Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
«Санкт-Петербургский государственный университет»

На правах рукописи

Шлыков Арсений Андреевич

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ДАННЫХ МЕТОДА РАДИОМАГНИТОТЕЛЛУРИЧЕСКИХ ЗОНДИРОВАНИЙ С КОНТРОЛИРУЕМЫМ ИСТОЧНИКОМ

25.00.10 – Геофизика, геофизические методы поисков полезных ископаемых

Диссертация
на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат геолого-минералогических наук, доцент
Сараев Александр Карпович

Санкт-Петербург – 2015

Оглавление

Введение……. 4

ГЛАВА 1. Метод радиомагнитотеллурических зондирований с контролируемым источником…….. 10

1.1. Методы геоэлектрики, использующие поля радиостанций……..... 10

1.1.1 Начало использования радиоволн в геоэлектрике……. 10

1.1.2. Метод радиокип…… 14

1.1.3. Методы VLF-EM, VLF-R…… 15

1.1.4. Методы РЭМП, РЭМЗ…… 17

1.2. Метод РМТ…… 19

1.3. Метод РМТ-К…… 24

1.3.1. Аппаратура РМТ-К…… 25

1.3.2. Методика измерений методом РМТ-К…… 27

1.3.3. Направления совершенствования метода РМТ-К…… 28

1.4. Выводы к главе 1……... 30

ГЛАВА 2. Вычисление электромагнитного поля высокочастотного горизонтального электрического диполя……...…… 32

2.1. Особенности ядра преобразования Ханкеля при ненулевом волновом числе в воздухе…….. 33

2.2. Алгоритм точного вычисления ЭМ поля высокочастотных источников… 35

2.3. Выводы к главе 2……... 37

ГЛАВА 3. Волновые эффекты в поле высокочастотного горизонтального электрического диполя……... 38

3.1. Квазистационарное приближение…….. 38

3.2. Поле с учетом токов смещения……... 43

3.3. Волновая зона…… 45

3.4. Результаты экспериментальных работ…… 55

3.5. Выводы к главе 3…….. 57

ГЛАВА 4. Инверсия данных радиомагнитотеллурических зондирований с контролируемым источником……..…….. 60

4.1. Микро- и макроанизотропия……... 62

4.2. Особенности вычисления составляющих электромагнитного поля ГЭД в слоистой анизотропной среде……. 67

4.3. Решение обратной задачи…… 70

4.4. Анализ разрешения параметров модели…… 74

4.5. Инверсия синтетических данных……... 81

4.6. Инверсия полевых данных метода РМТ-К…… 88

4.7. Сравнение результатов метода РМТ-К, ВЭЗ и сейсморазведки ОГТ……. 92

4.8. Выводы к главе 4…….. 96

Заключение…….. 98

Список литературы……..……. 99

Введение

Актуальность. В настоящее время методы малоглубинной электроразведки широко применяются для решения инженерно-геологических, гидрогеологических и экологических задач. Работы чаще всего проводятся методами постоянного тока: вертикальных электрических зондирований (ВЭЗ), электротомографии (ЭТ) и переменного тока: становления поля в ближней зоне (ЗСБ) и георадиолокации (ГР).

Значительные перспективы при решении задач малоглубинной геофизики имеет активно развивающийся в последние годы метод радиомагнитотеллурических (РМТ) зондирований, основанный на измерении полей удаленных радиостанций в диапазоне частот от 10 до 250-1000 кГц. В методе РМТ зондирований по данным измерений горизонтальных и взаимно перпендикулярных составляющих электрического и магнитного полей определяются амплитуда поверхностного импеданса (или кажущееся сопротивление) и фаза импеданса. На основании инверсии кривых РМТ зондирований получают геоэлектрический разрез в точке зондирования в интервале глубин от 1-2 до 30-50 м. Достоинством метода РМТ является возможность аппроксимации первичных полей удаленных радиостанций плоскими вертикально падающими волнами и использования хорошо разработанных методов и программных средств инверсии данных магнитотеллурических (МТ) методов.

Метод РМТ по сравнению с методами ВЭЗ и ЭТ позволяет получать более надежные результаты в горизонтально неоднородных средах и сложных геологических условиях за счет использования хорошо разработанных в магнитотеллурике методов и программных средств интерпретации данных. Работы методом РМТ в 10 раз более производительные, чем методами ВЭЗ и ЭТ. При этом имеется возможность работ с использованием бесконтактных электрических линий при неблагоприятных для заземлений условиях (сухой песок, каменистая почва) и в зимнее время года по снегу и льду. По сравнению с методами ЗСБ и ГР метод РМТ обеспечивает получение более надежных результатов зондирований в интервале глубин от 5 до 15 м, когда георадиолокационным исследованиям не хватает глубинности, а результаты ЗСБ недостаточно достоверны в связи с трудностями интерпретации данных измерений в интервале ранних времен.

В удаленных районах (Сибирь, Чукотка и др.) имеется возможность измерения сигналов только СДВ радиостанций, обладающих значительным дальнодействием, и выполнять работы по методике профилирования, что существенно снижает информативность метода. Для этих условий разрабатывается метод РМТ зондирований с собственным (контролируемым) источником (РМТ-К), обеспечивающим проведение работ в расширенном диапазоне частот 1-1000 кГц. При этом в качестве источника используется горизонтальный электрический диполь - ГЭД (заземленный на концах кабель). Современная аппаратура метода РМТ-К позволяет измерять две составляющие электрического поля и три составляющие магнитного поля.

Для повышения эффективности метода РМТ-К необходимо развитие методики измерений и интерпретации данных. При работах на высоких частотах и достаточно больших удалениях от источника возникает необходимость учета токов смещения в земле и воздухе и учета особенностей электромагнитного (ЭМ) поля источника за пределами зоны квазистационарного приближения. Современная аппаратура позволяет измерять три составляющие магнитного поля и наряду с определением импеданса имеется возможность получения данных о векторе Визе-Паркинсона (типпере), что расширят возможности метода. При проведении работ в промежуточной зоне источника имеется возможность использования эффектов, связанных с гальваническим и индукционным возбуждением, при оценке макроанизотропии разреза. При наличии в разрезе пачек переслаивания высокоомных и низкоомных пропластков малой мощности, которые не могут быть выделены как отдельные слои из-за недостаточной разрешающей способности зондирований, эти пачки выделяются как единый макроанизотропный слой.

Целью работы является развитие методики измерений и интерпретации данных метода радиомагнитотеллурических зондирований с контролируемым источником в виде горизонтального электрического диполя (заземленного кабеля). Для этого были поставлены следующие **задачи:**

Разработать алгоритм решения прямой задачи для ГЭД в одномерной горизонтально слоистой среде с учетом токов смещения в земле и воздухе и программные средства для расчетов составляющих поля при произвольном удалении точки наблюдения от источника, позволяющие выполнять вычисления с контролируемой точностью за приемлемое время.

По результатам расчетов с использованием разработанных программных средств определить границы применимости квазистационарного приближения для ГЭД,

выполнить анализ особенностей электромагнитного поля источника за пределами действия квазистационарного приближения в волновой зоне и усовершенствовать методику зондирований с учетом волновых эффектов.

Разработать методику и алгоритм инверсии данных метода радиомагнитотеллурических зондирований в промежуточной зоне ГЭД с использованием результатов измерений составляющих импеданса и типпера и эффектов, связанных с гальваническим и индукционным возбуждением горизонтально-слоистой вертикально анизотропной среды.

Автором защищаются следующие **основные положения**:

1. Разработанные способы и программные средства вычисления преобразования Ханкеля при негладком поведении подынтегральной функции обеспечивают проведение расчетов составляющих электромагнитных полей контролируемых источников в горизонтально-слоистой среде с учетом токов смещения в земле и воздухе применительно к высокочастотным методам электромагнитных зондирований.

2. Изученные по результатам вычислений и полевых экспериментальных работ волновые эффекты в электромагнитном поле высокочастотного горизонтального электрического диполя (кабеля конечной длины) позволяют оптимизировать методику наблюдений, обработки и интерпретации данных в методе радиомагнитотеллурических зондирований с контролируемым источником.

3. Разработанный подход и программные средства инверсии данных измерений импеданса и типпера в методе радиомагнитотеллурических зондирований с контролируемым источником в промежуточной зоне горизонтального электрического диполя (кабеля конечной длины) позволяют более надежно определять положение границ слоев, сузить область действия принципа эквивалентности и получать дополнительные данные о параметрах макроанизотропии геоэлектрического разреза.

Научная новизна. В ходе выполненных исследований получены следующие новые научные результаты:

1. Разработаны алгоритмы вычисления составляющих электромагнитного поля высокочастотного ГЭД (кабеля конечной длины), используемого в качестве источника в методе РМТ-К, при негладком поведении подынтегральной функции преобразования Ханкеля в случае ненулевого значения волнового числа в воздухе.

2. По результатам расчетов и полевых экспериментальных работ впервые изучены волновые эффекты в электромагнитном поле высокочастотного ГЭД применительно к

практике электромагнитных зондирований. Установлены особенности поля, связанные с влиянием токов смещения в воздухе:

- более медленное убывание амплитуд составляющих электрического и магнитного поля,
- изменение диаграммы направленности источника,
- появление эллиптической поляризации электрического и магнитного поля,
- разворот больших осей эллипсов поляризации по отношению к линейной поляризации для квазистационарного поля.

3. Разработаны алгоритмы и методики инверсии данных РМТ-К в промежуточной зоне ГЭД (кабеля конечной длины) с использованием импеданса (содержит отклик гальванической и индукционной моды), типпера (зависит только от индукционной моды) и комплекса этих данных. На синтетических и полевых материалах показана возможность использования измерений импеданса и типпера для интерпретации данных в анизотропных средах и оценки коэффициента макроанизотропии пород.

Практическая значимость:

- разработана программа CS1D для моделирования электромагнитного поля ГЭД и кабеля конечной длины в горизонтально-слоистых вертикально-анизотропных средах с учетом токов смещения в земле и воздухе и проведения инверсии по данным измерений импеданса и типпера при произвольном удалении точки наблюдения от источника.

- выявленные особенности поведения составляющих электромагнитного поля ГЭД в волновой зоне используются при проведении работ в волновой зона источника и интерпретации данных метода РМТ-К (выбор положения рабочих планшетов для разных частотных диапазонов, использование эллиптически поляризованных электрического и магнитного полей для тензорных измерений с одним источником);

- модернизированная программа инверсии CS1D для случая промежуточной зоны источника и данных измерений импеданса и типпера в рамках одномерной вертикально-анизотропной среды позволяет выполнять более надежную интерпретацию данных РМТ-К и получать дополнительную информацию о коэффициенте макроанизотропии пород.

Материалы и методы. Проектирование и разработка программного обеспечения велась с использованием среды разработки Microsoft Visual Studio 2010, платформы разработки NET Framework и языка программирования C#. Для тестирования алгоритмов использовался программный пакет Matlab. При обработке данных метода РМТ-К использовались программы SM25 и SM+. При инверсии данных ВЭЗ, ЭТ и РМТ-К

использовались программы ZondIP, ZondRes2D , ZondMT1D и CS1D собственной разработки.

Личный вклад автора. Алгоритм вычисления электромагнитного поля ГЭД и кабеля конечной длины в горизонтально слоистой среде с учетом негладкого поведения подынтегральных функций преобразования Ханкеля (при ненулевом волновом числе в воздухе) разработан автором.

Расчеты, послужившие основой для комплексного анализа структуры электромагнитного поля с учетом токов смещения в воздухе (вне квазистационарного приближения), выполнены в среде Matlab по скриптам, разработанным автором и в программе CS1D, разработанной автором.

Алгоритм инверсии данных метода РМТ-К в рамках вертикально анизотропной горизонтально слоистой среды с учетом токов смещения в земле и в воздухе разработан автором и является частью программы CS1D.

Все полевые материалы, используемые в диссертации, получены при непосредственном участии автора.

Апробация работы. Материалы, полученные с участием автора диссертации и использованные в ней, докладывались на различных конференциях: VI научно-практическая конференция молодых специалистов (ПНИИИС, Москва, 2010); VIII общероссийская конференция «Перспективы развития инженерных изысканий в строительстве в Российской Федерации» (ПНИИИС, Москва, 2012); XX, XXI и XXII международные симпозиумы по ЭМ индукции в Земле (Гиза, Египет, 2010; Дарвин, Австралия, 2012; Веймар, Германия, 2014); 5-ая всероссийская школа-семинар им. М. Н. Бердичевского и Л. Л. Ваньяна «ЭМЗ-2011» (Петергоф, 2011); 6-ая всероссийская школа-семинар им. М.Н. Бердичевского и Л.Л. Ваньяна «ЭМЗ-2013» (Новосибирск, Академгородок, 2013); 10-й и 11-й международные геофизические научно-практические семинары "Электроразведка в инженерной и поисковой геологии" (Санкт-Петербург, 2012 и 2013); IX международная научно-практическая конкурс-конференция молодых специалистов «Геофизика-2013» (Санкт-Петербург, 2013).

Публикации. По теме диссертации опубликовано 15 работ, в т.ч. 3 статьи в изданиях по перечню ВАК.

Объем и структура работы. Работа изложена на 106 страницах машинописного текста, состоит из введения, трех глав и заключения, содержит 5 таблиц, 44 рисунка, а также список литературы из 100 наименований.

Благодарности. Автор выражает искреннюю благодарность своему научному руководителю А.К. Сараеву за поддержку и значительный вклад в профессиональное развитие. Автор благодарит А.Е. Каминского за ценные советы по решению обратных задач, А.Е. Симакова за помощь в освоении аппаратуры и методики РМТ зондирований и сотрудников кафедр геофизики СПбГУ и МГУ за помощь в постановке полевых экспериментов.

