного и электрического типов

Итак, в каждом однородном слое ($i = 0, 1, \dots, N$) мы должны решить систему уравнений Максвелла:

$$\text{rot}\mathbf{H} = \sigma_i\mathbf{E} + \varepsilon_i \frac{\partial\mathbf{E}}{\partial t}, \quad (1.1)$$

$$\text{rot}\mathbf{E} = -\mu_i \frac{\partial\mathbf{H}}{\partial t}, \quad (1.2)$$

$$\text{div}\mathbf{E} = 0, \quad (1.3)$$

$$\operatorname{div}\mathbf{H} = 0. \quad (1.4)$$

На границах между слоями непрерывны горизонтальные компоненты поля (H_x, H_y, E_x, E_y) . На границе $(z = z_l)$, в плоскости которой содержится поверхностный сторонний ток, должны выполняться особые условия, являющиеся следствием первого уравнения (1.1):

$$\begin{aligned} [H_x]_{z=z_l} &= -j_y^{\text{CT}}(x, y) \cdot q(t), \\ [H_y]_{z=z_l} &= j_x^{\text{CT}}(x, y) \cdot q(t), \\ [E_x]_{z=z_l} &= 0, \\ [E_y]_{z=z_l} &= 0. \end{aligned} \quad (1.5)$$

Здесь и далее $[F]$ обозначает скачок функции F , а $[F]_{z=z_i}$ – скачок при переходе границы $z = z_i$. Заметим, что, принимая (1.5) в таком виде, мы пренебрегаем влиянием материального носителя стороннего тока, как части геоэлектрической среды.

Как мы уже говорили, способ скаляризации задачи (1.1)-(1.5) определяется нашим желанием разделить общее поле на М и Е-поле. Поскольку компонента E_z принадлежит только Е-полю, а H_z принадлежит только Н-полю, то выразив горизонтальные компоненты через вертикальные, мы, тем самым, сделаем первый шаг к разделению общего поля (такой способ скаляризации использован, например, в [107], можно заметить также, что это близко к решению, предложенному Бромвичем [4]). Из (1.1)-(1.4) получаем следующие выражения горизонтальных компонент через вертикальные:

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = \sigma_i E_z + \varepsilon_i \frac{\partial E_z}{\partial t}, \quad (1.6)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -\mu_i \frac{\partial H_z}{\partial t}, \quad (1.7)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} = -\frac{\partial H_z}{\partial z}, \quad (1.8)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} = -\frac{\partial E_z}{\partial z}. \quad (1.9)$$

Поставим теперь задачу для E_z и H_z . Они должны в каждом слое удовлетворять уравнению

$$\Delta F = \mu_i \sigma_i \frac{\partial F}{\partial t} + \mu_i \varepsilon_i \frac{\partial^2 F}{\partial t^2}, \quad F = E_z, H_z, \quad (1.10)$$

на границах ($z = z_i$, $i = 1, 2, \dots, N$), учитывая (1.5-1.9), имеем:

$$\left[\sigma E_z + \varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} \right] = \left[\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right] = \begin{cases} \operatorname{div} \vec{j}^{\text{CT}} q(t), & i = l \\ 0, & i \neq l \end{cases}, \quad (1.11)$$

$$\left[\frac{\partial E_z}{\partial z} \right] \Big|_{z=z_i} = 0, \quad (1.12)$$

$$[\mu H_z] \Big|_{z=z_i} = 0, \quad (1.13)$$

$$\left[\frac{\partial H_z}{\partial z} \right] = - \left[\frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} \right] = \begin{cases} \operatorname{rot}_z \vec{j}^{\text{CT}} q(t), & i = l \\ 0, & i \neq l \end{cases}. \quad (1.14)$$

К условиям (1.10)-(1.14) необходимо также добавить условия излучения для функций E_z , H_z .

Теперь можно заметить, что уже получен важный результат. Проблема с произвольным плоским источником разделена на две независимые задачи для скалярных функций, которые совершенно по разному зависят от заданного распределения стороннего тока.

Решаем эти задачи разделением переменных. Поскольку распределение $\vec{j}^{\text{CT}}(x, y)$ пока произвольно, используем двухмерное преобразование Фурье по координатам x и y , которое определяется следующим образом:

$$f(x, y, z) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f^*(\xi, \eta, z) e^{i\xi x} e^{i\eta y} d\xi d\eta, \quad (1.15)$$

$$f^*(\xi, \eta, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y, z) e^{-i\xi x} e^{-i\eta y} dx dy. \quad (1.16)$$

В осесимметричном варианте, когда функция f зависит только от $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, пара двойных преобразований Фурье эквивалентна паре пре-

образований Ганкеля:

$$f(r, z) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} f^*(\lambda, z) J_0(\lambda r) \lambda d\lambda, \quad (1.17)$$

$$f^*(\lambda, z) = 2\pi \int_0^{\infty} f(r, z) J_0(\lambda r) r dr, \quad (1.18)$$

где $\lambda = \sqrt{\xi^2 + \eta^2}$. Двойное преобразование Фурье удобно здесь для построения теории, практически же, в каждом конкретном случае, по причине одномерности среды, всегда можно обойтись одномерным преобразованием Ганкеля.

Нетрудно видеть, что определяя

$$\begin{aligned} E_z^*(z, t, \xi, \eta) &= V(z, t, \lambda) D^*(\xi, \eta), \\ H_z^*(z, t, \xi, \eta) &= X(z, t, \lambda) R^*(\xi, \eta), \end{aligned} \quad (1.19)$$

где

$$D^* = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \operatorname{div} \mathbf{j}^{\text{CT}}(x, y) e^{-i\xi x} e^{-i\eta y} dx dy, \quad (1.20)$$

$$R^* = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \operatorname{rot}_z \mathbf{j}^{\text{CT}}(x, y) e^{-i\xi x} e^{-i\eta y} dx dy, \quad (1.21)$$

мы сводим задачу к нахождению двух совершенно независимых друг от друга и от конфигурации источника функций X и V , которые в каждом ($i = 0, 1, \dots, N$) однородном слое удовлетворяют одному и тому же уравнению, но разным условиям на границах ($z = z_i, i = 1, 2, \dots, N$):

$$\frac{\partial^2 F}{\partial z^2} - \lambda^2 \cdot F = \mu_i \sigma_i \frac{\partial F}{\partial t} + \mu_i \varepsilon_i \frac{\partial^2 F}{\partial t^2}, \quad i = 0, 1, \dots, N, \quad F = X, V,$$

а) для функции X б) для функции V

$$\begin{aligned} [\mu X]|_{z=z_i} &= 0, & \left[\sigma V + \varepsilon \frac{\partial V}{\partial t} \right] &= \begin{cases} q(t), & i = l \\ 0, & i \neq l \end{cases}, \\ [X'_z] &= \begin{cases} q(t), & i = l \\ 0, & i \neq l \end{cases}, & [V'_z]|_{z=z_i} &= 0, \\ X &\rightarrow 0, & V &\rightarrow 0, \quad |z| \rightarrow \infty. \end{aligned} \quad (1.22)$$

С математической точки зрения эти две краевые задачи легко объединить в одну с обобщенными условиями на границе. Как раз этого мы делать не собираемся, поскольку эта работа и посвящена далеко идущим последствиям от этих небольших математических различий. Эти краевые задачи мы будем решать ниже. Сейчас обсудим общий вид решения (Фурье-образ) для всех компонент. Применяя преобразование Фурье к равенствам (1.6)-(1.9) и выражая образы горизонтальных компонент через образы вертикальных, получим, что в каждом слое:

$$H_x^* = \bar{\eta} \cdot (\sigma_i V + \varepsilon_i \dot{V}) \cdot D^* + \bar{\xi} X_z' R^*, \quad (1.23)$$

$$H_y^* = -\bar{\xi} \cdot (\sigma_i V + \varepsilon_i \dot{V}) \cdot D^* + \bar{\eta} X_z' R^*, \quad (1.24)$$

$$H_z^* = X R^*, \quad (1.25)$$

$$E_x^* = \bar{\xi} V_z' D^* - \bar{\eta} \mu_i \dot{X} R^*, \quad (1.26)$$

$$E_y^* = \bar{\eta} V_z' D^* + \bar{\xi} \mu_i \dot{X} R^*, \quad (1.27)$$

$$E_z^* = V D^*, \quad (1.28)$$

где $\bar{\xi} = \frac{i\xi}{\lambda^2}$, $\bar{\eta} = \frac{i\eta}{\lambda^2}$, $i = 0, 1, \dots, N$.

Таким образом, поведение поля со временем описывается двумя независимыми функциями, V и X , разного типа. Иначе говоря, процесс установления поля произвольного источника есть суперпозиция двух различных процессов. Вклад каждого процесса определяется коэффициентами D^* и R^* , т.е., согласно (1.20) и (1.21), конфигурацией источника (стороннего тока) посредством значений функций $\text{div} \mathbf{j}^{\text{CT}}(x, y)$ и $\text{rot}_z \mathbf{j}^{\text{CT}}(x, y)$. Понятно, вспоминая физический смысл дивергенции и ротора, что одна составляющая определяется стоками или, в нашем случае, током, стекающим (втекающим) с заземлений (возбуждается гальваническим путем), а другая составляющая зависит от вихревой компоненты в распределении стороннего тока (возбуждается индуктивным путем). Пользуясь полученным представлением решения для произвольного источника, можно целенаправленно изменять конфигурацию источника, добиваясь подав-

ления гальванической компоненты или индуктивной. Впрочем, подавление гальванической составляющей процесса, причем, полное (всюду $\text{div}\mathbf{j}^{\text{CT}}(x, y) = 0$), давно известно и известно и применяется – это незаземленный контур с током.

1.1.2 Токовая петля – индуктивный источник

Возьмем такой особый случай, как распределение стороннего тока с азимутальной симметрией. Здесь также имеется много возможностей, но мы примем, что в полярной системе координат имеется только $j_\varphi^{\text{CT}}(r)$, причем $j_\varphi^{\text{CT}}(r) = I \cdot \delta(r - a)$. Это значит, что рассматривается круглая (радиус a) токовая петля. Итак, в цилиндрической системе координат получим:

$$\text{div}\mathbf{j}^{\text{CT}} = \frac{1}{r} \frac{\partial j_\varphi^{\text{CT}}}{\partial \varphi} = 0,$$

$$\text{rot}_z \mathbf{j}^{\text{CT}} = \frac{1}{r} \frac{\partial (r j_\varphi^{\text{CT}})}{\partial r} = I \cdot [\delta(r - a)/r + \delta'(r - a)].$$

Следовательно, $D^* = 0$ и этот источник – чисто индуктивный (конечно, мы это подозревали).

Что касается функции R^* , то воспользовавшись азимутальной симметрией и перейдя от преобразований Фурье (1.15)-(1.16) к преобразованиям Ганкеля (1.17)-(1.18), а также вспоминая определение дельта-функции Дирака и ее производных, получим

$$R^* = 2\pi I \int_0^\infty [\delta(r - a)/r + \delta'(r - a)] J_0(\lambda r) r dr = 2\pi I \cdot \lambda a J_1(\lambda a). \quad (1.29)$$

Нетрудно видеть, учитывая (1.23)-(1.28), что в цилиндрической системе координат отличны от 0 компоненты H_r , H_z и E_φ . Например, компонента E_φ в i -ом слое представится в следующем виде:

$$E_\varphi(r, z, t) = \frac{M_z \mu_i}{\pi a} \int_0^\infty J_1(\lambda r) \cdot J_1(\lambda a) \lambda \frac{\partial X(z, t, \lambda)}{\partial t} d\lambda, \quad (1.30)$$

где $M_z = I \cdot \pi a^2$ – определяется, как момент источника. В теории обычно рассматривается петля бесконечно малого радиуса, но с конечным моментом – вертикальный магнитный диполь (ВМД). В этом случае $J_1(\lambda a) \simeq \lambda a/2$ и (1.30) примет вид

$$E_\varphi(r, z, t) = \frac{M_z \mu_i}{2\pi} \int_0^\infty J_1(\lambda r) \cdot \lambda^2 \frac{\partial X(z, t, \lambda)}{\partial t} d\lambda. \quad (1.31)$$

1.1.3 Круговой электрический диполь – неиндуктивный источник

Построим теперь такой источник, который возбуждал бы поле только гальваническим путем. Мы должны потребовать, чтобы $R^* \equiv 0$ или на всей плоскости $z = 0$ (в полярной системе координат)

$$\text{rot}_z \vec{j}^{\text{CT}} = \frac{1}{r} \left[\frac{\partial(r j_\varphi^{\text{CT}})}{\partial r} - \frac{\partial j_r^{\text{CT}}}{\partial \varphi} \right] = 0. \quad (1.32)$$

Очевидное решение – это осесимметричное распределение стороннего тока, имеющего только радиальную компоненту $j_r^{\text{CT}}(r)$. Зависимость от r формально может быть любой, но пока примем элементарную модель. Пусть плотность стороннего тока (меняющегося синхронно, как $q(t)$), отлична от 0 только вблизи окружности радиуса r_0 (рис. 1b), т.е.,

$$j_r^{\text{CT}}(r) = \frac{I}{2\pi r} \cdot [U(r - r_0 + dr_0/2) - U(r - r_0 - dr_0/2)], \quad (1.33)$$

где $U(x)$ - функция Хевисайда. Такая конфигурация стороннего тока позволяет говорить о радиальном способе возбуждения. Будем называть такой источник круговой электрический диполь (КЭД). Получим конкретное решение для компонент устанавливающегося поля, возбуждаемого таким источником.

В соответствии с предлагаемым нами алгоритмом, мы должны сначала рассмотреть

$$\text{div} \vec{j}^{\text{CT}} = \frac{1}{r} \frac{\partial(r j_r^{\text{CT}})}{\partial r} = \frac{I}{2\pi r} [\delta(r - r_0 + dr_0/2) - \delta(r - r_0 - dr_0/2)]. \quad (1.34)$$

Наш источник таков, что дивергенция поверхностной плотности тока, повсюду равна 0, кроме точек двух концентрических окружностей (точек заземления), где дивергенция принимает бесконечные значения. Заметим, что между этими окружностями, в области, где протекает радиальный ток, дивергенция также равна 0 (как и ротор). Можно сказать, что источник возбуждения в этом случае – именно заземления (или ток, стекающий с них), в отличие от петли, где магнитное поле тока возбуждает поле, а заземлений нет. В другой форме можно сказать, что такая система токов не имеет собственного магнитного поля (и носитель-проводник – собственной индуктивности).

Итак, далее мы должны определить функцию D^* . При $dr_0/r_0 \rightarrow 0$ можно заменить в (1.34) разность дифференциалом и мы получаем:

$$\begin{aligned} D^*(\lambda) &= 2\pi \int_0^\infty \operatorname{div} \vec{j}^{\text{CT}} J_0(\lambda r) r dr = \\ &= 2\pi \int_0^\infty \left[\frac{I dr_0}{2\pi r} \delta'(r - r_0) \right] J_0(\lambda r) r dr = I dr_0 \cdot \lambda J_1(\lambda r_0). \end{aligned} \quad (1.35)$$

Наконец, в цилиндрической системе координат, мы получим следующие выражения для ненулевых компонент поля КЭД в i -том слое:

$$H_\varphi(r, z, t) = -\frac{I dr_0}{2\pi} \int_0^\infty J_1(\lambda r) J_1(\lambda r_0) \left[\sigma_i V(z, t, \lambda) + \varepsilon_i \frac{\partial V(z, t, \lambda)}{\partial t} \right] \lambda d\lambda, \quad (1.36)$$

$$E_r(r, z, t) = -\frac{I dr_0}{2\pi} \int_0^\infty J_1(\lambda r) J_1(\lambda r_0) \frac{\partial V(z, t, \lambda)}{\partial z} \lambda d\lambda, \quad (1.37)$$

$$E_z(r, z, t) = \frac{I dr_0}{2\pi} \int_0^\infty J_0(\lambda r) J_1(\lambda r_0) V(z, t, \lambda) \lambda^2 d\lambda. \quad (1.38)$$

Таким образом, поле КЭД ортогонально полю петли. Поле петли поперечно-электрическое или ТЕ-поле и, значит, поле КЭД – поперечно-магнитное или ТМ-поле. Отметим пока только одну, наиболее замечательную особенность поля КЭД. Как следует из (1.36), в воздухе ($\sigma_0 = 0$) квазистационарный магнитный отклик горизонтально-слоистой среды отсутствует.

Источник, который мы сейчас рассматриваем, является физической идеализацией. Практически его можно реализовать радиально расположенными отрезками проводов конечной длины, заземляемых на концентрических окружностях с радиусами a и b . В таком случае необходимо проинтегрировать, например, (1.37) по r_0 и мы получим для E_r :

$$E_r(r, z, t) = \frac{I}{2\pi} \int_0^{\infty} J_1(\lambda r) \cdot [J_0(\lambda b) - J_0(\lambda a)] \cdot \frac{\partial V(z, t, \lambda)}{\partial z} \cdot d\lambda. \quad (1.39)$$

Удобно, конечно, использовать такой источник с точечным центральным заземлением, т.е. $a = 0$. Если при этом мы положим $b = \infty$, то можно рассматривать выражение (1.39), как устанавливающееся электрическое поле, возбуждаемое точечным заземлением.

1.1.4 Заземленная линия – смешанный источник

Рассмотрим и такой классический источник электромагнитного поля в электроразведке, как заземленная горизонтальная электрическая линия или диполь. Возьмем короткую линию с током I , заземленную в точках по оси x при $x = -dx_0/2$ и при $x = dx_0/2$. Таким образом, сторонний ток имеет только компоненту j_x^{CT} , причем

$$j_x^{\text{CT}}(x, y) = I \cdot \delta(y) \cdot [U(x + dx_0/2) - U(x - dx_0/2)].$$

Или для диполя с моментом $I dx_0$:

$$j_x^{\text{CT}}(x, y) = I dx_0 \cdot \delta(y) \cdot \delta(x).$$

Тогда

$$\text{div} \mathbf{j}^{\text{CT}} = I dx_0 \cdot \delta(y) \cdot \delta'(x), \quad (1.40)$$

$$\text{rot}_z \mathbf{j}^{\text{CT}} = -I dx_0 \cdot \delta'(y) \cdot \delta(x). \quad (1.41)$$

Затем определяем

$$D^* = I dx_0 \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \delta(y) \delta'(x) e^{-i\xi x} e^{-i\eta y} dx dy = I dx_0 \cdot i\xi, \quad (1.42)$$

$$R^* = -Idx_0 \cdot \dot{\mathbf{i}}\eta. \quad (1.43)$$

Наконец, согласно (1.23)-(1.28) и (1.15)-(1.18), получим выражения для всех компонент нестационарного поля горизонтального электрического диполя:

$$\begin{aligned} H_x &= Idx_0 \cdot \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} \hat{O}(\sigma_i V + \varepsilon_i \dot{V} - X'_z), \\ H_y &= -Idx_0 \cdot \left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} \hat{O}(\sigma_i V + \varepsilon_i \dot{V}) + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \hat{O}(X'_z) \right], \\ H_z &= Idx_0 \cdot \frac{\partial}{\partial y} \hat{O}(\lambda^2 X), \\ E_x &= Idx_0 \cdot \left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} \hat{O}(V'_z) + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \hat{O}(\mu_i \dot{X}) \right], \\ E_y &= Idx_0 \cdot \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} \hat{O}(V'_z - \mu_i \dot{X}), \\ E_z &= -Idx_0 \cdot \frac{\partial}{\partial x} \hat{O}(\lambda^2 V), \end{aligned} \quad (1.44)$$

где \hat{O} – интегральный оператор

$$\hat{O}(F) = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty J_0(\lambda r) \frac{F(\lambda)}{\lambda} d\lambda,$$

а функции X, V удовлетворяют краевым задачам (1.22), которые мы и будем решать в следующем разделе. Само по себе такое представление поля ГЭД (в виде суперпозиции полей магнитного и электрического типов) позволяет сделать ряд полезных заключений о характере процесса становления поля ГЭД.

Мы обратим внимание на то, что все компоненты, кроме E_z , содержат вклад поля магнитного типа (индуктивную составляющую), а это значит, что в поздней стадии ГЭД можно считать фактически индуктивным источником, близким по свойствам идеальному индуктивному источнику – петле, поскольку, заметим, предваряя исследования, индуктивный (ТЕ) процесс затухает гораздо медленнее гальванического (ТМ).

Как видно, измеряя компоненту H_z , чисто индуктивную, мы должны будем характеризовать нашу методику, как индуктивную импульсную

электроразведку. С другой стороны, измеряя компоненту E_z , чисто гальваническую, мы применим весьма отличный метод, который по аналогии можно определить, как **неиндуктивную** импульсную электроразведку. Это при одном и том же источнике.

Следующий вывод можно сделать на основании выражений для горизонтальных магнитных компонент H_x и H_y . Видно, что в воздухе, в квазистационарном приближении эти компоненты, как и вертикальная, определяются только магнитной модой. Таким образом, любые измерения магнитного поля, возбуждаемого линией с током, на дневной поверхности и выше методически тяготеют к индуктивной электроразведке.

Наконец, измерение горизонтальных электрических компонент, т.е. применение традиционной установки АВМН, сталкивает исследователя с необходимостью при интерпретации рассматривать два типа процессов – гальванический и индуктивный. Поэтому, надо признать, такая установка – не самый простой инструмент эксперимента.

1.1.5 Два способа решения задачи о становлении. N -слойная среда

Краевые задачи (1.22) решаем, продолжая разделять переменные. Функции X и V будем искать, как суперпозицию решений вида $Z(z) \cdot \exp(-\alpha t)$, где $Re \alpha \geq 0$. Функцию Z определим, как $Z(z) = A \cdot \zeta(z)$ над границей со сторонним током ($z \leq z_l$) и $Z(z) = B \cdot \zeta(z)$ под границей. Функция ζ в i -ом слое может быть выражена через свои же значения на нижней или на верхней границе слоя (изнутри слоя). Обозначая $\zeta_i = \zeta(z_i)$, $\zeta'_i = \zeta'_z(z_i)$, ($i = 1, 2, \dots, N$), имеем в каждом слое ($z_i \leq z \leq z_{i+1}$):

$$\begin{aligned} \zeta(z) &= \zeta_1 \cdot \exp[u_0(z - z_1)], \quad z \leq z_1, \quad (\text{в воздухе}), \\ \zeta(z) &= \zeta_i \cdot \text{ch}[u_i(z - z_i)] + \frac{\zeta'_i}{u_i} \cdot \text{sh}[u_i(z - z_i)], \end{aligned} \quad (1.45)$$

или, выражая через значения на нижней границе,

$$\begin{aligned}\zeta(z) &= \zeta_{i+1} \cdot \operatorname{ch}[u_i(z - z_{i+1})] + \frac{\zeta'_{i+1}}{u_i} \cdot \operatorname{sh}[u_i(z - z_{i+1})], \\ \zeta(z) &= \zeta_N \cdot \exp[-u_N(z - z_N)], \quad z \geq z_N.\end{aligned}\quad (1.46)$$

Здесь $u_i^2 = \lambda^2 + k_i^2$, $k_i^2 = -\alpha\mu_i\sigma_i + \alpha^2\mu_i\varepsilon_i$, ($i = 0, 1, \dots, N$). При переходе границы между слоями непрерывны функции

а) для X б) для V

$$f = \mu\zeta \quad \text{и} \quad h = \zeta'_z, \quad h = (\sigma - \alpha\varepsilon)\zeta \quad \text{и} \quad f = \zeta'_z. \quad (1.47)$$

Формулы (1.45)-(1.47) отражают знаменитый рекуррентный механизм расчетов поля в слоистой среде.

На этом этапе следует уточнить вид параметра α . Обычно его берут в виде $\mathbf{i} \cdot \omega$, где ω пробегает непрерывный ряд значений, и функции X и V представляются интегралом Фурье:

$$\left. \begin{array}{l} X \\ V \end{array} \right\} = \hat{F}(Z) \equiv \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} Q(\omega) Z(z) e^{-i\omega t} d\omega. \quad (1.48)$$

Функция $Q(\omega)$ есть трансформанта функции, описывающей форму возбуждающего импульса, т.е., $q(t) = \hat{F}(Q)$. Для мгновенного включения имеем, в частности, $Q(\omega) = 1/(-\mathbf{i} \cdot \omega)$. Если $q(t) = \exp(-i\omega_0 t)$ (т.е. $Q(\omega) = 2\pi\delta(\omega - \omega_0)$), мы получаем гармоническое решение для частоты ω_0 .

Находим функцию Z , имея источник на границе $z = z_l$, ($1 \leq l \leq N$) и определяя коэффициенты A и B с учетом условий при $z = z_l$ после преобразования (1.48) краевых задач (1.22):

$$Z(z) = -\frac{\hat{f}_l}{\check{f}_l \hat{h}_l - \hat{f}_l \check{h}_l} \cdot \check{\zeta}(z), \quad z \leq z_l \text{ (над источником)}, \quad (1.49)$$

$$Z(z) = -\frac{\check{f}_l}{\check{f}_l \hat{h}_l - \hat{f}_l \check{h}_l} \cdot \hat{\zeta}(z), \quad z \geq z_l \text{ (под источником)}. \quad (1.50)$$

Здесь акцент ($\check{}$) означает, что функция определяется над источником, последовательно сверху вниз по формулам (1.45)-(1.47), причем, значе-

ние ζ_1 (на верхней стороне первой границы) - произвольно. Соответственно, акцент (^) означает, что функция определяется снизу, с нижней стороны последней границы.

Фактически, мы здесь в несколько необычной последовательности в разделении переменных использовали обычный способ решения задачи о становлении, известный как "решение в частотной области". Наиболее основательно он был предложен в [121] и получил большое развитие в дальнейшем (например, [14], [118]). Проблемы численной реализации этого алгоритма решены, но только в квазистационарном приближении. При учете токов смещения возможность численной реализации преобразования Фурье резко ухудшается.

В квазистационарном приближении можно предложить и другое решение краевых задач (1.22), которое впервые использовал А.Н. Тихонов в [115]. Ниже, в этой главе, предлагается раздел с достаточным анализом этого способа решения, а сейчас построим решение без подробных обоснований. Итак, если токами смещения пренебречь и принять верхнее (воздух) и нижнее полупространства изолирующие, то решение в этих областях для функций $X(z, t)$ и $V(z, t)$ есть

$$F(z, t) = F(z_1, t) \exp[\lambda(z - z_1)] \quad (1.51)$$

в верхнем полупространстве и

$$F(z, t) = F(z_N, t) \exp[-\lambda(z - z_N)] \quad (1.52)$$

в нижнем и квазистационарные задачи для X и V ограничиваются по z ($z_1 \leq z \leq z_N$) путем замены граничных условий при $z = z_1$ и $z = z_N$ замыкающими условиями связи функции и производной. Сначала решаем задачу для режима выключения (при $t = 0$), сводя к задаче с начальным условием. При этом получим вместо (1.22) следующие задачи для функций X и V :

- а) для функции X б) для функции V

$$\begin{aligned}
X''_{zz} - \lambda^2 \cdot X &= \mu_i \sigma_i \frac{\partial X}{\partial t}, & V''_{zz} - \lambda^2 \cdot V &= \mu_i \sigma_i \frac{\partial V}{\partial t}, \\
X'_z - \lambda \frac{\mu_1}{\mu_0} X &= 0, & V &= 0, \quad z = z_1, \\
[\mu X]|_{z=z_i} &= 0, & [\sigma V]|_{z=z_i} &= 0, \\
[X'_z]|_{z=z_i} &= 0, & [V'_z]|_{z=z_i} &= 0, \\
X'_z + \lambda \frac{\mu_{N-1}}{\mu_N} X &= 0, & V &= 0, \quad z = z_N, \\
X &= \bar{X}(\lambda, z), & V &= \bar{V}(\lambda, z), \quad t = 0,
\end{aligned} \tag{1.53}$$

где $i = 2, \dots, N - 1$, а $\bar{X}(\lambda, z)$ и $\bar{V}(\lambda, z)$ – решения для постоянного тока. Заметим, что начальным условием для функции X является распределение (Фурье-образ) магнитного поля постоянного стороннего тока, а для функции V – распределение тока, стекающего в среду с заземлений. По прежнему предполагается, что источник расположен на границе $z = z_i$, которая является одной из границ разреза $z = z_i$, ($i = 1, 2, \dots, N$).

В этом случае параметр α может принимать дискретный набор вещественных значений $\alpha_j \geq 0$ и решение для функций X и V представляется в виде ряда Фурье:

$$\begin{Bmatrix} X \\ V \end{Bmatrix} = \sum_{j=0}^{\infty} C_j \cdot \zeta_j(z) \cdot T_j(t), \tag{1.54}$$

где $T_j = \exp(-\alpha_j \cdot t)$ для мгновенного выключения. Если же ток в источнике меняется, как $q(t)$, то

$$T_j = - \int_{-\infty}^t q(\tau) \cdot \alpha_j \cdot \exp[-\alpha_j \cdot (t - \tau)] \cdot d\tau.$$

Функции ζ_j последовательно определяем сверху вниз, положив $\zeta'_{j1} = 1$, с учетом (1.45) и удовлетворяя граничным условиям в (1.53). Условия на нижней границе являются уравнениями для определения α_j . В случае сверхпроводящего основания условие на нижней границе для функции X есть $\zeta_{jN} = 0$.

Коэффициенты C_j определяем при удовлетворении начальных условий для функций X и V , и пользуясь ортогональностью функций $\mu\sqrt{\sigma}\zeta_j$

для X и $\sqrt{\mu\sigma}\zeta_j$ для V в области $z_1 \leq z \leq z_N$. Также мы учитываем, что функции $\overline{X}(\lambda, z)$ и $\overline{V}(\lambda, z)$ удовлетворяют уравнению

$$F''_{zz} - \lambda^2 \cdot F = 0$$

и тем же условиям на границах, что и функции X, V . Итак,

$$\begin{array}{ll} \text{а) для функции } X & \text{б) для функции } V \\ C_j = \frac{f_{jl}}{\alpha_j \sum_{i=1}^{N-1} M_{ji} \mu_i^2 \sigma_i}, & C_j = -\frac{f_{jl}}{\alpha_j \sum_{i=1}^{N-1} M_{ji} \mu_i \sigma_i^2}, \end{array} \quad (1.55)$$

где в каждом слое определяется

$$M_{ji} = \int_{z_i}^{z_{i+1}} [\zeta_j(z)]^2 \cdot dz = \frac{1}{2u_{ji}^2} [d_i (\zeta_{ji}^2 u_{ji}^2 - [\zeta'_{ji}]^2) + (\zeta_{ji+1} \zeta'_{ji+1} - \zeta_{ji} \zeta'_{ji})],$$

непрерывные функции f определены в (1.47), а $d_i = z_{i+1} - z_i$ - мощности слоев ($i = 1, 2, \dots, N - 1$).

Заметим, что $u_{ji} = \sqrt{\lambda^2 - \alpha_j \mu_i \sigma_i}$ может принимать мнимые значения, тогда вещественное гиперболическое решение (1.45) переходит в вещественное же тригонометрическое решение. Вещественная арифметика этого алгоритма позволяет создать весьма быстрые численные процедуры. Остается добавить, что функции X и V определены в области $z_1 \leq z \leq z_N$. Пользуясь общими условиями на границах в задаче (1.22) и решениями (1.51)-(1.52), можно, в случае необходимости, определить функции X и V в верхнем и нижнем полупространствах.

Мы в весьма компактной форме привели здесь одномерный математический аппарат, с помощью которого можно построить алгоритм для расчета устанавливающегося поля произвольного источника на дневной поверхности (или на любой другой границе), притом, двумя способами, совместное использование которых позволяет организовать универсальные надежные и быстрые вычислительные процедуры.

1.1.6 Однородные полупространства

Пользуясь общим алгоритмом построения решения для функций X и V по формулам (1.45)-(1.50), приведем здесь решения, которые неоднократно нам понадобятся в дальнейшем, а, именно, для среды, составленной из верхнего ($\sigma_0, \mu_0, \varepsilon_0$ при $z < 0$) и нижнего ($\sigma_1, \mu_1, \varepsilon_1$ при $z > 0$) полупространств. Источник поместим на границу ($z = 0$). Решения в этом случае будут представлены в виде

$$\left. \begin{array}{l} X(z, t) \\ V(z, t) \end{array} \right\} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} Q(\omega) Z(z, \omega) \cdot e^{-i\omega t} \cdot d\omega. \quad (1.56)$$

Для определения функции X получим

$$Z(z, \omega) = \frac{1}{\mu_0 u_1 + \mu_1 u_0} \times \begin{cases} \mu_1 \exp(zu_0), & z \leq 0, \\ \mu_0 \exp(-zu_1), & z \geq 0 \end{cases}, \quad (1.57)$$

и для функции V , соответственно,

$$Z(z, \omega) = \frac{1}{\tilde{\sigma}_0 u_1 + \tilde{\sigma}_1 u_0} \times \begin{cases} u_1 \exp(zu_0), & z \leq 0, \\ -u_0 \exp(-zu_1), & z \geq 0 \end{cases}, \quad (1.58)$$

где $u_i = \sqrt{\lambda^2 + k_i^2}$, $k_i^2 = -i\omega\mu_0\tilde{\sigma}_i$, $\tilde{\sigma}_i = \sigma_i - i\omega\varepsilon_i$, $i = 0, 1$. Функция $Q(\omega)$ есть трансформанта функции, описывающей форму возбуждающего импульса ($q(t)$). Для мгновенного включения имеем, в частности, $Q(\omega) = 1/(-i \cdot \omega)$. В случае гармонического режима $q(t) = \exp(-i\omega_0 t)$, $Q(\omega) = 2\pi\delta(\omega - \omega_0)$ и мы получаем гармоническое решение для частоты ω_0 , причем

$$\left. \begin{array}{l} X(z, \omega_0) \\ V(z, \omega_0) \end{array} \right\} \equiv Z(z, \omega_0). \quad (1.59)$$

Наконец, используя общую формулу (1.31) для вертикального магнитного диполя, получим, в качестве примера, выражение для азимутальной электрической компоненты гармонического ВМД, помещенного на границе двух полупространств :

$$E_\varphi(r, z, \omega) = -\frac{M_z i\omega\mu_0}{2\pi} \int_0^\infty J_1(\lambda r) \lambda^2 \frac{\mu_1 \exp(zu_0)}{\mu_0 u_1 + \mu_1 u_0} d\lambda. \quad (1.60)$$

Здесь поле рассматривается в верхнем полупространстве.

Поместим теперь на границу гармоническое точечное заземление, ток (величиной I) к которому будем подводить радиально и изотропно в плоскости границы. Иными словами, источником в этом случае будет установка КЭД с заземлениями в центральной точке и по бесконечному радиусу. Применяя формулу (1.39) ($a = 0$, $b = \infty$), получим для радиальной компоненты в верхнем полупространстве:

$$E_r(r, z, \omega) = -\frac{I}{2\pi} \int_0^\infty J_1(\lambda r) \frac{u_0 u_1 \exp(zu_0)}{\tilde{\sigma}_0 u_1 + \tilde{\sigma}_1 u_0} d\lambda. \quad (1.61)$$

1.1.7 Двухслойный разрез

Если для гармонического подхода простейшей геоэлектрической моделью (с дневной поверхностью) является однородное полупространство, то для решения способом А.Н.Тихонова простейшей моделью является двухслойный разрез с изолирующим основанием. Представим решения в этом частном случае для магнитной и электрической мод с использованием соответствующих реальных "чистых" источников – петли и КЭД (рис.1.2).

В случае токовой петли, помещенной на высоту H над пластом с проводимостью σ и магнитной проницаемостью μ (рис.1.2а) решаем задачу (1.53) для функции X в области $-H \leq z \leq h$. Пользуясь приведенным выше алгоритмом решения задачи (1.53), получим решение после выключения ($t = 0$) тока в петле:

$$X(z, t) = \sum_{j=0}^{\infty} C_j \zeta_j(z) \exp(-\alpha_j t), \quad (1.62)$$

где

$$\zeta_j(z) = \begin{cases} \frac{\exp(\lambda z)}{\lambda}, & -H \leq z \leq 0, \\ \frac{\mu_0}{\mu} \frac{1}{\lambda} \cos(u_j z) + \frac{1}{u_j} \sin(u_j z), & 0 \leq z \leq h \end{cases},$$

$u_j = \sqrt{\alpha_j \mu \sigma - \lambda^2}$, для α_j имеем уравнение

$$\frac{\operatorname{tg}(u_j h)}{u_j} = -\frac{2\mu_0 \mu \lambda}{\mu_0^2 u_j^2 + \mu^2 \lambda^2},$$

$$C_j = -\frac{\mu_0 \exp(-\lambda H)}{\alpha_j \lambda M_j \mu^2 \sigma},$$

$$M_j = \frac{h(\mu_0^2 u_j^2 + \mu^2 \lambda^2) + 2\mu_0 \mu \lambda}{2u_j^2 \mu^2 \lambda^2}.$$

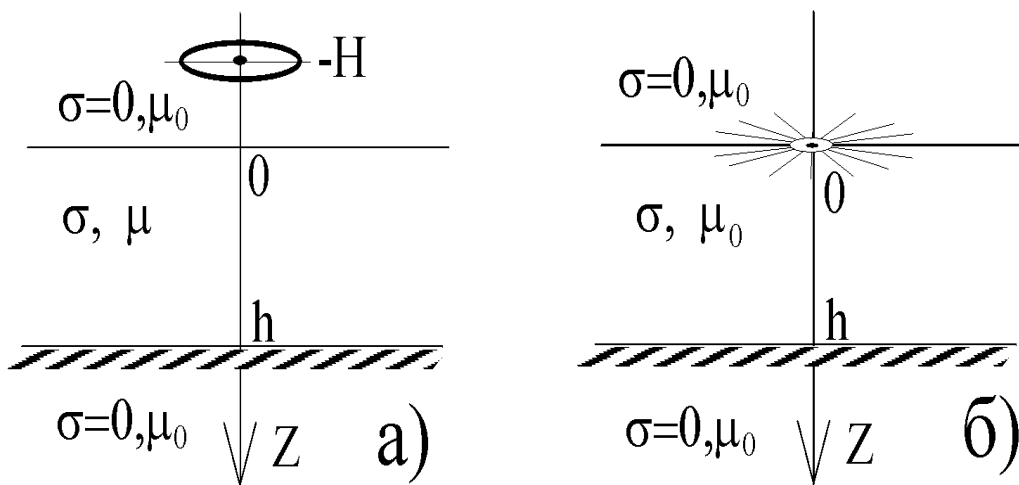


Рис. 1.2: ВМД (а) и КЭД (б) в двухслойном разрезе.

Например, компонента E_φ представится в следующем виде:

$$E_\varphi(r, z, t) = \frac{M_z \mu_i}{\pi a} \int_0^\infty J_1(\lambda r) J_1(\lambda a) \lambda \frac{\partial X(z, t, \lambda)}{\partial t} d\lambda, \quad (1.63)$$

или

$$E_\varphi = \frac{2M_z \mu_0^2}{\pi a \sigma} \int_0^\infty \left\{ \sum_{j=0}^\infty \frac{u_j^2 \exp[-\alpha_j t + \lambda(z - H)]}{h(\mu_0^2 u_j^2 + \mu^2 \lambda^2) + 2\mu_0 \mu \lambda} \right\} J_1(\lambda r) J_1(\lambda a) \lambda d\lambda \quad (1.64)$$

где a -радиус петли, $M_z = I \pi a^2$ – определяется, как момент источника и $z \leq 0$.

Определим теперь устанавливающееся поле, возбуждаемое круговым электрическим диполем с током I , помещенным на дневной поверхности пласта с проводимостью σ (рис.1.2б), для чего необходимо теперь

решить задачу (1.53) для функции V в области $0 \leq z \leq h$. Используя приведенный выше в формулах (1.45)-(1.45) и (1.53)-(1.55) алгоритм решения задачи (1.53), получим решение после выключения ($t = 0$) тока в КЭД:

$$V(z, t) = \sum_{j=0}^{\infty} C_j \zeta_j(z) \exp(-\alpha_j t), \quad (1.65)$$

где теперь, положив на верхней границе области (изнутри), например, $\zeta'_{j1} = 1$, получим

$$\zeta_j(z) = \frac{\sin(u_j z)}{u_j}, \quad 0 \leq z \leq h,$$

$u_j = \sqrt{\alpha_j \mu_0 \sigma - \lambda^2}$, для α_j имеем уравнение

$$\sin(u_j h) = 0,$$

что дает: $u_j = j \frac{\pi}{h}$, $\alpha_j = \frac{1}{\mu_0 \sigma} \left[\left(j \frac{\pi}{h} \right)^2 + \lambda^2 \right]$. Далее,

$$C_j = -\frac{2j\pi}{(j^2\pi^2 + \lambda^2 h^2)h},$$

Определяя функцию V , окончательно получим внутри проводящего пласта и на внутренних поверхностях границ:

$$V(z, t) = -\frac{2\pi}{\sigma} \sum_{j=0}^{\infty} \frac{j}{j^2\pi^2 + \lambda^2 h^2} \cdot \sin\left(\frac{j\pi}{h} z\right) \cdot \exp\left[-\frac{t(j^2\pi^2 + \lambda^2 h^2)}{\mu_0 \sigma h^2}\right]. \quad (1.66)$$

Выражения для компонент поля конечной установки КЭД с точечным центральным заземлением и радиусом b есть:

$$H_\varphi(r, z, t) = -\frac{I}{2\pi} \int_0^\infty J_1(\lambda r) [J_0(\lambda b) - 1] \left[\sigma_i V(z, t, \lambda) + \varepsilon_i \frac{\partial V(z, t, \lambda)}{\partial t} \right] d\lambda, \quad (1.67)$$

$$E_r(r, z, t) = -\frac{I}{2\pi} \int_0^\infty J_1(\lambda r) [J_0(\lambda b) - 1] \frac{\partial V(z, t, \lambda)}{\partial z} d\lambda, \quad (1.68)$$

$$E_z(r, z, t) = \frac{I}{2\pi} \int_0^\infty J_0(\lambda r) [J_0(\lambda b) - 1] V(z, t, \lambda) \lambda d\lambda. \quad (1.69)$$

В выражении для H_φ членом, связанным с токами смещения можно вполне пренебречь в проводящем пласте, тем более, что функцию V мы

определили в квазистационарном приближении. Однако вблизи границ, а также в верхнем и нижнем изолирующих полупространствах этот член может быть сохранен, как способ приближенного учета токов смещения. Впрочем, мы еще не определили функцию V вне проводящего слоя. Для определения воспользуемся представлениями для V (1.51)-(1.52) в верхнем и нижнем изолирующих полупространствах и непрерывностью V'_z . Например, в воздухе ($z \leq 0$) получим

$$V(z, t) = -\frac{2\pi \exp(\lambda z)}{\sigma \lambda h} \sum_{j=0}^{\infty} \frac{j^2}{j^2 \pi^2 + \lambda^2 h^2} \cdot \exp \left[-\frac{t(j^2 \pi^2 + \lambda^2 h^2)}{\mu_0 \sigma h^2} \right]. \quad (1.70)$$

1.2 Возбуждение вертикальным током

В предыдущем разделе мы рассмотрели возбуждение электромагнитного поля в слоистой Земле сторонним током, имеющим только горизонтальные компоненты. Если иметь в своем распоряжении и решение для элементарного вертикального стороннего тока, т. е. для вертикального электрического диполя (ВЭД), то мы получим возможность анализировать произвольную (объемную) систему сторонних токов. Однако, в контексте этой работы ВЭД имеет и другое, самоценное значение. ВЭД (или линия – ВЭЛ) вполне реальный и даже традиционный источник. Между тем, свойства его поля в слоистой среде мало изучены. Когда автор совместно с М.Гольдманом ([18]) получили экспоненциальный спад поля в поздней стадии становления в средах с изолирующим основанием, то это стало некоторой сенсацией. Тогда подразумевалось, что речь идет об уникальных свойствах такого источника. Однако, теперь мы знаем, что свойства поля ВЭД есть одно из конкретных проявлений свойств ТМ-поля (а малая известность свойств поля ВЭД есть отражение "дискриминации" ТМ-поля в индукционной электроразведке).

Вполне очевидно, что вертикальный электрический источник (ВЭД или ВЭЛ) возбуждает в слоистой Земле только поле электрического типа

(вертикальной магнитной компоненты нет в силу симметрии – это действительно очевидно). Таким образом, проблемы разделения поля на М и Е-поле нет, однако, заметим, что, как и горизонтальный электрический диполь, ВЭД сложный источник, воздействующий на среду гальванически и индуктивно.

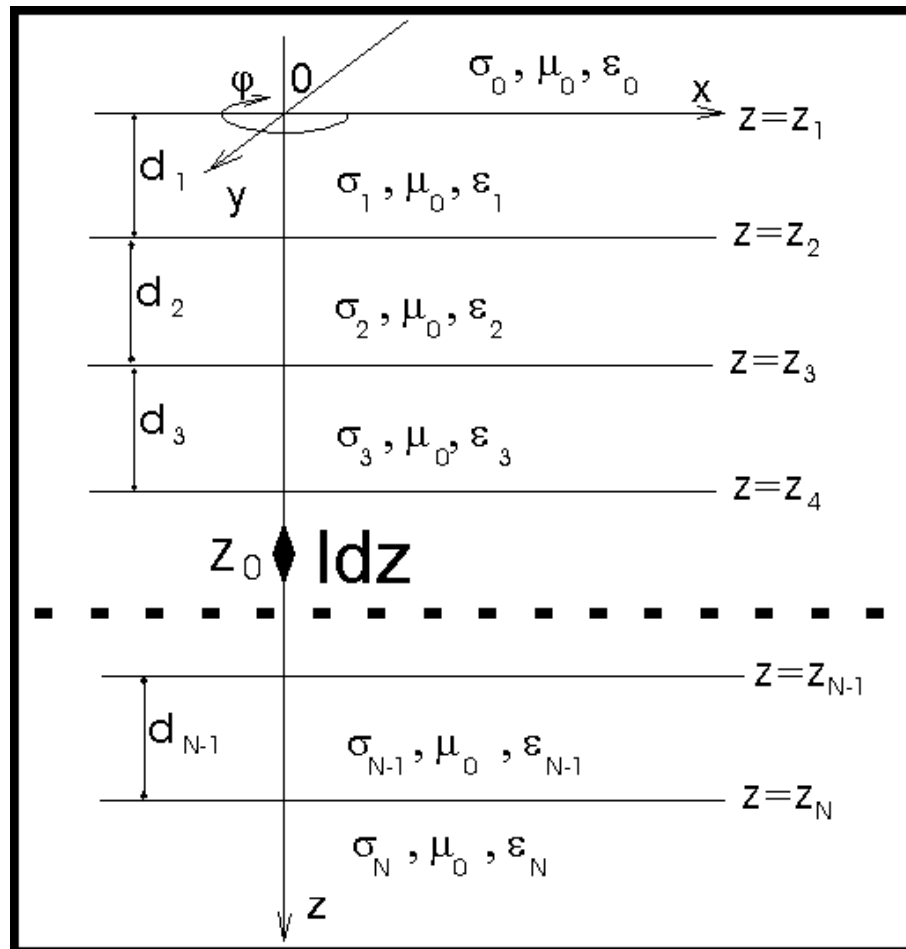


Рис. 1.3: Модель среды и источник (ВЭД с моментом Idz).

1.2.1 Постановка и общее решение задачи в частотной области. Е-мода

Поле ВЭД в гармоническом режиме изучалось и ранее. Наиболее известной в России является работа Л.Б. Гасаненко и Е.А. Маркиной [16]. За рубежом известны исследования Дж.Р.Уэйта [118]. В контексте нашей работы мы получим собственное решение, необходимое для дальнейшего

анализа.

Рассмотрим модель среды, изображенную на рис.1.3. Каждый однородный слой является изотропным и немагнитным. ВЭД помещаем на оси z в точке $z = z_0$ в любом слое, включая верхнее и нижнее полу-пространства, и его момент определим как $I_z(t) = Idz \cdot q(t)$, где I - ток. Уравнения Максвелла, в таком случае, для ненулевых компонент (E_r , E_z и H_φ) представятся в цилиндрической системе координат в каждом однородном слое в виде:

$$-\frac{\partial H_\varphi}{\partial z} = \sigma E_r + \varepsilon \dot{E}_r, \quad (1.71)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(r H_\varphi)}{\partial r} = \sigma E_z + \varepsilon \dot{E}_z, \quad (1.72)$$

$$\frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} = -\mu_0 \cdot \dot{H}_\varphi, \quad (1.73)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(r E_r)}{\partial r} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = 0. \quad (1.74)$$

Разделяя переменные и удовлетворяя всем этим условиям, мы можем предложить решение в виде:

$$E_r = -\frac{Idz}{4\pi} \int_0^\infty J_1(\lambda r) \lambda V'_z(z, t, \lambda) d\lambda, \quad (1.75)$$

$$E_z = \frac{Idz}{4\pi} \int_0^\infty J_0(\lambda r) \lambda^2 V(z, t, \lambda) d\lambda, \quad (1.76)$$

$$H_\varphi = \frac{Idz}{4\pi} \int_0^\infty J_1(\lambda r) \lambda (\sigma V + \varepsilon \dot{V}) d\lambda. \quad (1.77)$$

Необходимо также как-то учесть наличие источника. Вблизи источника можно пренебречь влиянием среды и магнитное поле определяется формулой Био-Савара для отрезка dz тока I :

$$H_\varphi = \frac{Idzq(t)}{4\pi} \frac{r}{R^3} \equiv \frac{Idzq(t)}{4\pi} \int_0^\infty J_1(\lambda r) \lambda \exp(-\lambda|z|) d\lambda, \quad (1.78)$$

из чего следует, что при $z \rightarrow z_0$ $(\sigma V + \varepsilon \dot{V}) \rightarrow \exp(-\lambda|z|)q(t)$, а это означает, в свою очередь, что производная $d(\sigma V + \varepsilon \dot{V})/dz$ терпит в точке z_0 простой разрыв величиной в $2\lambda q(t)$.

Таким образом, для функции V получаем следующую краевую задачу:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} - \lambda^2 V &= \mu_i \sigma_i \frac{\partial V}{\partial t} + \mu_i \varepsilon_i \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} \quad \text{— в каждом слое,} \\
[\sigma V + \varepsilon \dot{V}]|_{z=z_i} &= 0, \quad [V'_z]|_{z=z_i} = 0, \\
[\sigma V + \varepsilon \dot{V}]|_{z=z_0} &= 0, \quad [\sigma V'_z + \varepsilon \dot{V}'_z]|_{z=z_0} = 2\lambda q(t), \quad (1.79) \\
V &\rightarrow 0, \quad |z| \rightarrow \infty, \\
V &\rightarrow 0, \quad t \rightarrow \infty, \quad \text{если } q(t) = 0 \text{ при } t > T.
\end{aligned}$$

Для решения этой нестационарной краевой задачи у нас есть две обычные возможности. Первая состоит в построении решения для гармонического режима возбуждения и в последующей интегральной трансформации Фурье к заданному режиму возбуждения $q(t)$. Второй способ решения возможен, если принять квазистационарное приближение и изолирующими верхнее и нижнее полупространства. В таком случае можно получить дискретный спектр и представить решение в виде ряда Фурье (способ А.Н. Тихонова). Мы понимаем, разумеется, что речь идет просто о разных способах разделения переменных в краевой задаче (1.79) и второй способ возможен при определенных условиях.

Сначала получим решение в частотной области, приняв $q(t) = \exp(-i\omega t)$. Тогда $V = v(z, \omega, \lambda) \exp(-i\omega t)$ и для функции v имеем следующие условия:

$$\begin{aligned}
v''_{zz} - u_i^2 v &= 0, \quad \text{— в каждом слое,} \\
[\tilde{\sigma} v]|_{z=z_i} &= 0, \quad [v'_z]|_{z=z_i} = 0, \\
[\tilde{\sigma} v]|_{z=z_0} &= 0, \quad [\tilde{\sigma} v'_z]|_{z=z_0} = 2\lambda, \quad (1.80) \\
v &\rightarrow 0, \quad \text{при } |z| \rightarrow \infty,
\end{aligned}$$

где $u_i = \sqrt{\lambda^2 + k_i^2}$, $k_i^2 = -i\omega\mu_0\tilde{\sigma}_i$, $\tilde{\sigma}_i = \sigma_i - i\omega\varepsilon_i$, $i = 0, 1, \dots, N$.

Функцию v определим, как $v(z) = A \cdot \zeta(z)$ над источником ($z < z_0$) и $v(z) = B \cdot \zeta(z)$ под источником при $z > z_0$. Функция ζ в i -ом слое может

быть выражена через свои же значения (внутренние) на нижней или на верхней границе слоя. Обозначая $\zeta_i = \zeta(z_i)$, $\zeta'_i = \zeta'_z(z_i)$, ($i = 1, 2, \dots, N$), имеем в каждом слое ($z_i \leq z \leq z_{i+1}$):

$$\begin{aligned} \zeta(z) &= \zeta_1 \cdot \exp(u_0 z), \quad z \leq 0, \quad (\text{в воздухе}), \\ \zeta(z) &= \zeta_i \cdot \operatorname{ch}[u_i(z - z_i)] + \frac{\zeta'_i}{u_i} \cdot \operatorname{sh}[u_i(z - z_i)], \\ \text{или} \quad \zeta(z) &= \zeta_{i+1} \cdot \operatorname{ch}[u_i(z - z_{i+1})] + \frac{\zeta'_{i+1}}{u_i} \cdot \operatorname{sh}[u_i(z - z_{i+1})], \\ \zeta(z) &= \zeta_N \cdot \exp[-u_N(z - z_N)], \quad z \geq z_N. \end{aligned} \quad (1.81)$$

Теперь, полагая, например, $\zeta_1 = 1$, определим последовательно $\check{\zeta}$ и $\check{\zeta}'$ сверху (с верхнего полупространства) вниз, к источнику. Аналогично определим $\hat{\zeta}$ и $\hat{\zeta}'$ снизу (от нижнего полупространства, положив, например, $\zeta_N = 1$) вверх, к источнику. При $z = z_0$ используем условия для функции v в задаче (1.80) при $z = z_0$ и определим A и B . Итак

$$\begin{aligned} A\check{\zeta}_0 - B\hat{\zeta}_0 &= 0, \\ A\check{\zeta}'_0 - B\hat{\zeta}'_0 &= \frac{2\lambda}{\tilde{\sigma}(z_0)}, \end{aligned}$$

где $\zeta_0 = \zeta(z_0)$. Найдя A и B , получим над источником ($z \leq z_0$) решение в виде

$$v(z) = -\frac{2\lambda}{\tilde{\sigma}(z_0)} \cdot \frac{\hat{\zeta}_0 \check{\zeta}(z)}{\check{\zeta}_0 \hat{\zeta}'_0 - \hat{\zeta}_0 \check{\zeta}'_0}, \quad (1.82)$$

а под источником в виде

$$v(z) = -\frac{2\lambda}{\tilde{\sigma}(z_0)} \cdot \frac{\check{\zeta}_0 \hat{\zeta}(z)}{\check{\zeta}_0 \hat{\zeta}'_0 - \hat{\zeta}_0 \check{\zeta}'_0}. \quad (1.83)$$

1.2.2 Поле ВЭД в однородной земле

Пользуясь построенным выше общим алгоритмом, рассмотрим конкретную простую ситуацию, в которой геоэлектрическая среда состоит

из верхнего изолирующего полупространства (воздух) и из нижнего проводящего полупространства (земля). Начало координат на дневной поверхности. Сначала поместим ВЭД в воздух на высоту h над землей ($z_0 = -h$), а поле (E_r) будем наблюдать на дневной поверхности ($z = 0$). В таком случае

$$E_r(0) = \frac{I dz}{4\pi} \int_0^\infty J_1(\lambda r) \frac{2\lambda^2 u_1 \exp(u_0 h)}{\tilde{\sigma}_1 u_0 + \tilde{\sigma}_0 u_1} d\lambda, \quad (1.84)$$

причем, $\tilde{\sigma}_0 = -i\omega\varepsilon_0$.

Теперь погрузим ВЭД в землю на глубину h ($z_0 = h$):

$$E_r(0) = -\frac{I dz}{4\pi} \int_0^\infty J_1(\lambda r) \frac{2\lambda^2 u_0 \exp(u_1 h)}{\tilde{\sigma}_1 u_0 + \tilde{\sigma}_0 u_1} d\lambda. \quad (1.85)$$

Наконец, у нас все готово для анализа поля вертикального электрического источника, которое целиком является полем электрического типа, но возбуждается гальванически и индуктивно.

1.2.3 Вклады гальванического и индуктивного возбуждения

Согласно рис.1.4, сравним выражения для полей вертикальных полубесконечных линий, заземленных на дневной поверхности (а и б), выражение для поля точечного заземления с радиальным подводом тока (в) и выражение для поля незаземленной бесконечной линии (г). Выражения для полей вертикальных полубесконечных линий нетрудно получить путем интегрирования выражений (1.84) и (1.84) по переменной h . Поля точечного заземления (ТЗ) с радиальным подводом тока описано, в частности, в разделе 1.1 (радиальная изотропная система стороннего тока не воздействует на среду). Итак,

$$\text{линия+ТЗ) } E_r(0) = \frac{I}{2\pi} \int_0^\infty \left(k_0^2 \frac{u_1}{u_0} - u_0 u_1 \right) \frac{J_1(\lambda r) d\lambda}{\tilde{\sigma}_1 u_0 + \tilde{\sigma}_0 u_1}, \quad (1.86)$$

$$\text{ТЗ+линия) } E_r(0) = \frac{I}{2\pi} \int_0^\infty \left(k_1^2 \frac{u_0}{u_1} + u_0 u_1 \right) \frac{J_1(\lambda r) d\lambda}{\tilde{\sigma}_1 u_0 + \tilde{\sigma}_0 u_1}, \quad (1.87)$$

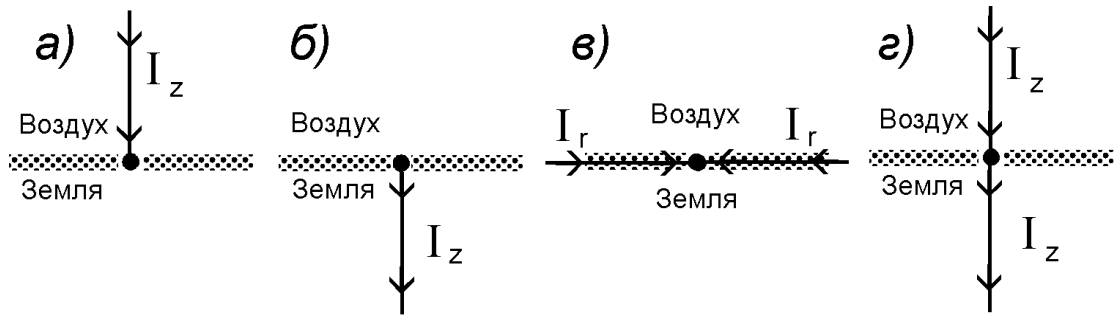


Рис. 1.4: Подвод тока к заземлению: а) сверху, б) снизу, в) радиально. г) нет заземления.

$$\text{ГЗ) } E_r(0) = -\frac{I}{2\pi} \int_0^\infty (u_0 u_1) \frac{J_1(\lambda r) d\lambda}{\tilde{\sigma}_1 u_0 + \tilde{\sigma}_0 u_1}, \quad (1.88)$$

$$\text{линия) } E_r(0) = -\frac{I}{2\pi} \int_0^\infty \left(k_1^2 \frac{u_0}{u_1} - k_0^2 \frac{u_1}{u_0} \right) \frac{J_1(\lambda r) d\lambda}{\tilde{\sigma}_1 u_0 + \tilde{\sigma}_0 u_1}, \quad (1.89)$$

где $u_i^2 = \lambda^2 + k_i^2$, $k_i^2 = -i\omega\mu_0\tilde{\sigma}_i$, $\tilde{\sigma}_i = \sigma - i\omega\varepsilon_i$, $i = 0, 1$.

Сравнение выражений (1.86)-(1.89) совершенно ясно показывает, что вертикальная электрическая (заземленная) линия возбуждает поле (электрического типа) двумя способами – гальванически, посредством заземления и индуктивно, посредством магнитного поля тока в линии. Индуктивная часть поля стремится к нулю при уменьшении частоты.

1.2.4 Поле ВЭД во временной области

Переходный процесс, возбуждаемый ВЭД весьма интересен и впервые отмечены его наиболее экзотические свойства в работе М.М.Гольдмана и В.С.Могилатова [18] (1978г.), в дальнейшем, в [143]. Разумеется, решение во временной области можно получить путем трансформации Фурье решения в частотной области, полученное в предыдущем подразделе. Однако, сейчас мы предлагаем нечто другое. Наложим ограничения на среду, приняв проводимости верхнего и нижнего полупространств нулевыми. Если, к тому же, принять и квазистационарное приближение (источник и точки наблюдения в пределах проводящей толщи), то вместо краевой задачи (1.79), которая определяется в области $-\infty \leq z \leq \infty$, мы будем

иметь задачу в ограниченной области $z_1 \leq z \leq z_N$. Далее еще несколько упростим задачу, ограничив режим возбуждения простым выключением постоянного тока в момент $t = 0$ ($q(t) = 1 - U(t)$, где $U(t)$ -функция Хевисайда), что позволяет разделить задачу на квазистационарную без источника и стационарную. Итак, вместо (1.79) имеем теперь:

$$\begin{aligned}
V''_{zz} - \lambda^2 \cdot V &= \mu_0 \sigma_i \dot{V}, \quad z_i \leq z \leq z_{i+1}, \quad (i = 1, \dots, N - 1), \\
V &= 0, \quad z = z_1, \\
[\sigma V]|_{z=z_i} &= 0, \quad [V'_z]|_{z=z_i} = 0, \quad i = 2, \dots, N - 1, \\
V &= 0, \quad z = z_N, \\
V &= \bar{V}(\lambda, z), \quad t = 0, \\
V &= 0, \quad t = \infty,
\end{aligned} \tag{1.90}$$

где $\bar{V}(\lambda, z)$ – решение для постоянного тока, т.е. решение краевой задачи

$$\begin{aligned}
\bar{V}''_{zz} - \lambda^2 \cdot \bar{V} &= 0, \quad z_i \leq z \leq z_{i+1}, \quad (i = 1, \dots, N - 1), \\
\bar{V} &= 0, \quad z = z_1, \\
[\sigma \bar{V}]|_{z=z_i} &= 0, \quad [\bar{V}'_z]|_{z=z_i} = 0, \quad i = 2, \dots, N - 1, \\
[\sigma \bar{V}]|_{z=z_0} &= 0, \quad [\sigma \bar{V}'_z]|_{z=z_0} = 2\lambda, \\
\bar{V} &= 0, \quad z = z_N,
\end{aligned} \tag{1.91}$$

Разделяя переменные, предлагаем решение для функции V в виде ряда:

$$V = \sum_{j=0}^{\infty} C_j \cdot \zeta_j(z) \cdot \exp(-\alpha_j \cdot t), \tag{1.92}$$

Для функций ζ_j получаем задачу типа Штурма-Лиувилля

$$\begin{aligned}
\zeta''_{jzz} - u_{ji}^2 \cdot \zeta_j &= 0, \quad z_i \leq z \leq z_{i+1}, \quad (i = 1, \dots, N - 1), \\
\zeta_j &= 0, \quad z = z_1, \\
[\sigma \zeta_j]|_{z=z_i} &= 0, \quad [\zeta'_j]|_{z=z_i} = 0, \quad i = 2, \dots, N - 1, \\
\zeta_j &= 0, \quad z = z_N,
\end{aligned} \tag{1.93}$$

где $u_{ji}^2 = \lambda^2 - \alpha_j \mu_0 \sigma_i$.

Функция ζ_j в i -ом слое согласно уравнению имеет решение

$$\zeta_j(z) = A_i \exp(u_{ji}z) + B_i \exp(-u_{ji}z),$$

что можно представить в другом виде, выразив A_i и B_i через значения (внутренние) функции и ее производной на нижней или на верхней границе слоя. Обозначая $\zeta_{ji} = \zeta_j(z_i)$, $\zeta'_{ji} = \zeta'_j(z_i)$, ($i = 1, 2, \dots, N$), имеем в каждом слое ($z_i \leq z \leq z_{i+1}$, $i = 1, 2, \dots, N - 1$):

$$\zeta_j(z) = \zeta_{ji} \cdot \operatorname{ch} [u_{ji}(z - z_i)] + \frac{\zeta'_{ji}}{u_{ji}} \cdot \operatorname{sh} [u_{ji}(z - z_i)], \quad (1.94)$$

Такая запись решения по сути дела дает алгоритм для построения решения во всей области $z_1 \leq z \leq z_N$. Функции ζ_j последовательно определяем сверху вниз, имея согласно краевой задаче (1.93) $\zeta_{j1} = 0$, положив в силу однородности, например, $\zeta'_{j1} = \lambda$, пользуясь рекуррентной формой решения (1.94) и удовлетворяя граничным условиям в (1.93). Условие на нижней границе является уравнением для определения α_j — собственных чисел.

Как известно, (например, [37]) проблему решения задачи (1.93) можно охарактеризовать, как задачу о собственных функциях и собственных значениях, причем существует бесконечное множество собственных значений, все собственные значения действительны и могут быть расположены в виде неограниченно возрастающей монотонной последовательности ($\alpha_0 < \alpha_1 < \dots < \alpha_j < \dots$). Собственные функции (определяемые с точностью до множителя) ортогональны, в чем нетрудно непосредственно убедиться, рассмотрев первообразные:

$$\int \zeta_j \zeta_k dz = \frac{1}{(\alpha_k - \alpha_j) \mu_0 \sigma} (\zeta'_j \zeta_k - \zeta_j \zeta'_k), \quad (1.95)$$

$$\int \zeta_j^2 dz = \frac{1}{2u_j^2} \{z \cdot [u_j^2 \zeta_j^2 + (\zeta'_j)^2] - \zeta'_j \zeta_j\}. \quad (1.96)$$

Домножив каждую из функций ζ_j на $\sqrt{\mu_0 \sigma}$, мы получим множество ортогональных функций в области $z_1 \leq z \leq z_N$.

Коэффициенты C_j определяем при удовлетворении начального условия для функции V , рассматривая (1.92) при $t = 0$ и пользуясь ортогональностью функций $\sqrt{\mu_0}\sigma\zeta_j$ в области $z_1 \leq z \leq z_N$. Итак

$$C_j = \frac{\int_{z_1}^{z_N} \mu_0 \sigma^2(z) \bar{V}(z) \zeta_j(z) dz}{\int_{z_1}^{z_N} \mu_0 \sigma^2(z) \zeta_j^2(z) dz},$$

или, учитывая условия задачи для функции $\bar{V}(\lambda, z)$ (1.91) и первообразную

$$\int \bar{V} \zeta_j dz = \frac{1}{\alpha_j \mu_0 \sigma} (\bar{V}' \zeta_j - \bar{V} \zeta_j'),$$

получим, наконец

$$C_j = \frac{2\lambda \zeta_j(z_0)}{\alpha_j \sum_{i=1}^{N-1} M_{ji} \mu_0 \sigma_i^2}, \quad (1.97)$$

где в каждом слое определяется

$$M_{ji} = \int_{z_i}^{z_{i+1}} [\zeta_j(z)]^2 \cdot dz = \frac{1}{2 u_{ji}^2} [d_i (\zeta_{ji}^2 u_{ji}^2 - [\zeta'_{ji}]^2) + (\zeta_{j,i+1} \zeta'_{j,i+1} - \zeta_{ji} \zeta'_{ji})],$$

а $d_i = z_{i+1} - z_i$ - мощности слоев ($i = 1, 2, \dots, N - 1$).

1.3 Возбуждение горизонтальным плоским магнитным током. N -слойная анизотропная среда

В предыдущих разделах мы решили задачи для горизонтального и вертикального сторонних токов и, в принципе, этого достаточно для построения решения в случае объемных распределений стороннего тока. Соответствующие питающие установки могут быть реализованы в малоглубинной геоэлектрике. Однако удобно ввести представление о магнитном токе. В частности, это может быть: горизонтальный магнитный диполь (ГМД) – элементарный магнитный ток, горизонтальная катушка, тороидальная катушка. Такой подход использован, например, в весьма общей работе [25].

В общем случае рассмотрим источник, как некоторый гармонический магнитный ток в плоскости $z = z_0$, характеризующийся поверхностной

плотностью $\vec{j}^M(x, y) \cdot \exp(-i\omega t)$ (в Амперах). Таким образом, в этом случае рассмотрим сразу гармонический режим.

Решаем задачу в квазистационарном приближении в однородной по магнитной проницаемости (всюду $\mu = \mu_0$) среде. Однако, здесь мы учтем анизотропию пластов. Таким образом, слоистая среда описывается набором параметров: σ_{t0}, σ_{n0} (верхнее полупространство), σ_{ti}, σ_{ni} ($i = 1, 2, \dots, N-1$), σ_{tN}, σ_{nN} (нижнее полупространство). Координаты границ - $z_i, i = 1, 2, \dots, N$, ось z направлена вниз, $z_1 = 0$.

1.3.1 М и Е-моды

В каждом однородном слое ($i = 0, 1, \dots, N$) и исключая плоскость $z = z_0$ мы должны решить систему уравнений Максвелла:

$$\text{rot}\vec{H} = \hat{\sigma}_i\vec{E}, \quad (1.98)$$

$$\text{rot}\vec{E} = i\omega\mu_0\vec{H}, \quad (1.99)$$

$$\text{div}\vec{j} = 0, \quad (1.100)$$

$$\text{div}\vec{H} = 0, \quad (1.101)$$

где

$$\hat{\sigma}_i = \begin{pmatrix} \sigma_{ti} & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_{ti} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{ni} \end{pmatrix},$$

и $\vec{j} = \hat{\sigma}_i\vec{E}$.

На границах между слоями непрерывны горизонтальные компоненты поля (H_x, H_y, E_x, E_y). На границе $z = z_0$, которая содержит поверхностный сторонний магнитный ток, должны выполняться особые условия:

$$\begin{aligned} [E_x]_{z=z_0} &= i\omega\mu_0 \cdot j_y^M(x, y), \\ [E_y]_{z=z_0} &= -i\omega\mu_0 \cdot j_x^M(x, y), \\ [H_x]_{z=z_0} &= 0, \\ [H_y]_{z=z_0} &= 0. \end{aligned} \quad (1.102)$$

Здесь и далее $[F]|_{z=z_i}$ обозначает скачок функции F при переходе границы $z = z_i$. Итак, мы рассматриваем однородную систему уравнений, а источник учитываем, как дополнительное граничное условие в общей задаче для полного поля.

Решаем задачу, разделяя полное поле на поля магнитного и электрического типа. Из определений следует, что вертикальная электрическая компонента полного поля принадлежит полю электрического типа, а вертикальная магнитная компонента полного поля принадлежит полю магнитного типа. Следовательно, мы должны выразить все компоненты через вертикальные. Из (1.98-1.101) можно получить следующие выражения горизонтальных компонент через вертикальные:

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = \sigma_{ni} E_z, \quad (1.103)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = i\omega\mu_0 H_z, \quad (1.104)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} = -\frac{\partial H_z}{\partial z}, \quad (1.105)$$

$$\left(\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y}\right) \cdot \Lambda_i^2 = -\frac{\partial E_z}{\partial z}, \quad (1.106)$$

где $\Lambda_i = \sqrt{\sigma_{ti}/\sigma_{ni}}$

Поставим теперь задачу для E_z и H_z . Они должны в каждом слое (причем, $z \neq z_0$) удовлетворять уравнениям

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} + \frac{1}{\Lambda_i^2} \cdot \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} - k_{ni}^2 \cdot E_z &= 0, \\ \Delta H_z - k_{ti}^2 H_z &= 0, \end{aligned} \quad (1.107)$$

где $k_{ni}^2 = -i\omega\mu_0\sigma_{ni}$, $k_{ti}^2 = -i\omega\mu_0\sigma_{ti}$. На границах между слоями ($z = z_i$, $i = 1, 2, \dots, N$) и на границе с источником ($z = z_0$), учитывая (1.102-1.106), имеем:

$$[\sigma_n E_z]|_{z=z_0, z_i} = \left[\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right] \Big|_{z=z_0, z_i} = 0, \quad (1.108)$$

$$\left[\frac{1}{\Lambda^2} \frac{\partial E_z}{\partial z} \right]_{z=z_0, z_i} = \begin{cases} -i\omega\mu_0 \text{rot}_z \vec{j}^M, & z = z_0 \\ 0, & z = z_i \end{cases}, \quad (1.109)$$

$$[H_z]_{z=z_0, z_i} = \begin{cases} -\text{div} \vec{j}^M, & z = z_0 \\ 0, & z = z_i \end{cases}. \quad (1.110)$$

$$\left[\frac{\partial H_z}{\partial z} \right]_{z=z_0, z_i} = - \left[\frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} \right]_{z=z_0, z_i} = 0, \quad (1.111)$$

К условиям (1.107-1.111) необходимо также добавить условия излучения для функций E_z , H_z . Таким образом, мы теперь имеем две независимые задачи, которые имеют только общий источник (\vec{j}^M), от которого зависят совершенно различным образом.

Решаем эти задачи разделением переменных. Поскольку наша задача в целом не обладает симметрией (распределение $\vec{j}^M(x, y)$ пока произвольно), разделяем переменные, используя двумерное преобразование Фурье по координатам x и y , которое определяется следующим образом:

$$f(x, y, z) = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint_{-\infty}^{\infty} f^*(\xi, \eta, z) e^{i(\xi x + \eta y)} d\xi d\eta,$$

$$f^*(\xi, \eta, z) = \iint_{-\infty}^{\infty} f(x, y, z) e^{-i(\xi x + \eta y)} dx dy. \quad (1.112)$$

В осесимметричном варианте, когда функция f зависит только от $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, пара двойных преобразований Фурье эквивалентна паре преобразований Ганкеля:

$$f(r, z) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} f^*(\lambda, z) J_0(\lambda r) \lambda d\lambda, \quad f^*(\lambda, z) = 2\pi \int_0^{\infty} f(r, z) J_0(\lambda r) r dr, \quad (1.113)$$

где $\lambda = \sqrt{\xi^2 + \eta^2}$.

Переходим теперь к Фурье-образу нашей задачи. При трансформации граничных условий (1.109-1.110), учитывающих наличие источника

в плоскости $z = z_0$, необходимо рассмотреть и обозначить интегралы

$$D^* = \iint_{-\infty}^{\infty} \operatorname{div} \vec{j}^M(x, y) e^{-i\xi x} e^{-i\eta y} dx dy, \quad R^* = \iint_{-\infty}^{\infty} \operatorname{rot}_z \vec{j}^M(x, y) e^{-i\xi x} e^{-i\eta y} dx dy. \quad (1.114)$$

Далее, учитывая условия задач для H_z и E_z (1.107-1.111) и определения (1.114), можно определить образы H_z и E_z в каждом слое как

$$E_z^*(z, \xi, \eta) = -\frac{i\omega\mu_0}{2\lambda} V(z, \lambda) R^*(\xi, \eta), \quad H_z^*(z, \xi, \eta) = -\frac{1}{2} X(z, \lambda) D^*(\xi, \eta). \quad (1.115)$$

При этом, задачи для H_z и E_z (1.107-1.111) необходимым и достаточным образом трансформируются в следующие краевые задачи для двух совершенно независимых друг от друга и от конфигурации (в плане) источника функций X и V :

$$\begin{array}{ll} \text{а) для функции } X & \text{б) для функции } V \\ X''_{zz} - u_{ti}^2 X = 0, & V''_{zz} - u_{ni}^2 V = 0, \quad -\infty < z < \infty, \end{array} \quad (1.116)$$

$$[X] = \begin{cases} 2, & z = z_0 \\ 0, & z = z_i \end{cases}, \quad [\sigma V] |_{z=z_0, z_i} = 0, \quad (1.117)$$

$$[X'_z] |_{z=z_0, z_i} = 0, \quad \left[\frac{1}{\Lambda^2} V'_z \right] = \begin{cases} 2\lambda, & z = z_0 \\ 0, & z = z_i \end{cases}, \quad (1.118)$$

$$X \rightarrow 0, \quad V \rightarrow 0, \quad |z| \rightarrow \infty, \quad (1.119)$$

где $u_{ti}^2 = \lambda^2 + k_{ti}^2$, $u_{ni}^2 = \lambda^2 \Lambda_i^2 + k_{ti}^2$. Здесь $z_i (i = 1, 2, \dots, N)$ - координаты границ однородных слоев, z_0 - положение источника.

Что касается горизонтальных компонент, то, производя преобразование Фурье выражений для горизонтальных компонент (1.103-1.106) и подставляя выражения для E_z^* и H_z^* (1.115), получим, что

$$H_x^* = \bar{\eta} \frac{k_{ni}^2}{2\lambda} V R^* - \bar{\xi} \frac{1}{2} X'_z D^*, \quad (1.120)$$

$$H_y^* = -\bar{\xi} \frac{k_{ni}^2}{2\lambda} V R^* - \bar{\eta} \frac{1}{2} X'_z D^*, \quad (1.121)$$

$$E_x^* = -\frac{i\omega\mu_0}{2} \left[\bar{\xi} \frac{1}{\lambda \Lambda_i^2} V'_z R^* - \bar{\eta} X D^* \right], \quad (1.122)$$

$$E_y^* = -\frac{i\omega\mu_0}{2} \left[\bar{\eta} \frac{1}{\lambda\Lambda_i^2} V_z' R^* - \bar{\xi} X D^* \right], \quad (1.123)$$

где $\bar{\xi} = i\xi/\lambda^2$, $\bar{\eta} = i\eta/\lambda^2$.

1.3.2 Решения краевых задач

Краевые задачи (1.116-1.119) решаем, определяя X и V в каждом однородном слое (считая и $z = z_0$ границей), согласно уравнениям (1.116), и условиям (1.119) в виде (ось Z направлена вниз):

$$\begin{aligned} F(z) &= A_0 \cdot \exp(u_0 z), \quad z < 0, \\ F(z) &= A_i \cdot \exp(u_i z) + B_i \cdot \exp(-u_i z), \quad z_i < z < z_{i+1}, \\ F(z) &= B_N \cdot \exp[-u_N(z - z_N)], \quad z > z_N. \end{aligned}$$

Здесь F обозначает любую из функций X и V , а u_i - любую из u_{ti} , u_{ni} . Удобно представить решение внутри слоя конечной мощности ($z_i < z < z_{i+1}$) в другом виде, используя значения функции и ее производной на границе (изнутри). Определяя A_i и B_i в уравнениях

$$\begin{aligned} F(z_i) &= A_i \cdot \exp(u_i z_i) + B_i \cdot \exp(-u_i z_i), \\ F_z'(z_i) &= A_i u_i \exp(u_i z_i) - B_i u_i \cdot \exp(-u_i z_i), \end{aligned}$$

получим выражения

$$\begin{aligned} F(z) &= F_i \cdot \operatorname{ch}[u_i(z - z_i)] + \frac{F_i'}{u_i} \cdot \operatorname{sh}[u_i(z - z_i)], \\ F_z'(z) &= F_i \cdot u_i \cdot \operatorname{sh}[u_i(z - z_i)] + F_i' \cdot \operatorname{ch}[u_i(z - z_i)], \end{aligned}$$

которые позволяют пересчитывать вниз значения функции и производной на границе i значения при любом z в данном слое, в частности, при $z = z_{i+1}$, т.е. на следующей границе. Аналогично можно выразить решение и через значения F_{i+1} , F_{i+1}' на нижней границе и получить возможность "двигаться вверх". Таким образом, мы можем определить решение в каждом слое, двигаясь сверху вниз до источника с точностью

до коэффициента A_0 . Точно также можно определять решение в каждом слое, двигаясь снизу до источника, с точностью до коэффициента B_N . Согласуя эти два решения на границе, содержащей источник, мы найдем и коэффициенты A_0 и B_N .

Введя функции $\check{\zeta}(z)$, независимые от положения источника, определим $F(z) = A_0 \cdot \check{\zeta}(z)$ над границей со сторонним магнитным током ($z < z_0$), причем $\check{\zeta}(z)$ определяется сверху вниз:

$$\begin{aligned} \check{\zeta}(z) &= \cdot \exp(u_0 z), \quad z < 0, \\ \text{и в слое } z_i < z < z_{i+1}, \\ \check{\zeta}(z) &= \check{\zeta}_i \cdot \text{ch}[u_i(z - z_i)] + \frac{\check{\zeta}'_i}{u_i} \cdot \text{sh}[u_i(z - z_i)], \\ \check{\zeta}'_z(z) &= \check{\zeta}_i \cdot u_i \text{sh}[u_i(z - z_i)] + \check{\zeta}'_i \cdot \text{ch}[u_i(z - z_i)]. \end{aligned} \quad (1.124)$$

где $\check{\zeta}_i = \check{\zeta}(z_i)$, $\check{\zeta}'_i = \check{\zeta}'_z(z_i)$.

Аналогично определим $F(z) = B_N \cdot \hat{\zeta}(z)$ под источником ($z > z_0$), где $\hat{\zeta}(z)$ определяется снизу вверх:

$$\begin{aligned} \hat{\zeta}(z) &= \cdot \exp[-u_N(z - z_N)], \quad z > z_N. \\ \text{и в слое } z_i < z < z_{i+1}, \\ \hat{\zeta}(z) &= \hat{\zeta}_{i+1} \cdot \text{ch}[u_i(z - z_{i+1})] + \frac{\hat{\zeta}'_{i+1}}{u_i} \cdot \text{sh}[u_i(z - z_{i+1})], \\ \hat{\zeta}'_z(z) &= \hat{\zeta}_{i+1} \cdot u_i \text{sh}[u_i(z - z_{i+1})] + \hat{\zeta}'_{i+1} \cdot \text{ch}[u_i(z - z_{i+1})], \end{aligned} \quad (1.125)$$

где $\hat{\zeta}_i = \hat{\zeta}(z_i)$, $\hat{\zeta}'_i = \hat{\zeta}'_z(z_i)$.