ГЛАВА 1. Метод радиомагнитотеллурических зондирований с контролируемым источником

1.1. Методы геоэлектрики, использующие поля радиостанций

1.1.1 Начало использования радиоволн в геоэлектрике

Идея использования радиоволн в геоэлектрике возникла практически сразу вслед за изобретением А.С. Попова, а именно с появлением первых технических средств, передающих и принимающих радиоволны. Одна из первых попыток применить радиоволны в решении геологических задач была осуществлена в 1901 году немецким инженером Трюстедтом [Trüstedt, 1912], который в г. Питкяранте (Карелия) применил так называемый лучевой метод (с источником и приемником радиоволн – рис. 1.1). В этом опыте по обе стороны от предполагаемого места расположения рудного тела располагались передающая и приемная антенны, подключенные к зеркалам с совмещенными фокальными плоскостями. Поворотом зеркал в вертикальной плоскости определялся такой угол, при котором преломленная электромагнитная (ЭМ) волна от источника активирует регистратор. При этом между приемной и передающей антеннами располагался экран, препятствующий прохождению прямой ЭМ волны. По углу наклона зеркал и расстоянию между ними определялась глубина залегания верхней кромки рудного тела.

В работе А.А. Петровского [Петровский, 1925] дано краткое описание некоторых методов геоэлектрики, возникших в первой четверти XX века, использующих радиоволны. Ниже приводятся краткое описание этих методов с проведением аналогий с современными методами геофизических исследований.

Теневой метод – аналог метода радиоволнового просвечивания, ориентированного на качественную оценку наличия или отсутствия контрастно проводящей зоны в непроводящих породах – например, заполненной грунтовыми водами карстовой полости в каменной соли. Используется явление образования радиотени за счет затухания ЭМ волны в проводящей среде. Впоследствии А.Г. Тархов называет этот метод радиоволновым [Тархов, 1955].

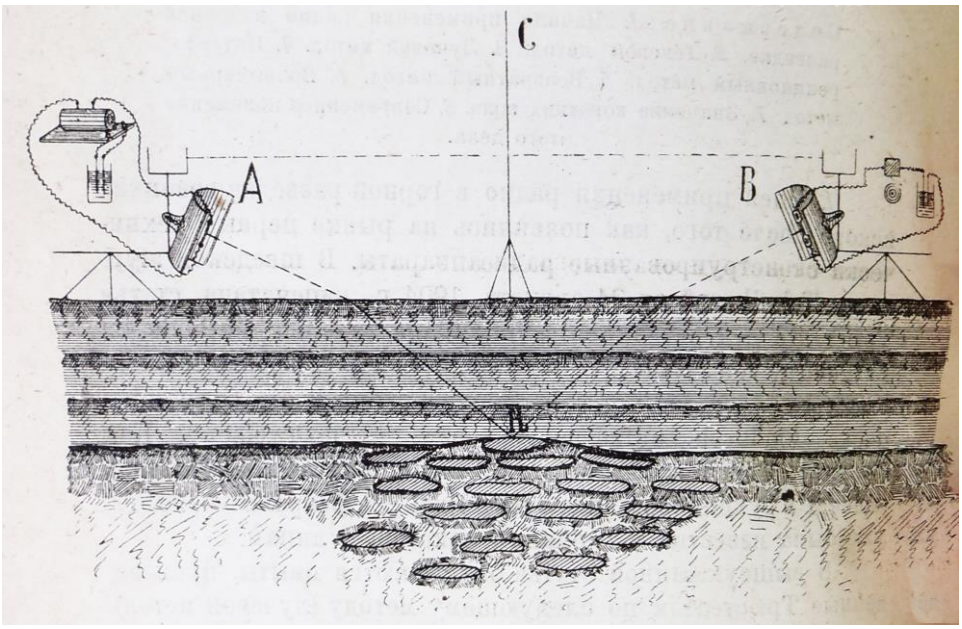


Рис. 1.1. Схема опытов Трюстедта [Петровский, 1925]. А – источник ЭМ поля, В – приемник, С – экран, препятствующий прохождению прямой ЭМ волны.

Лучевой метод – аналог метода георадиолокации с разнесенными и направляемыми передающей и приемной антеннами. Под направляемостью антенн подразумевается возможность управления направлением распространения ЭМ волны. Метод ориентирован на изучение объектов, контрастных по удельному сопротивлению и диэлектрической проницаемости в сравнении с вмещающими породами. Использовалось явление отражения ЭМ волны от контрастной границы раздела двух сред.

Интерференционный метод – основан на записи профиля ЭМ волны (зависимости амплитуды от пространственной координаты) неподвижной радиостанции вдоль линии наблюдения. Используется явление интерференции ЭМ волн, идущих от источника до приемника по различным траекториям: сквозь горные породы, вдоль границы земля-воздух и т.д. Схема наблюдений интерференционным методом представлена на рис. 1.2. Анализируя интерференционную картину по простым геометрическим соотношениям длины волны и пройденного ею расстояния можно определить глубину залегания отражающего объекта.

Другой вариант интерференционного метода заключается в изменении не положения приемной станции, а частоты поля. Наблюдаемые при этом эффекты аналогичны.

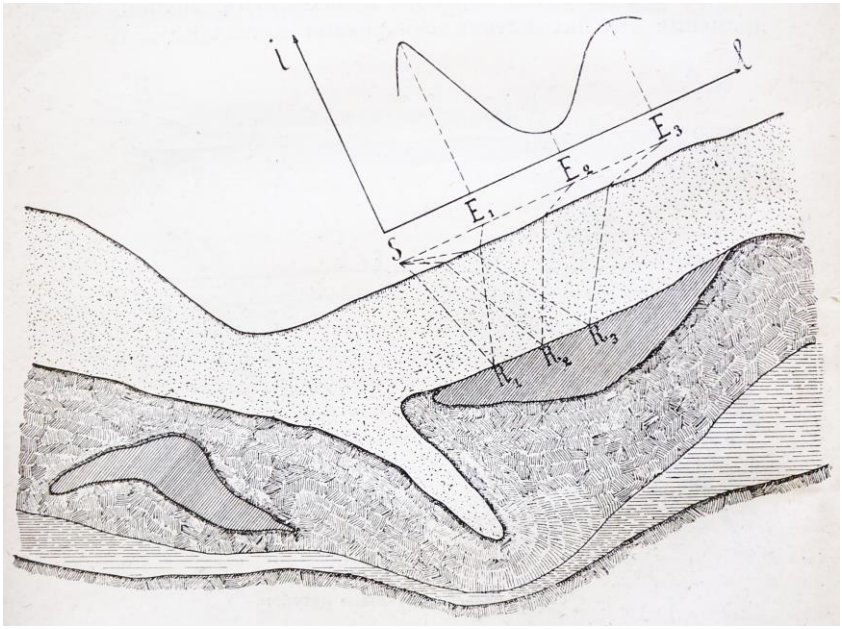


Рис. 1.2. Схема интерференционного метода [Петровский, 1925]. S – положение источника, R_1, R_2 …. – точки отражения ЭМ волны, E_1, E_2 …..– точки приема ЭМ волны, *i* – сила тока в приемной антенне, *l* – расстояние вдоль профиля.

Возвратный метод основан на явлениях образования узла (минимума) напряженности электрического поля и пучности (максимума) напряженности магнитного поля при отражении от проводника на расстояниях, кратных половине длины волны в земле. Обратное явление наблюдается на расстояниях кратных четверти длины волны. В возвратном методе использовалась одна антенна в качестве генераторной и приемной. Антенна ориентировалась обычно параллельно границе земля-воздух. Излучение велось на заданной частоте и с заданной действующей силой тока. При возвращении в антенну отраженной ЭМ волны на действующую силу тока накладывается индуцированная сила тока, которая может как усилить измеряемую результирующую силу тока в антенне, так и уменьшить ее. Таким образом, ориентируя передающую антенну (электрический диполь) параллельно изучаемой проводящей плоскости (например, кровле рудного тела) и варьируя длину излучаемой ЭМ поля можно по профилю результирующей силы тока в антенне определить расстояние до отражающей поверхности. В работе А.А. Петровского [Петровский, 1926] развивается теория возвратного метода: математически описано возвратное действие ЭМ волны на антенну (диполь Герца), исследована зависимость генерации диполя от наклона к отражающей поверхности и даны методы графического определения необходимых величин ЭМ поля. Также в работе [Петровский, 1925]

отмечается наибольшая популярность этого метода в то время среди других методов геоэлектрики.

Примечательно, что в работе [Петровский, 1925] идет речь о постепенном вытеснении методов постоянного тока методами, использующими переменные ЭМ поля (не только радиочастотного диапазона). Систематическая разработка метода, основанного на использовании переменного ЭМ поля частотой 50-10000 Гц в период с 1918 по 1922 г.г., согласно А.А. Петровскому [Петровский, 1925], принадлежит шведским инженерам Гансу Лундбергу и Гарри Наторсту (Hans Lundberg и Harry Nathorst) [Lundberg, 1929]. Уже в 1925 году в Германии, Швеции и США существовал целый ряд акционерных компаний, разрабатывающих и использующих такие методы. Также в СССР и Германии были созданы институты прикладной геофизики, разрабатывавшие, в числе других, методы, использующие переменные ЭМ поля для геологических целей.

Естественно, что для получения более полной и точной информации об объектах исследования методами, использующими поля радиостанций (как и другими методами электроразведки) необходимо располагать методиками количественной оценки удельного электрического сопротивления ρ и относительной диэлектрической проницаемости $\varepsilon^{\text{отн}}$ горных пород в их естественном залегании.

Одной из первых публикаций на эту тему являлась статья А.А. Петровского [Петровский, 1930]. В этой работе было дано теоретическое обоснование интерференционного метода определения длины ЭМ волны в горной породе. Также описан способ измерения ρ и $\varepsilon^{\text{отн}}$, основанный на регистрации картины интерференции прямой ЭМ волны, проходящей от источника, помещенного в горной выработке, к приемнику на дневной поверхности, и «обходной» волны, скользящей от источника до приемника через ствол шахты вдоль границы земля-воздух. Приведены методика определения коэффициента поглощения ЭМ волны в породе и выражения для расчета эффективного (характеризующего некоторый объем горной породы) удельного сопротивления и диэлектрической проницаемости через измеренные длину волны и коэффициента поглощения в породе.

Несколькими годами позже работы подобной направленности публикуются и в европейских журналах [Feldman, 1933; Smith-Rose, 1933; Barfield, 1934; Cloos, 1934]. В указанных работах рассматриваются вопросы изучения электрических свойств почвы и верхних горизонтов земной коры как для геологических целей, так и для задач радиосвязи.

В целом данный этап развития электромагнитных методов, в том числе с использованием полей радиочастотного диапазона, характеризуется увлечением числа методов переменного тока с некоторой чрезмерной оценкой их возможностей, не соответствовавшей степени развития теоретических средств и методик интерпретации данных.

1.1.2. Метод радиокип

Одним из методов геоэлектрики, основанных на регистрации ЭМ полей широковещательных радиостанций, является метод радиокомпарирования и пеленгации (сокращенно радиокип), авторское свидетельство на который было оформлено в 1948 году советским геофизиком А.Г. Тарховым [Способ геофизической…, 1959]. Метод радиокип основан на изучении ЭМ поля радиостанций, работающих в диапазоне длинных волн (30-300 кГц). В отличие от использовавшихся в то время методов высокочастотного переменного тока, таких как метод индукции и метод радиоволнового просвечивания, измерения в методе радиокип ведутся преимущественно в дальней зоне источника. Это позволяет использовать простую модель первичного поля в виде плоской волны.

В 1961 году публикуется монография А.Г. Тархова, посвященная методу радиокип [Тархов, 1961]. В ней рассматриваются многие важные вопросы распространения радиоволн вдоль земной поверхности, особенности аномального ЭМ поля, связанного с телами простой формы, методика измерений и обработки данных метода радиокип.

В предложенном варианте метода радиокип использовались отдельные составляющие магнитного поля (преимущественно вертикальная составляющая H_z) и отношение вертикальной составляющей магнитного поля к горизонтальной составляющей H_z/H_h. Кроме того, в работе А.Г. Тархова [Тархов, 1961] рассмотрены методика и результаты полевых экспериментов с использованием составляющих электрического поля и отношений горизонтальной и вертикальной составляющих электрического поля E_h/E_z.

В 60-х годах прошлого столетия исследования в этой области были продолжены А.Д. Фроловым [Фролов, 1961], А.В. Вешевым и В.А. Егоровым [Вешев, Егоров, 1966], О.М. Мясницким и В.М. Тимофеевым [Мясницкий, Тимофеев, 1971] и рядом других геофизиков. Описание разработанной аппаратуры метода радиокип «Руда» и ПИНП-1 (полевой измеритель напряженности поля) приведено в работе [Тархов, 1961]. В это же

время в СССР под руководством Б.В. Рогачева был разработан сверхдлинноволновый вариант метода радиокип – СДВР [Рогачев и др., 1965].

В 1981 году выходит книга С.Г. Гордеева, Е.С. Седельникова и А.Г. Тархова [Гордеев и др., 1981], обобщающая предшествующий опыт исследований по разработке и практическому применению метода радиокип как в наземном, так в аэро вариантах. Следом публикуются разработанные в НПО «Рудегофизика» (Ленинград) методические рекомендации по применению аэроэлектроразведки методом СДВР [Методические…, 1984].

1.1.3. Методы VLF-EM, VLF-R

Метод Very Low Frequency (VLF). Пионерами метода VLF считаются шведский геофизик Г. Паал, в 1963 г. использовавший сигналы СДВ радиостанций для картирования проводящих рудных объектов в Швеции [Paal, 1965; Paal, 1968] и канадец Вайно Ронка, разработавший в 1964 г. измеритель угла наклона вектора магнитного поля и напряженности вторичного магнитного поля СДВ радиостанций, индуцированного проводящим рудным телом [Ronka, 1970].

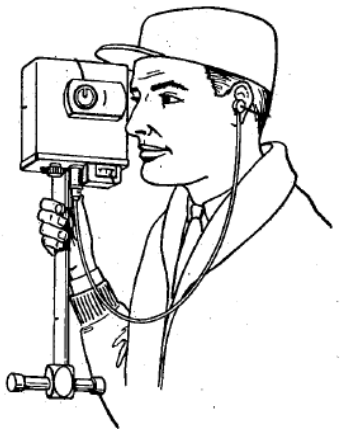


Рис. 1.3. Схематическое изображение регистратора VLF-EM, разработанного в 1964 г. В. Ронка.

В своих работах, основываясь на наблюдении ЭМ поля СДВ радиостанций (10-30 кГц) на известных приповерхностных рудных телах, Г. Паал показал, что горизонтальная составляющая магнитного поля радиостанции значительно усиливается над подповерхностным проводником в том же самом месте, в котором модуль вертикальной составляющей магнитного поля минимален. Также Г. Паал экспериментально установил, что на глубине 275 м амплитуда горизонтальной составляющей магнитного поля примерно равна четверти ее амплитуды на поверхности земли. На основании этих измерений было сделано предположение, что в Швеции измерениями с поверхности могут быть обнаружены рудные тела, залегающие на глубине до 100 м.

Интересно кратко рассмотреть устройство и принцип измерения регистратора В. Ронка (рис. 1.3.). Этот регистратор ориентирован на измерения магнитного поля СДВ

радиостанций. Основными элементами регистратора являются приемная катушка и катушка сравнения, перпендикулярная приемной. Чувствительный элемент (LC контур) регистратора настраивается на определенную частоту примерно из 800 возможных. Наклоняя приемную катушку в вертикальной плоскости от вертикального положения, определяется угол, в котором сигнал в катушке минимальный. Затем сигнал в приемной катушке компенсируется разностью потенциалов на катушке сравнения за счет мнимой (квадратурной) составляющей. Угол наклона приемной катушки пропорционален амплитуде действительной (синфазной) составляющей вертикальной составляющей вторичного магнитного поля, индуцированного в рудном теле первичным полем радиостанции, а компенсационное напряжение в катушке сравнения пропорционально мнимой составляющей вторичного поля. Отметим, что подобная техника определения электрических параметров разреза была использована еще 1934 г Р. Барфилдом [Barfield, 1934].

Модификация VLF-EM ориентирована на картировочные задачи – определение простирания проводящих структур в плане. Результаты наблюдений этой модификацией представляются в виде карт углов наклона малой оси эллипса поляризации магнитного поля (tilt-angle). В силу высокой частоты поля данные VLF-EM метода подвержены существенному влиянию приповерхностных неоднородностей и трудно интерпретируемы. Важную роль в обработке данных VLF-EM сыграла работа [Fraser, 1969], в которой предлагалась схема представления данных, которая устраняла влияние неоднородностей удельного сопротивления размерами не более утроенного шага вдоль профиля.

Метод VLF-R. Другой подход к использованию ЭМ полей радиостанций реализован Леонардом Коллеттом и Алексом Бекером [Collett, Beker, 1967] в предложенным ими методе Radiohm. В этом случае измерения производятся по аналогии с методом магнитотеллурических зондирований (МТЗ) – вместе с горизонтальной составляющей магнитного поля измеряется и ортогональная ей горизонтальная составляющая электрического поля с последующим вычислением поверхностного импеданса и определением кажущегося сопротивления и фазы импеданса. Этот метод получил название VLF-R (R - resistivity).

На протяжении 70-90-х годов прошлого столетия методы VLF и VLF-R получили интенсивное развитие в наземном и аэро вариантах. При этом реализовывались измерения различных характеристик поля, от угла наклона эллипса поляризации магнитного поля до тензорных VLF съемок [Pedersen et al, 1994]. В это время появились такие измерительные

приборы, как Радиофаза и Е-фаза EM-16 канадской фирмы Geonix, ориентированные на работы методом VLF-EM, прибор EM-16R, предназначенный для работ методом VLF-R и др.

В 1989 году американским обществом геофизиков-исследователей SEG (Society of Exploration Geophysics) был опубликован сборник по электромагнитным методам в прикладной геофизике с разделом [McNeill, Labson, 1989], обобщающим опыт применения различных разновидностей метода VLF при решении задач геологического картирования.

1.1.4. Методы РЭМП, РЭМЗ

Начиная с 60-х годов XX века в Ленинградском государственном университете (ЛГУ) под руководством А.В. Вешева начинают развиваться методы радиоэлектромагнитного профилирования (РЭМП) и зондирования (РЭМЗ), основанные на измерениях амплитуды и фазы поверхностного импеданса ЭМ поля удаленных радиостанций [Вешев, Егоров, 1966; Вешев и др., 1972; Яковлев и др., 1977; Пертель, Круль, 1984; Парфентьев, Пертель, 1991]. Разработанная в ЛГУ аппаратура ИПИ-1000 (измеритель поверхностного импеданса с диапазоном частот 10-1000 кГц) для работ методами РЭМП и РЭМЗ, показана на рис. 1.4, 1.5.

В работе [Вешев, Егоров, 1966] предлагается вариант определения эффективных (характеризующих некоторый объем горной породы) удельного сопротивление и диэлектрической проницаемости среды по результатам измерения ЭМ поля широковещательных радиостанций.

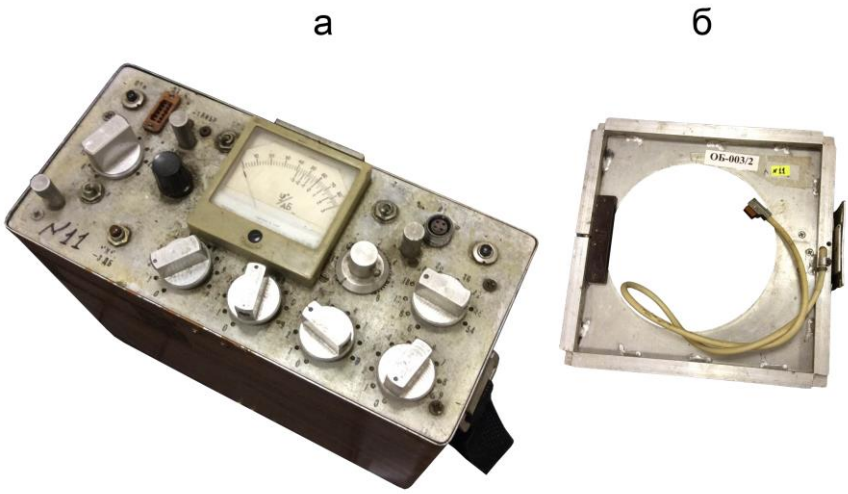


Рис. 1.4. Аппаратура ИПИ-1000. а – регистратор, б – магнитная антенна.

Рис. 1.5. Работы с аппаратурой ИПИ-1000 на профиле.

1.2. Метод РМТ

Первоначально применявшаяся аппаратура позволяла регистрировать только сигналы сверхдлинноволновых (СДВ) радиостанций, что ограничивало возможности метода и позволяло проводить работы по методике профилирования на одной частоте (методы радиокип, СДВР, РЭМП). Со временем аппаратура совершенствовалась, и ее частотный диапазон расширялся в область более высоких частот (до 250–1000 кГц) [Парфентьев, Пертель, 1991; Turberg et al., 1994; Bastani, 2001; Tezkan, Saraev, 2008]. Для метода, работающего в частотном диапазоне от 10 до 250–1000 кГц, включая измерения сигналов радиостанций сверхдлинноволнового 10–30 кГц, длинноволнового (ДВ) 30–300 кГц и средневолнового (СВ) 300–1000 кГц диапазонов частот, с проведением работ по методике зондирований в интервале глубин от 1 до 30–50 м в настоящее время наиболее часто употребляемым является термин «метод радиомагнитотеллурических (РМТ) зондирований» [Tezkan, 2008].

Впервые название «метод радиомагнитотеллурических зондирований» был предложен швейцарскими геофизиками, разработавшими соответствующую аппаратуру (рис. 1.6) [Turberg et al., 1994; Tezkan, 2008]. ЭМ поле регистрируется на каждой частоте по заранее заданному набору частот радиостанций. В качестве магнитной антенны используется вертикальная петля. Электрическое поле измеряется как заземленной линией, так с помощью емкостной антенны. Время измерения на одно точке в диапазоне частот 10-240 кГц занимает порядка пяти минут. На дисплее регистратора отображаются значения кажущегося сопротивления и фазы импеданса. Разработанная аппаратура имеет два канала и позволяет проводить только скалярные измерения одной составляющей импеданса.

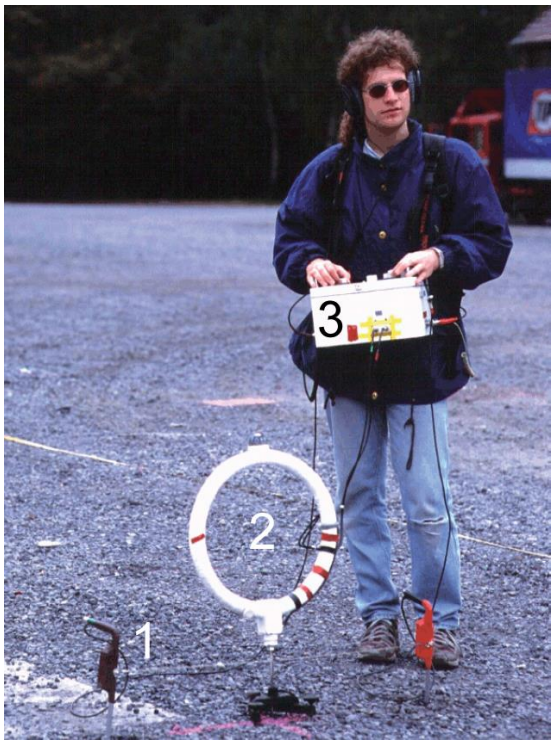


Рис. 1.6. Скалярный РМТ регистратор, разработанный в центре гидрогеологии университета г. Невшатель, Швейцария [Turberg et al., 1994; Tezkan, 2008]. 1 – электрическая заземленная антенна, 2 – магнитная антенна, 3 – регистратор.

По частотному (временному) диапазону и интервалу изучаемых глубин методы РМТ и РМТ-К заполняют существующий разрыв между наиболее распространенными методами электромагнитных зондирований – зондирование становлением в ближней зоне (ЗСБ) и георадиолокацией (ГР). Метод РМТ-К обеспечивает получение более надежных результатов зондирований в интервале глубин от 5 до 15 м, когда георадиолокационным исследованиям не хватает глубинности, а результаты зондирований ЗСБ недостаточно достоверны в связи с трудностями интерпретации данных измерений в интервале малых времен.

Первичное поле удаленной радиостанции представляет собою линейно поляризованную волну, в которой на границе раздела земля-воздух горизонтальные составляющие электрического и магнитного полей взаимно ортогональны. На удалении от радиостанции на расстояние в несколько километров измеряемый поверхностный импеданс совпадает с импедансом плоской вертикально падающей волны, который зависит только от строения и свойств нижележащего полупространства. Для данной модели поля, используемой в методах магнитотеллурических и аудиомагнитотеллурических зондирований (МТЗ, АМТЗ), детально разработаны методы

интерпретации, обеспечивающие получение надежных результатов. По данным измерений горизонтальных и взаимно ортогональных составляющих электрического и магнитного полей радиостанций определяются значения поверхностного импеданса, которые пересчитываются в значения кажущегося сопротивления $\rho_{\text{к}}$ и фазы импеданса φ_{Z}. Частотные зависимости $\rho_{\text{к}}$ и φ_{Z} являются кривыми зондирования, интерпретация которых позволяет восстановить геоэлектрический разрез в точке наблюдения.

В настоящее время применение метода РМТ зондирований наиболее эффективно в населенных районах, где есть возможность измерять сигналы радиостанций в СДВ, ДВ и СВ диапазонах частот. Обычно в диапазоне частот от 10 до 1000 кГц уверенно измеряются сигналы 20–30 радиостанций, что позволяет получать кривые зондирований, пригодные для инверсии и построения геоэлектрических разрезов.

На рис. 1.7 приведен пример автоспектров мощности сигналов горизонтальных и взаимно-ортогональных составляющих электрического и магнитного поля для диапазонов частот 10-100 кГц (рис. 1.7, а) и 100-1000 кГц (рис. 1.7, б), измеренных в Дании с установкой РМТ зондирований, ориентированной по азимуту 90°. Установка РМТ зондирований включает горизонтальную электрическую антенну (приемную линию) и перпендикулярную к ней горизонтальную магнитную антенну (индукционный датчик), при этом азимут установки определяется направлением электрической антенны. Качество данных оценивается по значениям когерентности между составляющими электрического и магнитного поля. При уровне когерентности выше 0.8 качество данных считается пригодным для построения кривых зондирования. На приведенном рисунке когерентность превышает пороговый уровень на 33 частотах.