При переходе простой границы непрерывны функции

$$\begin{aligned} \text{а) для } X \quad \text{б) для } V \\ h = \zeta \quad \text{и} \quad f = \zeta'_z / \lambda, \quad f = \sigma_n \zeta \quad \text{и} \quad h = \frac{1}{\Lambda^2} (\zeta'_z / \lambda). \end{aligned} \quad (1.126)$$

Находим функцию F , имея источник при $z = z_0$ и определяя коэффициенты A_0 и B_N при учете условий на этой границе, согласно (1.117-1.118):

$$F(z) = \frac{2\hat{f}(z_0) \cdot \check{\zeta}(z)}{D}, \quad z < z_0 \quad (\text{над источником}), \quad (1.127)$$

$$F(z) = \frac{2\check{f}(z_0) \cdot \hat{\zeta}(z)}{D}, \quad z > z_0 \text{ (под источником)},$$

и

$$F'_z(z) = \frac{2\hat{f}(z_0) \cdot \check{\zeta}'_z(z)}{D}, \quad z < z_0 \text{ (над источником)}, \quad (1.128)$$

$$F'_z(z) = \frac{2\check{f}(z_0) \cdot \hat{\zeta}'_z(z)}{D}, \quad z > z_0 \text{ (под источником)}.$$

Здесь акцент ($\check{}$) означает, что функция определяется над источником, последовательно сверху вниз по формулам (1.124). Соответственно, акцент ($\hat{}$) означает, что функция определяется снизу, с нижней стороны последней границы по формулам (1.125). $D = \check{f}(z_0)\hat{h}(z_0) - \hat{f}(z_0)\check{h}(z_0)$.

1.3.3 Горизонтальный магнитный диполь

Рассмотрим теперь горизонтальный магнитный диполь, располагаемый на оси Z в точке z_0 с моментом, направленным по оси X . В этом случае плоское распределение магнитного тока, которое мы предусматривали до сих пор произвольным, примет вид

$$j_x^M = M_x \cdot \delta(x) \cdot \delta(y), \quad j_y^M = 0,$$

где M_x - величина момента. Далее

$$\text{rot}_z \vec{j}^M = -M_x \cdot \delta(x) \cdot \delta'(y), \quad \text{div} \vec{j}^M = M_x \cdot \delta'(x) \cdot \delta(y). \quad (1.129)$$

Тогда, согласно (1.114), пользуясь свойствами дельта-функции Дирака, получим следующие конкретные выражения для функций R^* и D^* :

$$R^* = -M_x \cdot (\mathbf{i}\eta), \quad D^* = M_x \cdot (\mathbf{i}\xi). \quad (1.130)$$

Таким образом, образы интересующих нас компонент поля ГМД, т.е. H_z^* и H_x^* , примут вид

$$H_z^* = -\frac{M_x}{2} X \cdot (\mathbf{i}\xi),$$

$$H_x^* = -\frac{M_x}{2} \cdot \left[\left(\frac{\mathbf{i}\eta}{\lambda} \right)^2 \cdot \frac{k_n^2}{\lambda} \cdot V + \left(\frac{\mathbf{i}\xi}{\lambda} \right)^2 \cdot X'_z \right].$$

Переходя к оригиналам, производя преобразование Фурье, получим

$$H_z = -\frac{M_x}{4\pi} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \int_0^{\infty} J_0(\lambda r) \lambda X d\lambda. \quad (1.131)$$

$$H_x = -\frac{M_x}{4\pi} \cdot \left[k_n^2 \frac{\partial^2}{\partial y^2} \int_0^{\infty} J_0(r\lambda) \frac{V}{\lambda^2} d\lambda + \frac{\partial^2}{\partial x^2} \int_0^{\infty} J_0(r\lambda) \frac{X'_z}{\lambda} d\lambda \right]. \quad (1.132)$$

И окончательно, рассматривая решение на оси X ($y = 0, x \equiv r$):

$$H_z = \frac{M_x}{4\pi} \int_0^{\infty} J_1(\lambda r) \lambda^2 X d\lambda. \quad (1.133)$$

$$H_x = \frac{M_x}{4\pi r} \cdot \left\{ k_n^2 \int_0^{\infty} J_1(\lambda r) \frac{V}{\lambda} d\lambda + \int_0^{\infty} [J_0(\lambda r) \lambda r + J_1(\lambda r)] X'_z d\lambda \right\}. \quad (1.134)$$

Присоединив полученное ранее решение для вертикального магнитного диполя (которое не зависит от анизотропии, а зависит только от продольного удельного сопротивления), мы получаем решение для произвольно-ориентированного магнитного диполя во многослойной среде с анизотропией. Такая программа нами создана для обслуживания индукционного электромагнитного каротажа.

На рис.1.5 отображен расчет профильной кривой ЭДС (мнимой части) в наклонной скважине, пересекающей многослойный анизотропный разрез, для 2-катушечного зонда с поперечными питающей (момент=1А·м², частота 235кГц) и приемной (−0.244м²) диполями (катушками). Среда имеет 13 границ и горизонтальные удельные сопротивления (в Ом·м) есть: 1, 0.5, 2, 10, 4, 2, 20, 60, 99, 1, 0.5, 2, 10, 4. Соответственно, вертикальные сопротивления: 8, 1, 2.2, 120, 25, 16, 30, 80, 300, 8, 1, 2.2, 120, 25. Границы на глубинах (м): 0, 0.5, 2, 2.5, 4.5, 5.5, 8.5, 10.5, 12, 12.5, 14, 15, 16. Скважина наклонена под углом 13° к горизонту, кроме того зонд с поперечными датчиками повернут вокруг оси на 40°. На рисунке также представлена профильная кривая производной ЭДС по вертикальному сопротивлению 5-ого слоя. Здесь использована прямая задача, позволяющая рассчитывать также и производные по любому параметру, что сде-

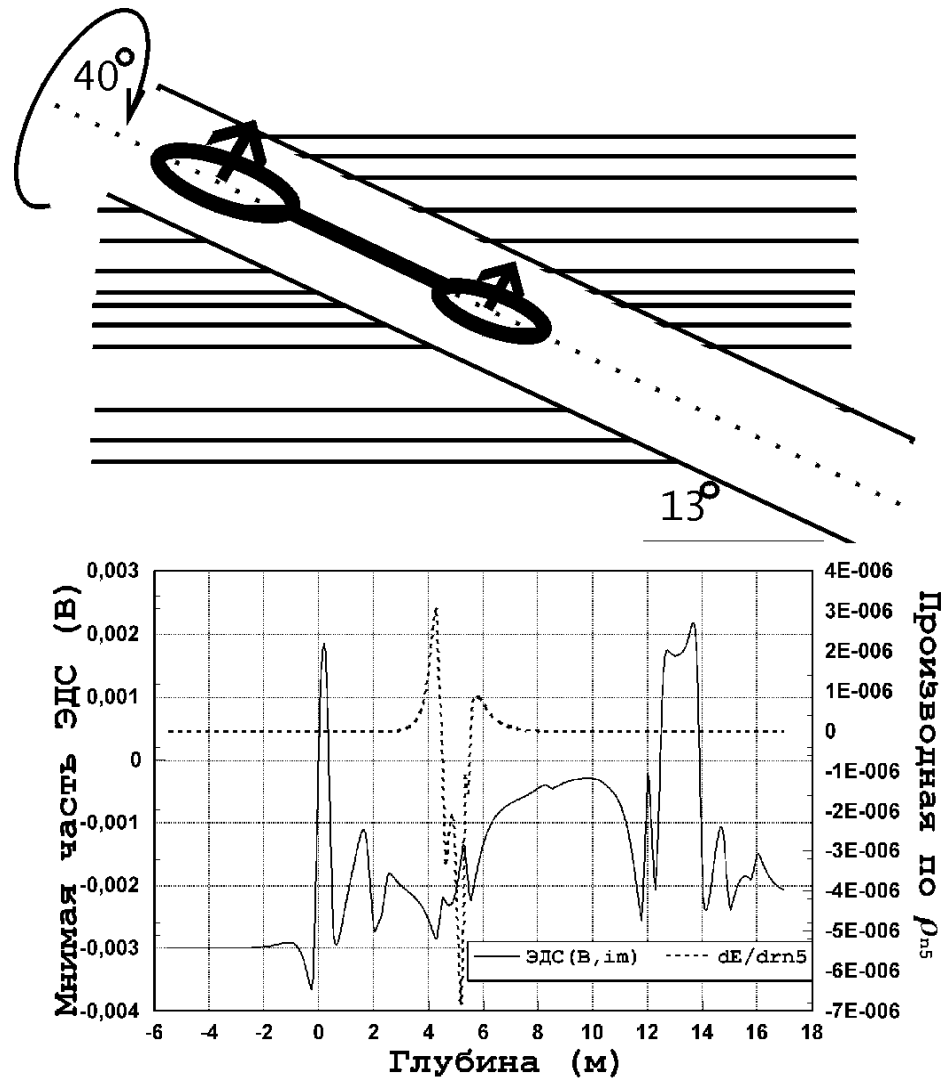


Рис. 1.5: Индукционные каротажные зондирования в наклонной скважине. Профильное отображение ЭДС и ее производной по поперечному сопротивлению 5-го слоя.

лено в соответствии с аналитическим, интегральным способом расчета производных, который мы развиваем в этой главе ниже.

1.4 Решение А.Н.Тихонова задачи о становлении электромагнитного поля

Выше предлагались решения задачи становления двумя способами. Во многих деталях, еще больше в их сочетании, эти решения нестандартны. Напомним, что источник учитывался как граничное условие,

уменьшено число определяемых функций без введения потенциалов, начато решение задачи с перехода к нестационарной задаче в области пространственных гармоник (классический подход предусматривает введение векторов-потенциалов для точечных источников и переход в частотный режим). Далее, в области пространственных гармоник решается одномерная нестационарная задача двумя способами разделения переменных, и получены, соответственно, интеграл Фурье и (в квазистационарном приближении и при бесконечном или нулевом сопротивлении основания) ряд Фурье. Но, отвлекаясь от деталей и порядка применения преобразований, нужно признать, что полученные решения, более удобные, компактные и общие, все же соответствуют двум традиционным способам решения, известным, как "решение в частотной области" и "решение во временной области". Как известно, эти два основных подхода к решению задачи об установлении поля в слоистой среде были предложены почти одновременно А.Н. Тихоновым [115] и М.С. Шейнманом [121].

1.4.1 О способах решения задачи становления

Решение по Шейнману приводит к двукратному интегралу Фурье-Ганкеля. Алгоритм, использованный Шейнманом, получил наибольшее распространение и развитие в России и за рубежом (например, [14], [118]), несмотря на трудности в численной реализации, связанные с осциллирующими факторами в преобразованиях Фурье и Ганкеля. Разумеется, это понятно и естественно – подход имеет давнюю традицию в физике и математике и в качестве промежуточного этапа включает в себя расчет привычного частотного режима, который является сам по себе рабочим режимом некоторых электромагнитных методов. Так что трудности численной реализации так или иначе были преодолены, но только в квазистационарном приближении. Наиболее значительными численными реализациями этого подхода явились в России программа

Л.А. Табаровского и В.П. Соколова ([108]), в которой использовалась при интегрировании сплайн-интерполяция, и программы У.Л. Андерсона за рубежом, в которых он применил свой метод цифровой фильтрации ([137],[138],[139],[140]).

Однако, решение задачи установления в виде двойного интеграла Фурье-Ганкеля имеет еще тот недостаток, что оно с большим трудом поддается асимптотическим разложениям. На его основе весьма сложно провести анализ особенностей установления поля различных источников, особенно, в средах с изолирующим основанием.

Метод А.Н. Тихонова некоторое время развивался в работах О.А. Скугаревской, П.П. Фролова и других авторов (например, [102], [27]), однако это не привело к появлению эффективной вычислительной процедуры для многослойных сред. За рубежом это решение почти не известно (можем указать лишь [152]), и мало применялось в России. Нужно заметить, что решение Тихонова, которое мы здесь обсуждаем, вовсе не единственное представление решения задачи установления во временной области. Сам же А.Н.Тихонов дал и другое решение ([113]) методом многократных отражений, удобное в ранней стадии. Общий подход к решению во временной области состоит в переходе к одномерной нестационарной или квазистационарной задаче в области пространственных гармоник. Поэтому такой подход иногда называют методом устанавливающихся пространственных гармоник. Эту одномерную задачу можно решать различными способами. В работе [143] эта задача решается конечно-разностным способом. Авторы работы [129] разделили переменные (t и z) в краевой задаче и свели ее к задаче Штурма-Лиувилля, которую также предложили решать численно. Собственно, подход А.Н. Тихонова состоит в последовательном аналитическом решении также и задачи Штурма-Лиувилля, получении и анализе уравнения для собственных значений, представлении решения в виде ряда по собственным функциям и аналитическом

выражении коэффициентов такого представления на основании начального условия.

Возможен также подход к решению во временной области, основанный на аппроксимации геоэлектрической модели. Для магнитной моды, возбуждаемой токовой петлей, расположенной на дневной поверхности, можно с достаточной точностью описать непрерывную по вертикали горизонтально-слоистую геоэлектрическую среду дискретным набором проводящих плоскостей. Решение в этом случае обладает некоторой благоприятной для численных расчетов спецификой ([109], [128]).

Возвращаясь к оригинальной работе А.Н. Тихонова [115], нужно заметить, что там был дан весьма частный случай двухслойной среды, который не так-то просто может быть обобщен. Однако, нам удалось успешно использовать этот способ решения, как чрезвычайно эффективное средство для получения асимптотических выражений для поздних стадий установления полей различных источников ([53], [18], [87]). Мы также успешно численно реализовали и многослойный алгоритм для расчетов процессов установления электрического и магнитного типов при возбуждении различными источниками ([58], [59], [60]). Так или иначе, подход А.Н. Тихонова, над развитием которого мы много работали, нуждается в современном изложении.

1.4.2 Магнитная мода во многослойной среде

Приведем подробное решение задачи становления способом предложенным А.Н. Тихоновым в работе [115] на примере становления поля магнитного типа во многослойной среде, используя токовую петлю в качестве источника. Рассмотрим пока произвольную горизонтально-слоистую модель ($\sigma_0, \sigma_1, \dots, \sigma_{N-1}, \sigma_N$ – проводимости, $\mu_0, \mu_1, \dots, \mu_{N-1}, \mu_N$ – магнитные проницаемости, $\varepsilon_0, \varepsilon_1, \dots, \varepsilon_{N-1}, \varepsilon_N$ – диэлектрические проницаемости, $z_1 = 0 < z_2 < \dots < z_{N-1} < z_N$ – координаты границ). На

границе с номером l ($z = z_l$) поместим горизонтальную токовую петлю радиуса a , ток в которой изменяется по закону $I \cdot q(t)$.

Нетрудно видеть, учитывая (1.23-1.28), что в цилиндрической системе координат отличны от 0 компоненты H_r , H_z и E_φ , которые можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned} H_r(r, z, t) &= -\frac{I}{2} \int_0^\infty J_1(\lambda r) a J_1(\lambda a) \frac{\partial X(z, t, \lambda)}{\partial z} d\lambda, \\ H_z(r, z, t) &= \frac{I}{2} \int_0^\infty J_0(\lambda r) a J_1(\lambda a) \lambda X(z, t, \lambda) d\lambda, \\ E_\varphi(r, z, t) &= \frac{I\mu(z)}{2} \int_0^\infty J_1(\lambda r) a J_1(\lambda a) \frac{\partial X(z, t, \lambda)}{\partial t} d\lambda. \end{aligned} \quad (1.135)$$

В общем случае для функции X имеем краевую задачу

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 X}{\partial z^2} - \lambda^2 \cdot X &= \mu\sigma \frac{\partial X}{\partial t} + \mu\varepsilon \frac{\partial^2 X}{\partial t^2}, \quad z_1 \leq z \leq z_N, \\ [\mu X] &= 0, \quad [X'_z] = 2\lambda q(t) \cdot \Delta(i-l), \\ X &\rightarrow 0, \quad |z| \rightarrow \infty, \end{aligned} \quad (1.136)$$

где $i = 1, \dots, N$, а $\Delta(i-l) = 1$, если $i = l$, и $\Delta(i-l) = 0$, если $i \neq l$.

Эту задачу, как мы выяснили уже выше, можно решить, разделяя переменные и отделяя переменную t в виде $\exp(-i\omega t)$, где независимая переменная ω принимает непрерывный спектр значений $-\infty \leq \omega \leq \infty$, что и приводит нас к традиционному решению задачи установления, известному, как "решение в частотной области".

Но сейчас нас интересует решение, которое предложил А.Н.Тихонов. Чтобы отвлечься от деталей, считаем среду немагнитной (всюду $\mu = \mu_0$ — магнитной проницаемости вакуума). Первый шаг состоит в ограничении задачи по z областью $0 \leq z \leq z_N$. Для этого примем квазистационарное приближение (всюду $\varepsilon = 0$) и положим сопротивления верхнего и нижнего полупространств равными бесконечности ($\sigma_0 = \infty, \sigma_N = \infty$). В этих областях правая часть в уравнении для функции X обращается в 0, и в верхнем полупространстве решение есть $X(z, t) = X(0, t) \exp(\lambda z)$,

в нижнем, соответственно, $X(z, t) = X(z_N, t) \exp[-\lambda(z - z_N)]$. Приближаясь к границам, в пределе на самих границах получим, что

$$X'_z(0, t) - \lambda X(0, t) = 0, \quad X'_z(z_N, t) + \lambda X(z_N, t) = 0.$$

Но это условия на внешних сторонах границ области $0 \leq z \leq z_N$. Учитывая условия на границах для функции X в (1.136), получим условия на внутренних сторонах границ области:

$$\begin{aligned} X'_z(0, t) - \lambda X(0, t) &= 2\lambda q(t) \cdot \Delta(1 - l), \\ X'_z(z_N, t) + \lambda X(z_N, t) &= 2\lambda q(t) \cdot \Delta(N - l). \end{aligned}$$

Далее, упростим задачу, рассмотрев режим источника, как выключение постоянного тока в момент $t = 0$ (т.е., $q(t) = 1 - U(t)$, где $U(t)$ - функция Хевисайда), что позволяет отдельно рассмотреть стационарную задачу и использовать ее решение, как начальное условие для квазистационарной. Итак, в ограниченной области $0 \leq z \leq z_N$ имеем стационарную задачу с источником:

$$\begin{aligned} \overline{X}''_{zz} - \lambda^2 \cdot \overline{X} &= 0, \quad z_1 \leq z \leq z_N, \\ \overline{X}'_z - \lambda \overline{X} &= 2\lambda \Delta(1 - l), \quad z = z_1 = 0, \\ [\overline{X}] &= 0, \quad [\overline{X}'_z] = 2\lambda \Delta(i - l), \quad z = z_i, \\ \overline{X}'_z + \lambda \overline{X} &= 2\lambda \Delta(N - l), \quad z = z_N, \end{aligned} \tag{1.137}$$

и квазистационарную во временной области $t \geq 0$ уже без источника:

$$\begin{aligned} X''_{zz} - \lambda^2 \cdot X &= \mu_0 \sigma \frac{\partial X}{\partial t}, \quad z_1 \leq z \leq z_N, \\ X'_z - \lambda X &= 0, \quad z = 0, \\ [X] &= 0, \quad [X'_z] = 0, \quad z = z_i, \\ X'_z + \lambda X &= 0, \quad z = z_N, \\ X &= \overline{X}(\lambda, z), \quad t = 0, \\ X &= 0, \quad t = \infty, \end{aligned} \tag{1.138}$$

где $i = 1, \dots, N - 1$.

1.4.3 Редукция к задаче Штурма-Лиувилля и ее решение

Разделяем переменные в краевой задаче (1.138) вполне очевидным образом, как $\zeta(z) \cdot \exp(-\alpha t)$, требуя $\alpha > 0$. Тогда для функции $\zeta(z)$ получаем краевую задачу третьего рода типа Штурма:

$$\zeta''_{zz} - (\lambda^2 - \mu_0 \sigma \alpha) \cdot \zeta = 0, \quad z_1 \leq z \leq z_N, \quad (1.139)$$

$$\zeta'_z - \lambda \zeta = 0, \quad z = 0, \quad (1.140)$$

$$[\zeta] = 0, \quad [\zeta'_z] = 0, \quad z = z_i, \quad (1.141)$$

$$\zeta'_z + \lambda \zeta = 0, \quad z = z_N, \quad (1.142)$$

где произведение $\mu_0 \sigma$ есть кусочно-постоянная функция z . Проблему решения (1.139)-(1.142) можно охарактеризовать, как самосопряженную задачу о собственных значениях, для которой имеет место осцилляционная теорема Штурма [37]:

Существует бесконечное множество собственных значений, все собственные значения действительны и могут быть расположены в виде неограниченно возрастающей монотонной последовательности ($\alpha_0 < \alpha_1 < \dots < \alpha_j < \dots$). Каждое собственное значение имеет кратность 1; таким образом все собственные функции $\zeta_j(z)$, соответствующие одному и тому же собственному значению α_j , отличаются друг от друга лишь на постоянный, отличный от нуля множитель. Каждая собственная функция $\zeta_j(z)$ имеет в открытом интервале (z_1, z_N) ровно j нулей. Собственные функции удовлетворяют соотношению ортогональности

$$\int_{z_1}^{z_N} \mu_0 \sigma(z) \zeta_k(z) \zeta_j(z) dz = 0 \quad \text{при } k \neq j. \quad (1.143)$$

Авторы работы [129] предпочли конечно-разностное решение проблемы (1.139)-(1.142), здесь же предлагается продолжить аналитическое развитие решения. Итак, в i -ом слое имеем общее решение уравнения (1.139) в виде $\zeta(z) = A_i \exp(u_i z) + B_i \exp(-u_i z)$, где $u_i = \sqrt{\lambda^2 - \mu_0 \sigma_i \alpha}$. Можно

представить это в другом виде, выразив коэффициенты A_i, B_i через значения функции и ее производной на i -ой границе:

$$\zeta(z) = \zeta_i \cdot \operatorname{ch} [u_i(z - z_i)] + \frac{\zeta_i'}{u_i} \cdot \operatorname{sh} [u_i(z - z_i)]. \quad (1.144)$$

Такое представление дает ключ к решению задачи (1.139)-(1.142). В самом деле, положив на верхней границе $\zeta_1 = 1$ и, следовательно, из (1.140), $\zeta_1' = \lambda$, используя формулу (1.144), как рекуррентную формулу пересчета (при $z = z_{i+1}$) вниз с границы на границу, получаем, посредством условия на нижней границе (1.142), уравнение для собственных значений α_j . В процессе решения этого уравнения определяются все ζ_i, ζ_i' , $i = 2, \dots, N$ для каждого собственного значения α_j и, в соответствии с (1.144), определяется полностью каждая собственная функция $\zeta_j(z)$ в области $z_1 = 0 \leq z \leq z_N$. Здесь и ниже мы используем индекс j для нумерации собственных чисел и собственных функций, а индекс i – для нумерации слоев в разрезе. Таким образом, ζ_{ji} есть значение j -ой собственной функции на i -ой границе. Также, $u_{ji} = \sqrt{\lambda^2 - \mu_0 \sigma_i \alpha_j}$.

Теперь можно представить общее решение квазистационарной задачи (1.138) в виде суперпозиции:

$$X(z, t) = \sum_{j=0}^{\infty} C_j \cdot \zeta_j(z) \cdot \exp(-\alpha_j t), \quad (1.145)$$

где коэффициенты C_j найдем, удовлетворяя начальному условию:

$$\bar{X}(z) = \sum_{j=0}^{\infty} C_j \cdot \zeta_j(z). \quad (1.146)$$

Для нахождения C_j умножим (1.146) на $\mu_0 \sigma \zeta_k(z)$ ($k = 0, 1, \dots$) и проинтегрируем по z от 0 до z_N . Дифференцированием можно убедиться, что имеют место первообразные:

$$\begin{aligned} \int \mu_0 \sigma \zeta_j \zeta_k dz &= \frac{1}{\alpha_k - \alpha_j} (\zeta_j' \zeta_k - \zeta_j \zeta_k'), \\ \int \mu_0 \sigma \zeta_j^2 dz &= \frac{\mu_0 \sigma}{2u_j^2} \{ z \cdot [u_j^2 \zeta_j^2 + (\zeta_j')^2] - \zeta_j' \zeta_j \}, \\ \int \mu_0 \sigma \bar{X} \zeta_k dz &= \frac{1}{\alpha_k} (\bar{X}'_j \zeta_k - \bar{X} \zeta_k'). \end{aligned}$$

Подставляя пределы в каждом однородном слое и суммируя, пользуясь условиями краевых задач для функций \bar{X} и ζ_j , убеждаемся, что соотношение ортогональности справедливо и в нашем случае кусочно-постоянной функции $\sigma(z)$, и для C_j получаем:

$$C_j = \frac{\int_0^{z_N} \mu_0 \sigma \bar{X} \zeta_j dz}{\int_0^{z_N} \mu_0 \sigma \zeta_j^2 dz} = \frac{2 \lambda \zeta_{jl}}{\mu_0 \alpha_j M_j}, \quad (1.147)$$

где

$$M_j = \sum_{i=1}^{N-1} \frac{\sigma_i}{2 u_{ji}^2} \{d_i [\zeta_{ji}^2 u_{ji}^2 - (\zeta'_{ji})^2] + (\zeta_{j_{i+1}} \zeta'_{j_{i+1}} - \zeta_{ji} \zeta'_{ji})\},$$

$d_i = z_{i+1} - z_i$ – мощности слоев, а для ζ_{ji} и ζ'_{ji} имеем в соответствии с общим выражением (1.144) рекуррентные формулы

$$\begin{aligned} \zeta_{j_{i+1}} &= \zeta_{ji} \operatorname{ch}(u_{ji} d_i) + \frac{\zeta'_{ji}}{u_{ji}} \operatorname{sh}(u_{ji} d_i), \\ \zeta'_{j_{i+1}} &= \zeta_{ji} u_{ji} \operatorname{sh}(u_{ji} d_i) + \zeta'_{ji} \operatorname{ch}(u_{ji} d_i). \end{aligned} \quad (1.148)$$

Следует обратить внимание на то, что u_{ji} могут принимать мнимые значения и тогда вещественное гиперболическое решение переходит в вещественное тригонометрическое решение, т.е.

$$\begin{aligned} \zeta_{j_{i+1}} &= \zeta_{ji} \cos(u_{ji} d_i) + \frac{\zeta'_{ji}}{u_{ji}} \sin(u_{ji} d_i), \\ \zeta'_{j_{i+1}} &= -\zeta_{ji} u_{ji} \sin(u_{ji} d_i) + \zeta'_{ji} \cos(u_{ji} d_i). \end{aligned} \quad (1.149)$$

где теперь $u_{ji} = \sqrt{\mu_0 \sigma_i \alpha_j - \lambda^2}$.

Таким образом, задача решена. Подчеркнем, что описанный алгоритм вполне успешно используется уже десятилетие для расчетов кривых становления в системе ПОДБОР в реальном диапазоне времен для сред с любым основанием, хотя, как увидим, он наиболее удобен для расчетов поздней стадии процесса. Использование этого алгоритма поясняется ниже на некоторых примерах в главах 2 и 3. При численной реализации основные трудности связаны с решением трансцендентного уравнения

для собственных значений. Однако, эта проблема (проблема начального приближения) решается в связи с необходимостью решать уравнение для каждого узла интегрирования в интегралах (1.135).

1.5 Интегральный способ расчета в прямой задаче производных по параметрам слоистой модели

Основой интерпретационного процесса в геоэлектрике являются процедуры решения прямой и обратной одномерных задач. Обратная задача решается обычно на основе анализа чувствительности прямой задачи к изменениям геопараметров. И обычно такой анализ проводится путем многократного использования процедуры прямой задачи. Алгоритм прямой задачи, позволяющий рассчитать помимо отклика также и его производные по параметрам разреза в этой ситуации крайне полезен.

Предлагаемый метод применим к прямой задаче в любом режиме (постоянный ток, частотная область, становление) на определенном этапе разделения переменных. Получим, например, интегральные выражения для производных магнитной моды, возбуждаемой горизонтальным током (например, петель) в точке ($z = z_0$). в гармоническом режиме. Примем разрез и систему координат, которые мы использовали в разделе 1.1 (рис.1.1). Для определения производных поля, необходимо рассмотреть производные от решений краевой задачи для магнитной моды (образа) в задаче (1.22). С учетом гармонического режима и квазистационарного приближения ($\varepsilon_i = 0$) в немагнитной среде ($\mu_i = \mu_0$) эта краевая задача примет вид:

$$\begin{aligned}
 X''_{zz} - u_i^2 X &= 0, \quad - \text{ в каждом слое,} \\
 [X]|_{z=z_i} &= 0, \quad [X'_z]|_{z=z_i} = 0, \quad i = 1, \dots, N, \\
 [X]|_{z=z_0} &= 0, \quad [X'_z]|_{z=z_0} = 2\lambda, \\
 X &\rightarrow 0, \quad \text{при } |z| \rightarrow \infty,
 \end{aligned}
 \tag{1.150}$$

где $u_i = \sqrt{\lambda^2 + k_i^2}$, $k_i^2 = -i\omega\mu_0\sigma_i$, $i = 0, 1, \dots, N$.

Решение имеет вид $X(z, z_0)$, где z - точка наблюдения, z_0 - положение источника. Сначала покажем, что решение краевой задачи для X в случае, если уравнение в (1.150) имеет правую часть, т.е.

$$\bar{X}''_{zz} - u^2\bar{X} = g(z), \quad (1.151)$$

есть

$$\bar{X}(z, z_0) = X(z, z_0) + \frac{1}{2\lambda} \cdot \int_{z_1}^{z_2} X(z, \bar{z}) \cdot g(\bar{z}) \cdot d\bar{z}. \quad (1.152)$$

Мы предполагаем для простоты и этого нам достаточно, что функция $g(z)$ отлична от нуля в пределах $z_a \leq z \leq z_b$, причем эта область целиком внутри однородного слоя. Итак, подставим решение (1.152) в краевую задачу (1.150, в которой вместо однородного уравнения рассмотрим (1.151). Условия на границах удовлетворяются, а уравнение (1.151) дает

$$\int_{z_1}^{z_2} \frac{X''_{zz}(z, \bar{z}) - u^2 X(z, \bar{z})}{2\lambda} \cdot g(\bar{z}) \cdot d\bar{z} = g(z). \quad (1.153)$$

Подынтегральная функция равна 0 за исключением точки $\bar{z} = z$, где функция X имеет "источник" и ее первая производная терпит разрыв в 2λ (согласно условиям краевой задачи (1.150)), так что $X''_{zz}(z, \bar{z}) - u^2 X(z, \bar{z}) = 2\lambda \cdot \delta(z - \bar{z})$, и решение (1.152) действительно удовлетворяет уравнению (1.151).

Теперь рассмотрим возмущение параметра u^2 в однородном уравнении для X , член $\Delta u^2 \cdot \bar{X}$ объявим правой частью и получим следующее уравнение для полного поля:

$$\bar{X}''_{zz} - u^2\bar{X} = \Delta u^2(z) \cdot \bar{X}. \quad (1.154)$$

Как мы показали выше, решение есть

$$\bar{X}(z, z_0) = X(z, z_0) + \frac{1}{2\lambda} \cdot \int_{z_a}^{z_b} X(z, \bar{z}) \cdot \bar{X}(\bar{z}, z_0) \Delta u^2(\bar{z}) \cdot d\bar{z}. \quad (1.155)$$

Рассмотрим постоянное в области $z_a \leq z \leq z_b$ возмущение Δu^2 , так что Δu^2 вынесем за знак интеграла. Далее, при $\Delta u^2 \rightarrow 0$, получим в пределе

$$\frac{\partial X(z, z_0)}{\partial(u^2)} = \frac{1}{2\lambda} \cdot \int_{z_a}^{z_b} X(z, \bar{z}) \cdot X(\bar{z}, z_0) \cdot d\bar{z}, \quad (1.156)$$

что дает возможность вычислять производные по сопротивлениям слоев.

Если же теперь уменьшать область возмущения при неизменной амплитуде Δu^2 , т.е. $z_a \rightarrow z_b$, то получим

$$\frac{\partial X(z, z_0)}{\partial \bar{z}} = \frac{\Delta u^2}{2\lambda} \cdot X(z, \bar{z}) \cdot X(\bar{z}, z_0). \quad (1.157)$$

Эта формула дает основу для алгоритма расчета производных по координатам границ.

Интеграл в (1.156) можно взять аналитически. Обозначив $X_r = X(z, \bar{z})$, $X_t = X(\bar{z}, z_0)$, получим

$$\int_{z_a}^{z_b} X_r X_t d\bar{z} = \left[\frac{\bar{z}}{2u^2} \left(X_r \frac{\partial X_t}{\partial \bar{z}} - \frac{\partial X_r}{\partial \bar{z}} X_t \right) + \frac{1}{2u^2} X_r \frac{\partial X_t}{\partial \bar{z}} \right]_{z_a}^{z_b} \quad (1.158)$$

Подставляя значения пределов в первообразную, следует учесть наличие в области $z_a \leq z \leq z_b$ источника (z_0) или приемника (z), т.е. разрывов функций и их производных.

Мы здесь продемонстрировали способ применительно к магнитной моде. В случае электрической моды следует еще учесть, что сопротивления входят в граничные условия и появляются новые "правые части" в краевой задаче. На рис.1.5 мы приводили расчет производной поля наклонного магнитного диполя по вертикальному сопротивлению.

1.6 Моды и способы возбуждения. Терминология

В заключение этой главы, пользуясь полученными результатами, обсудим связь между способами возбуждения и типом возбуждаемого поля, что имеет отношение также к употребляемой терминологии. Во-первых

следует договориться по поводу терминов "индукционный" и "индуктивный" в геоэлектрике. Первый, как мы понимаем и употребляем, относится ко всякой электромагнитной ситуации, меняющейся во времени (в том числе и гармонически). Второй указывает на способ возбуждения (индуктивный) индукционного процесса, который, впрочем, может возбуждаться и другим путем – гальванически, посредством стекающего с заземления переменного тока. Индукционный процесс (становление или гармонический режим) в одномерной геоэлектрической среде может быть электрического типа или магнитного (или суперпозицией). В случае наземной электроразведки, в которой приемно-питающая установка располагается на дневной поверхности или выше, справедливо, что поле магнитного типа возбуждается индуктивно, а поле электрического типа – гальванически. В связи с чем иногда ТЕ-процесс именуется индуктивным процессом, а ТМ-процесс – гальваническим процессом. Таким образом, известнейший метод электроразведки – индуктивная (импульсная) электроразведка (МПП, ЗСБ) определен так из-за широкого применения чисто индуктивного способа возбуждения посредством токовой петли (но это не обязательно), но также и потому, что идеология метода основана на использовании поля магнитного типа. Хотя, конечно, следует понимать, что задачи метода совсем другие, нежели реализация ТЕ-процесса. Просто ТЕ-процесс – базовый для индуктивной импульсной электроразведки.

Однако теперь мы можем уточнить, что если рассматривать и установки с погруженными элементами, то, как мы убедились на примерах ВЭД и погруженного ГМД, поле электрического типа возбуждается и индуктивным путем. В случае ВЭД полное поле (Е-поле) возбуждается гальваническим и индуктивным способами. В случае погруженного ГМД полное поле есть суперпозиция полей электрического и магнитного типов и все это возбуждается индуктивно.

Вопрос о соответствии способа возбуждения и типа возбуждаемого поля усложняется, если установка такова, что нельзя пренебречь возбуждением посредством токов смещения. Такой способ возбуждения можно назвать емкостным. Известная такая питающая установка – это незаземленная электрическая линия – смешанный индуктивно-емкостной возбудитель. Обсуждаемый ниже (глава 3) вариант КЭД с внешним незаземленным окончанием является гальвано-емкостным возбудителем чистого ТМ-поля.

Глава 2

ИНДУКТИВНЫЕ ИМПУЛЬСНЫЕ ЗОНДИРОВАНИЯ

В этой главе рассматриваются некоторые проблемы индуктивной импульсной электроразведки (метод переходных процессов – МПП, зондирования становлением в ближней зоне – ЗСБ и пр.), как наиболее современного и важного метода, основанного на использовании ТЕ-процесса становления в качестве базового процесса. К тому же автор много занимался математическим обеспечением этого способа электроразведки и вопросами интерпретации его данных (в главе 4 приводится описание комплекса ПОДБОР). Эта работа, разумеется, ни в коей мере не претендует на систематическое и всестороннее описание метода такое, как, например, в книге В.А.Сидорова [97]. Мы здесь рассматриваем избранные интересные ситуации и надеемся, что кое-что будет для читателя новостью. Говоря об индуктивных импульсных зондированиях, подразумевая во многих случаях и МПП, мы все же постоянно будем находиться в кругу проблематики структурной электроразведки – в соответствии с опытом автора. На наше изложение также явно влияет соседство последующих глав (3 и 5), где предлагается как раз альтернатива – неиндуктивная импульсная электроразведка, основанная на использовании ТМ-процесса.

2.1 ТЕ-поле в электроразведке

Мы уже имели случай заметить, что электроразведка начиналась с использования поля электрического типа (ТМ-поля), поскольку на постоянном токе (при чисто гальваническом возбуждении) ТЕ-поле не возникает. Использование ТЕ-поля началось в индукционных методах электроразведки. Причем быстро обнаружилось, что удобно возбуждать среду индуктивно, незаземленным контуром и принимать так же, индуктивно. Что означало переход уже на использование только ТЕ-поля. Таким образом, современные методы электроразведки (индукционные, с незаземленными элементами приемно-питающей установки, т.е индуктивные) отличаются от методов на постоянном токе не только режимом питания (и не столько), но и типом используемого поля. Основное физическое отличие при этом состоит в том, что ТМ-поле имеет вертикальную электрическую компоненту, ТЕ-поле такой компоненты не имеет.

Сформулируем теперь положительные (или просто удобные) стороны применения ТЕ-поля.

1. Возбуждение и прием индуктивным способом, что делает методику технологичной.
2. Измерения устойчивы, повторяемы, что связано с регистрацией отклика только от горизонтальных токов.
3. Интерпретация ТЕ-отклика максимально проста, насколько это возможно. Характерно, что достаточно эффективными являются такие простые интерпретационные модели, как S -плоскость и однородное полупространство.
4. Токи, возбуждаемые в земле, имеют вторичный характер, следовательно, слабы. Поскольку они к тому же и горизонтальны, то метод (в первом приближении) в электродинамическом смысле чист, свободен от электрохимических эффектов и, следовательно, допускает простой электродинамический подход при интерпретации.

Эти преимущества привели к тому, что индукционные методики электромагнитных зондирований с использованием только ТЕ-поля (т.е. индуктивные) получили самое широкое распространение. На первом этапе, когда решались более простые задачи, например, прослеживание генерального вертикального распределения проводимости георазреза или выявление хорошо проводящих объектов во вмещающей среде с большим сопротивлением, индуктивная электроразведка показала высокую эффективность.

Естественно, с течением времени, цели и объекты индуктивной (импульсной) электроразведки стали усложняться. В 80-х годах были предприняты (и даже в широких производственных масштабах) попытки решать тонкие структурные задачи такие, как выявление и оконтуривание залежей углеводородов. Подобные методики, достаточно дорогостоящие по отношению к результатам, пали первой жертвой экономических неурядиц в нашей стране и изменений в мировых электроразведочных тенденциях (в сторону малоглубинных исследований).

Как бы там ни было, мы не склонны ожидать возрождения глубинных структурных исследований в значительных объемах на базе традиционной индуктивной электроразведки. Теперь мы увидели и недостатки и ограничения метода, которые во многом являются лишь продолжением его достоинств в область навязываемых методу "тонких" задач. ТЕ-отклик определяется всей вмещающей толщей (но при этом только его продольной проводимостью) при широком латеральном распространении. Интересующие аномальные эффекты тонут в этом высокочастотном генерализованном сигнале. Убрать этот фон трудно, прежде всего, потому, что в силу широкого латерального распространения становится неопределенной вмещающая среда. Этот фон чрезвычайно изменчив в пространстве и крайне затрудняет использование экономичных методик с закрепленным источником.

2.2 Становление ТЕ-поля

В предыдущем разделе мы говорили о ТЕ-поле, подразумевая и гармонический режим и становление. Наиболее значимым методом, основанным на применении чистого ТЕ-поля, являются, разумеется, индуктивные импульсные зондирования. Конечно, автор вместе с читателем понимают, что задача электроразведки вовсе не состоит в реализации ТЕ или ТМ-процессов. Индуктивная импульсная электроразведка (ИИЭ) применяется и в существенно трехмерных средах, где говорить о разделении поля на Е и Н-поле проблематично. Вообще, ТЕ-ТМ-подход в геоэлектрике имеет значение постольку, поскольку важна одномерная слоистая модель.

Итак ниже мы рассмотрим некоторые конкретные решения задачи установления ТЕ-поля. Общее решение в произвольной горизонтально-слоистой среде двумя способами ("во временной области", в "частотной области") дано нами в главе 1.

2.2.1 Процесс становления в полупространстве

Выражения для устанавливающегося поля вертикального магнитного диполя при ступенчатом изменении момента в однородном полупространстве хорошо известны [14],[118]. Однако, эти классические решения не учитывают конечные размеры источника и произвольный импульсный режим возбуждения, что существенно для современных (малоглубинных) условий применения ИИЭ. Получим другое представление решения.

Рассмотрим выражение для неустановившегося поля круглой петли с током, расположенной на дневной поверхности однородного полупространства. В квазистационарном приближении при ступенчатом выключе-

чении тока в петле имеем:

$$E_{\varphi}(r, z, r_0, z_0, t) = \frac{\mu_0 r_0}{2} \int_0^{\infty} J_1(\lambda r) \cdot J_1(\lambda r_0) \cdot Z(z, t, \lambda) \cdot d\lambda, \quad (2.1)$$

Здесь:

$$Z = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} X(z, \omega) \cdot \exp(-i\omega t) \cdot d\omega, \quad (2.2)$$

где

$$X = \frac{2\lambda \exp(-u |z|)}{\lambda + \mu}.$$

Соответственно $u = \lambda^2 + k^2$, а $k^2 = -i\omega\mu\sigma$.

Таким образом, мы записали решение в форме суперпозиции устанавливающихся пространственных гармоник. Здесь учтены конечные размеры установки путем введения множителя $J_1(\lambda r_0)$, где r_0 - радиус генераторной петли. В этом случае не удается найти удобное аналитическое представление для (2.1), но после замены переменных и приведения к преобразованию Лапласа интеграл (2.2) берется аналитически:

$$Z = \frac{2\lambda^2}{\mu\sigma} \left[\frac{1}{\sqrt{\pi\tau}} \cdot \exp\left(-\tau - \frac{z^2\mu\sigma}{4t}\right) - \exp(\lambda z) \cdot \operatorname{erfc}\left(\sqrt{\tau} + \frac{\lambda z}{2\sqrt{\tau}}\right) \right], \quad (2.3)$$

где $\tau = \frac{t\lambda^2}{\mu\sigma}$, а функция erfc представляется в виде:

$$\operatorname{erfc}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^{\infty} \exp(-t^2) dt.$$

Решение для импульса произвольной формы можно получить, произведя свертку этого импульса с (2.3) и подставляя в (2.1).

2.2.2 Переходный процесс в присутствии S -плоскости

Другая простейшая модель геоэлектрической среды, сыгравшая большую методологическую роль в развитии индуктивной импульсной электроразведки, состоит в аппроксимации проводящей толщи проводящей плоскостью. Такая модель (S -плоскость в непроводящем пространстве) возможна и имеет смысл именно в индуктивной электроразведке, т.е. при

использовании ТЕ-поля, и теряет смысл с точки зрения ТМ-процесса (квазистационарного). Особая роль этой модели для индуктивной импульсной электроразведки обеспечивается, во-первых, свойствами ТЕ-процесса становления, по которым в поздней стадии процесс определяется лишь суммарной продольной проводимостью и безразличен к вертикальному распределению проводимости и, таким образом, совпадает с процессом становления в присутствии S -плоскости с соответствующим значением продольной проводимости. С этим связана известная " S -эквивалентность", по которой разрезы с различным вертикальным распределением проводимости при одинаковой ее суммарной величине могут дать одинаковые (практически) отклики. Во-вторых, популярность этой модели обеспечивалась также простотой математического описания процесса становления и соблазнительной легкостью вовлечения этого описания в процесс интерпретации.

Решим сначала задачу о становлении поля вертикального магнитного диполя в присутствии проводящей плоскости, как самостоятельную задачу (хотя впервые решение этой задачи приводится еще в [103]). Используем цилиндрическую систему координат с осью z , направленной вниз. ВМД с моментом M_z помещен в начало координат, а S -плоскость с продольной проводимостью S помещена на "глубине" h ($z = h$). Система уравнений Максвелла для ненулевых компонент поля после отключения источника выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r} &= 0, \\ \frac{\partial E_\varphi}{\partial z} &= \mu_0 \dot{H}_r, \quad \frac{1}{r} E_\varphi + \frac{\partial E_\varphi}{\partial r} = -\mu_0 \dot{H}_z, \\ &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r H_r) + \frac{\partial H_z}{\partial z} = 0, \end{aligned} \quad (2.4)$$

всюду, кроме точек S -плоскости. На S -границе ($z = h$) должны выполняться следующие условия:

$$[E_\varphi] = 0, \quad [H_r] = S \cdot E_\varphi. \quad (2.5)$$

Определение S -плоскости и вывод этих условий даны еще в работе [121]. Для получения этих условий нужно рассмотреть первое уравнение Максвелла внутри тонкого (δh) проводящего (σ) слоя при тенденции: $\delta h \rightarrow 0$, $\sigma \rightarrow \infty$ так, что $\delta h \sigma \rightarrow S$ и использовать непрерывность тангенциальных компонент поля на простых границах.

Разделяя переменные и принимая во внимание представления постоянного поля ВМД:

$$H_r = -\frac{M_z}{4\pi} \int_0^\infty J_1(\lambda r) \lambda^2 e^{-\lambda|z|} d\lambda = -\frac{M_z}{4\pi} \frac{3rz}{(r^2 + z^2)^{5/2}},$$

$$H_z = -\frac{M_z}{4\pi} \int_0^\infty J_0(\lambda r) \lambda^2 e^{-\lambda|z|} d\lambda = \frac{M_z}{4\pi} \frac{r^2 - 2z^2}{(r^2 + z^2)^{5/2}},$$

ищем решения в виде:

$$H_r = -\frac{M_z}{4\pi} \int_0^\infty J_1(\lambda r) \lambda^2 R(z, t, \lambda) d\lambda,$$

$$H_z = -\frac{M_z}{4\pi} \int_0^\infty J_0(\lambda r) \lambda^2 Z(z, t, \lambda) d\lambda, \quad (2.6)$$

$$E_\varphi = \frac{M_z}{4\pi} \int_0^\infty J_1(\lambda r) \lambda^2 F(z, t, \lambda) d\lambda,$$

Задача (2.4)-(2.5) для компонент поля отображается в следующую задачу для функций R, Z, F :

$$R'_z + \lambda Z = 0,$$

$$F'_z = -\mu_0 \dot{R}, \quad \lambda F = \mu_0 \dot{Z}, \quad (2.7)$$

$$\lambda R + Z'_z = 0,$$

всюду, исключая границу S , а на границе ($z = h$)

$$[F] = 0, \quad [R] = -S \cdot F$$

Поставим задачу для функции Z :

$$Z''_{zz} - \lambda^2 Z = 0, \quad z \neq h,$$

$$\begin{aligned}
[Z] = 0, \quad [Z'_z] = -\mu_0 S \dot{Z}, \quad z = h, \\
Z(h, 0, \lambda) = \exp(-\lambda h) \quad - \text{начальное условие.}
\end{aligned}
\tag{2.8}$$

решение ищем в виде

$$Z(z, t, \lambda) = C(\lambda) \cdot \zeta(z) \cdot e^{-\alpha t},$$

что дает следующую задачу для $\zeta(z)$:

$$\begin{aligned}
\zeta''_{zz} - \lambda^2 \zeta = 0, \quad z \neq h, \\
[\zeta] = 0, \quad [\zeta'_z] = \mu_0 S \alpha \zeta, \quad z = h,
\end{aligned}
\tag{2.9}$$

Решая задачу (2.9), удовлетворяя также начальному условию в (2.8), легко получаем, что $\alpha = \frac{2\lambda}{\mu_0 S}$ и в области $0 \leq z \leq h$

$$Z = \exp\left[-\lambda(2h - z) - \frac{2\lambda t}{\mu_0 S}\right], \quad R = -Z, \quad F = -\frac{2}{S} \cdot Z.$$

Наконец, подставляя эти выражения в (2.6) и интегрируя, получим широко известные выражения для устанавливающегося поля S -плоскости:

$$\begin{aligned}
H_r &= \frac{M_z}{4\pi} \frac{3rm}{(r^2 + m^2)^{5/2}}, & H_z &= \frac{M_z}{4\pi} \frac{r^2 - 2m^2}{(r^2 + m^2)^{5/2}}, \\
E_\phi &= \frac{M_z}{4\pi S} \frac{6rm}{(r^2 + m^2)^{5/2}}, \\
\dot{B}_r &= \frac{6M_z \mu_0 r}{4\pi S} \frac{r^2 - 4m^2}{(r^2 + m^2)^{7/2}}, & B_z &= -\frac{6M_z \mu_0 m}{4\pi S} \frac{3r^2 - 2m^2}{(r^2 + m^2)^{7/2}},
\end{aligned}
\tag{2.10}$$

где $m = \frac{2t}{\mu_0 S} + 2h - z$ в принятой нами системе координат ($z \leq h$).

2.2.3 Релаксация поля в пачке S -плоскостей

Решение для 2-ух плоскостей ранее приводилось (например, [90]), а становление в присутствии N проводящих плоскостей рассматривалось в [109]. Мы здесь приведем совершенно прозрачное развитие решения для одной плоскости, полученное в предыдущем подразделе.

Итак, имеется теперь N плоскостей с параметрами $S_i, h_i, i = 1, 2, \dots, N$. Краевая задача (2.8) для функции Z имеет теперь вид:

$$\begin{aligned} Z''_{zz} - \lambda^2 Z &= 0, & z \neq h_i, & i = 1, 2, \dots, N \\ [Z] = 0, & [Z'_z] = -\mu_0 S_i \dot{Z}, & z = h_i, & \\ Z(h_i, 0, \lambda) &= \exp(-\lambda h_i) & - \text{начальное условие.} & \end{aligned} \quad (2.11)$$

Решение ищем в виде

$$Z(z, t, \lambda) = C(\lambda) \cdot \zeta(z) \cdot e^{-\alpha t},$$

что дает следующую задачу для $\zeta(z)$:

$$\begin{aligned} \zeta''_{zz} - \lambda^2 \zeta &= 0, & z \neq h_i, \\ [\zeta] = 0, & [\zeta'_z] = \mu_0 S \alpha \zeta, & z = h_i, \end{aligned} \quad (2.12)$$

Далее все очень просто. Обозначим ζ_{i-} значение на i -ой границе "сверху", а ζ_{i+} - "снизу". В i -ом слое воздуха, между i -ой $i+1$ -ой плоскостью решение можно представить через значения функции на внутренних поверхностях границ:

$$\zeta(z) = \zeta_{i+1-} \text{ch}[\lambda(z_{i+1} - z)] - \frac{\zeta'_{i+1-}}{\lambda} \text{sh}[\lambda(z_{i+1} - z)], \quad (2.13)$$

или

$$\zeta(z) = \zeta_{i+} \text{ch}[\lambda(z_i - z)] - \frac{\zeta'_{i+}}{\lambda} \text{sh}[\lambda(z_i - z)]. \quad (2.14)$$

В нижнем полупространстве решение есть $\zeta(z) = \zeta_{N+} \exp(-\lambda z)$, в верхнем - $\zeta(z) = \zeta_{1-} \exp(\lambda z)$. Таким образом, положив, например, $\zeta_{N+} = 1$, далее можно последовательно определить $\zeta(z)$ всюду, пользуясь пересчетом вверх по формуле (2.13) и условиями связи между ζ_{i-} и ζ_{i+} при переходе S -границы (2.12). В верхнем полупространстве, определив ζ_{1-} и ζ'_{1-} , мы получим уравнение ($\lambda \zeta_{1-} = \zeta'_{1-}$) для α , решение которого есть проблема определения корней $\alpha_j, j = 1, 2, \dots, N$ (все - вещественные) многочлена степени N . Следовательно, общее решение мы должны

представить в виде

$$Z(z) = \sum_{j=1}^N C_j \zeta_j(z) \exp(-\alpha_j t). \quad (2.15)$$

Коэффициенты C_j определяются при удовлетворении начального условия путем решения системы линейных уравнений:

$$\exp(-\lambda h_i) = \sum_{j=1}^N C_j \zeta_j(h_i), \quad i = 1, 2, \dots, N. \quad (2.16)$$

Численная реализация этого алгоритма может быть различной. В силу характера ТЕ-поля (только горизонтальные токи) возможно большими наборами S -пластин аппроксимировать любую горизонтально-слоистую среду в рамках индуктивной электроразведки (например, [128]).

2.2.4 Становление поля токовой петли в двухслойной среде с изолирующим основанием

Рассмотрим частный случай, когда средой является однородный пласт с мощностью h и с удельным сопротивлением ρ , подстилаемый изолирующим полупространством. Этот случай интересен тем, что здесь решение можно представить в виде однократного интеграла, что позволяет получить весьма быструю программу, которая использовалась автором для различных трансформаций наблюдаемой кривой становления в кривые кажущихся величин. Итак, из общего решения получаем для случая источника – токовой петли и приемника на дневной поверхности ($z = 0$):

$$\zeta_j(z) = \cos(u_j z) - \frac{\lambda}{u_j} \sin(u_j z). \quad (2.17)$$

где $u_j = \sqrt{m\mu_0\alpha_j/\rho - \lambda^2}$, для α_j имеем уравнение

$$\frac{\operatorname{tg}(u_j h)}{u_j} = \frac{2\lambda}{u_j^2 - \lambda^2}, \quad M_j = \frac{\mu_0 S \alpha_j + 2\lambda}{2\rho u_j^2}, \quad S = \frac{h}{\rho}$$

и, наконец, для E_φ получим:

$$E_\varphi(r, z, t) = -2I\rho \int_0^\infty J_1(\lambda r) J_1(\lambda a) \lambda a \left\{ \sum_{j=0}^\infty \frac{u_j^2 \exp(-\alpha_j t)}{\mu_0 S \alpha_j + 2\lambda} \right\} d\lambda. \quad (2.18)$$

Теперь сделаем замену переменной в (2.18):

$$\begin{aligned}\lambda &= u \cdot \operatorname{tg} \left(\frac{uh}{2} \right) \quad \text{при} \quad 2\pi j \leq uh \leq \pi(2j+1), \\ \lambda &= -u \cdot \operatorname{ctg} \left(\frac{uh}{2} \right) \quad \text{при} \quad \pi(2j+1) \leq uh \leq 2\pi(j+1), \\ j &= 0, 1, 2, \dots\end{aligned}$$

и получим для компонент поля удобные для расчета выражения в виде однократных интегралов, причем, в отличие от (2.19), с прямым вычислением подынтегральной функции:

$$\begin{aligned}E_\varphi &= -I\rho a \int_0^\infty J_1(\lambda r) J_1(\lambda a) \lambda u \exp \left[-\frac{t\rho}{\mu_0} (u^2 + \lambda^2) \right] \exp(-2\lambda H) du, \\ H_r &= I a \int_0^\infty J_1(\lambda r) J_1(\lambda a) \frac{\lambda^2 u \exp \left[-\frac{t\rho}{\mu_0} (u^2 + \lambda^2) \right]}{u^2 + \lambda^2} \exp(-2\lambda H) du, \quad (2.19) \\ H_z &= -I a \int_0^\infty J_0(\lambda r) J_1(\lambda a) \frac{\lambda^2 u \exp \left[-\frac{t\rho}{\mu_0} (u^2 + \lambda^2) \right]}{u^2 + \lambda^2} \exp(-2\lambda H) du.\end{aligned}$$

Здесь источник и приемник подняты на высоту H над пластом.

2.2.5 Поздняя стадия ТЕ-процесса во многослойной среде

Рассмотрим позднюю стадию процесса установления во многослойной среде, пользуясь моделью и представлением решения, предложенными в предыдущей главе. Источник и приемник поместим на дневной поверхности ($z_l = z_1 = 0$, $z = 0$) многослойной среды. Тогда, например, для E_φ имеем:

$$E_\varphi(r, z, t) = -I \cdot \int_0^\infty J_1(\lambda r) J_1(\lambda a) \lambda a \left\{ \sum_{j=0}^\infty \frac{\exp(-\alpha_j(\lambda)t)}{M_j(\lambda)} \right\} d\lambda, \quad (2.20)$$

где подчеркнуто, что собственные числа α_j являются функциями переменной интегрирования λ .

При $t \rightarrow \infty$ интеграл будет определяться, в основном, при таких значениях λ , при которых α_j стремятся к 0 – все, несколько или хотя бы

одно. В противном случае спад поля в среде с изолирующим основанием в поздней стадии имел бы экспоненциальный характер. Рассмотрим собственные значения при $\lambda \rightarrow 0$ и представим

$$\alpha_j = a_{j0} + a_{j1}\lambda + a_{j2}\lambda^2 + \dots,$$

тогда для a_{j0} получим уравнение (естественно, тригонометрическое) в рекуррентной записи:

$$\begin{aligned} \zeta_{j1} &= 1, \quad \zeta'_{j1} = 0, \\ \zeta_{ji+1} &= \zeta_{ji} \cos(\sqrt{\mu_0 \sigma_i a_{j0}} d_i) - \frac{\zeta'_{ji}}{u_{ji}} \sin(\sqrt{\mu_0 \sigma_i a_{j0}} d_i), \\ \zeta'_{ji+1} &= \zeta_{ji} u_{ji} \sin(\sqrt{\mu_0 \sigma_i a_{j0}} d_i) + \zeta'_{ji} \cos(\sqrt{\mu_0 \sigma_i a_{j0}} d_i), \\ \zeta'_{jN} &= 0. \end{aligned}$$

Нетрудно видеть одно решение $a_{00} = 0$. Таким образом, при $\lambda \rightarrow 0$ только $\alpha_0 \rightarrow 0$ и достаточно в (2.20) в подынтегральном выражении сохранить только первый член ряда при $t \rightarrow \infty$.

Определим теперь α_0 при $\lambda \rightarrow 0$, считая α_0 величиной малой порядка λ . В таком случае получим следующее уравнение для α_0 :

$$\begin{aligned} \zeta_{01} &= 1, \quad \zeta'_{01} = -\lambda, \\ \zeta_{0i+1} &\approx \zeta_{0i}, \\ \zeta'_{0i+1} &\approx \zeta_{0i} \mu_0 \alpha_0 \sigma_i d_i + \zeta'_{ji}, \\ \zeta'_{0N} - \lambda \zeta_{0N} &= 0. \end{aligned}$$

Откуда и найдем, что

$$\alpha_0 \approx \frac{2\lambda}{\mu_0 \sum_{i=1}^{N-1} \sigma_i d_i}$$

при $\lambda \rightarrow 0$.

Далее, $M_0 \approx \sum_{i=1}^{N-1} \sigma_i d_i$ и вместо (2.20) получим

$$E_\varphi(r, z, t) = -\frac{I}{S} \cdot \int_0^\infty J_1(\lambda r) J_1(\lambda a) \lambda a \exp\left(\frac{-2\lambda t}{\mu_0 S}\right) d\lambda, \quad (2.21)$$

где $S = \sum_{i=1}^{N-1} \sigma_i d_i$ – суммарная продольная проводимость разреза. Полагая $J_1(\lambda a) \approx \lambda a/2$ (чем заменяем петлю диполем, что соответствует рассматриваемой сейчас поздней стадии), получаем простой табличный интеграл [19] и окончательно:

$$E_\varphi(r, t) = \frac{3M_z r}{\pi S} \cdot \frac{t}{\mu_0 S} \cdot \frac{1}{\left[r^2 + \left(\frac{2t}{\mu_0 S} \right)^2 \right]^{5/2}}. \quad (2.22)$$

Правая часть очень известна в теории индуктивной электроразведки (например, [99]). Итак, в поздней стадии поле многослойного разреза с изолирующим основанием ведет себя, как поле проводящей плоскости с продольной проводимостью, равной суммарной продольной проводимости разреза. Это известнейший и характернейший факт из теории индуктивной импульсной электроразведки. Пожалуй, впервые был получен для многослойной среды в работе [120].

Получено самое позднее асимптотическое представление. Сохраняя следующие члены в разложении решения краевой задачи (1.138) по степеням малости переменной λ , можно получить и более ранние асимптотики, как это делалось для простых сред в [113],[53].

2.2.6 Становление ВМД в среде со сверхпроводящим основанием

В геоэлектрической практике плохопроводящее основание, которое можно представить изолятором, вполне обычное явление и рассматриваемое решение задачи имеет прямые практические приложения. С другой стороны, если ситуация такова, что проводимость основания на два-три порядка превосходит среднюю проводимость исследуемой верхней части разреза, то имеет смысл другая идеализация модели – идеально-проводящее основание. А вот в этом случае опять можно применить способ решения А.Н. Тихонова. В краевой квазистационарной задаче (1.138) условие на нижней границе для изолятора ($X' + \lambda X = 0$) заменяется на

$X = 0$. Нетрудно показать, что теперь при $\lambda = 0$ уравнение для собственных значений не будет иметь нулевого решения. Это означает, что спад поля в самой поздней стадии будет происходить экспоненциально. Впервые эта ситуация этим же методом исследовалась в работе [101]. Нами реализована возможность расчета поля установления во многослойной среде с идеально-проводящим основанием в системе ПОДБОР. В главе 2 исследуется некоторый парадокс, возникающий при интерпретации данных, полученных в средах с сильнопроводящим основанием.

Рассмотрим решение для двухслойной (ρ, h) среды в этом случае. Вместо (2.18) получим

$$E_{\varphi}(r, z, t) = -2I\rho \int_0^{\infty} J_1(\lambda r) J_1(\lambda a) \lambda a \left\{ \sum_{j=0}^{\infty} \frac{u_j^2 \exp(-\alpha_j t)}{\mu_0 S \alpha_j + \lambda} \right\} d\lambda, \quad (2.23)$$

где несколько изменился только знаменатель в подынтегральном выражении. Уравнение для α_j также имеет бесконечное число решений для каждого значения λ :

$$\operatorname{tg} \left(h \sqrt{\mu_0 \alpha_j / \rho - \lambda^2} \right) = - \frac{\sqrt{\mu_0 \alpha_j / \rho - \lambda^2}}{\lambda},$$

но среди них нет такого, чтобы $\alpha_j \rightarrow 0$ при $\lambda \rightarrow 0$, а это значит, что в пласте с идеально проводящим основанием поле спадает экспоненциально в поздней стадии.

2.2.7 Неоднородная проводящая пленка

Рассмотрим одну возможность оперативного расчета поля установления в латерально-неоднородной среде. Существует проблема влияния низкоомной неоднородной верхней части разреза (ВЧР), перекрывающей высокоомную толщу, которую можно принять, как горизонтально-однородную. Такая ситуация весьма типична для значительной части территории Сибирской платформы, где геоэлектрический разрез может быть сведен к типам КН, НКН либо КНКН. Примером служит разрез

Юрубчено-Тахомской зоны, в котором верхний проводящий комплекс залегает на глубинах до 500 метров. Его продольная проводимость изменяется от 20 до 60См. Промежуточная карбонатно-солевая толща имеет суммарную продольную проводимость около 10См. Объектом электро-разведочных работ являются нижнекембрийские и рифейские коллекторы, залегающие на глубине 2 – 3км и имеющие проводимость 5 – 20См.

При интерпретации результатов зондирований, как площадных так и точечных, совершенно необходимо учитывать, что на поздних участках кривых становления, по которым определяются параметры глубинного объекта, проявляют себя удаленные неоднородности ВЧР. Проблема оказалась в свое время настолько актуальной, что вызвала появление специальной методики, описанной в [32], в которой предусматривается физическое моделирование процесса установления поля неоднородной ВЧР и последующий учет результатов моделирования при обработке полевых измерений. Однако, широкому распространению этой методики препятствует трудоемкость технологии физического моделирования.

Автором предложен алгоритм, численно реализованный В.М. Фоминым ([71]), расчета устанавливающегося электромагнитного поля, возбуждаемого вертикальным магнитным диполем при выключении в присутствии горизонтальной проводящей пленки с произвольным распределением продольной проводимости, помещенной на глубину d от дневной поверхности (рис.2.1).

Имея ввиду площадные измерения, мы должны рассчитать поле (компоненту dB_z/dt) в некоторой области на дневной поверхности – D_1 , для чего необходимо задать распределение продольной проводимости $S(x, y)$ в гораздо большей области D_2 . Размеры области D_2 определяются размерами D_1 и длительностью времени регистрации процесса.

На первый взгляд задача выглядит трехмерной со всеми вытекающими последствиями. Однако, нетрудно сообразить, что в каждый момент

времени поле определяется мгновенным распределением вторичных токов проводимости в S -плоскости (разумеется, в квазистационарном приближении). Таким образом, задача сводится к двухмерной задаче определения устанавливающегося распределения токов. Поставим эту задачу, воспользовавшись уравнением Максвелла

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\mu_0 \cdot \dot{\mathbf{H}}, \quad (2.24)$$

в котором рассмотрим z -компоненту в плоскости, содержащей проводящую пленку:

$$\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} = -\mu_0 \cdot \dot{H}_z, \quad (2.25)$$

или, введя плотность поверхностного тока $\mathbf{i}(x, y) = S(x, y) \cdot \mathbf{E}(x, y)$,

$$\frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{i_x}{S} \right) - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{i_y}{S} \right) = -\mu_0 \cdot \dot{H}_z. \quad (2.26)$$

По закону Био-Савара, для каждого момента времени

$$H_z = \frac{1}{4\pi} \cdot \int_{D'} \frac{[\mathbf{i}(x', y') \cdot \mathbf{r}]_z}{r^3} dD', \quad (2.27)$$

где $r = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2}$, $r_x = (x - x')$, $r_y = (y - y')$, $dD' = dx' dy'$, а интегрирование производится по плоскости XY .

Учтем отсутствие источников (стоков):

$$\operatorname{div} \mathbf{i} = 0, \quad (2.28)$$

что позволяет ввести функцию тока ψ :

$$\frac{\partial \psi}{\partial x} = -i_y, \quad \frac{\partial \psi}{\partial y} = i_x, \quad (2.29)$$

и свести уравнения (2.26), (2.27) к системе двух уравнений с двумя неизвестными:

$$\mu_0 \dot{H}_z = -\nabla \left(\frac{1}{S} \nabla \psi \right), \quad (2.30)$$

$$H_z = \frac{1}{4\pi} \cdot \int_{D'} \frac{\Delta \psi(x', y')}{r} dD'. \quad (2.31)$$

Последнее уравнение получено из (2.27) интегрированием по частям с учетом (2.29) и условия затухания решения вдали от источника.

Систему (2.30)-(2.31) следует дополнить начальным условием и условиями

$$H_z(x, y), \psi(x, y) \rightarrow 0, \quad \text{при } t, |x|, |y| \rightarrow \infty. \quad (2.32)$$

Поле на дневной поверхности рассчитывается по формуле

$$H_z = \frac{1}{4\pi} \cdot \int_{D'} \frac{\Delta\psi(x', y')}{\sqrt{r^2 + d^2}} dD'. \quad (2.33)$$

Численная реализация задачи (2.30)-(2.32) весьма затрудняется чрезвычайной изменчивостью решения в пространстве и во времени. Это означает, что необходимо использовать частое разбиение области счета, а это требует много машинного времени. Однако, имея целью быструю, оперативно используемую программу расчета поля ВЧР, проводимость которой обычно незначительно меняется в области счета, можно радикально уменьшить это время, наложив ограничения на диапазон значений проводимости пленки.

Пусть максимальное отклонение значений проводимости от некоторого среднего значения составляет величину ε и невелико. Ниже это требование будет уточнено. Полагаем, что невозмущенное состояние представлено решением $(\bar{H}_z, \bar{\psi})$ для однородной пленки со значением продольной проводимости равным среднему значению (\bar{S}) проводимости неоднородной. Тогда из (2.30)-(2.31) получим задачу для отклонений $\tilde{H}_z, \tilde{\psi}$:

$$\begin{aligned} \mu_0 \dot{\tilde{H}}_z &= -\nabla \left(\frac{1}{\bar{S}} \nabla \bar{\psi} \right) + \nabla \left(\frac{1}{\bar{S}} \nabla \tilde{\psi} \right) - \nabla \left(\frac{1}{\bar{S}} \nabla \bar{\psi} \right), \\ H_z &= \frac{1}{4\pi} \cdot \int_{D'} \frac{u(x', y')}{r} dD', \\ u &= \nabla \tilde{\psi}, \\ \tilde{H}_z, \tilde{\psi}(x, y), u &\rightarrow 0, \quad \text{при } t, |x|, |y| \rightarrow \infty. \end{aligned} \quad (2.34)$$

Задача (2.34) эквивалентна задаче (2.30)-(2.30), но при небольших значениях ε появляется ряд благоприятных обстоятельств. Это возмож-

ность разредить сетки и снизить требования к ресурсам ЭВМ, это возможность управлять ходом вычислительного процесса на основе известного решения для однородной пленки, наконец, просто разрешается проблема начального условия.

Для аппроксимации временного шага используется схема Эйлера (вперед-направленные разности); по пространству применяются центральные разности. Интегральное уравнение Вольтерра 1-го рода (2-ое уравнение системы (2.34) после записи в конечных разностях преобразуется в систему линейных уравнений относительно неизвестных u_{ij} (i, j – номера точек по координатам x', y'). Для устранения особенности при преобразовании интегрального уравнения следует учесть, что в "блочках", где $r = 0$, функция $u(x', y')$ меняется медленнее, чем множитель $1/r$. Следовательно, с достаточной точностью справедливо:

$$\int_{y^-}^{y^+} \int_{x^-}^{x^+} \frac{u}{r} dx' dy' \approx u_{ij} \int_{y^-}^{y^+} \int_{x^-}^{x^+} \frac{1}{r} dx' dy' \approx 3.47h, \quad (2.35)$$

где $x^\pm = x'_i \pm h/2$, $y^\pm = y'_j \pm h/2$, h – шаг по пространственным переменным.

Полученная после преобразования интегрального уравнения система линейных уравнений решается с помощью метода последовательной релаксации [154]. Обращение оператора Лапласа также производится с помощью этого метода.

Алгоритм реализован в программа PRAIS. На рис.2.2 представлена кривая $S_\tau(t)$, рассчитанная для соосной установки, размещенной над центром квадратного выступа проводимости ($800 \times 800 \text{ м}^2$, 30 См) в однородной плоскости с продольной проводимостью 20 См . В согласии с нашими представлениями, кривая имеет характерный вид, переходя со значения 30 См в ранней стадии становления на значение 20 См в поздней.

На рис.2.3 результаты расчетов по программе PRAIS сравниваются с данными физического моделирования (А.К. Захаркин). Представлены

кривые S_T для совмещенной установки, расположенной над серединой полосы дефицита проводимости относительно всей плоскости. (в расчетах по программе – 20 и 30 См, при физическом моделировании – на сверленном металлическом листе – 20000 и 30000 См).

2.3 Учет токов смещения в задачах установления

Обычно математический аппарат метода зондирования становлением электромагнитного поля базируется на решении уравнений Максвелла в квазистационарном приближении в пренебрежении токами смещения. Обоснование этого приближения, причем более полное, чем в последующих публикациях, дано в фундаментальной работе [121]. Даже раннюю стадию обычно описывают, как раннюю стадию квазистационарного процесса, что, в общем соответствует практике ЗС, которая до сих пор не давала серьезных стимулов для развития математического аппарата с учетом токов смещения. Однако, традиционные методики исчерпывают себя, вместе с тем, технические возможности растут, становятся доступными для точных измерений сверхдлинные, наносекундные стадии процесса становления. Появляются результаты экспериментальных исследований в этой области (например, [45]). В этой стадии в первом уравнении Максвелла плотность тока смещения $\epsilon \cdot \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$ не мала по сравнению с плотностью тока проводимости из-за быстрого изменения поля. Заметим, что при учете этого члена меняется даже тип уравнения для компонент поля.

Нельзя сказать, что интегральные представления решения задачи об установлении электромагнитного поля в горизонтально-однородной среде с учетом токов смещения неизвестны. Такое решение можно представить в виде интегрального преобразования Фурье решений для гармонического режима. Весьма общие представления даны в работах [25], [92]. Однако, численная реализация этих решений – задача очень непростая.

Здесь предлагаются решения для самых простых сред с одной и двумя границами. Предлагаемый материал основан на наших работах [144] и [61]. Эти решения могут быть полезны для некоторого предварительного геофизического анализа, могут использоваться для тестирования расчетов по более общим алгоритмам (сеточным и интегральным), а также послужить основой или составной частью общего алгоритма для горизонтально-слоистой среды.

Впервые полное решение задачи становления для среды с одной границей предложил в 1959 году В.К. Bhattacharyya ([141]). В дальнейшем продвинуться удалось мало, если сравнивать с развитием квазистационарного аппарата. Среди отечественных публикаций можно отметить [36]. Решение, приведенное в диссертации, содержит дополнительные элементы по отношению к работе [141] (бесконечные особенности в моменты прихода волн), которые впервые пришлось объяснять и анализировать.

2.3.1 Среда с одной границей

Среда имеет одну границу ($z = 0$), разделяющую однородные полупространства (рис.2.4). На оси z в верхнем полупространстве помещен вертикальный магнитный диполь с моментом M_z в точку $z = z_0$ цилиндрической системы координат с осью z , направленной вверх, в "воздух", хотя пока считаем параметры верхнего и нижнего полупространств произвольными (кроме магнитной проницаемости, равной всюду проницаемости вакуума).

Возбуждаем устанавливающееся поле выключением тока в нулевой момент времени. Необходимо рассмотреть систему уравнений (1.1)-(1.4) Максвелла с учетом тока смещения после выключения тока (при $t > 0$). Вводим вектор-потенциал

$$\mathbf{E} = \text{rot} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}, \quad \mathbf{B} = \Delta \mathbf{A} - \text{grad div} \mathbf{A}, \quad (2.36)$$

или, имея в цилиндрической системе координат только A_z ,

$$E_\varphi = -\frac{\partial^2 A_z}{\partial r \partial t}, \quad B_z = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial A_z}{\partial r} \right), \quad B_r = -\frac{\partial^2 A_z}{\partial r \partial z}. \quad (2.37)$$

Для A_z получаем условия:

$$\begin{aligned} \Delta A_z &= \frac{\mu_0}{\rho} \cdot \frac{\partial A_z}{\partial t} + \mu_0 \varepsilon \frac{\partial^2 A_z}{\partial t^2}, & t > 0, \quad -\infty \leq z \leq \infty; \\ [A_z]_{z=0} &= 0, \quad \left[\frac{\partial A_z}{\partial z} \right]_{z=0} = 0; \\ A_z &\rightarrow 0, & t \rightarrow \infty \text{ или } R \rightarrow \infty; \\ A_z &= \frac{M_z \mu_0}{4\pi R}, & t \leq 0, \end{aligned} \quad (2.38)$$

где $R = \sqrt{r^2 + (z - z_0)^2}$.

Решаем эту задачу, разделяя переменные и сводя к одномерной:

$$A_z = \frac{M_z \mu_0}{4\pi} \int_0^\infty J_0(\lambda r) \cdot Z(t, z, \lambda) \cdot d\lambda, \quad (2.39)$$

где для функции Z имеем (режим выключения):

$$\begin{aligned} Z''_{zz} - \lambda^2 \cdot Z &= \frac{\mu_0}{\rho} \frac{\partial Z}{\partial t} + \mu_0 \varepsilon \frac{\partial^2 Z}{\partial t^2}, & t > 0, \quad -\infty \leq z \leq \infty; \\ [Z]_{z=0} &= 0, \quad \left[\frac{\partial Z}{\partial z} \right]_{z=0} = 0; \\ Z &\rightarrow 0, & t \rightarrow \infty \text{ или } |z| \rightarrow \infty; \\ Z &= \exp(-\lambda |z - z_0|), & t \leq 0. \end{aligned} \quad (2.40)$$

Заметим, что уравнение для функции Z в отличие от квазистационарного случая – гиперболического типа. Разделяем переменные дальше, переходя в частотный режим:

$$Z = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} X(z, \omega) \cdot e^{-i\omega t} \cdot d\omega. \quad (2.41)$$

Рассмотрим два конкретных случая, имеющих практическое значение. В первом случае (а) поместим источник на границу двух сред ($z = 0$) и рассмотрим решение в верхнем полупространстве

$$Z_a = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A_0(\omega) e^{-u_0 z} e^{-i\omega t} d\omega = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{2 \exp(-u_0 z)}{u_0 + u_1} \cdot \frac{\lambda}{i\omega} e^{-i\omega t} d\omega, \quad (2.42)$$

где $u_i = \sqrt{\lambda^2 + k_i^2}$, $k_i^2 = -i\omega\mu_0/\rho_i - \omega^2\mu_0\varepsilon_i$, $i = 0, 1$.

Во втором случае (b) поместим источник и приемник на высоту h над границей полупространств ($z = z_0 = h$) и получим квазидвухслойную модель, у которой первый слой мощностью h имеет те же значения удельного сопротивления и диэлектрической проницаемости, что и у верхнего полупространства (воздух, например), основание произвольное, а приемно-питающая установка – на дневной поверхности. Весьма важно, что это модель с отражающей границей:

$$Z_b = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{1}{u_0} - \frac{\exp(-2u_0h)}{u_0} + \frac{2\exp(-2u_0h)}{u_0 + u_1} \right] \frac{\lambda}{i\omega} e^{-i\omega t} d\omega. \quad (2.43)$$

Выражения (2.42) и (2.43) являются решениями краевой задачи (2.40). Фактически получены известные решения, приведенные, например, в [14]. Излагая здесь полное решение, мы хотели бы указать на то, что представление решения одномерной задачи (2.40) в виде (2.41) необязательно и, более того, неперспективно, если иметь ввиду перспективу численных расчетов. Вид выражений (2.42) и (2.43) не меняется при переходе к квазистационарному приближению. Только вместо

$$k_i^2 = -i\omega\mu_0/\rho_i - \omega^2\mu_0\varepsilon_i, \quad (2.44)$$

имеем

$$k_i^2 = -i\omega\mu_0/\rho_i \quad (i = 1, 2). \quad (2.45)$$

Однако, это сходство весьма обманчиво. В квазистационарном приближении реальная часть n растет, а мнимая ограничена при росте частоты. При учете токов смещения, напротив, реальная часть n ограничена, а мнимая – растет. Практически, это значит, что численные расчеты по формулам (2.42), (2.43) в случае квазистационарного приближения легко реализуются, а при учете токов смещения невозможны без каких-либо трансформаций. Итак, цель дальнейших преобразований заключается в получении выражений для функций Z_a и Z_b более удобных для численного анализа.

Рассмотрим сначала выражение (2.42), причем будем вычислять производную по времени функции Z_a следующим образом:

$$\begin{aligned} \dot{Z}_a &= -\frac{\lambda}{\pi} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{u_0 + u_1} \cdot e^{-u_0 z} \cdot e^{-i\omega t} \cdot d\omega = \\ &= -\frac{\lambda}{\pi} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \frac{u_0 - u_1}{k_0^2 - k_1^2} \cdot e^{-u_0 z} \cdot e^{-i\omega t} \cdot d\omega = \\ &= 2\lambda \int_{-\infty}^{\infty} g(t - \tau) \cdot \left[\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} (u_0 - u_1) e^{u_0 z} e^{-i\omega \tau} d\omega \right] \cdot d\tau. \end{aligned} \quad (2.46)$$

Здесь использована теорема о свертке для преобразования Фурье, а функция

$$G(t) = -\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{k_0^2 - k_1^2} e^{-u_0 z} \cdot e^{-i\omega t} d\omega = \frac{\bar{\rho}}{\mu_0} (1 - e^{-2\bar{\gamma}t}) U(t), \quad (2.47)$$

где $\bar{\varepsilon} = \varepsilon_1 - \varepsilon_0$, $\bar{\rho} = \rho_0 \rho_1 / (\rho_0 - \rho_1)$, $\bar{\gamma} = 1/(2\bar{\rho}\bar{\varepsilon})$, $U(t)$ – ступенчатая функция Хевисайда.

Для дальнейшего необходимо рассмотреть функцию

$$F_i(t, z, \lambda) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-u_i z)}{u_i} e^{i\omega t} d\omega = c_i e^{-\gamma_i t} I_0 \left(\alpha_i \sqrt{t^2 - T_i^2} \right) U(t - T_i), \quad (2.48)$$

где $c = 1/\sqrt{\mu_0 \varepsilon_i}$ – скорость света в данной среде, $\alpha_i = \sqrt{\gamma_i^2 - c_i^2} \cdot \lambda^2$, $\gamma_i = 1/(2\rho_i \varepsilon_i)$ и $T_i = z/c_i$ – время прихода волны, I_0 – модифицированная функция Бесселя, ($i = 0, 1$). Интеграл в (2.47) сводится к табличному обратному преобразованию Лапласа (например, [1]) после замены $i\omega = \gamma_i - s$.

Функция F (и ее производные) играет фундаментальную роль в математическом описании процессов установления электромагнитного поля в горизонтально-слоистых средах с учетом токов проводимости. В работе [40] эта функция применялась для описания процесса становления в однородном пространстве. В [20] функция F возникает при решении одномерной ограниченной задачи.