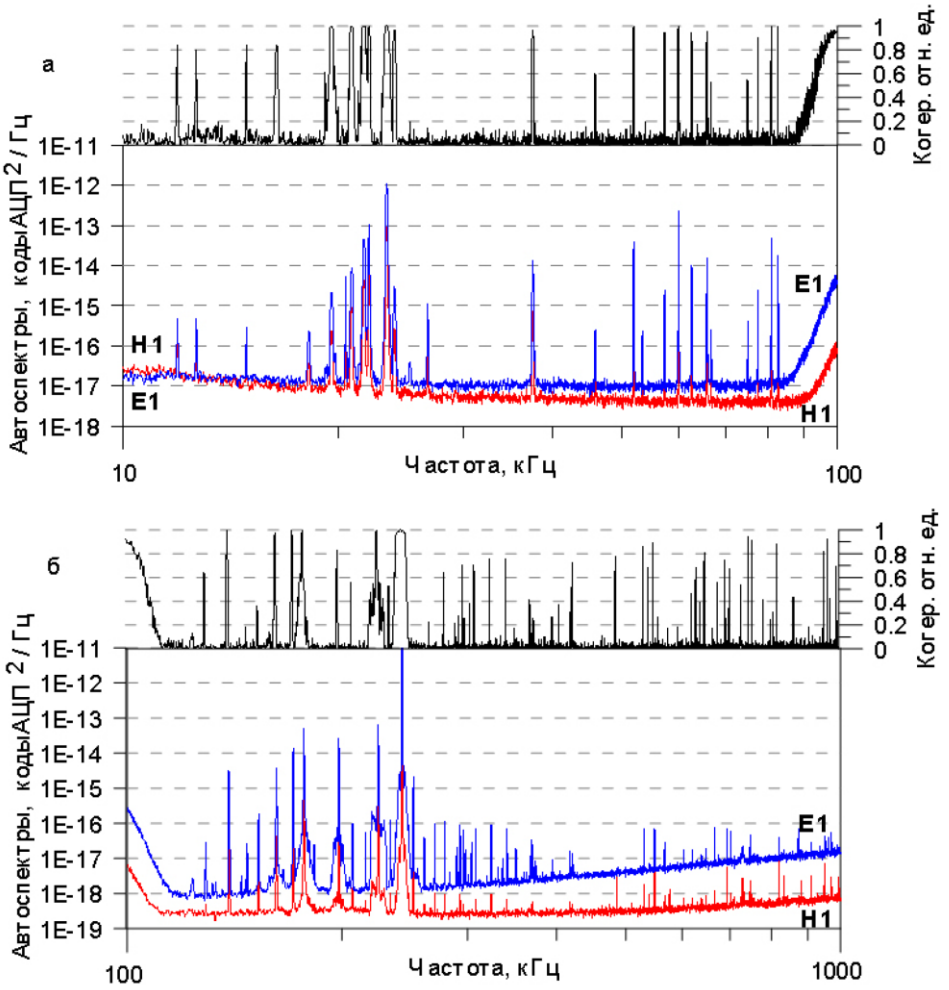


Рис. 1.7. Автоспектры мощности сигналов электрического и магнитного поля удаленных радиостанций в диапазонах частот 10–100 кГц (*а*) и 100–1000 кГц (*б*), полученные по данным измерений в Дании.

Пример регистрации сигналов радиостанций в удаленном районе (Якутия, пос. Айхал) с установкой РМТ зондирований, ориентированной по азимуту 90°, показан на рис. 1.8. Для приведенного примера когерентность превышает пороговый уровень 0.8 в диапазоне частот от 20 до 25 кГц (СДВ радиостанции) и на частоте 50 кГц (радиостанция сигналов точного времени, Иркутск). В диапазоне частот 100-1000 кГц зарегистрированы сигналы трех радиостанций 192, 252 и 525 кГц, однако эти измерения не очень надежные, поскольку их азимуты существенно отличаются от направлений расстановки приемных датчиков и уровень когерентности при этом незначительно превышает пороговый уровень 0.8. Для проведения полноценных зондирований в данном случае сигналов радиостанций недостаточно, и работы в этих условиях могут выполняться только в варианте профилирования на одной из частот СДВ диапазона или 50 кГц. Для проведения РМТ

зондирований в таких условиях необходимо использование собственного (контролируемого) источника, работающего в широком диапазоне частот (1-1000 кГц).

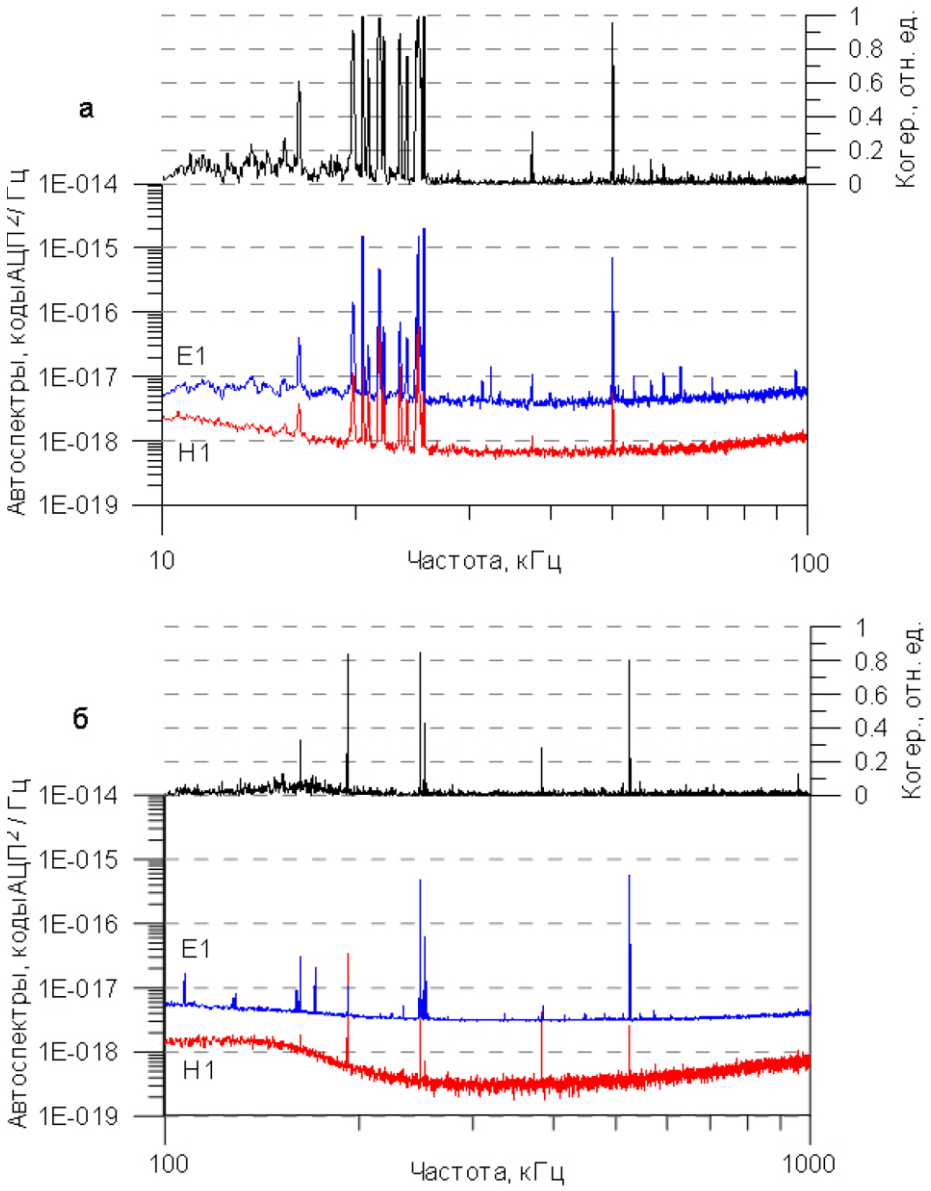


Рис. 1.8. Автоспектры мощности сигналов электрического и магнитного поля удаленных радиостанций в диапазонах частот 10–100 кГц (а) и 100–1000 кГц (б), полученные по данным измерений в Якутии.

1.3. Метод РМТ-К

Первые работы по разработке аппаратуры метода радиомагнитотеллурических зондирований с контролируемым источником Enviro-MT (рис. 1.9) были выполнены в университете г. Упсала (Швеция) [Bastani, 2001]. При этом основной целью было увеличение глубины изучения разреза за счет расширения частотного диапазона в сторону низких частот от 10 до 1 кГц, где отсутствует возможность регистрации сигналов радиостанций (существующие радиостанции СДВ диапазона работают на частотах выше 10 кГц).

В качестве источника электромагнитного поля в аппаратуре Enviro-MT используются две взаимно ортогональные вертикальные рамочные антенны (горизонтальные магнитные диполи). Использование источника такого типа имеет ряд преимуществ – компактность установки, возможность реализации тензорных измерений и независимость параметров излучения (тока в нагрузке) от свойств подстилающего разреза. Однако, недостатки данного источника (ограниченный диапазон рабочих частот 1–12 кГц, небольшое дальнодействие, не более 600–800 м, невозможность использования субгармоник основной частоты, необходимость настройки источника в резонанс на каждой излучаемой частоте) ограничивают перспективы его применения в методе РМТ-К. На небольших расстояниях от источника (до 400–500 м) не выполняются условия дальней зоны, что снижает возможность применения хорошо разработанных методов инверсии и программных средств магнитотеллурики. В результате рабочий планшет имеет небольшие размеры, и для проведения съемки на большой территории необходима частая перестановка источника. Кроме того, измерение на одной точке с этим источником занимает довольно большое количество времени.

Более перспективным является использование в качестве источника в методе РМТ-К горизонтального электрического диполя. Первые работы по опробованию данного варианта показали возможность проведения измерений на значительном удалении от источника [Simakov et al., 2010]. При этом рабочий планшет начинается на удалении около 500 м от источника (начало дальней зоны) и заканчивается на расстоянии, где возможны уверенные измерения сигналов источника (около 3-4 км).

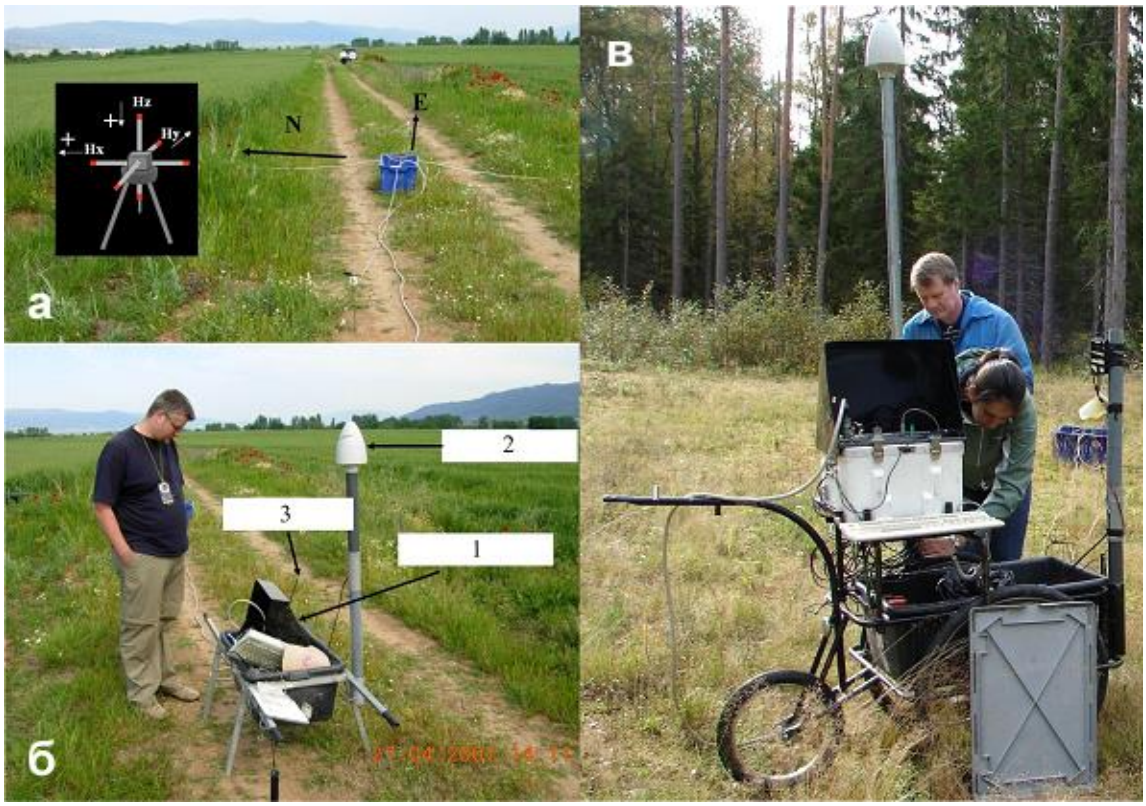


Рис. 1.9. Аппаратура Enviro-MT в полевых условиях. а – магнитные и электрические антенны, б, в – регистратор Enviro-MT с персональным компьютером. 1 – ПК, 2 – GPS-антенна, 3 – антенна радиомодема для управления генератором.

1.3.1. Аппаратура РМТ-К

Аппаратурный комплекс РМТ-К включает в себя регистратор с приемными электрическими и магнитными антеннами, генератор с излучающей электрической линией и программные средства обработки и интерпретации данных. В качестве приемника в разработанном варианте метода РМТ-К используется четырехканальный регистратор РМТ-4 (М-К4-СМ25) (рис. 1.10), созданный в 2002-2006 г.г. в рамках проекта ЕС «Коперникус» коллективом российских организаций (Санкт-Петербургский государственный университет - СПбГУ, ООО «МикроКОР») и Университетом г. Кельн (Германия) [Tezkan, Saraev, 2008] или пятиканальный регистратор РМТ-5 (М-К5-СМ25), созданный ООО «МикроКОР» и СПбГУ при модернизации аппаратуры в 2012 г. Разработанные регистраторы используются при проведении работ различными вариантами метода РМТ зондирований: пешеходным, мобильным и с контролируемым источником [Simakov et al., 2010; Saraev et al., 2011; Сараев и др., 2014].

Рис. 1.10. Регистратор РМТ-4 в полевых условиях. 1 – регистратор, 2 – магнитные антенны, 3 – предусилитель электрических сигналов, 4 – емкостные электрические линии.

Регистратор РМТ-5 (рис. 1.11) имеет пять каналов синхронных измерений с 16 разрядными АЦП в каждом канале (два электрических и три магнитных канала). Частотный диапазон регистратора 1–1000 кГц, объем встроенной памяти 4 Гб. Дисплей и клавиатура регистратора позволяют работать в полевых условиях автономно без внешнего компьютера, а встроенный источник питания с ресурсом 6–8 часов обеспечивает возможность измерений в течение рабочего дня.

Измеренные данные передаются на внешний компьютер по каналу Ethernet. GPS приемник служит для привязки по координатам и времени. При работе производится регистрация временных рядов сигналов магнитного и электрического полей с записью данных во встроенную память. Регистратор имеет четыре диапазона рабочих частот: D1 (1–10 кГц, частота дискретизации $f_д$ = 39 кГц), D2 (10–100 кГц, $f_д$ = 312 кГц), D3 (10–300 кГц, $f_д$ = 832 кГц) и D4 (100–1000 кГц, $f_д$ = 2496 кГц).

Магнитные антенны (рис. 1.11) имеют частотный диапазон 1-1000 кГц, уровень собственных шумов 25 фТл/√Гц, коэффициент преобразования магнитной индукции в напряжение 20 мВ/нТл. Измерения электрического поля производятся с заземляемыми и

незаземленными (емкостными) приемными линиями, что дает возможность выполнения работ в летнее и зимнее время, а также в условиях, неблагоприятных для заземления электрических линий (асфальт, бетон, гравий). Компактная измерительная установка (20 м) позволяет работать на небольших по площади участках при сохранении существенной глубины исследования (до 50-100 м).

Рис. 1.11. Регистратор РМТ-5 (а), магнитные антенны (б), генератор ГТС-1 (в).

Генератор ГТС-1 для метода РМТ-К (рис. 1.11) разработан специалистами Российского института мощного радиостроения и СПбГУ. Генератор предназначен для формирования двуполярных сигналов прямоугольной формы в диапазоне частот 0.1 Гц – 1 МГц с регулируемой скважностью на нагрузку сопротивлением 10–1000 Ом. Напряжение питания 220 В, частота питания 50 Гц. Выходное напряжение до 300 В, выходной ток от 100 мА до 7.5 А, выходная мощность на нагрузке 100 Ом до 1 кВт. Управление работой генератора осуществляется с клавиатуры генератора или дистанционно с внешнего компьютера.

1.3.2. Методика измерений методом РМТ-К

При проведении работ методом РМТ-К в качестве источника нами используется горизонтальный электрический диполь - ГЭД (заземленный кабель длиной от 400 до 1000 м). Как отмечалось выше, данный источник является более эффективным для использования в методе РМТ-К, чем горизонтальный магнитный диполь (большее

дальнодействие, более широкий диапазон частот, возможность излучения и приема основной частоты излучаемого сигнала и ее субгармоник в широкой полосе частот).

Источник в виде кабеля конечной длины используется в методе аудиомагнитотеллурических зондирований с контролируемым источником (Controlled Source AudioMagnetoTelluric – CSAMT) [Strangway et al., 1973; Zonge, Hughes, 1991]. Высокая эффективность использования данного источника подтверждена многолетней практикой применения метода CSAMT в различных регионах и с аппаратурой разных фирм. Опыт применения горизонтального электрического диполя (на небольших расстояниях до точек измерений источник рассматривается как кабель конечной длины) в методе РМТ-К подтвердил эффективность использования источника этого типа.

Работы методом РМТ-К с горизонтальным электрическим диполем проводятся в диапазоне частот 1–1000 кГц, а производительность измерений существенным образом повышается за счет измерения основных сигналов и их нечетных субгармоник. Как видно из рис. 1.12, при частоте основного сигнала 1 кГц в спектрах сигналов по электрическому и магнитному каналам видны 9 нечетных субгармоник с уровнем когерентности выше 0.8. Результаты, приведенные на данном рисунке, были получены на расстоянии 1 км от контролируемого источника с кабелем длиной 200 м. Для перекрытия полного частотного диапазона 1–1000 кГц обычно используются 3-5 основных частот, каждая из которых сопровождается 8–12 субгармониками. В результате обеспечивается высокая производительность измерений – около 70-80 точек зондирований в день (в 10 раз быстрее, чем при работах методом ВЭЗ с аналогичной глубиной исследования).

Измерения методом РМТ-К как правило проводят в дальней зоне источника (более подробно это рассмотрено в разделе 3.1).

1.3.3. Направления совершенствования метода РМТ-К

Большинство современных методов электроразведки основаны на использовании квазистационарного приближения при анализе ЭМ поля, проведении работ и интерпретации данных. При этом полагают, что приведенное расстояние в воздухе $|k_0|r << 1$, где k_0 – волновое число в воздухе, r – расстояние между источником ЭМ поля и точкой наблюдения.

На рис. 1.13 представлена диаграмма значений приведенного расстояния $|k_0|r$ для характерных частот f и разносов r, используемых в методе РМТ-К. Рисунок 1.12 показывает, что для частоты 100 кГц уже на расстоянии в первые сотни метров от источника $|k_0|r > 0.3$, а начиная с расстояния 400 м $|k_0|r > 1$. Таким образом, в значительном диапазоне частот и разносов, характерных для метода РМТ-К, квазистационарное приближение неприменимо, что приводит к необходимости исследования особенностей нормального ЭМ поля за пределами зоны действия квазистационарного приближения. Вопросам расчетов полей высокочастотных источников и анализу особенностей высокочастотных полей (за пределами действия квазистационарного приближения) посвящены главы 2 и 3 настоящей работы.

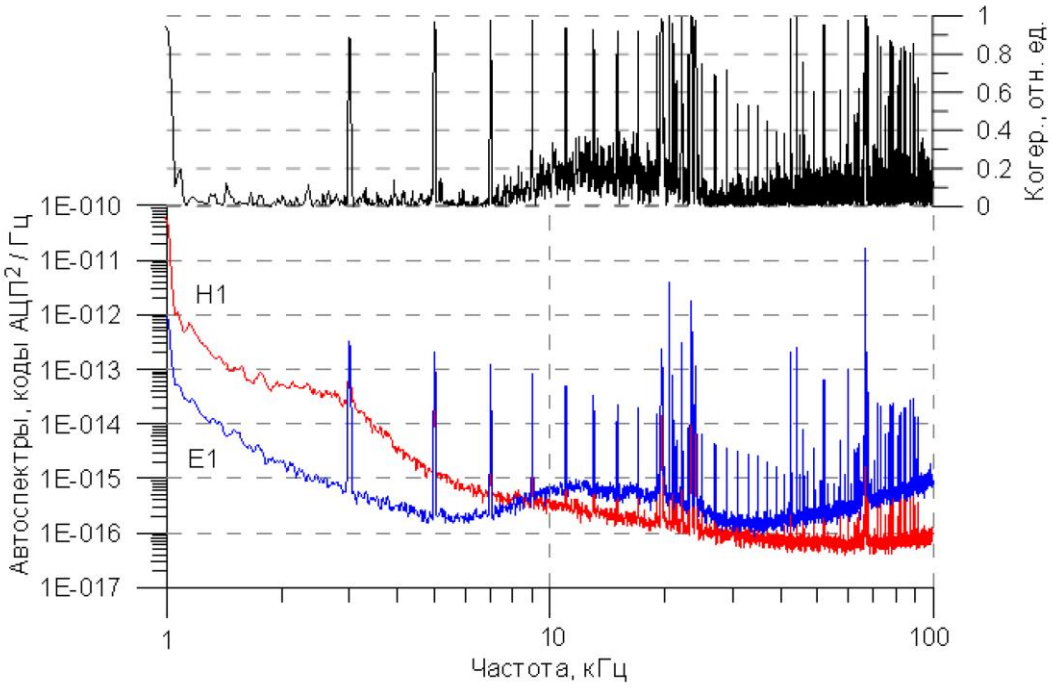


Рис. 1.12. Автоспектры мощности сигналов электрического и магнитного поля контролируемого источника и радиостанций в диапазоне частот 1–100 кГц. Расстояние до источника 1 км.

Использование источника ЭМ поля сложной структуры, такого как горизонтальный электрический диполь (заземленный кабель), и современной многоканальной аппаратуры метода РМТ-К открывает возможность оценки макроанизотропии разреза, комбинируя анализ отклика индукционной моды (данные измерений вектора Визе-Паркинсона - типпера или поверхностного импеданса в дальней зоне) и суперпозицию откликов гальванической и индукционной мод (данные измерений поверхностного импеданса в

промежуточной зоне ГЭД). Методика инверсии данных РМТ-К и оценки макроанизотропии разреза, основанная на проведении работ в промежуточной зоне источника и использовании эффектов, связанных с гальваническим и индукционным возбуждением, рассматривается в главе 4 настоящей работы.

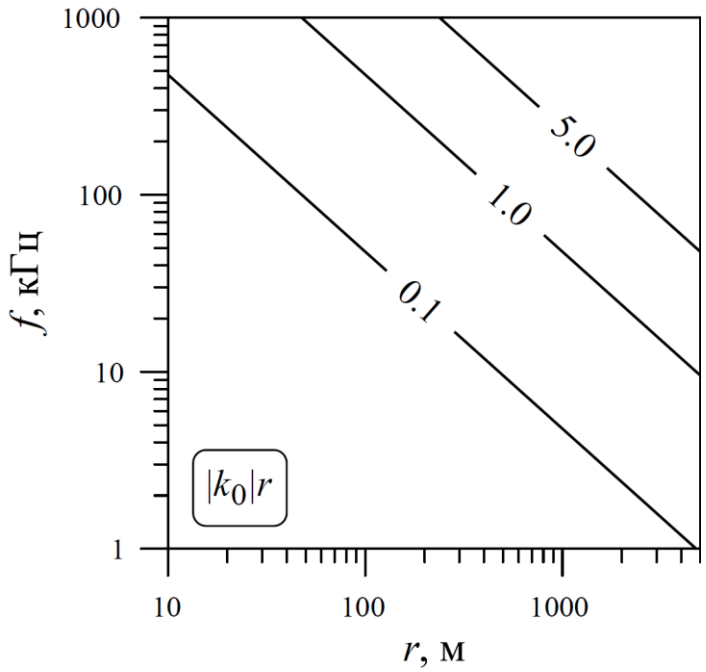


Рис. 1.13. Диаграмма значений приведенного расстояния в воздухе $|k_0|r$ для характерных частот и разносов, используемых в методе РМТ-К.

1.4. Выводы к главе 1

В главе 1 приведен исторический обзор методов геоэлектрики, основанных на использовании электромагнитных полей радиостанций. Рассмотрены особенности метода радиомагнитотеллурических зондирований и отмечена необходимость использования собственного (контролируемого) источника в удаленных районах, где нет возможности измерять сигналы радиостанций в ДВ и СВ диапазонах частот. Приведены данные об аппаратуре метода РМТ-К с контролируемым источником. Отмечены преимущества источника типа горизонтального электрического диполя по сравнению с горизонтальным магнитным диполем: большее дальнодействие, более широкий частотный диапазон рабочих частот, возможность измерения сигналов субгармоник основной частоты генератора.

Рассмотрены направления совершенствования метода РМТ-К, которые явились задачами автора при подготовке настоящей работы:

- разработка алгоритмов и программных средств вычисления электромагнитных полей высокочастотных источников,
- изучение особенностей высокочастотного ЭМ поля ГЭД с учетом токов смещения в земле и воздухе применительно к методу РМТ-К,
- разработка методики оценки макроанизотропии по данным метода РМТ-К.

ГЛАВА 2. Вычисление электромагнитного поля высокочастотного горизонтального электрического диполя

В последние годы начали активно развиваться методы электромагнитных зондирований, основанные на измерениях высокочастотных ЭМ полей: сотни килогерц - десятки мегагерц, и нацеленные на изучении небольших глубин, от 1-2 м до десятков метров [Bastani, 2001; Song et al., 2002; Tezkan and Saraev, 2008; Kalscheuer et al., 2008; Simakov et al., 2010; Хмелевской и др., 2010; Saraev et al., 2011]. В высокочастотных методах используются поля радиостанций или собственных контролируемых источников. По данным этих методов имеется возможность оценивать как удельное электрическое сопротивление, так и диэлектрическую проницаемость горных пород, что повышает информативность зондирований и расширяет круг решаемых задач. Вместе с тем, при использовании высоких частот возникает необходимость учета влияния токов смещения в земле и воздухе на поведение составляющих ЭМ поля.

При проведении работ методом РМТ-К в качестве источника используется заземленный на концах кабель длиной от 400 до 1000 м. Основные особенности электромагнитного поля одинаковы для кабеля конечной длины и ГЭД, поэтому далее анализируются подходы к вычислению составляющих электромагнитного поля ГЭД. Вычисление составляющих электромагнитного поля кабеля конечной длины производится интегрированием составляющих поля ГЭД по длине кабеля [Вешев, 1980], что реализовано в разработанной автором программе CS1D.

Расчетам и анализу электромагнитного поля ГЭД посвящено значительное число работ отечественных [Заборовский, 1960; Вешев, 1980; Ваньян, 1997 и др.] и зарубежных [Stefanescu, 1950; Ward, Hohmann, 1991 и др.] авторов. В этих работах обычно рассматривалось квазистационарное поле ГЭД применительно к низкочастотным методам электроразведки. На практике квазистационарная модель применима, если частоты низкие и расстояние источник-приемник много меньше длины ЭМ волны в воздухе. Для метода РМТ-К, в котором используются достаточно высокие частоты, необходимо рассмотрение общего случая с учетом токов смещения в земле и воздухе.