Итак, пользуясь определением функции F соотношением (2.48) и, снова, теоремой о свертке, получим:

$$\begin{aligned} \dot{Z}_a(t, z, \lambda) = 2\lambda \int_{-\infty}^{\infty} G(t - \tau) \cdot \left[\frac{\partial^2 F_0(\tau, z, \lambda)}{\partial z^2} - \right. \\ \left. - \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial^2 F_1(\tau - \tau', 0, \lambda)}{\partial z^2} \cdot \frac{\partial F_0(\tau', z, \lambda)}{\partial z} \cdot d\tau' \right] \cdot d\tau. \end{aligned} \quad (2.49)$$

Для \dot{Z}_a (источник и точка наблюдения на высоте h над границей) получим соответственно:

$$\dot{Z}_b(t, \lambda) = F_0(t, 0, \lambda) - F_0(t, 2h, \lambda) + \dot{Z}_a(t, 2h, \lambda). \quad (2.50)$$

Мы нашли решение краевой задачи (2.40) в виде (2.42), а потом преобразовали в (2.49) и на первый взгляд достигли немногого, особенно, если учесть появление двойного интеграла. Однако выражение (2.49) без особых проблем поддается численному анализу, в отличие от (2.42).

Рассмотрим практически интересный случай, когда источник - вертикальный магнитный диполь расположен на поверхности однородной Земли. Поле в виде компонент E_φ и dB_z/dt наблюдается также на дневной поверхности. Эта задача рассматривалась в работе [141], но мы получили отличающийся результат, а именно, наличие фронтов с бесконечной амплитудой (для точечного источника при ступенчатом возбуждении). В соответствии с (1.1)-(1.4), (2.39) и (2.49)

$$E_\varphi = \frac{M_z \mu_0}{2\pi} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \int_0^\infty J_0(\lambda r) \lambda \int_{-\infty}^{\infty} G(t - \tau) \left[\frac{\partial^2 F_0(\tau, 0, \lambda)}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 F_1(\tau, 0, \lambda)}{\partial z^2} \right] d\tau d\lambda.$$

Возьмем один интеграл, пользуясь определением функции F и интегралом Зоммерфельда:

$$\begin{aligned} S_i(t, z) &= \int_0^\infty J_0(\lambda r) \lambda F_i(t, z, \lambda) d\lambda = \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega t} \cdot \left[\int_0^\infty J_0(\lambda r) \lambda \frac{e^{-u_i z}}{u_i} d\lambda \right] \cdot d\omega = \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-k_i R}}{R} \cdot e^{-i\omega t} \cdot d\omega = -\frac{1}{R} \cdot \frac{\partial F_i(t, R, 0)}{\partial R}, \end{aligned} \quad (2.51)$$

где $R = \sqrt{r^2 + z^2}$, так что, представив

$$E_\varphi = \frac{M_z \mu_0}{2\pi} (A_1 - A_0), \quad (2.52)$$

получим для A_i :

$$A_i = \int_{-\infty}^{\infty} G(t - \tau) e^{-\gamma_i \tau} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left[\frac{1}{R} \left(I_i^{(1)} U(\tau - T_i) - I_i^{(0)} \delta(\tau - T_i) \right) \right] \right\}_{z=0} d\tau, \quad (2.53)$$

где $I^{(n)}$ — n -ая производная по T функции $I_i \equiv I_i^{(0)} = I_0(\gamma_i \sqrt{\tau^2 - T_i^2})$, $T_i = R/c_i$, $i = 1, 2$, а $\delta(x)$ — функция Дирака. После дифференцирования и некоторых преобразований, получим:

$$\begin{aligned} A_i = & \frac{\bar{\rho}}{\mu_0} \cdot \frac{T_i^2}{r^4} \cdot \left[\int_{-\infty}^{\infty} \left(I_i^{(2)} \cdot T_i - I_i^{(1)} \right) \cdot U(\tau - T) \cdot \varphi_i(\tau) \cdot U(t - \tau) \cdot d\tau + \right. \\ & + \varphi_i(T_i) \cdot \left(1 + \frac{\gamma_i^2 T_i^2}{2} \right) \cdot U(t - T_i) - \varphi'_{i\tau}(T_i) \cdot T_i \cdot U(t - T_i) + \\ & \left. + \varphi_i(T_i) \cdot T_i \cdot \delta(t - T_i) \right], \quad (2.54) \end{aligned}$$

где теперь $T_i = r/c_i$, $i = 1, 2$, а

$$\varphi_i(\tau) = -\frac{\exp(-\gamma_i \tau)}{\tau^2} \cdot \{1 + \gamma_i \tau + \exp[-2\bar{\gamma}(t - \tau)] \cdot (2\bar{\gamma}\tau - \gamma_i \tau - 1)\}.$$

Получены, таким образом, формулы, пригодные для расчетов. Это общие формулы для произвольных значений сопротивлений и диэлектрических проницаемостей верхнего и нижнего полупространств, если же верхняя среда воздух, то в A_0 следует положить $\gamma_0 = 0$, тогда

$$A_0 = \frac{\bar{\rho}}{\mu_0} \cdot \frac{T_0^2}{r^4} [\varphi_0(T_0) U(t - T_0) - \varphi'_{0\tau}(T_0) T_0 U(t - T_0) + \varphi_0(T_0) T_0 \delta(t - T_0)], \quad (2.55)$$

При численных расчетах на компьютере по формулам (2.52)-(2.55) нужно учитывать, что при $t \rightarrow \infty$ значение интеграла свертки в (2.54) растет и значения $E_\varphi \rightarrow 0$ при $t \rightarrow \infty$ получаются в результате вычитания больших величин (возможна потеря точности). Полезно рассмотреть (2.52) при $t = \infty$ и выбросить постоянные.

Получим также выражение для другой практически используемой компоненты – \dot{B}_z :

$$\dot{B}_z = -\frac{1}{r} \cdot E_\varphi - \frac{\partial}{\partial r} E_\varphi. \quad (2.56)$$

Представим

$$\dot{B}_z = -\frac{M_z \mu_0}{2\pi} \cdot (B_1 - B_0), \quad (2.57)$$

тогда в общем случае (опуская индекс i)

$$\begin{aligned} B = & \frac{\bar{\rho}}{\mu_0} \cdot \frac{1}{r^5} \cdot \left\{ \int_T^t (-I^{(1)} + I^{(2)} \cdot T - I^{(3)} \cdot T^2) \cdot T^2 \cdot \varphi(\tau) \cdot d\tau + \right. \\ & + \varphi(T) \cdot T^2 \cdot \frac{(\gamma T)^4}{8} - \\ & - e^{-\gamma T} \cdot \left[9 + 9\gamma T + 9\frac{(\gamma T)^2}{2} + 3\frac{(\gamma T)^3}{2} + \frac{(\gamma T)^4}{2} \right] + e^{-gT-2\bar{\gamma}t} \times \\ & \times \left[9 + 9gT + \left(\frac{\gamma^2}{2} + 4g^2 \right) T^2 + g \left(\frac{\gamma^2}{2} + g^2 \right) T^3 + \frac{(g\gamma T^2)^2}{2} \right] \Big\}, \end{aligned} \quad (2.58)$$

где $g = \gamma - 2\bar{\gamma}$, а в случае воздуха ($\gamma = 0$)

$$B = \frac{\bar{\rho}}{\mu_0} \cdot \frac{1}{r^5} \cdot \left\{ -9 + e^{-2\bar{\gamma}(t-T_0)} \cdot [9 + 9gT_0 + 4(gT_0)^2 + (gT_0)^3] \right\}. \quad (2.59)$$

Заметим, что формулы для производной магнитной индукции приведены при условии $t > T$, в отличие от формул для E_φ , которые можно рассматривать при $-\infty < t < \infty$.

На рис.2.5 представлены результаты расчетов, выполненных по формулам (2.52)-(2.55). Напоминаем, что поле возбуждается ступенчатым выключением тока в точечном источнике. Это очень существенно здесь. Кривые $E_\varphi(t)$ рассчитаны для точки наблюдения на расстоянии 5м от источника (ВМД) на поверхности Земли, удельное сопротивление которой 100 Ом · м. Шифр кривых – относительное значение диэлектрической проницаемости Земли. Итак, в нулевой момент времени ток в диполе изменяется до 0. Все, что происходит с компонентой E_φ в точке наблюдения в диапазоне времен от 0 до ∞ , двумя особыми точками разбивается на три области. В первой, $0 < t < T_0$, факт выключения источника еще никак не проявляется согласно известному фундаментальному

физическому принципу, который теперь учтен в уравнениях Максвелла. Здесь, соответственно, $E_\varphi = 0$. При $t = T_0 = 16.678$ наносекунд в точку наблюдения приходит волна по воздуху. В этот момент значение E_φ изменяется от 0 до ∞ и возвращается к конечному значению, зависящему от величины диэлектрической проницаемости Земли и удельного сопротивления. От T_0 начинается вторая стадия, характеризующаяся плавным нарастанием значений поля. Этот процесс зависит от параметров Земли (ρ_1 и ε_1), но возбужден волной, прошедшей по воздуху. В момент времени $T_1 = r \cdot \sqrt{\mu_0 \varepsilon_1}$ приходит волна по Земле и значение E_φ претерпевает мгновенное изменение до $-\infty$ и обратно, до некоторого конечного. Здесь начинается третья стадия, где поле плавно спадает, приближаясь к квазистационарному решению. На рис.2.6 эта стадия процесса отражена в виде кривых кажущегося сопротивления.

Возникновение мгновенных бесконечных значений наблюдаемого поля связано с применением абстрактного, идеального объекта - точечного источника с мгновенно меняющимся моментом. Реально источник всегда распределен, а момент меняется непрерывно. На рис.2.7 приведено сравнение полей (E_φ) для ступенчатого и синусоидального выключения тока в источнике. При синусоидальном (плавном) выключении отклик описывается также плавной непрерывной функцией, принимающей только конечные значения.

Здесь приведен результат расчета отклика при синусоидальном выключении, путем свертки функции отклика от ступеньки с производной от формы импульса тока, и это, кажется, не вызывает каких-либо вопросов в случае сосредоточенного источника. Однако, построить решение для источника конечных размеров (петли), используя решение для точечного, путем простой суперпозиции, как это делается при квазистационарном подходе, нельзя или можно только для поздней стадии процесса. В ранней стадии нужно учитывать процессы распространения тока в про-

водниках, составляющих источник. Это также относится и к приемному контуру, в котором нужно рассмотреть процесс установления э.д.с.

2.3.2 Среда с двумя границами

Рассмотрим среду с двумя границами. Чтобы немного упростить себе задачу, примем, что параметры верхнего и нижнего полупространств одинаковы (рис.2.4). Источник и приемник на первой границе. Тогда для такой двухслойной среды (h – мощность слоя)

$$Z_2(t, 0, \lambda) = \frac{1}{2\pi} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{u_0 + u_1} \cdot \frac{1 - K \exp(-2u_1 h)}{1 - K^2 \exp(-2u_1 h)} \cdot \frac{2\lambda}{i\omega} \cdot e^{-i\omega t} \cdot d\omega, \quad (2.60)$$

где $K = (u_0 - u_1)/(u_0 + u_1)$, $u_i^2 = \lambda^2 + k_i^2$, $k_i^2 = -\omega^2 \cdot \mu_0 \cdot \varepsilon_i - i\omega \cdot \mu_0/\rho_i$, $i = 0, 1, 2$, $\varepsilon_2 = \varepsilon_0$, $\rho_2 = \rho_0$. Считая, что $|K^2 \cdot \exp(-2u_1 h)| < 1$, представим (2.60) в виде ряда:

$$\begin{aligned} Z_2 &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{1}{u_0 + u_1} - \frac{2u_1}{(u_0 + u_1)^2} \sum_{l=1}^{\infty} e^{-2lu_1 h} K^{2l-1} \right] \frac{2\lambda}{i\omega} e^{-i\omega t} d\omega = \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{1}{u_0 + u_1} - 2u_1 \sum_{l=1}^{\infty} e^{-2lu_1 h} \frac{(u_0 - u_1)^{4l}}{(k_0^2 - k_1^2)^{2l+1}} \right] \frac{2\lambda}{i\omega} e^{-i\omega t} d\omega. \end{aligned} \quad (2.61)$$

Первый член хорошо знаком, это решение для среды с одной границей. Ко второму применим теорему о свертке:

$$\begin{aligned} \dot{Z}_2(t, 0, \lambda) &= \dot{Z}_a(t, 0, \lambda) + \\ &+ 4\lambda \cdot \sum_{l=1}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G_l(t - \tau) \left[\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-2lu_1 h} u_1 (u_0 - u_1)^{4l} e^{-i\omega t} d\omega \right] d\tau, \end{aligned} \quad (2.62)$$

где

$$\begin{aligned} G_l(t) &= \frac{1}{2\pi} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{(k_0^2 - k_1^2)^{2l+1}} \cdot e^{-i\omega t} \cdot d\omega = \\ &= \frac{1}{(\mu_0 \bar{\varepsilon})^{2l+1}} \cdot \frac{t^{4l+1}}{\Gamma(4l+1)} \cdot {}_1F_1(2l+1; 4l+2; -2\bar{\gamma}t) \cdot U(t), \end{aligned} \quad (2.63)$$

где $\bar{\varepsilon} = \varepsilon_1 - \varepsilon_0$, $\bar{\gamma} = 1/(2\bar{\rho}\varepsilon)$, $\bar{\rho} = \rho_0\rho_1/(\rho_0 - \rho_1)$, Γ – гамма-функция, ${}_1F_1$ – вырожденная гипергеометрическая функция, которая в данном случае

выражается в элементарных функциях. Наконец, пользуясь определенными нами функциями F (2.53), получим

$$\begin{aligned} \dot{Z}_2(t, 0, \lambda) = \dot{Z}_a(t, 0, \lambda) + \\ + 4\lambda \cdot \sum_{l=1-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G_l(t - \tau) \cdot L \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} F_1(\tau - \tau', 2lh, \lambda) \cdot F_0(\tau', z, \lambda) d\tau' \right\}_{z=0} d\tau, \end{aligned} \quad (2.64)$$

где L – дифференциальный оператор

$$L = \frac{1}{4l^2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial h^2} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{2l} \frac{\partial}{\partial h} - \frac{\partial}{\partial z} \right)^4.$$

Итак, вместо (2.60) имеем теперь (2.64). Вопрос в том, насколько можно анализировать (2.64) численно. Учитывая вид функций F_i (2.48) и вид функций G_l (2.63), легко видеть, что бесконечные пределы в (2.64) обращаются в конечные. Сходимость ряда зависит от времени наблюдения. На достаточно ранних временах можно обойтись одним членом ряда. Тогда

$$G_1(t) = \frac{\bar{\rho}^5 \bar{\varepsilon}^3}{4\mu_0^3} \cdot [24 + 12\alpha + 2\alpha^2 - e^\alpha(24 - 12\alpha + 2\alpha^2)] \cdot U(t), \quad (2.65)$$

здесь $\alpha = -2\bar{\gamma}t$. Запишем окончательный результат для среды с двумя границами на ранних временах для установки на дневной поверхности:

$$\begin{aligned} E_\varphi(t) = -\frac{M_z \mu_0}{4\pi} \cdot \int_0^\infty J_1(\lambda r) \cdot \lambda \cdot \dot{Z}_2(t, 0, \lambda) \cdot d\lambda = \\ = E_\varphi^0(t) + \frac{M_z \mu_0}{4\pi} \cdot \int_0^\infty J_1(\lambda r) \cdot 4 \cdot \lambda^2 \cdot \int_{-\infty}^\infty G_1(t - \tau) \times \\ \times \left[\frac{1}{4} \frac{\partial^2}{\partial h^2} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial h} - \frac{\partial}{\partial z} \right)^4 \int_{-\infty}^\infty F_1(\tau - \tau', 2h, \lambda) \cdot F_0(\tau', z, \lambda) d\tau' \right]_{z=0} d\tau d\lambda. \end{aligned} \quad (2.66)$$

$E_\varphi^0(t)$ – определенное выше поле для среды с одной границей. Следует заметить, что мы пока не воспользовались бесконечным значением сопротивления верхнего и нижнего полупространств.

Здесь предложены полные решения для самых простых сред с одной и двумя границами. Эти решения могут быть полезны для некоторого предварительного геофизического анализа, могут использоваться для

тестирования расчетов по более общим алгоритмам (сеточным и интегральным), а также послужить основой или составной частью общего алгоритма для горизонтально-слоистой среды. Приведенные выше примеры построения алгоритма для простейших сред и анализ возможностей построения такого алгоритма для многослойных сред показывают, что задача эта намного сложнее, чем аналогичная задача в квазистационарном приближении. Известное представление решения в виде Фурье-трансформации полного частотного решения численно не реализуется без дополнительных сложных трансформаций (как, например, это сделано в [118] для двухслойной среды). Практически, опыт нескольких десятилетий по созданию математического обеспечения квазистационарной электроразведки ЗС мало помогает. Основная причина заключается в смене типа уравнения.

2.4 Линеаризация прямых задач индуктивной электроразведки

В предыдущей главе анализировалась основная прямая задача индуктивных зондирований становлением. С точки зрения интерпретационного процесса это, очень важная и определяющая, подлежащая постоянной оптимизации, но не единственная и не достаточная деталь аппарата инверсии. Применение прямой задачи в условиях процесса интерпретации должно дополняться возможностью анализа чувствительности сигнала к изменениям параметров разреза, возможностью анализа процесса распространения тока внутри среды. Кроме того, желательно иметь процедуры учета различных дополнительных к процессу электродинамического квазистационарного установления эффектов – вызванной поляризации, магнитной вязкости, влияния диэлектрической проницаемости, если это необходимо. И, наконец, следует признать, что интерпретация данных, относящихся к горизонтально-неоднородным средам,

с применением кажущихся параметров одномерных моделей (пусть даже многослойных) является исчерпавшим себя паллиативом. Современный интерпретационный процесс требует привлечения трехмерных математических моделей. Острота ситуации состоит и в том, что тенденцией электромагнитных исследований является организация сбора и обработки все больших объемов данных и, значит, все элементы аппарата инверсии, включая и элементы трехмерного характера, должны быть оперативны.

2.4.1 Базовая модель и метод вторичных источников

Одномерная кусочно-однородная среда – до сих пор основная интерпретационная модель в геоэлектромагнитных исследованиях, в особенности, в методах установления с контролируемым источником. Магнитную проницаемость обычно можно всюду принять равной проницаемости вакуума. Хотя частотный подход позволяет формально записать решение с учетом диэлектрической проницаемости каждого слоя, численная реализация такого представления в режиме установления не освоена. Решение же во временной области (по А.Н. Тихонову) предполагает квазистационарность уже на стадии постановки краевой задачи. Эта модель среды, описываемая лишь одномерной, кусочно-постоянной функцией $\sigma_0(z)$, является современным компромиссом между более сложно устроенной реальной средой и нашими программно-алгоритмическими и техническими возможностями для оперативных расчетов. Так или иначе, эта модель является базовой в интерпретационном процессе для зондирований становлением (ЗС). Достаточно часто обнаруживается, что базовая модель недостаточна, но любое усложнение этой модели наталкивается на трудности численной реализации. Мы, однако, призываем не спешить применять сугубо численные методы, в особенности, разностные. Ниже показано, как можно просто разрешить некоторые осложнения, оставаясь

"вблизи" базовой модели и пользуясь почти теми же матсредствами, что и для самой базовой модели.

Базовая модель подразумевает квазистационарный, чисто электродинамический процесс и, в целом, можно говорить о базовой задаче, решение которой имеет известные интегральные представления для любого переменного и распределенного источника (например, [60], где приведены решения прямой задачи ЗС частотным способом и по А.Н. Тихонову). Если рассмотреть теперь возмущающий фактор, как дополнительный сторонний ток в базовой задаче, конкретно, в первом уравнении Максвелла, то можно получить алгоритм для расчетов аномального поля при возмущениях самого разного рода.

2.4.2 Интегральное уравнение и борновское приближение

Используем простой, но достаточно важный пример осесимметричной задачи. Источник – токовая петля с током I , радиуса r_0 и на уровне z_0 - отключается. В таком случае, электрическое поле в цилиндрической системе координат имеет только компоненту E_φ и базовое решение можно записать в виде:

$$E_\varphi^0(r, z, r_0, z_0, t) = I \cdot \mathcal{E}(r, z, r_0, z_0, t). \quad (2.67)$$

Допустим, что в некоторой кольцевой области с сечением $S(r, z)$ действует некий возмущающий по отношению к базовой модели фактор, зависящий от электрического поля линейно. В этой области первое уравнение Максвелла после выключения источника будет выглядеть следующим образом:

$$\text{rot } \mathbf{H} = \sigma_0(z) \cdot \mathbf{E} + \hat{L}[\mathbf{E}], \quad (2.68)$$

где \hat{L} – линейный оператор (в том числе, дифференциальный и интегральный). Поле, соответственно, можно представить, как сумму базово-

вого решения и аномальной части:

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}^0 + \mathbf{h}, \quad \mathbf{E} = \mathbf{E}^0 + \mathbf{e}$$

. Рассматривая член $\hat{L}[\mathbf{E}]$ в уравнении (2.68), как сторонний ток (не взаимодействующие между собой токовые петли с переменным током) в базовой среде (σ_0), получим для полного поля

$$E_\varphi(r, z, r_0, z_0, t) = E_\varphi^0(r, z, r_0, z_0, t) + \iint_S \int_{-\infty}^t \hat{L}[E_\varphi(\bar{r}, \bar{z}, r_0, z_0, \tau)] \frac{\partial}{\partial \tau} \mathcal{E}(r, z, \bar{r}, \bar{z}, t - \tau) d\tau d\bar{r} d\bar{z}. \quad (2.69)$$

Пока получено интегральное уравнение, но нетрудно согласиться с тем, что при малых возмущениях можно заменить в подынтегральной функции полное поле нормальным ("базовым"). В таком случае, получим приближенное решение в виде:

$$E_\varphi(r, z, r_0, z_0, t) = E_\varphi^0(r, z, r_0, z_0, t) + I \cdot \iint_S \int_{-\infty}^t \hat{L}[\mathcal{E}(\bar{r}, \bar{z}, r_0, z_0, \tau)] \frac{\partial}{\partial \tau} \mathcal{E}(r, z, \bar{r}, \bar{z}, t - \tau) d\tau d\bar{r} d\bar{z}. \quad (2.70)$$

Можно было бы показать, что (2.70) есть линейная часть разложения решения интегрального уравнения (2.69) в ряд Неймана. Еще можно заметить, что наше приближение соответствует известному борновскому приближению в теории рассеяния. Именно в этом смысле употребляется здесь термин "линеаризация".

Формулы (2.69) и (2.70) весьма плодотворны. Принимая дополнительный сторонний ток в виде $\hat{L}[\mathbf{E}] = \Delta\sigma(r, z) \cdot \mathbf{E}$ или $\hat{L}[\mathbf{E}] = -\varepsilon \cdot \partial\mathbf{E}/\partial t$ или $\hat{L}[\mathbf{E}] = \int K_{\text{ВП}} \cdot \mathbf{E} dt$, можно построить алгоритмы для учета возмущений проводимости, для учета квазистационарного вклада токов смещения или учесть влияние вызванной поляризации во временной области. Ниже демонстрируются некоторые применения формул (2.69) и (2.70).

2.4.3 Интегральное представление производных по параметрам базовой модели

Как уже было сказано, горизонтально-слоистая модель разреза, определенная выше, как базовая модель и соответствующая прямая задача являются основными инструментами интерпретационного процесса в методе ЗС. При решении обратной задачи в той или иной форме анализируется чувствительность отклика к изменениям параметров модели (мощности и проводимости слоев). Другими словами, весьма желательно иметь в своем распоряжении производные от сигнала по параметрам. В силу сложности выражения для отклика чувствительность обычно определяется пробными просчетами основной прямой процедуры, что снижает оперативность решения обратной задачи. Предлагаем интегральное определение производных, позволяющее вычислять нужные производные, как дополнительный результат в процедуре прямой задачи, с небольшими дополнительными затратами машинного времени.

Рассмотрим устанавливающееся поле (компоненту E_φ) токовой петли (r_0, z_0) . Представим функцию \mathcal{E} в (2.67) в виде суперпозиции устанавливающихся пространственных гармоник:

$$\mathcal{E}(r, z, r_0, z_0, t) = \int_0^\infty J_1(\lambda r) \cdot J_1(\lambda r_0) \cdot r_0 \cdot Z(z, z_0, t, \lambda) d\lambda, \quad (2.71)$$

где функция Z определяется в результате решения соответствующей одномерной краевой задачи. Рассмотрим теперь возмущение $\Delta\sigma$ в неограниченной по простиранию области $0 \leq r \leq \infty, z_1 \leq z \leq z_2$. Воспользовавшись известным представлением

$$\int_0^\infty J_1(\bar{\lambda}r) J_1(\lambda r) r dr = \frac{\delta(\bar{\lambda} - \lambda)}{\lambda},$$

получим из (2.69):

$$\Delta E_\varphi = \Delta\sigma \cdot I \int_0^\infty J_1(\lambda r) \cdot J_1(\lambda r_0) \cdot \frac{r_0}{\lambda} \times \quad (2.72)$$

$$\times \left\{ \int_{z_1}^{z_2} \int_{-\infty}^t Z(\bar{z}, z_0, \tau, \lambda) \frac{\partial Z(z, \bar{z}, t - \tau, \lambda)}{\partial \tau} d\bar{z} d\tau \right\} d\lambda.$$

Интегралы в фигурных скобках могут быть взяты с учетом конкретного способа разделения переменных в краевой задаче для функции Z . Формула (2.72) позволяет определять производную по проводимости (сопротивлению) слоя (малое возмущение $\Delta\sigma$ по всему слою), а также и по мощности слоя (конечное возмущение $\Delta\sigma$ в малой области Δz на границе слоя).

Подобные алгоритмы реализованы нами в комплексе ПОДБОР для интерпретации данных ЗСБ-МПП.

2.4.4 Быстрое приближенное моделирование задач установления различной размерности

Как уже говорилось, всякое отклонение от базовой модели (горизонтально-слоистой, квазистационарной, т.е. всюду $\varepsilon = 0$) весьма осложняет прямую задачу и, в еще большей мере, обратную. Однако, латерально-неоднородная по проводимости среда – это такая существенная реалья, которую нельзя долго игнорировать, не рискуя потерять перспективу метода ЗС. Разумеется, имеется возможность численных расчетов 3-мерной прямой задачи разностными методами или методом интегральных уравнений. Однако, по нашему мнению, эти, безусловно интересные численные эксперименты, имеют слабое отношение к живому оперативному интерпретационному процессу. Линеаризованный подход, предлагаемый формулой (2.70), конечно, достаточно оперативен, однако необходимо помнить, насколько малы должны быть возмущения проводимости.

Линеаризованная одномерная задача

Построим процедуру быстрого приближенного расчета устанавливающегося поля в одномерной слоистой среде, т.е. для модели, которую

мы определили, как базовую. Разумеется, актуальность такой процедуры решения прямой задачи невелика теперь потому, что вполне освоены точные алгоритмы для слоистой модели. Однако, учитывая скорость расчета и вид прямой задачи в линеаризованной постановке, нетрудно увидеть перспективу использования ее при решении обратной задачи. Кроме того, это продемонстрирует возможности линеаризованной постановки.

Итак, принимая в (2.68) дополнительный сторонний ток в виде $\hat{L}[\mathbf{E}] = \Delta\sigma(r, z) \cdot \mathbf{E}$, получим общее линеаризованное выражение для устанавливающегося поля кольцевого (двухмерного) возмущения проводимости на фоне базовой одномерной модели:

$$E_\varphi(r, z, r_0, z_0, t) = E_\varphi^0(r, z, r_0, z_0, t) + \quad (2.73)$$

$$+ I \cdot \iint_S \int_{-\infty}^t \mathcal{E}(\bar{r}, \bar{z}, r_0, z_0, \tau) \cdot \Delta\sigma(\bar{r}, \bar{z}) \cdot \frac{\partial}{\partial \tau} \mathcal{E}(r, z, \bar{r}, \bar{z}, t - \tau) d\tau d\bar{r} d\bar{z}.$$

Это некоторое приближение, в котором взаимодействие среды учитывается лишь в основном, в той мере, в которой нормальная референтная среда определяет электродинамический процесс в данной геоэлектрической ситуации. Взаимодействие же возмущений проводимости между собой не учитываются. Если необходимо учесть аномальный вклад еще одной кольцевой неоднородности, то просто добавляется еще один член в правой части, аналогичный представленному в (2.73). Впрочем, это все условно и область S в (2.73) может объединять и несколько фактически разделенных кольцевых возмущений.

Примем в качестве фоновой, нормальной среды однородное полупространство (проводимость $-\sigma$), а слоистую структуру будем рассматривать, как кусочно-однородное возмущение проводимости $\Delta\sigma_j$ в j -ой области $z_{j1} \geq z \geq z_{j2}$, $0 \leq r \leq \infty$ ($j = 1, 2, \dots, K$), запишем выражение для полного поля в виде:

$$E_\varphi(r, z, r_0, z_0, t) = I \mathcal{E}(r, z, r_0, z_0, t) + I \sum_{j=1}^K \Delta\sigma_j \cdot G_j(r, z, r_0, z_0, t), \quad (2.74)$$

где

$$G_j(r, z, r_0, z_0, t) = \int_0^\infty \int_{z_j}^{z_{j+1}} \int_{-\infty}^t \mathcal{E}(\bar{r}, \bar{z}, r_0, z_0, \tau) \frac{\partial \mathcal{E}(r, z, \bar{r}, \bar{z}, t - \tau)}{\partial \tau} d\bar{r} d\bar{z} d\tau. \quad (2.75)$$

\mathcal{E} для полупространства можно определить, как

$$\mathcal{E}(r, z, r_0, z_0, t) = \int_0^\infty J_1(\lambda r) \cdot J_1(\lambda r_0) \cdot r_0 \cdot Z(z, t, \lambda) \cdot d\lambda, \quad (2.76)$$

где

$$Z = \frac{\lambda^2}{\sigma} \exp(\lambda z) \left[\frac{\exp(-u^2)}{\sqrt{\pi\tau}} - \operatorname{erfc}(u) \right], \quad (2.77)$$

$\tau = \frac{t\lambda^2}{\mu_0\sigma}$, $u = \sqrt{\tau} + \frac{\lambda z}{2\sqrt{\tau}}$, а функция erfc определена как

$$\operatorname{erfc}(u) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_u^\infty \exp(-x^2) dx.$$

Коэффициенты G_j , соответственно, найдем в виде

$$G_j(r, z, r_0, z_0, t) = \int_0^\infty J_1(\lambda r) \cdot J_1(\lambda r_0) \frac{r_0}{\lambda} Z_1(z, z_0, t, \lambda) d\lambda, \quad (2.78)$$

где

$$Z_1 = \left(\frac{\lambda}{\sigma} \right)^2 \exp(2\lambda z) \left\{ \operatorname{erfc}(u_1) - \frac{\exp(-u_1^2)}{2\sqrt{\pi\tau}} \right\} \Big|_{z_j}^{z_{j+1}}, \quad (2.79)$$

а $u_1 = \sqrt{\tau} + \frac{\lambda z}{2\sqrt{\tau}}$.

На рис.2.8 представлено сравнение расчетов по этому приближенному алгоритму и по точному (система ПОДБОР). Как видно, линеаризованное решение верно описывает характерные особенности процесса установления во многослойных средах различного типа, достаточно контрастных.

Линеаризованная квазитрехмерная задача

Заметим, что линейное приближение, использованное в (2.70), означает, что, в этом приближении, влияние кольцевого возмущения проводимости есть простая сумма вкладов отдельных его частей. Таким образом, можно рассмотреть вклад локальной неоднородности. Опишем

базовую модель, как $\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_{N-1}, \sigma_N = 0$ с границами $z_1 = 0 > z_2 > \dots > z_N$, магнитооднородную. На дневной поверхности в петле радиуса a выключается ток I . Нормальный процесс установления опишем по А.Н.Тихонову, воспользовавшись результатами главы 1:

$$E_\varphi(r, z, t) = I \cdot \mathcal{E} = -I \cdot \int_0^\infty J_1(\lambda r) J_1(\lambda a) \lambda a \left\{ \sum_{j=0}^\infty \frac{\zeta_j(z)}{M_j} \exp(-\alpha_j t) \right\} d\lambda, \quad (2.80)$$

где функции ζ_j (и ζ'_j) последовательно определяются сверху вниз через свои же непрерывные значения на границах в каждом i -ом слое ($z_i \geq z \geq z_{i+1}$)

$$\zeta_j(z) = \zeta_{ji} \cdot \operatorname{ch} [u_{ji}(z - z_i)] + \frac{\zeta'_{ji}}{u_{ji}} \cdot \operatorname{sh} [u_{ji}(z - z_i)],$$

причем $\zeta_{j1} = \zeta_j(0) = 1$, $\zeta'_{j1} = \zeta'_j(0) = -\lambda$, для α_j имеем уравнение на нижней границе при $z = z_N$ $\zeta'_z - \lambda \zeta = 0$,

$$M_j = \sum_{i=1}^{N-1} \frac{\sigma_i}{2u_{ji}^2} [(z_{i+1} - z_i) \cdot (\zeta_{ji}^2 u_{ji}^2 - [\zeta'_{ji}]^2) + \zeta_{ji+1} \zeta'_{ji+1} - \zeta_{ji} \zeta'_{ji}],$$

и $u_{ji} = \sqrt{\lambda^2 - \alpha_j \mu_0 \sigma_i}$.

Рассмотрим теперь в i -ом слое, по всей его мощности, однородное возмущение проводимости $\Delta\sigma$, в плане являющееся частью кольца, т.е. в области $z_i \geq z \geq z_{i+1}$, $r_1 \leq r \leq r_2$, $\varphi_1 \leq \varphi \leq \varphi_2$. Производя интегрирования в (2.70) с учетом (2.80), получим для аномального сигнала в соосной приемной петле радиуса b :

$$\Delta \varepsilon \partial c = \Delta \sigma (\varphi_2 - \varphi_1) I \int_0^\infty \int_0^\infty R J_1(\lambda a) J_1(\bar{\lambda} b) \lambda a \bar{\lambda} b \left\{ \sum_{j=0}^\infty \sum_{\bar{j}=0}^\infty \frac{Z_{j\bar{j}} T_{j\bar{j}}}{M_j \bar{M}_{\bar{j}}} \right\} d\lambda d\bar{\lambda}, \quad (2.81)$$

где

$$R = \frac{\bar{\lambda} r J_0(\bar{\lambda} r) J_1(\lambda r) - \lambda r J_0(\lambda r) J_1(\bar{\lambda} r)}{\lambda^2 - \bar{\lambda}^2} \Big|_{r_1}^{r_2},$$

$$Z_{j\bar{j}} = \frac{1}{\bar{u}_{ji}^2 - u_{ji}^2} [(\bar{\zeta}_{ji+1} \zeta'_{ji+1} + \bar{\zeta}_{ji} \zeta'_{ji}) - (\bar{\zeta}'_{ji+1} \zeta_{ji+1} + \bar{\zeta}'_{ji} \zeta_{ji})],$$

$$T_{j\bar{j}} = \frac{-\alpha_j}{\bar{\alpha}_{\bar{j}} - \alpha_j} [\exp(-\bar{\alpha}_{\bar{j}}t) - \exp(-\alpha_jt)].$$

Этот алгоритм реализован в программе Fast3D комплекса ПОДБОР (глава 4). Четырехкратное суммирование, предлагаемое формулой (2.81), может быть быстрым из-за симметрии по переменным $(\lambda, \bar{\lambda})$ и по индексам (j, \bar{j}) . Нет больших ограничений в связи с формой неоднородности (сектор кольца) – более сложные формы можно создавать наборами таких секторов (это предусмотрено). Кроме того, в программе Fast3D имеется другой алгоритм (М.И.Эпов и Е.Ю.Антонов) для многоугольных в плане неоднородностей. Этот алгоритм основан на совершенно другой аппроксимации (малые вертикальные возмущения границы). Таким образом, и это очень важно, возможен оперативный контроль – просчет одной модели (сектор, как многоугольник) обеими процедурами. В таком сравнении и приводятся на рис.2.9 кривые кажущегося сопротивления (изображение рабочего окна программы Fast3D). Проводящая неоднородность помещена во втором слое трехслойной среды. Время расчета по приведенному алгоритму ~ 1 мин. на персональном компьютере (133 МГц).

2.4.5 Отклик, как поле мгновенного распределения токов в среде

Рассматривая отклик N -слоистой среды в каждый момент, как суммарное поле мгновенного (квазистационарное приближение!) распределения токов в среде, можно получить полезное представление сигнала установления на дневной поверхности, как сумму вкладов от отдельных частей среды. Разумеется, в этом случае можно воспользоваться законом Био-Савара, но здесь снова применим метод вторичного источника.

Рассмотрим член $\sigma_0(z) \cdot \mathbf{E}$ в первом уравнении Максвелла в базовой задаче в качестве стороннего тока. Таким образом, среды нет, а есть только распределенный и меняющийся источник при отсутствии переходного процесса. Отклик (E_φ^0) при выключении тока в петле в этом случае мож-

но описать, как

$$E_{\varphi}(r, z, t) = I \cdot \mathcal{E} = \frac{I\mu_0}{2} \cdot \delta(t) \cdot \int_0^{\infty} J_1(\lambda r) J_1(\lambda a) a \exp(-\lambda|z|) d\lambda \quad (2.82)$$

Формально применяя выражение (2.69), интегрируя и пользуясь определением и свойствами символической функции Дирака, используя решение базовой задачи в виде (2.80), получим для времен $t > 0$:

$$E_{\varphi} = \sum_{i=1}^{N-1} E_{\varphi}^{(i)}, \quad (2.83)$$

$$E_{\varphi}^{(i)} = -\frac{I}{2} \cdot \int_0^{\infty} J_1(\lambda r) J_1(\lambda a) a \left[\sum_{j=0}^{\infty} \frac{P_{ji}}{M_j} \exp(-\alpha_j t) \right] d\lambda,$$

$$P_{ji} = (\lambda \zeta_{ji+1} - \zeta'_{ji+1}) \exp(\lambda z_{i+1}) - (\lambda \zeta_{ji} - \zeta'_{ji}) \exp(\lambda z_i),$$

где M_j , ζ_j и α_j определены выше.

Нетрудно видеть, учитывая свойства функций ζ_j , что $\sum_i P_{ji} = 2\lambda$ и (2.83) фактически совпадает с (2.80).

Такое представление решения прямой задачи может быть полезно при построении процедуры инверсии, а также при анализе эффективности применения различных форм возбуждающего импульса тока (программа СЛОЙ комплекса ПОДБОР).

2.4.6 Приближенный учет токов смещения в задаче установления

Предложим также приближенный способ учета влияния токов смещения, воспользовавшись методом вторичных источников и объявив волновой член $-\varepsilon \cdot \partial \mathbf{E} / \partial t$ сторонним током и заменив в нем полное поле квазистационарным. Ограничиваясь, таким образом, линейным приближением в соответствии с формулой (2.70), получим квазистационарную добавку от волнового члена. На рис.2.10 представлены кривые эдс в соосной приемной петле ($r = 2.82\text{м}$), отражающие квазистационарную и нестационарную модели процесса установления в двухслойной среде ($\rho_1 = 200\text{Ом}\cdot\text{м}$, $\varepsilon_1 = 20$, $h_1 = 50\text{м}$, $\rho_2 = \infty$) от вертикального магнитного диполя ($M_z = 1\text{А}\cdot\text{м}^2$). Причем, нестационарная кривая составлена из

кривой, рассчитанной по полным (с учетом токов смещения) формулам для полупространства, полученным выше, и из кривой, рассчитанной в соответствии с предложенным здесь способом. В затемненной области обе кривые, практически, совпадают. Не следует, однако, думать, что получен полный процесс в двухслойной среде – здесь не учитываются более тонкие волновые эффекты (отраженные от нижней границы волны).

Заключая этот раздел, заметим, что значение приближенных линеаризованных алгоритмов прямой задачи состоит еще и в том, что создаются условия для применения весьма развитого аппарата линейной инверсии. Заметим также, что здесь мы не реализовали возможность линеаризованного расчета индуктивной вызванной поляризации. Между тем, в силу слабого проявления ВП в индуктивных импульсных зондированиях, эта возможность выглядит весьма перспективной и, возможно, явилась бы полезным дополнением к известным методам расчета ВП в индуктивной электроразведке [46], [85], [30].

2.5 Об интерпретации данных индуктивной импульсной электроразведки

В этом разделе автор, вполне сознательно уклонившись от изложения общих мест по теории интерпретации, используя математический аппарат, представленный в главе 1, а также и дополнения к нему для ТЕ-поля в этой главе, предлагает несколько интересных вопросов интерпретации данных МПП (ЗСБ). Видя причину неудач многочисленных попыток построения процедур инверсии данных разнесенных (многоэтажных, площадных, пространственных и пр.) зондирований в крайней некорректности применения в какой-либо форме одномерного подхода, автор предлагает новое решение, основанное на приближенном (линеаризованном) трехмерном подходе.

2.5.1 Боковые влияния

Чисто индуктивный способ возбуждения получил широчайшее распространение. Причины этого понятны. В некоторых случаях эффективная альтернатива этому способу возбуждения вряд ли возможна, например, выявление проводящих локальных объектов в высокоомной вмещающей среде. Можно определить ТМ-процесс способ как аддитивный. Это проявляется в том, что, например, петля инициирует переходной процесс, определяемый в поздней стадии суммарной продольной проводимостью, но также и в том, что независимо от геометрии контура и формы импульса поле определяется в поздней стадии лишь суммарными характеристиками источника (площадь контура, площадь импульса). Другое существенное свойство – широкое латеральное распространение процесса. В наземной электроразведке, когда говорят о зондированиях, подразумевают зондирования вниз, но это иллюзия, допустимая только в отношении горизонтально-однородных сред. Если же имеются нарушения горизонтальной однородности, то приходится констатировать, что зондирование происходит скорее вширь, чем вниз.

Приведем пример, достаточно актуальный для метода ЗСБ. На рис.2.11 описан геоэлектрический разрез общей мощностью до изолирующего основания 270м. В 3-ем слое имеется включение повышенного сопротивления в виде круга диаметром 4000м. Соосная установка находится на вертикальной оси этой неоднородности. Кривая становления для этого разреза (полученная математическим моделированием) подвергнута одномерной инверсии и, как результат, получен геоэлектрический разрез, принципиально отличающийся от исходной модели. Боковое влияние удаленных проводящих областей в 3-ем слое трансформировалось в ложный глубинный проводящий горизонт. Искажен и прилегающий к неоднородному нижний слой (рис.2.11б). На рис.2.11в приведены также совпадающие кривые кажущегося сопротивления для обеих моделей. Среднеквадра-

тичное отклонение кривых э.д.с. составляет 0.9%.

Приведенный пример относится к структурной электроразведке, доля которой в последние годы сильно уменьшилась в общем объеме электромагнитных исследований. Но проблема, иллюстрированная этим примером, несколько не легче в малоглубинной индуктивной электроразведке, где роль одномерной модели вообще резко ограничивается. Этот фактор (влияние латеральной неоднородности среды) может минимизироваться специальными мерами (например, оптимизацией режима возбуждения), но не следует питать больших надежд – мы имеем дело с диффузионным процессом со слабыми и неустойчивыми кинематическими закономерностями. Учет в какой-либо форме, самой приближенной, трехмерного распределения токов в среде – это твердая физическая основа корректной и эффективной интерпретации.

2.5.2 Влияние сильно проводящего слоя или основания

На рис.2.12 представлен пример расчетов (произведенных в ПОДБО-Ре) для соосной приемно-питающей установки ЗСБ кривых становления (в виде принятых в ЗСБ кривых ρ_τ) в диапазоне времен от 3 до 500 мсек. Этот пример интересен сравнением процессов при сверхпроводящем ($\rho_N = 0$), сильнопроводящем ($\rho_N = 0.001$ Ом·м) и изолирующем ($\rho_N = \infty$) основании. Спад поля под влиянием идеальнопроводящего основания происходит экспоненциально, что отражается *резким ростом* значений кажущегося сопротивления. При конечном малом сопротивлении также имеется подобная тенденция. Если она не преодолена (т.е., недостаточен диапазон регистрации), то вид кривой может привести к совершенно неверным предварительным заключениям о нижней части разреза.

2.5.3 О трансформациях данных разнесенных зондирований

Очевидным направлением развития электромагнитного метода ЗС в эффективный производственный полевой геофизический метод всегда представлялось осуществление площадной системы сбора информации при закрепленном источнике. При этом принципиальный недостаток соосных зондирований – широкое латеральное распространение токов установления – обращается в достоинство, позволяя на обширной площади фиксировать отклик.

Усилия в этом направлении велики. Теперь следует констатировать, что эффективного конкурентоспособного глубинного электромагнитного метода со сбором и переработкой больших объемов площадной информации не создано.

Можно спорить о том, возможно ли это в принципе. Причины могут обсуждаться с различных позиций. Мы видим серьезную причину в отсутствии оперативного трехмерного подхода к интерпретации площадных данных. Самым распространенным, считавшимся либо самодостаточным, либо вполне полезным, приемом было применение заимствованных (с учетом разноса) из практики соосных зондирований трансформаций в кажущиеся параметры одномерной модели. Все усилия направлялись на соответствующие модификации этих трансформаций. Автор и сам принимал участие в такого рода попытках. Обычно, после ряда случаев успешной демонстрации работоспособности таких трансформаций "разнесенных" кривых зондирований, накапливался также отрицательный опыт в виде неинтерпретируемых искажений кривых кажущихся параметров.

Приведем теперь интересный пример, который для автора является некоторым объяснением прошлых неудач и, может быть, явится предостережением для тех, кто не оставляет попыток построить надежную и универсальную трансформацию данных разнесенных зондирований. На

рис.2.13 (изображение графического пользовательского интерфейса системы ПОДБОР) представлена кривая для весьма простой одномерной трехслойной среды. Наблюдаемый в окрестности времени 1мс резкий импульсный всплеск (шириной всего около 0.4мс) очень необычен и, кажется, примеры такого рода ранее не обсуждались (автор впервые приводил этот результат в работе [59]).

Принято считать, что кривая разнесенных зондирований для такой установки ("петля-петля") должна иметь один переход через ноль. При обычном шаге по времени можно просто не обнаружить такое поведение кривой. Действительно, аномалия обнаружилась случайно в процессе тестирования и анализа трехмерных расчетов, когда использовалась частая дискретизация на ранних временах. На аномальный отдельный выброс в результатах расчетов, а именно, как выяснилось, в расчете нормального поля, проводимого по нашей процедуре (из системы ПОДБОР), обратил внимание А.К.Захаркин. Вначале ситуация оценивалась, как дефект работы программы. Анализируя "ошибку", автор использовал для тестирования программу АЛЕКС и получил тот же результат. Постепенно сформировался приведенный пример, как реальный теоретический факт. В дальнейшем А.К.Захаркин получил весьма близкую кривую физическим моделированием, аппроксимировав среду набором металлических пластин. Кстати сказать, мы привели изначальный пример, но среду можно еще более упростить, до двухслойной ($\rho_2 = 30\text{м}\cdot\text{м}$).

Обращаясь к самому примеру, следует сказать, что столь выраженная картина существует в узком диапазоне параметров модели, геометрии установки и режима возбуждения (здесь – выключение), но тенденция проявляется задолго до достижения этого диапазона, при весьма реальных значениях параметров разреза. Поскольку такое поведение (тройной переход через 0) невозможно для простых базовых моделей, применяемых для трансформаций (полупространство, S -плоскость), то трансфор-

манты (если их удастся получить) будут искажены неинтерпретируемым образом.

Разумеется, для каждого конкретного класса моделей можно привлечь более сложную специальную базовую модель (возможно, в рассматриваемом случае "сработала" бы трансформация на основе двухслойной модели, как предлагается в [44]). Но речь идет о трудностях с трансформацией "разнесенного" отклика всего лишь одномерной слоистой среды, а ведь на саом деле нам нужно обрабатывать отклик от латерально неоднородной среды – потому-то и делаются многоэтажные зондирования.

Во всяком случае, этот пример должен приниматься во внимание разработчиками новых трансформаций. Ничего конструктивного это чрезвычайно изменчивое аномальное поведение кривой становления, на наш взгляд не несет, будучи привязанным к некоторой все-таки частной геоэлектрической ситуации (хороший проводник перекрыт плохим при определенной геометрической ситуации, включающей и геометрию среды и геометрию установки).

Что касается объяснения необычного вида кривой становления, то такое сложное поведение отклика возможно объяснить возникновением при мгновенном выключении тока на ранних временах двух выраженных токовых колец. Одно образуется, как обычно, в первом слое вблизи дневной поверхности, а второе в проводящем втором слое. На расстоянии мы наблюдаем сложную суперпозицию полей двух токовых колец. Косвенным образом это подтверждается другим примером на рис.2.14, где возбуждение производится плавным (синусоидальным) изменением тока в петле. В этом случае в плохопроводящем слое из-за плавного изменения тока индуцируется мало вторичных токов и "конфликта" двух колец не происходит. Наблюдается более или менее "традиционная" кривая становления с одним переходом через ноль.

Разумеется, необходимость разработки трехмерного подхода к сбору и обработке данных индуктивных импульсных зондирований осознавалась всегда, а в рудном варианте всегда была очевидной. Исследовались различные теоретические возможности построения оперативных прямых трехмерных процедур (например, [75]), развивались новые интерпретационные подходы (например, [28], [119], [52]), предлагались решения "трехмерной" проблемы в методическом плане (например, [78]). Все же отсутствие на практике оперативной трехмерной интерпретации по-прежнему является весьма драматичным фактом индуктивной импульсной электроразведки.

2.5.4 Одномерный и трехмерный подходы к интерпретации площадных данных импульсной электроразведки

Применение к площадным данным ЗС трансформаций в кажущиеся параметры на основе одномерных базовых моделей (S -плоскость, полупространство, двухслойка и пр.) есть частный случай применения одномерного подхода к трехмерной задаче (площадные работы ставятся для решения именно трехмерной задачи). Но это некорректный подход и можно попытаться пояснить это конкретнее.

Допустим, в горизонтально-слоистой одномерной среде есть проводящее включение. Согласно первому уравнению Максвелла, влияние этого включения можно интерпретировать, как поле установления горизонтальных (наш источник – петля) электрических диполей с переменным моментом, контролируемым в первом приближении нормальным (E_φ) полем. На дневной поверхности аномальный сигнал (обычно измеряется dB_z/dt) проявляет себя сложным образом и вовсе не однозначно привязан к местоположению неоднородности. Это плохо, но таков физический процесс, такова наша установка (петля-петля). Вы, однако, имеете шанс разобраться в этом, если при интерпретации используете "правиль-

ную "трехмерную модель процесса. Но если этот сложный суммарный сигнал из весьма неоднородных составляющих пропускается через, как видим, совершенно неадекватную одномерную интерпретацию, то полученная картина кажущихся параметров может не иметь смысла или, скажем так, она очень легко наполняется ложным смыслом.

Предостерегая от упрощенного подхода, автор отнюдь не ратует за формально строгое решение обратной трехмерной задачи на реальном полевом материале. Это сделало бы зондирования становлением весьма длительным, дорогостоящим и слишком интеллектуальным занятием. Речь идет об оперативной, разумно и максимально упрощенной, но, по сути, все-таки трехмерной интерпретации площадных данных.

Наше описание влияния неоднородности подсказывает вполне разумную процедуру обработки площадных данных при закрепленном источнике - вычесть рассчитанное поле нормальной (одномерной), вмещающей среды и интерпретировать остаток, как устанавливающееся в нормальной среде поле переменных и распределенных электрических диполей, имея целью найти распределение этих источников. И такой подход применяется (нечто подобное делается в частотном режиме в [123]). Интерпретация остаточного поля – задача, строго говоря, не проще исходной, но она допускает уже грубые приближения. У этого приема есть, однако, слабое место. Если аномалии малы, то остаток (и результат интерпретации) чрезвычайно зависит от того, что вычитается. Что надо вычитать – определить довольно сложно.

Обсудим другой подход. Предположим, имеется оперативная процедура решения прямой трехмерной задачи (понятно, приближенная), допускающая к тому же и быстрое обращение. Обращая совокупность площадных данных, вы получите результат, который в зависимости от качества данных и качества вашей процедуры можно будет оценить в диапазоне от трансформации в кажущуюся трехмерную среду до полной инверсии.

В западной литературе методы, основанные на использовании таких процедур, обозначаются общим термином "imaging" (например, [142]). Они, как правило, позволяют определить соотношения проводимостей различных частей исследуемого объекта, при этом абсолютные значения проводимости могут быть и не определены точно.

Таким образом, мы подошли к тому, что конкретно предлагается в этой работе.

2.5.5 Томографический подход

В главе 2 описан способ построения линеаризованных решений задач становления различной размерности. Сама структура этих решений подразумевает и алгоритм инверсии, как линейную инверсию. Дополнив это ядро подхода способами описания трехмерной среды, способами оценки результата, можно получить подход, который вполне характеризуется, как томографический подход.

Томографический подход уже вполне основательно заявлен в электромагнитных методах. В методах постоянного тока успешно и достаточно давно применяется томографический подход, получивший название "Electrical Resistivity Tomography (ERT)", или томографии удельного сопротивления. По своему смыслу это метод оценки распределения данного электрического параметра в некотором объеме на основе дискретных измерений электрического тока и напряжения, сделанных внутри этого объема или на его поверхности. Область применения ERT в геофизике довольно широка: гидрогеология, экология, разведочная геофизика. Например, работа [146] посвящена результатам мониторинга процессов восстановления нарушенной окружающей среды с использованием ERT. В ней также приводится обзор методических приемов, применяемых при проведении ERT, в т.ч. получения и подготовки данных, их обработки и интерпретации.

Для методов, использующих переменные поля, томографический подход развивается в двух основных направлениях. Для высокочастотной области характерно использование принципов лучевой оптики при описании процесса распространения электромагнитных волн. Поэтому большинство математических выкладок, связанных с описанием этого диффузионного процесса, представляется подобным анализу волновых решений. Характерным в этой области является использование процедур моделирования в сочетании с итерационными схемами как, например, в [136]. Основным содержанием указанной работы является анализ разрешающих свойств межскважинной электромагнитной томографии. Схема анализа предполагает цилиндрическую симметрию относительно источника, что также довольно характерно. Понятно, что в приближении лучевой оптики может применяться методика прослеживания лучей для исследования интенсивно затухающих электромагнитных волн. Вообще, в этой области часто используются приемы, характерные для кинематической сейсмотомографии. На радоновской инверсии, например, основан метод межскважинного просвечивания, предложенный в [148].

К другому направлению относится начатая исследователями Ливерморской лаборатории и лаборатории Беркли совместно с Индустриальным Консорциумом работа над программой низкочастотной электромагнитной скважинной съемки, в которой они развивают необходимые программы инверсии для интерпретации данных измерений. По их мнению, с помощью низкочастотной скважинной томографии возможно получить информацию о подповерхностных структурах с высоким разрешением. В статье [153] приводится предполагаемая методика измерений в различных геолого-тектонических провинциях США. Описаны блок-схемы измерений и планируемая методика обработки и интерпретации данных полевых наблюдений. Эффективные процедуры томографической инверсии в низкочастотной области могут быть построены в рамках несколько

иного подхода, который, по аналогии с сейсмическими методами, можно назвать электромагнитной дифракционной томографией. Здесь характерно сведение исходной задачи к так называемой "задаче со вторичным источником", основанной на Борновском разложении по малому параметру [155]. Вариант инверсии электромагнитных данных ЗС, который предлагается в диссертационной работе, наиболее близок именно к последнему подходу, и, таким образом, его можно определить как низкочастотную дифракционную томографию.

Томографическая инверсия есть один из способов решения обратной задачи. Это утверждение сразу обращает нас к определению именно томографического подхода. Здесь есть внешняя сторона, состоящая в том, что от томографической инверсии ждут весьма оперативного результата в виде некоторых изображений среды (объемных или разрезов). Это достигается за счет известных упрощений. Для томографической инверсии характерно использование приближенного, обычно, линеаризованного решения прямой задачи. Такая постановка проблемы предусматривает привлечение эффективного аппарата линейной инверсии. Приближение (линеаризация) может сопровождаться и упрощениями модели физического процесса. Характерным для томографического подхода является также приближенное, но достаточно подробное и универсальное описание среды (или возмущения некоторого параметра среды), как совокупности стандартных, однородных внутри элементов.

Таким образом, развиваемый подход основывается на следующих положениях:

1. среда состоит из множества стандартных элементов;
2. строится линеаризованное решение многомерной прямой задачи в окрестности простой (одномерной или даже однородной) референтной модели;

3. инверсия заключается в обращении линейной системы, связывающей экспериментальные данные и возмущения геоэлектрических параметров относительно референтной среды;
4. структура среды восстанавливается по полученному пространственному распределению параметров (например, электропроводности).

Центральным (но не равнозначным всему подходу в целом!) пунктом в приведенной схеме является эффективное решение прямой задачи в приближенном, линеаризованном представлении. Совокупность экспериментальных наблюдений, полученных при различных условиях (время регистрации, положение источника, точка наблюдения) — $E(t_i)$ необходимо соотнести с соответствующими линеаризованными представлениями, в результате чего получается линейная система для определения некоторой совокупности кусочно-постоянных возмущений проводимости. Итак,

$$\begin{aligned}
 E(t_1) &= E_0(t_1) + I_0 \cdot \sum_{j=1}^K \Delta\sigma_j \cdot G_j(t_1), \\
 E(t_2) &= E_0(t_2) + I_0 \cdot \sum_{j=1}^K \Delta\sigma_j \cdot G_j(t_2), \\
 &\dots\dots\dots \\
 E(t_i) &= E_0(t_i) + I_0 \cdot \sum_{j=1}^K \Delta\sigma_j \cdot G_j(t_i), \\
 &\dots\dots\dots \\
 E(t_N) &= E_0(t_N) + I_0 \cdot \sum_{j=1}^K \Delta\sigma_j \cdot G_j(t_N),
 \end{aligned} \tag{2.84}$$

где K — количество областей, на которое мы разбили среду, E_0 — поле вмещающей среды, $\Delta\sigma_j$ — возмущение проводимости j -ой области по отношению ко вмещающей среде, а N — количество измерений, $G_j(t_i)$ — коэффициенты линеаризованного представления (определенного в главе 2) прямой задачи.

Нетрудно предположить, приняв во внимание хотя бы ошибки в экспериментальных данных, что нужно использовать большее число данных,

нежели число неизвестных. Понятно, что в условиях, когда система переопределена, решение можно искать, как минимизирующее. При этом, если ранг системы меньше числа неизвестных, определяющим критерием будет наименьшая норма, то есть, мы будем рассматривать вариант, при котором возмущения проводимостей минимальные.

Для обращения системы использован стандартный алгоритм, позволяющий находить общее решение переопределенной системы уравнений, основанный на методе наименьших квадратов и разложении по сингулярным числам ([117]).

Одномерная томографическая инверсия

Развитие и утверждение совершенно новой системы интерпретации требует значительного времени, измеряемого годами и даже десятилетиями. Это факт, что, несмотря на появление таких систем автоматизированного подбора многослойного разреза, как ЭРА и ПОДБОР, вполне доступных, среди электроразведчиков есть упорные приверженцы ручной интерпретации на основе кажущихся кривых. Сами разработчики также нуждаются в постепенном накоплении нового опыта и этапности развития нового подхода. Хотя совершенно ясно, что сверхзадача томографического подхода – оперативная трехмерная интерпретация, неизбежный этап наших исследований, который можно уверенно представить сейчас – это опробование томографического способа на одномерных задачах.

Итак, линеаризованное решение одномерной слоистой задачи в окрестности однородного полупространства построено в главе 2. Первый пример состоит в томографической трансформации отдельной кривой зондирования (синтетической, для соосной установки). В нашем распоряжении некоторое количество данных (значений эдс, соответствующих отсчетам времени, $i = 1, 2, \dots, N$), которые составляют левую часть линейной системы (2.84). Зондируемое полупространство рассежем плоскостя-

ми на некоторое количество ($j = 1, 2, \dots, K$) слоев – областей с неизвестными возмущениями проводимости. Производим расчет нормального поля $E_0(t_i)$ и коэффициентов $G_{ji} \equiv G_j(t_i)$ при определенных каким-то образом значениях удельного сопротивления референтного полупространства и решаем линейную систему уравнений (2.84), определяя возмущение проводимости каждого томографического элемента среды (слоя).

На рис.2.15 представлены 3-слойная исходная модель (вверху) и модель – результат одномерной томографической инверсии (ниже). Здесь же представлено сравнение (в виде ρ_τ) исходной кривой становления и кривой становления, рассчитанной для полученной в результате трансформации многослойной модели. Кривые с точностью 4% совпадают. Таким образом, "модель" и "инверсия" оказываются эквивалентными с указанной точностью. Можно заметить, что полученное в результате инверсии распределение проводимости, конечно, повторяет особенности исходной модели, но имеет "размазанный" вид. Эффективным приемом оказалось принятие в качестве сопротивления референтной среды для каждого момента измерений значения кажущегося сопротивления.

На рис.2.16 мы приводим пример томографической обработки полевых профильных данных ЗСБ. Традиционная интерпретация была проведена опытным интерпретатором с использованием системы ПОДБОР (А.К. Захаркин). Разрез, построенный с помощью томографического подхода, конечно, отличается в деталях, но нужно заметить, что он имеет такое же право на существование, т.е. кривые становления для томографических слоистых моделей на каждом пикете так же близки к полевой кривой, как и для слоистых моделей, подобранных интерпретатором в системе ПОДБОР. Существенный урок этого примера состоит в том, что томографическая интерпретация произведена "неопытным" интерпретатором, совершенно автоматически, без привлечения априорной информации хотя бы о типе разреза и очень оперативно.

Еще одним интересным результатом нашей работы стала инверсия совокупности данных многоразносных зондирований. Если рассчитать коэффициенты G_j и нормальное поле E_0 для нескольких разнесенных приемно-питающих установок, то инверсия будет заключаться просто в обращении сводной системы уравнений. Кажется, что увеличение количества входных данных должно улучшить качество томографии или, иначе говоря, с увеличением числа независимых данных класс эквивалентных моделей должен сужаться и контрастные по сопротивлению слои, если они действительно имеются в разрезе, должны выделяться более четко. Для демонстрации (рис.2.17) использованы синтетические данные установок с разносами от 0 до 1500 метров. Здесь сравниваются результаты инверсии данных, соответствующих соосной установке (б) и многоразносной установке (а). Как видно из сравнения, результат инверсии многоразносных данных много ближе к "истинной", исходной модели. То, что удалось с такой легкостью использовать данные многоразносных зондирований в одном аппарате и в одном акте инверсии, само по себе является впечатляющим результатом. Собственно, мы продемонстрировали механизм совместного использования площадных данных – от закрепленного источника или от движущейся соосной установки или, наконец, от различных комбинаций. Легко, однако, видеть, что можно пойти и дальше, используя данные (и соответствующие линеаризованные представления) разных электромагнитных методов, определяющих проводимость. Все сводится к пополнению общей системы линейных уравнений и совместной линейной инверсии.

О трехмерной томографической инверсии

Как уже говорилось, от томографического подхода ожидают решения проблемы двухмерной и трехмерной инверсии. Именно это является конечной целью наших исследований. Однако, учитывая новизну томогра-

фического подхода в интерпретации данных импульсной электроразведки, приведенные результаты имеют самостоятельный интерес, но в еще большей степени отражают суть томографического подхода. И надо заметить, что трехмерная томографическая интерпретация не требует разработки каких-то дополнительных, по отношению к тому, что использовано в одномерном случае, математических средств. Линеаризованное решение для поля локального включения ("трехмерного" томографического элемента) в референтную среду построено нами в разделе 2.4.4 (глава 2). Автор видит основные проблемы в выработке определенных стратегий в манипуляциях с трехмерными объектами в зависимости от количества и характера данных, априорной информации и конечной цели интерпретационного процесса.

2.6 Заключение

В заключение хотелось бы еще раз обратить внимание на главные (взаимосвязанные) особенности индуктивного процесса становления – широкий латеральный охват среды и высокодинамичный регистрируемый сигнал, при том, что это определяется только продольной проводимостью разреза. Первая особенность требует почти всегда трехмерного (по проводимости) подхода к интерпретации, а вторая предъявляет серьезные требования к измерительной аппаратуре. Практически – это трудновыполнимые требования. В связи с этим мы хотели бы сказать, что, не отрицая возможности проявления тонких "неклассических" эффектов даже при ТЕ-зондированиях, каждый конкретный случай фиксации таких эффектов должен сопровождаться анализом использованной аппаратуры и мерами по выяснению возможных влияний трехмерного распределения проводимости. Эти возможные влияния мало изучены. Нам кажется, что наш главный параметр – удельное сопротивление не совсем еще исчерпан. Автору было странно обнаружить тройной переход

через 0 в сигнале от традиционной установки "петля-петля" в простой одномерной среде, но мы также убедились, что это и в самом деле не широко известно. Из всех этих обстоятельств вполне уместно сделать и такой вывод, что, может быть, стоит подумать о других инструментах для геоэлектрических экспериментов, нежели петля и ТЕ-процесс.

Глава 3

ПОЛЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТИПА В ЭЛЕКТРОРАЗВЕДКЕ

В этой главе рассматриваются свойства поля электрического типа (Е-поле, Е-мода, ТМ-поле) применительно к геоэлектроразведке с контролируемыми источниками. Разумеется, мы здесь не сможем предъявить ту полноту и детальность, которые реализованы по отношению к свойствам поля магнитного типа, изучением и утилизацией которых занималось неизмеримо большее число исследователей. Наш анализ будет несколько отрывочным тем более, что необходимо коснуться всех режимов возбуждения, включая и постоянный ток.

3.1 Где прячется ТМ-поле?

Когда автор был молодым человеком и начинающим электроразведчиком, он никак не мог понять, что же общего между традиционной электроразведкой на постоянном токе и набравшей силу импульсной с петлевым возбуждением и приемом методикой. Собственно говоря, эта работа является ответом на тот давний вопрос. Сейчас можно коротко сказать, что известные методы постоянного (прямого) тока основаны на использовании постоянного ТМ-поля, тогда как импульсная электроразведка с петлями имеет дело с ТЕ-процессом и общего тут, действительно,

очень мало.

Электроразведка на переменных полях (индукционная) фактически использует только поле магнитного типа. Это связано с широким распространением чисто индуктивного (петлевого) способа возбуждения, при котором возникает только H -поле. Кроме того, при смешанном (индуктивном и гальваническом) возбуждении, например, заземленной линией, хотя и возбуждаются поля и магнитного и электрического типов, но в наиболее важных пространственно-временных диапазонах отклика доля E -поля оказывается много меньше вклада H -поля. Хорошо известно, что компоненты устанавливающегося поля заземленной линии в поздней стадии зависят от суммарной продольной проводимости разреза и спад происходит по степенному закону – все, в основном, также, как и для поля петли. Вполне может сложиться мнение (опасаемся, оно и сложилось), что это происходит просто из-за схожего поведения E и H -поля. Однако, причина другая – E -поле рано исчезает и остается только H -поле. Поведение E -поля совершенно иное. E -поле спадает экспоненциально (в среде с изолирующим основанием) и всегда зависит от вертикального размера среды. На рис.3.1 представлены для режима становления относительные вклады H -поля и E -поля в суммарное поле для установки типа $ABMN$ (осевой и экваториальной). В начальной стадии вклады примерно одинаковы и имеют разные знаки, в последней стадии поле горизонтального электрического диполя определяется становлением поля магнитного типа.

Чтобы в поздней стадии становления иметь значительный вклад поля электрического типа, нужно весьма специально позаботиться о конфигурации возбуждающего стороннего тока. Уже упоминалась в главе 1 и будет обсуждаться ниже такая наземная конфигурация – круговой электрический диполь (КЭД). Однако давно известен погруженный возбуждатель чистого ТМ-поля – вертикальный электрический диполь (ВЭД

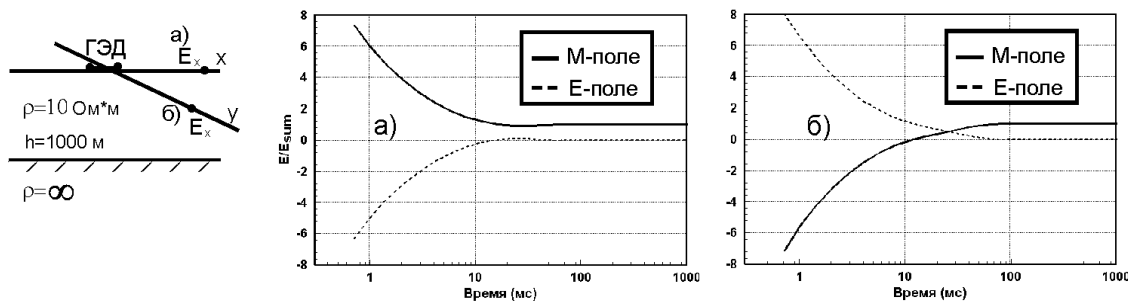


Рис. 3.1: Доли Н-поля и Е-поля в общем поле E_x от ГЭД для осевой (а) и экваториальной установок (б).

или линия – ВЭЛ). Известны попытки воспользоваться замечательными свойствами такого источника, при размещении вертикальной питающей линии в скважине и при измерении радиального электрического поля на поверхности Земли. Мы сейчас покажем, что без четкого понимания весьма различных свойств Е и Н-полей, применение такого источника может приводить к недоразумениям.

Линия, помещенная в скважину, считается вертикальной. Интуитивно кажется, что отклонения от вертикали на 2 – 3 градуса проявятся такими же малыми искажениями в измеряемом отклике, в особенности, на больших расстояниях и поздних временах. Рассмотрим модель, в которой в пласте ($\rho = 10 \text{ Ом}\cdot\text{м}$, $h = 1000 \text{ м}$) размещена питающая линия, заземленная одним концом у дневной поверхности, а нижним – на кровле изолирующего фундамента. Пусть отклонение нижнего конца от вертикали составляет 50м (2.8°), ток 10А, и проводятся азимутальные измерения радиальной приемной линией в 200м при удалении от скважины 2000м. На рис.3.2 представлены результаты расчетов становления, выполненных для наклонной линии. Наклонная линия (ее момент) представлена, как векторная сумма строго вертикальной линии (1000м) и ГЭД (50м). Кривые становления при различных азимутальных углах могут иметь вид от нормальной кривой (90° – перпендикулярно ГЭД) до двух крайних случаев, когда поля ВЭЛ и ГЭД складываются и вычитаются. Несмотря

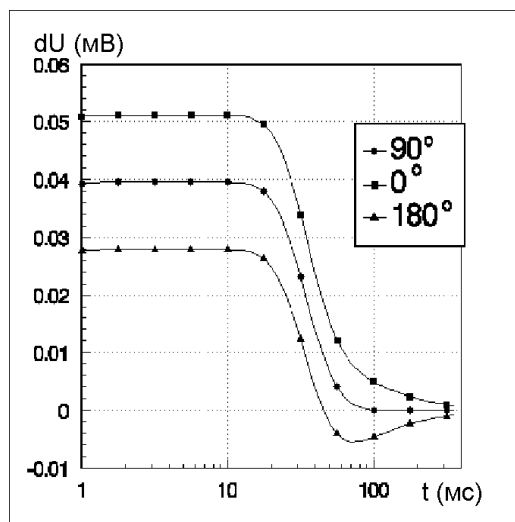


Рис. 3.2: Устанавливающееся поле линии, заземленной в скважине, имеющей наклон.

на малость горизонтальной компоненты стороннего тока, возбуждаемое ею поле магнитного типа делается сравнимым в точке приема с E -полем вертикальной линии. Как видим, наклон привел к качественным изменениям сигнала, появлению перехода через 0. Если исходить из незначительности влияния наклона, то тогда нужно признать среду в окрестности скважины существенно неоднородной или обсуждать, может быть, процессы ВП.

3.2 Становление поля вертикального электрического диполя

Вообще, существует глубокое различие в процессах установления начального распределения стекающего с заземления тока и распределения тока, возбужденного магнитным полем горизонтального проводника с током, при его отключении. Во-первых, поле заземления не имеет магнитных компонент на дневной поверхности и выше, в воздухе, а также в непроводящем основании, магнитное поле и токи присутствуют только в слоях, не отделенных от заземления изолирующим горизонтом. Разумеется, это справедливо только в квазистационарном приближении по отношению к горизонтально-однородной среде (или неоднородной, но с

осевой симметрией и заземлением на оси, что не будем рассматривать). Любые нарушения приведут к появлению на дневной поверхности аномального (оно же и полное) магнитного поля.

Мы вполне убеждены, что "ТЕ-ТМ-анализ" был бы необходим и при отсутствии возможности возбуждения чистого ТМ-поля. Мы уже имели случай заметить, что горизонтальная электрическая линия – сложный источник, состоящий из трех: протяженного индуктивного (провод с током) и двух гальванических (заземления по концам провода). Уже электродинамическая картина довольно сложная. Но ведь этот источник (ГЭЛ) используется для изучения процессов ВП. При этом возникает вовсе причудливая смесь сложного электродинамического поля и разнородных процессов ВП (первичного и вторичного, гальванического и индукционного). А если это происходит в условиях латеральной неоднородности?

Однако, ТМ-поле реально не только в качестве компоненты поля любого сложного заземляемого источника, но оно (также, как и ТЕ-поле) является полным полем вполне реального и давно известного источника – мы имеем ввиду ВЭД. Рассмотрим свойства поля электрического типа, возбуждаемого вертикальным электрическим диполем.

3.2.1 Поздняя стадия ТМ-процесса становления

Радикально различаются ТЕ и ТМ-поля в поведении со временем. Что касается ТЕ-процесса (т.е., например, процесса становления, возбуждаемого петлей), то свойства его изучены очень хорошо и широко известны. Характернейшей особенностью поздней стадии является зависимость поля лишь от интегрального показателя среды – суммарной продольной проводимости. Получим для сравнения выражение для поздней стадии процесса установления поля ВЭД с моментом Idz , помещенного в двухслойный разрез с изолирующим основанием в первый слой на глубину

z_0 . Воспользуемся развитым в главе 1 (раздел 1.2.4 "Поле ВЭД во временной области") аппаратом для переходного процесса, возбуждаемого вертикальным током. Выражение для радиальной компоненты электрического поля в общем случае есть:

$$E_r = -\frac{Idz}{4\pi} \int_0^{\infty} J_1(\lambda r) \lambda V'_z(z, t, \lambda) d\lambda, \quad (3.1)$$

где функция V в нашем конкретном случае двухслойной среды (σ – проводимость, h – мощность первого слоя) с изолирующим основанием есть

$$V(z, t, \lambda) = \frac{4\lambda}{h\mu_0\sigma^2} \cdot \sum_{j=0}^{\infty} \frac{\sin(u_j z) \sin(u_j z_0)}{\alpha_j} \exp(-\alpha_j t), \quad (3.2)$$

$u_j = \sqrt{\alpha_j \mu_0 \sigma - \lambda^2}$, а α_j являются решениями уравнения $\sin(u_j h) = 0$. Уточняем, если в этом есть необходимость, что это решение получено в квазистационарном приближении в магнитооднородной среде (всюду $\mu = \mu_0$).

Для получения асимптотических выражений, справедливых в поздней стадии становления (при $t \rightarrow \infty$), рассмотрим сначала уравнение для α_j , решение которого есть

$$\alpha_j = \left(\frac{j^2 \pi^2}{h^2} + \lambda^2 \right) \frac{1}{\mu_0 \sigma} \quad j = 1, 2, 3, \dots,$$

($j = 0$ нас не интересует, поскольку $u_0 = 0$). Ясно, что в самой поздней стадии достаточно взять один член ряда ($j = 1$) и рассмотреть интеграл (3.1) при малых λ .

Приводим результат для радиального градиента на дневной поверхности. При $t \rightarrow \infty$

$$E_r(t) \simeq \frac{Idz}{\pi^2 \sigma h^3} \cdot \sin\left(\frac{\pi z_0}{h}\right) \cdot \frac{r}{h} \cdot \left(\frac{\sigma \mu_0 h^2}{2t}\right)^2 \cdot \exp\left(-\frac{\sigma \mu_0 r^2}{4t}\right) \cdot \exp\left(-\frac{\pi^2 t}{\sigma \mu_0 h^2}\right). \quad (3.3)$$

Таким образом, поведение ТМ-процесса в поздней стадии принципиально иное, чем поведение ТЕ-процесса. Сохраняется зависимость поля от вертикальной структуры георазреза. Если имеется изолирующая граница, спад экспоненциальный.

3.2.2 Становление поля ВЭД в присутствии S-плоскостей

Рассмотрим специальную геоэлектрическую ситуацию, в которой поле ВЭД (как частный случай ТМ-поля) проявит себя весьма характерным образом. Среда состоит из однородного слоя (ρ, h) , в котором содержатся проводящие плоскости S_1 и S_2 на глубинах h_1 и h_2 . В основании – изолятор. Всюду $\mu \equiv \mu_0$. Источник – ВЭД с моментом Idz – помещен на глубину z_0 внутри слоя (рис.3.3). В момент $t = 0$ источник выключается. В этом случае решим задачу, как самостоятельную, воспользовавшись традиционным способом скаляризации – путем введения потенциалов. Определяя поле в пределах проводящей толщи, будем придерживаться квазистационарного приближения.

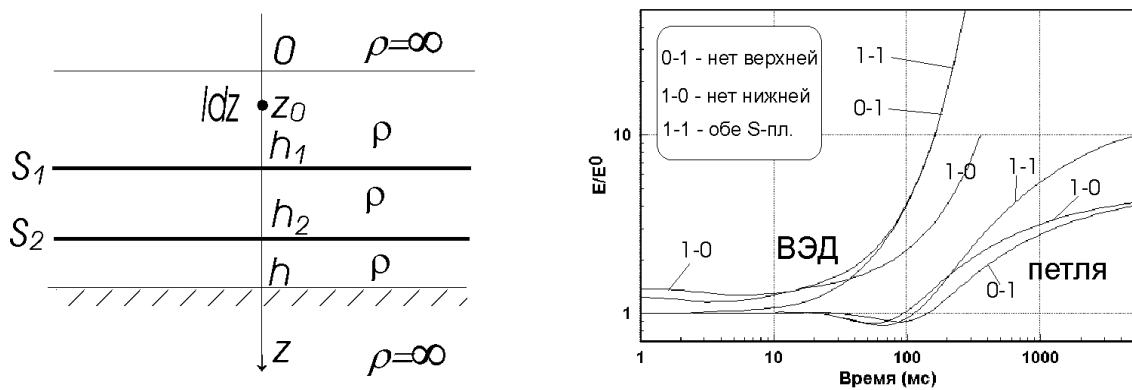


Рис. 3.3: Модель и результаты расчетов для ВЭД и установки МПП.

Введем вектор-потенциал обычным для электрического источника образом:

$$\mathbf{H} = \text{rot} \mathbf{A}. \quad (3.4)$$

В силу симметрии задачи достаточно иметь отличной от нуля только компоненту A_z , тогда в цилиндрической системе координат имеются

$$E_r = \rho \frac{\partial^2 A_z}{\partial r \partial z}, \quad H_\varphi = -\frac{\partial A_z}{\partial r}, \quad E_z = -\mu_0 \dot{A}_z + \rho \frac{\partial^2 A_z}{\partial z^2}. \quad (3.5)$$

Компонента A_z должна удовлетворять достаточным условиям, обос-

нование которых можно найти, например, в [121]:

$$\Delta A_z = \frac{\mu_0}{\rho} \dot{A}_z, \quad 0 < z < h, \quad (z \neq h_1, h_2), \quad 0 \leq r \leq \infty;$$

$\rho A'_z$ непрерывно всюду, что означает $A_z(0) = A_z(h) = 0$; на S -границах имеем условия

$$[A'_z]_{z=h_i} = 0, \quad [A_z]_{z=h_i} = \rho S_i \frac{\partial A_z}{\partial z}, \quad i = 1, 2; \quad (3.6)$$

далее $A_z \rightarrow 0$ при $r \rightarrow \infty$; $A_z \rightarrow 0$ при $t \rightarrow \infty$; наконец, начальное условие – решение стационарной задачи.

Разделяя переменные в уравнении для A_z и учитывая условия для потенциала, будем искать решение в виде

$$A_z = \frac{Idz}{4\pi} \int_0^\infty J_0(\lambda r) Z(\lambda, z) d\lambda. \quad (3.7)$$

Функция Z должна удовлетворять краевой задаче:

$$\begin{aligned} Z''_{zz} - \lambda^2 Z &= \frac{\mu_0}{\rho} \dot{Z}, \quad 0 < z < h, \quad (z \neq h_1, h_2), \\ Z(0) &= Z(h) = 0, \\ [Z'_z]_{z=h_i} &= 0, \quad [Z]_{z=h_i} = \rho S_i \frac{\partial Z}{\partial z}, \quad i = 1, 2, \\ Z &\rightarrow 0 \quad \text{при } t \rightarrow \infty, \\ Z &= \bar{Z} \quad \text{при } t = 0, \end{aligned} \quad (3.8)$$

где \bar{Z} - стационарное решение, удовлетворяющее краевой задаче:

$$\begin{aligned} \bar{Z}''_{zz} - \lambda^2 \bar{Z} &= 0, \quad 0 < z < h, \quad (z \neq h_1, h_2), \\ \bar{Z}(0) &= \bar{Z}(h) = 0, \\ [\bar{Z}'_z]_{z=z_0} &= 2\lambda, \quad [\bar{Z}]_{z=z_0} = 0, \\ [\bar{Z}'_z]_{z=h_i} &= 0, \quad [\bar{Z}]_{z=h_i} = \rho S_i \frac{\partial \bar{Z}}{\partial z}, \quad i = 1, 2, \end{aligned} \quad (3.9)$$

Мы не будем решать эту задачу, но воспользуемся ее условиями. Решение задачи (3.8) ищем в виде

$$Z(z, t) = \sum_{j=1}^{\infty} C_j X_j(z) \exp \left[- (k_j^2 + \lambda^2) \frac{t\rho}{\mu_0} \right]. \quad (3.10)$$

Функции X_j должны удовлетворять условиям (индекс j опускаем):

$$\begin{aligned} X''_{zz} + k^2 X &= 0, \quad 0 < z < h, \quad (z \neq h_1, h_2), \\ Z(0) = Z(h) &= 0, \\ [X'_z]_{z=h_i} &= 0, \quad [X]_{z=h_i} = \rho S_i X'_z, \quad i = 1, 2. \end{aligned} \quad (3.11)$$

Заметим, что решение задачи (3.11) не зависит от λ .