2.1. Особенности ядра преобразования Ханкеля при ненулевом волновом числе в воздухе

При вычислениях составляющих ЭМ поля контролируемых источников (для горизонтального электрического диполя выражения составляющих поля приведены в главе 3) необходимо выполнять расчеты преобразования Ханкеля:

$$\int_0^\infty f(k_0, k_1, m) J_n(mr) dm . \qquad (2.1)$$

В приведенном выражении $f(k_0, k_1, m)$ - функция, зависящая от параметров среды (ядро преобразования Ханкеля) и переменной интегрирования, $J_n(mr)$ - функция Бесселя первого рода порядка n, r – расстояние между источником и приемником в горизонтальной плоскости, k_0, k_1 – волновые числа в воздухе и в земле соответственно, $k_0 = \sqrt{i\omega\mu_0\sigma_0 - \omega^2\mu_0\varepsilon_0}$, $k_1 = \sqrt{i\omega\mu_0\sigma_1 - \omega^2\mu_0\varepsilon_1}$, $\omega = 2\pi f$ – круговая частота, f – частота, μ_0, ε_0 – магнитная и электрическая постоянные, σ_0, σ_1 – удельные электропроводности воздуха и земли (σ=1/ρ, ρ – удельное электрическое сопротивление); ε_1=$\varepsilon_1^{\text{отн}}$·$\varepsilon_0$ – абсолютная диэлектрическая проницаемость, $\varepsilon_1^{\text{отн}}$ – относительная диэлектрическая проницаемость; i – мнимая единица. Рассматриваются слабомагнитные среды и $\mu_1 = \mu_0$.

Стандартные методы вычисления составляющих квазистационарного ЭМ поля заключаются в представлении интегрального преобразования Ханкеля (2.1) в виде интеграла свертки или аппроксимации ядра преобразования Ханкеля суперпозицией экспонент (линейная фильтрация). Такие подходы позволяют использовать единый заранее вычисленный вектор весов ядра преобразования Ханкеля для быстрого и точного вычисления составляющих ЭМ поля в широком диапазоне разносов. Развитию подходов с использованием быстрого преобразования Ханкеля (БПХ) посвящено большое количество работ [Anderson, 1979, Рыжов, 1983; Guptasarma and Singh, 1997 и др.]. Указанные методы применимы только в том случае, если на рассматриваемом промежутке переменных интегрирования m функция f изменяется медленнее, чем функция Бесселя, и является гладкой функцией m. Эти условия могут нарушаться при малых расстояниях источник-

приемник, при влиянии токов смещения в проводящей земле [Петрухин Б.П., 2001] или влиянии токов смещения в воздухе [Siemon B, 2012].

В последнем случае функция f имеет особенность в точке m_c, абсцисса которой зависит от частоты ЭМ поля:

$$m_c = \omega\sqrt{\mu_0\varepsilon_0} \qquad (2.2).$$

Это можно показать на примере частного случая интеграла Фока [Fock, 1933]:

$$\int_0^\infty \frac{m}{n_1 n_0} J_0(rm)dm = I_0\left(r\frac{k_1 - k_0}{2}\right)K_0\left(r\frac{k_1 - k_0}{2}\right), \qquad (2.3)$$

где $n_j = \sqrt{k_j^2 + m^2}$. В данном случае $f(k_0, k_1, m) = \frac{m}{n_1 n_0}$. Ввиду низкой удельной проводимости воздуха (σ_0 = 10^{-14} См/м) $\mathrm{Re}(k_0^2) >> \mathrm{Im}(k_0^2)$ значение n_0 будет стремиться к нулю при $\mathrm{Re}(k_0^2) = \omega^2\mu_0\varepsilon_0 = m^2$ (рис. 2.1). Такой проблемы не возникает для n_1, так как проводимость земли всегда достаточно велика.

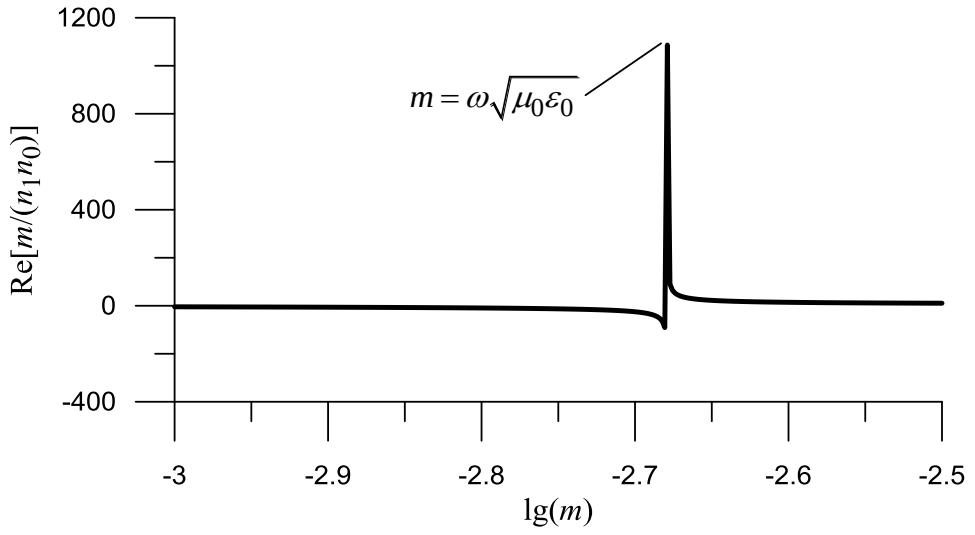


Рис. 2.1. Зависимость $f(k_0, k_1, m) = \frac{m}{n_1 n_0}$ интеграла Фока (2.3) от переменной интегрирования m.

2.2. Алгоритм точного вычисления ЭМ поля высокочастотных источников

На рис. 2.2 приведен результат применения обычного метода БПХ при вычислении модуля составляющей электрического поля параллельной диполю $|E_x|$ при $k_0 \neq 0$ и следующих параметров полупространства и координат точки наблюдений: $\rho_1 = 1000$ Ом·м, $\varepsilon_1^{\text{отн}} = 1$, $x = 0$, $y = 1000$ м. На графике $|E_x|$ появляются ложные экстремумы, связанные с особенностью дискретизации множества пространственных частот m. Эта проблема может быть решена различными способами. Один из них заключается в особом выборе сетки пространственных частот m, как, например, предложено в работе [Siemon, 2012]. Значения составляющих ЭМ поля вычисляются как средне взвешенное от вычислений по сетке m, сдвинутой вправо и влево на половину шага между соседними пространственными частотами фильтра относительно m_c. В этом случае адаптацию сетки m необходимо проводить для каждой частоты f и выполнять 2N вычислений, где N – число узлов БПХ. Кроме того такой подход не позволяет контролировать точность вычисления составляющих ЭМ поля.

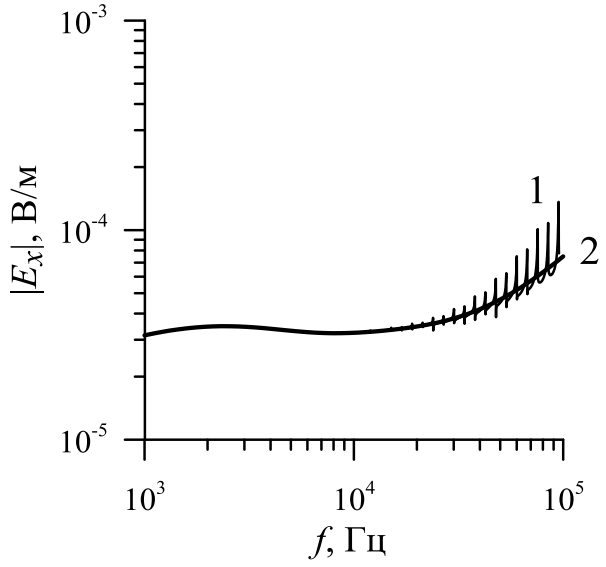


Рис. 2.2. График $|E_x|$ ГЭД при $k_0 \neq 0$. 1 - результат использования метода БПХ, 2 - результат частичного интегрирования с ϵ-экстраполяцией Винна.

Другой способ точного интегрирования функций Бесселя – последовательное интегрирование на промежутках между экстремумами или нулями $J_n(mr)$:

$$\int_0^{\infty} f(k_0, k_1, m) J_n(mr)\, dm = \sum_{j=0}^{\infty} \int_{p_j}^{p_{j+1}} f(k_0, k_1, m) J_n(mr)\, dm. \qquad (2.4)$$

В приведенном выражении p_j – значение пространственной частоты m, соответствующее экстремуму или нулю функции Бесселя $J_n(mr)$ с номером j. При этом сходимость ряда (2.4) может быть очень медленной. Для решения этой проблемы используют различного рода экстраполяции и трансформации. В работе [Key, 2012] большое внимание уделено выбору наиболее оптимального метода экстраполяции применительно к решению прямых 1D задач электромагнитных зондирований в квазистационарном приближении. Как наиболее простой и быстрый способ выбирается трансформация Шанкса в виде алгоритма $\boldsymbol{\epsilon}$-экстраполяции Винна [Shanks, 1955; Wynn, 1956].

Для вычисления составляющих ЭМ поля нами используется метода частичного интегрирования с ϵ-экстраполяцией. Интегрирование производится между нулями функции Бесселя адаптивным методом Гаусса-Кронрода. Если особая точка m_c попадает в промежуток $[p_j, p_{j+1}]$, то такой промежуток делится на два соответствующих промежутка $[p_j, m_c]$ и $[m_c, p_{j+1}]$.

Для ускорения сходимости ряда (2.4) применяется нелинейная экстраполяция частичной суммы

$$\sum_{j=0}^{q} \int_{p_j}^{p_{j+1}} f(k_0, k_1, m) J_n(mr)\, dm, \qquad (2.5)$$

где q – номер промежутка интегрирования.

Относительная точность вычисления интегралов на каждом из промежутков контролируема и может быть задана произвольной, как и относительная точность $\boldsymbol{\epsilon}$-экстраполяции. Как видно из рис. 2.2, использование частичного интегрирования с $\boldsymbol{\epsilon}$-экстраполяцией позволяет получить гладкую кривую без ложных экстремумов.

В рассмотренном подходе для повышения производительности возможно использование единой сетки переменных интегрирования для вычисления преобразований

Ханкеля, содержащих функции Бесселя нулевого и первого порядка. Применение квадратур Гаусса фиксированного порядка вместо адаптивного интегрирования на промежутках медленного изменения функции f незначительно снижает точность вычислений. Применение квадратур Гаусса более высокого и фиксированного порядка на промежутках, содержащих особую точку m_c, позволяет повысить скорость счета до уровня, приемлемого для использования в решении обратной задачи. При этом погрешность вычислений не превышает 0.1 %.

2.3. Выводы к главе 2

Разработан алгоритм вычисления высокочастотного ЭМ поля контролируемых источников при негладком поведении подынтегральной функции, основанный на прямом адаптивном интегрировании с последующей нелинейной экстраполяцией частичной суммы. Алгоритм имеет следующие особенности:

- вычисление ядра преобразования Ханкеля в особой точке m_c гарантировано не производится,
- точность вычислений контролируема,
- алгоритм пригоден для вычисления ЭМ поля в многослойной среде,
- скорость вычислений по разработанному алгоритму сравнима со скоростью вычислений стандартным методом быстрого преобразования Ханкеля.

Разработанная автором программа CS1D позволяет вычислять ЭМ поле ГЭД и заземленного кабеля конечной длины с учетом токов смещения в земле и в воздухе и указанных особенностей подынтегральных функций. Вычисления выполняются с заданной точностью. Точность вычислений проверена на уравнениях Максвелла. Результаты, представленные в следующих главах, получены с использованием этой программы.

На этой основе формулируется первое защищаемое положение: разработанные способы и программные средства вычисления преобразования Ханкеля при негладком поведении подынтегральной функции обеспечивают проведение расчетов составляющих электромагнитных полей контролируемых источников в горизонтально-слоистой среде с учетом токов смещения в земле и воздухе применительно к высокочастотным методам электромагнитных зондирований.

ГЛАВА 3. Волновые эффекты в поле высокочастотного горизонтального электрического диполя

Ранее влияние токов смещения в земле и в воздухе на составляющие ЭМ поля рассматривались в плане оценки границ применимости квазистационарного приближения для полей контролируемых источников и возможности определения диэлектрической проницаемости пород [Вешев и др., 1983; Егорова, Сапожников, 1983; Yin and Hodges, 2005; Siemon, 2012]. Настоящая глава посвящена результатам изучения структуры нормального (над полупространством) ЭМ поля высокочастотного горизонтального электрического диполя, используемого в качестве источника в ряде высокочастотных методов, в частности в методе РМТ-К [Simakov et al., 2010; Saraev et al., 2011].

3.1. Квазистационарное приближение

Выражения для составляющих электромагнитного поля ГЭД, расположенного на поверхности однородного полупространства (нормальное поле) и ориентированного вдоль оси x (ось z направлена вверх) при зависимости от времени $e^{+i\omega t}$ имеют следующий вид [Вешев, 1980]:

$$E_x^{(1)} = i\omega\mu_0 P\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2}\int_0^\infty \frac{me^{n_1 z}}{k_0^2 n_1 + k_1^2 n_0} J_0(mr)dm - \int_0^\infty \frac{me^{n_1 z}}{n_0 + n_1} J_0(mr)dm\right]$$

$$E_y^{(1)} = i\omega\mu_0 P\frac{\partial^2}{\partial x\partial y}\int_0^\infty \frac{me^{n_1 z}}{k_0^2 n_1 + k_1^2 n_0} J_0(mr)dm$$

$$H_x^{(0)} = P(k_1^2 - k_0^2)\cdot\frac{\partial^2}{\partial x\partial y}\int_0^\infty \frac{me^{-n_0 z}}{(n_0 + n_1)(k_0^2 n_1 + k_1^2 n_0)} J_0(mr)dm \qquad (3.1)$$

$$H_y^{(0)} = -P\cdot\left[\int_0^\infty \frac{n_0 me^{-n_0 z}}{n_0 + n_1} J_0(mr)dm + (k_1^2 - k_0^2)\frac{\partial^2}{\partial x^2}\int_0^\infty \frac{me^{-n_0 z}}{(n_0 + n_1)(k_0^2 n_1 + k_1^2 n_0)} J_0(mr)dm\right]$$

$$H_z^{(0)} = -P\cdot\frac{\partial}{\partial y}\int_0^\infty \frac{me^{-n_0 z}}{n_0 + n_1} J_0(mr)dm\,.$$

В приведенных выражениях $P = \frac{Idl}{4\pi}$ - момент диполя, I – сила тока, А; dl – длина диполя, м; $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, м. Выражения составляющих электрического поля приведены для среды 1 (земля), а составляющих магнитного поля – для среды 0 (воздух).