В каждой из областей, разделенных S -границами, получаем решение в виде

$$X_i(z) = A_i \cos(kz) + B_i \sin(kz), \quad i = 1, 2, 3. \quad (3.12)$$

Применяя граничные условия (3.11), найдем коэффициенты A_i, B_i :

$$\begin{aligned} A_1 &= 0, \\ B_1 &= 0, \quad (\text{полагаем в силу однородности}) \\ A_2 &= P_1 c_1^2, \\ B_2 &= 1 + P_1 c_1 s_1, \\ A_3 &= A_2 \cdot (1 - P_2 s_2 c_2) + B_2 \cdot P_2 c_2^2, \\ B_3 &= -A_2 \cdot P_2 s_2^2 + B_2 \cdot (1 + P_2 \cdot s_2 c_2), \end{aligned} \quad (3.13)$$

где $s_i = \sin(kh_i)$, $c_i = \cos(kh_i)$, $P_i = S_i \rho k$, ($i = 1, 2$), и получим уравнение для k :

$$A_3 \cos(kh) + B_3 \sin(kh) = 0. \quad (3.14)$$

В (3.10) остается определить коэффициенты C_j , которые должны обеспечить выполнение начального условия:

$$\bar{Z}(z) = \sum_{j=1}^{\infty} C_j X_j(z). \quad (3.15)$$

Нетрудно убедиться, что функции X_j образуют ортогональную систему в области $0 \leq z \leq h$, так что

$$C_j = \frac{\int_0^h \bar{Z}(z) X_j(z) dz}{\int_0^h X_j^2(z) dz}. \quad (3.16)$$

Беря верхний и нижний интегралы по частям и учитывая условия задач для функций \bar{Z} (3.9) и X_j (3.11), получим

$$C_j = \frac{\lambda}{\lambda^2 + k_j^2} D_j X_j(z_0), \quad (3.17)$$

где D_j и $X_j(z_0)$ не зависят от λ и

$$D_j = \frac{4k_j^2}{h[X'_{jz}(h)]^2 + \sum_{i=1}^2 \{h_i k_j^2 [X_j(h_i)]^2 + S_i \rho [X'_{jz}(h_i)]^2\}}.$$

Теперь можно представить решение для потенциала (3.7) в виде, удобном для расчетов:

$$A_z(r, z, t) = \frac{Idz}{4\pi} \sum_{j=1}^{\infty} D_j X_j(z) X_j(z_0) G_j(r, t), \quad (3.18)$$

где z_0 - положение источника, r, z - координаты точки наблюдения, а

$$G_j = \int_0^{\infty} \frac{J_0(\lambda r) \lambda}{\lambda^2 + k_j^2} \exp\left[-(\lambda^2 + k_j^2) \frac{t\rho}{\mu_0}\right] d\lambda, \quad (3.19)$$

или ($\tau = t\rho/\mu_0$)

$$G_j = \int_{\beta}^{\infty} \frac{1}{2\tau} \exp\left[-k_j^2 \tau - \frac{r^2}{2\tau}\right] d\tau. \quad (3.20)$$

Таким образом, мы избавились от интегралов с осциллирующими функциями. Поскольку $0 < k_j < k_{j+1}$ ($j = 1, 2, \dots$), то ряд (3.18) быстро сходится (как и его производные) и основная проблема, легко, впрочем, решаемая, заключается в нахождении достаточного числа решений уравнения для k_j (3.14). Из (3.19) нетрудно сделать вывод об экспоненциальном характере спада поля на поздних временах, причем, показатель спада $-k_1^2 \rho/\mu_0$ - зависит от всех параметров разреза, что, как уже отмечалось в [18], приводит к уникальной разрешающей способности поля ВЭД. В отличие от поля магнитного диполя, для которого в поздней стадии существенна лишь суммарная проводимость разреза, поле ВЭД всегда зависит от вертикальной структуры разреза, и принцип эквивалентности для этого источника должен быть сформулирован совершенно

иначе. Приведем интересный пример расчетов по полученному алгоритму.

На рис.3.3 представлены две группы нормированных кривых – становление для поля ВЭД (E_r) и сигнал МПП (соосные петли). Среда представлена на рис.3.3, где $h = 1500\text{м}$, $\rho = 10 \text{ Ом}\cdot\text{м}$, $S_1 = 100\text{См}$, $h_1 = 965\text{м}$, $S_2 = 100\text{См}$, $h_2 = 1250\text{м}$. ВЭД погружен на глубину 500м и его поле (E_r) измеряется на дневной поверхности при разnose 500м . Одна петля МПП маленькая, а другая имеет радиус 500м . Кривые $1 - 1$ – в слое две проводящие пластины, кривые $1 - 0$ – нет нижней, кривые $0 - 1$ – нет верхней. Кривые нормированы на соответствующие кривые становления нормального поля (нет обеих пластин). Эти две группы кривых, относящихся, как мы понимаем, к процессам становления ТМ и ТЕ-полей, разнесены во времени.

Серия кривых МПП имеет известный характерный вид, выходя на "полки" (на значения, равные $(S_{sum}/S^0)^3$). Кривые $1 - 0$ и $0 - 1$ имеют, естественно, одну асимптоту. Все определяются суммарной продольной проводимостью.

Поле ВЭД устанавливается быстрее, влияние аномалий проявляется раньше и сильнее (экспоненциально растет). Видно, что в поздней стадии кривая $1 - 1$ совпадает с кривой $0 - 1$ (ниж. S -п.), т.е. "работает" только нижняя пластина, а наличие верхней игнорируется. Этого мы добились, подобрав глубины S -плоскостей, и этот пример показывает, что поздняя стадия сложным образом зависит от вертикальной структуры разреза, а не определяется суммарной продольной проводимостью, как в случае ТЕ-процесса.

3.2.3 Становление поля ВЭД в присутствии высокоомного экрана

В отличие от поля магнитного типа, которое не взаимодействует с тонким горизонтальным высокоомным включением, для поля электриче-

ского типа такой объект является экраном. Понятно, что это обстоятельство является весьма благоприятным, если исследуется само высокоомное включение. Однако зачастую речь может идти именно об экранировании исследуемой нижележащей толщи.

Оценим эту ситуацию, решив задачу о становлении поля ВЭД в 4-слойной среде (рис.3.4а) с изолирующим основанием, причем первый (удельное сопротивление – ρ_1 , мощность – h_1) и третий (ρ_2, h_2) слои разделены тонким слоем ($\delta \ll h_1, h_2$) с большим сопротивлением ($\hat{\rho} \gg \rho_1, \rho_2$). Определяем потенциал также, как в предыдущей задаче с S -плоскостями:

$$A_z = \frac{Idz}{4\pi} \int_0^{\infty} J_0(\lambda r) Z(\lambda, z) d\lambda, \quad (3.21)$$

где теперь функция Z при произвольном режиме возбуждения (момент есть $Idz \cdot q(t)$) должна удовлетворять следующей квазистационарной краевой задаче:

$$\begin{aligned} Z''_{zz} - \lambda^2 Z &= \frac{\mu_0}{\rho} \dot{Z}, \quad 0 < z < h_1 + h_2, \quad (z \neq h_1), \\ Z(0) &= Z(h_1 + h_2) = 0, \\ [Z'_z]_{z=z_0} &= 2\lambda, \quad [Z]_{z=z_0} = 0, \\ [\rho Z'_z]_{z=h_1} &= T\lambda^2 Z, \quad [Z]_{z=h_1} = 0. \end{aligned} \quad (3.22)$$

Мы заменили высокоомный горизонт "Т-границей" с поперечным сопротивлением $T = \delta \cdot \hat{\rho}$.

Вместо произвольного режима рассмотрим режим выключения, что позволяет разделить задачу на стационарную и квазистационарную с начальным условием. Далее разделяем переменные и ищем решение в виде

$$Z(z, t) = \sum_{j=1}^{\infty} C_j X_j(z) \exp(-\alpha_j t). \quad (3.23)$$

Наконец, приведем решение для радиального градиента устанавливающегося электрического поля для случая, когда источник и приемник

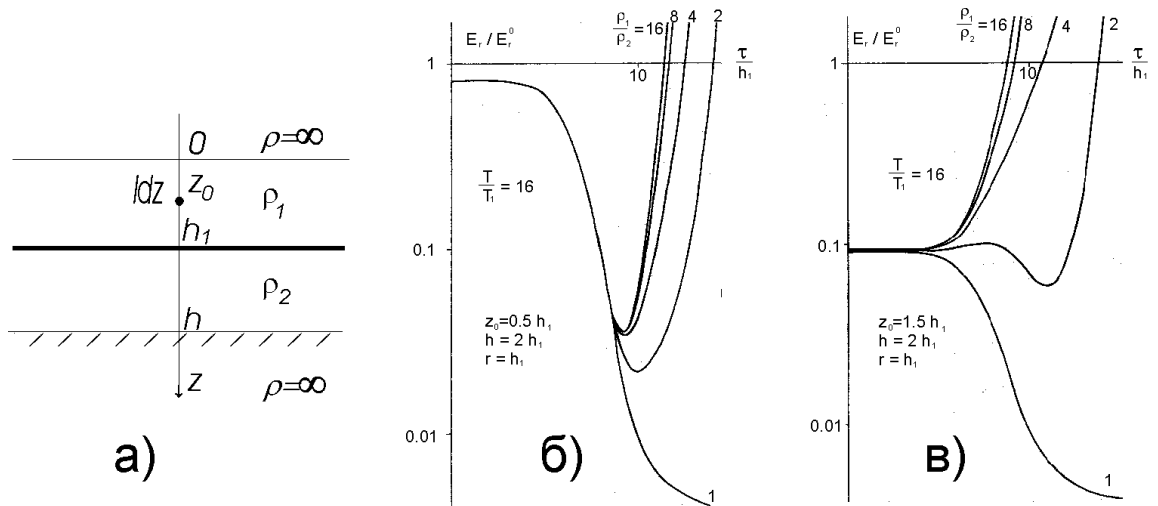


Рис. 3.4: Модель и результаты расчетов влияния экрана при помещении ВЭД над и под экраном.

находятся в первом слое (рис.3.4а):

$$E_r = \frac{Idz\rho_1}{4\pi} \sum_{j=1}^{\infty} \int_0^{\infty} J_1(\lambda r) \frac{\lambda^2 k_{j1} \cos(k_{j1}z) \sin(k_{j1}z_0)}{(\lambda^2 + k_{j1}^2) R_n(\lambda) \sin^2(k_{j1}h_1)} e^{-\alpha_j t} d\lambda, \quad (3.24)$$

где α_j , k_{j1} , k_{j2} определяются из уравнений

$$\begin{aligned} \rho_1(k_{j1}^2 + \lambda^2) &= \rho_2(k_{j2}^2 + \lambda^2) = \mu_0 \alpha_j, \\ \rho_1 k_{j1} \operatorname{ctg}(k_{j1}h_1) + \rho_2 k_{j2} \operatorname{ctg}(k_{j2}h_2) &= T\lambda^2, \end{aligned} \quad (3.25)$$

$$R_n(\lambda) = \frac{h_1}{\sin^2(k_{j1})} - \frac{\operatorname{ctg}(k_{j1}h_1)}{k_{j1}} + \frac{h_2}{\sin^2(k_{j2})} - \frac{\operatorname{ctg}(k_{j2}h_2)}{k_{j2}}.$$

Нетрудно показать (мы это уже проделывали выше для аналогичных решений), что в поздней стадии становления интегралы, составляющие ряд (3.24), определяются малыми значениями λ . Параметр T входит в решение только в уравнениях для собственных чисел α_j (3.25), причем, входит таким образом, что влияние его при $\lambda \rightarrow 0$ стремится к 0. Таким образом, в поздней стадии становления "Т-экран" становится прозрачным для поля ВЭД и не препятствует извлечению информации о нижележащей толщине.

На рис.3.4 приведены результаты расчетов по предлагаемому алгоритму в виде отношения поля в среде, содержащей Т-плоскость, к нор-

мальному полю, когда экран отсутствует и $\rho_1 = \rho_2$. Серии (по значению ρ_1/ρ_2) кривых отношения представлены в зависимости от τ/h_1 , где $\tau = \sqrt{t\rho_1/\mu_0}$. Относительное поперечное сопротивление Т-плоскости составляет 16 ($T/T_1 = 16$, $T_1 = h_1\rho_1$). Рис.3.4б соответствует расположению ВЭД в первом (верхнем) слое. На рис.3.4в ВЭД помещен под экран. Поле (E_r) измеряется на дневной поверхности.

3.3 Круговой электрический диполь (КЭД)

В настоящее время система представлений о возможностях и особенностях электроразведочного метода формируется, главным образом, на основе свойств индуктивного (ТЕ) поля. С этой привычной точки зрения свойства поля ВЭД выглядят весьма необычно и даже шокирующим образом. Но мы в этой работе настаиваем, что индуктивная электроразведка составляет только одну половину электроразведочного метода. Значит, мы должны предъявить вторую – неиндуктивную индукционную электроразведку, основанную на использовании ТМ-процесса. Можно ли в качестве таковой предложить методику с ВЭД в роли источника? В принципе, да, но практически трудно смириться с недостатками реального ВЭД. Для размещения ВЭД необходима скважина, что резко ограничивает возможности применения такого источника. Однако, эти возможности остаются и они могут быть соблазнительными, например, при оконтуривании залежи, когда обычно имеется некоторое количество скважин. В таком случае, приходится говорить о других проблемах, прежде всего о наклоне скважины. Авторитет электроразведки недостаточен, чтобы потребовать строгой вертикальности скважин при бурении. Следует также отметить более технические трудности – сложности размещения и заземления линии в скважине, практически малая величина тока ($\sim 10\text{A}$). Наконец, заметим, что необсаженные скважины мало доступны для электроразведчиков, обсадка же создает новый ряд

проблем.

Таким образом, индукционная ТМ-электроразведка оставалась бы в гипотетическом состоянии, если бы основывалась только на применении ВЭД. К счастью, возможен и другой способ возбуждения ТМ-поля посредством кругового электрического диполя, предложенного нами в 1982 году ([76]). Первоначально идея КЭД возникла как раз в усилиях построить наземный аналог вертикального электрического диполя. В дальнейшем, теория нового источника была развита в работах [57, 70, 150, 63], а также в серии работ, посвященных обоснованию нового метода электроразведки, основанного на применении КЭД (глава 5).

3.3.1 Круговой электрический диполь (КЭД) в однородной Земле

В первой нашей работе [57] с описанием нового, чисто гальванического способа возбуждения электромагнитного поля в Земле путем применения кругового электрического диполя (КЭД) использовался квазистационарный подход. Однако, отклик среды от этого источника, возбуждающего только ТМ-поле (transverse magnetic), в большей степени определяется токами смещения, нежели в случае хорошо известного, чисто индуктивного источника - токовой петли, возбуждающего только ТЕ-поле (transverse electric). Здесь приводятся некоторые результаты исследования ТМ-поля в области высоких частот при гармоническом возбуждении и на сверхкоротких временах при импульсном возбуждении.

Гармонический режим

В этом разделе мы использовали (получив в свое время соответствующее разрешение автора) текст частного письма от профессора Дж.Р. Уэйта (Аризонский университет), который любезно и с воодушевлением откликнулся на наше сообщение о круговом электрическом диполе. При его активной поддержке были подготовлена и опубликована работа [150].

Предложенный им подход очень удобен при описании нестационарного поля КЭД.

Итак, модель, которую мы сейчас используем, весьма проста. Как показано на рис.3.5, радиальный ток с поверхностной плотностью $j_r(r)$ в

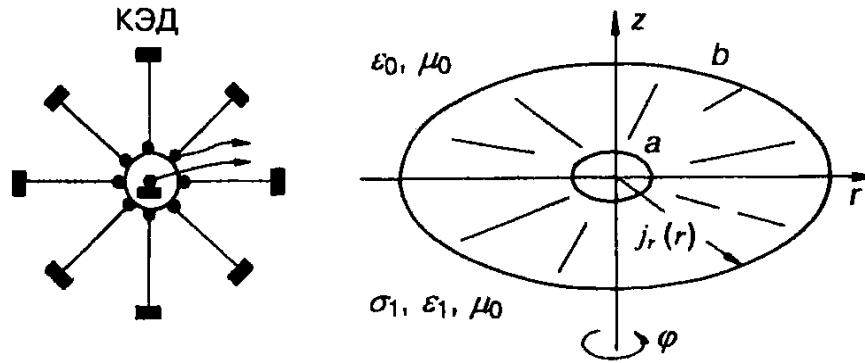


Рис. 3.5: Среда, источник и система координат.

A/m сосредоточен на границе между двумя однородными полупространствами. Верхняя область ($z > 0$), которую мы предлагаем, как воздух, имеет диэлектрическую проницаемость ϵ_0 и магнитную проницаемость μ_0 . Нижняя проводящая область (Земля) обладает диэлектрической проницаемостью ϵ_1 , проводимостью σ_1 и магнитной проницаемостью также μ_0 . Наша цель - получить выражения для полей всюду в зависимости от распределения тока $j_r(r)$. Временной фактор возьмем в виде $exp(i\omega t)$, где ω - угловая частота.

Из-за азимутальной симметрии достаточно определить вектор-потенциал, который имеет только z -компоненту. Тогда ненулевые компоненты поля есть:

$$E_r = \frac{1}{\hat{\sigma}_j} \cdot \frac{\partial^2 A}{\partial r \partial z}, \quad (3.26)$$

$$E_z = \frac{1}{\hat{\sigma}_j} \cdot \left(-k_j^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) A, \quad (3.27)$$

$$H_\varphi = -\frac{\partial A}{\partial r}, \quad (3.28)$$

где $k_j^2 = i\omega \hat{\sigma}_j \mu_0$, $\hat{\sigma}_j = \sigma_j + i\omega \epsilon_j$ и $\sigma_0 = 0$ (воздух).

Первое граничное условие очень простое и состоит в том, что компонента E_r непрерывна при переходе границы $z = 0$, т.е.

$$E_r(z = +0) - E_r(z = -0) = 0. \quad (3.29)$$

Второе граничное условие есть следствие уравнений Максвелла и требует, чтобы

$$H_\varphi(z = +0) - H_\varphi(z = -0) = -j_r(r). \quad (3.30)$$

Применим эти граничные условия, используя следующие интегральные представления для вектора-потенциала:

$$A = \int_0^\infty f_0(\lambda) \cdot \exp(-u_0 z) \cdot J_0(\lambda r) \cdot d\lambda, \quad z > 0; \quad (3.31)$$

$$A = \int_0^\infty f_1(\lambda) \cdot \exp(+u_1 z) \cdot J_0(\lambda r) \cdot d\lambda, \quad z < 0, \quad (3.32)$$

где $u_j = (\lambda^2 + k_j^2)^{1/2}$, ($j = 0, 1$). $J_0(\lambda r)$ есть функция Бесселя нулевого порядка, что соответствует тому, что A удовлетворяет уравнению Геймгольца $(\nabla^2 - k_j^2)A = 0$.

Теперь нужно определить $f_0(\lambda)$ и $f_1(\lambda)$. Используя (3.26) и (3.28) мы получим, что

$$\frac{f_0(\lambda)}{f_1(\lambda)} = -\frac{\hat{\sigma}_0}{\hat{\sigma}_1} \cdot \frac{u_1}{u_0}. \quad (3.33)$$

С другой стороны, используя (3.28) и (3.30), мы потребуем, чтобы

$$\int_0^\infty [f_0(\lambda) - f_1(\lambda)] \cdot \lambda \cdot J_1(\lambda r) \cdot d\lambda = -j_r(r). \quad (3.34)$$

Обращение этого выражения дает:

$$f_0(\lambda) - f_1(\lambda) = S(\lambda), \quad (3.35)$$

где

$$S(\lambda) = \int_0^\infty j_r(r) \cdot r \cdot J_1(\lambda r) \cdot dr. \quad (3.36)$$

Из (3.33) и (3.35), мы получаем:

$$f_0(\lambda) = \frac{-\hat{\sigma}_0 u_1 S(\lambda)}{\hat{\sigma}_1 u_0 + \hat{\sigma}_0 u_1}, \quad (3.37)$$

$$f_1(\lambda) = \frac{\hat{\sigma}_1 u_0 S(\lambda)}{\hat{\sigma}_1 u_0 + \hat{\sigma}_0 u_1}, \quad (3.38)$$

Подставив эти выражения в (3.31) и (3.32), мы имеем формально решение для вектора-потенциала, пригодное для любого распределения радиальной плотности тока $j_r(r)$. Все компоненты поля можно получить посредством операций, указанных в (3.26-3.28).

Сейчас мы определим радиальную плотность как

$$\begin{aligned} j_r(r) &= I_0/(2\pi r) \quad \text{для } a \leq r \leq b, \\ j_r(r) &= 0 \quad \text{для } r < a \text{ и } r > b, \end{aligned} \quad (3.39)$$

где I_0 - полный ток. В этом случае

$$S(\lambda) = \frac{I_0}{2\pi} \cdot \int_a^b J_1(\lambda r) dr = \frac{I_0}{2\pi\lambda} \cdot [J_0(\lambda a) - J_0(\lambda b)]. \quad (3.40)$$

Это выражение для $S(\lambda)$ соответствует паре кольцевых заземленных электродов с радиусами a и b . Для сохранения симметрии они должны подключаться большим числом изолированных проводов, радиально расположенных, подводящих общий ток I_0 . Если $a \rightarrow 0$, мы имеем точечный электрод в центре и $J_0(\lambda a) = 1$. Если мы далее примем $\lambda b \ll 1$, то $J_0(\lambda b) \approx 1 - \lambda^2 b^2/4$ и тогда

$$S(\lambda) \approx \frac{I_0 \lambda b^2}{8\pi}. \quad (3.41)$$

Это приближение справедливо при $b \ll r$ (т.е. радиальная координата точки наблюдения много больше, чем радиус внешнего кольцевого электрода). Для упрощения последующего рассмотрения, мы принимаем это в дальнейшем.

Для многих геофизических приложений может быть сделано и другое упрощение. Если $|k_0 r| \ll 1$ (т.е. r много меньше, чем длина волны в воздухе), $u_0 \simeq \lambda$ так, что поле в воздухе удовлетворяет уравнению Лапласа.

Но заметим, что токи смещения при этом не игнорируются. Мы будем говорить, что нижнее полупространство принимается хорошо проводящим в смысле, что $|\hat{\sigma}_1| \equiv |\sigma_1 + i\omega\varepsilon_1| \gg \varepsilon_0\omega$. С учетом этих условий (3.37) и (3.38) упрощаются:

$$f_0(\lambda) \simeq -\frac{\hat{\sigma}_0 u_1 S(\lambda)}{\hat{\sigma}_1 \lambda} \quad (3.42)$$

и

$$f(\lambda) \simeq S(\lambda). \quad (3.43)$$

Теперь вместо (3.31) и (3.32) получаем для $z > 0$

$$A \simeq -\frac{\hat{\sigma}_0}{\hat{\sigma}_1} \cdot \int_0^\infty S(\lambda) \cdot \frac{u_1}{\lambda} \cdot \exp(-\lambda z) \cdot J_0(\lambda r) \cdot d\lambda \quad (3.44)$$

и для $z < 0$

$$A \simeq \int_0^\infty S(\lambda) \cdot \exp(u_1 z) \cdot J_0(\lambda r) \cdot d\lambda, \quad (3.45)$$

Если мы примем в дальнейшем $a = 0$, и $b \ll r$, выражения можно еще упростить:

$$A \simeq -\frac{I_0 b^2}{8\pi} \cdot \frac{\hat{\sigma}_0}{\hat{\sigma}_1} \cdot \int_0^\infty u_1 \cdot \exp(-\lambda z) \cdot J_0(\lambda r) \cdot d\lambda, \quad z > 0, \quad (3.46)$$

$$A \simeq \frac{I_0 b^2}{8\pi} \cdot \int_0^\infty \lambda \cdot \exp(u_1 z) \cdot J_0(\lambda r) \cdot d\lambda, \quad z < 0. \quad (3.47)$$

Когда $z = 0$, интеграл в (3.46) может быть взят следующим образом:

$$\begin{aligned} \int_0^\infty u_1 \cdot J_0(\lambda r) \cdot d\lambda &= \int_0^\infty (\lambda^2 + k_1^2) \cdot u_1^{-1} \cdot J_0(\lambda r) \cdot d\lambda = \\ &= \left[k_1^2 - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) \right] \int_0^\infty u_1^{-1} \cdot J_0(\lambda r) \cdot d\lambda = \\ &= \left[k_1^2 - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) \right] I_0 \left(\frac{k_1 r}{2} \right) K_0 \left(\frac{k_1 r}{2} \right), \end{aligned} \quad (3.48)$$

где I_0 и K_0 - модифицированные функции Бесселя и Макдональда порядка 0. Пока дифференцирование не было вынесено, можно было заметить тот факт, что интеграл аппроксимируется функцией k_1/r когда

$|k_1 r| \gg 1$. Если $z > 0$, аналогичное приближение есть:

$$\int_0^{\infty} u_1 \cdot \exp(-\lambda z) \cdot J_0(\lambda r) \cdot d\lambda \simeq k_1 \cdot \int_0^{\infty} \exp(-\lambda z) \cdot J_0(\lambda r) \cdot d\lambda = \frac{k_1}{(r^2 + z^2)^{1/2}}. \quad (3.49)$$

Тогда, в этом случае,

$$A \simeq -\frac{I_0 b^2}{8\pi} \cdot \frac{\hat{\sigma}_0}{\hat{\sigma}_1} \cdot \frac{k_1}{(r^2 + z^2)^{1/2}}. \quad (3.50)$$

Поскольку в воздухе $H_\varphi = -\partial A / \partial r$, то мы можем сделать весьма важное заключение, что на дневной поверхности и выше магнитное поле существует только благодаря току смещения.

Что касается случая $z < 0$ (т.е. в Земле), то мы получаем довольно просто из (3.47), что

$$\begin{aligned} A &= \frac{I_0 b^2}{8\pi} \cdot \frac{\partial}{\partial z} \int_0^{\infty} \frac{\lambda}{u_1} \cdot \exp(u_1 z) \cdot J_0(\lambda r) \cdot d\lambda = \\ &= \frac{I_0 b^2}{8\pi} \cdot \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\exp(-k_1 R)}{R} \right] = -\frac{I_0 b^2}{8\pi} \cdot \frac{z}{R^3} \cdot (1 + k_1 R) \cdot \exp(-k_1 R), \end{aligned} \quad (3.51)$$

где $R = \sqrt{r^2 + z^2}$.

Сравним это последнее выражение для A с выражением для потенциала вертикального электрического диполя (ВЭД) с моментом Idz , помещенного на глубине $z = -h$. При условиях $h \ll r$, $|k_0 r| \ll 1$ и $|\hat{\sigma}_1| \gg \varepsilon_0 \omega$ (т.е., как и для КЭД) мы имеем для ВЭД [118]:

$$A = \frac{Idzh}{2\pi} \cdot \frac{z}{R^3} \cdot (1 + k_1 R) \cdot \exp(-k_1 R), \quad (3.52)$$

где $z > h$. Сравнивая (3.51) и (3.52), мы видим, что поля КЭД и ВЭД совпадают при выполнении условия

$$Idzh = I_0 b^2 / 4. \quad (3.53)$$

Это замечательный результат. Можно сказать, что КЭД является наземным аналогом вертикальной электрической линии в области низких частот.

Решение во временной области

Формально, решение во временной области есть трансформация Фурье решения в частотной области. Опыт показывает, что численная реализация трансформации Фурье решения в частотной области с учетом токов смещения крайне затрудняется при $t \rightarrow 0$ (в отличие от квазистационарного случая). Наш цель здесь - получить формулы, пригодные для численного анализа, избавившись от интеграла Фурье некоторыми преобразованиями. Мы будем рассматривать электрическое поле $e_r(t)$ на дневной поверхности и магнитное поле $h_\varphi(t)$ в воздухе, для $z \geq 0$.

Используем выражение (3.51) для вектора-потенциала в частотной области, полученное нами, как мы помним, при некоторых допущениях. Итак, из (3.26) и (3.51) мы получим для $z \leq 0$:

$$E_r(\omega) = \frac{I_0 b^2}{8\pi \hat{\sigma}_1} \cdot \frac{\partial^3}{\partial z^2 \partial r} \left\{ \frac{1}{R} \cdot e^{-k_1 R} \right\}, \quad (3.54)$$

где, напомним, $\hat{\sigma}_1 = \sigma_1 + i\omega \varepsilon_1$.

Для ступенчатого возбуждения, если ток в источнике меняется, как

$$I(t) = \begin{cases} I_0, & \text{при } t < 0, \\ I_0/2, & \text{при } t = 0, \\ 0, & \text{при } t > 0, \end{cases} \quad (3.55)$$

или $I(t) = I_0 \cdot [1 - U(t)]$, где $U(t)$ – функция Хевисайда, решение во временной области может быть представлено в следующем виде:

$$e_r(t) = \bar{e}_r - \frac{I_0 b^2}{8\pi} \cdot \frac{\partial^3}{\partial z^2 \partial r} \left\{ \frac{1}{R} \cdot \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-k_1 R} \cdot \frac{\exp(i\omega t)}{i\omega \hat{\sigma}_1} \cdot d\omega \right\}, \quad (3.56)$$

где \bar{e}_r – решение для постоянного тока (выражение (3.54) при $\omega = 0$).

Введем функцию F_j , определяемую, как

$$\begin{aligned} F_j(t, z, \lambda) &= \frac{1}{2\pi} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-u_j z)}{u_j} \cdot e^{i\omega t} \cdot d\omega = \\ &= c_j \cdot \exp(-\gamma_j t) \cdot I_0(\alpha_j \sqrt{t^2 - T_j^2}) \cdot U(t - T_j), \end{aligned} \quad (3.57)$$

где $u_j = \sqrt{\lambda^2 + k_j^2}$, $k_j^2 = \mathbf{i}\omega\sigma_j\mu_0 - \omega^2\varepsilon_j\mu_0$, $c_j = 1/\sqrt{\mu_0\varepsilon_j}$ - скорость света в среде, I_0 - модифицированная функция Бесселя, $\alpha_j = [\gamma_j^2 - c^2\lambda^2]^{1/2}$, $\gamma_j = \sigma_j/(2\varepsilon_j)$ и $T_j = z/c_j$ - время прихода волны ($j = 0, 1$). Интеграл в (3.57) после подстановки $\mathbf{i}\omega = s - \gamma_j$ к табличному преобразованию Лапласа [1].

Используя определение функции F_j и теорему о свертке для интегрального преобразования Фурье мы получим:

$$e_r(t) = \bar{e}_r - \frac{I_0 b^2}{8\pi} \cdot \frac{\partial^3}{\partial z^2 \partial r} \left\{ \frac{1}{R} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \left[-\frac{\partial F_1(\tau, R, 0)}{\partial R} \right] \cdot G_1(t - \tau) \cdot d\tau \right\}, \quad (3.58)$$

где

$$G_1(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(\mathbf{i}\omega t) \cdot d\omega}{\hat{\sigma}_1 \mathbf{i}\omega} = \frac{1}{\sigma_1} \cdot [1 - \exp(-2\gamma_1 t)] \cdot U(t). \quad (3.59)$$

Выражение для $e_r(t)$, после некоторых преобразований, представляется в следующей форме:

$$e_r(t) = \bar{e}_r + \frac{I_0 b^2}{8\pi\sigma_1 c_1} \times \\ \times \frac{\partial^3}{\partial z^2 \partial r} \int_{-\infty}^{\infty} I_0(\gamma_1 \sqrt{\tau^2 - T_1^2}) \cdot U(\tau - T_1) \cdot \varphi(\tau) \cdot U(t - \tau) \cdot d\tau, \quad (3.60)$$

где

$$\varphi(\tau) = -\exp(-\gamma_1 \tau) \cdot \{1 + \gamma_1 \tau + \exp[-2\gamma_1(t - \tau)] \cdot (\gamma_1 \tau - 1)\} / \tau^2.$$

Здесь $T_j = R/c_j \equiv \sqrt{r^2 + z^2}/c_j$ и мы должны помнить правила для дифференцирования и интегрирования функции Хевисайда и дельта-функции Дирака.

Окончательное выражение для радиальной электрической компоненты поля на поверхности Земли ($z = 0$) может быть представлено в следующем виде, пригодном для численного анализа:

$$e_r(t) = \bar{e}_r + \\ + \frac{I_0 b^2}{8\pi\sigma_1} \frac{T_1^2}{r^4} \left[\int_{-\infty}^{\infty} (I^{(2)} T_1 - I^{(1)}) U(\tau - T_1) \varphi(\tau) U(t - \tau) d\tau + \right.$$

$$\begin{aligned}
 & + \varphi(T_1) \left(1 + \frac{\gamma_1^2 T_1^2}{2} \right) U(t - T_1) - \\
 & - \varphi'_\tau(T_1) T_1 U(t - T_1) + \varphi(T_1) T_1 \delta(t - T_1) \Big], \quad (3.61)
 \end{aligned}$$

где $I^{(n)} = \frac{\partial^n}{\partial T_1^n} I_0 \left(\gamma \cdot \sqrt{\tau^2 - T_1^2} \right)$, $T_j = r/c_j$, $\delta(x)$ - дельта-функция Дирака.

Результаты расчетов по формуле (3.61) показаны на рис.3.6. Переходный процесс начинается в момент времени $t = T_1$ после выключения тока в источнике при $t = 0$, где T_1 - время прихода волны по земле

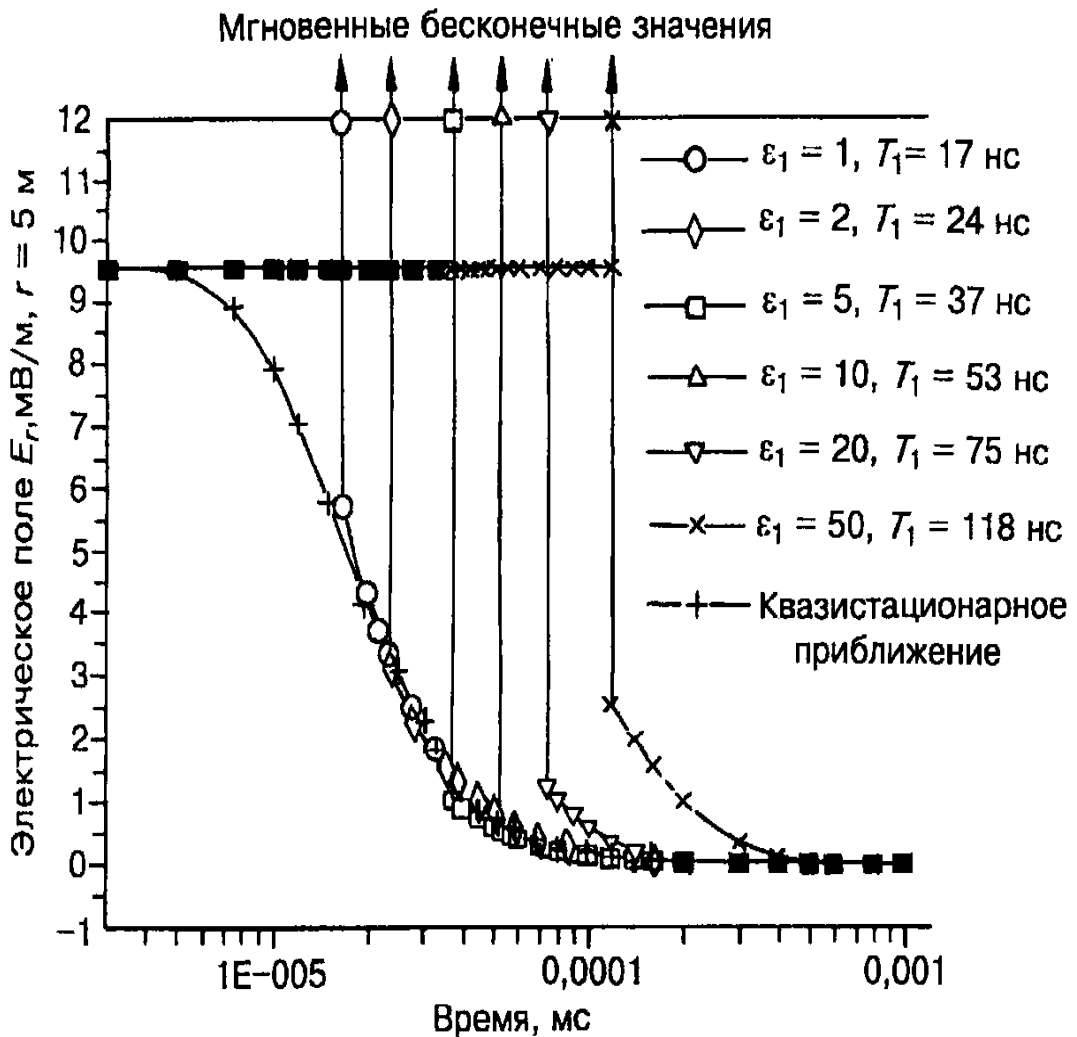


Рис. 3.6: Устанавливающийся электрический отклик среды, возбуждаемой КЭД.

($T_1 = r \sqrt{\mu_0 \epsilon_1}$). Отклик затухает, постепенно приближаясь к квазистаци-

онарному решению. На времени $t < T_1$ мы имеем константу (постоянный ток). В момент времени $t = T_1$ напряженность электрического поля имеет бесконечное значение. Заметим, что эти мгновенные бесконечные значения исчезнут, если мы учтем более реальные условия – плавное (не ступенчатое) изменение тока в источнике или конечные размеры источника (сейчас мы приняли $b \ll r$, т.е., фактически, источник не имеет размера).

Решение во временной области для магнитного поля в воздухе, при $z \geq 0$, мы получим из (3.28) и (3.46) после преобразования Фурье:

$$h_\varphi(t) = -\frac{I_0 b^2}{8\pi} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \int_0^\infty e^{-\lambda z} \cdot J_0(\lambda r) \cdot \left[\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^\infty \frac{\mathbf{j}\omega\varepsilon_0}{\hat{\sigma}_1} \cdot \frac{\lambda^2 + k_1^2}{u_1} \cdot \frac{e^{i\omega t}}{i\omega} \cdot d\omega \right] \cdot d\lambda. \quad (3.62)$$

Пользуясь функцией F_j и теоремой о свертке, мы можем представить выражение для $h_\varphi(t)$ в следующей форме:

$$h_\varphi(t) = -\frac{I_0 b^2 \varepsilon_0}{8\pi} \frac{\partial^2}{\partial r \partial t} \int_0^\infty e^{-\lambda z} J_0(\lambda r) \left[-\mu_0 F_1(t, 0, \lambda) + \right. \\ \left. + \lambda^2 \int_{-\infty}^\infty F_1(\tau, 0, \lambda) G_1(t - \tau) d\tau \right] d\lambda, \quad (3.63)$$

где функция G_1 определена в (3.59). Отмечаем, что магнитный отклик среды на дневной поверхности и в воздухе пропорционален значению диэлектрической проницаемости воздуха.

Незаземленная установка КЭД

Основная трудность при практическом использовании питающей установки КЭД состоит в необходимости равномерного по кругу заземления внешних электродов. Возможный способ обойти это требование состоит в применении незаземленной модели (заземляется только центральный электрод). Это интересное предложение сделал Дж.Р.Уэйт в частной переписке с нами.

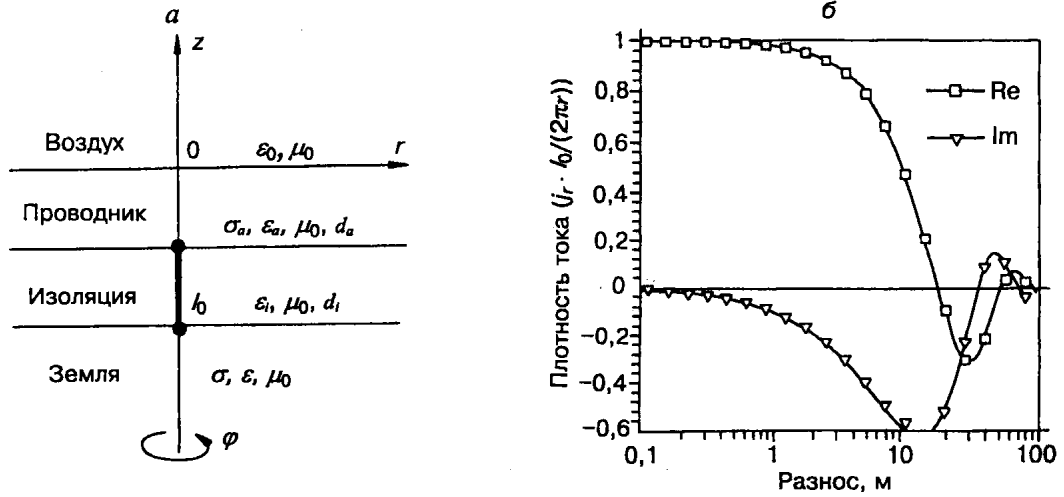


Рис. 3.7: Модель незаземленной установки КЭД и распределение плотности тока.

Ясно, что в этом случае мы не можем определять распределение радиальной плотности $j_r(r)$ заранее, как известный сторонний ток. Это распределение теперь формируется электромагнитным взаимодействием между средой и установкой, которая должна рассматриваться, как часть геоэлектрической среды. Предлагаем решить эту проблему следующим образом. Как показано на рис.3.7а, используем слоистую модель. Первый слой (это хороший проводник) есть модель нашей питающей установки (КЭД с $b = \infty$), второй слой – изолирующая прослойка между хорошо проводящим "телом" КЭД и Землею, третий слой – Земля. Источник возбуждения - вертикальная электрическая линия, заземленная в первом слое и в нижнем полупространстве (на кровле). Это вполне классическая модель. Нетрудно получить выражение для вектора - потенциала, воспользовавшись, например, [118]. Это, достаточно громоздкое выражение (только z -компонента), упрощается, если мы примем, что $d_a \rightarrow 0$ (толщина проводящего слоя – установки КЭД) и $d_i \rightarrow 0$ (толщина изоляции). В этом случае мы получаем в воздухе ($z > 0$):

$$A = -\frac{I_0}{2\pi} \cdot \hat{\sigma}_0 \sigma_1 T \cdot \int_0^{\infty} \frac{J_0(\lambda r) \cdot \lambda \cdot e^{-u_0 z} \cdot d\lambda}{(u_0 S + \hat{\sigma}_0) (u_0^2 \sigma_1 T + u_1)}, \quad (3.64)$$

где $S = d_a \cdot (\sigma_a + i\omega \varepsilon_a) \equiv d_a / \hat{\sigma}_a$ есть продольная проводимость (в См)

установки КЭД (выполненной в данном случае в виде S -плоскости с заземлением в центральной точке), $T = d_i/(\mathbf{i}\omega\varepsilon_i) \equiv d_i/\hat{\sigma}_i$ - поперечное сопротивление (в Ом \cdot м²) слоя изоляции, u_0 и u_1 определены также, как и раньше.

Мы можем сделать также и другое приближение, которое мы использовали выше. Это $|k_0 r| \ll 1$ и $u_0 \simeq \lambda$. Кроме того, мы можем принять, что $S \simeq \sigma_a \cdot d_a$. При этих условиях (3.64) упрощается до

$$A_0 = -\frac{I_0}{2\pi} \cdot \frac{\mathbf{i}\omega\varepsilon_0}{S} \cdot \int_0^\infty \frac{J_0(\lambda r) \cdot e^{-\lambda z} \cdot d\lambda}{\left(\lambda^2 + \frac{u}{T(\sigma_1 + \mathbf{i}\omega\varepsilon_1)}\right)}. \quad (3.65)$$

Итак, теперь вектор-потенциал зависит от параметров питающей установки S и T , как элемента геозлектрической среды. Прежде, для заземленной маленькой установки, мы пренебрегали этим. Мы использовали граничное условие (3.30), где радиальная плотность определялась, как $I_0/(2\pi r)$ и мы игнорировали вторичную ("наведенную") плотность тока в установке.

Сравним распределение плотности тока в незаземленной установке с распределением в заземленной. Используя то, что E_r непрерывна при переходе границы $z = 0$, мы получим, что

$$j_r(r) = S \cdot E_r = \frac{S}{\mathbf{i}\omega\varepsilon_0} \cdot \frac{\partial^2 A_0}{\partial r \partial z}, \quad z = 0. \quad (3.66)$$

На рис.3.7b показано распределение плотности, как отношение

$$j_r(r) / \left(\frac{I_0}{2\pi r}\right).$$

Кривая распределения может быть разделена на три области. В первой области реальная часть радиальной плотности зависит от r , как $1/r$, а мнимая мала. В третьей области величина $|j_r|$ мала (т.е. безразлично, заземлена установка или нет).

Зависимость производной магнитной индукции dB_φ/dt в воздухе от диэлектрической проницаемости Земли показана на рис.3.8.

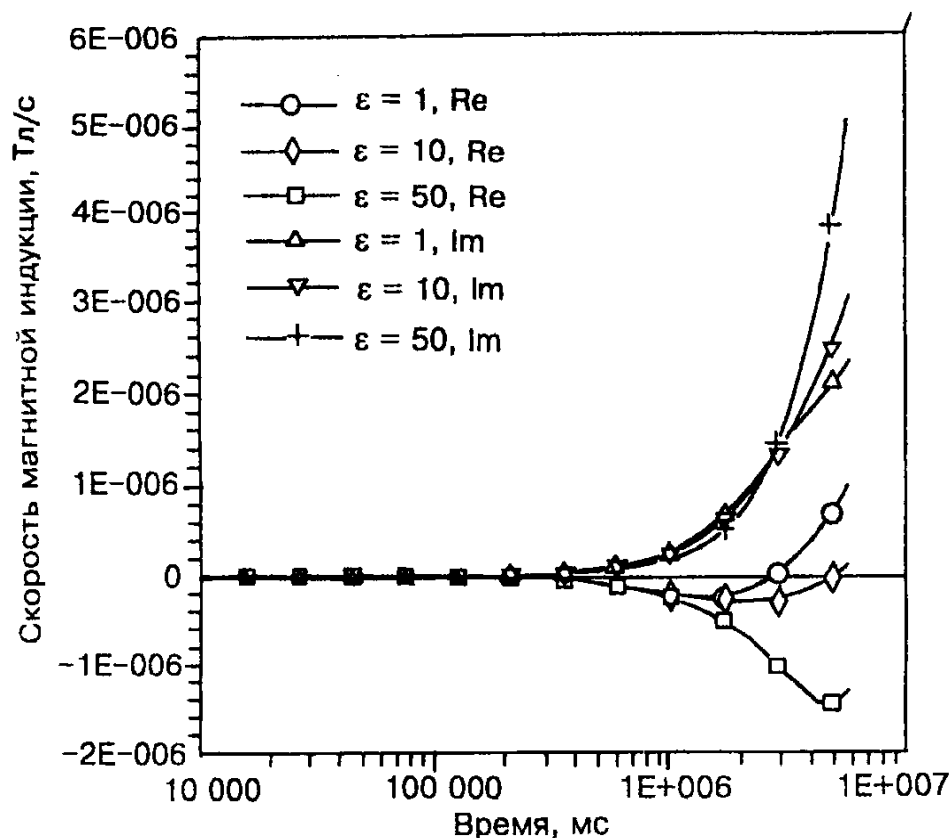


Рис. 3.8: Магнитная индукция незаземленного КЭД в воздухе.

Это результат расчетов по формулам (3.28) и (3.64).

Закljučая этот раздел, заметим, что мы обсуждали установку КЭД с идеальной азимутальной симметрией. Практически, такая (конечно, небольшая) установка может быть исполнена из металлической сетки. Установка же больших размеров реально может исполняться набором радиальных линий, следовательно она лишь приближенно осесимметрична и такая установка, в особенности в незаземленном варианте, должна и в теоретическом плане анализироваться, как набор отдельных линий.

Для малоглубинных зондирований незаземляемая установка КЭД является интересной альтернативой петле. Следует вспомнить, что вторичное поле петли всюду (в воздухе и в Земле) в основном определяется тока-

ми проводимости, сама петля обладает большой самоиндукцией, наконец, петля – неосесимметричный источник в области больших частот. При радиальном же возбуждении (ТМ-возбуждении) среда не дает магнитного квазистационарного отклика на дневной поверхности и в воздухе, КЭД не обладает собственной индуктивностью и остается симметричным на всех частотах.

3.3.2 Поле КЭД во многослойной среде

В предыдущем разделе мы привели подробный анализ свойств поля КЭД и, значит, ТМ-поля, в однородном полупространстве. Этот анализ был вполне автономным (отчасти, из желания сохранить текст оригинальной работы, сделанной в значительной мере при участии Дж.Р. Уэйта, которого я буду всегда помнить с благодарностью). Теперь же мы вновь возвращаемся к математическому аппарату, построенному нами в главе 1.

Итак, в цилиндрической системе координат, мы имеем следующие выражения для ненулевых компонент поля КЭД, располагаемого на дневной поверхности, в i -том слое N -слойной среды ($i = 0, 1, 2, \dots, N$):

$$H_{\varphi}(r, z, t) = -\frac{I dr_0}{2\pi} \int_0^{\infty} J_1(\lambda r) J_1(\lambda r_0) \left[\sigma_i V(z, t, \lambda) + \varepsilon_i \frac{\partial V(z, t, \lambda)}{\partial t} \right] \lambda d\lambda, \quad (3.67)$$

$$E_r(r, z, t) = -\frac{I dr_0}{2\pi} \int_0^{\infty} J_1(\lambda r) J_1(\lambda r_0) \frac{\partial V(z, t, \lambda)}{\partial z} \lambda d\lambda, \quad (3.68)$$

$$E_z(r, z, t) = \frac{I dr_0}{2\pi} \int_0^{\infty} J_0(\lambda r) J_1(\lambda r_0) V(z, t, \lambda) \lambda^2 d\lambda. \quad (3.69)$$

Для функции V мы получили в главе 1 выражения для произвольной N -слойной среды в виде интеграла Фурье, а также и в виде ряда Фурье (в случае сред с изолирующим основанием). Алгоритм реализован с использованием обеих решений (интеграл и ряд) в виде программы для КЭД в пакете MAGsoft (глава 4).

Обращает на себя внимание, что единственная (горизонтальная) магнитная компонента жестко определяется значением удельной проводимости в точке измерения (z). Если проводимость положить равной нулю, а к тому же и пренебречь токами смещения, то магнитного поля нет. Это, разумеется, касается верхнего полупространства (воздух) и, следовательно, самой дневной поверхности.

3.3.3 Поле КЭД в двухслойной среде с изолирующим основанием и поздняя стадия становления

Рассмотрим теперь поле КЭД в двухслойной (σ – удельная проводимость, d – мощность) среде с изолирующим основанием. Используя приведенные выше формулы мы получим на поверхности Земли:

$$E_r(t) = \frac{I_0 r_0}{4\pi\sigma d} \cdot \int_0^\infty J_1(\lambda r) \cdot \lambda^2 \cdot \left\{ \sum_{j=1}^\infty \frac{u_j^2}{\lambda^2 - u_j^2} \cdot \exp\left[-(\lambda^2 - u_j^2) \frac{t}{\sigma\mu_0}\right] \right\} \cdot d\lambda, \quad (3.70)$$

где в этом случае мы имеем уравнение для u_l в форме $\text{sh}(u_j d)/u_j = 0$, т.е., $u_j = i\pi j/d$, ($j = 1, 2, \dots$).

Для получения асимптотических выражений, справедливых в поздней стадии установления, существует рецепт, данный еще в работе [115]. Вполне ясно, что в поздней стадии становления (при $t \rightarrow \infty$) вполне достаточно взять $j = 1$ и интеграл (3.70) определяется при малых значениях λ . Итак, в поздней стадии мы получим:

$$E_r(t) \simeq \frac{I_0}{4\pi\sigma d^2} \cdot \left(\frac{b}{d}\right)^2 \cdot \frac{r}{d} \cdot \left(\frac{\sigma\mu_0 d^2}{2t}\right)^2 \cdot \exp\left(-\frac{\sigma\mu_0 r^2}{4t}\right) \cdot \exp\left(-\frac{\pi^2 t}{\sigma\mu_0 d^2}\right). \quad (3.71)$$

Итак, как и в случае устанавливающегося поля вертикального электрического диполя, мы имеем экспоненциальный спад в поздней стадии, спад, который не определяется только продольной проводимостью, но также и вертикальным размером среды. Это общее свойство КЭД и ВЭД отражает свойство нестационарного поля электрического типа.

3.3.4 КЭД и S-плоскость

В индуктивной импульсной электроразведке важную роль играет идеализированная модель геоэлектрической среды – S-плоскость в воздухе. Посмотрим, может ли эта модель поддержать ТМ-процесс? Обратимся к формуле (3.71) для поздней стадии процесса от КЭД в двухслойной среде с изолирующим основанием и попытаемся, уменьшая толщину слоя и увеличивая его удельную проводимость, перейти к S-плоскости. Мы видим что в поздней стадии процесс определяется экспоненциальным фактором

$$\exp\left(-\frac{\pi^2 t}{\mu_0 S d}\right),$$

где $S = \sigma \cdot d$, а d – толщина проводящего слоя. Если $d \rightarrow 0$, то процесса нет. Таким образом, можно сказать, что модель "S-плоскость в воздухе" не существует для переходного ТМ-процесса.

С другой стороны S-плоскость во вмещающей проводящей среде – весьма типичная модель и следует рассмотреть эту специальную геоэлектрическую ситуацию, в которой поле КЭД (как и поле ВЭД) проявит себя характерным образом. Итак, среда состоит из однородного слоя (ρ, h) , в котором содержатся проводящие плоскости S_1 и S_2 на глубинах h_1 и h_2 . В основании – изолятор. Всюду $\mu \equiv \mu_0$. Источник – КЭД с моментом $I dr_0$ и радиусом r_0 – помещаем пока на глубину z_0 внутри слоя (рис.3.9). В момент $t = 0$ источник выключается. Определяя поле в пределах проводящей толщи, будем придерживаться квазистационарного приближения.

Введем вектор-потенциал обычным для электрического источника образом:

$$\mathbf{H} = \text{rot} \mathbf{A}. \quad (3.72)$$

В силу симметрии задачи достаточно иметь отличной от нуля только

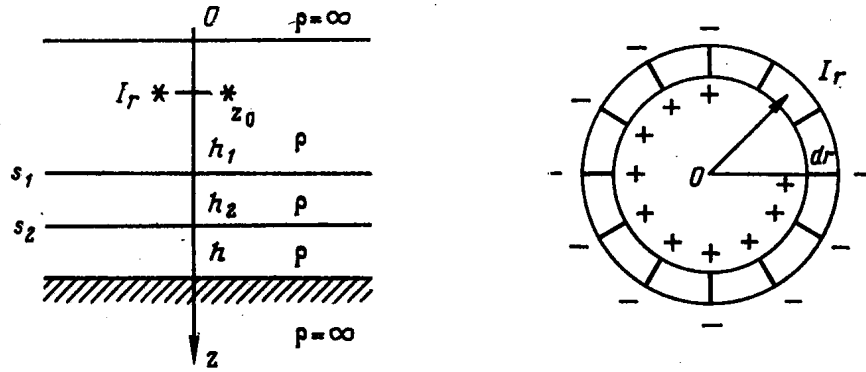


Рис. 3.9: Модель среды и КЭД.

компоненту A_z , тогда в цилиндрической системе координат имеются

$$E_r = \rho \frac{\partial^2 A_z}{\partial r \partial z}, \quad H_\varphi = -\frac{\partial A_z}{\partial r}, \quad E_z = -\mu_0 \dot{A}_z + \rho \frac{\partial^2 A_z}{\partial z^2}. \quad (3.73)$$

Компонента A_z должна удовлетворять достаточным условиям:

$$\Delta A_z = \frac{\mu_0}{\rho} \dot{A}_z, \quad 0 < z < h, \quad (z \neq h_1, h_2), \quad 0 \leq r \leq \infty;$$

$\rho A'_z$ непрерывно всюду, что означает $A_z(0) = A_z(h) = 0$; на S -границах имеем условия

$$[A'_z]_{z=h_i} = 0, \quad [A_z]_{z=h_i} = -\rho S_i \frac{\partial A_z}{\partial z}, \quad i = 1, 2; \quad (3.74)$$

далее $A_z \rightarrow 0$ при $r \rightarrow \infty$; $A_z \rightarrow 0$ при $t \rightarrow \infty$; наконец, начальное условие – решение стационарной задачи.

Разделяя переменные в уравнении для A_z и учитывая условия для потенциала, будем искать решение в виде

$$A_z = \frac{I dr_0}{4\pi} \int_0^\infty J_0(\lambda r) Z(\lambda, z) d\lambda. \quad (3.75)$$

Функция Z должна удовлетворять краевой задаче:

$$\begin{aligned} Z''_{zz} - \lambda^2 Z &= \frac{\mu_0}{\rho} \dot{Z}, \quad 0 < z < h, \quad (z \neq h_1, h_2), \\ Z(0) &= Z(h) = 0, \\ [Z'_z]_{z=h_i} &= 0, \quad [Z]_{z=h_i} = -\rho S_i \frac{\partial Z}{\partial z}, \quad i = 1, 2, \end{aligned} \quad (3.76)$$

$$\begin{aligned} Z &\rightarrow 0 \text{ при } t \rightarrow \infty, \\ Z &= \bar{Z} \text{ при } t = 0, \end{aligned}$$

где \bar{Z} - стационарное решение, удовлетворяющее краевой задаче:

$$\begin{aligned} \bar{Z}''_{zz} - \lambda^2 \bar{Z} &= 0, \quad 0 < z < h, \quad (z \neq h_1, h_2), \\ \bar{Z}(0) &= \bar{Z}(h) = 0, \\ [\bar{Z}'_z]_{z=z_0} &= 0, \quad [\bar{Z}]_{z=z_0} = 2 \cdot J_1(\lambda r_0), \\ [\bar{Z}'_z]_{z=h_i} &= 0, \quad [\bar{Z}]_{z=h_i} = -\rho S_i \frac{\partial \bar{Z}}{\partial z}, \quad i = 1, 2, . \end{aligned} \quad (3.77)$$

Мы не будем решать эту задачу, но воспользуемся ее условиями.

Решение задачи (3.76) ищем в виде

$$Z(z, t) = \sum_{j=1}^{\infty} C_j X_j(z) \exp \left[-(k_j^2 + \lambda^2) \frac{t\rho}{\mu_0} \right]. \quad (3.78)$$

Функции X_j должны удовлетворять условиям (индекс j опускаем):

$$\begin{aligned} X''_{zz} + k^2 X &= 0, \quad 0 < z < h, \quad (z \neq h_1, h_2), \\ Z(0) &= Z(h) = 0, \\ [X'_z]_{z=h_i} &= 0, \quad [X]_{z=h_i} = -\rho S_i X'_z, \quad i = 1, 2. \end{aligned} \quad (3.79)$$

Заметим, что решение задачи (3.79) не зависит от λ .

В каждой из областей, разделенных S -границами, получаем решение в виде

$$X_i(z) = A_i \cos(kz) + B_i \sin(kz), \quad i = 1, 2, 3. \quad (3.80)$$

Применяя граничные условия (3.79), найдем коэффициенты A_i, B_i :

$$\begin{aligned} A_1 &= 0, \\ B_1 &= 0, \quad (\text{полагаем в силу однородности}) \\ A_2 &= P_1 c_1^2, \\ B_2 &= 1 + P_1 c_1 s_1, \\ A_3 &= A_2 \cdot (1 - P_2 s_2 c_2) + B_2 \cdot P_2 c_2^2, \\ B_3 &= -A_2 \cdot P_2 s_2^2 + B_2 \cdot (1 + P_2 \cdot s_2 c_2), \end{aligned} \quad (3.81)$$

где $s_i = \sin(kh_i)$, $c_i = \cos(kh_i)$, $P_i = -S_i \rho k$, ($i = 1, 2$), и получим уравнение для k :

$$A_3 \cos(kh) + B_3 \sin(kh) = 0. \quad (3.82)$$

В (3.78) остается определить коэффициенты C_j , которые должны обеспечить выполнение начального условия:

$$\bar{Z}(z) = \sum_{j=1}^{\infty} C_j X_j(z). \quad (3.83)$$

Функции X_j образуют ортогональную систему в области $0 \leq z \leq h$, так что

$$C_j = \frac{\int_0^h \bar{Z}(z) X_j(z) dz}{\int_0^h X_j^2(z) dz}. \quad (3.84)$$

Беря верхний и нижний интегралы по частям и учитывая условия задач для функций \bar{Z} (3.77) и X_j (3.79), получим

$$C_j = \frac{J_1(\lambda r_0)}{\lambda^2 + k_j^2} D_j X_j'(z_0), \quad (3.85)$$

где D_j и $X_j'(z_0)$ не зависят от λ и

$$D_j = \frac{4k_j^2}{h[X_{jz}'(h)]^2 + \sum_{i=1}^2 \{h_i k_j^2 [X_j(h_i)]^2 + S_i \rho [X_{jz}'(h_i)]^2\}}.$$

Теперь можно представить решение для потенциала (3.75) в виде, удобном для расчетов:

$$A_z(r, z, t) = \frac{I dz}{4\pi} \sum_{j=1}^{\infty} D_j X_j(z) X_j(z_0) G_j(r, t), \quad (3.86)$$

где z_0 - положение источника, r, z - координаты точки наблюдения, а

$$G_j = \int_0^{\infty} \frac{J_0(\lambda r) R(\lambda)}{\lambda^2 + k_j^2} \exp \left[-(\lambda^2 + k_j^2) \frac{t\rho}{\mu_0} \right] d\lambda, \quad (3.87)$$

где $R(\lambda) = I d r_0 J_1(\lambda r_0)$ - для дипольного источника, $R(\lambda) = I [J_1(\lambda b) - 1/\lambda]$ - для источника, заземленного в центральной точке и по радиусу $r = b$ (установка КЭД радиуса b).

При $t \rightarrow \infty$ интеграл (3.87) определяется при $\lambda \rightarrow 0$ и можно предложить для поздней стадии выражение для радиального градиента электрического поля на дневной поверхности:

$$E_r \approx \frac{Ib^2r}{16\pi h\alpha^2} \exp \left[-k_1^2\alpha - \frac{r^2 + 4b^2}{4\alpha} \right], \quad (3.88)$$

где $\alpha = t\rho/\mu$. Поскольку в уравнение для k_1 входят все параметры среды, из (3.88) следует, что, как бы ни были малы различия двух геоэлектрических разрезов (принадлежащих к рассматриваемому нами классу (рис.3.9)), наступит стадия процесса становления, когда поля будут различаться сколь угодно много. Нам нужно только убедиться, что такая уникальная разрешающая способность проявляется в измеряемом диапазоне сигнала-отклика.

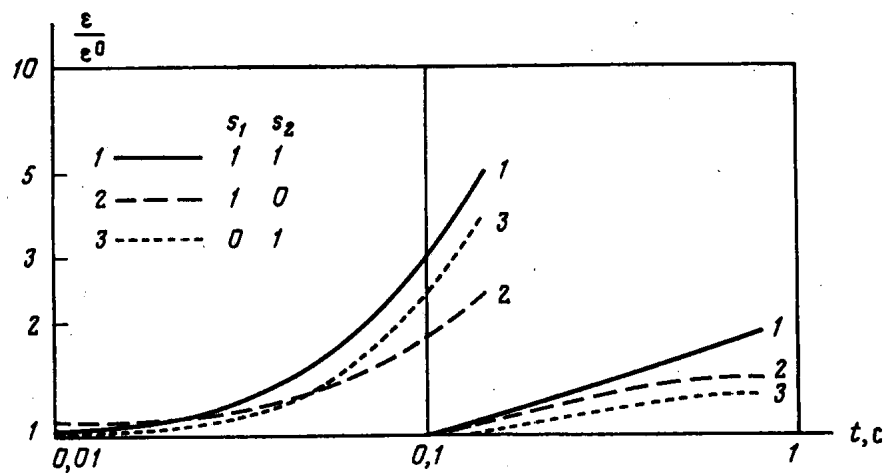


Рис. 3.10: Результаты расчетов для КЭД и установки МПП.

На рис.3.10 приведены расчеты, выполненные для разреза, определяемого набором параметров: $\rho = 200\text{ м}\cdot\text{м}$, $h = 2000\text{ м}$, $S_1 = 20\text{ См}$, $h_1 = 1500\text{ м}$, $S_2 = 20\text{ См}$, $h_2 = 2000\text{ м}$. Использовалась установка: $b = 500\text{ м}$, $I = 50\text{ А}$, радиальная приемная приемная линия $200 - 700\text{ м}$. Полагались также поочередно $S_1 = 0$ и $S_2 = 0$. Кривые нормировались на нормальное поле ($S_1 = S_2 = 0$). Здесь же для сравнения приведены аналогичные кривые, рассчитанные для обычной соосной установки ЗСБ-МПП: гене-

раторная петля – 800×800 м, измерительная – 400×400 м, ток – 50А. Все кривые ограничены во времени сигналом в 1мкВ. Основные особенности поля КЭД очевидны – быстрый спад и резкая реакция на изменения в разрезе как следствия экспоненциального характера затухания.

3.3.5 Становление поля КЭД в присутствии высокоомного экрана

Поле магнитного типа не взаимодействует с тонким горизонтальным высокоомным включением, но для поля электрического типа такой объект является экраном. Понятно, что это обстоятельство является весьма благоприятным, если исследуется само высокоомное включение. Однако зачастую речь может идти именно об экранировании исследуемой ниже лежащей толщи. Для поля КЭД, магнитное поле которого (квазистационарное) всегда сосредоточено только в горизонтах, охваченных токами, индуктивное проникновение под экран невозможно. Однако можно ожидать, что специфическая конфигурация электрического поля (силовые линии в вертикальных плоскостях) заставляет токи проникать через экран, если поперечное сопротивление экрана не совсем уж велико.

Оценим эту ситуацию, решив задачу о становлении поля КЭД в присутствии экрана. Используем ту же модель и систему координат (рис.3.9), только заменим верхнюю проводящую плоскость экраном с поперечным сопротивлением T . Теперь стационарное решение, являющееся начальным условием для нашей задачи, определяется условиями:

$$\begin{aligned}
 \bar{Z}''_{zz} - \lambda^2 \bar{Z} &= 0, \quad 0 < z < h, \quad (z \neq h_1, h_2), \\
 \bar{Z}(0) &= \bar{Z}(h) = 0, \\
 [\bar{Z}'_z]_{z=z_0} &= 0, \quad [\bar{Z}]_{z=z_0} = 2 \cdot J_1(\lambda r_0), \\
 [\bar{Z}'_z]_{z=h_1} &= -\frac{T}{\rho} \lambda^2 \bar{Z}_0(h_1), \quad [\bar{Z}]_{z=h_1} = 0, \\
 [\bar{Z}'_z]_{z=h_2} &= 0, \quad [\bar{Z}]_{z=h_2} = -\rho S \frac{\partial \bar{Z}}{\partial z},
 \end{aligned} \tag{3.89}$$

а нестационарное:

$$\begin{aligned}
Z''_{zz} - \lambda^2 Z &= \frac{\mu_0}{\rho} \dot{Z}, \quad 0 < z < h, \quad (z \neq h_1, h_2), \\
Z(0) &= Z(h) = 0, \\
[Z'_z]_{z=h_1} &= -\frac{T}{\rho}, \quad [Z]_{z=h_1} = 0, \\
[Z'_z]_{z=h_2} &= 0, \quad [Z]_{z=h_2} = -\rho S_i \frac{\partial Z}{\partial z}, \\
Z &\rightarrow 0 \quad \text{при } t \rightarrow \infty, \\
Z &= \bar{Z} \quad \text{при } t = 0,
\end{aligned} \tag{3.90}$$

Решая эту задачу аналогично предыдущей, найдем, что

$$Z(z, t) = \sum_{j=1}^{\infty} C_j X_j(z) \exp \left[-(k_j^2 + \lambda^2) \frac{t\rho}{\mu_0} \right]. \tag{3.91}$$

В каждой из областей, разделенных границами, получаем решение в виде

$$X_{ji}(z) = A_{ji} \cos(k_j z) + B_{ji} \sin(k_j z), \quad i = 1, 2, 3. \tag{3.92}$$

Опуская индекс j :

$$\begin{aligned}
A_1 &= 0, \\
B_1 &= 0, \\
A_2 &= -\frac{T\lambda^2}{\rho k} s_1^2, \\
B_2 &= 1 + \frac{T\lambda^2}{\rho k} s_1 c_1, \\
A_3 &= A_2(1 - \rho S k s_2 c - 2) + B_2 \cdot \rho S k c_2^2, \\
B_3 &= A_2 \rho S k s_2^2 + B_2(1 + \rho S k s_2 c_2),
\end{aligned} \tag{3.93}$$

где $s_i = \sin(kh_i)$, $c_i = \cos(kh_i)$, а для k имеем уравнение:

$$A_3 \cos(kh) + B_3 \sin(kh) = 0. \tag{3.94}$$

Далее

$$C = \frac{4(\lambda^2 + k^2) J_1(\lambda r_0) X'(z_0)}{h(X'_1)^2 + h_1 \Delta_1 + \frac{T\lambda^2}{k^2 \rho} X_1^2 + h_2 \Delta_2 + \frac{\rho S}{k^2} (X'_2)^2}, \tag{3.95}$$

где $\Delta_1 = [X'^2]|_{h_1}$, $\Delta_2 = [X'^2]|_{h_2}$, $X_i = X(h_i)$, $i = 1, 2$. Наконец, вектор-потенциал

$$A_z = \frac{Idr_0}{4\pi} \int_0^\infty J_0(\lambda r) Z(\lambda, z) d\lambda. \quad (3.96)$$

Заметим, что уравнение (3.94) зависит от переменной интегрирования λ , и, в отличие от задачи с S-плоскостями, теперь нужно решать уравнение для k_j (3.94) для каждого узла интегрирования (3.96). В поздней стадии процесса становления решение определяется первым членом ряда (3.91), причем, интеграл (3.96) определяется при $\lambda \rightarrow 0$. Из условий краевой задачи (3.89) следует, что в этом случае влияние T-плоскости падает. Таким образом, на разных стадиях процесса влияние плохо проводящего горизонта может быть значительным или ослабевать, и этим можно пользоваться в зависимости от того, является ли T-объект интересующей нас аномалией или мешающим фактором. Продемонстрируем это, используя расчеты по приведенному алгоритму.

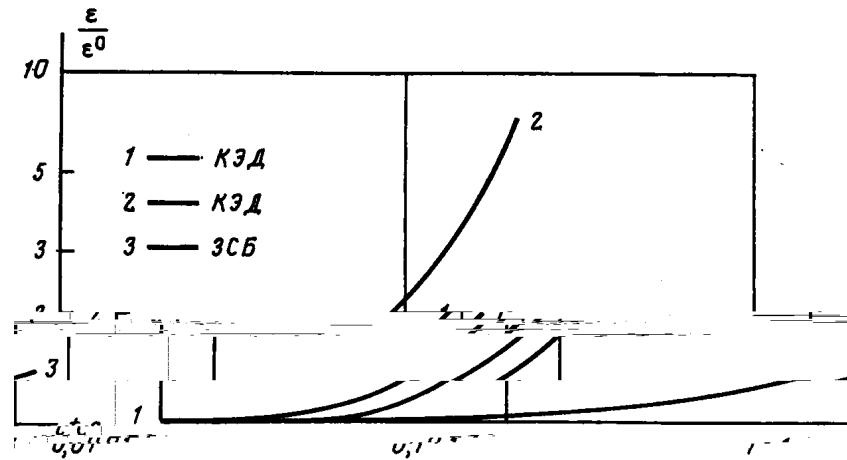


Рис. 3.11: Результаты расчетов для КЭД и установки МПП.

На рис.3.11 представлены нормированные кривые для разреза, где проводящий горизонт (20См) перекрыт экраном с поперечным сопротивлением $T = 40000 \text{ Ом} \cdot \text{м}^2$ (например, $h = 20 \text{ м}$, $\rho = 2000 \text{ Ом} \cdot \text{м}$). Вмещающая среда та же, что и в предыдущем подразделе (2 S-плоскости) – $h = 2000 \text{ м}$, $\rho = 20 \text{ Ом} \cdot \text{м}$, та же и приемно-питающая установка. В диапа-

зоне сигнала до 1мкВ отношение к нормальному полю ($S = 0$) достигает величины 2 (кривая 1), тогда как соответствующая величина для петлевой установки – 1.4 (кривая 3). Остается также возможность увеличивать аномальный сигнал из подэкранной толщи увеличением размеров установки. Кривая 2 показывает, что при удвоении размеров установки аномальный сигнал в измеряемом диапазоне возрастает в шесть раз и составляет 600% от нормального.

В заключение заметим, что приведенные примеры, касающиеся довольно типичных ситуаций (скажем, для Восточной Сибири) характеризуют КЭД как весьма необычный инструмент, способный давать резкие аномальные эффекты, что требует осторожного обращения с ним. Очевидными проблемами, решение которых определит меру применимости этого источника, являются требования к геометрии установки при практической реализации и влияние латеральных изменений в разрезе.

3.3.6 Вертикальная электрическая линия и КЭД

Как мы видели, и вертикальный электрический диполь и круговой электрический диполь возбуждают поля только электрического типа со сходной пространственной структурой распределения токов в среде – в виде тороидальной системы. Насколько же далеко продолжается эта схожесть, в том числе, и на количественном уровне? Выше, анализируя свойства поля КЭД в полупространстве, мы показали, что при выполнении соотношения

$$Idz \cdot z_0 = I_0 b^2 / 4. \quad (3.97)$$

где Idz - момент, z_0 - глубина погружения ВЭД, I_0 - ток, b - радиус КЭД, отклик в низкочастотной области совпадает.

Теперь сравним поля КЭД и ВЭД в процессе становления. Выше мы уже получили асимптотические выражения для поля ВЭД в двухслойной среде с изолирующим основанием (3.3). Сравнивая (3.3) и (3.71), мы

опять-таки получим, что поля ВЭД и КЭД количественно совпадают в поздней стадии, если имеет место соответствие:

$$Idz \cdot z_0 = I_0 b^2 / 4.$$

Приведем теперь ряд численных расчетов, сравнивая устанавливающиеся поля ВЭД и КЭД (E_r), для полупространства, двухслойной среды и более сложной. Во всех случаях примем момент ВЭД $Idz = 10000 \text{ А} \cdot \text{м}$ и будем погружать на глубину 500м. КЭД радиусом 500м и с током 80А будем размещать на дневной поверхности. Во всех случаях радиальный градиент фиксируется на удалении 1000м. Легко проверить, что параметры ВЭД и КЭД удовлетворяют соотношению (3.97).

На рис.3.12 приведены кривые становления для полупространства ($\rho = 100 \text{ м} \cdot \text{м}$). Спад в этом случае степенной.

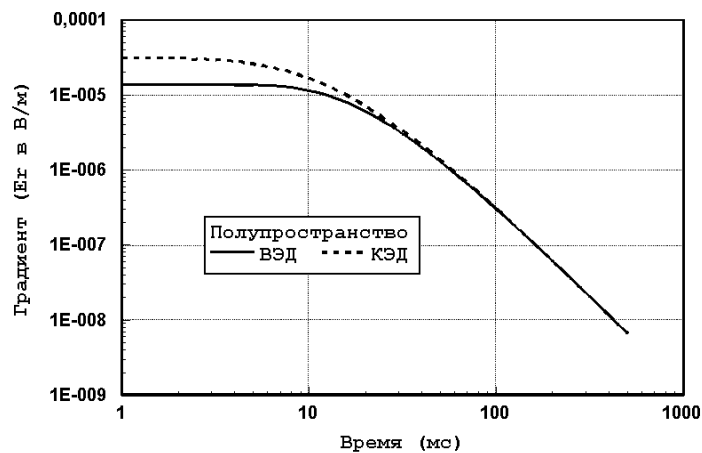


Рис. 3.12: КЭД и ВЭД в полупространстве.

На рис.3.13 сравниваются поля ВЭД и КЭД в двухслойной среде с изолирующим основанием. Глубина до фундамента 2000м, $\rho = 100 \text{ м} \cdot \text{м}$. ТМ-поле, возбуждаемое круговым и вертикальным электрическими диполями, спадает в этих условиях экспоненциально, как и было установлено нами выше аналитическим путем.

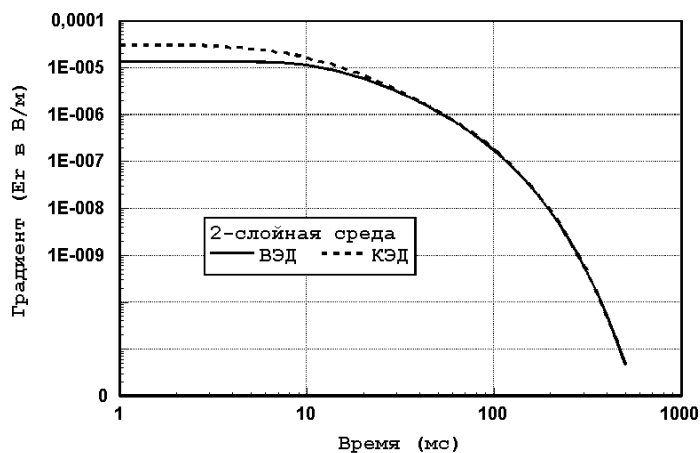


Рис. 3.13: КЭД и ВЭД в двухслойной среде.

На рис.3.14 представлены кривые установления радиального электрического градиента на дневной поверхности среды, аналогичной той, что использовалась в предыдущем примере. Только в основание вмещающего слоя помещена S-плоскость в 100См. Спад замедлился, но, как и в предыдущем примере – экспоненциальный.

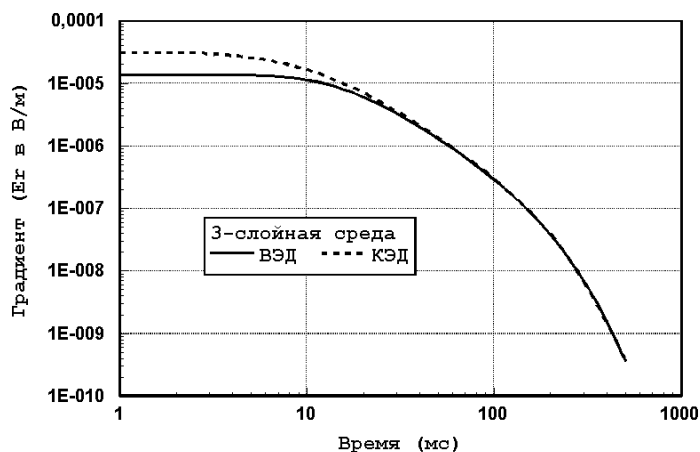


Рис. 3.14: КЭД и ВЭД в трехслойной среде.

Полученные аналитические соотношения для простых сред и численные расчеты для более сложных показывают, что КЭД является наземным аналогом вертикальной электрической линии. В контексте этой работы сходство поведения полей этих источников с весьма все же разной

геометрией легко объяснимо. Оба источника возбуждают поля только поля электрического типа, хотя и различным способом (ВЭД – гальванически и индуктивно, КЭД – только гальванически). Однако, в процессе становления начинают превалировать общие свойства ТМ-поля над начальными условиями. Вообще, это интересный результат, позволяющий соотнести новый источник (КЭД) с электроразведочной традицией, к которой все же принадлежит вертикальный электрический диполь.

3.4 Постоянное ТМ-поле и наземно-скважинная электроразведка (НСЭ) на постоянном токе

Мы уже имели случай говорить о том, что свойства индукционного поля электрического типа мало известны и мало применяются, хотя электроразведка с искусственными источниками начиналась именно с применения поля электрического типа, но только постоянного. Если рассмотреть произвольный источник (т.е. систему проводов и заземлений на дневной поверхности) с постоянным режимом протекания тока, то такой источник создает распределение электрического поля в среде (постоянное ТМ-поле) и магнитное поле во всем пространстве. В принципе, постоянное магнитное поле можно использовать для изучения распределения магнитной проницаемости, но практически это не реализуется. Таким образом, подразумевается, что методы постоянного тока – это методы использующие электрическое поле электрического же типа. Вряд ли имеет смысл здесь последовательно излагать основы этих известных методов, но в контексте этой работы мы можем и должны проанализировать ситуации, где проявления свойств ТМ-поля наиболее характерны. Эти ситуации возникают при применении в качестве источника вертикального электрического диполя (или линии) в средах с изолирующим основанием. Таким образом, исходя из этих соображений и при использовании личного опыта автора (основные результаты опубликованы в

[54, 68, 67, 55, 56, 88, 89], ниже рассматривается проблематика наземно-скважинной электроразведки (НСЭ) на постоянном токе при разведке и оконтуривании залежей углеводородов.

3.4.1 Геоэлектрические модели и выбор источника в НСЭ

Многие методические вопросы наземно-скважинной электрометрии могут быть решены при рассмотрении идеализированных геоэлектрических моделей среды. При этом достигаются две цели. Во-первых, исключаются из рассмотрения второстепенные детали. Во-вторых, упрощаются привлекаемые математические средства.

Идеализация модели среды в развиваемом здесь подходе, имеющем в виду прежде всего нефтепоисковые приложения, заключается в замене протяженных объектов конечной мощности и конечного удельного сопротивления бесконечно тонкими объектами конечной продольной проводимости (S -объект) или конечного поперечного сопротивления (T -объект). Другое упрощение состоит в том, что модель среды определяется осевой симметрией, а именно: в горизонтально-однородную вмещающую среду включены осесимметричные T и S -объекты. Кратко несколько обоснуем эти допущения.

Рассмотрим общие условия замены слоев относительно малой мощности и отличающихся по сопротивлению от вмещающей среды плоскостями S и T . Для пласта мощности h и сопротивлением ρ , помещенного в однородное пространство с удельным сопротивлением ρ_0 (рис.3.15) аномальная часть потенциала поля точечного источника составляет

$$\varphi_a = -\frac{I\rho_0}{4\pi} \int_0^{\infty} J_0(\lambda r) e^{-\lambda(z_0+z)} \frac{1 - \exp(-2\lambda h)}{\frac{1+k}{1-k} - \frac{1-k}{1+k} \exp(-2\lambda h)} d\lambda, \quad (3.98)$$

где z_0 - удаление источника от пласта, z - удаление точки наблюдения, r - разнос, I - ток источника, $k = \rho/\rho_0$.

Определим условия, при которых это решение переходит в решение для аномального поля плоскости T или S . Нетрудно показать, что если

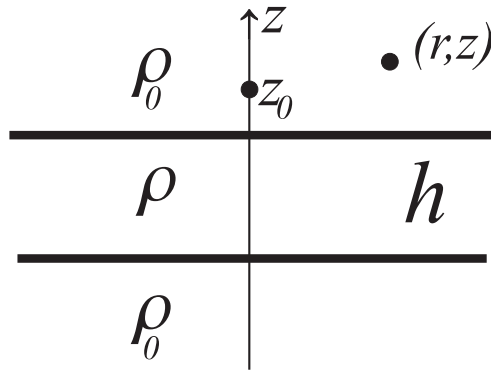


Рис. 3.15: Модель – пласт в проводящем пространстве.

$z_0 \gg h$, или $z \gg h$, или $r \gg h$, то интеграл в основном определяется на интервале значений $\leq \lambda \leq L$ таком, что $2\lambda h \ll 1$, и можно записать:

$$\varphi_a = -\frac{I\rho_0}{4\pi} \int_0^\infty J_0(\lambda r) e^{-\lambda(z_0+z)} \frac{-\lambda h}{\frac{2k}{1-k^2} + \lambda h \frac{1-k}{1+k}} d\lambda. \quad (3.99)$$

Теперь потребуем, чтобы сопротивление пласта сильно отличалось от сопротивления среды, т.е. $k \ll 1$ или $k \gg 1$.

В первом случае получим известное выражение для аномальной части потенциала в присутствии S -плоскости ($S = h/\rho$):

$$\varphi_a^S = -\frac{I\rho_0}{4\pi} \int_0^\infty J_0(\lambda r) e^{-\lambda(z_0+z)} \frac{-\lambda S \rho_0}{2 + \lambda S \rho_0} d\lambda. \quad (3.100)$$

Во втором случае получим аномальный потенциал плоскости T ($T = h/\rho$):

$$\varphi_a^S = \frac{I\rho_0}{4\pi} \int_0^\infty J_0(\lambda r) e^{-\lambda(z_0+z)} \frac{-\lambda T/\rho_0}{2 + \lambda T/\rho_0} d\lambda. \quad (3.101)$$

Таким образом, условие замены реального пласта плоскостью T или S при моделировании (математическом или физическом) состоит в том, чтобы хотя бы один из параметров приемно-питающей установки (z_0, z, r) был много больше мощности пласта. Кроме того, пласт должен быть достаточно выделен по сопротивлению.

Что касается ограничения формы объектов в плане (осевая симметрия), то в методическом отношении это не является существенным, а,

может быть, и полезно на начальном этапе. Заметим также, что и для моделирования реальной ситуации можно пользоваться этими моделями при надлежащем выборе положений источников и профилей наблюдения. На рис.3.16 изображен некоторый объект, источники помещены в скважины A_1 , A_2 , A_3 , а измерения проведены по профилям MN и MA_1 . Тогда при интерпретации результатов наблюдения поля от источника A_3 на участке профиля A_3N можно пользоваться моделью " $T(S)$ -диск", на участке A_2A_3 – моделью " $T(S)$ -плоскость". При работе от источника A_2 на профиле MA_3 объект рассматриваем как плоскость, а интерпретируя поле от A_1 по профилю MA_1 , пользуемся моделью " $T(S)$ -дыра". Разумеется, это необходимо еще обусловить соответствующими геометрическими и геоэлектрическими соотношениями.

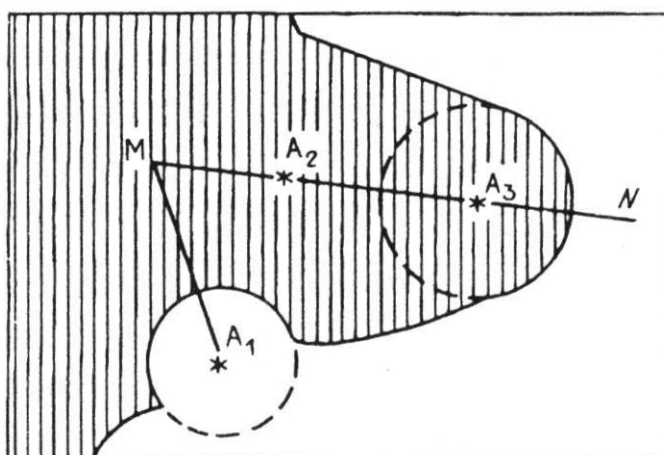


Рис. 3.16: Использование осесимметричной модели неоднородности в реальных условиях.

Выбор питающей установки для наземно-скважинной электроразведки (НСЭ) весьма неоднозначен и зависит от решаемых задач. В нефтяной электроразведке можно выделить, в качестве основных:

1. Установление местоположения водонефтяного (газового) контакта.
2. Обнаружение края залежи из "пустых" скважин.
3. Раздельное изучение нескольких водонасыщенных коллекторов в раз-

резе.

4. Обнаружение и прослеживание коллекторов с меньшей проводимостью, чем это возможно с помощью других методов.

Одним из первых методов НСЭ на постоянном токе, рекомендованным для оконтуривания высокоомных объектов, является предложенный А.М.Загармистром [13] метод экранированного электрода, в котором на дневной поверхности измеряется радиальная компонента электрического поля источника, расположенного под залежью. В дальнейшем методы НСЭ в приложении к задачам нефтяной геофизики исследовались теоретически, путем физического моделирования и непосредственно на месторождениях при опытно-полевых работах (М.А.Киричек [43], В.Д.Кукуруза [49], А.П.Яковлев [130]).

Рассматривая залежь, как T -плоскость, а водонасыщенную часть коллектора, как плоскость S , можно показать, что эти объекты требуют различные источники для максимального своего проявления. Впрочем, уже из физических соображений ясно, что для создания максимального аномального эффекта от T -объекта необходимо поперечно направленное поле, тогда как S -объект слабо проявит себя в таком поле. Проиллюстрируем это на простом примере. Пусть в однородном пространстве с сопротивлением ρ_0 расположена плоскость S или T . В точке z_0 над плоскостью помещен точечный источник I . Тогда аномальная часть потенциала в точке $M(r, z)$ определяется выражениями (3.100) и (3.101). Теперь поместим источник тока под плоскостью, в точку $(-z_0)$ симметрично первому положению. Потенциалы аномальных полей от него в той же точке $M(r, z)$ составят:

$$\varphi_a^S = -\frac{I\rho_0}{4\pi} \int_0^\infty J_0(\lambda r) e^{-\lambda(z_0+z)} \frac{-\lambda S S \rho_0}{2 + \lambda S \rho_0} d\lambda. \quad (3.102)$$

и

$$\varphi_a^S = -\frac{I\rho_0}{4\pi} \int_0^\infty J_0(\lambda r) e^{-\lambda(z_0+z)} \frac{-\lambda S S \rho_0}{2 + \lambda S \rho_0} d\lambda. \quad (3.103)$$

Таким образом, суммарный эффект от плоскости S для двух источников разной полярности равен нулю, а для плоскости T он удваивается. Это означает, что вертикальная электрическая линия, заземленная по разные стороны от S -объекта, не может быть использована в качестве источника. Очевидно, что в этом случае наиболее подходящим является точечный источник (метод заряда). И наоборот, при изучении T -объектов источник – линия с расположением электродов по разные стороны от высокоомного пласта – является наиболее оптимальным. Отсюда, между прочим, следует, что поле короткой линии, заземленной сверху на кровле T -объекта и сразу под ним является полностью, на 100%, аномальным. Было бы ошибкой, однако, считать, что так и нужно работать. Хотя аномальный эффект велик настолько, насколько это вообще возможно, но он определяется в основном величиной поперечного сопротивления T -объекта, но не его протяженностью, что является обычно самым интересным. Математическое моделирование показывает, что для максимального проявления края T -объекта нужно значительно разносить заземления линии по вертикали. Так что обоснование выбора источника, приведенное выше, хотя справедливое, но слишком общее и нуждается в дальнейшем уточнении в зависимости от типа вмещающей среды и цели работ.

Вообще, учет вмещающей среды при выборе приемно-питающей установки и интерпретации результатов наблюдений в целях оконтуривания объекта является важнейшим делом, которому часто не уделяется должного внимания. Визуализация и интерпретация зачастую производятся на основе представления о вмещающей среде, как об однородном проводящем полупространстве. Проявлением такого невнимания является автоматическое применение классической трансформации в кажущееся сопротивление. Однако, особенно при работах на нефть и газ, мы имеем дело нередко с изолирующим фундаментом. Наличие непроводящего

основания радикально влияет на распределение токов в среде и, в случае применения вертикальной линии, это влияние имеет принципиальный характер. Рассмотрим поведение полей точечного источника и линии в однородном слое с изолирующим основанием.

Распространение тока точечного источника в среде с изолирующим основанием характеризуется тем, что уже на небольших удалениях от электрода (при $r > h$, где h - глубина залегания основания) ток течет практически горизонтально с почти равномерным распределением по вертикали. В этой области разностей измеряемая на дневной поверхности компонента электрического поля E_r близка к своему асимптотическому значению при $r \rightarrow \infty$:

$$E_r = \frac{I}{2\pi S}, \quad (3.104)$$

где I - величина тока, S - суммарная продольная проводимость разреза, r - расстояние от источника по горизонтали.

Рассмотрим теперь поведение поля вертикального диполя. Воспользуемся выражением для поля ВЭД в режиме становления (3.1)-(3.2), которое в начальный момент ($t = 0$) и даст требуемое стационарное решение. Итак,

$$E_r = -\frac{Idz}{4\pi} \int_0^\infty J_1(\lambda r) \lambda V'_z(z, t, \lambda) d\lambda, \quad (3.105)$$

где функция V в нашем конкретном случае двухслойной среды (σ - проводимость, h - мощность первого слоя) с изолирующим основанием есть

$$V'_z(z, t, \lambda) = \frac{4}{h\sigma} \cdot \sum_{j=0}^{\infty} \cos(u_j z) \sin(u_j z_0) \frac{u_j \lambda}{u_j^2 + \lambda^2}, \quad (3.106)$$

где $u_j = (j\pi)/h$. Или, производя интегрирование, получим

$$E_r = -\frac{Idz}{\pi h\sigma} \cdot \sum_{j=0}^{\infty} \cos(u_j z) \sin(u_j z_0) u_j^2 K_1(u_j r). \quad (3.107)$$

В силу известных свойств модифицированных функций Бесселя ясно, что при больших r (на самом деле при $r/h > 1$) достаточно ограничиться

только первым членом и

$$E_r \approx \frac{Idz\pi}{h^3\sigma} \cdot \cos\left(\frac{\pi z}{h}\right) \sin\left(\frac{\pi z_0}{h}\right) \sqrt{\frac{h}{2r}} \exp\left(-\frac{\pi r}{h}\right). \quad (3.108)$$

Итак, мы видим что поле ВЭД спадает экспоненциально с разнесом в среде с изолирующим основанием. Факт, который не имеет широкой известности (мы опубликовали этот результат в [18]), хотя он важен для наземно-скважинной электроразведки на нефть и газ. Существуют рекомендации реализовывать вертикальную электрическую линию путем последовательного применения точечного источника, с последующим получением разности. Но, понятно в силу нашего анализа, необходима большая точность измерений для поля точечного источника, затухающего степенным образом, чтобы получить в результате вычитания экспоненциальную зависимость.

Формулой 3.104 легко воспользоваться для того, чтобы получить выражение для аномальной части поля, если объектом является протяженное проводящее включение (например, часть коллектора, заполненная минерализованной водой). В таком случае

$$E_r = \frac{I}{2\pi(S_0 + S_a)}, \quad (3.109)$$

где S_0 – суммарная проводимость вмещающей толщи, S_a – продольная проводимость объекта, а аномальная часть поля есть

$$E_r^a = -\frac{I}{2\pi} \frac{S_a}{S_0(S_0 + S_a)}, \quad (3.110)$$

Заметим, что в этой области разносов уже безразлично положение точки заземления источника. Итак, аномальное поле S -объекта от точечного источника в среде с изолирующим основанием при $r > h$ почти линейно зависит от проводимости объекта и спадает по разносу, как $1/r$.

Совершенно иначе ведет себя аномальное поле T -объекта, допустим, это будет T -плоскость, от точечного источника. Аномальное поле T -плоскости определяется производной вертикальной компоненты нормаль-

ного электрического поля, которую в среде с изолирующим основанием при больших r ($r > h$) можно представить как

$$\frac{\partial E_z}{\partial r} \sim \sqrt{\frac{h}{2r}} \cdot \exp\left(-\frac{\pi r}{h}\right), \quad (3.111)$$

Можно ожидать, что и аномальное поле T -объекта зависит от разности по этому же закону. Выполненные расчеты подтверждают это. Учитывая, что нормальное поле (3.104) спадает, как $1/r$, мы должны заключить, что использование точечного источника в среде с изолирующим основанием с целью оконтуривания тонкого объекта повышенного сопротивления лишено смысла еще в большей мере, чем если бы вмещающая среда была неограниченным снизу полупространством.

Нормальное поле вертикальной электрической линии в среде с изолирующим основанием само спадает с разностью экспоненциально. При $r > 3h$ радиальная компонента электрического поля на дневной поверхности выражается зависимостью

$$E_r \approx \frac{I\rho}{4\pi} \cdot C \cdot \sqrt{\frac{h}{2r}} \cdot \exp\left(-\frac{\pi r}{h}\right), \quad (3.112)$$

где C - коэффициент, определяемый геометрическим положением источника в пласте и не зависящий от r и rho . Численный анализ показывает, что аномальное поле T -объекта от вертикальной линии также подчиняется экспоненциальному закону, но спад происходит медленнее, чем в (3.112). Так что, вертикальная электрическая линия с заземлением выше и ниже T -объекта – оптимальный источник в среде с изолирующим основанием. Только надо помнить, что, поскольку речь идет об оконтуривании T -объекта, а не о его наличии (что уже установлено – это НСЭ!), то необходимо существенно разносить электроды по вертикали, насколько далеко – это вопрос для дальнейшего анализа.

3.4.2 Оконтуривание протяженных объектов в НСЭ

Проблема оконтуривания в наземно-скважинной электроразведке, также, как и в наземной, решается правильным выбором приемно-питающей установки и максимальным извлечением и визуализацией информации, содержащейся в полевых данных. Но имеется и своя специфика, заключающаяся в больших возможностях манипуляций с элементами установки (погружение) и в возможности использования при интерпретации большей информации о разрезе. Далее в этой работе предлагается и обосновывается некоторый способ трансформации профильных наблюдений, имеющий целью подчеркнуть положение края слабой протяженной геоэлектрической неоднородности ([79]). Эффективность этой трансформации решающим образом зависит от правильного выбора источника тока и правильного определения вмещающей среды.

Традиционный прием извлечения наглядной информации из электроразведочных данных заключается в трансформации в кажущиеся величины. Трансформация производится путем сопоставления данных и результатов математического моделирования. Причем, в математической модели допускается ряд упрощений. Например, при широко известной трансформации в ρ_{τ} (ЗСБ) игнорируется реальная геометрия приемно-питающей установки, упрощается описание процесса становления (процесс рассматривается, как протекающий только в поздней стадии), наконец, среда принимается однородной. В методах постоянного тока обычно применяется трансформация в ρ_{κ} , при которой учитывается геометрия приемно-питающей установки, но среда рассматривается однородной. Это может быть оправдано в наземной электроразведке. Но в наземно-скважинной разные элементы приемно-питающей установки могут иметь совершенно различную геоэлектрическую окрестность. В таких условиях резкое несоответствие между реальным разрезом и базовой моделью трансформации (однородным полупространством) приводит к широкому

диапазону изменений ρ_K , и визуализирующая способность кривой ρ_K по отношению к тонкой задаче выделения края практически не возрастает по сравнению с самой кривой э.д.с., а, возможно, она и хуже. Конечно, и в этих условиях можно пытаться реализовать идею трансформации в кажущиеся на основе сложной базовой модели, учитывающей подробно вмещающую среду, при этом определять, как кажущееся, сопротивление горизонта, в котором находится интересующий объект. Однако, это технически сложная процедура, к тому же сталкивающаяся с проблемой корректности.

Мы предлагаем другой способ трансформации ([79]) наблюдаемой по профилю кривой э.д.с., в котором учитывается полностью вмещающая среда и конфигурация приемно-питающей установки. Суть предлагаемого способа состоит в том, что с целью визуализации нарушений горизонтальной однородности, наблюдаемое поле по профилю нормируется на рассчитанное поле вмещающей горизонтально-однородной среды (для той же установки, естественно), а получившаяся нормированная функция дифференцируется по положению приемной установки (разносу). Если $E(r)$ – наблюдаемое поле (потенциал, градиент или разность потенциалов), а $E^n(r)$ – соответствующее нормальное поле, то рассматривается функция

$$\frac{dM(r)}{dr} = \frac{d E(r)}{dr E^n(r)} \quad (3.113)$$

и положение края протяженной геоэлектрической неоднородности отражается в виде экстремумов на соответствующей профильной кривой. Успех этой процедуры весьма зависит от того, насколько полно отражена вмещающая среда в нормирующей функции $E^n(r)$. Идеально было бы следовать принципу "все, кроме самого объекта", однако на практике наши сведения о разрезе могут быть неполными (впрочем, сейчас речь идет о наземно-скважинной электроразведке) или мы не хотели бы (или не имеем возможностей) производить сложные расчеты – в таком случае

можно воспользоваться упрощенным разрезом или даже использовать асимптотическими выражениями для поля.

Приведем несколько примеров предлагаемой визуализацию, воспользовавшись результатами математического моделирования (которое мы опишем ниже). На рис.3.17а представлен двухслойный разрез (ρ, h) с непроводящим основанием. На глубине $0.8h$ помещен T -объект - диск с поперечным сопротивлением $T = h \cdot \rho$. Источник - линия на оси диска, заземленная на глубине $0.7h$ (над диском) и $0.9h$ (под диском). Здесь же изображены кривые нормального (без диска) и суммарного градиента по профилю на дневной поверхности. Как видно, кривая суммарного поля похожа на кривую нормального и не отражает в явном виде край диска. На рис.3.17б мы видим нормированную кривую (функцию M), которая имеет характерный вид, переходя с одной "полки" на другую. И наконец, дифференцирование этой кривой (здесь $d(E_r/E_r^n)/dr$) дает положение края четким максимумом.

На рис.3.17в фиксируется положение края проводящего диска в поле точечного источника, причем в качестве нормирующей функции используется асимптотическое выражение (3.104). На рис.3.17г представлена серия кривых для дисков с различными радиусами ($R/h = 1, 2, 3, 4, 5$) в двухслойной среде с изолирующим основанием в поле линии. Здесь также используется асимптотическое выражение для линии в двухслойной среде (3.108). Кривая ∞ соответствует трансформации о нормального (нет объекта) поля. Ее можно рассматривать, как "шум", вносимый заменой полного выражения для нормирующего (нормального) поля асимптотикой (3.108). В данном случае "шум" существенно меньше значений трансформант над краем. Кривая 7 соответствует T -плоскости и не образует локальных экстремумов.

В условиях Восточной Сибири характерным является наличие мощной соленосной толщи. Здесь, разумеется, необходимо заземлять источ-

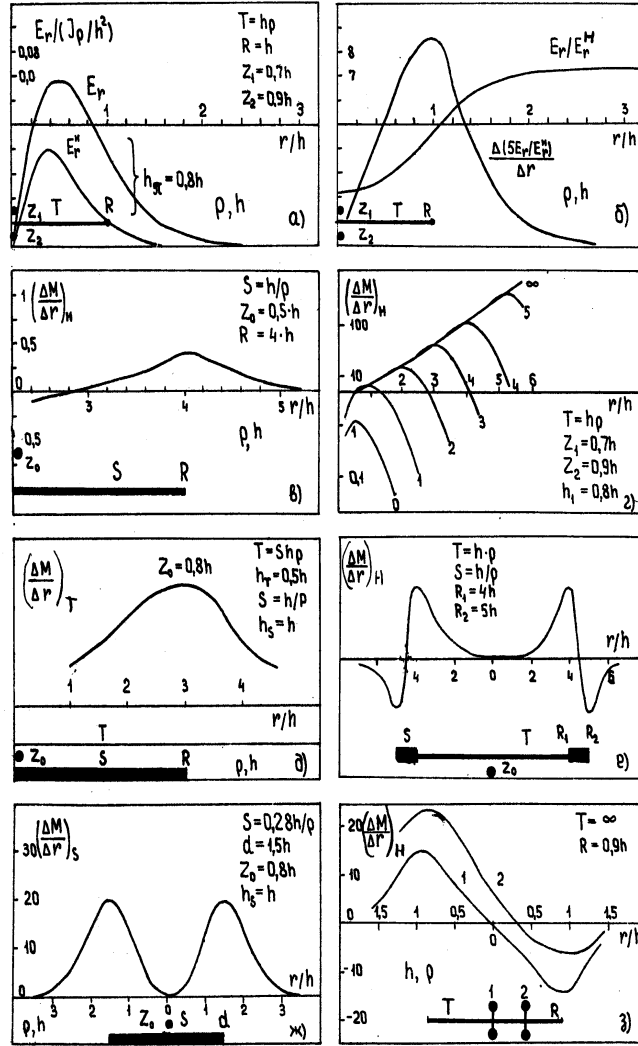


Рис. 3.17: Визуализация положения края T и S -объектов в различных условиях.

ник ниже этого горизонта, но, поскольку измерения проводятся на дневной поверхности, возможности прослеживания нижних горизонтов уменьшаются. На рис.3.17д кривая градиента, полученная математическим моделированием для двухслойного разреза ($\rho_2 = \infty$), содержащего диск $S(S = h/\rho)$ в основании, перекрытый T -плоскостью ($T = 5 \cdot h\rho$), трансформирована по предлагаемой нами схеме. Здесь нормальная среда, использованная для расчета нормирующей функции, включает в себя T -плоскость. Отметим, что влияние экрана приводит к "размазыванию" максимума.

На рис.3.17е моделируется ситуация, когда залежь (T -диск) окружена минерализованной водой (S -кольцо). Источник – точечный, под залежью, у непроводящего основания. За нормальный принят двухслойный разрез ($\rho_2 = \infty$). Трансформанта отмечает внутренний и внешний край водосолевого окаймления.

Еще один пример определения края T -диска при разных положениях источника (линии) относительно края дан на рис.3.17з.

Заметим, что величины T или S объектов, использованных для иллюстрации на рис.3.17 велики, но в проведенном нами математическом моделировании уверенно выделялись края объектов, значения S или T которых не превышали 10% от соответствующих значений вмещающей толщи. Моделировалась также ситуация, когда источник заземлялся на обсадную колонну. Показано, что это сильно ухудшало возможность выделения края объекта повышенного сопротивления в условиях высокоомного разреза (Восточная Сибирь). Кстати сказать, нормальное поле в этом случае должно быть рассчитано для источника, заземленного на колонну.

Для оценки эффективности предлагаемой трансформации было проведено физическое моделирование в значительных объемах (Б.И.Рабинович, В.С.Могилатов, Н.Н.Тарло). Для моделирования использовалась баковая установка с электролитом (раствор поваренной соли), в который помещались модели включений с различной проводимостью. Участниками экспериментов была разработана система создания таких моделей. Идея (связанная с работами Л.М.Альпина [3]) состоит в том, чтобы для создания объекта повышенного сопротивления частично заменить электролит на изолятор, а для создания повышенной проводимости частично заменить электролит на металл (рис.3.18). При этом возможно получить объемные и плоские анизотропные модели, а также и одномерную "нить" с конечной проводимостью (обсаженная скважина). Практиче-

ски использовались плоские модели для создания T -объекта (сверленая гетинаксовая пластина) и S -объекта (набор квадратных свинцовых пластинок). Формулы для определения эффективного удельного сопротивления таких объектов весьма просты (на рис.3.18).

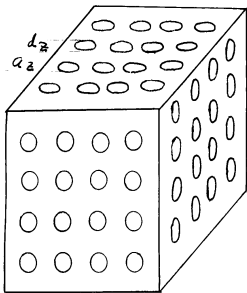
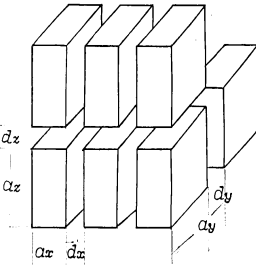
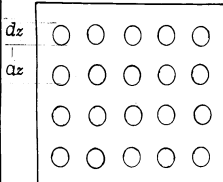
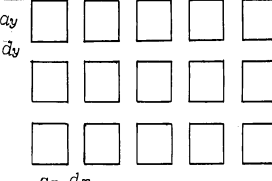
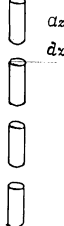
	<p>Модели сред повышенного сопротивления. Материал - изолятор</p> $\rho_{\alpha} = \rho_3 \cdot \frac{a_{\alpha}^2}{\left(\frac{\pi d_{\alpha}}{2}\right)^2}$	<p>Модели сред пониженного сопротивления. Материал - металл</p> $\rho_{\alpha} = \rho_3 \cdot \frac{1}{\left(a_{\alpha}/d_{\alpha} + 1\right)}$
Объемные		
Плоские		
Линейные		

Рис. 3.18: Физические модели геоэлектрических сред при баковом моделировании.

На рис.3.17ж приведен один пример бакового моделирования. Среда представлена слоем электролита мощностью $h = 0.1\text{м}$ с удельным сопротивлением $\rho = 0.05\text{Ом}\cdot\text{м}$. На кровле изолирующего основания помещен объект пониженного сопротивления, выполненный в виде прямоугольной пластины $0.3 \times 0.46\text{м}$ из плоских квадратиков свинца с эффек-

тивной продольной проводимостью 0.56См . Питающий электрод, выполненный из свинца, погружался на глубину $0.8h$, второй относился на "бесконечность". По профилю проводились измерения приемной линией длиной 1см со свинцовыми электродами с шагом 1см . Результаты измерений трансформировались по предлагаемой схеме, причем в качестве нормального поля рассчитывалось поле среды, содержащей S -плоскость с той же проводимостью, что и проводимость объекта. Трансформанта, как видим, весьма четко определяет край неоднородности своими экстремумами и кажется, что имеется еще большой "запас" для меньших значений проводимости объекта.

Мы предложили и продемонстрировали способ трансформации профильных наблюдений, который, на наш взгляд, имеет ясные физические предпосылки. На первом этапе мы нормируем экспериментальные данные на максимально приближенный теоретический аналог в рамках слоистой модели. Эта операция убирает прямое влияние источника и выравнивает наблюдения над горизонтально-однородными участками разреза. Таким образом, подготовлен и обоснован следующий шаг – дифференцирование, которое теперь подчеркнет участки над неоднородными участками разреза. Успешность этих действий, разумеется, обусловлена правильным выбором установки. Наконец, мы особенно рекомендуем предлагаемую трансформацию в условиях плохопроводящего основания.

3.4.3 Математическое моделирование задач наземно-скважинной электроразведки

Для более подробного анализа возможностей наземно-скважинной электроразведки применительно к поиску и оконтуриванию залежей углеводородов построим математический аппарат, позволяющий включить в двухслойный разрез с изолирующим основанием различные объекты, в том числе ограниченные по простиранию.

Рассмотрим осесимметричную геоэлектрическую модель, показанную на рис.3.19. В цилиндрической системе координат осью z , направленной вверх, положение дневной поверхности определяется величиной $z = h_1$, опорного горизонта $-z = -h_2$, плоскости S (или T) $-z = 0$. Значение продольной проводимости (или поперечного сопротивления) зависит только от r .

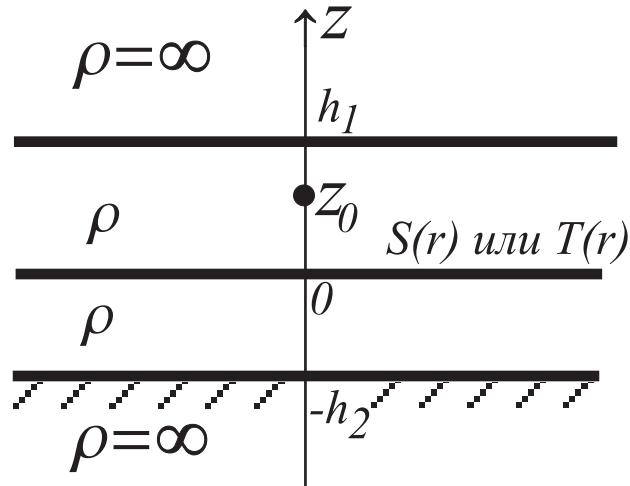


Рис. 3.19: Модель и система координат.

В качестве источника постоянного тока возьмем один заземленный ($z = z_0$) электрод (второй отнесен на бесконечность). Решение для вертикального электрического диполя или линии легко получить, воспользовавшись решением для одного электрода.

В силу симметрии задачи отличны от нуля компоненты E_r , E_z и H_φ (мы рассматриваем только магнитное поле токов в среде, т.е. поле точечного заземления, без учета поля подводющего провода). Решим задачу с помощью потенциалов:

$$\mathbf{H} = \text{rot } \mathbf{A}, \quad (3.114)$$

$$\mathbf{E} = \text{grad } U, \quad (3.115)$$

$$U = \rho \text{ div } \mathbf{A}. \quad (3.116)$$

Вектор-потенциал имеет лишь одну компоненту A_z , так что

$$H_\varphi = -\frac{\partial A_z}{\partial r}, \quad (3.117)$$

$$E_r = \frac{\partial \varphi}{\partial r}, \quad E_z = \frac{\partial \varphi}{\partial z}. \quad (3.118)$$

Скалярный потенциал удовлетворяет уравнению Лапласа, условию $U \rightarrow 1/\sqrt{r^2 + (z - z_0)^2}$ при $z \rightarrow z_0$, $r \rightarrow 0$ и условию $\partial U/\partial z = 0$ при $z = h_1, -h_2$.

Потребуем выполнения достаточных условий [121] для T -плоскости при $z = 0$:

$$[A_z] = 0, \quad \left[\frac{\partial A_z}{\partial z} \right] = \frac{1}{\rho} T \frac{\partial^2 A_z}{\partial z^2}, \quad (3.119)$$

и на S -плоскости:

$$\left[\frac{\partial U}{\partial r} \right] = 0, \quad \left[\frac{\partial A_z}{\partial r} \right] = S \frac{\partial U}{\partial r}. \quad (3.120)$$

Ищем решение для потенциалов в виде

$$A_z = \frac{I}{4\pi} \int_0^\infty J_0(\lambda r) Z(\lambda, z) d\lambda, \quad (3.121)$$

$$U = \frac{I}{4\pi} \int_0^\infty J_0(\lambda r) F(\lambda, z) d\lambda, \quad (3.122)$$

где I - ток источника, J_0 - функция Бесселя, а функции Z и F удовлетворяют уравнениям

$$Z''_{zz} - \lambda^2 Z = 0, \quad F''_{zz} - \lambda^2 F = 0, \quad (3.123)$$

причем

$$F = Z'_z. \quad (3.124)$$

Поскольку нас интересуют компоненты E_r и E_z (H_φ на дневной поверхности равно нулю для любой осесимметричной модели среды), то задача сводится к отысканию функции F .

Двухслойная задача. Рассмотрим вначале решение в случае отсутствия в плоскости $z = 0$ продольной проводимости или поперечного сопротивления. Полученное решение назовем нормальным. Для функции

F_n имеем краевую задачу:

$$\begin{aligned} F_n'' - \lambda^2 F_n &= 0, \quad -h_2 \leq z \leq h_2, \quad z \neq 0, \\ \frac{\partial F_n(h_1)}{\partial z} &= 0, \quad \frac{\partial F_n(-h_2)}{\partial z} = 0, \\ [F_n] &= 0, \quad [(F_n)'_z] = -2\lambda, \quad z = z_0. \end{aligned} \quad (3.125)$$

Решение получаем в следующем виде:

$$F_n = 2 \frac{\text{ch}[\lambda(h_1 - z)] \text{ch}[\lambda(h_2 + z_0)]}{\text{sh}[\lambda(h_1 + h_2)]}, \quad z \geq z_0, \quad (3.126)$$

$$F_n = 2 \frac{\text{ch}[\lambda(h_2 + z)] \text{ch}[\lambda(h_1 - z_0)]}{\text{sh}[\lambda(h_1 + h_2)]}, \quad z \leq z_0. \quad (3.127)$$

Плоскость с постоянной продольной проводимостью ($S(r) \equiv \text{const}$). Нетрудно показать, что в этом случае условие на плоскости для функции F есть

$$[F]|_{z=0} = 0, \quad [F'_z]|_{z=0} = \rho S \lambda^2 F. \quad (3.128)$$

Представим функцию F как

$$F = F_n + F_a, \quad (3.129)$$

где F_a – аномальная часть, определяемая наличием проводящей плоскости. Для F_a получаем краевую задачу:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 F_a}{\partial z^2} - \lambda^2 F_a &= 0, \quad -h_2 \leq z \leq h_2, \quad z \neq 0, \\ \frac{\partial F_a(h_1)}{\partial z} &= 0, \quad \frac{\partial F_a(-h_2)}{\partial z} = 0, \\ [F_a] &= 0, \quad [(F_a)'_z] = \rho S \lambda^2 F_a, \quad z = 0, \end{aligned} \quad (3.130)$$

для которой имеем следующее решение

$$F_a = -\rho S \lambda F_n(0) \frac{\text{ch}[\lambda(h_1 - z)] \text{ch}(\lambda h_2)}{\text{sh}[\lambda(h_1 + h_2)] + \rho S \lambda \text{ch}(\lambda h_1) \text{ch}(\lambda h_2)}, \quad (3.131)$$

где $z \geq 0$.

Плоскость с постоянным поперечным сопротивлением ($T(r) \equiv \text{const}$). В этом случае условие на плоскости для функции F есть

$$[F]|_{z=0} = \frac{T}{\rho} \cdot F'_z, \quad [F'_z]|_{z=0} = 0. \quad (3.132)$$

Для аномальной части функции F получаем краевую задачу:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 F_a}{\partial z^2} - \lambda^2 F_a &= 0, \quad -h_2 \leq z \leq h_2, \quad z \neq 0, \\ \frac{\partial F_a(h_1)}{\partial z} &= 0, \quad \frac{\partial F_a(-h_2)}{\partial z} = 0, \\ [F_a] &= \frac{T}{\rho} \cdot \left(\frac{\partial F_a}{\partial z} + \frac{\partial F_n}{\partial z} \right) \quad \left[\frac{\partial F_a}{\partial z} \right] = 0, \quad z = 0, \end{aligned} \quad (3.133)$$

которая имеет следующее решение:

$$F_a = \frac{T}{\rho} \frac{\partial F_n(0)}{\partial z} \frac{\operatorname{ch}[\lambda(h_1 - z)] \operatorname{sh}(\lambda h_2)}{\operatorname{sh}[\lambda(h_1 + h_2)] + T/\rho \lambda \operatorname{sh}(\lambda h_1) \operatorname{sh}(\lambda h_2)}, \quad (3.134)$$

где $z \geq 0$.

Плоскость с переменной продольной проводимостью ($S(r) \equiv S(r)$). Получим условие для функции F в том случае, когда продольная проводимость есть некоторая функция координаты r . При $z = 0$

$$\left[\frac{\partial A_z}{\partial r} \right] \Big|_{z=0} = S(r) \frac{\partial U}{\partial r}, \quad (3.135)$$

или, учитывая интегральное представление для потенциалов (3.121)-(3.121),

$$\int_0^\infty J_1(\lambda r) \lambda (Z_1 - Z_2) d\lambda = S(r) \rho \int_0^\infty J_1(\lambda r) \lambda F d\lambda. \quad (3.136)$$

Далее, наложим на функцию $S(r)$ условие $S(r) = 0$, если $r > R$, где R может принимать сколь угодно большие значения. Совершая преобразование Бесселя выражения (3.136) и меняя порядок интегрирования в правой части с учетом $Z = Z''_{zz}/\lambda^2 = F'_z/\lambda^2$, получим, что при $z = 0$

$$\left[\frac{\partial F}{\partial z} \right] \Big|_{z=0} = \lambda^2 \rho \int_0^\infty F \bar{\lambda} \left[\int_0^\infty J_1(\lambda r) J_1(\bar{\lambda} r) r S(r) dr \right] d\bar{\lambda}. \quad (3.137)$$

Таким образом, условием для функции F при $z = 0$ является удовлетворение интегрального уравнения (3.137). Для конкретных расчетов следует задаться зависимостью $S(r)$. Рассмотрим наиболее простой и достаточно интересный случай, когда $S(r) = S_0$ при $r \leq R$ и $S(r) = 0$ при $r > R$, т.е. имеется в виду проводящий диск радиуса R . Интеграл

в квадратных скобках легко вычисляется, и мы имеем для аномального поля диска следующую краевую задачу:

$$\begin{aligned} F''_{azz} - \lambda^2 F_a &= 0, \quad -h_2 \leq z \leq h_2, \\ \frac{\partial F_a(h_1)}{\partial z} &= 0, \quad \frac{\partial F_a(-h_2)}{\partial z} = 0, \\ [F_a]_{z=0} &= 0, \\ \left[\frac{\partial F}{\partial z} \right]_{z=0} &= \rho S_0 R \lambda^2 \int_0^\infty \bar{\lambda} [F_a(0) + F_n(0)] \Psi_S(\lambda, \bar{\lambda}) d\bar{\lambda}, \end{aligned} \quad (3.138)$$

где

$$\Psi_S = \frac{1}{\lambda^2 - \bar{\lambda}^2} \cdot [\bar{\lambda} J_1(\lambda R) J_0(\bar{\lambda} R) - \lambda J_0(\lambda R) J_1(\bar{\lambda} R)]. \quad (3.139)$$

Решение представляется в виде

$$F_a(z) = F_a(0) \frac{\text{ch}[\lambda(h_1 - z)]}{\text{ch}(\lambda h_1)}, \quad (3.140)$$

где $z \geq 0$, а $F_a(0)$, как функция от λ является решением интегрального уравнения

$$F_a(0) = -\rho S_0 R \lambda \frac{\text{ch}(\lambda h_1) \text{ch}(\lambda h_2)}{\text{sh}[\lambda(h_1 + h_2)]} \int_0^\infty \bar{\lambda} [F_a(0) + F_n(0)] \Psi_S(\lambda, \bar{\lambda}) d\bar{\lambda}. \quad (3.141)$$

Плоскость с переменным поперечным сопротивлением ($T(r) \equiv T(r)$). Аналогично получаем решение для диска радиуса R с поперечным сопротивлением T_0 :

$$F_a(z) = -\frac{\partial F_a(0)}{\partial z} \frac{1}{\lambda} \frac{\text{ch}[\lambda(h_1 - z)]}{\text{sh}(\lambda h_1)}, \quad (3.142)$$

где $z \geq 0$, а $\partial F_a(0)/\partial z$, как функция от λ является решением интегрального уравнения

$$\frac{\partial F_a(0)}{\partial z} = -\frac{TR}{\rho} \lambda^2 \frac{\text{sh}(\lambda h_1) \text{ch}(\lambda h_2)}{\text{sh}[\lambda(h_1 + h_2)]} \int_0^\infty \left[\frac{\partial F_a(0)}{\partial z} + \frac{\partial F_n(0)}{\partial z} \right] \Psi_T(\lambda, \bar{\lambda}) d\bar{\lambda}, \quad (3.143)$$

а

$$\Psi_T = \frac{1}{\lambda^2 - \bar{\lambda}^2} \cdot [\lambda J_1(\lambda R) J_0(\bar{\lambda} R) - \bar{\lambda} J_0(\lambda R) J_1(\bar{\lambda} R)]. \quad (3.144)$$

Расчет поля на ЭВМ. Таким образом, алгоритм расчета поля в присутствии, например, проводящего диска сводится к решению интегрального уравнения (3.141), в результате чего мы получаем F_a при $z = 0$ как функцию от переменной λ . По формуле (3.140) пересчитываем значения функции $F_a(0)$ для произвольных значений z . Наконец, интеграл (3.122) дает значения потенциала. Алгоритм был реализован на БСЭМ-6, в программе предусмотрено девять режимов работы (три типа источника – электрод, диполь, линия на оси z и три типа приемника – электрод, диполь, линия на дневной поверхности). В результате работы программы выдаются кривые по профилю измеряемых величин, а кроме того, различные вспомогательные кривые, назначение которых – подчеркнуть положение края диска. Результат работы программы удовлетворяет различным качественным требованиям (например, увеличение радиуса диска приводит к совпадению полей диска и плоскости вблизи начала координат). Известно [93] простое аналитическое решение для идеально проводящего диска, помещенного в проводящее пространство. Расчет, проведенный для такой модели (точнее, при $h_1, h_2 \gg z, z_0, r$ и $S_0 \gg z/\rho$), дал совпадение по аномальному полю не хуже 5%.

3.4.4 Квазитрехмерное математическое моделирование в НСЭ

В описанном выше алгоритме предполагается центральное положение источника. Это существенно ограничивает возможность его применения. Предлагаем здесь способ расчета для произвольно расположенного источника – точечного или линии, произвольно ориентированной в плоскости, проходящей через ось симметрии среды.

Итак, рассмотрим двухслойный разрез (рис.3.20), включающий бесконечно тонкий слой с поперечным сопротивлением T , зависящим только от r . В принятой здесь цилиндрической системе координат с осью z , направленной вверх и совпадающей с осью симметрии среды, положение

дневной поверхности определяется величиной $z = h_1$, опорного горизонта – $z = -h_2$, а точка $z = 0$ находится на T -плоскости. Точечный источник (ток I) помещен в точку M с координатами $r = r_0$, $\varphi = 0$, $z = z_0$. Удельное сопротивление вмещающего слоя ρ .

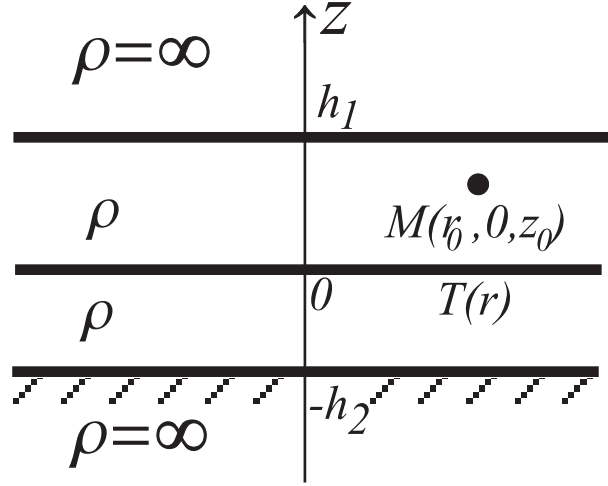


Рис. 3.20: Модель и система координат.

Постановка задачи состоит в следующем. Для скалярного потенциала U , определяемого как

$$\mathbf{E} = \text{grad } U, \quad (3.145)$$

имеем условия ($-h_2 \leq z \leq h_1$, $0 \leq r \leq \infty$):

$$\Delta U = 0, \quad (3.146)$$

$$\frac{\partial U}{\partial z} = 0, \quad z = -h_2, h_1, \quad (3.147)$$

$$[U'_z] = 0, \quad [U] = \frac{T(r)}{\rho} U'_z, \quad z = 0, \quad (3.148)$$

$$U \rightarrow \frac{I\rho}{4\pi} \frac{1}{\sqrt{R^2 + (z - z_0)^2}}, \quad r \rightarrow r_0, \quad \varphi \rightarrow 0, \quad z \rightarrow z_0, \quad (3.149)$$

где $R = \sqrt{r^2 + r_0^2 - 2rr_0 \cos \varphi}$.

Решение этой задачи получим, разделяя переменные в уравнении $\Delta U = 0$ и учитывая симметрию потенциала по φ :

$$U = \frac{I\rho}{4\pi} \sum_{k=0}^{\infty} \cos(k\varphi) \int_0^{\infty} J_k(\lambda r) Z(\lambda, z) d\lambda. \quad (3.150)$$

Уточним вид решения, воспользовавшись соотношением

$$\frac{1}{\sqrt{R^2 + (z - z_0)^2}} = \sum_{k=0}^{\infty} \cos(k\varphi) \alpha_k \int_0^{\infty} J_k(\lambda r) J_k(\lambda r_0) \exp(-\lambda|z - z_0|) d\lambda, \quad (3.151)$$

где $\alpha_0 = 1$, $\alpha_k = 2$ при $k \geq 1$. Так что потенциал ищем в виде

$$U = \frac{I\rho}{4\pi} \sum_{k=0}^{\infty} \alpha_k \cos(k\varphi) \int_0^{\infty} J_k(\lambda r) J_k(\lambda r_0) X_k(\lambda, z) d\lambda. \quad (3.152)$$

Тогда условия (3.146)-(3.149) для потенциала U трансформируются в условия для функций X_k :

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} X_k - \lambda^2 X_k = 0, \quad (3.153)$$

$$\frac{\partial X_k}{\partial z} = 0, \quad z = -h_2, h_1, \quad (3.154)$$

$$[(X_k)'_z] = 0, \quad z = 0,$$

$$[X_k] J_k(\lambda r_0) = \frac{\lambda}{\rho} \int_0^{\infty} J_k(\bar{\lambda} r_0) \frac{\partial X_k}{\partial z} \int_0^{\infty} J_k(\bar{\lambda} r) J_k(\lambda r) r T(r) dr d\bar{\lambda}, \quad (3.155)$$

$$[X_k] = 0, \quad \left[\frac{\partial X_k}{\partial z} \right] = -2\lambda, \quad z = z_0, \quad (3.156)$$

Последнее соотношение обеспечивает условие в источнике для потенциала.

Представим потенциал в виде суммы нормальной и аномальной частей, причем нормальным будем называть поле при $T(r) = 0$.

$$U = U^n + U^a. \quad (3.157)$$

Соответственно задача для функции X_k разделяется на две. Для X_k^n имеем:

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} X_k^n - \lambda^2 X_k^n = 0, \quad (3.158)$$

$$\frac{\partial X_k^n}{\partial z} = 0, \quad z = -h_2, h_1, \quad (3.159)$$

$$[X_k^n] = 0, \quad \left[\frac{\partial X_k^n}{\partial z} \right] = -2\lambda, \quad z = z_0, \quad (3.160)$$

На самом деле, задача (3.158)-(3.160) не зависит от k и, опуская этот индекс, получим:

$$X^n = 2 \frac{\text{ch}[\lambda(h_1 - z)]\text{ch}[\lambda(h_2 + z_0)]}{\text{sh}[\lambda(h_1 + h_2)]}, \quad z \geq z_0, \quad (3.161)$$

$$X^n = 2 \frac{\text{ch}[\lambda(h_2 + z)]\text{ch}[\lambda(h_1 - z_0)]}{\text{sh}[\lambda(h_1 + h_2)]}, \quad z \leq z_0. \quad (3.162)$$

Поставим задачу для аномальной части функции X_k , конкретно, для случая, когда $T(r) = T_0$ при $r \leq R_0$ и $T(r) = 0$ при $r > R_0$, т.е. аномальным объектом является диск радиуса R_0 с постоянным поперечным сопротивлением T_0 . Внутренний интеграл в (3.155) легко вычисляется, и получаем следующую задачу для функции $F_k = J_k(\lambda r) X_k^a$:

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} F_k - \lambda^2 F_k = 0, \quad (3.163)$$

$$\frac{\partial F_k}{\partial z} = 0, \quad z = -h_2, h_1, \quad (3.164)$$

$$[(F_k)'_z]_{z=0} = 0,$$

$$[F_k]_{z=0} = \frac{T_0 R_0 \lambda}{\rho} \int_0^\infty \left(\frac{\partial F_k^n(0)}{\partial z} + \frac{\partial F_k(0)}{\partial z} \right) \Psi_k^T d\bar{\lambda}, \quad (3.165)$$

где

$$\Psi_k^T = \frac{1}{\lambda^2 - \bar{\lambda}^2} \cdot [\bar{\lambda} J_k(\lambda R_0) J_{k-1}(\bar{\lambda} R_0) - \lambda J_{k-1}(\lambda R_0) J_k(\bar{\lambda} R_0)], \quad (3.166)$$

$$F_k^n = X_k^n J_k(\lambda r_0).$$

Ищем решение в виде

$$F_k^{(i)} = a_k^{(i)} \exp(-\lambda z) + b_k^{(i)} \exp(\lambda z). \quad i = 1, 2$$

Условия (3.164)-(3.165) дают линейную интегроалгебраическую систему уравнений для коэффициентов $a_k^{(i)}$, $b_k^{(i)}$. Решая, получим

$$F_k(z) = -\frac{\partial F_k(0)}{\partial z} \frac{1}{\lambda} \frac{\text{ch}[\lambda(h_1 - z)]}{\text{sh}(\lambda h_1)}, \quad (3.167)$$

где $z \geq 0$, а $\partial F_k(0)/\partial z$, как функция от λ , является решением интегрального уравнения

$$\frac{\partial F_k(0)}{\partial z} = -\frac{T_0 R_0}{\rho} \lambda^2 \frac{\text{sh}(\lambda h_1) \text{sh}(\lambda h_2)}{\text{sh}[\lambda(h_1 + h_2)]} \int_0^\infty \left[\frac{\partial F_k(0)}{\partial z} + \frac{\partial F_k^n(0)}{\partial z} \right] \Psi_k^T d\bar{\lambda}, \quad (3.168)$$

И наконец,

$$U^n = \frac{I\rho}{4\pi} \sum_{k=0}^{\infty} \alpha_k \cos(k\varphi) \int_0^{\infty} J_k(\lambda r) F_k^n(z, \lambda d\lambda, \quad (3.169)$$

$$U^n = \frac{I\rho}{4\pi} \sum_{k=0}^{\infty} \alpha_k \cos(k\varphi) \int_0^{\infty} J_k(\lambda r) F_k^n(z, \lambda d\lambda, \quad (3.170)$$

Таким образом, алгоритм расчета аномальной части потенциала состоит в вычислении некоторого числа членов ряда (3.170) (практически $k \leq 5$). Вычисление члена ряда сводится к решению интегрального уравнения (3.168), в результате чего получаем $\partial F_k/\partial z$ при $z = 0$, как функцию переменной λ . По формуле (3.167) находим значения F_k для произвольного значения z . Последующее интегрирование дает значение k -го члена ряда.

Заметим, что информация о положении источника содержится только в функции $\partial F_k^n/\partial z$. Подставляя в интегральное уравнение вместо $\partial F_k^n/\partial z$ разность этой функции при различных r_0 и z_0 , получим решение для линии с произвольным наклоном (от 0° до 90° по отношению к дневной поверхности) в вертикальной плоскости, проходящей через ось z .

Описанные выше алгоритмы были реализованы в программах для БЭСМ-6 и частично на IBM PC. Интегральные уравнения решаются путем сведения к системам линейных алгебраических. Основные трудности при расчетах связаны с осциллирующим поведением функций $J_k(\lambda r)$.

В качестве примера приведем результаты расчета для следующей модели (рис.3.21): в двухслойный разрез с изолирующим основанием и мощностью H , с удельным сопротивлением ρ на глубине $0.8H$ имеется плохопроводящее включение в виде диска с радиусом $R_0 = 3H$ и с поперечным сопротивлением $T_0 = 5\rho H$. Точечный источник помещен под диск на глубине $0.9H$ и смещен от центра диска на $1.6H$. На рис.3.21 представлены кривые градиента нормального, аномального и суммарного полей. Хорошо проявивший себя эффект экранирования позволяет в этом случае по наблюдаемому на дневной поверхности полю определить положение

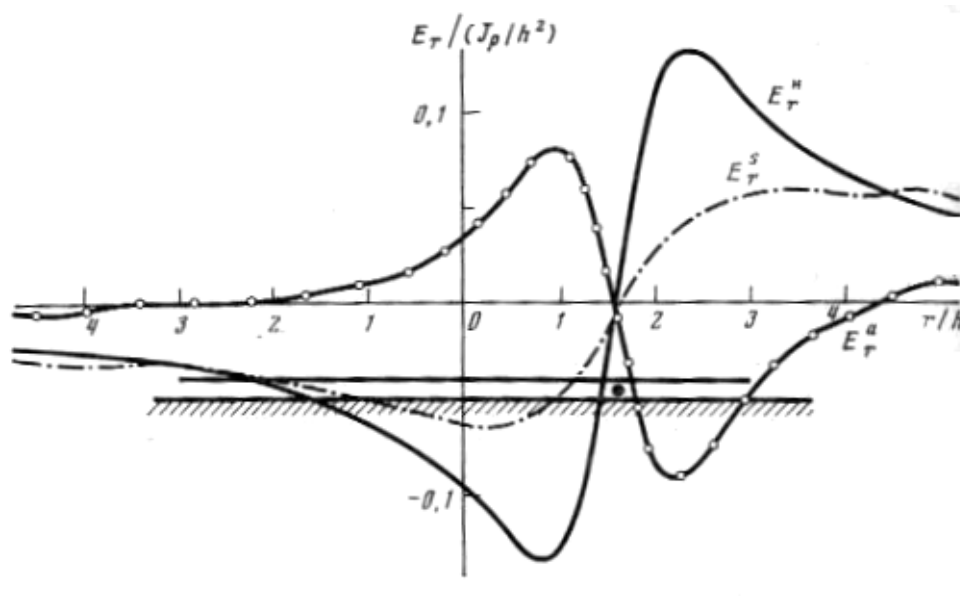


Рис. 3.21: Пример расчета.

края диска.

3.4.5 Моделирование ситуации водонефтяного контакта

Для построения математической модели использовалась осесимметричная геоэлектрическая модель (рис.3.22). Вмещающая среда – однородный пласт с удельным сопротивлением ρ и магнитной проницаемостью вакуума. Положение дневной поверхности и непроводящего основания определяются величинами $z = h_1$ и $z = -h_2$, соответственно. Объект – залежь, окруженная, а, может быть, и подстилаемая соленой водой – моделируется тонким горизонтальным слоем, обладающим поперечным сопротивлением, произвольно зависящим от расстояния до оси r , $T(r)$ и продольной проводимостью $S(r)$, т.е. TS (или ST)-объектом. Такой подход и терминологию можно считать общепринятыми ([22], [33], [89]). Рассматривая плоскость, в которой расположен объект, будем также говорить о TS -плоскости, TS -границе.

Итак, начало координат поместим в точку пересечения TS -плоскости с направленной вверх осью z (рис.3.22). В качестве источника будем рас-

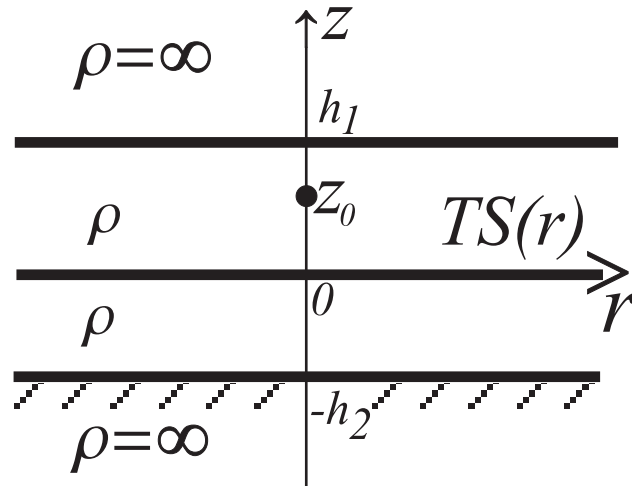


Рис. 3.22: Модель и система координат.

смаатривать один заземленный на оси z ($z = z_0$) электрод (второй электрод отнесен на бесконечность). Таким образом, мы здесь рассмотрим центральное (в плане) положение источника. Смещение источника можно учесть методом, использованным выше, в предыдущем подразделе. От решения, полученного для одного электрода легко перейти к решению для вертикального электрического диполя (ВЭД) или линии (ВЭЛ).

Определим граничные условия на TS -плоскости. Этот вопрос обсуждался ранее, например, в [22]. Получим здесь эти условия в нашем конкретном случае плоского горизонтального TS -объекта, в котором T -объект расположен "сверху".

Рассмотрим среду с двумя границами раздела, одной из которых является T -плоскость (рис.3.23). На границе I выполняются условия (в прямоугольных координатах):

$$\begin{aligned} [E_x] &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{T(x, y)}{\rho_1} E_{z1} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{T(x, y)}{\rho_2} E_{z2} \right), \\ [E_y] &= \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{T(x, y)}{\rho_1} E_{z1} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{T(x, y)}{\rho_2} E_{z2} \right), \\ \left[\frac{E_z}{\rho} \right] &= 0, \end{aligned} \quad (3.171)$$

H_x, H_y, H_z – непрерывны.

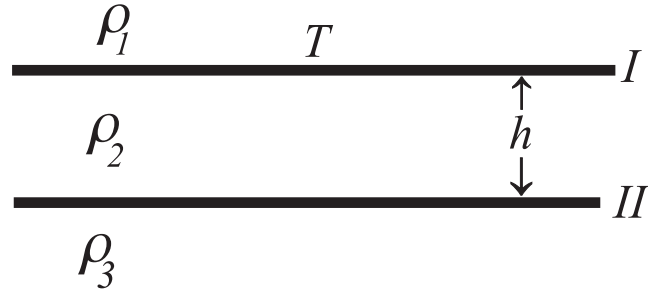


Рис. 3.23:

Сделаем h - мощность второго слоя достаточно малой и воспользуемся для второй среды уравнением Максвелла:

$$\text{rot}\mathbf{H} = \mathbf{E}/\rho_2 \quad (3.172)$$

или

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = \frac{E_y}{\rho_2}, \quad \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = \frac{E_z}{\rho_2}, \quad \frac{\partial H_y}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial y} = \frac{E_x}{\rho_2},$$

Полагая при $h \rightarrow 0$ и $\rho_2 \rightarrow 0$, что

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} \approx \frac{\Delta H_x}{h}, \quad \frac{\partial H_y}{\partial z} \approx \frac{\Delta H_y}{h},$$

и $h/\rho_2 = S$, получим, что прирост магнитного поля во второй среде составит

$$\Delta H_{x2} = S \cdot E_{y2}, \quad \Delta H_{y2} = S \cdot E_{x2}. \quad (3.173)$$

Учитывая условия на T -границе I, скачок магнитного поля во второй среде и условия на простой границе II (непрерывность тангенциальных компонент), приходим к таким условиям на TS -границе (индекс 3 заменяем на 2 и $\rho_1 = \rho_2 = \rho$):

$$\begin{aligned} [E_x] &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{T}{\rho} E_{z1} \right), \\ [E_y] &= \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{T}{\rho_1} E_{z1} \right), \\ [H_x] &= S E_{y2} = S \left[E_{y1} - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{T}{\rho} E_{z1} \right) \right], \\ [H_y] &= -S E_{x2} = -S \left[E_{y1} - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{T}{\rho} E_{z1} \right) \right], \end{aligned} \quad (3.174)$$

Обращаем внимание на то, что хотя TS -граница не имеет "толщины", она все же имеет вертикальную структуру и здесь условия на случай, когда T -объект перекрывает S -объект.

Как и выше, введем потенциалы

$$\mathbf{H} = \text{rot } \mathbf{A}, \quad \mathbf{E} = \text{grad } U, \quad U = \rho \text{ div } \mathbf{A}. \quad (3.175)$$

В цилиндрической системе координат, учитывая осевую симметрию задачи, определяем

$$E_r = \frac{\partial \varphi}{\partial r}, \quad E_z = \frac{\partial \varphi}{\partial z}. \quad (3.176)$$

Скалярный потенциал удовлетворяет уравнению Лапласа, условию $U \rightarrow 1/\sqrt{r^2 + (z - z_0)^2}$ при $z \rightarrow z_0$, $r \rightarrow 0$ и условию $\partial U/\partial z = 0$ при $z = h_1, -h_2$.

На TS -границе потребуем выполнения достаточных условий:

$$[\varphi] = \frac{T}{\rho} \frac{\partial \varphi_1}{\partial z}, \quad \left[\frac{\partial A_z}{\partial r} \right] = S \frac{\partial \varphi_2}{\partial r}. \quad (3.177)$$

Решение для потенциалов будем искать в виде

$$A_z = \frac{I}{4\pi} \int_0^\infty J_0(\lambda r) Z(\lambda, z) d\lambda, \quad U = \frac{I}{4\pi} \int_0^\infty J_0(\lambda r) F(\lambda, z) d\lambda, \quad (3.178)$$

где I – ток источника, J_0 – функция Бесселя, а функции Z и F удовлетворяют уравнениям:

$$Z''_{zz} - \lambda^2 Z = 0, \quad F''_{zz} - \lambda^2 F = 0, \quad F = Z'_z. \quad (3.179)$$

Поскольку нас интересуют компоненты E_r и E_z (H_φ на дневной поверхности не связано со свойствами среды в осесимметричной задаче), то задача сводится к отысканию функции F .

Представим функцию F в виде

$$F = F_n + F_a.$$

Нормальная часть, т.е. функция F_n – решение для двухслойной среды, нами уже определена выше (3.125)-(3.127).

Итак, рассмотрим включение в двуслойный разрез объекта с переменной продольной проводимостью ($S \equiv S(r)$) и переменным поперечным сопротивлением ($T \equiv T(r)$). Ищем потенциалы в виде (3.178), т.е. решаем задачу методом разделения переменных. Переменные разделяются при выполнении некоторых интегральных условий на TS -границе, и мы приходим к следующей краевой задаче для аномальной части функции F :

$$\begin{aligned} (F_a)''_{zz} - \lambda^2 F_a &= 0, \quad -h_2 \leq z \leq h_2, \\ \frac{\partial F_a(h_1)}{\partial z} &= 0, \quad \frac{\partial F_a(-h_2)}{\partial z} = 0, \\ \left[\frac{\partial F}{\partial z} \right] \Big|_{z=0} &= \lambda^2 \rho \int_0^\infty \bar{\lambda} [F_{a2}(0) + F_{n2}(0)] \Psi_S(\lambda, \bar{\lambda}) d\bar{\lambda}, \\ [F_a] \Big|_{z=0} &= \frac{\lambda}{\rho} \int_0^\infty \left[\frac{\partial F_{a1}(0)}{\partial z} + \frac{\partial F_{n1}(0)}{\partial z} \right] \Psi_T(\lambda, \bar{\lambda}) d\bar{\lambda}, \end{aligned} \quad (3.180)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \Psi_S &= \int_0^\infty J_1(\lambda r) J_1(\bar{\lambda} r) r S(r) dr, \\ \Psi_T &= \int_0^\infty J_0(\lambda r) J_0(\bar{\lambda} r) r T(r) dr. \end{aligned} \quad (3.181)$$

$$(3.182)$$

Опуская промежуточные выкладки, приведем решение в виде, пригодном для численной реализации на ЭВМ:

$$F(z) = -Y(\lambda) \cdot \frac{1}{\lambda} \cdot \frac{\text{ch}[\lambda(h_1 - z)]}{\text{sh}(\lambda h_1)}, \quad z \geq 0, \quad (3.183)$$

где функция Y является решением системы интегральных уравнений:

$$\begin{aligned} Y &= \frac{\lambda^2 s_1 c_2}{e} f_2 - \frac{\lambda^2 s_1 s_2}{e} f_1, \\ X &= \frac{\lambda c_1 c_2}{e} f_2 - \frac{\lambda^2 s_1 c_2}{e} f_1, \end{aligned} \quad (3.184)$$

$e = \text{sh}[\lambda(h_1 + h - 2)]$, $s_i = \text{sh}(\lambda h_i)$, $c_i = \text{ch}(\lambda h_i)$ ($i = 1, 2$),

$$f_2 = \int_0^\infty [X + F_n(0)] \Psi_S(\lambda, \bar{\lambda}) \bar{\lambda} d\bar{\lambda},$$

$$f_1 = \int_0^{\infty} \left[X + \frac{\partial F_n(0)}{\partial z} \right] \Psi_T(\lambda, \bar{\lambda}) d\bar{\lambda},$$

Итак, задавшись конкретным распределением продольной проводимости и поперечного сопротивления, определяем функции Ψ_T и Ψ_S , затем решаем систему интегральных уравнений (3.184). Выражения для функции F нормального поля даны в (3.125)-(3.127). Определив функцию Y , по (3.183) находим аномальную часть F на дневной поверхности. Пользуясь определениями (3.176), (3.178), находим, наконец, компоненты нормального и аномального полей.

По описанному выше алгоритму выполнен большой объем расчетов методического характера [89]. Интегральные уравнения решаются путем сведения к системам линейных алгебраических. Основные трудности при расчетах связаны с осциллирующим поведением функций Ψ . В качестве примера приведем результаты расчета поля точечного источника, заземленного в подошву однородного слоя (H, ρ) , содержащего T -диск ($T = H\rho$, $R = 4H$), окруженный S -кольцом ($S = H/\rho$, $R_1 = 4H$, $R_2 = 5H$). На рис.3.24 представлена нормированная дифференциальная кривая $(d(E_r/E_r^n)/dr$ – в соответствии с описанной выше методикой), где нормирующий градиент E_r^n рассчитан для некоторой горизонтально-слоистой среды (в данном случае вместо TS -объекта включена в слой T -плоскость с тем же значением $T = H\rho$). Такая трансформация градиента весьма эффективно визуализирует информацию о границах простирающихся включений. Кривая имеет характерный вид ("шляпа Гендельмана"). Положение водонефтяного контакта, моделируемого здесь замещением поперечного сопротивления продольной проводимостью, а также и внешний край водного окаймления, отмечаются экстремумами на кривой.

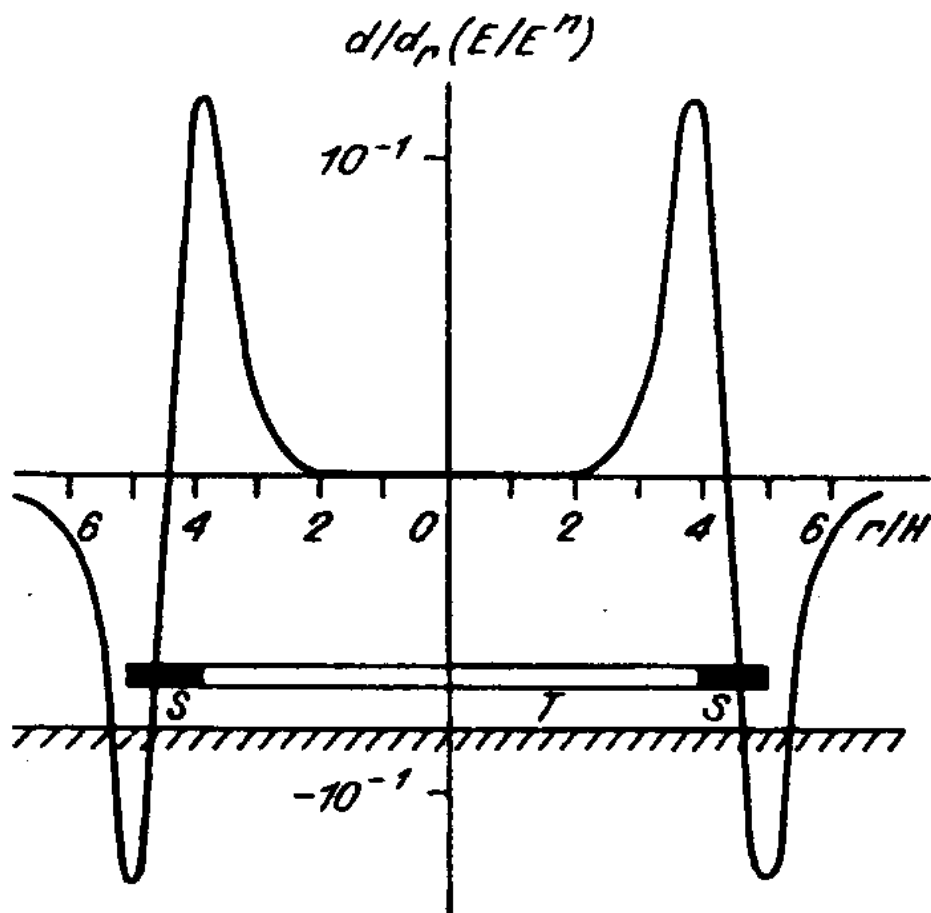


Рис. 3.24: Определение положения водонефтяного контакта.

3.4.6 Учет влияния металлической обсадной колонны

Успешная реализация достоинств наземно-скважинных методов электроразведки (НСЭ) – приближение элементов приемно-питающей установки к объекту изучения, возможность образования конфигурации поля, наиболее чувствительной к объекту – существенно зависит от размещения установки в скважине. Рассмотрим принципиальный момент этой проблемы – влияние металлической обсадной колонны на создаваемое установкой поле. Если оно велико и не поддается учету, это резко снизит значение методов НСЭ, поскольку использование необсаженных скважин вряд ли возможно в широких масштабах.

Анализ применения обсадной трубы для погружения в нее источника

включает на первом этапе решение вопроса о характере стекания тока с колонны в среду в зависимости от параметров среды и положения источника. Этот вопрос рассматривался В.С.Моисеевым на примере обсаженной скважины, помещенной в проводящее полупространство. Для сред с различной проводимостью им сделаны расчеты методом электротехнического эквивалента, результаты расчетов сравнивались с экспериментальными данными, сделаны определенные методические заключения.

Здесь развивается иной подход, позволяющий рассчитать распределение стекающего тока в более сложных геоэлектрических условиях. Сразу следует выделить ситуацию, когда область стекания тока в основном сконцентрирована вблизи точки заземления источника. В этом случае колонну можно игнорировать и пользоваться представлением о точечном источнике. Однако предварительные расчеты показывают, что, например, для условий Восточной Сибири это не справедливо. В силу значительного удельного сопротивления вмещающей среды (примерно $700 \text{ Ом}\cdot\text{м}$) плотность стекающего тока медленно уменьшается вниз по колонне, так что целесообразность погружения источника становится сомнительной. Но если скважина пересекает хорошо проводящие горизонты, например, водонасыщенный коллектор (что типично для Восточной Сибири), то значительная часть тока будет попадать в эти горизонты непосредственно по колонне, обеспечивая возможность их прослеживания. Ниже количественно анализируется эта ситуация.

Постановка и решение задачи для полупространства. Пусть в полупространство с удельным сопротивлением ρ погружена колонна длиной L и радиусом a . Источник постоянного тока силой I заземлен на колонну в точке z_0 (рис.3.25). Распределение стекающего тока найдем способом, использованным в [29] для расчета сопротивления линейного заземления. Постановка и решение задачи сводятся к следующему: рас-

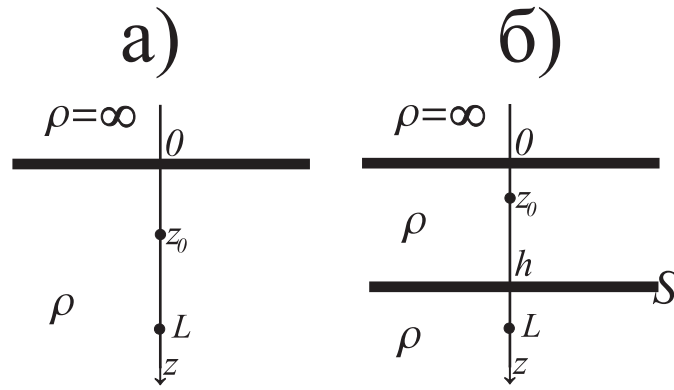


Рис. 3.25: Модели.

смаатриваем колонну как проводящую линию с линейным сопротивлением

$$q = \rho_m / S_m, \quad (3.185)$$

где ρ_m – удельное сопротивление материала колонны (сталь, $\rho_m = 2.5 \cdot 10^{-7} \text{ Ом} \cdot \text{м}$), S_m – проводящее сечение трубы.

Примем следующие условия:

1) токи, стекающие с торцов колонны, равны нулю (для верхнего торца это очевидно, а токами, стекающими с нижнего торца, можно пренебречь из-за его малой поверхности по сравнению с боковой);

2) сопротивление стеканию g определяется только сопротивлением вмещающей среды, а именно:

$$g = k \cdot \rho, \quad (3.186)$$

где k – коэффициент, слабо зависящий от длины и радиуса колонны.

Если представить колонну вытянутым эллипсоидом вращения с полуосями $L/2$ и a , то согласно [29],

$$k = \frac{1}{2\pi} \cdot \ln \frac{L}{a}. \quad (3.187)$$

Потенциал вдоль колонны удовлетворяет уравнению

$$U''_{zz}(z) = \frac{q}{g} U(z). \quad (3.188)$$

Протекающий по колонне ток $I_{\Pi}(z)$ связан с потенциалом:

$$I_{\Pi}(z) = -\frac{1}{g}U'_z(z). \quad (3.189)$$

Стекающий в среду ток определяется изменением протекающего. С малого участка трубы Δz стекает ток

$$\Delta I_C = \Delta z \frac{dI_{\Pi}}{dz} = -\frac{1}{g}U(z)\Delta z. \quad (3.190)$$

Кроме того, на потенциал должны быть наложены условия:

а) на дневной поверхности и на нижнем конце

$$U'_z|_{z=0} = 0, \quad U'_z|_{z=L} = 0; \quad (3.191)$$

б) в точке подключения источника (потенциал непрерывен, а сумма протекающих вверх и вниз токов равна полному току)

$$[U]|_{z=z_0} = 0, \quad [U'_z]|_{z=z_0} = qI; \quad (3.192)$$

Решая уравнение (3.188) и учитывая условия а), б), найдем, что

$$\begin{aligned} U_1 &= I \frac{q \operatorname{ch}[\alpha(L - z_0)] \operatorname{ch}(\alpha z)}{\alpha \operatorname{sh}(\alpha L)}, \quad 0 \leq z \leq z_0, \\ U_1 &= I \frac{q \operatorname{ch}(\alpha z_0) \operatorname{ch}[\alpha(L - z)]}{\alpha \operatorname{sh}(\alpha L)}, \quad z_0 \leq z \leq L, \end{aligned} \quad (3.193)$$

где $\alpha = \sqrt{\frac{g}{\rho}} = \sqrt{\frac{\rho_m}{\rho} \cdot \frac{1}{S_m k}}$.

Зная потенциал, по (3.190) имеем распределение стекающего тока.

Плоскость S в полупространстве. Найдем распределение потенциала для случая, когда колонна пересекает тонкий проводящий слой с продольной проводимостью S . Для этого необходимо решить краевую задачу для потенциала, описанную выше, добавив условия в точке пересечения колонны с S -плоскостью.

Для определения этих условий рассмотрим пласт конечной мощности Δh с сопротивлением ρ_s ($S = \Delta h / \rho_s$), помещенный в среду с сопротивлением ρ . В точках пересечения скважины с границами пласта должны

соблюдаться условия непрерывности потенциала и его производной. Для потенциала на участке трубы в пределах границ пласта, согласно уравнению для U (3.188),

$$U_s = A_s \exp(\alpha_s z) + B_s \exp(-\alpha_s z), \quad (3.194)$$

где $\alpha_s = \sqrt{q/(k\rho_s)}$.

На границах ($z = h$ и $z = h + \delta h$) имеем соотношения

$$\begin{aligned} U_1 &= A_s \exp(\alpha_s h) + B_s \exp(-\alpha_s h), \\ U_1' &= \alpha_s [A_s \exp(\alpha_s h) - B_s \exp(-\alpha_s h)], \\ U_2 &= A_s \exp[\alpha_s (h + \Delta h)] + B_s \exp[-\alpha_s (h + \Delta h)], \\ U_2' &= \alpha_s \{A_s \exp[\alpha_s (h + \Delta h)] - B_s \exp[-\alpha_s (h + \Delta h)]\}, \end{aligned} \quad (3.195)$$

Используя разложения в ряд Тейлора по малому параметру Δh в окрестности h , получим

$$\begin{aligned} U_2(h + \Delta h) &\approx U_1(h) + \Delta h U_1'(h), \\ U_2'(h + \Delta h) &\approx U_1'(h) + \Delta h \alpha_s^2 U_1(h), \end{aligned} \quad (3.196)$$

Поскольку $\Delta h \alpha_s^2 = \Delta h q / (k\rho_s) = Sq/k$, приходим к условиям на S -плоскости:

$$\begin{aligned} U_2 &= U_1, \\ U_2' - U_1' &= S\rho\alpha^2 U, \end{aligned} \quad (3.197)$$

Решая краевую задачу с учетом этих условий, получим следующее решение для S -плоскости, помещенной на уровень $z = h$:

$$\begin{aligned} U(z) &= U_n(z) + U_a(z), \\ U_a^{(1)}(z) &= -\beta U_n(h) \operatorname{ch}[\alpha(L-h)] \operatorname{ch}(\alpha z) / E, \quad 0 \leq z \leq h, \\ U_a^{(1)}(z) &= -\beta U_n(h) \operatorname{ch}[\alpha(L-z)] \operatorname{ch}(\alpha h) / E, \quad h \leq z \leq L, \\ E &= \operatorname{sh}(\alpha L) + \beta \operatorname{ch}(\alpha h) \operatorname{ch}[\alpha(L-h)] \\ \beta &= S\rho\alpha, \end{aligned} \quad (3.198)$$

а функция $U_n(z)$ – потенциал в отсутствии S -плоскости – определяется выражениями (3.193).

Плотность стекающего тока теперь можно записать:

$$\frac{dI_c(z)}{dz} = -\frac{1}{g}[U_n(z) + U_a(z)]. \quad (3.199)$$

Получим также выражение для тока, стекающего с колонны непосредственно в S -плоскости. Рассматривая тонкий пласт конечной мощности Δh , получим, что в пласт уходит ток

$$\Delta I = -\frac{\Delta h}{g_s}U(h) = -\frac{S\rho}{g}U(h). \quad (3.200)$$

где ρ и g – удельное сопротивление и сопротивление току стекания вмещающей среды.

Две S -плоскости в полупространстве. Для условий Восточной Сибири характерно наличие во вмещающей толще нескольких проводящих горизонтов, которые обычно мало различаются по глубине. Разрешающая способность наземных методов электроразведки оказывается недостаточной для отдельного изучения таких горизонтов. В этом случае совершенно необходимо погружение источника поля с целью дифференцированного заряда проводящих пластов. Однако, если используется обсаженная скважина, то металлическая колонна, электрически соединяя проводящие горизонты, может существенно помешать отдельному возбуждению объектов. Таким образом, необходимо рассмотреть задачу о распределении стекающего тока в присутствии двух S -плоскостей.

Поместим первую S -плоскость с проводимостью S_1 на глубину h_1 , вторую (S_2) на глубину h_2 . Учитывая дополнительно условия на новой S -границе, получим следующее выражение для долей тока, втекающих в пласты непосредственно с колонны:

$$\begin{aligned} \Delta I_1 &= -\frac{S_1\rho}{g}[U_a(h_1) + U_n(h_1)], \\ \Delta I_2 &= -\frac{S_2\rho}{g}[U_a(h_2) + U_n(h_2)], \end{aligned} \quad (3.201)$$

где U_n (нормальный потенциал) определено выше, а для аномальной части потенциала имеем краевую задачу в области $0 \leq z \leq L$:

$$\begin{aligned} U''_{azz} - \alpha^2 U_a &= 0 \quad - \text{уравнение,} \\ U_a(0) = U_a(L) &= 0, \\ [U_a] = 0, \quad [U'_{az}] &= S_i \rho \alpha^2 [U_a + U_n], \quad z = h_i, \quad i = 1, 2. \end{aligned} \quad (3.202)$$

Решение не вызывает затруднений и приведено в [67].

О применимости полученных решений. Прежде чем перейти к обсуждению результатов, проанализируем характер допущений в постановке задачи. Определив сопротивление стекающего тока как $g = k\rho$ мы в сущности предположили, что характер стекания зависит лишь от вмещающей среды, непосредственно окружающей колонну. Если разрез достаточно выдержан по горизонтали, как обычно бывает в структурной электроразведке, это допущение выглядит оправданным. Обращаясь к рассмотренным моделям, можно заметить, что решение не зависит от того, что пересекает скважина безграничную S -плоскость или ограниченный по простиранию тонкий пласт. Понятно, если скважина проходит вблизи края S -объекта, это должно сказаться на распределении стекающего тока.

Оценим размеры S -объекта, эквивалентного S -плоскости в смысле распределения стекающего тока. С этой целью рассмотрим заряженный идеально проводящий диск в проводящем пространстве. Используя решения [93] и предоставленную В.С.Моисеевым программу, рассчитаем поля в фиксированной точке $M(r, z)$ при изменении радиуса диска R . На рис.3.26 представлена зависимость компоненты аномального поля E_r^a в точке $M(1, 1)$ от R . Видно, что при $R = 2$ кривая практически выходит на асимптотическое значение. В реальной ситуации при небольших значениях продольной проводимости критический радиус, разумеется, гораздо меньше. Таким образом, полученные выше решения справедливы, если край объекта удален от скважины более, чем на две глубины

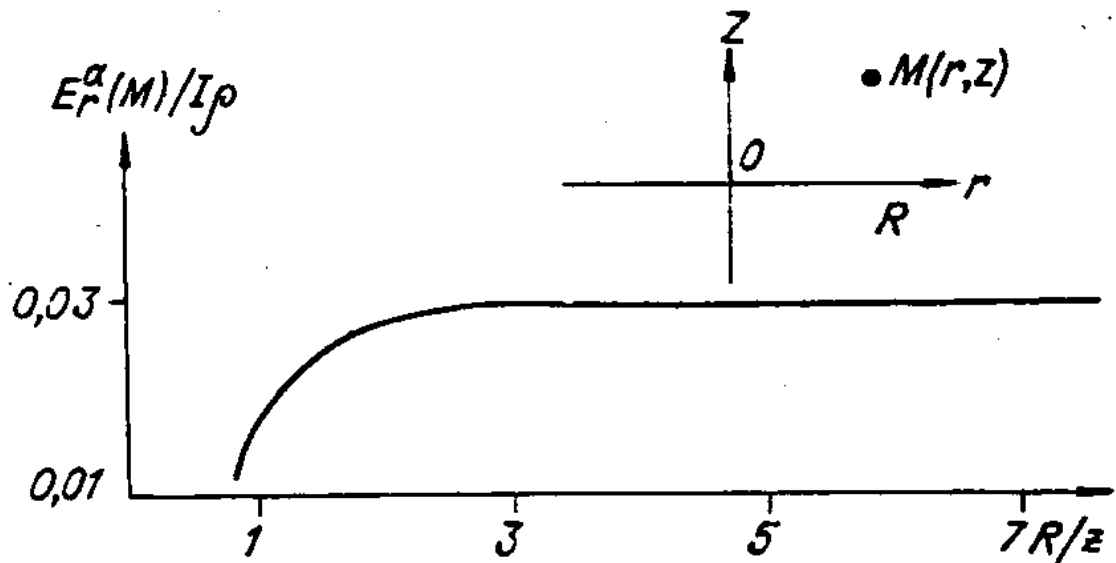


Рис. 3.26: Зависимость компоненты аномального поля E_r^a от радиуса диска.