В квазистационарном приближении для точки наблюдения, расположенной на поверхности земли (z = 0), и сравнительно низких частот, полагая $k_0 = 0$ и $k_1 = \sqrt{i\omega\mu_0\sigma_1}$, выражения (3.1) преобразуются с использованием подходов В.А. Фока [Fock, 1933] к следующему виду [Вешев, 1980]:

$$
\begin{aligned}
E_x^{(1)} &= \frac{Idl\rho_1}{2\pi r^3} \cdot \left[3\cos^2\theta + (1 + k_1 r)e^{-k_1 r} - 2\right] \\
E_y^{(1)} &= \frac{3Idl\rho_1}{4\pi r^3} \cdot \sin 2\theta \\
H_x^{(0)} &= \frac{Idl}{4\pi r^2} \cdot \sin 2\theta \cdot \left[4I_1K_1 - \frac{k_1 r}{2}(I_0K_1 - K_0I_1)\right] \\
H_y^{(0)} &= \frac{Idl}{2\pi r^2} \cdot \left\{\sin^2\theta \cdot \left[4I_1K_1 - \frac{k_1 r}{2}(I_0K_1 - K_1I_0)\right] - I_1K_1\right\} \\
H_z^{(0)} &= \frac{Idl}{2\pi k_1^2 r^4} \cdot \sin\theta \cdot \left[3 - (3 + 3k_1 r + k_1^2 r^2)e^{-k_1 r}\right].
\end{aligned}
\qquad (3.2)
$$

В приведенных выражениях $\rho_1 = 1/\sigma_1$ – удельное сопротивление земли (Ом·м); θ – угол в горизонтальной плоскости xy между направлением момента ГЭД и направлением на точку наблюдения; I_n, K_n – модифицированные функции Бесселя первого и второго рода порядка n с аргументом $k_1 r/2$.

При рассмотрении особенностей электромагнитного поля контролируемых источников, в том числе ГЭД, обычно выделяют ближнюю, промежуточную и дальнюю зоны [Zonge, Hughes, 1991].

Ближняя зона соответствует условию $|k_1|r << 1$ или $r/d < 0.5$, где $d \cong 503\sqrt{\rho / f}$ – толщина скин-слоя в земле. В ближней зоне переменное электромагнитное поле ведет себя как поле постоянного тока. В этом случае составляющие электрического поля зависят от удельного сопротивления пород, но не зависит от частоты тока. Составляющие магнитного поля не зависят ни от частоты, ни от удельного сопротивления пород.

Поэтому, данные измерений импеданса в ближней зоне не могут быть использованы для частотных зондирований.

В **промежуточной зоне** составляющие электромагнитного квазистационарного поля ГЭД определяются выражениями (3.2), зависящими от частоты тока и координат точки наблюдения (составляющая E_y от частоты не зависит).

В **дальней зоне** ГЭД при $|k_1|r>>1$ или r/d > 3-5 составляющие электромагнитного поля определяются выражениями:

$$
\begin{aligned}
E_x^{(1)} &= \frac{Idl\rho_1}{2\pi r^3}\cdot(3\cos^2\theta - 2)\\
E_y^{(1)} &= \frac{3Idl\rho_1}{4\pi r^3}\cdot\sin 2\theta\\
H_x^{(0)} &= \frac{3Idl}{4\pi k_1 r^3}\cdot\sin 2\theta\\
H_y^{(0)} &= -\frac{Idl}{2\pi k_1 r^3}\cdot(3\cos^2\theta - 2)\\
H_z^{(0)} &= -\frac{3Idl}{2\pi k_1^2 r^4}\cdot\sin\theta .
\end{aligned}
\qquad (3.3)
$$

В дальней зоне выражения для составляющих поверхностного импеданса Z_{xy} и Z_{yx} записываются в следующем виде:

$$
\begin{cases}
Z_{xy} = \dfrac{E_x}{H_y} = -\sqrt{i\rho_1\omega\mu_0} = -\sqrt{\rho_1\omega\mu_0}\cdot e^{i\frac{\pi}{4}}\\
Z_{yx} = \dfrac{E_y}{H_x} = +\sqrt{i\rho_1\omega\mu_0} = +\sqrt{\rho_1\omega\mu_0}\cdot e^{i\frac{\pi}{4}}
\end{cases}
\qquad (3.4)
$$

С учетом того, что модули составляющих импеданса $\left|Z_{xy}\right| = \left|Z_{yx}\right| = \sqrt{\rho_1\omega\mu_0}$, величина ρ_1 может быть определена с помощью соотношений:

$$
\rho_1 = \frac{1}{\omega\mu_0}\left|Z_{xy}\right|^2 = \frac{1}{\omega\mu_0}\left|Z_{yx}\right|^2 . \qquad (3.5)
$$

Фазы импедансов определяются выражениями:

$$\varphi_Z^{xy} = \varphi_{Ex} - \varphi_{Hy}\ , \qquad \varphi_Z^{yx} = \varphi_{Ey} - \varphi_{Hx}\ . \tag{3.6}$$

Для однородного полупространства и зависимости от времени $e^{+i\omega t}$ фазы импедансов Z_{xy} и Z_{yx} в дальней зоне равны 45º.

Формулы (3.4-3.6) иллюстрируют известные представления о том, что в дальней зоне соотношение между удельным сопротивлением среды и составляющими импедансов Z_{xy} и Z_{yx} простое и соответствует соотношениям для плоской вертикально падающей волны.

Планы изолиний горизонтальных составляющих электрического и магнитного поля ГЭД в квазистационарном приближении для первого квадранта рабочего планшета показаны на рис. 3.1. Расчеты выполнены для следующих параметров модели: удельное сопротивление земли ρ_1 = 1000 Ом·м, частота тока f = 100 Гц, Idl = 100 А·м.

Приведенный рисунок иллюстрирует структуру электромагнитного поля ГЭД. В экваториальной области диполя и на его оси амплитуды составляющих $|E_x|$ и $|H_y|$ монотонно убывают с расстоянием. Значения $|E_x|$ и $|H_y|$ в экваториальной области в дальней зоне в два раза превышают соответствующие значения на оси диполя. В области, ориентированной под углом около 35° относительно направления диполя, $|E_x|$ и $|H_y|$ характеризуются значительными градиентами и наличием линейных зон минимумов. Значения $|E_y|$ и $|H_x|$ монотонно убывают с расстоянием в области, ориентированной под углом около 45° относительно направления диполя, и стремятся к нулю в экваториальной и осевой областях. Аналогичный характер имеет структура поля кабеля конечной длины.

Исходя из особенностей поля ГЭД и кабеля, измерения импеданса Z_{xy} производится в частях рабочего планшета, расположенных в экваториальной и осевой областях диполя или кабеля. В области, ориентированной под углом около 45° относительно направления диполя или кабеля, измеряется импеданс Z_{yx}.

Как отмечалось выше, источник в виде кабеля конечной длины используется в методе CSAMT. При этом работы в основном проводятся в экваториальной области

кабеля и измеряются модуль импеданса $|Z_{xy}|$ и фаза импеданса φ_Z^{xy}, т.к. амплитуда составляющих поля E_x и H_y здесь больше и рабочий планшет (область монотонных изменений составляющих поля) шире по сравнению с осевой зоной.

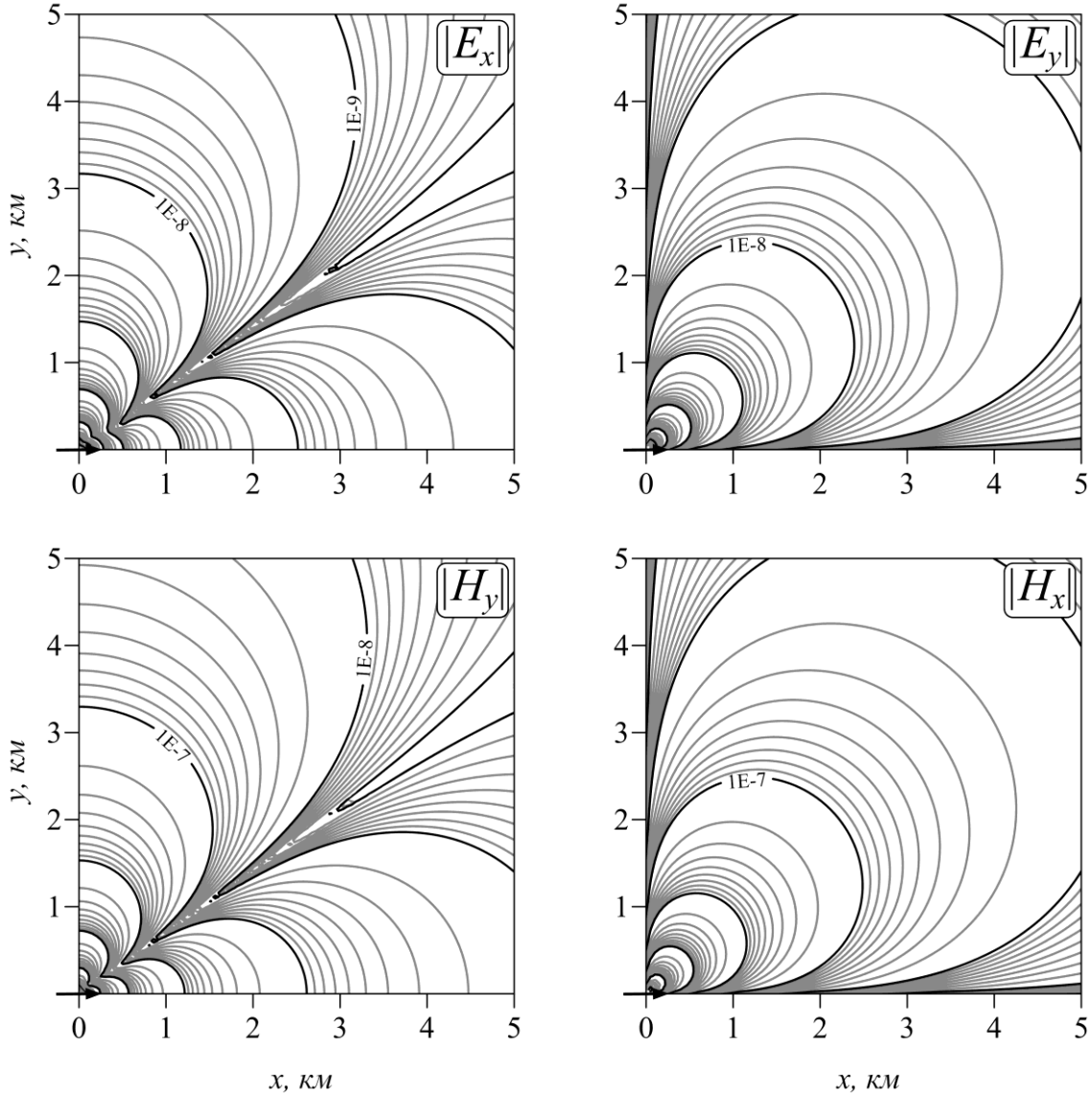


Рис. 3.1. Планы изолиний амплитуд горизонтальных составляющих электрического E_x, E_y (В/м) и магнитного H_x, H_y (А/м) поля ГЭД в квазистационарном приближении. Диполь показан стрелкой.

3.2. Поле с учетом токов смещения

При расчетах составляющих электромагнитного поля для случая высоких частот необходимо использовать исходные выражения (3.1) с учетом токов смещения в земле и воздухе. При расположении точки наблюдения на поверхности земли (z = 0) некоторые из выражений (3.1) могут быть записаны в элементарных функциях. При этом наиболее простой вид имеет выражение для составляющей H_z:

$$H_z^{(0)} = -\frac{Idl}{2\pi} \cdot \frac{\sin\theta}{(k_1^2 - k_0^2)r^4} \cdot \left[(3 + 3k_1 r + k_1^2 r^2)e^{-k_1 r} - (3 + 3k_0 r + k_0^2 r^2)e^{-k_0 r}\right]. \qquad (3.7)$$

Из приведенного выражения видно, что составляющая H_z зависит как от волнового числа в земле $k_1 = \sqrt{i\omega\mu_0\sigma_1 - \omega^2\mu_0\varepsilon_1}$, так и от волнового числа в воздухе $k_0 = \sqrt{i\omega\mu_0\sigma_0 - \omega^2\mu_0\varepsilon_0}$. При использовании высоких частот f и при достаточно больших расстояниях r от источника до точки наблюдения произведение $k_0 r$ вносит заметный вклад в величину H_z и другие составляющие ЭМ поля.

Необходимость учета влияния токов смещения в воздухе для источников электромагнитного поля различных типов в случае использования высоких частот и при больших удалениях от источников отмечалась в ряде предшествующих работ.

В работе [Вешев и др., 1983] проанализированы особенности влияния токов смещения в воздухе и земле для вертикального магнитного диполя и предложены способы оценки значений удельного сопротивления ρ_1 и относительной диэлектрической проницаемости $\varepsilon_1^{\text{отн}}$ земли по данным измерений двух характеристик электромагнитного поля, например, отношения модулей двух составляющих поля и разности фаз между ними.