погружения объекта (это весьма осторожная оценка, поскольку использовался идеально проводящий диск).

В некоторых простых случаях (например, бесконечная колонна, пересекающая S -плоскость) удастся получить строгое решение для поля в произвольной точке вне скважины. Сравнение результатов такого решения и решения с использованием рассматриваемого приближенного подхода при должном выборе коэффициента k дает хорошее совпадение (примерно 2%).

Использование обсаженной скважины в условиях Восточной Сибири. Рассматривая выражения (3.193), (3.198) и (3.200), необходимо отметить, что решающее значение для характера распределения тока имеет величина $a = \sqrt{q/g}$. Принимая удельное электрическое сопротивление колонны $\rho_m = 2.5 \cdot 10^{-7}$ Ом·м, внутренний и наружный диаметры ее $d_1 = 0.12$ и $d_2 = 0.15$ м, получим, согласно (3.185),

$$q = \rho_m / S_m = 3.9 \cdot 10^{-5} \text{ Ом/м.}$$

Сопротивление току стекания на единицу длины колонны (g) может

быть оценено с помощью соотношения (3.187). Поскольку на Сибирской платформе L изменяется от 2 до 4 км, что приводит к возрастанию g всего на 7%, можно принять $g = 1.7\rho$, а $\alpha = 5 \cdot 10^{-3} \sqrt{\rho}$. Удельное сопротивление среды будем считать в границах 70 – 100 Ом·м.

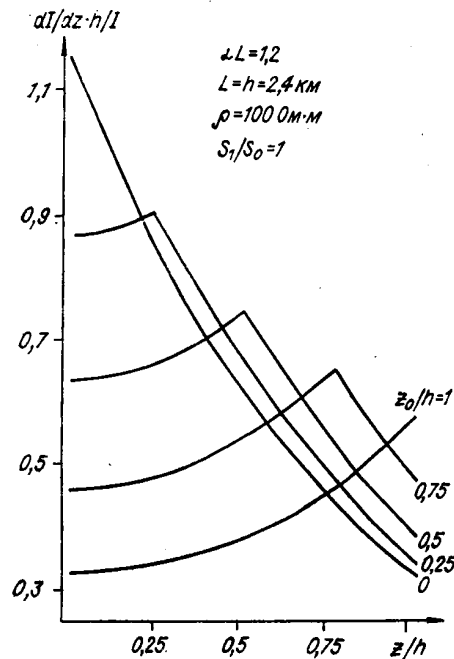


Рис. 3.27: Распределение стекающего тока при различных положениях точки заземления.

На рис.3.27 представлены кривые распределения стекающего тока для значения $\alpha L = 1.2$ при различном заземлении на колонну, пересекающую проводящий пласт на глубине $h = L = 2.4$ км, при фиксированной проводимости ($S = S_1$) горизонта. В точке заземления наблюдается максимум поля. С приближением точки заземления к проводящему горизонту все большая доля тока уходит в пласт (до 60% при заземлении в забое). Интересно оценить влияние величины продольной проводимости на величину тока, поступающего в пласт. На рис.3.28 представлены соответствующие кривые для различных положений точки заземления ($L = h = 2$ км, $\rho = 70$ Ом·м). Видно, что с увеличением S кривые для различных точек заземления быстро, уже при $S/S_1 \sim 1$, выходят на асимптотическое значение. Другой интересный момент заключается в том, что даже при

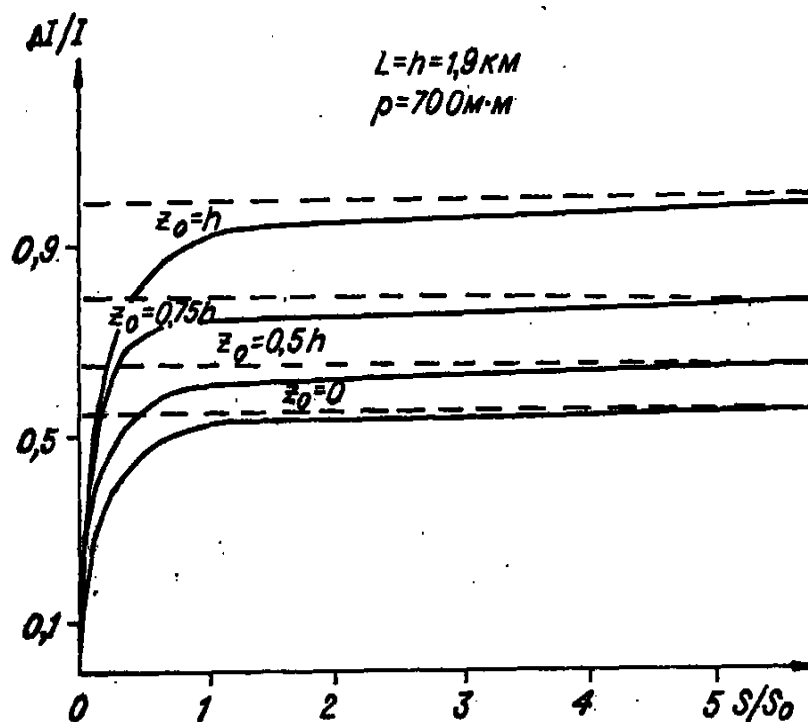


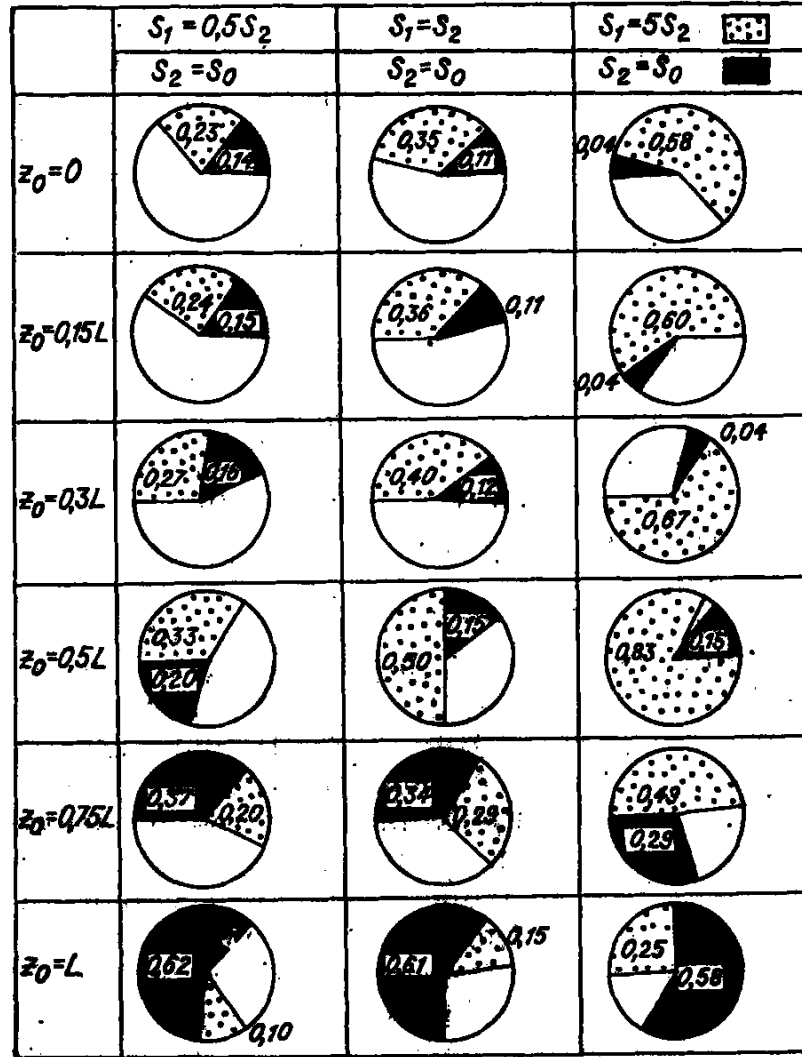
Рис. 3.28: Доля тока, стекающего в S -плоскость.

заземлении в устье колонны более 50% ($S > S_1$) тока попадает непосредственно в пласт. В этом случае колонна – благоприятный фактор, позволяющий обойтись без погружения источника.

Как уже отмечалось, одной из основных задач НСЭ в Восточной Сибири является раздельное изучение перекрывающих друг друга коллекторов.

На рис.3.29 изображены доли тока, стекающей в каждую из S -плоскостей, при фиксированной величине продольной проводимости второй плоскости и различных точках заземления. Расчеты проводились для тех же величин, что и в задаче с одной S -плоскостью. Глубина залегания первой S -плоскости в два раза меньше, чем второй S -плоскости.

При заземлении на устье скважины большая часть тока поглощается вышележащим проводящим пластом даже в том случае, если его продольная проводимость в два раза меньше, чем нижнего. Эта доля возрастает с увеличением проводимости нижнего слоя. Одновременно уменьша-

Рис. 3.29: Доли тока, стекающего в две S -плоскости.

ется доля тока, поглощаемого нижним пластом.

Погружение источника приводит к возрастанию доли токов, стекающих в оба пласта, по сравнению с током, уходящим в остальное пространство, однако отношение этих токов изменяется несущественно до тех пор, пока глубина заземления источника меньше или равна глубине залегания первого слоя. После прохождения первого слоя картина распределения тока между плоскостями резко меняется: все большая его часть уходит во второй пласт. Наконец, при помещении источника на уровень второго слоя он поглощает большую часть тока даже в том случае, если про-

проводимость нижнего горизонта меньше, чем верхнего. В частности, если проводимость верхнего слоя в пять раз выше, чем нижнего, последний все же поглощает в два раза меньший ток. Если же проводимость верхнего слоя в два раза меньше, чем нижнего, то в него натекает в шесть раз меньший ток.

Таким образом, в геоэлектрических условиях Восточной Сибири погружение источника тока в обсаженную скважину, расположенную в водонасыщенной части месторождения – эффективное средство отдельного изучения двух проводящих горизонтов. При этом заряд первого горизонта можно осуществлять (как и в случае одного коллектора в разрезе) либо погружением источника на его уровень, либо заземлением на устье. Для заряда нижнего горизонта совершенно необходимо помещение источника на его уровень.

3.4.7 Поле на дневной поверхности от источника, заземленного в обсаженной скважине

Выше мы исследовали вопрос о распределении стекающего с колонны тока. Этот анализ, конечно, позволил сделать некоторые полезные методические выводы. Однако в наземно-скважинной электроразведке изучается сигнал на дневной поверхности. Конечно, если изучаемый разрез низкоомный (как это имеет место, например, в Западной Сибири), то можно ожидать, что электрод, заземленный на металлическую колонну, можно с удовлетворительной точностью считать точечным (это ранее показано В.С.Карпием [38]). Но в общем случае заземление элементов приемно-питающей установки на обсадную металлическую колонну приводит к тому, что она существенно участвует в формировании электрического поля в Земле посредством своих параметров – удельного сопротивления материала, радиуса, длины, проводящего сечения. Соответственно, возникает необходимость в решении прямых задач, учиты-

вающих это обстоятельство,

Сейчас предлагается метод расчета поля источника постоянного тока, заземленного на обсадную колонну скважины в сложных геоэлектрических условиях. Задача решается суммированием полей точечных источников, распределенных по скважине. Это распределение мы, собственно, и научились (в некоторых приближениях) определять в предыдущем подразделе. Вначале проиллюстрируем влияние колонны на простом примере.

Колонна в полупространстве. Итак, среда – однородное проводящее полупространство с удельным сопротивлением ρ , которое от дневной поверхности пересекается полубесконечной колонной радиуса a с удельным сопротивлением материала ρ_m . Источник заземлен в точке z_0 (рис.3.30а).

Воспользовавшись известным [23] решением для среды с цилиндрическими границами и учтя дневную поверхность как плоскость симметрии двух решений, получим потенциал на дневной поверхности в виде

$$\varphi = \frac{I_0 \rho}{\pi^2} \int_0^{\infty} \frac{\cos(\lambda z_0 K_0(\lambda r) d\lambda}{1 + \lambda a (\rho/\rho_m - 1) K_0(\lambda a) I(\lambda a)}, \quad (3.203)$$

где I_0 – ток источника, $K_0(x)$, $I_0(x)$ – модифицированные функции Бесселя, r – расстояние на дневной поверхности от устья скважины до точки наблюдения (разнос).

Формула (3.203) справедлива для цилиндра любого радиуса и произвольного удельного сопротивления, но в нашем случае удельное сопротивление металла колонны на шесть порядков меньше ρ – удельного сопротивления вмещающей среды. Кроме того, радиус колонны много меньше величины разносов (r), на которых рассматривается потенциал. Поскольку сходимость интеграла в (3.203) определяется экспоненциальным спадом функции $K_0(\lambda r)$, можно считать, что $\lambda a \ll 1$. Таким обра-

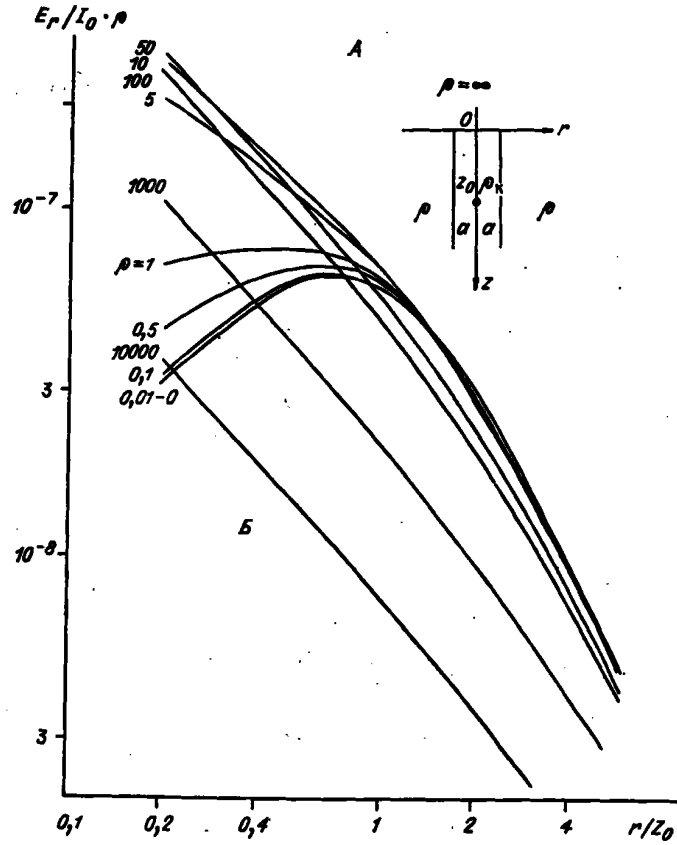


Рис. 3.30: Зависимость поля колонны на дневной поверхности от разности при различных сопротивлениях полупространства.

зом, приходим к формуле

$$\varphi = \frac{I_0 \rho}{\pi} \int_0^\infty \frac{\cos(\lambda z_0 K_0(\lambda r) d\lambda}{\pi - \frac{\lambda^2 \rho}{2q} \ln\left(\frac{\gamma \lambda a}{2}\right)}, \tag{3.204}$$

где γ – постоянная Эйлера, а $q = \rho_m(\pi a^2)$ имеет смысл сопротивления единицы длины колонны.

Из физических соображений ясно, что при уменьшении удельного сопротивления вмещающей среды или при увеличении продольного сопротивления колонны влияние ее должно падать. И в самом деле, выражение (3.204) при $(\rho/q) \rightarrow 0$ переходит в

$$\varphi = \frac{I_0 \rho}{\pi} \int_0^\infty \frac{\cos(\lambda z_0 K_0(\lambda r) d\lambda}{\pi} = \frac{I_0 \rho}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{r^2 + z_0^2}}, \tag{3.205}$$

т.е. в выражение для потенциала точечного источника.

Результаты более детального анализа формулы (3.204) приведены на рис.3.30б. Здесь представлены кривые градиента ($E_r/(I_0\rho)$) в зависимости от разноса для широкого диапазона сопротивлений среды. Источник подключен к колонне (стальная труба, внешний диаметр – 0.2м, внутренний – 0.18м) на глубине 1000м.

Отметим, что в диапазоне сопротивлений $0 \leq \rho \leq 0.10\text{Ом}\cdot\text{м}$ поле от колонны на дневной поверхности практически не отличается от поля точечного источника (на рис.3.30б этот диапазон представлен одной кривой). Следующий диапазон – $0.1 \leq \rho 100\text{Ом}\cdot\text{м}$ характеризуется тем, что приближение к полю точечного источника наблюдается при разносах $r \geq z_0$. Наконец, при $\rho > 500\text{Ом}\cdot\text{м}$ имеет место все более резкий отход кривых от значений поля точечного источника – колонна становится все более эквипотенциальным проводником.

Как видно, различие в геоэлектрических условиях района исследований может существенно оказаться на выборе методики наземно-скважинных измерений. Например, для Сибирской платформы, где среднее удельное сопротивление вмещающих пород составляет 50–100Ом·м, применение вертикальной электрической линии вряд ли возможно, так как токи большей частью будут замыкаться просто по колонне. Использование же однополярного источника потребует при интерпретации учета влияния колонны.

С иными условиями сталкивается наземно-скважинная электроразведка при исследовании нефтегазовых месторождений в мезозойских отложениях Западно-Сибирской плиты, среднее удельное сопротивление которых составляет 3 – 5Ом·м. Здесь заземления можно считать точечными, соответственно возможно использование вертикальной электрической линии.

Построение приближенного подхода. Выше рассмотрена задача для простейшей электрической среды. Появление хотя бы еще одной

границы, кроме дневной, принципиально осложняет решение, приводя к необходимости применения громоздких численных процедур. Однако следующий прием позволяет свести задачу к двум более простым.

Допустим, что скважина длиной L , в которой заземлен источник постоянного тока, пересекает некоторый геоэлектрический разрез. Обсадную колонну можно рассматривать как весьма протяженный линейный заземлитель с некоторым распределением стекающего тока. В общем случае это распределение зависит от всех параметров разреза. Предположим, что оно известно: с малого участка колонны Δl стекает в среду ток $\Delta I(l)$. Допустим также, что известен потенциал в любой точке пространства от точечного источника, помещенного в рассматриваемый разрез на глубине l :

$$\Delta\varphi = \frac{\Delta I(l)\rho}{4\pi}\psi(l, x, y, z). \quad (3.206)$$

Тогда полный потенциал в любой точке от заряженной колонны можно записать как

$$\varphi(x, y, z) = \frac{\rho}{4\pi} \int_0^{\infty} \frac{dI(l)}{dl} \psi(l, x, y, z) dl, \quad (3.207)$$

где dI/dl – плотность распределения стекающего тока.

Можно обобщить выражение (3.207) и на случай криволинейной скважины.

Итак, задача о поле заряженной колонны свелась к двум: распределение по скважине стекающего тока и поле точечного источника. Рассмотрим эти задачи.

Задача о поле точечного источника хорошо исследована для произвольной горизонтально-слоистой среды известны выражения в виде квадратур или рядов, получены решения для некоторых частных случаев горизонтально-неоднородных сред (например, [54]), наконец, разработаны и программно реализованы алгоритмы для произвольно неоднородных сред (например, [124]).

Что касается другой задачи – отыскание распределения стекающего тока то на первый взгляд она не выглядит проще, чем исходная, поскольку, строго говоря, распределение стекающего тока нужно признать зависимым от любых геоэлектрических качеств разреза. Однако, учитывая особые свойства обсадной колонны, рассматривая ее как длинное линейное заземление, допустив, что характер стекания зависит лишь от вмещающей среды, непосредственно окружающей колонн, можно решать эту задачу для произвольной изотропной горизонтально-слоистой среды. Причем решение будем считать справедливым и для горизонтально-неоднородных сред, если резкие нарушения горизонтальной однородности достаточно удалены от скважины. Метод решения был первоначально заимствован из [29], дальнейшее развитие и обоснование условий его применимости изложены в предыдущем подразделе и опубликованы в [67].

Решение для поля заряженной колонны, полученное предлагаемым методом, будем называть приближенным, имея ввиду допущения, используемые при расчете распределения стекания тока.

Колонна в полупространстве. Приближенное решение. Проверим теперь метод, получив решение для колонны в полупространстве по предлагаемому рецепту и сравнив его с полученным выше строгим решением.

Итак, пусть колонна длиной L помещена в полупространство с удельным сопротивлением ρ . Источник тока заземлен на глубине z_0 . Потенциал на дневной поверхности от точечного источника с током ΔI , расположенного на глубине l , есть

$$\Delta\varphi = \frac{\Delta I(l)\rho}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{r^2 + z_0^2}}. \quad (3.208)$$

Выше мы получили распределение плотности стекающего тока с колонны длиной L , помещенной в полупространство с удельным сопротив-

лением ρ , которое описывается следующим образом:

$$\begin{aligned}\frac{dI}{dl} &= -\frac{1}{g}U(L), \\ U(l) &= I_0 \frac{q \operatorname{ch}[\alpha(L - z_0)] \operatorname{ch}(\alpha l)}{\alpha \operatorname{sh}(\alpha L)}, \quad 0 \leq l \leq z_0, \\ U(l) &= I_0 \frac{q \operatorname{ch}(\alpha z_0) \operatorname{ch}[\alpha(L - l)]}{\alpha \operatorname{sh}(\alpha L)}, \quad z_0 \leq l \leq L,\end{aligned}\quad (3.209)$$

где $\alpha = \sqrt{q/g}$, $q = \rho_m/S_m$ – отношение удельного сопротивления металла колонны к ее проводящему сечению, т.е. q – сопротивление единицы длины колонны протекающему току, $g = k\rho$ – сопротивление току стекания с одного метра колонны, k – коэффициент, слабо зависящий от длины и радиуса колонны.

Если представить колонну вытянутым эллипсоидом вращения с полуосями $L/2$ и a , то можно принять [29]:

$$k = \frac{1}{2\pi} \ln \left(\frac{L}{a} \right) \quad (3.210)$$

Теперь потенциал на дневной поверхности от заряженной колонны, согласно (3.207), можно записать как

$$\varphi = -\frac{\rho}{2\pi g} \int_0^\infty \frac{U(l) dl}{\sqrt{r^2 + z_0^2}}. \quad (3.211)$$

Воспользовавшись соотношением

$$\frac{1}{\sqrt{r^2 + z_0^2}} = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty K_0(\lambda r) \cos(\lambda l) d\lambda,$$

устремив величину L в бесконечность и производя интегрирование по l , учитывая определения α и g , получим выражение

$$\varphi = \frac{I_0 \rho}{\pi^2} \int_0^\infty \frac{\cos(\lambda z_0) K_0(\lambda r) d\lambda}{\pi - \frac{\lambda^2 \rho}{2q} (-2\pi k)}, \quad (3.212)$$

в отличие от строгого решения (3.204), которое здесь снова выпишем:

$$\varphi = \frac{I_0 \rho}{\pi^2} \int_0^\infty \frac{\cos(\lambda z_0) K_0(\lambda r) d\lambda}{\pi - \frac{\lambda^2 \rho}{2q} \ln \left(\frac{\gamma \lambda a}{2} \right)}.$$

Сравнение этих выражений показывает, что приближение состоит в том, что в подинтегральном выражении функция $\ln(\gamma\lambda a/2)$ заменяется на константу $(-2\pi k)$.

Использование выражения (3.212) вместо (3.204) означает необходимость признать зависимость коэффициента k от всех параметров (r, ρ, z_0) , входящих в подинтегральное выражение. Рассмотрим эти зависимости.

Зависимость от разноса r . Из общих физических соображений можно предположить, что с удалением точки измерений от скважины различие между точным решением (3.204) и приближенным (3.212) будет уменьшаться. Как показывают расчеты, относительная ошибка меньше двух процентов при $r \geq 600\text{м}$ ($z_0 = 1000\text{м}$, $\rho = 100\text{Ом}\cdot\text{м}$).

Зависимость от ρ . Анализ расчетов по формулам (3.204) и (3.212) показывает, что изменение удельного сопротивления вмещающего колонну полупространства относительно слабо влияет на относительную погрешность. Можно выбрать значение k , при котором ошибки при пользовании приближенного решения (3.212) будет допустимой в широком диапазоне значений ρ . Например, для $z = 1000\text{м}$ и при $k = 1.5$ обеспечивается отличие от точечного решения менее 3% при $1 \leq \rho \leq 100\text{Ом}\cdot\text{м}$.

Зависимость от z_0 . Сравнение точечного и приближенного расчетов для различных значений z_0 показывает, что при $r \geq 600\text{м}$ и $\rho > 10\text{Ом}\cdot\text{м}$ ошибка не превышает 2%.

Можно сделать общий вывод, практически важный: в широком реально используемом диапазоне изменения параметров z_0, r, ρ коэффициент k – коэффициент пропорциональности между сопротивлением стеканию тока с колонны и удельным сопротивлением среды достаточно положить равным 1.5, чтобы обеспечить относительную ошибку приближенного решения в 3% - не более. Таким образом, в принятом нами определении, сопротивление току стекания постоянно вдоль колонны и зависит (линейно) только от удельного сопротивления вмещающей сре-

ды. Однако, этот вывод мы сделали на основании сравнения точного и приближенного решений для полубесконечной колонны. Вполне допустимо, что для реальной колонны конечной длины сопротивление стеканию будет значительно меняться вдоль скважины. На рис.3.31 представле-

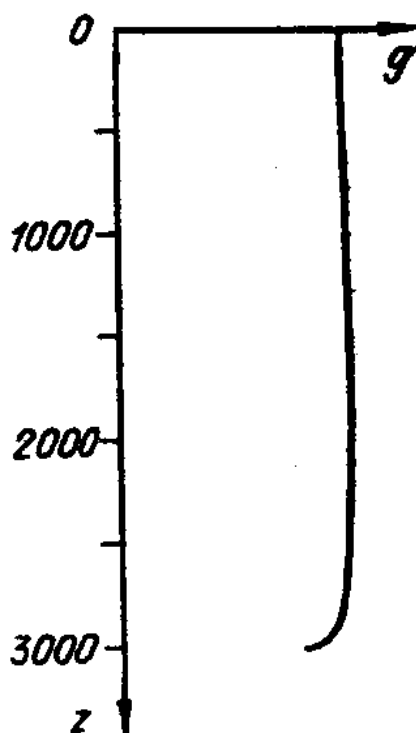


Рис. 3.31: Сопротивление току стекания по колонне конечной длины.

на кривая сопротивления току стекания (с одного метра), построенная по расчетам, выполненным В.С.Моисеевым и сотрудниками по методу электротехнического эквивалента [74] для скважины длиной 3000м и $\rho = 50 \text{ Ом}\cdot\text{м}$. Сами значения $g (\sim 100 \text{ Ом}\cdot\text{м})$ отличаются от нашего значения $g = 1.5\rho = 7.5 \text{ Ом}\cdot\text{м}$, поскольку при расчете методом электротехнического эквивалента поверхность скважины разворачивалась в пластину (одностороннюю) и сопротивление вследствие этого завышалось, однако "краевой" эффект в этом методе учитывался и он виден на рис.3.31, так же, как и то, что им можно пренебречь и считать сопротивление стеканию постоянным по колонне.

Поле колонны, пересекающей S -плоскость Мы констатировали, что предлагаемый способ решения задачи о поле колонны с использованием приближенного определения распределения стекающего тока вполне оправдан, по крайней мере, в однородном полупространстве. Покажем, что и в резко неоднородной по вертикали среде приближенное решение достаточно близко к точному, причем при том же значении k .

В качестве такой среды, позволяющей получить точное решение, возьмем однородное пространство с удельным сопротивлением ρ , вмещающее плоскость S с проводимостью S_{Π} . Бесконечная колонна пересекает все пространство и S -плоскость по оси z . Источник помещен в начало координат – в точку пересечения оси скважины (ось z) с плоскостью S .

Строгое решение получим несколько иначе, чем мы это сделали для полупространства, заменив колонну S -поверхностью в виде цилиндра радиуса a с продольной проводимостью S_K . Для такой модели удастся разделить переменные в краевой задаче для потенциала в цилиндрической системе координат.

Удовлетворив обычным требованиям для потенциала и условиям для градиентов на S -поверхностях:

$$[E_z]|_{S_K} = 0, \quad [H_{\varphi}]|_{S_K} = -S_K E_z, \quad (3.213)$$

$$[E_r]|_{S_{\Pi}} = 0, \quad H_{\varphi}|_{S_{\Pi}} = -S_{\Pi} E_r, \quad (3.214)$$

разделив переменные в уравнении Лапласа, получим, что

$$\varphi = \frac{I_0 \rho}{2\pi} \int_0^{\infty} K_0(\lambda r) \left\{ \frac{\cos(\lambda z)}{\pi - \frac{\lambda^2 \rho}{2q} \ln\left(\frac{\gamma \lambda a}{2}\right)} - \rho S_{\Pi} \frac{\cos(\lambda z) + |\sin(\lambda z)|}{\left[\pi - \frac{\lambda^2 \rho}{2q} \ln\left(\frac{\gamma \lambda a}{2}\right)\right] [2 + \lambda \rho S_{\Pi}]} \right\} d\lambda, \quad (3.215)$$

где $q = 1/(2\pi a S_K)$ – продольное сопротивление колонны. Здесь учтено, что $r \gg a$ и $\rho/\rho_m \sim 10^6$.

Первый член представляет собой решение для потенциала в отсутствие S -плоскости, второй – аномальная часть φ .

Найдем теперь приближенное решение. По предлагаемому рецепту необходимо сначала получить распределение стекающего тока с колонны, пересекающей пространство и плоскость S , что нами и проделано выше (см. также [67]). Кроме того, нужно знать выражение для потенциала точечного источника при произвольном его положении на оси z для той же среды. Поле точечного источника в однородном пространстве, вмещающем S -плоскость нами уже рассматривалось (3.100) Подставив соответствующие функции в (3.207) и проинтегрировав по бесконечной колонне, получим:

$$\varphi = \frac{I_0 \rho}{2\pi} \int_0^{\infty} K_0(\lambda r) \left\{ \frac{\cos(\lambda z)}{\pi - \frac{\lambda^2 \rho}{2q}(-2\pi k)} - \rho S_{\Pi} \frac{\cos(\lambda z) + |\sin(\lambda z)|}{\left[\pi - \frac{\lambda^2 \rho}{2q}(-2\pi k)\right] [2 + \lambda \rho S_{\Pi}]} \right\} d\lambda, \quad (3.216)$$

Сравнение формул (3.215) и (3.216) показывает, что, как и в случае однородного полупространства, приближение сводится к тому, что в подынтегральном выражении функции $\ln(\gamma \lambda a/2)$ заменяется на константу $(-2\pi k)$. Сравнение численных расчетов, проведенных по обеим формулам, показывает, что величина k , при которой погрешность приближения менее 5%, одинакова как для нормального поля, так и для аномального и для всех реальных значений параметров r , S_{Π} , ρ близка к 1.5.

Поле колонны в сложных средах. Считая развитый выше метод расчета поля от обсадной колонны достаточно обоснованным, применим его к ситуациям более сложным.

Во-первых, заметим, что нетрудно получить решение для колонны в произвольной горизонтально-слоистой среде. Поле точечного источника хорошо изучено, а распределение стекающего тока с колонны, пересекающей N -слойную горизонтально-слоистую среду, можно определить, пользуясь нашим приближенным способом. Не приводя формулы, отметим, что окончательный результат после интегрирования по скважине представляется в виде квадратуры, которую нужно вычислять на ЭВМ.

Применим предлагаемый метод расчета в ситуации, характерной для условий Сибирской платформы. Получим решение для поля колонны, пересекающей водонасыщенную часть коллектора, моделируемую S -диск, перекрытого экраном – T -плоскостью. Вмещающая среда – однородный пласт на изолирующем основании. Пусть S -диск расположен в основании пласта, мощность которого $h \leq L$ – длины колонны, T -плоскость помещена на глубине h_T .

Поле точечного источника (на глубине l , ось z – вниз) в таких условиях (двухмерная задача) получим методом частичного разделения переменных, изложенным выше и предложенным в нашей работе [54]:

$$\varphi = \frac{I\rho}{4\pi} \int_0^{\infty} J_0(\lambda r) F(\lambda, z, l) d\lambda, \quad (3.217)$$

на дневной поверхности ($z = 0$)

$$F(\lambda, 0, l) = F_n(\lambda, 0, l) + \tau \frac{\partial F_n(\lambda, h_T, l)}{\partial z} + F_S(\lambda, 0, l),$$

где

$$F_n(\lambda, z, l) = \frac{2}{\text{sh}(\lambda h)} \times \begin{cases} \text{ch}(\lambda z) \text{ch}[\lambda(h-l)], & z \leq l, \\ \text{ch}[\lambda(h-z)] \text{ch}(\lambda l), & z \geq l, \end{cases}$$

$$F_S = -\frac{\lambda D}{e} \rho S R \int_0^{\infty} \Psi_s \bar{\lambda} \left[F_S + F_n(\bar{\lambda}, 0, l) - \tau_0 \frac{\partial F_n(\lambda, h_T, l)}{\partial z} \right] d\bar{\lambda}, \quad (3.218)$$

$$D = \text{ch}(\lambda h) + \frac{T \text{ch}[\lambda(h-h_T)] \text{sh}(\lambda h_T)}{\rho e}$$

$$\tau = \frac{T \text{sh}[\lambda(h-h_T)]}{\rho e}, \quad \tau_0 = \frac{T \text{sh}(\lambda h_T)}{\rho e},$$

$$e = \text{sh}(\lambda h) + \frac{T}{\rho} \text{sh}(\lambda h_T) \text{sh}[\lambda(h-h_T)],$$

$$\Psi_s = \frac{1}{\lambda^2 - \bar{\lambda}^2} \bar{\lambda} J_1(\lambda R) J_0(\bar{\lambda} R) - \lambda J_0(\lambda R) J_1(\bar{\lambda} R),$$

T – поперечное сопротивление экрана, S – продольная проводимость S -диска, R – радиус S -диска.

Для определения F_S как функции от λ необходимо решить интегральное уравнение (3.218).

Распределение стекающего тока получим, воспользовавшись предложенным выше подходом (см. также [67]). В нашем приближении наличие T -плоскости не влияет на распределение стекающего тока также, как и конечные размеры S -объекта.

$$\frac{dI}{dl} = \frac{1}{g}[U_n(l, z_0) + U_S(l, z_0)], \quad (3.219)$$

где

$$U_n(l, z_0) = \frac{I_0 q}{\alpha} \frac{1}{\text{sh}(\alpha h)} \times \begin{cases} \text{ch}(\alpha l) \text{ch}[\alpha(h - z_0)], & 0 \leq l \leq z_0, \\ \text{ch}[\alpha(h - l)] \text{ch}(\alpha z_0), & z_0 \leq l \leq h, \end{cases}$$

$$U_S(l, z_0) = -\frac{S \rho \alpha U_n(h, z_0) \text{ch}(\alpha l)}{\text{sh}(\alpha h) + S \rho \alpha \text{ch}(\alpha h)},$$

q – продольное сопротивление одного метра колонны, $g = k\rho$ – сопротивление току стекания с одного метра, $\alpha = \sqrt{q/g}$ – важнейший параметр, определяющий всю "гиперболическую" картину распределения стекающего тока.

Можно представить α как

$$\alpha = \sqrt{\frac{\rho_m}{\rho} \cdot \frac{1}{S_m k}}.$$

Поскольку величины k и S_m – проводящее сечение колонны – стабильны, то α определяется корнем из отношения удельных сопротивлений металла колонны и окружающей породы.

Итак, в соответствии с предлагаемой методикой поле колонны, пересекающей пласт, содержащий T -плоскость на глубине h_T и S -диск на глубине h (в основании пласта), согласно (3.207), определяется как

$$\varphi(r, z, z_0) = \frac{\rho}{4\pi} \int_0^h \frac{dI(l, z_0)}{dl} \int_0^\infty J_0(\lambda r) F(\lambda, z, l) d\lambda dl, \quad (3.220)$$

где z_0 – положение заземления источника в колонне.

Интеграл по колонне от 0 до h берем аналитически, используя граничные условия, и окончательно найдем для потенциала на дневной поверхности от заряженной колонны:

$$\begin{aligned} \varphi(r, 0, z_0) = & -\frac{I_0\rho\alpha}{4\pi} \int_0^\infty \frac{J_0(\lambda r)}{\alpha^2 - \lambda^2} \left\{ \alpha F_n(\lambda, 0, z_0) + \alpha\tau \frac{\partial F(\lambda, h_T, z_0)}{\partial l} - \right. \\ & - \frac{2\lambda\tau d^2 I(h_T, z_0)}{I_0\alpha dl^2} - \frac{2\lambda dI(0, z_0)}{I_0\alpha dl} - \frac{S\rho\alpha dI(h, z_0)}{I_0 dl} \times - \\ & \left. \times \left[F_n(\lambda, 0, h) + \tau \frac{\partial F_n(\lambda, h_T, h)}{\partial l} \right] + X/D \right\} d\lambda. \end{aligned} \quad (3.221)$$

где X удовлетворяет уравнению

$$\begin{aligned} X = & -\frac{\lambda D}{e} S\rho R \int_0^\infty \Psi_S \bar{\lambda} (X + X_n) d\bar{\lambda}, \\ X_n = & \alpha F_n(\lambda, h, z_0) - \alpha\tau_0 \frac{\partial F(\lambda, h_T, z_0)}{\partial l} - \frac{2\lambda\tau_0 d^2 I(0, z_0)}{I_0\alpha dl^2} + \\ & + \frac{S\rho\alpha dI(H, z_0)}{I_0 dl} \left[-F_n(\lambda, h, h) + \tau_0 \frac{\partial F_n(\lambda, h_T, h)}{\partial l} - \frac{2\lambda}{S\rho\alpha^2} \right] \end{aligned}$$

Далее необходимо производить численный расчет. Соответствующая программа была составлена и использовалась для анализа возможностей определения положения края водонасыщенной части коллектора для условий Восточной Сибири (в частности, для Даниловской площади). Здесь мощность проводящей толщи $h = 2000\text{м}$, $\rho = 700\text{Ом}\cdot\text{м}$. Объект – водонасыщенная часть коллектора – моделируется в основании пласта диском с продольной проводимостью $S = 25\text{См}$. Экранирующие высокоомные отложения (траппы, соли) моделируются T -плоскостью с поперечным сопротивлением до $T = 5h\rho$ на глубине 1000м . Параметр α имеет значение 10^{-3}м^{-1} , т.е. влияние колонны значительно, но ее нельзя считать эквивалентным заземлением.

На рис.3.32 приведен фрагмент этого исследования. Здесь представлены трансформированные кривые поля (градиента E_r) по профилю – радиусу от устья скважины. Трансформация имеет целью подчеркнуть положение края и заключается в нормировании полного поля E_r на нор-

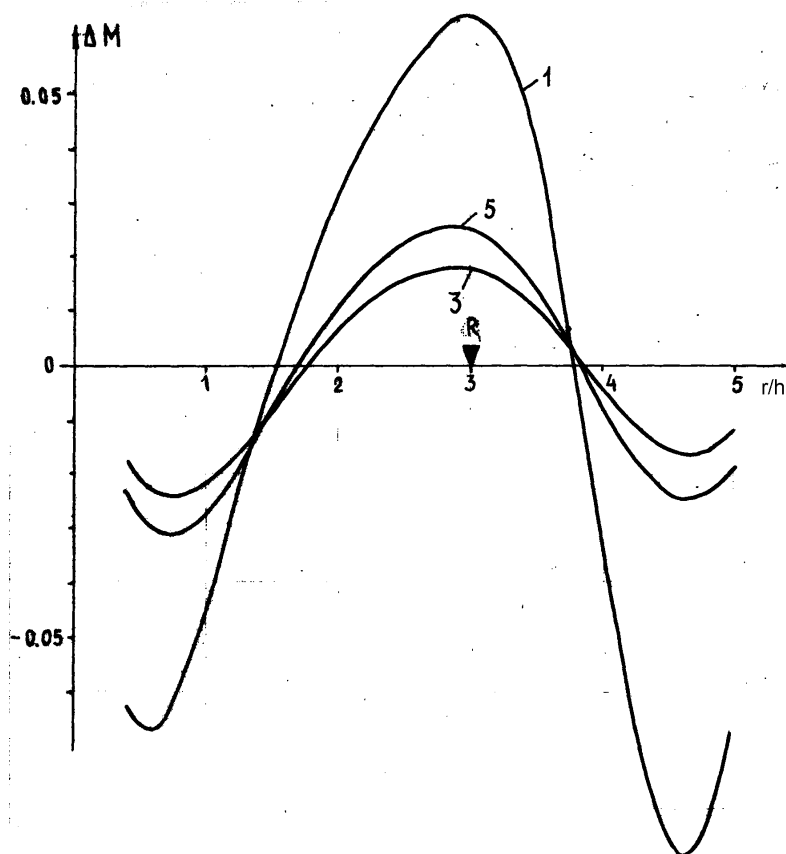


Рис. 3.32: Определение края водонасыщенной части экранированного коллектора.

мальное поле E_r^n (т.е. для той же установки и среды, но без объекта) с последующим дифференцированием (как это обосновано выше). Положение края ($R = 6000\text{м}$) отмечается максимумом. Источник заземлен на глубине 1600м .

Кривая 7 дает наиболее четкое определение положения края диска. Это случай, когда отсутствуют экран и колонна. Заземление на колонну (кривая 1) в отсутствие экрана слабо сказывается на точности определения края. Кривые 2 и 3 рассчитаны с учетом экрана, соответственно, для точечного и заземленного на колонну источников. ЭДС над краем со стометровой линии на 1А тока источника составляет $60 - 80\text{мкВ}$.

В заключении подчеркнем, что несмотря на имеющиеся программные комплексы для расчета полей в произвольных трехмерных средах необходимость в специализированных алгоритмах, как, например, для ис-

точника, заземленного на обсадную колонну, несомненна, поскольку это снижает требования к ресурсам ЭВМ и позволяет оперативно отвечать на вопросы методики полевых работ и интерпретации результатов наблюдений.

3.5 Становление поля линии, заземленной в обсаженной скважине

Завершая этим разделом главу 3, посвященную свойствам ТМ-поля, мы здесь, оставаясь в кругу проблематики наземно-скважинной электро-разведки, в то же время возвращаемся к переходному режиму, который все-таки в основном и определяет содержание диссертационной работы.

Устанавливаемое поле, возбуждаемое вертикальным электрическим диполем (ВЭД), исследовалось выше. Полученные теоретические результаты показали, что поле такого источника в средах с изолирующим основанием обладает уникальными особенностями, в частности неограниченной разрешающей способностью, точнее, ограниченной только уровнем внешних помех и шумов регистрирующей аппаратуры. Обусловлено это тем, что в поздней стадии поле изменяется по экспоненциальному закону, причем показатель экспоненты зависит от всех геоэлектрических параметров среды. Устанавливаемое поле ВЭД имеет свойства, которые могут оказаться ценными для нефтяной электроразведки на Сибирской платформе. Одно из них состоит в том, что вклад аномального поля проводящего горизонта (водонасыщенного коллектора, например) в процессе становления неограниченно растет (до 100%), сколь бы малым ни был его вклад в суммарную продольную проводимость разреза. С другой стороны, влияние высокоомного перекрывающего экрана (соленосной толщи) меняется слабо.

Ранее предполагалось, что диполь заземлен в необсаженной скважине. Понятно, что наземно-скважинная электроразведка практически может

использовать только обсаженные скважины. Но при заземлении концов линии на обсадную колонну распределение стекающего тока существенно меняется. Если среда низкоомна ($\sim 2 - 4 \text{ Ом}\cdot\text{м}$, как это имеет место в Западной Сибири), то ток стекает в среду с колонны с небольшого участка вблизи конца линии. Другое дело в Восточной Сибири, где удельное сопротивление среды много выше ($\sim 700 \text{ Ом}\cdot\text{м}$). Ток, прежде чем покинуть металлическую колонну, широко (по вертикали) распространяется по колонне. Если заземлена вертикальная линия, то часть тока просто замыкается по колонне.

Оценим влияние обсадной колонны на устанавливающееся поле вертикальной электрической линии, заземленной на колонну. Ранее мы приводили эти результаты в [69].

Пусть скважина длиной L пересекает (возможно, не до основания) двухслойный разрез с изолирующим основанием, мощность h и удельным сопротивлением ρ . Электроды генератора с током I_0 заземлены в точках z_{01} и z_{02} . Устанавливающееся поле после выключения такого источника можно разделить на три слагаемых – поле вертикальной линии $z_{01} - z_{02}$ с током I_0 и поля двух систем вертикальных линий. В каждой из этих систем каждая линия заземлена одним концом в точке заземления источника (z_{01} или z_{02}), а другим – в какой-либо точке колонны z ($0 \leq z \leq L$), с окрестности которой Δz стекает ток этой линии ΔI .

Приведем распределение стекающего тока при подключении источника в точке z_0 , которое мы определили выше (и ранее в [67]). До выключения с участка колонны Δz стекает ток

$$\Delta I(z) = -U(z)\Delta z/g. \quad (3.222)$$

Здесь $U(z)$ – потенциал по колонне:

$$U(z) = \frac{I_0 q}{\alpha \operatorname{sh}(\alpha L)} \times \begin{cases} \operatorname{ch}(\alpha z)\operatorname{ch}[\alpha(L - z_0)], & 0 \leq z \leq z_0, \\ \operatorname{ch}[\alpha(L - z)]\operatorname{ch}(\alpha z_0), & z_0 \leq z \leq L, \end{cases} \quad (3.223)$$

где $\alpha = \sqrt{q/g}$, $q = \rho/S_m$ – линейное сопротивление единицы длины колонны, ρ_m – удельное сопротивление металла колонны, S_m – проводящее сечение колонны, $g = k\rho$ – сопротивление стеканию единицы длины колонны, k – коэффициент, слабо зависящий от радиуса и длины колонны, значение которого обычно можно принять равным 1.5.

Таким образом, задача сводится к суммированию (интегрированию) полей вертикальных линий. Устанавливаемое после выключения тока поле вертикальной электрической линии (ВЭЛ) легко получить, проинтегрировав выражение для диполя выше. Для градиента на дневной поверхности имеем:

$$\begin{aligned} E_r^{\text{ВЭЛ}} &= \frac{I\rho}{\pi h} \sum_{n=1}^{\infty} Z_n^{\text{ВЭЛ}} T_n, \\ Z_n^{\text{ВЭЛ}} &= \cos\left(\frac{\pi n z_1}{h}\right) - \cos\left(\frac{\pi n z_2}{h}\right), \\ T_n &= \exp\left(\frac{n^2 \tau^2}{8h^2}\right) \cdot \int_0^{\infty} \frac{J_1(\lambda r) \lambda^2 \exp[-(\lambda^2 \tau^2)/(8\pi^2)]}{\lambda^2 + \pi^2 n^2/h^2} d\lambda, \end{aligned} \quad (3.224)$$

где z_1 и z_2 – положения точек заземления, $\tau = \sqrt{8\pi^2 t \rho / \mu_0}$, μ_0 – магнитная проницаемость (вакуума), I – ток в линии до выключения.

Рассмотрим поле связанное с одной из точек заземления, допустим, с z_{01} . Ток из точки z_{01} поступает по колонне ко всем точкам колонны и стекает в среду. Таким образом, с каждым участком трубы Δz мы связываем линию, заземленную в точке z_{01} и z . Суммируя поля всех линий вверх от z_{01} и вниз (т.е. интегрируя по z от 0 до L выражение (3.224), где теперь I есть функция от z (3.222), z_1 и z_2 – соответственно z_{01} и z и, учитывая, что токи в линиях над z_{01} и под z_{01} текут в противоположных направлениях, получим окончательно для поля становления от системы линий, связанных с z_{01} (на дневной поверхности):

$$E_r^{z_{01}} = \frac{I_0 \rho}{\pi h} \sum_{n=1}^{\infty} Z_n^{z_{01}} T_n, \quad (3.225)$$

где теперь

$$Z_n^{z_{01}} = -\frac{\alpha\pi n/h}{\operatorname{sh}(\alpha L)(\alpha^2 + \pi^2 n^2/h^2)} \left[\cos\left(\frac{\pi n z_{01}}{h}\right) \operatorname{sh}(\alpha L) - \sin\left(\frac{\pi n L}{h}\right) \operatorname{ch}(\alpha z_{01}) \right].$$

Для системы линий, связанных с точкой z_{02} , получим аналогичное выражение (место z_{01} занимает z_{02}). Наконец, суммируя эти два решения с разными знаками и добавляя поле линии $z_{01} - z_{02}$ с током I_0 , приходим к окончательному выражению для устанавливающегося поля ВЭЛ, заземленной на колонну на дневной поверхности двухслойного разреза с изолирующим основанием:

$$E_r = \frac{I_0 \rho}{\pi h} \sum_{n=1}^{\infty} Z_n T_n,$$

$$Z_n = \frac{\alpha}{\operatorname{sh}(\alpha L)(\alpha^2 + \pi^2 n^2/h^2)} \left\{ \alpha \operatorname{sh}(\alpha L) \left[\cos\left(\frac{\pi n z_{01}}{h}\right) - \cos\left(\frac{\pi n z_{02}}{h}\right) \right] - \frac{\pi n}{h} \sin\left(\frac{\pi n L}{h}\right) [\operatorname{ch}(\alpha z_{01}) - \operatorname{ch}(\alpha z_{02})] \right\}. \quad (3.226)$$

Заметим, прежде всего, что спад поля на поздних временах определяется первым членом и происходит экспоненциально:

$$E_r \approx \frac{I_0 \rho}{\pi h} \cdot Z_1 \cdot \exp\left(\frac{\tau^2}{8h^2}\right) \cdot \int_0^{\infty} \frac{J_1(\lambda r) \lambda^2 \exp[(-\lambda^2 \tau^2)/(8\pi^2)]}{\lambda^2 + \pi^2/h^2} d\lambda, \quad (3.227)$$

Оценивая влияние колонны сравнением поля колонны и линии, рассмотрим отношение полей в поздней стадии, взяв в (3.224) и (3.226) первые члены ряда:

$$\frac{E_r}{E_r^{\text{ВЭЛ}}} = \frac{Z_1}{Z_1^{\text{ВЭЛ}}} = \frac{\alpha\pi/h}{\alpha^2 + \pi^2/h^2} \cdot \frac{\sin(\pi L/h)}{\operatorname{sh}(\alpha L)} \cdot \frac{\operatorname{ch}(\alpha z_{01}) - \operatorname{ch}(\alpha z_{02})}{\cos(\pi z_{01}) - \cos(\pi z_{02})}. \quad (3.228)$$

При $L = h$ (колонна достигает фундамента) получаем особенно простой вид:

$$\frac{E_r}{E_r^{\text{ВЭЛ}}} = \frac{\alpha^2}{\alpha^2 + \pi^2/h^2}. \quad (3.229)$$

Таким образом, на поздней стадии ($\tau/h > 2$) влияние скважины эквивалентно уменьшению мощности источника на всех временах этой стадии

Таблица 3.1: Влияние колонны на поздних временах.

αh	$E_r/E_r^{\text{ВЭЛ}}$
1	0.092
2	0.288
3	0.447
5	0.717
10	0.910

и на всех разносах и определяется только параметром α . Простой расчет по формуле (3.229) дает следующую зависимость, представленную в табл.3.1.

На ранних временах поле близко к полю постоянного тока. Полагая $\tau \rightarrow 0$, получим для T_n

$$T_n \rightarrow T_n^0 = \int_0^\infty \frac{J_1(\lambda r) \lambda^2 d\lambda}{\lambda^2 + \pi^2 n^2 / h^2} = \frac{\pi n}{h} K_1 \left(\frac{\pi n r}{h} \right),$$

где $K_1(\pi n r / h)$ – модифицированная функция Бесселя.

Таким образом, в ранней стадии становления поле определяется для колонны выражением

$$E_r \approx \frac{I\rho}{\pi h} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{\pi n}{h} \right) Z_n K_1 \left(\frac{\pi n r}{h} \right), \quad (3.230)$$

а для линии

$$E_r^{\text{ВЭЛ}} \approx \frac{I\rho}{\pi h} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{\pi n}{h} \right) Z_n^{\text{ВЭЛ}} K_1 \left(\frac{\pi n r}{h} \right). \quad (3.231)$$

Учитывая поведение функции K_1 , можно утверждать, что на разносах, сравнимых или больших мощности h , поля колонны и линии определяются первыми членами рядов (3.230) и (3.231), так что отношение полей определяется теми же выражениями, что и на поздних временах, т.е. (3.228) или (3.229). Точный расчет с учетом и последующих членов рядов (3.230) и (3.231) дает для более широкого диапазона разносов зависимость соотношения E_r и $E_r^{\text{ВЭЛ}}$ на ранних временах ($L = h$), приведенную в табл.3.2.

Таблица 3.2: Влияние колонны на ранних временах.

αh	r/h	$E_r/E_r^{\text{ВЭЛ}}$
1	0.5	0.096
1	1.0	0.093
1	2.0	0.092
5	0.5	0.740
5	1.0	0.729
5	2.0	0.727
10	0.5	0.932
10	1.0	0.926
10	2.0	0.926

Сравнение табл. 3.1 и 3.2 позволяет сделать вывод, который и является основным результатом данного исследования: заземление линии в обсаженную скважину не изменяет пространственной конфигурации поля и поведения поля со временем, влияние колонны эквивалентно уменьшению тока источника. Это уменьшение на всех рабочих временах и разносах определяется формулой (3.228) или (3.229).

Покажем, как этот простой по своему смыслу результат проявляется в различных реальных ситуациях.

Для обсадных труб с внешним диаметром 0.15м и внутренним 0.12м можно предложить следующую формулу для α :

$$\alpha = 5 \cdot 10^{-3} / \sqrt{\rho}. \quad (3.232)$$

Воспользовавшись этой формулой, найдем, что диапазон $\alpha h = 1 \div 2$ соответствует условиям Восточной Сибири, а $\alpha h = 5 \div 10$ – условиям Западной Сибири.

Таким образом, в условиях Западной Сибири заземление линии в обсаженной скважине не приводит к каким-либо существенным потерям в энергетике, а процесс становления поля можно рассматривать как процесс становления от вертикальной линии с точечными заземлениями.

Оценим теперь перспективы применения режима становления при ис-

пользовании заземленных в обсаженной скважине электрических линий на Сибирской платформе. Как уже отмечалось, вертикальная электрическая линия в "чистом" виде в режиме становления – весьма эффективный ([18]) источник при выделении, разделении и оконтуривании водонасыщенной части коллектора. Однако, как следует из таблиц 3.1, 3.2 ($\alpha h \sim 1.5$), поле линии ослабляется на порядок при заземлении в обсаженной скважине. Учитывая технические ограничения на величину посылаемого в скважину тока, мы сталкиваемся с проблемой измерения сигнала от маломощного источника. Это обстоятельство может оказаться решающим, ибо эффективность ВЭЛ тем выше чем более поздние времена мы используем.

Сравним поля линий, заземленных в обсаженной и в необсаженной скважине, задавшись одним и тем же минимальным сигналом в 1мкВ (при одной мощности источника тока $\sim 10\text{А}$). Для сравнения используем аномальный эффект от проводящей плоскости с продольной проводимостью S , включенной в слой проводимостью $S_0 = h/\rho$. В табл.3.3 приведены величины относительных аномальных эффектов (E_r^a/E_r^n , E_r^n – градиент в отсутствие проводящего горизонта) для разных значений S/S_0 (в %). Как видно, реальная эффективность ВЭЛ в обсаженной скважине резко упала.

Таблица 3.3: Аномальные эффекты.

S/S_0	ВЭЛ (%)	ВЭЛ в колонне (%)
1.0	380	100
0.50	150	40
0.25	60	15
0.125	30	10

3.6 Заключение. Свойства ТМ-поля. Электродинамика и ВП

В заключение перечислим основные свойства устанавливающегося ТМ-поля в горизонтально-слоистой среде.

- ТМ-поле ортогонально ТЕ-полю. Если поле токовой петли имеет компоненты H_r , H_z , E_φ , то поле КЭД (или ВЭД) имеет H_φ , E_r , E_z . Токи текут и замыкаются в вертикальных плоскостях и образуют тороидальную систему. Наличие вертикальной компоненты электрического поля – важнейший физический аспект применения ТМ-поля в геоэлектромагнитных исследованиях.
- В квазистационарном приближении магнитное поле (H_φ) отлично от нуля только в проводящих слоях, охваченных токами проводимости. Следовательно, в условиях структурной электроразведки устанавливающееся ТМ-поле на дневной поверхности одномерной среды не имеет нормального магнитного поля, что создает заманчивые методические возможности для исследования латеральных неоднородностей любого характера.
- Тороидальная система токов, образуемая процессом становления ТМ-поля, всегда, на всех стадиях процесса требует вертикального размера среды, и процесс не определяется только суммарной продольной проводимостью, как это имеет место для ТЕ-процесса.
- Динамические характеристики ТМ-процесса становления также иные, нежели ТЕ-процесса. Спад более быстрый, а в средах с изолирующим основанием – экспоненциальный. Причем, показатель экспоненты зависит, в принципе, от всех параметров геоэлектрического разреза, что обеспечивает уникальную разрешающую способность ТМ-процесса. Известная S-эквивалентность недействительна по отношению к ТМ-процессу.

- Если возможности оптимизации формы возбуждающего импульса для ТЕ-поля ограничены ранней и промежуточной стадией процесса установления (в поздней важна только общая энергетическая характеристика импульса), то для ТМ-процесса форма возбуждающего импульса весьма существенна на всех стадиях процесса установления.
- Процесс магнитного типа возбуждается индуктивно горизонтальным сторонним током (замкнутым или заземленным), а процесс электрического типа возбуждается гальванически, посредством заземлений, а также и индуктивно от вертикального стороннего тока. Токосная петля – индуктивный возбудитель только поперечно-электрического процесса. Круговой электрический диполь – возбудитель чистого ТМ-процесса. Традиционная линия AB – сложный источник, составленный из трех "чистых": два разнесенных источника ТМ-поля (заземления) и ТЕ-источник (отрезок тока между заземлениями).
- Поле электрического типа, имея вертикальную компоненту электрического поля иначе взаимодействует с геологической средой, нежели поле магнитного типа. Прежде всего, мы сталкиваемся с влиянием анизотропии по проводимости. Вообще, если ТЕ-поле (от петли, например) "охотно" воспринимает геологический разрез, как горизонтально-слоистый геоэлектрический, то гальванический, неиндуктивный источник в значительной мере игнорирует горизонтально-слоистую структуру и подчеркивает неоднородности, естественно, как искомые, так и все другие. Обычный прием интерпретации электромагнитных зондирований состоит в получении некоторых кажущихся параметров приближенной, более простой модели. При этом реальная среда моделируется кусочно-однородной моделью. Однако, "однородные" слои на самом деле более или менее случайным образом анизотропны. ТЕ и ТМ-процессы совершенно по разному "фор-

мируют" кажущиеся параметры. Именно использование обеих этих процессов (а не только индуктивного) позволило бы более успешно изучать электромагнитные свойства реальных сред.

- Наконец, отдельно от предыдущего пункта, отметим важное следствие гальванического способа возбуждения (прямой ток источника) и наличия вертикальной компоненты электрического поля при использовании процесса электрического типа – усиленное возбуждение электрохимических процессов.

Завершая главу 3 мы также завершаем анализ теории и некоторых проблем электроразведки с искусственными источниками с точки зрения разделения используемых электромагнитных полей на поля электрического и магнитного типов. Этот анализ в силу необходимости принял широкий характер и, следовательно, должен был быть ограничен по глубине. Основное ограничение состоит в том что это чисто электродинамический анализ при упрощенном подходе к описанию среды. Такой анализ, конечно, совершенно необходим в принципе. Настаивая на этом, мы должны теперь признать, что на практике он почти достаточен для методов, основанных на использовании ТЕ-поля, но может быть весьма недостаточным при использовании ТМ-поля. Прежде всего это касается учета процессов вызванной поляризации. Собственно говоря, все вышеперечисленные пункты практически могут переоцениваться на фоне последнего пункта. Хотя мы не исследовали вопрос теоретически, но отдельные полевые эксперименты проводились и показали, что реальный электрический отклик от среды, возбуждаемой установкой КЭД, не согласуется с теоретическим расчетом чисто электродинамического характера – он более затянут, имеет место смена знака (подробнее в главе 5). Однако, мы снова утверждаем, что наш электродинамический анализ весьма полезен и даже эффективен. Именно такой анализ позволяет сейчас, например, заключить, что для изучения процессов ВП линия АВ –

источник сложный и неудобный, а установка КЭД – идеальный (азимутальная однородность поля, скоротечность электродинамического процесса). Понятно, что имеется ввиду принципиальная сторона вопроса, а не проблемы раскладки проводов.

Глава 4

ПРОГРАММНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ЗОНДИРОВАНИЙ С КОНТРОЛИРУЕМЫМИ ИСТОЧНИКАМИ

В главах 1-3 приводились результаты, в основном, теоретических исследований. Здесь мы предъявляем один из прикладных результатов этих исследований, состоящий в создании комплексов программ для геоэлектрики с контролируруемыми источниками, главным образом, для зондирований становлением. Собственно, в 1-3 главах многие теоретические выводы и результаты иллюстрировались расчетами с использованием этого матобеспечения (пакет MAGsoft, комплекс ПОДБОР)

Особенностями созданного нами матобеспечения являются:

- 1) последовательное применение провозглашенного в этой работе ТЕ-ТМ-дуального подхода к решению прямых задач геоэлектрики с искусственными источниками;
- 2) синтез "решений в частотной области" и "решений во временной области";
- 3) интегральный способ расчета производных сигнала по параметрам разреза по тому же алгоритму и параллельно расчету самого сигнала.

Следует пояснить, как, собственно, реализовывался упомянутый синтез двух решений, полученных двумя способами. Напомним, что выражение для сигнала становления можно представить в следующем виде:

$$e(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-i\omega t) Q(\omega) \left\{ \int_0^{\infty} F(\lambda, \omega) d\lambda \right\} d\omega, \quad (4.1)$$

или, изменив порядок интегрирования,

$$e(t) = \int_0^{\infty} T(\lambda, t) d\lambda, \quad (4.2)$$

где

$$T(\lambda, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-i\omega t) Q(\omega) F(\lambda, \omega) d\omega. \quad (4.3)$$

Мы представляли решение задачи становления в рамках подхода, известного, как "решение в частотной области". При некоторых ограничениях, а именно, изолирующие или идеальнопроводящие верхнее и нижнее полупространства, в квазистационарном приближении, можно представить

$$T(\lambda, t) = \sum_{j=0}^{\infty} C_j \exp[-\alpha_j(\lambda)t] X_j(\lambda), \quad (4.4)$$

и это будет уже решение "по Тихонову" или "решение во временной области". Иначе говоря, мы обсуждаем решения в виде интеграла и ряда Фурье. Это, конечно, все условно и речь идет просто о разных вариантах разделения переменных. Однако при численной реализации (4.3) и (4.4) мы сталкиваемся с весьма различными проблемами. При интегрировании (4.3) трудности подстерегают на больших временах, кроме того, интегрирование затрудняется, если источник и приемник располагаются на одном уровне (например, на дневной поверхности). Обычно интегрируют не функцию F , а разность:

$$\Delta T(\lambda, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-i\omega t) Q(\omega) [F(\lambda, \omega) - F_0(\lambda, \omega)] d\omega, \quad (4.5)$$

где F_0 – функция, соответствующая однородному полупространству. Во временной области полное поле восстанавливается с использованием из-

вестных формул. Такой прием не всегда хорош, например, если прилегающий к установке слой тонок или обладает высоким сопротивлением. Напротив, представление в виде ряда (4.4) легче рассчитывается в поздней стадии, нет проблем при помещении источника и приемника на один уровень.

Мы используем оба эти представления следующим образом. Разумеется, если основание разреза изолирующее, то используется решение "по Тихонову". Если основание проводящее и есть необходимость применять решение в виде интеграла Фурье, то интегрируется разность (4.5), но в качестве функции F_0 используется почти та же "слоистая" функция F , только с непроводящим основанием. Во временной области полное поле восстанавливается с помощью решения в виде ряда Фурье. Понятно, что интегрирование (4.5) радикально упрощается из-за резкого сужения необходимого частотного диапазона.

Для быстрого расчета мы также анализируем глубинность для заданного диапазон времен, для которого нужно рассчитать процесс становления, и "обрезаем" снизу "лишнюю" среду. При этом опять-таки возникает возможность использования решения в виде ряда.

4.1 Пакет программ MAGsoft для индуктивных и неиндуктивных ЗС

Речь идет о пакете программ MAGsoft расчета прямых 1D-задач электромагнитных зондирований становлением поля. Возможен расчет полей для следующих контролируемых источников:

- горизонтальный электрический диполь (ГЭД);
- вертикальный электрический диполь (ВЭД);
- вертикальный магнитный диполь (ВМД);
- круговой электрический диполь (КЭД).

Таким образом, включены все типы источников для ЗС: чисто индуктивный (только ТЕ-поле) – ВМД, чисто гальванический (только ТМ-поле) – КЭД, гальвано-индуктивный источник ТМ-поля – ВЭД и смешанный гальвано-индуктивный источник смешанного же поля – ГЭД.

Для каждого из этих источников предусмотрено:

- расчет всех компонент, включая производные магнитной индукции;
- помещение точки наблюдения в любом месте (глубине) разреза;
- помещение самого источника в любом месте (глубине) разреза;
- возбуждение импульсом тока произвольной формы.

Единообразной алгоритмической основой пакета программ является, во-первых, синтез двух решений для устанавливаемых полей, известных как решение в частотной области (с последующей трансформацией Фурье) и решение непосредственно во временной области, предложенное в свое время А.Н.Тихоновым и развитое нами, а во-вторых, использование процедур расчета электрической и магнитной мод, реализованные каждая, как пояснялось выше, двумя способами.

Горизонтально-слоистый разрез может включать до 20 слоев (условное ограничение).

Время расчета зависит от числа слоев и практически определяется первыми секундами (РС IBM Pentium).

На рис. 4.1 поясняется устройство пакета MAGsoft.

Здесь мы приводим ряд примеров расчетов, произведенных посредством программ пакета MAGsoft.

На рис. 4.2 сравниваются кривые становления для соосных и разнесенных (разнос - 900м) установок "петля-петля" (диполи, общий момент $10^9 \text{А}\cdot\text{м}^4$), располагаемых на дневной поверхности двухслойной среды ($\rho_1 = 200 \text{Ом}\cdot\text{м}$, $\rho_2 = 3 \text{Ом}\cdot\text{м}$, $h_1 = 400 \text{м}$). Кривые в билогарифмическом масштабе и демонстрируют сложное поведение сигнала с разнесен-

ной установки – три перехода через 0. Несмотря на то, что такие установки широко используются в электроразведке ЗС, возможность столь сложного поведения сигнала мало известна.

На рис. 4.3 приведены кривые для процесса становления, возбуждаемого горизонтальным электрическим диполем (момент $100000\text{А}\cdot\text{м}$), располагаемым на дне моря ($h_1 = 200\text{м}$, $\rho_1 = 0.1\text{Ом}\cdot\text{м}$). Поле фиксируется на экваторе с разномом 1000м на дневной поверхности. Кривая 1 соответствует становлению электрического поля (E_x), измеряемого 100-метровой приемной линией в случае основания с $\rho_2 = 10\text{Ом}\cdot\text{м}$, а кривая 2 для $\rho_2 = 100\text{Ом}\cdot\text{м}$. Они различаются лишь в ранней стадии, когда превалирует электрическая мода. Затем, в процессе становления электрическая мода быстро затухает, а магнитная мода определяется продольной проводимостью разреза, которая сосредоточена, в основном, в слое морской воды, и влияние сопротивления основания незаметно. Здесь же приведена кривая (3) становления сигнала с приемного индуктивного датчика с эффективной площадью 10000кв.м (т.е., компонента dB_z/dt).

Мы видим на предыдущем примере, что смешанный источник, каковым является горизонтальный электрический диполь, ведет себя в процессе становления, как индуктивный (ТЕ), быстро теряя гальваническую (ТМ) составляющую. И, как индуктивный источник, в процессе становления теряет разрешающую способность на фоне влияния слоя морской воды. Сейчас мы увидим на рис. 4.4 процессы становления чисто электрического типа, возбуждаемые круговым электрическим диполем ($R = 500\text{м}$, ток 100А , радиальная приемная линия 100м на расстоянии 1000м от КЭД) с дневной поверхности в этой же среде. Кривая 1 соответствует удельному сопротивлению $\rho_2 = 10\text{Ом}\cdot\text{м}$, а кривая 2 – $\rho_2 = 100\text{Ом}\cdot\text{м}$. Кривые (билогарифмический масштаб) показывают, что разрешающая способность только нарастает в процессе становления.

Наконец, на рис. 4.5 мы демонстрируем расчеты для вертикального электрического диполя ($1000000\text{А}^*\text{м}$), помещенного в середину проводящего слоя ($h_1 = 200\text{м}$, $\rho_1 = 0.1\text{Ом}\cdot\text{м}$, $\rho_2 = \infty$), сравнивая процессы становления на разnose 1000м горизонтальной электрической компоненты (E_r на дневной поверхности – кривая 1) и вертикальной (E_z в середине слоя – кривая 2)

4.2 Программное обеспечение индуктивной импульсной электроразведки. Комплекс ПОДБОР

Распространение персональных компьютеров в 80-х годах в геофизической среде потребовало создания соответствующего математического обеспечения для электромагнитных методов, в частности для методов переходных процессов. К наиболее значительным и выдержавшим испытание временем относятся системы ЭРА и ПОДБОР в России и TEMIX на Западе. Это объясняется большими усилиями разработчиков по созданию развитого пользовательского графического интерфейса и удачным решением проблемы быстродействия процедуры решения основной (многослойной) прямой задачи, что имело в те годы большое значение. Причем, в каждом случае проблема была решена различным образом. В TEMIX была использована программа У.Андерсона, в которой решение в виде двойной трансформации Фурье-Ганкеля имело быструю реализацию за счет его техники цифровой фильтрации. В системе ЭРА использовалась аппроксимация геоэлектрического разреза набором проводящих плоскостей, что давало быструю вычислительную реализацию. Наконец, в системе ПОДБОР использовалось решение во временной области А.Н. Тихонова, действительная арифметика которого существенно способствовала быстродействию программы. Недостатки каждого из подходов в дальнейшем компенсировались за счет растущих ресурсов персональных компьютеров. В системе ЭРА в некоторых случаях стал ис-

пользоваться более мощный частотный подход, унаследованный из программы АЛЕКС. В системе ПОДБОР также был привлечен частотный подход и реализован глубокий синтез решения во временной области и решения в частотной области.

Все три системы в настоящее время имеют определенных правообладателей, которые способны поддерживать и развивать эти программные продукты. Для всех систем имеются демонстрационные версии. Информация о системах доступна в сети Internet:

ПОДБОР – "<http://lab6408.geophysics.uiggm.nsc.ru>",

ЭРА - "<http://www.uiggm.nsc.ru/uiggm/geophysics/lab564/indexe.htm>",

ТЕМIX – "<http://www.interpex.com/tem.htm>".

Система ПОДБОР была постепенно дополнена другими самостоятельными программами разного назначения и в настоящее время комплекс ПОДБОР составляют 4 самостоятельных программных объекта (ПОДБОР, ПРОФИЛЬ, СЛОЙ, FAST3D), заключенные в единообразные удобные сервисные оболочки, с единообразной системой ввода-вывода, документирования (файлы и твердые копии, графика и таблицы, РСХ-формат) и оперативной помощи пользователю (рис.4.6)

1. ПОДБОР – система многослойной интерпретации данных одного пикета на основе ручного и автоматического решения обратной задачи методом подбора в классе одномерных моделей.
2. ПРОФИЛЬ – система для разнообразных и регулируемых пользователем профильных представлений первичного материала, а также результатов слоистой интерпретации.
3. FAST3D – программа быстрого расчета влияния локальных нарушений горизонтальной однородности разреза на процесс становления. На процессоре 486 время для одного объекта составляет до 10 мин. Эта программа является компромиссом между насущной необходи-

мостью оперативного анализа возмущений одномерной интерпретации и практической недоступностью громоздких систем "строгого" трехмерного математического моделирования.

4. СЛОЙ – программа для весьма детального анализа процесса становления во многослойной среде при возбуждении любым сложным по форме импульсом возбуждающего тока. Здесь можно оценить физические предпосылки для успешного решения задачи электромагнитного зондирования.

В комплексе предполагается учет реальной (возможно, разнесенной) геометрии установки и реальной (вообще, определенной пользователем) формы импульса тока. Основой комплекса является одномерная многослойная (число слоев до 20 – условное ограничение) интерпретация, но имеются средства и для коррекции результатов одномерного подхода с помощью оперативного приближенного трехмерного моделирования.

Особенностью созданного нами математического обеспечения для ЗСБ-МПП является синтез двух решений прямой одномерной задачи ЗС, известных, как решение в частотной области (с последующей трансформацией Фурье) и решение во временной области, в свое время предложенное А.Н. Тихоновым. Комплексирование этих двух методов позволяет во многих случаях обойти трудности каждого из них при анализе и численной реализации прямой задачи. Другая особенность состоит в использовании варианта прямой задачи для быстрого, по аналитическим формулам, счета производных по параметрам разреза.

Комплекс не привязан ни к какой конкретной аппаратуре. Временные диапазоны, шаг по времени, число шагов, геометрия установки (петли круглые или прямоугольные, произвольным образом разнесенные), форма импульса тока – все это определяется пользователем. При этом используется также сознательное решение разработчиков не включать в состав комплекса процедуры предварительной обработки, которые всегда

должны быть привязаны к особенностям конкретной аппаратуры. Открытый текстовый формат входных-выходных файлов Комплекса позволяет легко подключать программный предварительный интерфейс, который обычно имеется у разработчиков и пользователей аппаратуры.

4.2.1 Система Подбор

Диалоговая электроразведочная система ПОДБОР предназначена для использования в процессе интерпретации данных ЗСБ (МПП), для соосной и разнесенной установок. В системе ПОДБОР предусмотрена возможность учета реальной формы питающего импульса.

Система весьма полезна тем, кто имеет целью при обработке данных пикета найти горизонтально-слоистый геоэлектрический разрез, ответственный за процесс становления на этом пикете.

Прежде всего, тем, кто желает определить разрез прямым сопоставлением полевой и теоретических многослойных кривых. Но также и тем из электроразведчиков, кто предпочитает сначала разобраться в особенностях кривых кажущихся величин, а затем уже проверить свои наблюдения расчетами.

Подбор теоретического разреза производится визуальным сопоставлением полевой и теоретической кривых для предлагаемой интерпретатором модели. Оценивается расстояние между кривыми, как среднеквадратичное отклонение. Затем разрез корректируется и рассчитывается новая кривая и т.д. К счастью, этот процесс не слишком скучен благодаря быстрой работе процедуры расчета прямой задачи.

Подобравшись достаточно близко к полевой кривой, можно включить АВТОМАТИЧЕСКОЕ уточнение разреза по помеченным параметрам. При обработке пикетов по профилю эта возможность значительно сокращает объем ручного подбора. Автоматическая инверсия возможна с помощью четырех процедур.

В системе ПОДБОР 3.7 используются следующие основные вычислительные процедуры:

Прямая задача. Программа МАG

Программа написана на основе алгоритма, полученного методом пространственных гармоник, предложенным А.Н. Тихоновым и развитым нами на случай многослойных сред ([115], [58]). Выше, в главе 1, дано описание этого алгоритма. При численной реализации основная трудность состоит в расчете достаточного количества собственных значений в решении краевой задачи Штурма. Эта проблема сложна в ранней стадии установления, где необходимое число собственных значений растет. Решение этой проблемы найдено в расчете собственных значений и их производных, как функций переменной интегрирования λ . Знание собственного значения и его первой и второй производной в каждом узле интегрирования позволяет точно и быстро определять собственное значение в последующем узле. Проблема ранних времен, вообще характерная для метода А.Н. Тихонова, решается также за счет усечения нижней, не влияющей (на данном времени) части разреза. С другой стороны, ограничение метода (изолирующее основание) преодолевается введением достаточного мощного проводящего слоя, предшествующего основанию. Программа МАG, таким образом, вполне универсальна, однако она удобнее (быстрее) в условиях изолирующего основания (при достаточном диапазоне регистрации, разумеется).

Прямая задача. Программа POL

Если, однако, зондирования происходят в условиях сильно влияющего проводящего основания, предлагается пользоваться программой POL. Основой программы POL является численная трансформация Фурье частотного решения. Однако используется не полное решение в частотной

области, а разность между полным решением для среды с проводящим основанием и решением с непроводящим. При этом численная реализация преобразования Фурье чрезвычайно облегчается за счет резкого сужения необходимого частотного диапазона. Во временной области производится добавление сигнала от среды с изолирующим основанием путем применения той же программы MAG.

По поводу прямых процедур нужно заметить, что в ранних версиях уповалось на "разумное" применение этих процедур в условиях ответственности реальных моделей реальному диапазону регистрации. Однако, вскоре обнаружилось, что пользователи достаточно часто по разным причинам (неопытность и любопытство, например) выходят за эти рамки. Оперативно анализировать и запрещать все такие попытки весьма сложно и, пожалуй, некорректно по отношению к пользователю. В конце концов пришлось обеспечить расчеты при самых "безумных" параметрах прямой задачи. При этом используются решения с идеально-проводящим основанием, на сверхпоздних временах привлекаются обобщенные модели (S -плоскость, двухслойка и пр.).

Решение обратной задачи, в том числе автоматическое, рассматривается в системе ПОДБОР, как составная часть текущего геофизического процесса, и предполагает некоторые априорные сведения о разрезе. Эти априорные сведения при обработке профильных наблюдений делятся на устойчивые, фиксируемые и на меняющиеся, подлежащие уточнению в окрестности некоторой величины (обычно, результата интерпретации на предыдущем пикете). По меняющимся (помечаемым пользователем) параметрам производится автоматическая минимизация суммы квадратов отклонений полевого и теоретического отклика. В системе ПОДБОР предлагается четыре процедуры для применения в различных ситуациях в зависимости от качества стартовой модели.

Обратная задача. Программа LEMA

В программе LEMA применяется прямой алгоритм минимизации суммы квадратов отклонений нелинейных функций Левенберга-Марквардта ([147], [149]). В этом алгоритме якобиан вычисляется с помощью впереди направленной разностной аппроксимации. Таким образом, используется стандартная прямая процедура (либо программа MAG, либо POL).

Выше уже говорилось, что важной особенностью предлагаемого математического обеспечения является реализация процедуры решения прямой задачи (процедура MAGDA), обеспечивающей, помимо расчета самого отклика, также быстрый, по аналитическим формулам расчет производных отклика по параметрам модели (глава 2, раздел 2.2). Это позволяет построить весьма оперативные процедуры решения обратной задачи. В системе ПОДБОР имеются три программы, использующие процедуру MAGDA.

Обратная задача. Программа NEWTON

В программе NEWTON используется модификация метода Ньютона.

Обратная задача. Программа AUTO

В программе AUTO параметры разреза уточняются в результате линейной инверсии суммы квадратов отклонений, линеаризованной с помощью локального ряда Тейлора. Уточнение разреза производится за время, практически равное времени расчета прямой задачи.

Обратная задача. Программа OZA

Совершенно иначе используются производные в программе OZA. В окрестности стартовой модели строится линеаризованное решение прямой задачи. С ее помощью производится быстрый перебор в этой окрестности и находится минимальная сумма квадратов отклонений.

Приведем пример работы системы ПОДБОР на рис.4.7 где представлен рабочий момент подбора теоретического разреза. Полевая кривая получена в процессе работ методом КМПП (компенсационный метод переходных процессов) на нефть в бассейне McArthur (Австралия). Задачей электроразведочных работ было прослеживание распределения сопротивлений с целью увязки с флюидонасыщением.

4.2.2 Система ПРОФИЛЬ

Диалоговая электроразведочная система ПРОФИЛЬ предназначена для работы с данными ЗСБ-МПП-КМПП, полученными на установках "петля в петле" и "петля-петля", при этом возможна работа как с единичными зондированиями, так и с профильными данными.

Система позволяет производить:

- обзор первичного полевого материала, как совокупности профильных данных и единичных зондирований, проводить его редактирование;
- предварительный анализ профильных данных на этапе качественной интерпретации, районировании территории, участков профиля;
- послойную количественную интерпретацию результатов единичных зондирований;
- визуализацию профильных данных, как на основе кажущихся параметров результатов зондирований, так и на основе результатов их количественной интерпретации, получение твердых копий визуализированных данных.

При работе с системой пользователь постоянно имеет на экране изображение дневной поверхности с реальным размещением пикетов на нем. На экране также находится все, что необходимо при работе с профилем – имя профиля, код пикета и т.д. Кроме того, в любое время доступны конкретные значения любого параметра, любых данных в любой точке. Всегда можно перейти от профильного изображения совокупности

данных к подробному рассмотрению данных любого пикета, провести их количественную интерпретацию в рамках горизонтально-слоистой модели среды. Все результаты можно вывести на принтер.

На рис.4.8 представлены результаты, полученные в Йемене (1997г.), гидрогеологических работ на участке WARAZAN (исполнитель работ А.К. Захаркин, СНИИГГиМС). Построенный в системе ПРОФИЛЬ разрез отражает толщу вулканитов, слагающих склон палеовулкана, расположенного в правой части изображенного профиля. Четко прослеживается система наклонных слоев, представленных чередованием относительно высокоомных и низкоомных пород. Высокоомные слои – плотные вулканиты преимущественно базальтового состава, низкоомные – туфтового.

Еще один пример использования систем ПОДБОР и ПРОФИЛЬ представлен на рис.4.9 Результат получен в ходе геокартировочных работ на Тарыдакской площади (Восточная Сибирь, междуречье Ангары и Подкаменной Тунгуски, обрабатывал данные А.К.Захаркин, СНИИГГиМС). Работы велись с целью поисков кимберлитовых трубок. В восточной (правой) части профиля проводящая толща расчленяется на два комплекса. Верхний – углефицированные алевролиты пермо-карбона, нижний – терригенно-карбонатные отложения Эвенкийской свиты нижнего кембрия. К западу отмечается значительное снижение сопротивления пород Эвенкийской свиты и выклинивание комплекса отложений пермо-карбона. Стратифицировать выявленные проводящие комплексы удалось благодаря ряду скважин, пробуренных на площади после проведения работ.

4.2.3 Программа FAST3D

Fast3D – программа для быстрого расчета аномального устанавливающегося поля локального нарушения в горизонтально-слоистом гео-

электрическом разрезе Эта программа позволяет оперативно, возможно и в полевых условиях, проанализировать возмущения одномерной интерпретации. Это компромисс между большими системами для точного трехмерного моделирования, недоступными для производственного применения, и насущными требованиями практической работы. Программа Fast3D не имеет аналогов (быстрый расчет+быстрый и простой графический сервис).

Класс 3D моделей – это локальные объекты в слоистой среде. Модель локального объекта задается очень просто. Нужно выбрать слой. Толщина этого слоя равна толщине объекта. Затем нужно задать форму объекта в плане и его сопротивление. Можно использовать два типа объектов. Первый тип – круги или кольца и части их (сектора). Второй тип – многоугольники.

Для каждого типа имеется свой быстрый приближенный алгоритм. Первый основан на замене объекта эквивалентным устанавливаемым распределением стороннего тока. Этот алгоритм основан на линеаризованном решении, полученном выше (глава 2). Во втором (авторы М.И. Эпов, Е.Ю. Антонов) алгоритме объект рассматривается, как возмущение границы между слоями. Эти алгоритмы совершенно различны и (это весьма важно!) можно контролировать расчеты в конкретных геоэлектрических условиях, рассчитывая поле для одного и того же объекта (сектор, как многоугольник), применяя обе процедуры поочередно.

Полный цикл (задание среды - расчет - обзор результата - документирование) может занимать всего лишь несколько минут (IBM 486).

Конфигурация установки – "петля-петля", форма возбуждающего импульса тока – произвольная.

В программе Fast3D используются следующие основные процедуры:

Прямая задача. Программа MAG

Прямая задача для произвольной горизонтально-слоистой среды – программа MAG. Та же, что используется в системе ПОДБОР.

Прямая задача. Программа ALEXL

Прямая задача для произвольной горизонтально-слоистой среды на основе частотного подхода.

Прямая задача. Программа MAG3D

Процедура расчета аномального поля неоднородности – программа MAG3D. Алгоритм основан на замене геоэлектрической неоднородности вторичными сторонними источниками, распределение и изменение во времени которых контролируется нормальным полем (полем вмещающей слоистой среды).

Прямая задача. Программа CUPOLN3

Процедура расчета аномального поля неоднородности – программа CUPOLN3. В алгоритме неоднородность рассматривается, как возмущение границы вмещающего разреза. Алгоритм описан в работе [110].

4.2.4 Программа Слой

Диалоговая электроразведочная программа Слой предназначена для подробного анализа процесса установления в горизонтально-слоистой среде, в особенности, для анализа эффективности применения оптимизированных форм возбуждающего импульса. Анализ основан на двух подходах. Первый состоит во визуализированном представлении расчетов относительного вклада каждого слоя горизонтально-слоистого геоэлектрического разреза в суммарную ЭДС от импульсов тока различной формы.

Второй подход состоит во визуализированном представлении чувствительностей отклика к изменениям параметров разреза при определенном режиме возбуждения.

Программа полезна на стадии проектирования электроразведочных работ методами переходных процессов при использовании стандартных методик или модифицированных. Программа позволяет весьма наглядно оценить физические предпосылки (может быть, они недостаточны?) для решения задач проектируемых работ.

В программе Слой используются следующие основные процедуры:

Прямая задача. Программа MAG

Прямая задача для произвольной горизонтально-слоистой среды (программа MAG системы ПОДБОР).

Прямая задача. Программа MAGST

Программа MAGST реализует алгоритм, описанный выше и опубликованный ранее в [60]. Теоретический отклик рассчитывается, как сумма вкладов от каждого слоя горизонтально-слоистой среды на каждом времени установления и в зависимости, разумеется, от вида импульса возбуждения.

Прямая задача. Программа MAGDA

Процедура расчета производных по сопротивлениям и мощностям каждого слоя в горизонтально-слоистой среде (программа Magda системы ПОДБОР).

На рис.4.10 представлены графические результаты исследования возможности оптимизации режима возбуждения с целью повышения разрешающей способности зондирований становлением в условиях, когда исследуемый нижний горизонт перекрыт сверху от дневной поверхности

проводящим слоем. Это весьма типичная проблема, с которой сталкивается метод переходных процессов. Возможное решение состоит в оптимизации режима возбуждения, состоящей в применении дополнительного к основному и следующего за ним импульса обратной полярности. Здесь это реализовано в виде затухающей синусоиды. Сейчас не предполагается обсуждать результаты, это только пример применения программы СЛОЙ, которая предоставляет широкие и удобные возможности для решения этой и аналогичных проблем.

4.3 Разное

Единообразный подход к задачам геоэлектрики, который мы развивали в главе 1, позволяет оперативно организовывать довольно сложное и специальное матобеспечение. Отметим еще раз основные приемы, которые нами при этом используются. Во-первых:

1) скаляризация посредством нормальных к границам раздела компонент и разделение на поля электрического и магнитного типов;

2) учет стороннего тока, как граничного условия.

Во-вторых, при решении внутренней одномерной краевой задачи "магнитного" или "электрического" типов:

3) выражение "слоистой" функции через собственные значения на границах, при этом наиболее просто и единообразно реализуется рекуррентный механизм решения;

4) выражение производных от решений этих одномерных задач по параметрам одномерной модели (т.е., по геоэлектрическим параметрам) через сами эти решения на основе анализа возмущений одномерных задач.

Ниже – два примера созданного с использованием этих приемов матобеспечения для задач электрического и электромагнитного каротажа.

Для целей индукционного каротажа в наклонных и горизонтальных

скважинах нами предложена программа с широкими возможностями, а именно:

- многослойная среда (не ограничено);
- каждый слой анизотропен;
- численная имитация движения многокатушечного каротажного зонда по криволинейной траектории в такой среде;
- при этом сопутствующий расчет производных по указанным (или всем) параметрам (глубины границ, нормальные удельные сопротивления, тангенциальные);
- при этом расчет в широком диапазоне частот ($0 < 1 < 15\text{МГц}$);

Эта программа может обслуживать нужды традиционных низкочастотных методик каротажа, но также и известного нового высокочастотного метода – ВИКИЗ. На рис. 4.11, где дано изображение экранного интерфейса, приведен пример расчета кривых ВИКИЗ с использованием этой программы.

Нами также написана совершенно аналогичная программа для прямого моделирования и использования в процедурах инверсии в методах электрических зондирований в скважинах (прямой ток).

Глава 5

МЕТОД ЗОНДИРОВАНИЯ ВЕРТИКАЛЬНЫМИ ТОКАМИ (ЗВТ)

Зондирования вертикальными токами (ЗВТ) являются принципиально новым методом электроразведки. Новизна эта определяется сочетанием идеи метода (использование нестационарной поперечно-магнитной составляющей электромагнитного поля) с новым техническим решением (использованием в качестве источника кругового электрического диполя (КЭД) – уникального возбудителя только ТМ-поляризованного поля).

В главе 1 мы показали, что электромагнитное поле при произвольном возбуждении существует в слоистой Земле как суперпозиция двух компонент разного рода – поперечно-магнитной (ТМ) и поперечно-электрической (ТЕ). Свойства и поведение этих компонент совершенно различны. Практически вся традиционная индукционная электроразведка основана на использовании поперечно-электрической компоненты поля. Это электроразведка, использующая преимущественно индуктивное взаимодействие между проводимостями пластов в ущерб всем другим электродинамическим возможностям исследования среды.

Таким образом, зондирования вертикальными токами, использующие совсем иной способ взаимодействия поля и слоистой среды, являются

наиболее серьезной альтернативой в индукционной электроразведке за последние десятилетия. Вполне естественно, радикальная идейная новизна метода привела к разрыву с наработанными аппаратурно-методическими и интерпретационными традициями. По аналогии с индуктивной можно охарактеризовать ЗВТ в целом, как неиндуктивную импульсную электроразведку, имея ввиду используемый базовый гальванический (неиндуктивный, ТМ) процесс.

Здесь, в главе 5, описывается ЗВТ, как конкретный и важный практический результат общего подхода, использованного в этой работе, и развитой в этой работе теории. Название метода отражает физическую основу, которой является ТМ-поле, имеющее вертикальную компоненту электрического поля. Переходной ТМ-процесс возбуждается круговым электрическим диполем, точнее сказать, приближенной реализацией такого источника системой радиальных токовых линий. Согласно теории (главы 1 и 3) на дневной поверхности горизонтально-слоистой среды в квазистационарном приближении магнитное поле отсутствует, а фиксируется только радиальная компонента электрического поля. Эту ситуацию можно использовать различным способом. В практически развиваемой сейчас модификации (ЗВТ-М) производятся площадные наблюдения магнитного поля, само наличие которого связано с латеральными нарушениями геоэлектрического разреза. В такой модификации не определяется и не изучается горизонтально-слоистая структура, а суть в том, что, хотя используется ТМ-процесс становления токов в земле, но измеряются не параметры этого процесса, а индуктивный отклик вторичных токов, возникающих в латеральной неоднородности (по электропроводности). Роль же ТМ-процесса состоит в подавлении отклика от вмещающей толщи. Таким образом, в методе ЗВТ-М по необходимости предусматривается площадной сбор информации и трехмерный подход в интерпретации. Одномерная интерпретация просто бессмысленна. Мож-

но заметить, пользуясь современной терминологией, что метод ЗВТ-М по способу сбора информации – это 2D-электроразведка, а по способу интерпретации – 3D. Ниже мы будем обосновывать и анализировать именно такую модификацию, как и демонстрировать полевые результаты. Другие возможные модификации ЗВТ будут обсуждаться в конце главы.

История ЗВТ пока коротка и совпала с трудным периодом для российской геофизики и, особенно, для электроразведки. Тем не менее, проведены полевые работы с рудным и нефтяным объектами, создано уже второе поколение аппаратуры. В этой главе, естественно, существенное место занимает описание первых полевых работ.

Основы теории ЗВТ, методики, результаты экспериментальных работ, основная концепция построения электроразведочной системы для ЗВТ были опубликованы в различных изданиях, в том числе, зарубежных [57, 65, 6, 62, 70, 151, 150, 63, 66, 59, 60], на международных конференциях [133, 134] и запатентованы [76, 80, 81, 82, 83, 84].

5.1 Первый полевой эксперимент

Самое первое полевое опробование метода зондирований вертикальными токами проводилось в зимних условиях (январь 1993г.) в восточной части Западно-Сибирской плиты, в Каргатском районе Новосибирской области. В то время мы не имели еще четких представлений о возможных направлениях развития метода, основанного на применении нестационарного поля электрического типа. Нам предстояло убедиться в самых очевидных теперь вещах. В полевом эксперименте предполагалось решить следующие задачи:

1. показать техническую возможность реализации кругового электрического диполя, т.е. обеспечить равномерный ввод тока в землю при различных сопротивлениях заземлений радиальных лучей;

2. показать, что при этом магнитная составляющая на поверхности земли стремится к нулю;
3. уточнить необходимое число лучей установки КЭД.

В районе работ развита мощная толща осадочных образований, характерная для всей Западно-Сибирской платформы. Обобщено, с позиции электрических свойств, состава и возраста, осадочные образования можно разделить на три комплекса: палеозойский – высокоомный, мезозойский – низкоомный и кайнозойский – повышенного сопротивления.

Для проведения полевого эксперимента был разработан упрощенный макет электроразведочной системы зондирований вертикальными токами с использованием аппаратуры "Цикл-4". Новым для электроразведки элементом в этом комплексе являлась система выравнивания токов в лучах установки [6, 65], в ее самом первом варианте.

Работы проводились с восьмилучевой установкой (рис.5.1). Длина луча (радиус КЭД) 500м. Заземление каждого конца линии производилось железными кольями длиной 1м, по три штуки, на расстоянии 2 – 3м между собой. Таким образом, центральное заземление образовалось 24 забитыми кольями, соединенными между собой.

Линия MN располагалась радиально и симметрично относительно 7-го и 8-го лучей установки. Длина кондуктора от центра установки до первого электрода линии составляла 200м. Стандартные неполяризующиеся электроды укладывались в землю ниже границы промерзания (0.5м).

Приемная петля 100×100 м располагалась, согласно рис.5.1, на расстоянии (центр петли) 250м от центра всей установки.

Было установлено, что система позволяет подавать любой ток в пределах от 0 до 5А в каждый из лучей и обеспечивать стабильность заданного распределения токов. В частности, несмотря на большой разброс сопротивлений заземлений концов линий, была осуществлена подача равных токов в линии, что и означает первую реализацию кругового электриче-

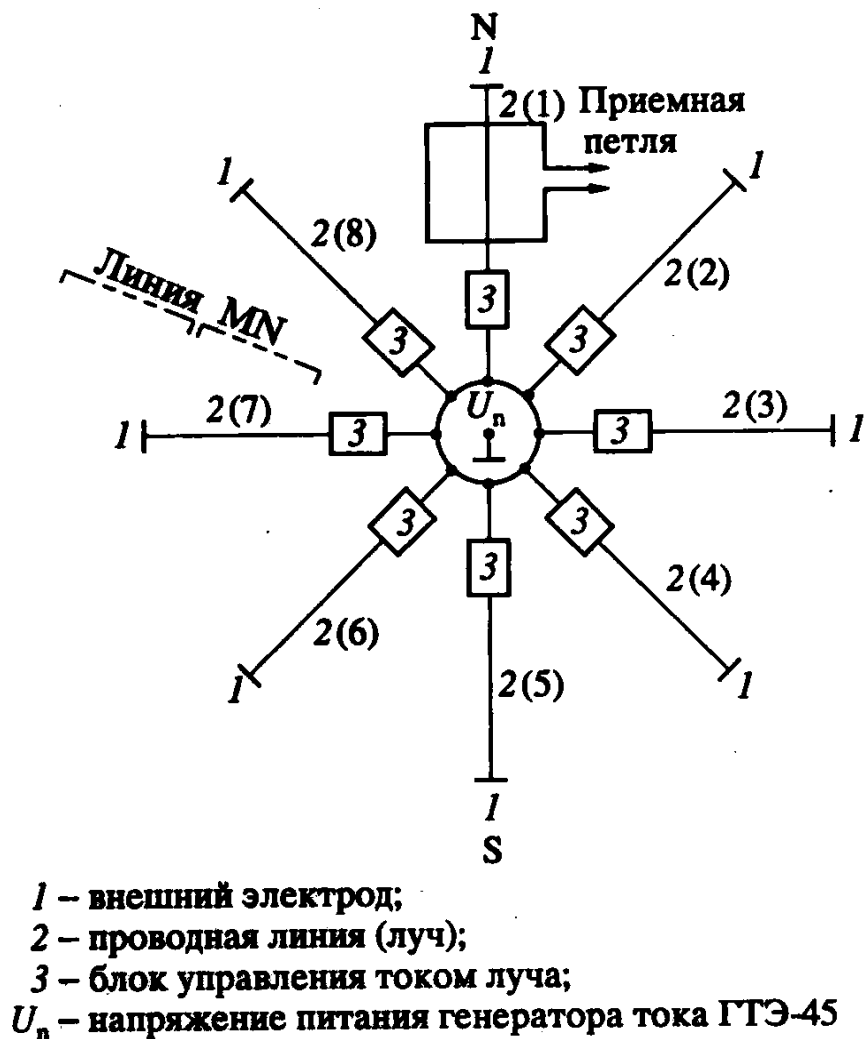


Рис. 5.1: Схема питающей и приемных установок.

ского диполя как нового источника. Длительности питающих импульсов составляли 400, 800 и 1300мс. Регистрация сигналов с петли и приемной линии производилась с накоплением.

На рис.5.2 представлены некоторые сигналы с петли. Кривая 1 - сигнал с петли при равных токах в восьми лучах, кривая 2 - ток отсутствует во второй линии, кривая 3 - равные токи в четырех лучах (4-лучевая установка), причем сигнал удвоен, чтобы он соответствовал общему току в 8-лучевой установке. Наконец, кривая 4, которая при выбранном масштабе едва заметна, представляет шум в петле. Можно сказать, что при равных токах происходит компенсация магнитного поля на поверхности

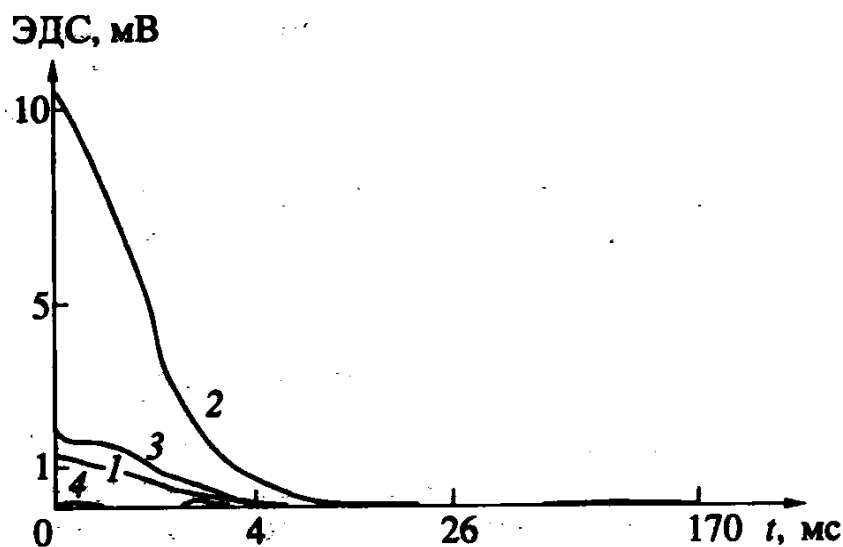


Рис. 5.2: Сигнал, измеренный с петли при разных наборах лучей.

земли, причем это происходит и при применении 4-лучевой установки.

На втором этапе проводились измерения сигнала с приемной линии. Мы получили отклик, который радикально отличается от теоретического сигнала электродинамического становления, имеет два перехода через 0. На рис.5.3 приведено это сравнение (кривая "8" и кривая "э/д теория"), причем становление рассчитано для разреза, уточненного по ЗСБ. Зарегистрированный нами сигнал в конце рассчитанного процесса становления в 500 раз его превышает. Нами проводились зондирования с разными длительностями питающего импульса при различных наборах питающих лучей (кривые "4" и "импульс"), что слабо влияло на характер отклика. Таким образом, мы зафиксировали сложный процесс, в котором значительную и, за краткостью процесса становления, основную роль во второй половине процесса имеют другие процессы, вероятно, процессы ВП. Через полгода, летом 1993 года (т.е., в других сезонных условиях), полевой эксперимент был повторно проведен на том же месте. Новые результаты экспериментов сохранили, по крайней мере, качественную картину (кривая "летом"). Построенный выше одномерный математиче-

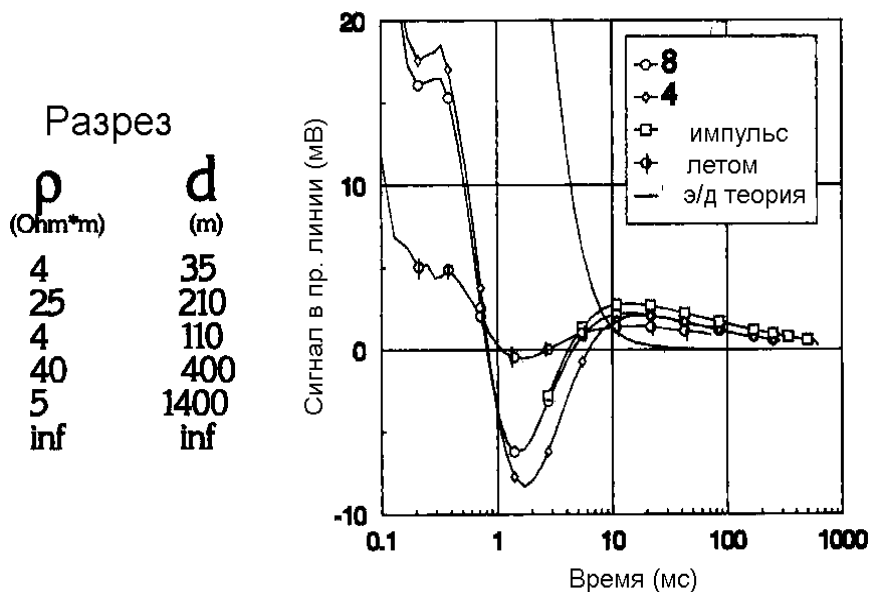


Рис. 5.3: Сигналы, измеренные с линии MN.

ский аппарат для нестационарного ТМ-поля, основанный на чисто электродинамическом подходе, оказывается недостаточным для объяснения результатов эксперимента по регистрации электрического поля, хотя, разумеется, является совершенно необходимым этапом в развитии интерпретационного математического обеспечения ЗВТ. Впрочем, измерения электрической компоненты необходимо продолжать до полного выяснения природы сигнала.

В целом, первые полевые работы в 1993 году подтвердили основные теоретические представления и дали ценный опыт. В частности, совершенно четко разделились методики, связанные с регистрацией электрического и магнитного поля. В дальнейшем наше внимание сосредоточилось в основном на площадной регистрации магнитного отклика (ЗВТ-М).

5.2 Идеальный круговой электрический диполь и реальная установка КЭД

Как мы уже говорили, идейная основа ЗВТ – использование ТМ-процесса становления. Техническим средством, позволяющим реализо-

вать это с дневной поверхности является круговой электрический диполь. Эта конфигурация с необходимостью должна быть привлечена, как только мы потребуем, чтобы наш источник возбуждал бы поле электрического типа. В главе 1 показано теоретически, "на кончике пера", что только радиальный сторонний ток при азимутальной симметрии удовлетворяет этому.

Интересно, однако, что к такой конфигурации можно прийти, имея ввиду только некоторые частные аспекты ТМ-поля. Сам автор, предложивший в 1982 году ([76]) КЭД в качестве электроразведочного источника, стремился построить наземный аналог вертикальной электрической линии. Или, например, убедившись, что классические источники (линия и петля) плохо подходят для создания площадной методики с закрепленным источником (из-за весьма изменчивого и подверженно-го широко-латеральным влияниям нормального поля), мы можем попытаться устроить источник такой, чтобы не было нормального поля вообще. Предлагаем следующую умозрительную процедуру построения такого источника.

Возьмем для начала линию и констатируем, что вертикальная компонента нормального магнитного поля равна нулю на оси линии. Этого нам мало, кроме того, эта ось является всего лишь линией резкого перехода через 0, что создает критические условия для измерений. Присоединим вторую питающую линию, включив ее *навстречу* первой (рис.5.4), так, что нормальное магнитное поле будет равно 0 уже на четырех на-

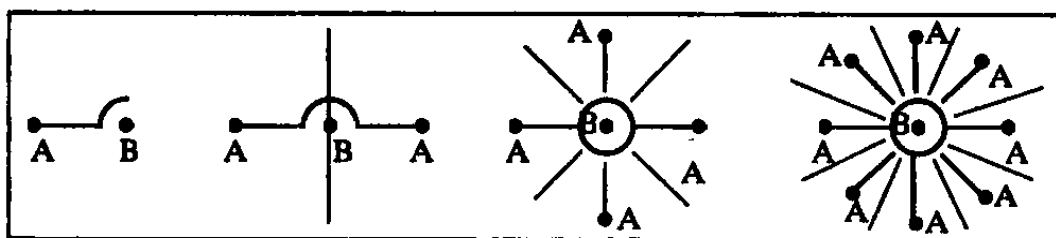


Рис. 5.4: От линии АВ к неиндуктивному источнику.

правлениях от центрального электрода. Крестообразное расположение 4-х линий даст 8 направлений с нулевым магнитным полем и так далее. Заметим, кстати, что устраивая вместо линии такую конфигурацию, мы только перераспределяем ток и, значит, можем сохранять ту же массу проводов и заземлений. Практически можно ограничиться восемью питающими лучами, что обеспечивает нулевой нормальный фон по 16 направлениям. Но важно также, что, хотя эти радиальные профили по-прежнему есть линии перехода через 0, но значения остаточного магнитного поля между ними становятся невелики и можно устраивать уже площадные измерения. Мы опять-таки получили питающую установку КЭД.

В связи со сложностью устройства такого источника (у нас, однако, на основе практического опыта есть основания для оптимизма) следует рассмотреть возможность регистрации гальванической составляющей поля линии путем суперпозиции наблюдений от отдельной линии при ее последовательном расположении под разными углами. Однако мы тут сталкиваемся с той проблемой, которая как раз и стимулировала наши поиски альтернативного неиндуктивного источника. Мы должны будем при каждом положении линии регистрировать преимущественно индуктивный, высокодинамичный, генерализованный отклик с достаточной для суперпозиции точностью. Но это та непростая инженерная задача, которая, увы, не всеми, не всегда решается успешно до сих пор и в стандартных модификациях индуктивной импульсной электроразведки.

Мы называем круговым электрическим диполем и идеальный источник при неограниченном числе линий конечной длины и реальную установку при конечном числе линий, хотя наиболее правильным будет относить наименование "КЭД" к двухполюсной установке, равномерно заземленной по двум бесконечно близким окружностям. Однако нужно заметить, что идеальный КЭД и установка КЭД с конечным числом лучей

различаются. Строго говоря, реальная установка КЭД является смешанным (ТМ+ТЕ) источником с сильно ослабленными индуктивными свойствами. Из этого следует, что вмещающая горизонтально-слоистая среда будет давать магнитный отклик, и это следует соотнести с нашим намерением фиксировать по площади магнитный отклик, интерпретируя его только нарушениями латеральной однородности. Здесь возможны два подхода. Первый состоит в том, чтобы увеличивая количество линий, сделать остаточное "нормальное" поле пренебрежимо малым по сравнению с полем неоднородностей в диапазоне времен их максимального проявления. Другой подход предусматривает компромисс – учет остаточного поля установки при обработке результатов наблюдений. Мы уверены, что это совсем не то же самое, что приходится делать при использовании традиционных высокоиндуктивных питающих установок.

Проведем численную оценку зависимости остаточного индуктивного поля от числа лучей реального КЭД. Разумеется, такой анализ должен быть совершенно конкретным и мы сделаем его для условий, в которых проводились полевые работы по оконтуриванию эалежей в Татарии (см. ниже). Итак, радиус КЭД - 500м, общий ток - 32А, индуктивный приемный датчик - 50000кв.м, расстояние от центра КЭД до точки измерения - 1000м, среда представлена в таблице 5.1.

Таблица 5.1: Геоэлектрический разрез.

ρ (Ом·м)	Мощность (м)
58.7	500
5.55	300
97.8	300
51.1	552
1.71	151
∞	∞

Для расчета используем программу расчета нестационарного магнитного поля, возбуждаемого произвольным набором радиальных линий.

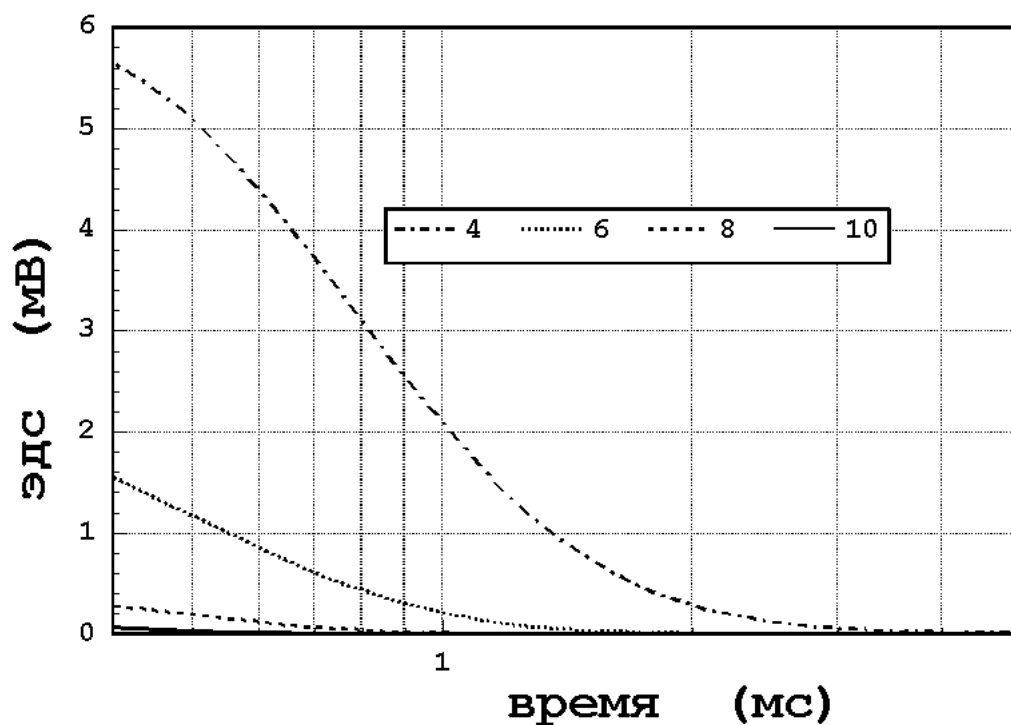


Рис. 5.5: Кривые становления остаточного магнитного (\dot{B}_z) поля КЭД с разным количеством лучей.

Эта программа входит в комплекс программного обеспечения ЗВТ-М. На рис.5.5 представлены кривые становления остаточного поля для разного количества радиальных линий составляющих КЭД. При том, что количество лучей меняется, общий ток неизменен, а сигнал регистрируется на четверти дуги между лучами – в точке максимального значения. Как видно, с увеличением числа лучей индуктивный процесс быстро гаснет. В зависимости от времени проявления искомой неоднородности, остаточным полем можно пренебречь или же учесть его вклад.

Мы рассмотрели индуктивное остаточное поле, возникающее за счет ограниченного числа лучей. Практически же, в полевых условиях, раскладка лучей производится с ошибками. На рис.5.6 сравниваются кривые для 8-лучевого КЭД и дефектного, у которого один из лучей короче (490м) и один из лучей уложен с ошибкой в 1° (это составит 8м по дуге на радиусе 500м). Видно, что в диапазоне 1 – 3мс остаточный сигнал зна-

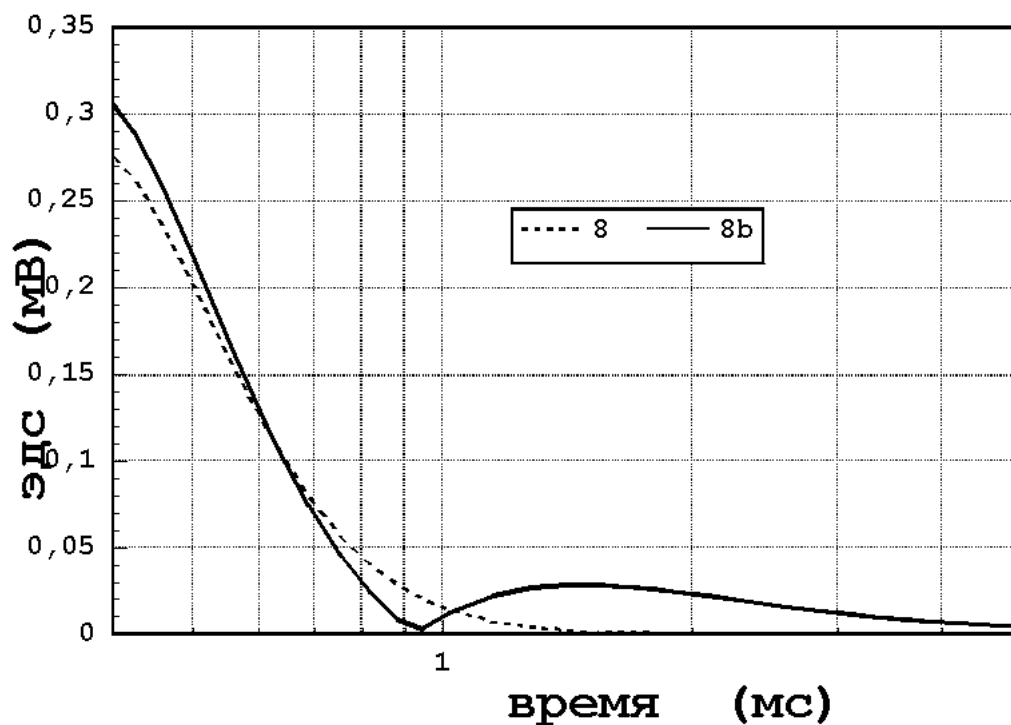


Рис. 5.6: Кривые становления остаточного магнитного (\dot{B}_z) поля "правильного" 8-лучевого КЭД и дефектного.

чителен, десятки микровольт. Такие большие ошибки в раскладке КЭД, разумеется, вряд ли простительны и легко избегаются при использовании теодолита.

Наконец, продемонстрируем влияние неравенства токов в лучах на индуктивное остаточное поле (рис.5.7). Сейчас в одном из 8-ми лучей ток вместо 4А составляет 4.3А, а в другом напротив - 3.7А. Полный ток сохранен, а колебания составляют 1% к общему току. Остаточный сигнал весьма вырос и КЭД в этом случае нельзя считать реализованным удовлетворительно.

5.3 Физическое моделирование в ЗВТ-М

Геоэлектромагнитный метод во многих случаях легко допускает лабораторную имитацию при соблюдении электродинамического подобия,

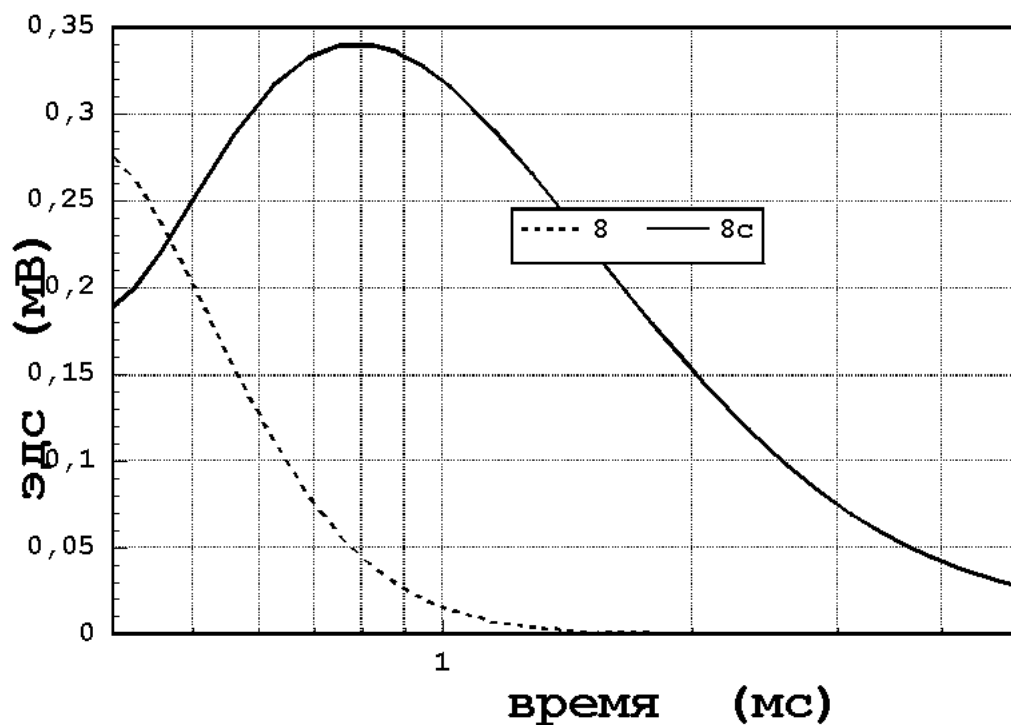


Рис. 5.7: Кривые становления остаточного магнитного (\dot{B}_z) поля 8-лучевого КЭД с равными токами и с неравными.

и физмоделирование является традиционным способом исследования и развития электроразведочных методик. Мы также (совместно с А.К. Захаркиным) проводили физическое моделирование с целью реализации КЭД и площадных ЗВТ с магнитной регистрацией (ЗВТ-М). Основные новые проблемы, которые пришлось решить, заключались в реализации процессов становления, временной диапазон которых вписывался бы в технические возможности существующего измерительного комплекса (для моделирования ЗСБ), и в удовлетворении жестких требований к геометрии установки. Дело в том, что процесс становления в ЗВТ происходит много быстрее, чем в ЗСБ (для тех же сред) и определяется проводимостью и вертикальным размером среды. Другая трудность состоит в том, что требования к геометрии установки, достаточно просто выполнимые в натуре, на модели, при уменьшении в 20000 раз приобретают прецизионный характер. Недоучет этой проблемы на первом этапе

приводил к появлению сильного фона от остаточного индуктивного поля, как это мы и показали в предыдущем подразделе. Дополнительной проблемой было создание "толстых" моделей с достаточным непрерывным вертикальным проводящим размером в отличие от моделей для индуктивных методов, например, ЗСБ, которые легко реализуются наборами тонких металлических листов. В конце концов мы остановились на свинцовых моделях.

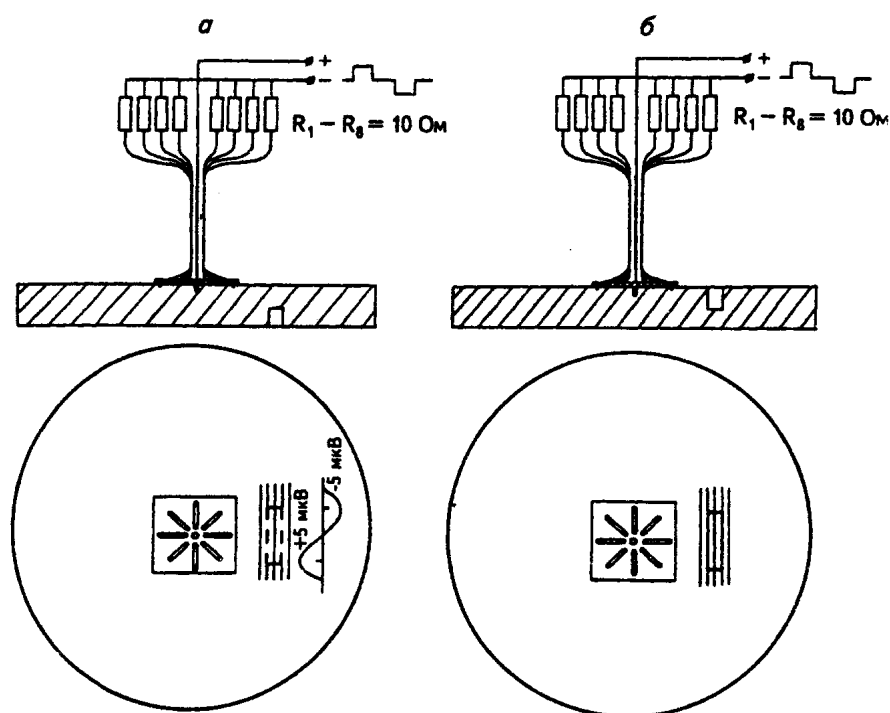


Рис. 5.8: Установка для моделирования в плане и в разрезе.

На рис.5.8а представлена модель среды (свинцовый диск $D25\text{см}$) с неоднородностью (выемка снизу) в плане и в разрезе, а также профильная кривая ЭДС в приемной катушке на времени максимального проявления неоднородности. Положение торцов неоднородности отмечается экстремумами на профильной кривой.

Второй этап физического моделирования выполнялся на модели больших размеров. Из свинца был отлит диск диаметром 50см и высотой 6см . Восьмилучевая установка КЭД была выполнена на печатной плате. Дли-

на луча (радиуса) 5см. Токи в линиях ограничивались и выравнивались высокоточными резисторами сопротивлением 100Ом. Изготовление более точной установки КЭД и свинцовой модели увеличенных размеров позволили уменьшить уровень шумов за пределами установки до 2 – 3мкВ. Схема установки в плане и в разрезе показана на рис.5.8б. Выемка размерами 8см и глубиной 3.5см расположена перпендикулярно радиусу установки на расстоянии 5см от внешнего электрода. Ток в лучах установки поддерживался равным 2А. Сигнал переходного процесса был измерен по трем профилям, проходящим через выемку. По результатам измерений были построены графики измерений ЭДС в приемной катушке по профилям Пр.10, Пр.11, Пр.12, проходящим через выемку (рис.5.9). На

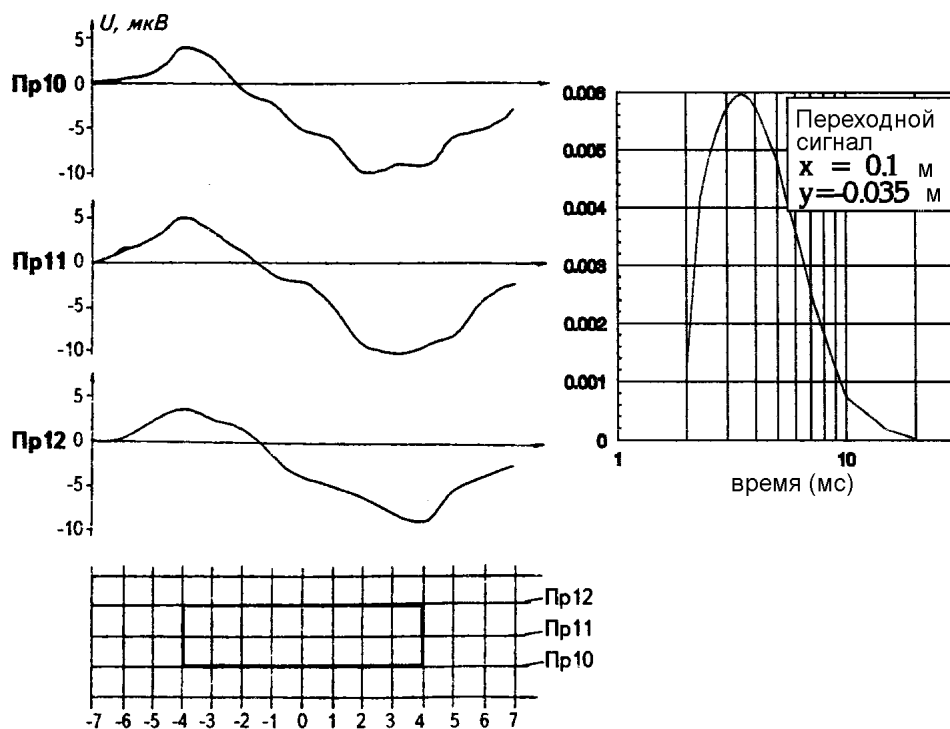


Рис. 5.9: Профильные кривые магнитного сигнала ЗВТ.

графиках видно, что наибольшие значения ЭДС соответствуют краям выемки. Здесь же представлен пример переходного сигнала, фиксируемого приемной катушкой. Напоминаем, что переходный процесс в данном случае обусловлен только наличием неоднородности.

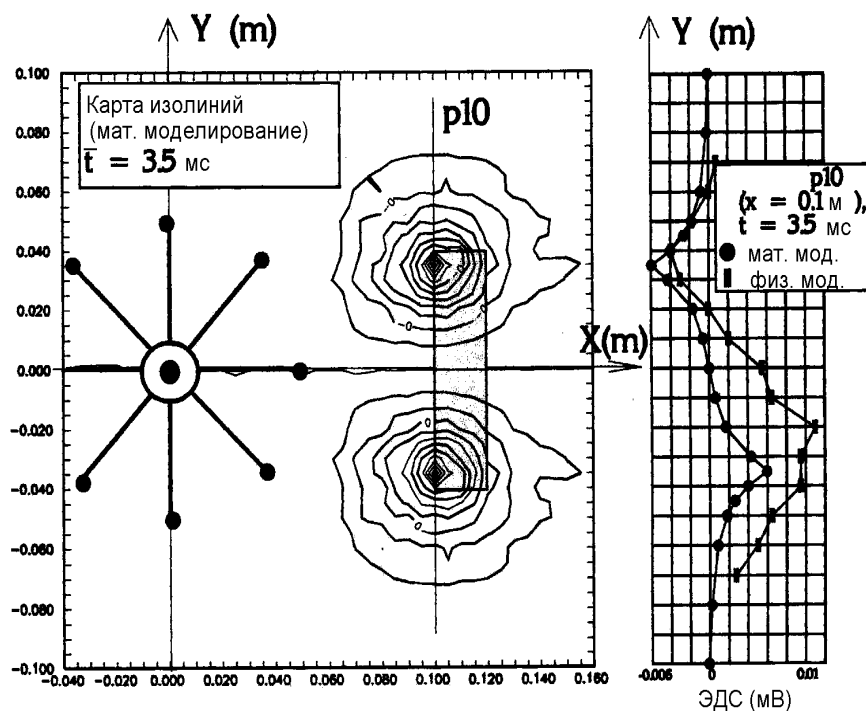


Рис. 5.10: Математическое и физическое моделирование.

Результаты физического моделирования сравнивались с математическим моделированием, о котором подробнее ниже. На рис.5.10 вся ситуация и система координат даны в плане и сравниваются данные по профилю 10.

5.4 Математическое моделирование задач ЗВТ-М

Электродинамические основы теории ЗВТ в одномерной среде были изложены в главах 1 и 3, в которых описывались весьма необычные свойства КЭД, в частности отсутствие (в квазистационарном приближении) в воздухе и на дневной поверхности нормального (для любой горизонтально-слоистой среды) магнитного поля. Нормальное поле, определяемое горизонтально-слоистой структурой среды, проявляется на дневной поверхности наличием только радиальной электрической составляющей. Мы уже говорили, что электрический отклик реальной среды определяется скорее процессами ВП, нежели электродинамическим ста-

новлением. Тем не менее, одномерное математическое моделирование может быть использовано для определения глубинности конкретной установки КЭД в конкретных геоэлектрических условиях. Что же касается обосновываемой здесь методики ЗВТ-М, в которой регистрируется на дневной поверхности магнитный отклик, возникающий из-за нарушений горизонтальной однородности, то, очевидно, моделирование должно иметь трехмерный характер.

Можно провести любопытное сопоставление с методом ЗСБ. В этом методе "трехмерный" аномальный сигнал является малой добавкой к главному "одномерному" сигналу. То, что сигнал в основном одномерный, приводит к тому, что считается допустимым применять одномерный аппарат при интерпретации, даже когда целью являются трехмерные объекты. Нам представляется, что это просто иллюзия. В сигнале ЗВТ-М нет одномерной составляющей и вполне очевидно, что необходимо применять трехмерный подход при моделировании и при интерпретации.

Самое первое трехмерное моделирование для ЗВТ-М по нашему предложению проводилось группой математиков (Соловейчик Ю.Г., Рояк М.Э.) по разработанным ими алгоритму (метод конечных элементов) и программе. Эта группа провела уже значительный объем моделирования электромагнитных полей в сложных средах для различных методов электроразведки. При использовании КЭД тестировался расчет аномального поля горизонтального пласта по совпадению суммарного поля с полем горизонтально-слоистого разреза, а также выполнены некоторые внутренние тесты. Наконец, расчет электрического поля в нормальной среде, необходимый в алгоритме расчета аномального поля неоднородности, выполнялся по процедуре, предоставленной нами же, и в ней, собственно, учтены особенности нового источника. На рис.5.11 представлена модель среды в разрезе и в плане. Ставилась задача определения положения и

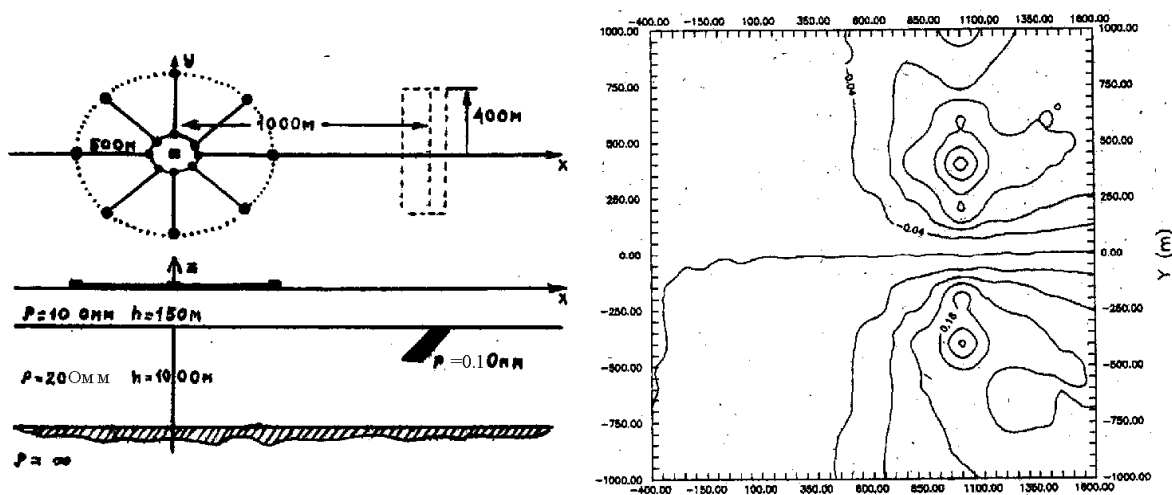


Рис. 5.11: 3D математическое моделирование в ЗВТ.

размеров рудного тела по наблюдаемому на дневной поверхности полю. При фиксированном положении источника (КЭД с током 100А) моделировались измерения по площади индукционным датчиком с эффективной площадью 200000кв.м. На представленной здесь же карте изолиний наблюдаемой ЭДС неоднородность проявила себя весьма определенно. В экстремумах, которые указывают положение торцов вытянутого тела, значения ЭДС достигают 0.25мВ. Кривые становления имеют характерный колоколообразный вид с максимумом в районе 5.4мс. На этом времени и дана карта изолиний. Мы привели здесь результаты измерений вертикальной компоненты производной магнитной индукции, но неоднородность четко фиксируется и в горизонтальных компонентах.

В дальнейшем, когда перспективы методики с приемом магнитного отклика стали весьма серьезны, пришло понимание того, что трехмерное моделирование для ЗВТ-М должно быть оперативной и простой процедурой. Нами был разработан приближенный (линеаризованный) подход, в котором неоднородность рассматривалась, как малое возмущение проводимости в некотором объеме нормальной (референтной) среды, и заменялась воздействием дополнительного (вторичного) распределенного стороннего тока. Речь идет о борновском приближении задачи становле-

ния для поля электрического типа, аналогично тому, как это мы делали для поля магнитного типа в главе 2. Расчеты по этому алгоритму тестировались сравнением с расчетами по методу конечных элементов.

Приведем пример моделирования площадных работ ЗВТ-М с целью выявления и оконтуривания проводящего объекта сложной формы (рис.5.12).

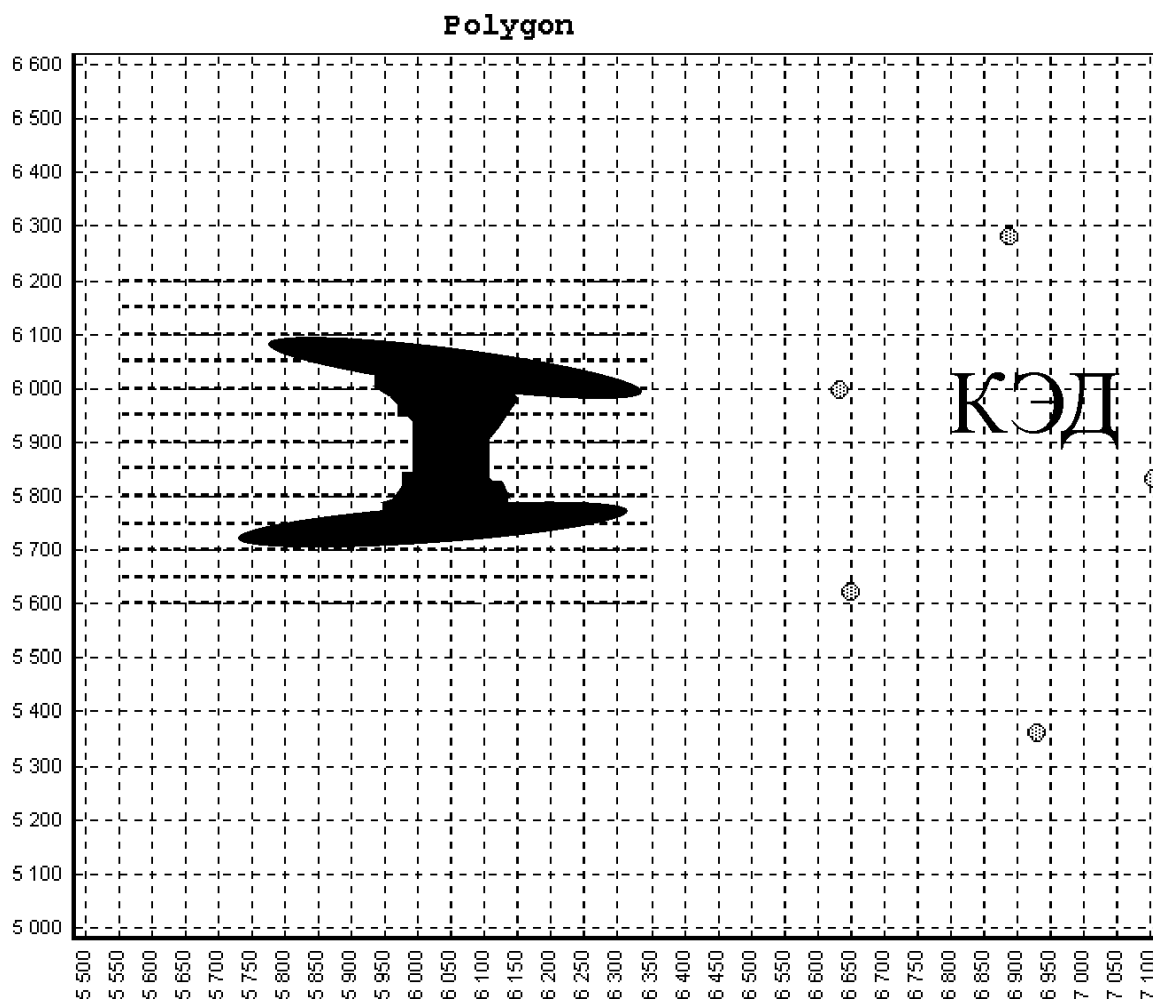


Рис. 5.12: Модель и источник. План.

Здесь же расположение установки КЭД (радиус 500м, общий ток 40А). Объект помещен на глубину 100м в первый слой трехслойной среды ($\rho_1 = 30\text{Ом}\cdot\text{м}$, $h_1 = 300\text{м}$, $\rho_2 = 50\text{Ом}\cdot\text{м}$, $h_2 = 800\text{м}$, $\rho_3 = \infty$) и имеет всюду толщину 50м при сопротивлении в $1\text{Ом}\cdot\text{м}$. На рис.5.13 приведен пример сигнала с индукционного датчика (50000кв.м) в точке с коорди-

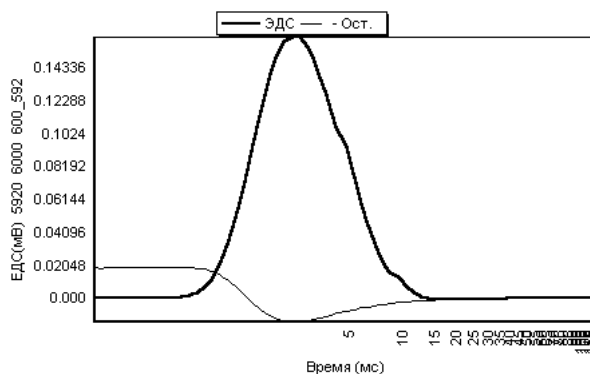


Рис. 5.13: Сигнал становления и остаточный сигнал.

натами: $x = 5920\text{м}$, $y = 6000\text{м}$. Кроме сигнала от неоднородности здесь приведена рассчитанная кривая остаточного сигнала, обусловленного конечным числом (8) линий. Наконец, на рис.5.14 приведено площадное изображение сигнала ЗВТ на времени 3мс. Уже сам рельеф сигнала позволяет судить о контуре неоднородности. Дальнейшая более качественная и количественная интерпретация может осуществляться либо подбором трехмерной модели, либо прямым обращением данных на основе, например, томографического подхода (что подкрепляется наличием линейаризованной прямой задачи).

5.5 Аппаратурно-методический комплекс ЗВТ-М

Теория ТМ-поля, КЭД и ЗВТ, результаты математического и физического моделирования, экспериментальные полевые работы позволили выявить среди различных возможностей применения нестационарного поля электрического типа эффективную методику поиска и оконтуривания геологических объектов на основе площадных исследований магнитного поля и реализовать ее.

Опишем сейчас вполне конкретно основные составляющие метода ЗВТ-М по состоянию на сегодняшний день: технология работ, аппаратурный комплекс, программное обеспечение, приемы интерпретации.

5.5.1 Технология работ методом ЗВТ-М

Технология осуществляется следующим образом. Исходя из конкретной решаемой геофизической задачи определяют R - размер (радиус) и количество лучевых отрезков 4 кругового электрического диполя. Максимальная глубинность исследований равна $4R$, а радиус опоискования $5R$ кругового электрического диполя. В соответствии с рис.5.15 производят расстановку устройства на местности. При этом заземляют питаю-

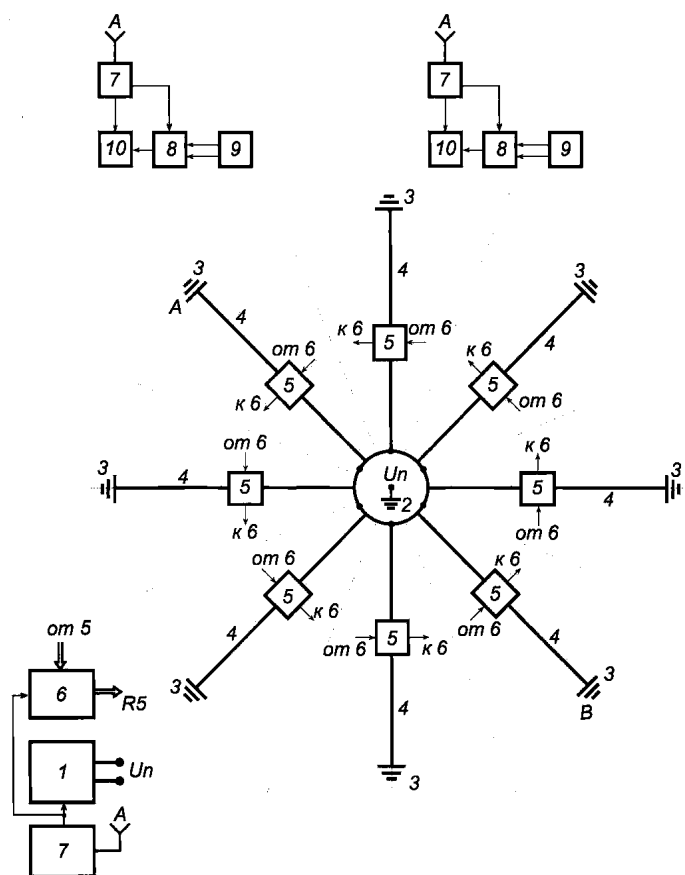


Рис. 5.15: Структурная схема размещения технических средств ЗВТ-М.

щий электрод 2 в центре окружности, образованной равномерно заземленными питающими электродами 3. Питающие электроды 3, количество которых должно быть не менее 6, подключают к одним концам лучевых отрезков 4 питающей линии, которые располагают по радиусам окружности через одинаковый угол, не превышающий 60° . В море установка

может погружаться на дно, а в районах шельфа, закрытых полярными льдами, установка КЭД располагается непосредственно на поверхности льда, причем питающие электроды заземляются в морскую воду. В каждый лучевой отрезок 4 включают стабилизатор 5 тока. Вторые концы лучевых отрезков 4 соединяют между собой и подключают к одному из выходов генератора 1 тока. Другой выход генератора 1 тока соединяют с одним из полюсов источника питания U_{Π} . Другой полюс источника питания U_{Π} соединяют с питающим электродом 2. За пределами окружности, образованной электродами 3, по площади перемещают один или несколько автономных измерительных комплексов, которые включают в себя индуктивные датчики 9, измерители 8, ЭВМ 10, приемники 7 СРНС. Для достижения глубинности и уверенного измерения сигналов переходного процесса по площади после предварительного математического моделирования определяют необходимую амплитуду импульсов генератора 1 тока зондирующей установки и число радиальных линий 4.

На первом этапе исследований производят зондирования, при которых в два лучевых отрезка 4, подключенных к диаметрально противоположным питающим электродам 3 и образующих питающую линию АВ, подают токи одинаковой величины с помощью генератора 1 тока. Величины токов контролируют с помощью блока 6 и уравнивают с помощью регулируемых стабилизаторов тока 5. Период импульсов тока генератора 1 синхронизируют с эталонным сигналом, поступающим от приемника 7 СРНС. После выключения каждого импульса тока измеряют сигнал переходного процесса магнитной составляющей поля с помощью измерителя 8, подключенного к датчику 9, при этом измерения ведут по профилям, перпендикулярным питающей линии АВ. По результатам этих измерений сигнала строят по стандартной методике геоэлектрический разрез вмещающей среды. Речь идет о предварительных традиционных индуктивных импульсных зондированиях, выполняемых оперативно техниче-

скими средствами ЗВТ-М. Вместо этого возможно проведение стандартных ЗСБ (или МПП) или использование ранее проведенных ЗСБ (МПП).

С помощью математического моделирования, с использованием определенной каким-либо способом вмещающего геоэлектрического разреза, оценивают значения сигналов магнитной составляющей переходного процесса, обусловленного КЭД, для случая, когда полученный разрез содержит гипотетическую модель искомого геологического объекта, при этом варьируют в заданных пределах его параметры: проводимость, форму, размеры, глубину залегания, удаление от центра кругового электрического диполя. Оценивается также остаточный индуктивный отклик вмещающей среды, обусловленный несовершенством реальной установки КЭД.

Затем выполняют основные (рядовые) зондирования, подавая во все лучевые отрезки 4 равные токи и измеряют значения сигнала переходного процесса магнитной составляющей поля, фиксируемого индуктивными датчиками, по площади. Наличие сигнала переходного процесса магнитной составляющей поля свидетельствует о наличии искомого геологического объекта. Для оконтуривания объекта проводят более детальные измерения сигналов переходного процесса магнитной составляющей поля и по результатам измерений строят рельеф поля над объектом на времени максимального проявления сигнала, обусловленного геологическим объектом. После чего сравнивают реальные значения сигналов переходного процесса с ожидаемыми значениями этих сигналов (с учетом остаточного сигнала), при этом в большинстве случаев наиболее эффективным является сравнение реальных и ожидаемых значений сигналов на временах максимального проявления сигнала переходного процесса магнитной составляющей поля. По результатам сравнения судят о наличии или отсутствии в исследуемой среде искомого объекта, а также о его параметрах. Для чего проводят более детальное математическое модели-

рование, добиваясь с помощью варьирования параметров геоэлектрической модели искомого объекта качественного и количественного соответствия между реально измеренными значениями сигналов и модельными данными.

Для наглядного представления на рис.5.16 иллюстрируется работа методом ЗВТ-М на местности.

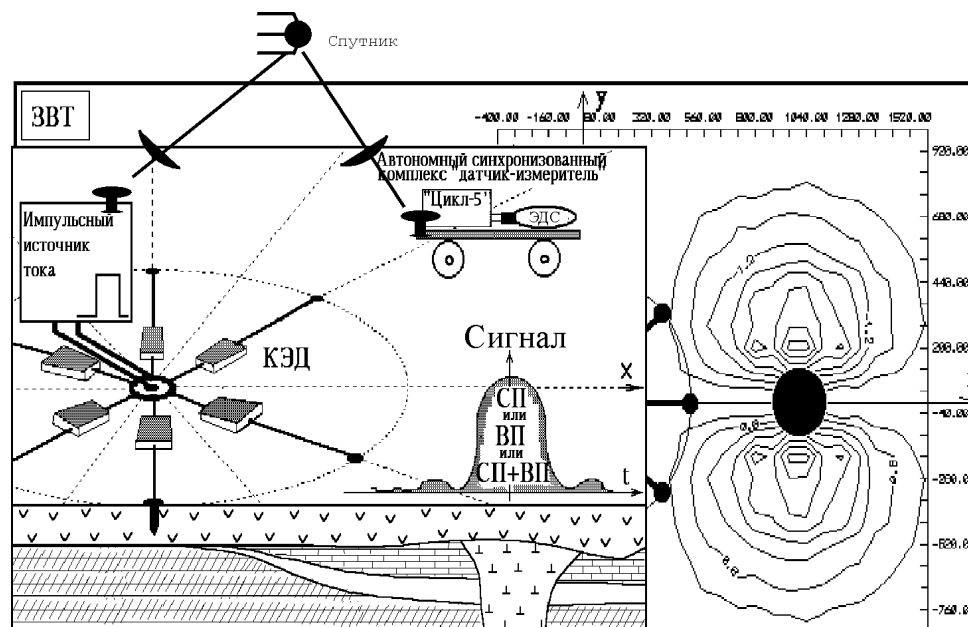


Рис. 5.16: Площадные работы ЗВТ с индуктивным приемом (ЗВТ-М).

5.5.2 Аппаратурный комплекс для ЗВТ

Экспериментальный образец электроразведочной аппаратуры для ЗВТ, разработанный вначале на основе аппаратуры "Цикл-4", подтвердил свою работоспособность и достаточно высокую надежность в различных климатических условиях (зима - Новосибирская область, осень - Украина, Житомирская обл., лето - Татарстан, Муслюмовский район).

Однако, использованная часть блоков аппаратуры "Цикл-4" выглядит излишне усложненной и громоздкой в рамках комплекса для ЗВТ. Кроме того, недостаточно надежную работу показала система кварцевой синхронизации между измерительным комплексом и зондирующей

установкой.

Все недостатки работы экспериментального образца были учтены при разработке нового поколения аппаратного комплекса для ЗВТ.

Кварцевая система синхронизации на основе опорных генераторов типа "Гиацинт-М" была заменена на систему спутниковой синхронизации с помощью приемников СРНС (GPS "Навстар").

На основе мощных силовых IGBT-транзисторов разработана схема стабилизатора тока регулируемого, что позволило увеличить ток в лучах установки КЭД и повысить стабильность рабочего тока и надежность зондирующей установки в целом.

С использованием современной микросхемотехники (в основном, западного производства) был разработан электроразведочный измеритель нового поколения ЦЭИ-5 с относительно небольшой массой и потреблением.

Состав и параметры нового аппаратного комплекса для ЗВТ приводятся ниже.

• СОСТАВ

– ЗОНДИРУЮЩАЯ УСТАНОВКА:

- генератор тока (трансммиттер) - 1 шт;
- блок измерения и регулировки тока - 1 шт;
- стабилизатор тока регулируемый - 8 шт;
- спутниковый навигационный приемник
типа GPS - 1 шт;
- комплект электродов;
- комплект проводов.

– ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТНОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ ПОЛЯ:

- индукционный датчик - 2 шт;
- измеритель ЦЭИ-5М - 1 шт;
- переносная ЭВМ типа Notebook - 1 шт;
- спутниковый навигационный приемник
типа GPS - 1 шт.

• **ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ И РАЗМЕРЫ:**

– КОММУТАТОР ТОКА:

- амплитуда импульса тока - от 1 до 100А;
- длительность импульса тока - от 100мс до 150с.;
- выходная мощность генератора тока - не более 45кВт при рабочем напряжении 500В;
- масса - не более 50кг;
- размеры - не более 500 × 360 × 710мм.

– БЛОК ИЗМЕРЕНИЯ И РЕГУЛИРОВКИ ТОКА

- погрешность измерения тока - не хуже 1о.
- пределы измерения тока - от 0.1 до 10А.
- потребляемая мощность - не более 10Вт. - масса - не более 5кг;
- размеры - не более 210×100×300 мм.

– СТАБИЛИЗАТОР ТОКА РЕГУЛИРУЕМЫЙ

- регулируемый ток - от 0 до 10А;
- масса - не более 10кг;
- размеры - не более 210×3200×3300мм.

– ИЗМЕРИТЕЛЬ ЦЭИ-5

- диапазон времени измерения переходного процесса - от 0.4мкс до 50с;
- динамический диапазон измерения сигнала - не менее 140дБ.
- потребляемая мощность - не более 3Вт. - масса - не более 3кг;
- размеры - не более 210× 100× 300мм.

– ИНДУКЦИОННЫЙ ДАТЧИК

- эффективная площадь 200000м²
- масса - не более 20кг;
- размеры - не более (4×4)м.

Описание работы аппаратуры ЗВТ

На рис.5.17 приведена структурная схема электроразведочного аппаратного комплекса. Аппаратурный комплекс для ЗВТ содержит источник питания $U_{\text{П}}$, генератор тока 1, питающий электрод 2, расположенный в центре окружности, образованной питающими электродами 3, лучевые отрезки 4 питающей линии, расположенные по радиусам этой окружности через равные углы, не превышающие 60° . Одни концы лучевых отрезков 4 подключены к соответствующим питающим электродам 3, а вторые концы объединены и подключены к одному из выходов генератора тока 1, другой выход которого подключен через источник питания $U_{\text{П}}$ к питающему электроду 2. В каждый из лучевых отрезков 4 питающей линии включен регулируемый стабилизатор тока 5. Измерительный выход каждого стабилизатора тока 5 регулируемого соединен с его управляющим входом через блок 6 измерения и регулировки тока. Вход синхронизации блока 6 объединен со входом синхронизации генератора тока 1 и подключен к первому выходу одного из трех приемников 7 эталонного сигнала времени и частоты спутниковой радионавигационной системы. Первый выход второго приемника 7 соединен с измерителем 8, два других входа которого соединены с индукционным датчиком 9.

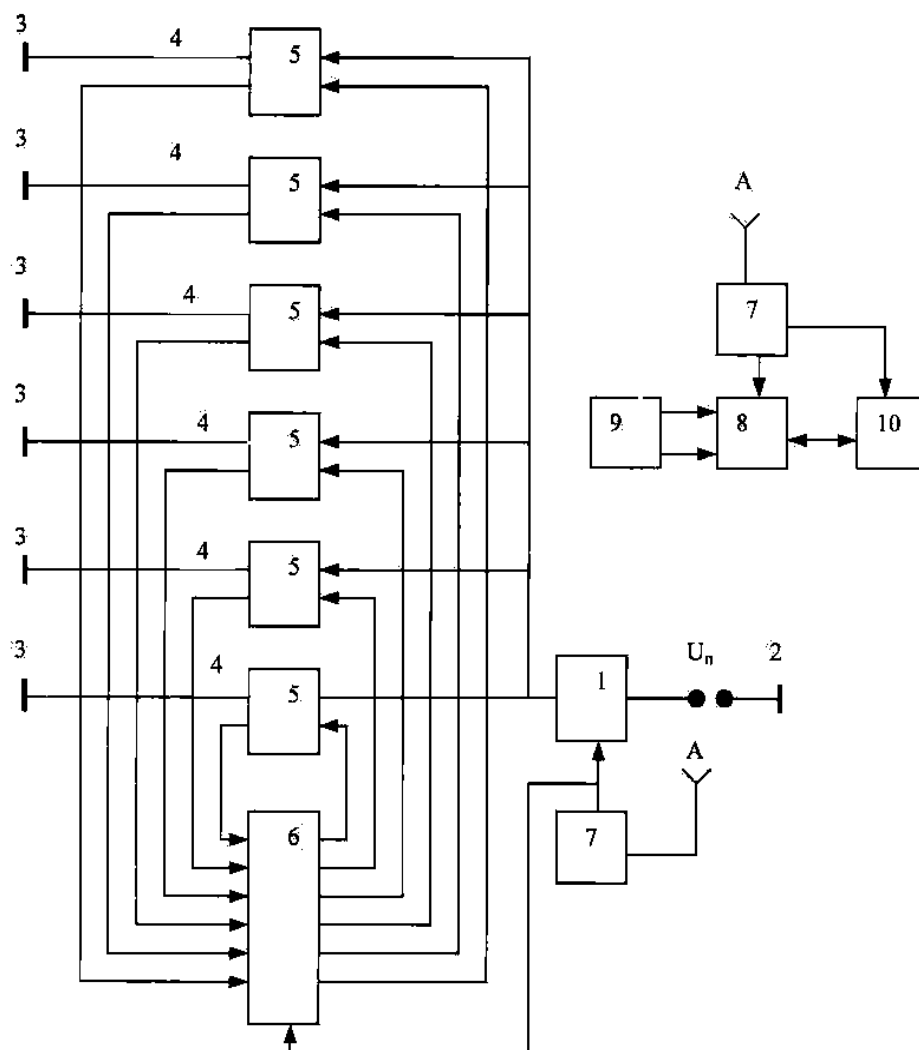


Рис. 5.17: Площадные работы ЗВТ с индуктивным приемом (ЗВТ-М).

Выходы приемника 7 и измерителя 8 соединены с ЭВМ 10.

Как известно, работа СРНС (в США - система НАВСТАР, в России - система ГЛОНАСС) синхронизируется высокоточной шкалой времени (ВШВ). Эта высокоточная шкала времени, в свою очередь, синхронизована с эталоном времени и частоты (в России – Государственным эталоном времени и частоты, в США - с национальным стандартом времени). Метка ВШВ представляет собой импульс длительностью 1мкс с периодом 1с. Относительная нестабильность отсчета времени составляет за сутки 10^{-12} . Приемники СРНС массой порядка 500г работают от напря-

жения постоянного тока (3-40В), имеют малое потребление тока (порядка 100мА) и выход типа "открытый коллектор", который обеспечивает удобное согласование с различными схемами. После включения питания на входы синхронизации генераторов тока 1, блока 6 и измерителей 8 с выходов "1с" приемников 7 СРНС поступает импульс синхронизации, который включает генератор тока 1 и в лучевые отрезки 4 подается импульс тока.

Следящая система, включающая блок 6 и стабилизаторы тока 5, начинает выполнять программу "регулировка токов" в лучах 4. Амплитуда и длительность тока задаются оператором с пульта управления блока 6. При условии надежного заземления электродов 3 следящая система выравнивает токи в лучах 4 и поддерживает их автоматически уже со второго импульса тока. После окончания длительности импульса тока включаются измерители 8, и измеряется переходной процесс магнитной и электрической составляющих поля. За один период метки ВШВ может произойти один или несколько циклов зондирования и измерения переходного процесса. После выполнения заданных циклов зондирования результаты измерений осредняются и считываются в память ЭВМ 10 вместе с координатами точки измерений из приемника 7 спутниковой радионавигационной системы [83].

Хотя сейчас речь идет о методике ЗВТ-М, но мы хотели бы подчеркнуть, что электроразведочный аппаратный комплекс для ЗВТ без всяких доработок может быть использована для ЗСБ, ВП или наземно-скважинной электроразведки и на базе этой аппаратуры может быть организован комплекс методов. При этом вместо питающей установки КЭД к выходу генератора подключается петля или линия АВ. Применение системы спутниковой синхронизации позволяет осуществить полную гальваническую развязку между зондирующей установкой и измерительным комплексом, исключить использование длинных кондукторов (длиной до

500м) и тем самым устранить влияние дополнительных помех от наводок и утечек. Количество каналов измерения составляющих поля определяется требованиями технологии полевых работ и производительностью. На исследуемой площади при одной зондирующей установке может работать несколько измерительных комплексов.

5.5.3 Программное математическое обеспечение ЗВТ-М

Основное программное обеспечение ЗВТ-М сосредоточено в системе ЗаВеТ-М для персонального компьютера на платформе Windows 95. Система создана в среде современного средства визуального программирования - Delphi, что делает ее весьма гибкой в отношении дальнейшего развития.

Система ЗаВеТ-М содержит следующие основные рабочие компоненты: (рис.5.18).

1. Графический интерфейс. Главное окно системы, где визуализируется и корректируется различная информация, относящаяся к конкретике проводимой работы (общая геоэлектрическая обстановка, предполагаемые контуры неоднородностей, топопривязка участка работ, параметры установки КЭД). Из этого же окна производится запуск вычислительных процедур и открытие схемы работ
2. Графический интерфейс. Схема работ с изображением питающей установки и точек регистрации (пикетов). Схема позволяет обратиться к любому пикету и просмотреть полевую кривую, а также результат (если имеется) математического моделирования, относящийся к данному пикету, и остаточный процесс реальной установки КЭД. На схеме, по мере накопления площадной информации, может быть помечен любой профиль и произведена визуализация профильной кривой сигнала на интересующем времени. Отображение пикетов (цвет и размер) зависит от величины и знака сигнала.

Таким образом, вся схема является средством первичной интерпретации площадной информации (рис.5.19). На схеме также возможно отображение предполагаемого контура неоднородности. Схема используется во время проведения работ, пополняясь в то же время.

3. Одномерное математическое обеспечение. Одномерное математическое обеспечение зондирований вертикальными токами (ЗВТ) сосредоточено в программе ЗаВеТ-1 для персонального компьютера. Для модификации ЗВТ с площадной регистрацией магнитной компоненты (ЗВТ-М) одномерное математическое обеспечение имеет вспомогательный характер и призвано решать следующие задачи: 1) оценка глубинности метода в конкретных структурно-геоэлектрических условиях;
- 2) оценка необходимых параметров питающей установки (КЭД), т.е. радиуса и тока;
- 3) оценка требований к точности устройства КЭД (токи в лучах, длины радиальных линий, углы между ними, количество линий);
- 4) расчет остаточного устанавливающегося магнитного поля, связанного с конечным числом радиальных линий, на всей площади опоискования с целью оценки и коррекции полевых данных.

Для решения указанных задач в составе программы ЗаВеТ-1 реализованы две основные вычислительные процедуры для расчета процесса установления во многослойной одномерной среде:

- 1) процедура расчета устанавливающегося поля во многослойной горизонтально-слоистой среде, возбуждаемого идеальной установкой КЭД. При этом в процессе установления участвует только электрическая мода и на дневной поверхности отлична от нуля только радиальная напряженность электрического поля. Расчеты с помощью этой процедуры позволяют оценить в целом электродина-

мический процесс в конкретной среде и решить две из вышеприведенных задач. Алгоритмической основой процедуры является синтез двух подходов, известных, как "решение в частотной области" и "решение во временной области" (решение А.Н.Тихонова). Программа расчета устанавливаемого поля электрического типа методом А.Н.Тихонова во многослойной среде является уникальной (как, впрочем, уникальным является круговой электрический диполь, возбуждающий поле только электрического типа);

2) процедура расчета устанавливаемого магнитного поля на поверхности многослойной горизонтально-слоистой среды, возбуждаемого реальным (произвольным) набором заземленных линий. При этом в расчете учитывается только магнитная мода. Расчеты с помощью этой процедуры позволяют оценить остаточное магнитное поле на дневной поверхности, связанное с возможным несовершенством реализации установки КЭД. Алгоритмической основой процедуры является также синтез двух подходов.

4. Вычислительная прямая 3D-процедура. Программа оперативного трехмерного моделирования, созданная на основе теории возмущения и борновской аппроксимации. Влияние возмущения проводимости заменяется вкладом в процесс установления вторичного стороннего тока, распределение и изменение которого контролируется нормальным процессом. Первый вариант программы тестировался сравнением со строгими расчетами и в экспериментальном порядке уже использовался при интерпретации ЗВТ. Для системы ЗаВеТ-М процедура весьма существенно модернизирована с использованием накопленного опыта в использовании борновского приближения в геоэлектрике.

В экспериментальных работах в Татарстане на Муслимовском месторождении система ЗаВеТ-М была задействована с первого дня полевых

работ. Посредством ее ежевечерне подводились итоги и контролировались результаты работы за день.

5.5.4 Интерпретация результатов ЗВТ-М

Представляя выше результаты математического и физического моделирования мы, собственно, и демонстрируем приемы интерпретации площадных ЗВТ с магнитным приемом. Дело в том, что поскольку в ЗВТ нормальное магнитное поле на дневной поверхности в основном подавлено, нет нужды при обработке снимать мощный фон путем каких-либо трансформаций в кажущиеся или иным путем, что и является важным преимуществом ЗВТ. Можно заметить, что интерпретация в ЗВТ-М начинается с того места, где часто заканчивается интерпретация в индуктивной импульсной электроразведке (снятие фона и построение площадных изображений аномальной эдс). Причем, трансформация в кажущиеся площадных наблюдений в МПП, например, является трудноразрешимой проблемой, как из-за изменчивости нормального поля по площади, так и из-за вклада в него различных удаленных неоднородностей. При проведении работ площадными ЗВТ наблюдаемый сигнал является и аномальным с достаточно четкой локализацией во времени и пространстве. Таким образом, основным приемом визуализации в площадных ЗВТ является построение после первичной обработки (учета остаточного поля) профильных кривых или карт рельефа по площади наблюденного поля на различных фиксированных временах. Рельеф сигнала по площади своими экстремумами прямо указывает на неоднородность.

Более углубленная интерпретация далее может производиться только с помощью трехмерного моделирования. По соответствию результатов измерений и результатов моделирования на всей площади работ определяются и уточняются все параметры объектов-неоднородностей. Ниже,

например, при описании исследований Удобновской залежи в Татарии, мы увидим, что для достижения максимального соответствия полевых и теоретических данных мы должны не только определенным образом распределить проводимость в плане, но и по глубине.

Это трехмерное моделирование по необходимости должно быть достаточно быстрым и доступным, включенным в стандартный полевой комплекс матобеспечения, работающим без сопровождения авторов-разработчиков. Все это может быть реализовано (и реализовано) только на базе линеаризованного подхода. Этот подход хорош еще и тем, что явно указывает на дальнейшую перспективу – быструю линейную 3D-инверсию площадных данных (вместо подбора) и, может быть, и на томографический подход в дальнейшем.

5.6 Экспериментальные работы методом ЗВТ (объект - рудное тело)

Первыми работами методом ЗВТ на реальных геологических объектах явилось исследование Прутовской интрузии основного состава (Житомирская область, Украина). Интрузия с поверхности оконтурена по данным гравимагнитных съемок, вскрыта бурением, установлены ее мощность и пологое падение на северо-восток под углом 23 градуса. Вмещающие породы представлены метаморфизованными биотитовыми и амфиболбиотитовыми платомагматитами, а сама интрузия характеризуется комплексом основных и ультраосновных пород: габбро, габбро-пориты амфиболлизированные, гнейсы графитовые и биотит-графитовые, а также гранат-биотитовые. По данным электрокаротажа сопротивление интрузивных и вмещающих пород мало различается между собой и колеблется в пределах 1000 – 5000 Ом·м.

В основании и частично в кровле тела основного состава обнаружена сульфидная минерализация с медно-никелевым оруднением, сопротив-

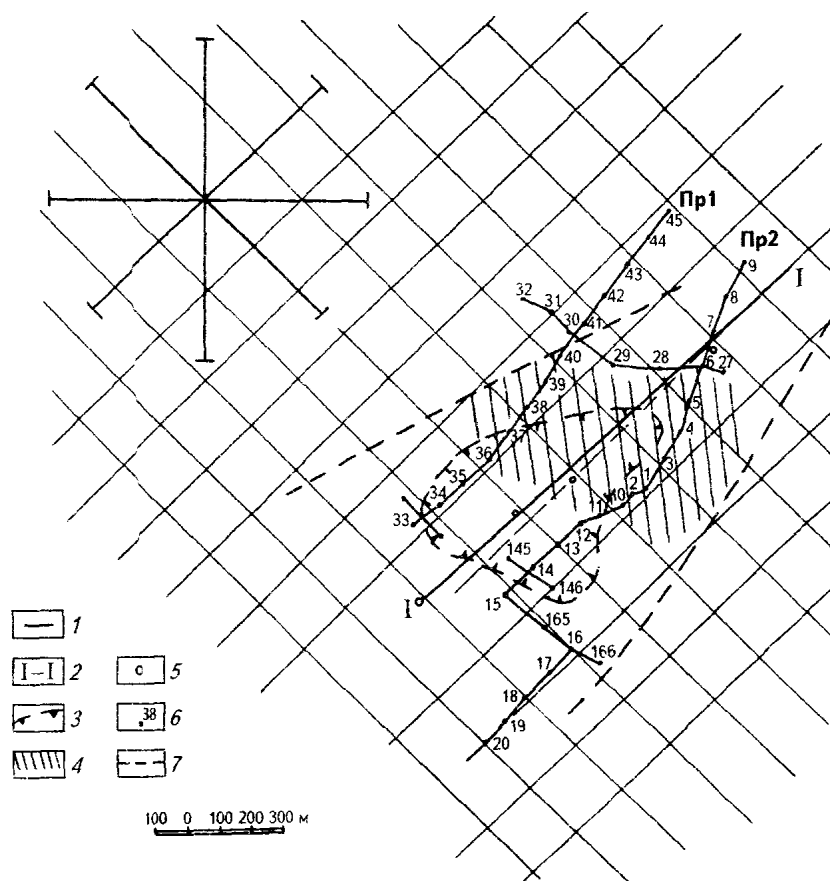


Рис. 5.20: План размещения КЭД на местности относительно объекта "Прутовская аномалия проводимости" и схема измерений. 1-установка КЭД; 2-линия разреза; 3-предполагаемые границы Прутовской аномалии; 4-аномалии проводимости по данным электроразведки; 5-разведочные скважины; 6-расположение приемных датчиков; 7-тектонические нарушения.

ление которой по данным каротажа оценивается в 2 – 5 Ом·м, так называемая "Прутовская аномалия проводимости" (рис.5.20). По материалам ЗСБ определена пространственная позиция интрузии основных пород, к донной части которой приурочена аномалия повышенной проводимости, обусловленная наличием рудной минерализации.

На местности в соответствии с рис.5.20 была собрана восьмилучевая установка КЭД. Радиус установки был выбран 500м. Центр установки КЭД находился на расстоянии 1200 – 1400м от центра аномалии. Концы лучей заземлялись с помощью металлических колец (от 6 до 8 штук

длиной от 0.6 до 1.0 м). Расстояние между кольями выбиралось не менее 2-х метров. Колья соединялись между собой многожильным медным проводом. Центральный электрод представлял собой поле из 21 электрода (кольев). Колья также соединялись между собой многожильным медным проводом.

Из-за высокого сопротивления среды большего тока, чем 0.9А, в лучах КЭД достичь не удалось. Выравнивание токов осуществлялось автоматически с помощью следящей системы КЭД.

Зондирующая установка включала в себя генератор тока электроразведочный ГТЭ-45 (аппаратура "Цикл-4") и управляемый круговой электрический диполь КЭД. В качестве источника питания использовался дизель-генератор ГГ-30М трехфазного переменного тока 380В и трехфазный выпрямитель постоянного тока.

Работы проводились в 1995 году еще с первым поколением аппаратуры. Измерительная установка включала в себя измеритель ЦЭИ-4 (аппаратура "Цикл-4"), индукционный датчик 1×1 м (эквивалент петли 100×100 м) и переносную портативную ЭВМ типа Notebook. Синхронизация между зондирующей и измерительной установками осуществлялась по высокостабильным кварцевым часам (генератор частоты типа "Гиацинт-М").

Из-за болотистой местности и осенней распутицы, а также и по причине неотлаженности технологии, громоздкой аппаратуры площадные работы реализовать не удалось, а были выполнены лишь измерения по двум профилям (рис.5.20). Расстояния между пикетами выбирались 50 или 100 м. Измерения были выполнены в количестве 51 пикет и дублировались на каждом пикете 3 раза.

По результатам измерений было отмечено, что сигнал ЗВТ-М имеет (как и ожидалось по результатам математического и физического моделирования) форму приблизительно колоколообразного импульса ампли-

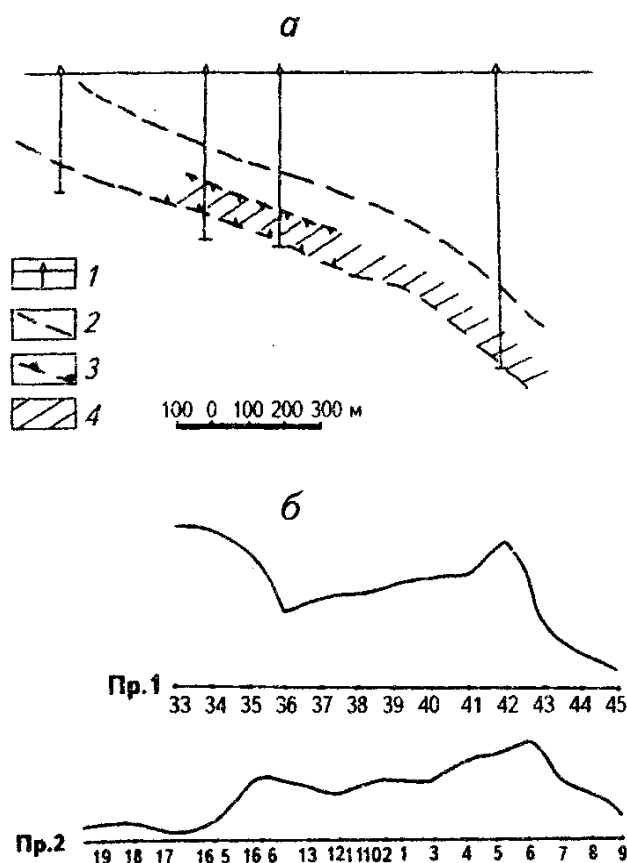


Рис. 5.21: Геологический разрез (а) и графики изменения магнитной составляющей поля (б) порофиям 1 и 2. 1-разведочные скважины; 2-границы интрузии; 3-Прутовская аномалия; 4-аномалии проводимости по данным электроразведки.

тудой до 4мВ и длительностью (на уровне 0.5 от максимального значения сигнала) 150 – 200мкс.

На рис.5.21 приведены графики сигнала с индукционного датчика при работах методом ЗВТ-М по профилям 1 и 2. По профилю 1 левее пикета 33 съемку выполнить не удалось из-за сильно заболоченного участка местности.

На рис.5.21 также приведен геологический разрез по линии 1-1 (рис.5.20). Профили 1, 2 были выполнены справа и слева от линии 1-1 предполагаемого разреза. Сопоставляя графики аномального поля с границами аномалии проводимости видно, что максимальные значения амплитуд аномального поля соответствуют границам аномалии проводимости.

В качестве дальнейшей интерпретации было проведено трехмерное математическое моделирование. Параметры проводящего включения, определенные вначале по имеющимся данным, варьировались до наилучшего совпадения с данными ЗВТ-М. В результате был уточнен контур неоднородности (рис.5.22). При этом на каждом пикете достигнуто удовлетворительное согласие измеренных кривых становления аномального поля и расчетных. Например, на рис.5.22 приведено это сравнение для пикета

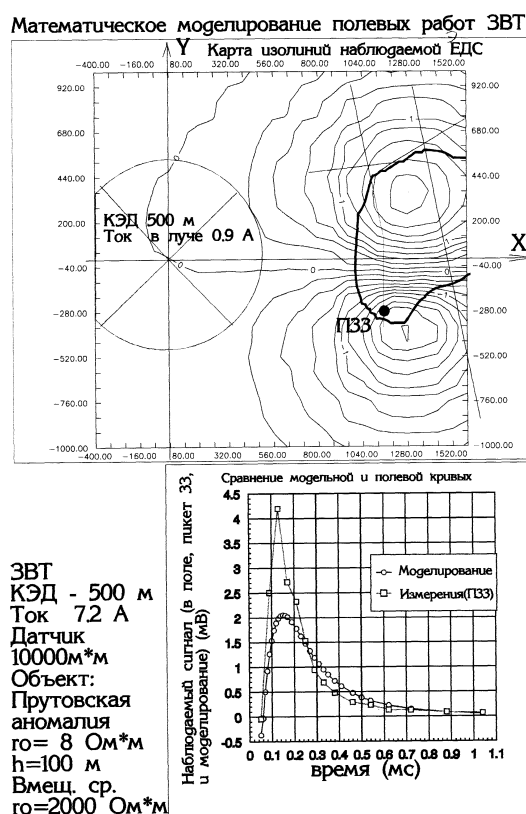


Рис. 5.22: Математическое моделирование.

та 33. Накопленный уровень шумов в районе аномалии практически не превышал уровня 10 – 15 мкВ.

5.7 Работы методом ЗВТ в Якутии (объект типа "трубка")

Участок Хатат, на котором проводились опытные работы методом ЗВТ, расположен в зоне Центрального разлома Вилюйско-Мархинской

системы. Разлом выполнен субвертикальной дайкой траппов, с которой связана интенсивная линейная магнитная аномалия. Горизонтальная мощность дайки 20-30 м, глубина залегания верхней кромки около 300 м. Магнетизм проявился здесь также в виде приповерхностных трапповых пластовых интрузий с туфовыми "карманами" и туфовых трубок. Размеры последних оценивались только по магнитным аномалиям и по этим оценкам их диаметры не превышают 50 метров. Массивные траппы обладают, как правило, высоким электрическим сопротивлением (до нескольких тысяч Ом*м), но разломы сопровождаются зонами трещиноватости, и поэтому в целом такая структура представляет собой чередование областей пониженных и повышенных сопротивлений. Среднее значение электрического сопротивления туфов близко к кимберлитам и составляет 200 Ом*м. Южная часть участка перекрыта юрскими песчано-глинистыми отложениями мощностью до 30-ти метров, залегающими на преимущественно карбонатных породах илгинской (холомолохской) свиты верхнего кембрия. Значительную площадь северной части участка занимают пластовые интрузии траппов или выходящие на дневную поверхность, или перекрытые юрскими отложениями. Траппы залегают на породах илгинской свиты. Илгинская свита представлена переслаиванием алевролитов, мергелей, известняков и доломитов. Мощность свиты 150 метров, электрическое сопротивление 300-600 Ом*м. Ниже по разрезу залегает верхоленская свита, состоящая из двух пачек. Верхняя представлена красноцветной толщей мергелей алевролитовых, глинистых с прослоями доломитов, известняков. Мощность этой пачки 100 м, электрическое сопротивление 40 Ом*м. Нижняя пачка преимущественно карбонатная и загипсованная, ее мощность 60 метров и сопротивление до 1200 Ом*м. Залегающая под верхоленской свитой карбонатная толща пород метегерской свиты также имеет высокое электрическое сопротивление 800-1200 Ом*м, но на глубинах 350-450 метров имеет место водо-

носный горизонт с высокой минерализацией и, соответственно, низким электрическим сопротивлением до 15-20 Ом*м.

Работы проводились в сентябре 1999 г. 8-лучевая установка КЭД с длиной луча 500м была размещена на расстоянии 700м от центра КЭД до границы участка. Концы лучей КЭД заземлялись с помощью 9-ти электродов из дюралюминиевых уголков длиной 1м, соединенных между собой. Электроды забивались в землю на расстоянии не менее 2-х метров друг от друга. Поле центрального электрода было образовано из 28 электродов такого же типа, как указано выше, забитых в землю на расстоянии не менее 2-х метров друг от друга и также соединенных между собой. Питание установки КЭД осуществлялось от дизельной электростанции через трехфазный выпрямитель. Из-за большого сопротивления среды и отсутствия дополнительного количества электродов ток в лучах установки КЭД удалось создать не более 2А в каждом луче. Суммарный ток нагрузки составил 16А. Измерения сигнала переходного процесса ЗВТ осуществлялись переносным измерительным комплексом. Синхронизация между генераторной установкой и измерительным комплексом осуществлялась через систему спутниковой синхронизации с помощью приемников GPS типа Aquatime. За время работ был измерен сигнал ЗВТ на 500 точках за 46 часов работы генераторной установки. На каждой точке выполнялись измерения dB_z/dt для вертикальной и радиальной составляющих поля. Всего было выполнено 1000 измерений. Измерения выполнялись по сети 20×40м. На рис.5.23 приведен участок работ и схема расположения установки КЭД относительно участка по карте, представленной ЯНИГП ЦНИГРИ. На участке Хатат, в пределах которого были выполнены работы ЗВТ, в 1978-79гг. были проведены гравиразведочные и магниторазведочные работы, которые сопровождалось разведочным бурением. По результатам этих работ был выявлен ряд аномалий, среди которых бурением были подтверждены Ан.49, Ан.50. На рис.5.24 приве-

дена схема расположения пикетов по профилям и отображение сигнала на времени 0.265мс. Также здесь приведена профильная кривая по профилю 5800 на времени 0.625мс. На оси абсцисс отмечаются порядковые номера пикетов, на оси ординат – амплитуда профильного сигнала ЗВТ. Здесь же приведен пример сигнала ЗВТ на пикете, где по оси абсцисс отмечается время переходного процесса, а по оси ординат - амплитуда сигнала.

Основной интерес для анализа представляет площадное распределение сигнала на разных временах переходного процесса, которое можно рассматривать как электромагнитный образ геоэлектрических особенностей разреза при разных стадиях процесса, отождествляемых с разной толщиной скин-слоя. На рис.5.25 приведено площадное изображение сигнала ЗВТ в условных единицах на времени 0.625мс. Площадное изображение увязано по координатам с геологической картой. Известные аномалии Ан.49 и Ан.50 выделяются достаточно уверенно. Немного выше и левее Ан.49 отмечается проявление неизвестной аномалии Ан.х. На рис.5.26, что соответствует площадному изображению сигнала ЗВТ на времени 1.409мс, аномалии Ан.49, Ан.50 и Ан.х отмечаются также достаточно отчетливо. Заметим, что аномалия Ан.х, как и аномалии Ан.49 и Ан.50, прослеживается с увеличением глубины, что может указывать на ее трубочный тип. По результатам рассмотрения площадного изображения сигнала ЗВТ на разных временах, что соответствует глубинам от единиц до сотен метров, можно с определенной долей уверенности утверждать, что мы выделили трубочной тело, которое отмечается аномалией Ан.х. В заключение следует отметить, что данные результаты работ не являются окончательными. Они будут уточняться и дополняться в процессе их обсуждения со специалистами, знакомыми с геологическим строением района, где выполнялись работы по ЗВТ.

5.8 Экспериментальные работы методом ЗВТ в Татарстане (объект типа "залежь")

Экспериментальные полевые электроразведочные работы методом ЗВТ (в основном, ЗВТ-М) начались летом 1999г. и продолжились зимой 1999-2000гг. на Муслюмовском месторождении, включающем Грачевскую, Удобновскую, Шуганскую, Сакловскую и Муслюмовскую залежи на территории Муслюмовского и Сармановского районов республики Татарстан. Работы были организованы силами НПУ "Казаньгеофизика" ОАО "Татнефтегеофизика" и проводились летом при непосредственном участии авторов и разработчиков метода ЗВТ-М (за 100 часов работы генераторной установки было выполнено 600 физических точек, опосредовано 10 кв.км площади), а продолжены были зимой уже только под надзором авторов. Среди различных задач экспериментальных работ ЗВТ ставилась также геолого-геофизическая задача по определению границ залежей. С этой целью работы проводились на Шуганской и Удобновской залежах (рис.5.27).

Район работ хорошо изучен. В частности, в период 1994-96 гг. проводились работы ЗСБ с плотностью 1.4 физ. точки на 1 кв.км. Осадочный чехол имеет мощность от 1680 до 1760м. Кристаллический фундамент обладает сопротивлением свыше 500 Ом·м. комплекс делится на 7 толщ и пачек. Нефтегазоносность отмечается на двух горизонтах: в средней терригенной толще и в отложениях девонского и каменноугольного возрастов.

Удобновская залежь вскрыта в отложениях нижнего карбона (бобриковский горизонт) скважиной 604 Тлянчи-Томакской площади. Приурочена она к песчаной линзе большой мощности (17.3м). нефтенасыщенность мощности пласта составляет 4.6м. ВИК по геофизическим данным отбит на абсолютной отметке - 905.1м (альтитуда составляет 190м). По результатам работ ЗСБ разрез в пределах Удобновской залежи характе-

ризуется пониженной продольной проводимостью. Закартированная зона уменьшенной проводимости отложений среднего терригенного комплекса охватывает Удобновскую и Грачевскую залежи. На карте удельной проводимости нижнекаменноугольных терригенных пород Удобновская залежь отмечается значениями, не превышающими 0.13См/м . возможно, что заметное снижение удельной проводимости пород терригенного комплекса (с практически выдержанной мощностью) прямо свидетельствует о нефтенасыщенности коллекторов. По материалам электроразведочных работ над залежью выделен аномальный объект [135].

Шуганская залежь открыта в 1967 скв.126 Менаелино-Актанышской площади, заложеной в своде Шуганского поднятия. При опробовании интервалов 1539-1543м и 1547.4-1549.2м получены при фонтанировании притоки нефти с дебитами 50куб.м/сут. и 9.1куб.м/сут. Нефтегазосодержащими являются трещиноватые карбонатные коллекторы Семилукского горизонта. Внешний контур нефтегазоности проведен по подошве нижнего нефтенасыщенного пласта на абсолютной отметке 1449 м. к настоящему времени здесь пробурены еще три скважины и только две из них (40060 и 40064) дали промышленный приток нефти. В гравитационном поле над залежью отмечены аномалии, по которым даны прогнозные контуры нефтегазоносности. По электроразведочным данным отложения девонского и каменноугольного возрастов в пределах залежи, к западу и северо-западу от скважины 126, характеризуются проводимостью значительно меньшей, чем за ее пределами. Над залежью также выделены аномальные объекты. Таким образом, предпосылкой при проведении работ методом ЗВТ-М с целью оконтуривания залежей нефти является факт повышения сопротивления над залежью, что, по мнению специалистов [35], справедливо в общем случае, а также и установлено конкретно электроразведочными работами на Муслимовском месторождении [135].

5.8.1 Удобновская залежь нефти

Принципиальной и важной особенностью работ на Удобновской залежи является первая реализация площадной системы сбора данных (2D) при закрепленном источнике посредством покрытия района работ (4×2.5км) регулярной сеткой наблюдений через 100 и 200 метров. Был использован пешеходный вариант перемещения измерительной установки без потрав сельскохозяйственных посевов. Всего было выполнено около 400 физических точек за 56 часов работы генераторной установки.

8-лучевая генераторная установка КЭД была собрана на расстоянии 700м (центр) от предполагаемого края залежи. Концы лучей заземлялись с помощью 5-7 электродов, центральный электрод представлял собой поле электродов из 25 шт. Электроды соединялись между собой медным проводом. Ток в лучах поддерживался равным 5А. Попытки увеличить ток в лучах установки не увенчались успехом. Ввиду особенностей нагрузки (регулируемый стабилизатор тока, который выполнен по схеме широтно-импульсной модуляции) происходило возбуждение генератора постоянного тока станции ЭРС-67. Использовать генераторную станцию УГЭ-50 не представлялось возможным из-за большого уровня пульсаций 150Гц выходного напряжения. Кроме того, при увеличении тока наблюдался нагрев дросселей стабилизаторов тока в лучах КЭД.

Посредством программного комплекса "ЗаВеТ- М" данные оперативно визуализировались и направление работ корректировалось. По результатам измерений были визуализированы профильные кривые, соответствующие определенным глубинам, максимумы которых указывали на положение латеральных изменений электропроводности. По предварительной интерпретации, подтвержденной также предварительным оперативным математическим 3D-моделированием, определена "граница ЗВТ", частично совпадающая с предполагаемым контуром залежи.

Были выполнены измерения методом ЗСБ на одной физической точке

с целью уточнения геоэлектрического разреза. Размер установки ЗСБ 500x500м, в качестве измерительной петли использовался индукционный датчик с моментом 50000кв.м. Синхронизация между измерительной и генераторной установками осуществлялась по спутниковому каналу.

Была предпринята попытка выполнить с этой же установки КЭД измерения на части Грачевской залежи, однако измерения не удались из-за большой величины периодической помехи 50Гц.

Результаты работ на Удобновской залежи, где глубина до объекта составляет 1100м от дневной поверхности, некоторым образом представлены на рис.5.28, где показан также предполагаемый контур залежи. Прежде всего оказалось необходимым обсудить неожиданный и не очень приятный результат в виде зон перемены знака и вообще сильного искажения сигнала (более темные кружки-пикеты на рис.5.28. Это часть нашего, набираемого сейчас опыта. Дело в том, что на Удобновской залежи действуют три скважины с соответствующей инфраструктурой (ЛЭП, которые мы видели, и подземные трубопроводы, которые мы, к сожалению, не приняли во внимание). На рис.5.29, приведена схема расположения этих трубопроводов и скважин. Данные ЗВТ очевидным образом отображают эту инфраструктуру. Проблема в том, что искажения далеко распространяются по площади и по времени. В связи с этим обработка данных в обсуждаемой части площади наблюдений нуждается в специальном подходе и потребует значительных усилий и времени. Можем только заметить, что та сложная картина в этой части залежи, как и завершение залежи, данными ЗВТ не подтверждается, насколько пока можно судить вопреки сильным искажениям сигналов. Обычной методикой интерпретации можно воспользоваться в отношении данных, полученных в северо-восточной части площади. На рис.5.30, представлены данные по трем профилям, проходящим через предполагаемый край залежи. Все они отмечают край экстремумами. Однако, сразу же встает

вопрос о глубине, к которой относится эта информация. Примем вмещающий геоэлектрический разрез по данным ЗСБ (табл.5.2): Определим по-

Таблица 5.2: Вмещающий разрез.

Сопротивление (Ом·м)	Мощность (м)
59	500
9.5	500
1.6	40
27.6	300
300	452
1.6	151

ка, ориентируясь на положение максимума на кривой становления (5мс) зону повышенного сопротивления во втором слое на глубине 600м. Однако, как видно на рис.5.31, такая модель совершенно неудовлетворительно описывает ситуацию на времени 26мс – времени возможного проявления неоднородностей горизонта, содержащего залежь. Только распределив дефицит проводимости определенным образом по нескольким горизонтам вплоть до самой залежи (рис.5.32) мы получили удовлетворительный результат. Таким образом, мы интерпретируем данные ЗВТ-М, как отклик сложного трехмерного распределения проводимости, включая и горизонт, вмещающий залежь. Установление специфики этого распределения и его прослеживание позволяет говорить об оконтуривании залежи. В данном случае (в северо-восточной части) данные ЗВТ подтверждают предполагаемый контур залежи.

Вместе с тем, это математическое моделирование позволяет утверждать, что данные ЗВТ-М определяются именно достаточно глубинной неоднородностью, а не приповерхностной и, тем более, не рельефом.

5.8.2 Шуганская залежь

На Шуганской залежи нефти был сделан новый технологический шаг вперед, а именно, реализация площадной системы сбора информации

при нескольких постановках КЭД. На рис.5.33, где приведена схема этих работ, указаны три постановки КЭД. Надо заметить, что постановка 1 была выполнена летом (1999г.) и были проведены измерения в небольшом объеме по отдельным профилям. Соответствующих пикетов нет на рис.5.33 (они показаны на следующем рисунке), но эти данные также были использованы в представлениях материалов по площади. Зимой были проведены работы с двумя постановками КЭД (2 и 3) по приведенной на рис.5.33схеме. Зимние работы были выполнены без непосредственного участия разработчиков, и это также явилось некоторым шагом в развитии метода.

На карте указаны эксплуатируемые нефтяные скважины, а также неизбежная инфраструктура, относящаяся к ним – ЛЭП и трубопроводы. В районе работ расположены две вполне электрофицированные деревни, при приближении к которым нарастали помехи.

Топографическая сетка была следующей: профили отстояли друг от друга на 400м, а пикеты следовали через 200м. Регистрация производилась, в основном, через 400м по профилю и лишь в местах предполагаемого контура производилась детализация (через 200м).

По данным ЗСБ, полученным Михайловской электроразведочной партией Казанской ГЭ [135], а также и подтвержденным нами по проведенным зондированиям (ЗСБ), разрез описывается следующим образом (табл.5.3):

Таблица 5.3: Вмещающий разрез.

Сопротивление (Ом·м)	Мощность (м)
59.0	500
5.5	300
98.0	300
51.0	552
1.6	150

Как уже неоднократно подчеркивалось, площадной сигнал ЗВТ, свободный от фона вмещающей среды и целиком обязанный латеральным неоднородностям, с которыми связан пространственно, обладает высокой визуализирующей способностью. Использование (и просто представление) площадных данных, да еще и от различных источников возбуждения, требует некоторого "выравнивания", которое, во-первых, заключается в учете изменений параметров приемно-питающей установки по площади (моментов), а, во-вторых, в некотором нормировании, связанном с разносом приемника и источника.

На рисунках 5.34– 5.38 представлены выровненные таким образом площадные изображения сигнала ЗВТ-М на разных временах процесса становления. На первом из этих рисунков дана также полная схема пикетов, по которым строились эти изображения.

На наш взгляд, на всех представленных временах уверенно выделяется зона повышенных значений сигнала, вполне согласующаяся с предполагаемым контуром залежи. Причем, основная доля сигнала, как показало математическое моделирование, связано с неглубокозалегающей зоной повышенного сопротивления (500-800м). Однако, судя по временным срезам на 20мс и 40мс, эта зона прослеживается по глубине до самой залежи. Таким образом, в данном случае сигнал ЗВТ сформирован не самой залежью, а "столбом" повышенного сопротивления над залежью.

Предъявляя этот положительный, говорящий сам за себя результат работ, мы должны предложить некоторое истолкование для этой картины. Ранее, на простых, "маленьких" и тонких моделях неоднородностей, применяя представление о малых возмущениях, мы отмечали повышение сигнала лишь над краем неоднородности (но не над всей). Реально мы имеем электромагнитную ситуацию, когда имеется объемное включение повышенного сопротивления сложной формы, причем используются несколько источников возбуждения, размещаемых различным образом.

Однако к этой сложной и запутанной ситуации применим простой и общий подход, основанный на том факте, что токи обтекают плохопроводящее тело стороной, а, следовательно, именно в этом теле (и над ним) и возникает наибольшее магнитное поле (подобно тому, как самое сильное поле возникает внутри токовой петли).

На рис. 5.39 представлены также некоторые профильные кривые сигнала ЗВТ.

Как и в случае работ на Удобновской залежи трубопроводы явились сильной помехой при работах на Шуганской залежи.

Обобщая результаты выполненных объемов (работы еще продолжаются) экспериментальных работ ЗВТ на Муслюмовском месторождении, можно сделать общий вывод, что технология работ и метод ЗВТ-М в целом получили новое развитие. Работу можно расценить как этап создания нефтяной 3D-электроразведки на базе зондирований вертикальными токами. Получен чрезвычайно важный и принципиальный результат, состоящий в показанной возможности оконтуривания залежи нефти по площадным электроразведочным данным.

О дальнейших принципиальных перспективах развития ЗВТ-М и вообще ЗВТ мы будем говорить ниже, заключая всю главу 5. Завершая этот раздел, следует отметить самые необходимые направления доработки аппаратно-методического комплекса ЗВТ-М для оконтуривания залежей углеводородов. Итак, совершенно ясно, что необходимо повысить помехозащищенность сигналов ЗВТ-М и применять более плотные и широкие сети сбора данных. Широкие в том смысле, что помимо измерений над самим объектом, необходима представительная фоновая часть вокруг объекта. В этом смысле представленные выше работы на Удобновской и Шуганской залежах – неудовлетворительны. Решения этих проблем взаимосвязаны и должны быть найдены также при удовлетво-

рении требованиям производительности и экономичности. Уже сейчас можно предложить конкретные мероприятия:

- увеличение тока в каждом луче до 10А (т.е., до 80А общий ток – это более соответствует задачам в нефтяной электроразведке);
- применение индукционных датчиков с эффективной площадью не менее 160000кв.м при низком уровне собственных шумов;
- эффективное подавление помехи 50Гц;
- повышение числа накоплений за счет сокращения длительности импульса и паузы (сейчас эти длительности порядка 500мс, что явно является "родимым пятном" индуктивной электроразведки, а в ЗВТ достаточно было бы и 100мс);
- оперативная спутниковая привязка измерений по площади;
- повышение мобильности измерительного комплекса; ранцевый вариант; применение одновременно нескольких измерительных комплексов;
- организация жесткого контроля сбоев работы источника и контроль полярности сигнала;
- выяснение всех техногенных факторов (ЛЭП, трубопроводы и прочее) до начала работ на площади и меры по минимизации их влияния).

5.9 Перспективы

Подводя итоги проделанной работы можно отметить, что становление ЗВТ как метода состоялось. Несмотря на констатируемый разрыв со многими традициями индукционной электроразведки, за краткий период

возникновения и развития ЗВТ, создан аппаратурно-методический комплекс нового метода. Этот комплекс позволил успешно провести экспериментальные полевые работы на Украине, в Якутии и в Татарии с различными целями. Опыт работ позволил спроектировать новый аппаратурно-методический комплекс ЗВТ с учетом достаточно необычной специфики этого метода.

Развитие метода ЗВТ, как нам представляется, возможно по двум основным направлениям, причем, обе методики могут быть использованы и в комплексе. Первое направление, практически реализованное и обсуждавшееся в этой главе – это площадные наблюдения с использованием индуктивных датчиков (ЗВТ-М). Регистрируемая ЭДС может иметь электродинамическое происхождение или отражать процессы ВП (или то и другое), но важно, что в любом случае наблюдаемое поле связано только с нарушениями горизонтальной однородности и не содержит вклада вмещающей толщи. Интерпретация на первом этапе заключается просто в построении карты наблюдаемого поля.

Второе направление, еще нереализованное, связано с регистрацией электрического отклика на дневной поверхности. Такую методику следует рассматривать, как способ изучения процессов ВП, и он интересен тем, что электродинамический процесс установления поля КЭД весьма скоротечен по сравнению с обычной заземленной горизонтальной линией. Привлекает с методической точки зрения и азимутальная симметрия поля КЭД. Отметим, что управляемая установка КЭД позволяет оперативно комплексовать зондирования вертикальными токами с магнитным и электрическим приемом с традиционными методиками ЗС и ВП.

Замечательные свойства процесса установления ТМ-поля позволяют предлагать новые решения для традиционно трудных задач индукционной электроразведки.

Известна проблема морской электроразведки, где геоэлектрический разрез экранируется толщиной морской воды. Но эта проблема тяжела именно при традиционном ТЕ-возбуждении (преимущественно, горизонтальные токи). Процесс установления поля КЭД, как ТМ-возбудителя, происходит таким образом, что процесс (как он отражается в отклике на дневной поверхности) всегда, на всех стадиях, определяется вертикальной структурой разреза, а не суммарными характеристиками (суммарной продольной проводимостью). Стоит заметить, что в море облегчаются некоторые проблемы устройства мощной установки КЭД (заземление, судовые источники тока). Коль скоро толщина морской воды не является фатальным фактором в ЗВТ, можно рассматривать вариант работы в арктических областях при расположении установки КЭД в районах, закрытых полярными льдами, или на плавучей льдине. Кроме того, разработано устройство, позволяющее удерживать геометрию КЭД на поверхности моря ([84]).

При площадных работах с магнитным приемом (ЗВТ-М) с мощной питающей установкой КЭД возможен аэровариант. Мы убеждены, что измерения в условиях компенсированного фона (т.е. прямые измерения аномального поля) делают аэровариант более надежным способом сбора площадной информации.

Вообще, предполагая лучшие времена, можно рекомендовать ЗВТ в качестве новой перспективы для сверхмощных электромагнитных зондирований. Круговой электрический источник – неиндуктивный источник также и в том смысле, что не обладает собственной индуктивностью, что облегчает проблему коммутации больших токов. Кроме того, имея, допустим, источник, способный давать тысячу ампер (при достаточном напряжении), прогнать такой ток через большую петлю – проблема, нужен кабель большого сечения. Этот же ток в 8-лучевой установке КЭД реализовать нетрудно с применением самых обычных марок кабелей (в

импульсном режиме).

Отдельно упомянем интереснейший вариант малоглубинной электро-разведки с использованием КЭД. Главной характерной особенностью кругового электрического диполя является отсутствие квазистационарного магнитного отклика горизонтально - слоистой среды на дневной поверхности (и выше, в воздухе). Однако, нестационарная часть отклика дает магнитное поле всюду (глава 3). Это поле, значительное на самых ранних временах процесса установления, целиком определяется диэлектрическими свойствами геоэлектрического разреза. Таким образом, КЭД принципиально удобный инструмент для нестационарной малоглубинной геоэлектрики. Представляются немаловажными и другие преимущества КЭД на высоких частотах – отсутствие собственной индуктивности и осесимметричность. (Заметим, что в этом режиме петля – неосесимметричный источник. Изменения тока в петле распространяются от места подвода тока по петле с конечной скоростью. Например, для петли диаметром 1м процесс изменения тока во всей петле будет не менее 10нс. Только на временах, много больших, чем 10нс, можно считать такую петлю азимутально симметричным источником.) Более того, на высоких частотах (или в сверхранней стадии установления) нет нужды заземлять внешние концы радиальных линий. Таким образом, мы можем рассмотреть перспективы создания совершенно оригинального, достаточно технологичного, малоглубинного метода диэлектрических зондирований. Остается только предположить, учитывая и локальность поля КЭД, что такое устройство можно с большим правом именовать "георадар" или "геолокатор", чем предложенные до сих пор устройства на основе других источников.

Наконец, заметим, что КЭД, как источник не имеющий собственного прямого поля, представляет интерес для частотных зондирований. Может быть, в этом состоит альтернатива рассмотренному в этой главе

методу ЗВТ-М, в котором использован импульсный режим. Альтернатива эта вполне серьезна в силу радикального упрощения и повышения надежности силовой аппаратуры.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Общим результатом работы является развитие дуального подхода к электроразведке с контролируемыми источниками, построение базовой теории и математического аппарата в дуальной форме и соответствующее расширение технических средств. Конкретные результаты состоят в следующем:

1. Получено обобщающее решение задачи об установлении поля, возбуждаемого контролируемым источником в произвольной горизонтально-слоистой среде на основе разделения на ТЕ и ТМ-поле. Предлагаемая постановка и способ решения поглощают многолетние наработки в этой области и приводят математический аппарат ЗС к наиболее компактному и единообразному виду. Это достигается нижеперечисляемой совокупностью подходов и приемов.

а) Источник описан, как плоское горизонтальное произвольное распределение стороннего тока, помещенное на любой уровень в горизонтально-слоистой среде. Такое описание включает, например, любые реальные питающие электроразведочные установки на дневной поверхности, в ее плоскости, составленные из проводов и точечных заземлений.

б) Режим возбуждения произвольный, в частности, описываемый δ -функцией и гармонический режим.

в) Источник учитывается в задаче, как дополнительное граничное условие.

г) Задача сводится к задаче определения вертикальных компонент магнитного и электрического поля. Потенциалы не вводятся, что сужает

и упрощает аксиоматику задачи.

д) Применение в совокупности (а), (в) и (г) позволило разделить задачу на две независимые скалярные задачи – электрического типа, в которой "источником" является дивергенция распределения стороннего тока, и магнитного типа, в которой "источник" есть ротор стороннего тока.

е) Далее, двухмерным преобразованием Фурье по латеральным координатам получаем одномерные нестационарные задачи для устанавливаемых пространственных гармоник электрической и магнитной мод.

ж) Одномерные задачи для магнитной и электрической мод решаются двумя способами разделения переменных – в виде интеграла Фурье и, при некоторых ограничениях, посредством решения задачи Штурма-Лиувилля для собственных значений – в виде ряда Фурье по собственным функциям с удобными аналитическими представлениями коэффициентов ряда.

Два представления решения задачи установления получены в рамках единого подхода. Первое представление, фактически, совпадает с известным представлением решения задачи установления в виде трансформации Фурье решения в частотной области. Второе представление решения является развитием решения А.Н.Тихонова. Имеет значение и компактная, алгоритмически прозрачная, с общими элементами запись этих двух записей решения. Постановка задачи для произвольно распределенного и с произвольным режимом источника поддерживает возможности оптимизации питающей установки.

В целом, подход к решению задачи установления связан с нашим подходом к численной программной реализации этой задачи на базе синтеза двух алгоритмов. Автор настоятельно рекомендует развивать именно этот путь оптимизации численных процедур для основной прямой задачи импульсных ЗС.

В этой работе сделан лишь первый шаг для получения обобщенного представления решения задачи установления, включающего, как частные случаи, представления в виде интеграла Фурье и ряда Фурье. Было бы интересно также получить представление в виде ряда из представления решения в виде интеграла.

2. Получены выражения во временной области для поля полного процесса от вертикального магнитного диполя с учетом токов смещения в среде с одной границей и двумя границами. При этом показано:

а) известное представление полного решения в виде трансформации Фурье решения в частотной области не реализуется численно на временах, где влияние токов смещения является определяющим или хотя бы ощутимым;

б) необходимы либо решения непосредственно во временной области, либо дальнейшие преобразования интеграла Фурье с целью избавления от него же;

в) решения для простых сред можно получить вторым путем, сведя преобразование Фурье к табличному преобразованию Лапласа;

г) полученные выражения во временной области легко алгоритмируются и позволили создать быстрые программы;

д) решение имеет на временах прихода волн по воздуху и по Земле δ -особенности, которые связаны с идеализациями (точечный источник, мгновенное изменение момента).

Эти решения для простых сред могут быть полезны для некоторого предварительного геофизического анализа, могут использоваться для тестирования расчетов по более общим алгоритмам (сеточным и интегральным), а также послужить основой или составной частью общего алгоритма для горизонтально-слоистой среды. Приведенные примеры построения алгоритма для простейших сред и анализ возможностей построения такого алгоритма для многослойных сред показывают, что задача эта

много сложнее, чем аналогичная задача в квазистационарном приближении. Практически, опыт нескольких десятилетий по созданию математического обеспечения квазистационарной электроразведки ЗС мало помогает. Основная причина заключается в смене типа уравнения. Эта ситуация, наверное, менее болезненна в сеточных методах. Следует ожидать, что некоторое время расчеты для горизонтально-слоистых разрезов будут выполняться именно этими методами. Понятно, что это никогда не снимет актуальности построения быстрых интегральных алгоритмов, хотя бы в плане оптимизации разностного подхода.

3. Получены эффективные алгоритмические средства оперативного прямого моделирования в осложненных геоэлектрических условиях и средства инверсии на основе сформулированного метода вторичных источников и теории возмущения:

- а) интегральное определение матрицы чувствительностей горизонтально-слоистой модели в процессе установления, что имеет большое значение в аппарате инверсии;
- б) декомпозиция суммарного отклика по послойным вкладам отдельных слоев;
- в) приближенный учет влияния токов смещения, как пример применения метода вторичных источников и теории возмущения;
- г) построение линеаризованных решений прямой задачи индуктивных ЗС различной размерности по распределению проводимости.

Все предложенные алгоритмы программно реализованы отчасти в комплексе ПОДБОР, отчасти в развивающемся математическом обеспечении томографии индуктивных ЗС.

Освоение предлагаемого подхода позволило бы практикам в области геоэлектромагнитных зондирований во многих случаях обойтись без привлечения громоздких и дорогостоящих систем "строгого" многомерного численного (конечные разности, конечные элементы) моделирования за-

дач ЗС.

Очевидное развитие предлагаемого способа приближенного прямого моделирования состоит в привлечении следующих (за линейным) членов борновского ряда.

4. Реализован еще один аппроксимационный подход, заключающийся в аппроксимации геоэлектрической модели неоднородной проводящей плоскостью. Подобная идеализация имеет реальный смысл для некоторых геоэлектрических провинций (например, Восточная Сибирь), как модельное средство учета влияния проводящей неоднородной ВЧР. Такая модель среды позволяет свести задачу установления к двухмерной задаче установления токов в плоскости. В результате (совместно с В.М.-Фоминым) создана весьма оперативная программа расчета поля переходного процесса в неоднородной S -плоскости PRAIS (в пределах минуты на IBM PC 133МГц), при этом используется 600 оперативной памяти.

5. Развита (совместно с М.И.Эповым) новая, томографическая, способ интерпретации данных индуктивной импульсной электроразведки. Способ, в принципе, решает проблему оперативной обработки больших массивов, (возможно, разнородных) площадных данных при трехмерном подходе. Определены следующие положения, на которых основывается подход:

1. среда состоит из множества стандартных элементов;
2. строится линеаризованное решение многомерной прямой задачи в окрестности простой (одномерной или даже однородной) референтной модели;
3. инверсия заключается в обращении линейной системы, связывающей экспериментальные данные и возмущения геоэлектрических параметров относительно референтной среды;
4. структура среды восстанавливается по полученному пространствен-

ному распределению параметров (например, электропроводности).

Центральным (но не равнозначным всему подходу в целом!) пунктом в приведенной схеме является эффективное решение прямой задачи в приближенном, линеаризованном представлении. Линеаризованная постановка прямой и обратной 1,2,3-мерной задачи реализована на основе метода вторичных источников и теории возмущения и соответствует известному борновскому приближению в теории рассеяния. Таким образом, развивается метод дифракционной квазистационарной электромагнитной томографии.

В этой работе показана работоспособность томографического подхода на синтетических и экспериментальных данных при одномерной, пока, инверсии. Это отражает текущий этап исследований. Определено, что трехмерная томографическая интерпретация не нуждается в каком-то особом матаппарате, а только в определении стратегии и организации инверсионного процесса.

Предварительные исследования показали, что проблема точности прямой задачи в линеаризованной постановке может решаться путем гибкого выбора параметров референтной модели и применения все больших объемов независимых данных. Дальнейшие исследования должны бы определить, насколько далеко можно продвинуться этим путем.

6. Результатом многолетней работы (совместно с А.В.Злобинским) является программный комплекс ПОДБОР, предназначенный для интерактивной автоматизированной интерпретации данных ЗСБ-МПП. Особенность этого результата работы состоит в том, что посредством этого программного продукта многие (большая часть тех, что представлены в диссертации) теоретические и алгоритмические разработки нашли практическое, производственное применение.

Комплекс ПОДБОР составляют 4 самостоятельных программных объекта (ПОДБОР, ПРОФИЛЬ, СЛОЙ, FAST3D), заключенные в единооб-

разные удобные сервисные оболочки, с единообразной системой ввода-вывода, документирования (файлы и твердые копии, графика и таблицы, РСХ-формат) и оперативной помощи пользователю:

1. ПОДБОР – система многослойной интерпретации данных одного пикета на основе ручного и автоматического решения обратной задачи методом подбора в классе одномерных моделей.
2. ПРОФИЛЬ – система для разнообразных и регулируемых пользователем профильных представлений первичного материала, а также результатов слоистой интерпретации.
3. СЛОЙ – программа для весьма детального анализа процесса становления во многослойной среде при возбуждении любым сложным по форме импульсом возбуждающего тока. Здесь можно оценить физические предпосылки для успешного решения задачи.
4. FAST3D – программа быстрого расчета влияния локальных нарушений горизонтальной однородности разреза на процесс становления. На процессоре 486 время для одного объекта составляет до 10 мин. Эта программа является компромиссом между насущной необходимостью оперативного анализа возмущений одномерной интерпретации и практической бесполезностью громоздких систем "строгого" трехмерного математического моделирования.

В комплексе предполагается учет реальной (возможно, разнесенной) геометрии установки и реальной (вообще, определенной пользователем) формы импульса тока. Основой комплекса является одномерная многослойная (число слоев до 20 – условное ограничение) интерпретация, но имеются средства и для коррекции результатов одномерного подхода с помощью оперативного приближенного трехмерного моделирования.

По сравнению с аналогами комплекс ПОДБОР обладает двумя важными достоинствами, которые, к тому же, дают высокий потенциал раз-

вения. Первое состоит в том, что используется синтез двух представлений решения прямой одномерной задачи ЗС, известных, как "решение в частотной области" (с последующей трансформацией Фурье) и "решение во временной области", в свое время предложенное А.Н.Тихоновым. Комплексирование этих двух алгоритмов позволяет во многих случаях обойти трудности каждого из них при анализе и численной реализации прямой задачи. Другая особенность состоит в использовании варианта прямой задачи для быстрого, по аналитическим формулам, расчета производных сигнала по параметрам разреза.

Комплекс ПОДБОР используется или использовался в России, на Украине, в Казахстане, Австралии, Франции, Израиле, Йемене. Может применяться в морском, скважинном и аэровариантах электроразведки ЗСБ (МПП). Электроразведочные работы, обработка данных которых производилась в комплексе ПОДБОР, проводились с различными целями: нефть (Россия, Австралия), рудные объекты (Россия, Украина, Казахстан), поиски кимберлитовых тел (Россия), гидрогеологические исследования (Израиль, Йемен).

7. В рамках дуального подхода к теории и математическому аппарату электроразведки с контролируемыми источниками создан пакет программ MAGsoft для расчета полей становления основных типов источников для электроразведки: горизонтальный электрический диполь (ГЭД), вертикальный электрический диполь (ВЭД), вертикальный магнитный диполь (ВМД), круговой электрический диполь (КЭД). Таким образом, включены все типы источников для ЗС: чисто индуктивный (только ТЕ-поле) – ВМД, чисто гальванический (только ТМ-поле) – КЭД, гальвано-индуктивный источник ТМ-поля – ВЭД и смешанный гальвано-индуктивный источник смешанного же поля – ГЭД. Единообразной алгоритмической основой пакета программ является синтез двух решений для устанавливаемых полей, известных как решение в частотной области

(с последующей трансформацией Фурье) и решение непосредственно во временной области, предложенное в свое время А.Н.Тихоновым и развитое нами. Пакет программ MAGsoft уникален (по реализации дуального подхода) и имеет большое научно-методическое значение.

8. Впервые предложен и введен в теорию электроразведки источник нового типа – круговой электрический диполь (КЭД), возбуждающий поле только электрического типа. Появление такого источника означает реализацию принципиального двуединства электроразведки с контролируемыми источниками и является яркой новацией в современной электроразведке. Построена теория такого источника и предложена его практическая реализация.

9. Впервые систематически исследованы свойства устанавливающегося ТМ-поля возбуждаемого круговым и вертикальным электрическими диполями. Показаны уникальные, необычные (с точки зрения процессов в индуктивной электроразведки) свойства процессов становления поля электрического типа:

а) ТМ-поле ортогонально ТЕ-полю. Если поле токовой петли имеет компоненты H_r , H_z , E_φ , то поле КЭД (или ВЭД) имеет H_φ , E_r , E_z . Токи текут и замыкаются в вертикальных плоскостях и образуют тороидальную систему.

б) В квазистационарном приближении магнитное поле отлично от нуля только в проводящих слоях, охваченных токами проводимости. Следовательно, в условиях структурной электроразведки устанавливающееся ТМ-поле на дневной поверхности одномерной среды не имеет нормального магнитного поля, что создает заманчивые методические возможности для исследования латеральных неоднородностей любого характера.

в) Тороидальная система токов, образуемая процессом становления ТМ-поля, всегда, на всех стадиях процесса требует вертикального размера среды, и процесс не определяется только суммарной продольной

проводимостью, как это имеет место для ТЕ-процесса.

г) Динамические характеристики ТМ-процесса становления также иные, нежели ТЕ-процесса. Спад более быстрый, а в средах с изолирующим основанием – экспоненциальный. Причем, показатель экспоненты зависит, в принципе, от всех параметров геоэлектрического разреза, что обеспечивает уникальную разрешающую способность ТМ-процесса. Известная S-эквивалентность недействительна по отношению к ТМ-процессу.

д) Если возможности оптимизации формы возбуждающего импульса для ТЕ-поля ограничены ранней и промежуточной стадией процесса установления (в поздней важна только общая энергетическая характеристика импульса), то для ТМ-процесса форма возбуждающего импульса весьма существенна на всех стадиях процесса установления.

е) Процесс магнитного типа возбуждается индуктивно горизонтальным сторонним током (замкнутым или заземленным), а процесс электрического типа возбуждается гальванически, посредством заземлений, а также и индуктивно от вертикального стороннего тока.

ж) Поле электрического типа, имея вертикальную компоненту электрического поля иначе взаимодействует с геологической средой, нежели поле магнитного типа. Наличие вертикальной компоненты электрического поля – важнейший физический аспект применения ТМ-поля в геоэлектромагнитных исследованиях.

Самый общий результат исследований свойств нестационарного ТМ-поля состоит в том, что использование ТЕ и ТМ-процессов (а не только индуктивного) позволило бы более успешно изучать электромагнитные свойства реальных сред.

10. В контексте свойств постоянного ТМ-поля рассматривалась также проблематика наземно-скважинной электроразведки (НСЭ) на постоянном токе при разведке и оконтуривании залежей углеводородов. В главе 3 приведены некоторые результаты, полученные автором, в той ча-

сти, в которой они достаточно оригинальны. На взгляд самого автора, его вклад состоит

а) в развитии достаточно оперативного двухмерного математического моделирования на основе решения краевых задач оригинальным способом частичного разделения переменных;

б) в построении методики приближенного учета колонны при математическом моделировании;

в) в предложенном способе оконтуривания протяженных неоднородностей.

11. Весьма важным результатом является создание и развитие (в соавторстве с Б.П.Балашовым) принципиально нового метода электроразведки – зондирований вертикальными токами (ЗВТ). Это метод, основанный на использовании нестационарного ТМ-поля, и его создание означает практическую реализацию провозглашенного в диссертационной работе подхода к электроразведке с контролируемыми источниками. Результаты, относящиеся к разработке нового метода, даже по необходимости весьма многообразны. Можно сформулировать две группы таких результатов:

а) разработка и создание аппаратно-методического комплекса для зондирований вертикальными токами с индуктивным приемом (ЗВТ-М);

б) полевые работы методом ЗВТ-М на различных объектах (рудное тело, кимберлитовые трубки, нефтяные залежи).

Интересные положительные результаты по оконтуриванию нефтяных залежей, например, дают хорошие перспективы возрождения нефтяной электроразведки ЗС.

Литература

- [1] Абрамовиц М., Стиган И. Справочник по специальным функциям. Пер. с англ. - М.: Наука, 1979. - 830 с.
- [2] Альпин Л.М. Теория поля.- М.: Недра, 1966.
- [3] Альпин Л.М. К моделированию задач электроразведки и электрического каротажа// В кн.: Тр. МГРИ, т.ХХХУІ, Разведочная геофизика. - М.: 1959. -с. 7-18.
- [4] Анго А. Математика для электро- и радиоинженеров. Пер. с фр.- М.: Наука, 1967. - с.
- [5] Астраханцев Г.В. О свойствах частотных и переходных характеристик переменного электромагнитного поля, используемого в электроразведке // Методические вопросы рудной геофизики Урала.- Труды ин-та геофизики УФ АН СССР.- Геофизический сборник № 4.- 1965.- Вып. № 3.
- [6] Балашов Б.П., Могилатов В.С. О разработке аппаратурного комплекса электроразведочной системы зондирования вертикальными токами. // Геофизика. - 1996. - N 3. - с. 30-33.
- [7] Безрук И.А., Куликов А.В., Чернявский Г.А. Электроразведка в комплексе поисковых геофизических работ // Прикладная геофизика.- 1994.- № 131.- С. 190-209.
- [8] Бейтмен Г., Эрдейи А. Таблицы интегральных преобразований. Пер. с англ.- М.: Наука, 1969.- Т.І 343с., Т.ІІ 327с.

- [9] Белаш В.А., Табаровская И.Я. О влиянии наклона слоев на результаты наблюдений методом ЗСМ // Геология и разведка.- 1973.- № 11.
- [10] Бердичевский М.Н., Ваньян Л.Л. Электромагнитное поле в тонкослоистых средах // Труды ин-та геологии и геофизики СО АН СССР.- 1961. - вып. 11.
- [11] Бердичевский М.Н. Геоэлектрические исследования в России // Изв РАН. Сер. Физика Земли.- 1994.- № 6.- С.4-22.
- [12] Бурсиан В.Р. Теория электромагнитных полей, применяемых в электроразведке.- Л.: Недра, 1972.
- [13] Блох И.М., Загармистр А.М., Фараджиев А.С. Метод экранированного электрода и опыт его применения для картирования угольных пластов// Разведка и охрана недр. - 1958.- № 10. - С. 15-17.
- [14] Ваньян Л.Л. Основы электромагнитных зондирований. - М.: Недра, 1965. - 109с.
- [15] Великин А.Б., Франтов Г.С. Электромагнитные поля, применяемые в индуктивных методах электроразведки. Обзор зарубежной литературы.- Л.: Гостоптехиздат, 1962.
- [16] Гасаненко Л.Б., Маркина Е.А. Электромагнитное поле низкочастотного диполя в горизонтально-слоистой среде // Уч. записки ЛГУ. Сер. физ. и геол. наук. - 1967.- - № 333, вып.17.- С. 201-226.
- [17] Гельфанд И.С. Электромагнитное поле горизонтальной рамки в слоистой среде // Сб. статей по геофизическим методам разведки.- М.: Госгеолтехиздат, 1955.

- [18] Гольдман М.М., Могилатов В.С. Становление поля вертикального электрического диполя, погруженного в горизонтально - слоистое полупространство // Теория и опыт применения электромагнитных полей в разведочной геофизике.- Сб. научных трудов ИГиГ СО АН СССР. - Новосибирск, 1978, - С. 123-138.
- [19] Градштейн И.С., Рыжик М.М. Таблицы интегралов, сумм и рядов и произведений. - М.: Наука, 1971. - 1108с.
- [20] Губатенко В.П., Назаров А.А. Об асимптотическом поведении поздних стадий становления поля и применимости квазистационарного приближения в одномерной модели несовершенного диэлектрика // Изв. РАН, Сер.: Физика Земли. - 1994. - N 6. - С. 50-55.
- [21] Даев Д.С. О влиянии вмещающей среды в некоторых задачах индуктивной электроразведки // Теория электромагнитных полей, применяемых в разведочной геофизике.- Труды ИГиГ СО АН СССР.- Новосибирск, 1964.- Вып 39.
- [22] Дашевский Ю.А. Переменное электрическое поле в присутствии тонких неоднородных тел // Геология и геофизика. - 1991. - N 8. С. 122-128.
- [23] Дахнов В.Н. Электрическая разведка нефтяных и газовых месторождений. - М.:Л.: Гостоптехиздат, 1953. - 497с.
- [24] Диткин В.А., Прудников А.П. Интегральные преобразования и операционное исчисление.- М.: Физматгиз, 1961. - 524с.
- [25] Дмитриев В.И. Общий метод расчета электромагнитного поля в слоистой среде // Вычислительные методы и программирование. - 1968.- Вып 10. - С. 55-65.

- [26] Дмитриев В.И. Метод линеаризации в обратной задаче электромагнитного зондирования слоистых сред // Изв РАН, Сер.: Физика Земли.- 1994.- № 6.- С.35-38.
- [27] Дмитриев В.И., Скугаревская О.А., Фролов П.П. Некоторые вопросы метода становления поля в ближней зоне.- М.: МГУ, 1973. - 50 с.
- [28] Жданов М.С. Электроразведка. - М.: Недра, 1986. - 316с.
- [29] Заборовский А.И. Электроразведка.- М.: Гостоптехиздат, 1963. - 423с.
- [30] Задорожная В.Ю., Лепешкин В.П. Учет процессов вызванной поляризации в многослойных разрезах при индукционном зондировании // Изв. РАН. Сер. Физика Земли.- 1998.- № 3.- с. 62-66.
- [31] Захаркин А.К., Могилатов В.С., Горошко Н.В. Первичная обработка материалов ЗСБ, полученных на аппаратуре "Цикл-2" // Результаты применения метода зондирования становлением поля в районах Сибирской платформы. - Труды СНИИГГиМС. - Новосибирск, 1987.- С. 120-125.
- [32] Захаркин А.К., Тарло Н.Н. Физическое моделирование метода ЗСБ // Поиск полезных ископаемых в Сибири методом зондирования становлением поля.- Труды СНИИГГиМС. - Новосибирск, 1988г.- С. 30-44.
- [33] Зингер Б.Ш., Файнберг Э.Б. Электромагнитная индукция в неоднородных тонких слоях.- М.: ИЗМИРАН, 1985.- 234с.
- [34] Иванов Е.А. Дифракция электромагнитных волн на двух телах.- Минск: Наука и техника, 1968. - 583с.

- [35] Каменецкий Ф.М., Мамаев В.А. Нетрадиционное применение малоглубинной электроразведки для прогнозирования месторождений углеводородов. - М.: АОЗТ "Геоинформмарк", 1995.
- [36] Каменецкий Ф.М., Макагонов П.П. О влиянии на процесс становления электромагнитного поля второй производной по времени в волновом уравнении // Геофизическая разведка.- Недра, 1967.- № 20.
- [37] Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. Пер. с нем.- М.: Наука, 1976. - 576 с.
- [38] Карпий В.С. Использование обсаженных скважин при электроразведочных работах по оконтуриванию газонефтяных залежей // В кн.: Геофизические исследования на Украине.- Киев: Техника, 1972.
- [39] Кауфман А.А., Курилло В.Н., Морозова Г.М. Расчет электромагнитных полей, применяемых при зондировании по методу становления поля в ближней зоне // Геология и геофизика. - 1970. - N 1. - С. 92-102.
- [40] Кауфман А.А., Морозова Г.М. Теоретические основы метода зондирований становлением поля в ближней зоне. - Новосибирск: Наука, 1970. - 124 с.
- [41] Кауфман А.А., Соколов В.П. Теория индукционного каротажа методом переходных процессов. - Новосибирск: Наука, 1972. - 128 с.
- [42] Кинг Р., Смит Г. Антенны в материальных средах. Пер. с англ.- М.: Мир, 1984.- Кн.1-824с., кн.2-824с.

- [43] Киричек Н.А., Корольков Ю.С., Кузнецов А.Н., Яковлев А.И. О возможности оконтуривания газонефтяных залежей методом электрических зондирований с использованием скважин. // Геология нефти и газа. - 1965.- № 12. - с.12-24.
- [44] Киселев Е.С., Киселева О.В. Трансформация результатов полевых измерений ЗС-ЗИ с учетом характера распределения поля над двухслойными моделями // Повышение эффективности разведочной геофизики на нефть и газ.- ВНИИГеофизика.- М., 1990.- С.122-133.
- [45] Кожевников Н.О. Влияние частотной дисперсии диэлектрической проницаемости на результаты измерений в методе переходных процессов.- Иркутск, 1991. - 21 с. - Деп. ВИНТИ 25.02.91. N 882-B91.
- [46] Кормильцев В.В., Мезенцев А.Н. Электроразведка в поляризующихся средах.- Свердловск: УрО АН СССР, 1989. - 127с.
- [47] Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников.- М.: Наука, 1968.- 720с.
- [48] Корольков Ю.С. Зондирование становлением электромагнитного поля для поисков нефти и газа. - М.: Недра, 1987.
- [49] Кукуруза В.Д., Садовский Е.Ю., Коваль В.А. Об эффективности использования метода ОПЭ при оконтуривании нефтегазовых залежей // Нефтяная и газовая промышленность.- 1973.- № 5.- С.5-8.
- [50] Матвеев Б.К. Интерпретация электромагнитных зондирований.- М.: Недра, 1974.- 232с.
- [51] Марков Г.Т., Чаплин А.Ф. Возбуждение электромагнитных волн.- М.: Радио и связь, 1983. - 295с.

- [52] Мартышко П.С. Об определении границы трехмерного изолятора // Изв РАН, Сер.: Физика Земли.- 1995.- № 4.- С.32-33.
- [53] Могилатов В.С. Поздняя стадия становления электромагнитного поля, возбуждаемого погруженным электрическим диполем // Изв.АН СССР. Сер.: Физика Земли. - 1976. - N 8. - С. 103-107.
- [54] Могилатов В.С. Математическое моделирование задач наземно-скважинной электроразведки // Геология и геофизика. - 1983. - N 3. - С. 111-116.
- [55] Могилатов В.С. Расчет поля источника, заземленного в обсаженной скважине // Геология и геофизика. - 1992. - N 5. С. 133-141.
- [56] Могилатов В.С. Математическая модель водонепряного контакта в наземно-скважинной электроразведке // Геология и геофизика. - 1994. - N 2. С. 150-155.
- [57] Могилатов В.С. Круговой электрический диполь – новый источник для электроразведки // Изв.РАН. Сер.: Физика Земли.- 1992.- N 6.- с 97-105.
- [58] Могилатов В.С. Об одном способе решения основной прямой задачи электроразведки ЗС // Геология и геофизика. - 1993. - N 3. - С. 108-117.
- [59] Могилатов В.С. Индуктивный, смешанный и гальванический источники в электроразведке становлением поля // Изв. РАН. Сер.: Физика Земли.- 1997.- N 12. - С. 42-51.
- [60] Могилатов В.С. Возбуждение электромагнитного поля в слоистой Земле горизонтальным токовым листом // Изв. РАН. Сер.: Физика Земли.- 1998. - N 5. - С. 45-53.

- [61] Могилатов В.С. Элементы математического аппарата зондирований становлением поля при учете токов смещения // Изв. РАН. Сер.: Физика Земли.- 1997. - N 9. - С. 60-66.
- [62] Могилатов В.С. Теоретический анализ возможностей зондирований вертикальными токами (ЗВТ). // Геология и геофизика. - 1996. - Том 37, N 7. - с.112-119.
- [63] Могилатов В.С. Нестационарное поле кругового электрического диполя в однородной Земле. // Геология и геофизика. - 1997.- т.38, N 11.- С. 1849-1855.
- [64] Могилатов В. С. Вторичные источники и линеаризация в задачах геоэлектрики. // Геология и геофизика.-1999.- N 7. - С.1102-1108.
- [65] Могилатов В.С., Балашов Б.П. Зондирования вертикальными токами (ЗВТ) // Изв.РАН. Сер.:Физика Земли.- 1994.- N 6.- С.73-79.
- [66] Могилатов В.С., Балашов Б.П. Зондирование вертикальными токами - качественный шаг в развитии индукционной электроразведки. //Разведочная геофизика. - 1998. - Вып. 4. - 60 с.
- [67] Могилатов В.С., Гендельман А.М. О возможности использования обсаженных скважин в наземно-скважинной электроразведке на нефть и газ в условиях Сибирской платформы // Геология и геофизика. - 1983. - N 12. - С. 99-105.
- [68] Могилатов В.С., Гендельман А.М. Об экранирующем действии нефтяной залежи при электроразведке. // Изв. АН СССР. Сер.: Физика Земли. - 1985. - N 6. - С.101-106.

- [69] Могилатов В.С., Горошко Н.В. Становление поля от источника, заземленного в обсаженной скважине // Геология и геофизика. - 1986. - N 12. - С. 101-105.
- [70] Могилатов В.С., Злобинский А.В. Поле кругового электрического диполя(КЭД) при постоянном токе // Изв. РАН. Сер.: Физика Земли. - 1995. - N 11. - с 25-29.
- [71] Могилатов В.С., Фомин В.М. Пленочное моделирование в методах МПП и ЗС // Изв.РАН. Сер.: Физика Земли.- 1992. - N 7. - С. 62-66.
- [72] Могилатов В. С., Эпов М. И. Томографический подход к интерпретации данных геоэлектромагнитных зондирований. // Изв. РАН, Сер.: Физика Земли.-1999.- N 11.
- [73] Могилатов В. С., Эпов М. И., Исаев И. О. Томографическая инверсия данных ЗСБ-МПП. // Геология и Геофизика.- 1999.- N 4. - С.637-644.
- [74] Моисеев В.С., Талашев А.С. Оценка возможности применения наземно-скважинной электроразведки для решения нефтепоисковых задач в Восточной Сибири // Повышение эффективности геофизических методов поисков и оценки месторождений полезных ископаемых на основе математического моделирования. - Новосибирск: СНИИГГиМС, 1986. - С. 47-58.
- [75] Московская Л.Ф. Расчет нестационарных электромагнитных полей при дипольном возбуждении модели слоистой среды, содержащей локальные неоднородности по проводимости // Российский геофизический журнал.- 1994.- № 3-4.
- [76] Патент РФ N 1062631. Способ геоэлектроразведки. /Могилатов В.С. 1982. Опубликовано 23.12.83. Бюл. N 47.

- [77] Патент N 1799512(СССР). Способ геоэлектроразведки. /Тригубович Г.М., Хаов Ф.М., Могилатов В.С.
- [78] А.с. N 1760873(СССР). Способ геоэлектроразведки. /Тригубович Г.М., Захаркин А.К., Могилатов В.С.
- [79] А.с N 1664042. Способ определения края протяженной геоэлектрической неоднородности. /Могилатов В.С. 1989.
- [80] Патент РФ N 2028648. Способ прямых поисков геологических объектов и устройство для его осуществления. / Могилатов В.С., Балашов Б.П. 1992. Опубликовано 09.02.95. Бюл. N 4.
- [81] Патент РФ N 2084929. Способ геоэлектроразведки. / Могилатов В.С., Балашов Б.П. 1993. Опубликовано 20.07.97. Бюл. N 20.
- [82] Патент РФ N 2112995. Способ прямых поисков локальных объектов. /Могилатов В.С., Балашов Б.П. 1995. Опубликовано 10.06.98. Бюл. N 16.
- [83] Патент РФ N 2111514. Способ прямого поиска геологических объектов и устройство для его осуществления. / Балашов Б.П., Могилатов В.С., Захаркин А.К., Саченко Г.В., Секачев М.Ю. 1996. Опубликовано 20.05.98. Бюл. N 14.
- [84] Патент РФ N 2116658. Способ прямого поиска локальных объектов на шельфе Мирового океана и устройство для его осуществления в открытом море. /Балашов Б.П., Могилатов В.С. 1995. Опубликовано 27.07.98. Бюл. N 21.
- [85] Полетаева Н.Г. применение электроразведки для прямых поисков месторождений углеводородов // Разведочная геофизика. - 1985. - 35 с.

- [86] Рабинович Б.И., Захаркин А.К., Кунин Д.Я. и др. Зондирования становлением поля в ближней зоне. - М.: Недра, 1976. - 117 с.
- [87] Рабинович Б.И., Могилатов В.С. Становление поля погруженного вертикального магнитного диполя // Геология и геофизика. - 1981. - N 3. - С. 88-100.
- [88] Рабинович Б.И., Могилатов В.С. Выбор питающей установки в нефтепоисковой наземно-скважинной электроразведке. // Методика и результаты изучения Сибирской платформы геофизическими методами.- Труды СНИИГГиМС. - 1984.- С.72-75.
- [89] Рабинович Б.И., Гендельман А.М., Могилатов В.С. Выбор методики наземно-скважинной электроразведки на постоянном токе при оконтуривании нефтегазовой залежи. // Геология и геофизика. - 1985.- N 9. - С. 100-105.
- [90] Рамапрасад Рао И.Б., Каменецкий Ф.М., Макагонов П.П., Мухина Н.И. Переходный процесс от двух горизонтальных тонких пластов // Прикладная геофизика.- 1976.- Вып. 82.
- [91] Рокитянский И.И. Индукционные зондирования Земли.- Киев: Наукова думка, 1981.- 296с.
- [92] Романов В.Г., Кабанихин С.И. Обратные задачи геоэлектрики. - - М.: Наука, 1991.- 303 с.
- [93] Сапожников В.М. Возмущение электрического поля точечного источника проводящим плоским округлым диском // Вопросы рудной геофизики.- Свердловск: Науч. тр. Горного института, 1973.- вып. 105.

- [94] Светов Б.С. Электродинамические основы квазистационарной геоэлектрики. - М.: ИЗМИРАН, 1984. - 183 с.
- [95] Светов Б.С. Теория, методика и интерпретация материалов низкочастотной индуктивной электроразведки. - М.: Недра, 1973. - 153 с.
- [96] Светов Б.С., Губатенко В.П. Аналитические решения электродинамических задач. - М.: Наука, 1988. - 344с. геоэлектрики. - М.: ИЗМИРАН, 1984. - 183 с.
- [97] Сидоров В.А. Импульсная индуктивная электроразведка. - М.: Недра, 1985. - 192 с.
- [98] Сидоров В.А., Губатенко В.П., Глечиков В.А. Становление электромагнитного поля в неоднородных средах применительно к геофизическим исследованиям. - Саратов: Изд. Саратовского университета, 1977. - 223 с.
- [99] Сидоров В.А., Тикшаев В.В. Электроразведка зондированиями становлением поля в ближней зоне. - Саратов: Изд. Нижневолжского НИИГиГ, 1969. - 68 с.
- [100] Сидоров В.А., Ведринцев Г.А., Фролов П.П., Май А.А., Сидорова И.Я. Интерпретация точечных зондирований становлением (ЗСТ) над горизонтально-слоистыми разрезами. - Саратов: Изд. Нижневолжского НИИГиГ, 1972. - 76 с.
- [101] Скугаревская О.А. О конечной стадии процесса становления электрического тока в слое, лежащем на идеально проводящем основании // Изв. АН СССР. Сер. геофиз. - 1951. - N 6. - С. 37-49.

- [102] Скугаревская О.А. Расчет конечной стадии процесса становления электрического поля в трехслойной среде // Изв. АН СССР. Сер. геофиз. - 1959. - N 1. - С. 59-72.
- [103] Смайт В. Электростатика и электродинамика.- М.: ИЛ, 1954.
- [104] Сочельников В.В. Влияние покровных отложений в методе переходных процессов. Изв. ВУЗов, "Геология и разведка", № 9, 1966.
- [105] Сочельников В.В., Коваль Т.П. Оценка влияния конечных размеров токового кольца на результаты глубинного зондирования с использованием магнитных бурь. "Геомагнетизм и аэрономия", № 5, 1970.
- [106] Стреттон Дж. Теория электромагнетизма. - М.: Гостехиздат, 1948. - 539с.
- [107] Табаровский Л.А. Применение метода интегральных уравнений в задачах геоэлектрики. - Новосибирск: Наука, 1975. - 140с.
- [108] Табаровский Л.А., Соколов В.П. Программа расчета нестационарного поля дипольных источников в горизонтально-слоистой среде (АЛЕКС) // Электромагнитные методы геофизических исследований. - Новосибирск: Изд. ИГиГ СО АН СССР, 1982. - С. 57-77.
- [109] Табаровский Л.А., Эпов М.И. Дискретные спектры в задачах дифракции нестационарного поля на пленках Шейнмана // Изв.АН СССР. Сер.: Физика Земли. - 1998. - N 9. - С. 46-54.
- [110] Табаровский Л.А., Эпов М.И., Антонов Е.Ю. Электромагнитное поле в средах со слабонегоризонтальными границами. Новосибирск, 1988. - 22 с. - Деп. ВИНТИ 18.07.88. N 6258-B88.

- [111] Тихонов А.Н. О становлении электрического тока в однородном проводящем полупространстве // Изв. АН СССР. Сер. геофиз. - 1946. - Т.Х, N 3. - С. 213-231.
- [112] Тихонов А.Н. О третьей краевой задаче для уравнения параболического типа // Изв. АН СССР. Сер. геофиз. - 1950. - Т.14. N 3. - С. 191-198.
- [113] Тихонов А.Н. О становлении электрического тока в неоднородной слоистой среде // Изв. АН СССР. Сер. геогр. и геоф. - 1950. - Т.XIV, N 3. - С. 199-222.
- [114] Тихонов А.Н., Самарский А.А. Уравнения математической физики. М.: Наука, 1966. 724с.
- [115] Тихонов А.Н., Скугаревская О.А. О становлении электрического тока в неоднородной среде. II // Изв. АН СССР. Сер. геогр. и геоф. - 1950. - Т.XIV, N 4. - С. 281-293.
- [116] Тригубович Г.М., Захаркин А.К., Могилатов В.С. Технологический комплекс для метода переходных процессов // Электромагнитная индукция в верхней части земной коры. М.:Наука, 1990. С. 155-156.
- [117] Уилкинсон Дж., Райнш К. Справочник алгоритмов на языке Алгол. Пер. с англ. - М.: Машиностроение, 1976. - 390 с.
- [118] Уэйт Дж. Р. Геоэлектромагнетизм. Пер. с англ. - М.: Недра, 1987. - 235с.
- [119] Филатов В.В., Исаев Г.А. О возможности применения принципов аналитического продолжения в методах становления поля. - В кн.: Новое в развитии рудной геофизики в Сибири. (тр. СНИИГГиМС, вып. 238), Новосибирск, 1976.

- [120] Фролов П.П. Об асимптотическом поведении становления поля в слоистой среде // Изв. РАН. Сер.: Физика Земли.- 1965.- N 1.
- [121] Шейнман С.М. Об установлении электромагнитных полей в земле // Прикладная геофизика. - М.: Гостоптехиздат, 1947, Вып.9, С. 3-55.
- [122] Шуман В.Н., Долинская М.М. Интерпретация электромагнитных наблюдений в переходном режиме по методу гиперболического уравнения: вычислительный аспект // Методы решения прямых и обратных задач геоэлектрики.- М., 1987.- С.40-54.
- [123] Хачай О.А., Новгородова Е.Н., Бодин Вд.В. О проблемах малоглубинной геоэлектрики и некоторых результатах их решения // Физ. Земли - 1999. - N 5. - С. 47-53
- [124] Хуторянский В.К. О вычислении стационарного электрического поля в сложнопостроенных средах // Геология и геофизика. -1984. - № 11. - С. 98-106.
- [125] Четаев Д.Н. Теория зондирования импульсами постоянного тока в незаземленную петлю // Изв. АН СССР. Сер. геофиз. - 1956. - № 5.
- [126] Четаев Д.Н. К расчету неустановившихся электромагнитных полей в неоднородных средах // Тр. Геофиз. ин-та АН СССР, вып. 32(159), 1956.
- [127] Эпов М.И. Электромагнитное поле горизонтального магнитного диполя в горизонтально-слоистой анизотропной среде с двумя плоскими границами // Электромагнитные методы ис-

следования скважин.- Тр. ИГиГ СО АН СССР.- Новосибирск: Наука, 1979.

- [128] Эпов М.И., Ельцов И.Н. Прямые и обратные задачи индуктивной геоэлектрики в одномерных средах. - Новосибирск: Изд. ОГГиМ СО РАН, 1992. - N 2. - 31 с.
- [129] Эпов М.И., Ельцов И.Н. Релаксация электромагнитного поля дипольного источника в проводящем слоистом пласте, погруженном в изолятор // Геология и геофизика. - 1991. - N 10. - С 126-129.
- [130] Яковлев А.П., Ершов В.М. О возможности применения электрических зондирований с использованием скважин для поисков и разведки залежей нефти и газа. - Разведочная геофизика. - № 38. - 1970. - с. 31-35.
- [131] Якубовский Ю.В. Индуктивные методы электроразведки. - М.: Гостоптехиздат, 1963.
- [132] Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф. Специальные функции. Пер. с нем. - М: Наука, 1964. - 344 с.
- [133] Новый метод электроразведки - зондирования вертикальными токами (ЗВТ). /Могилатов В.С.,Балашов Б.П. //Международ геофиз. конф. и выст. SEG-EАГО. Москва, 16 авг. 1993: Сб.реф. N 2. М., 1993. с 20 -Анг.
- [134] Электроразведка методом зондирований становлением с неиндуктивным источником. /Могилатов В.С.,Балашов Б.П. //Международ геоф. конф. и выст. SEG-EАГО. С.Петербург, 10-13 июл. 1995: Сб. реф., Т.П.
- [135] Отчет о работах Михайловской электроразведочной партии № 21/94-95, проведенных на территории Муслимовского и Сар-

моновского районов республики Татарстан в 3-х книгах. Ответственный исполнитель В.И. Богатов. Казань, 1996г, ОАО "Татнефтегеофизика" Казанская ГЭ.

- [136] Alumbaugh D.L., Morrison H.F. Theoretical and practical considerations for crosswell electromagnetic tomography assuming a cylindrical geometry // *Geophysics*. - 1995. - 60, N 3. - Pp. 846-870.
- [137] Anderson W.L. Improved digital filters for evaluating Fourier and Hankel transform integrals // U.S. Dept. of Commerce, National Technical Information Service Report PB-242-156 - 1975. - 15 p.
- [138] Anderson W.L. Computer program numerical integration of related Hankel transforms of orders 0 and 1 by adaptive digital filtering // *Geophysics*. - 1979. - V. 44. N 7. - Pp. 1287-1305.
- [139] Anderson W.L. Computation of Green's tensor integrals for three-dimensional electromagnetic problems using fast Hankel transforms // *Geophysics*. - 1984. - V. 49. N 10. - Pp. 1754-1759.
- [140] Anderson W.L. A hybrid fast Hankel transform algorithm for electromagnetic modelling // *Geophysics*. - 1989. - V. 54. N 2. - Pp. 263-266.
- [141] Bhattacharyya B.K. Electromagnetic fields of a transient magnetic dipole on the earth's surface // *Geophysics*. - 1959. - V. XXIV. N 1. - Pp 89-108.
- [142] Christensen N.B. Imaging of transient electromagnetic soundings using a scaled Fréchet derivative // *Inverse methods - interdisciplinary Elements of Methodology. Computation and Application. Lecture notes in Earth sciences*. - Berlin-Heidelberg: Springer-verlag. - 1996, XX.

- [143] Goldman M.M. The integral finite difference method for calculating transient electromagnetic fields in a horizontally stratified medium // Geophysical Prospecting. - 1983. - 31, 4. - Pp. 664-686.
- [144] Goldman M., Mogilatov V. and Rabinovich M., 1996, Transient response of a homogeneous half space with due regard for displacement currents // Journal of applied geophysics. - 1996. - Vol.37.- Pp. 291-305.
- [145] Kaufman A.A. and Keller G.V. Methods in geochemistry and geophysics. Inductive mining prospecting // Elsevier. - Amsterdam-Oxford-New York-Tokyo. - 1985.
- [146] LaBrecque D.J., Ramirez A.L., Daily W.D., Binley A.M., Schima S.A. ERT monitoring of environmental remediation processes // Meas. Sci. and Technol. - 1996. - 7, N 3. - Pp. 375-383.
- [147] Levenberg K.A. Method for solution of certain nonlinear problems in least squares // Quart. Appl. Math. - 1944. - v. 2. - Pp. 164-168.
- [148] Lizhen Liu, Ziling Zhang, Jianwen He, Yiren Wu. Application and development of electromagnetic wave tomography in karst exploration // IAHS Publ. - 1988. - N 176. - Pp. 750-757.
- [149] Marquardt O.W. An algorithm of least squares estimation of nonlinear parameters // J. Soc. Indust. Appl. Math. - 1963. - v. 11. - Pp. 431-441.
- [150] Mogilatov V., 1996, Excitation of a half-space by a radial current sheet source: Pure and applied geophysics. - Vol. 147, No.4. pp.763-775.

- [151] Mogilatov V. and Balashov B., 1996, A new method of geoelectrical prospecting by vertical electric current soundings: *Jornal of applied geophysics*. - Vol. 36. pp.31-41.
- [152] Prácser E. Fast computing of transient electromagnetic field on the surface of a layered half-space // *Geofiz. kozl.* - 1992. - 37, N 2-3. - Pp. 159-176.
- [153] Wilt M.J., Alumbaugh D.L., Morrison H.F., Becker A., Lee K.H., Deszcz-Pan M. Crosswell electromagnetic tomography: System design considerations and field results.// *Geophysics*. - 1995. - 60, N 3, - Pp. 871-885.
- [154] Young D.M. A bound for the optimum relaxation factor for the successive over-relaxation method // *Numer. Math.* - 1971. - V. 16, N 5. - Pp. 83-90.
- [155] Zhou Qiang, Becker Alex, Morrison H.F. Audio-frequency electromagnetic tomography in 2-D // *Geophysics*. - 1993. - 58, N 4. - Pp. 482-495.