В работе [Егорова, Сапожников, 1983] приводятся оценки границ квазистационарного приближения электрического поля для ГЭД (возможности пренебрежения токами смещения в воздухе). Оценки приведены в зависимости от параметра r/λ_0, где λ_0 – длина ЭМ волны в воздухе, и параметра $|k_0|r$ для радиальной (E_r), азимутальной (E_φ) и вертикальной (E_z) составляющих электрического поля ГЭД. По оценкам авторов данной работы максимальные значения $|k_0|r$, для которых погрешность

пренебрежения токами смещения в воздухе для различных характеристик электрического поля по модулю не превышает 5%, равны следующим величинам: для $|E_r|$ граничное значение $|k_0|r = 0.32$, для $|E_\varphi| - |k_0|r = 0.22$, для $|E_z| - |k_0|r = 0.37$.

Анализ особенностей влияния токов смещения в воздухе и в земле для источника в виде горизонтальной петли (вертикального магнитного диполя) и составляющей H_z применительно к методу переходных процессов приведен в работе [Spies, Frischknecht, 1991]. При этом влияние токов смещения в воздухе на структуру электромагнитного поля источника названо «эффектом распространения» («propagation effect»). Из приведенных в работе графиков нормированного импеданса вертикального магнитного диполя Z/Z_0 (или магнитного числа h_z [Краев, 1965]) можно вычислить граничные значения $|k_0|r$. Для модуля Z/Z_0 граничное значение $|k_0|r = 1.3$, для фазы - $|k_0|r = 1.2$.

Токи смещения в воздухе оказывают влияние на поведение составляющих электромагнитного поля даже в случае использования относительно низких частот (единицы-десятки герц) при условии значительных расстояний между источником и точкой наблюдения. Как показано по результатам расчетов и полевых экспериментальных работ [Saraev, Kostkin, 1997; Сараев, Косткин, 1998] токи смещения в воздухе оказывают существенное влияние на электромагнитное поле российской мощной СНЧ-радиоустановки, работающей на частоте 80 Гц, при расстояниях от источника сотни - тысячи километров. Кроме того, при больших удалениях от источника (сотни километров) проявляется заметное влияние ионосферы, нижняя кромка которой расположена на высоте 60 км в дневное время и 90 км в ночное время.

Для источников с большим дальнодействием, сотни – тысячи километров в работах [Saraev, Kostkin, 1997; Сараев, Косткин, 1998; Saraev, Kostkin, 1999] предложено дополнительно к обычно рассматриваемым зонам для ГЭД и кабеля (ближней, промежуточной и дальней), выделять **волноводную зону**, в которой проявляется влияние ионосферы и токов смещения в воздухе.

В работах [Сараев и др., 2011, Saraev, Shlykov, 2012a; Saraev, Shlykov, 2012b] рассмотрены основные особенности проявления волноводных эффектов в данных электромагнитных исследований: превышение амплитуд составляющих электромагнитного поля по сравнению с квазистационарным полем, изменение диаграммы направленности источника с увеличением расстояния до источника, появление эллиптичности поляризации, изменение конфигурации участков, благоприятных для

проведения работ методом CSAMT. При этом отмечено, что в волноводной зоне справедлива аппроксимация первичного поля ГЭД и кабеля плоской вертикально падающей волной, и при обработке данных зондирований может применяться методика, используемая в магнитотеллурических методах.

Наряду с влиянием токов смещения в воздухе на структуру высокочастотного ЭМ поля оказывают влияние токи смещения в земле. Исследования особенностей влияния токов смещения в земле применительно к методу РМТ выполнены в последние годы в ряде работ Т. Кальшуера [например, Kalscheuer et al., 2008].

3.3. Волновая зона

Как отмечалось в предыдущем разделе, для используемых в электроразведке источников с большим дальнодействием ранее нами была выделена волноводная зона, структура поля в которой существенно зависит от влияния ионосферы и токов смещения в воздухе. В методах высокочастотной электроразведки измерения проводятся на удалениях от нескольких метров до нескольких километров от источника, и нет необходимости учитывать влияние ионосферы. Вместе с тем, влияние токов смещения в воздухе проявляется в полной мере, начиная с расстояний несколько сотен метров от источника. Для этих условий целесообразно дополнительно к используемым в электроразведочной практике при рассмотрении квазистационарных полей ближней, промежуточной и дальней зонам рассматривать также **волновую зону** источника, структура поля в которой зависит от токов смещения в воздухе. Выделенную ранее нами волноводную зону можно считать разновидностью волновой зоны.

Волновая зона источников различного типа обычно выделяется при рассмотрении задач распространения радиоволн по условию $r >> \lambda_0$, где r – удаление от источника, λ_0 – длина электромагнитной волны в воздухе [Фейнберг, 1999]. При проведении электроразведочных работ волновая зона в радиофизическом понимании обычно не рассматривалась и поведение составляющих электромагнитного поля в ней детально не анализировались, за исключением упомянутых выше работ, в которых приводились оценки размеров зоны квазистационарного приближения.

Рассмотрим критерий выделения волновой зоны с учетом параметров источника и удаления до точки наблюдения. При этом ограничимся рассмотрением составляющих электрического поля, так как магнитное поле ведет себя аналогичным образом. Выделим

зону, в которой токи смещения в воздухе не оказывают значительного влияния на электромагнитное поле ГЭД (квазистационарную зону). Для этого будем использовать параметр $\Delta|E|$, характеризующий изменение электрического поля в волновой зоне относительно квазистационарного приближения:

$$\Delta\left|E\right| = 100\% \frac{\left|E^{k_0 \neq 0}\right| - \left|E^{k_0 = 0}\right|}{\left|E^{k_0 \neq 0}\right|} \tag{3.8}$$

На рис. 3.2 представлены планы изолиний параметров $\Delta|E_x|$ и $\Delta|E_y|$, рассчитанных для ГЭД на поверхности полупространства с параметрами ρ_1 = 1000 Ом·м, $\varepsilon_1^{\text{отн}}$ = 10 при f = 100 кГц. Диполь (показан стрелкой) расположен в начале координат и ориентирован по оси x. В данном случае при изучении влияния токов смещения в воздухе при расчетах учитывается также влияние токов смещения в земле, которое проявляется на этих частотах.

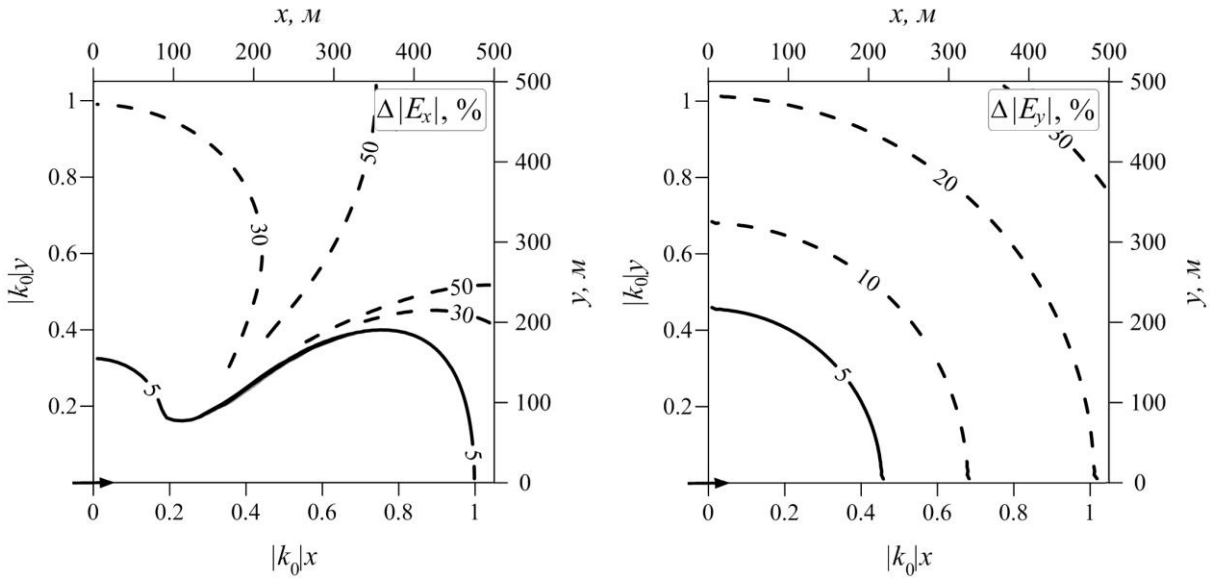


Рис. 3.2. Границы квазистационарной зоны (жирные линии) для составляющих E_x и E_y ГЭД при f = 100 кГц для параметров земли ρ_1 = 1000 Ом·м, $\varepsilon_1^{\text{отн}}$ = 10.

При выделении границы квазистационарного приближения за граничное значение примем $\Delta|E|$ = 5%. Для составляющей E_x в экваториальной области диполя граница проводится по значению $|k_0|y$ = 0.33 (соответствует расстоянию y = 160 м для выбранных

параметров среды и источника), и в осевой области $|k_0|x = 1.0$ ($x = 480$ м). В области, ориентированной под углом около 35^o относительно направления диполя, наблюдается сложный характер поведения изолиний $\Delta|E_x|$, что не связано с положением границы между квазистационарной и волновой зонами, а обусловлено несовпадением минимумов $|E_x|$ для рассматриваемых случаев.

Для составляющей E_y граница квазистационарного приближения проводится по значению $|k_0|r = 0.45$ ($r = 200$ м). В целом оценки границы квазистационарного приближения хорошо согласуются с результатами рассмотренных выше предшествующих исследований.

В электроразведочной практике для источников различного типа при использовании квазистационарного приближения ближняя, промежуточная и дальняя зоны обычно выделяются в привязке к толщине скин-слоя d, которая зависит от частоты и удельного сопротивления земли. Положение границы квазистационарной и волновой зон не зависит от удельного сопротивления земли ρ_1. Сопоставление положений границы между квазистационарной и волновой зонами, выделенной по условию (3.8) для разных частот, и между промежуточной и дальней зонами в привязке к толщине скин-слоя, показывает, что в зависимости от частоты первая граница может быть как дальше от источника, так и ближе, чем вторая (рис. 3.3). Соответствующие граничные расстояния в различной нормировке приведены в табл. 3.1.

Следует заметить, что при положении границы между квазистационарной и волновой зонами ближе к источнику, чем границы между промежуточной и дальней зонами, поведение электромагнитного поля в выделяемой дальней зоне будет отличаться от общепринятых представлений о дальней зоне. Как будет показано ниже, при учете влияния токов смещение в воздухе в дальней зоне будут проявляться волновые эффекты, но при этом сохраняется возможность аппроксимации поля источника плоской вертикально падающей волной.

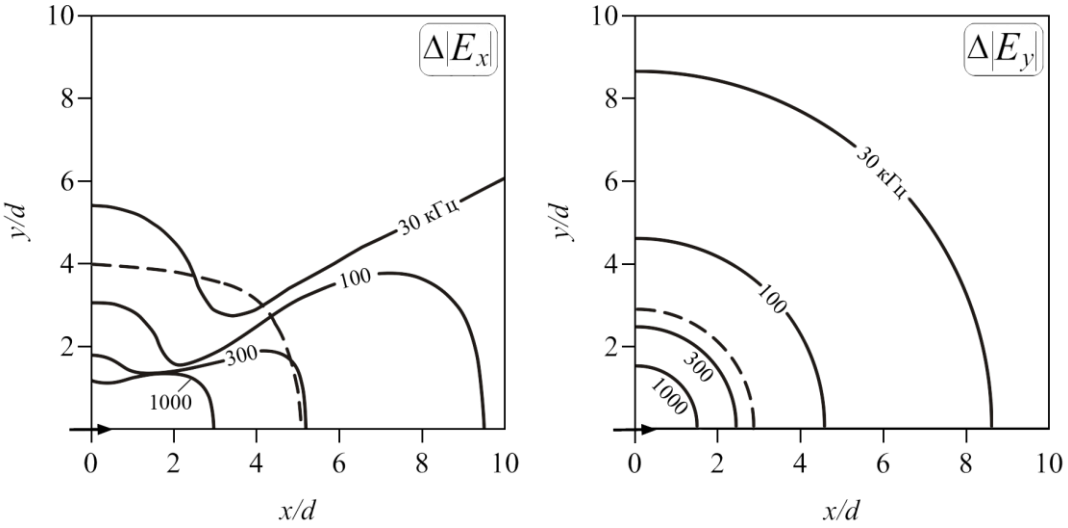


Рис. 3.3. Границы квазистационарной зоны ГЭД для E_x и E_y с различной частотой тока (ρ_1 = 1000 Ом·м, $\varepsilon_1^{\text{отн}}$ = 10). Пунктир соответствует границам промежуточной и дальней зоны в квазистационарном приближении.

Табл. 3.1. Положения границы квазистационарной и волновой зон для различных частот.

f, кГц	Параметр расстояния	$\lvert E_x \rvert$		$\lvert E_y \rvert$
		экватор	ось	
30	r, м	520	1600	700
	r/d	6	17	8
100	r, м	160	480	200
	r/d	3	10	4
300	r, м	50	160	70
	r/d	2	6	3
1000	r, м	15	50	20
	r/d	1,0	3,0	1,5

В волновой зоне проявляется ряд эффектов, которые следует учитывать при проведении работ методами высокочастотных зондирований. На рис. 3.4 показаны планы изолиний величин $|E_x|$ и $|E_y|$, вычисленных с учетом токов смещения. Сопоставление планов изолиний $|E_x|$ для квазистационарной зоны (рис. 3.1) и для волновой зоны (рис. 3.4) показывает, что в волновой зоне меняется конфигурация минимума поля, расположенного под углом около 35^o относительно направления диполя. Этот минимум

сглаживается и смещается к экваториальной области диполя. Меняется также конфигурация планов изолиний $|E_y|$ - в волновой зоне они вытягиваются в направлении, ориентированном под углом 45^o к направлению диполя.

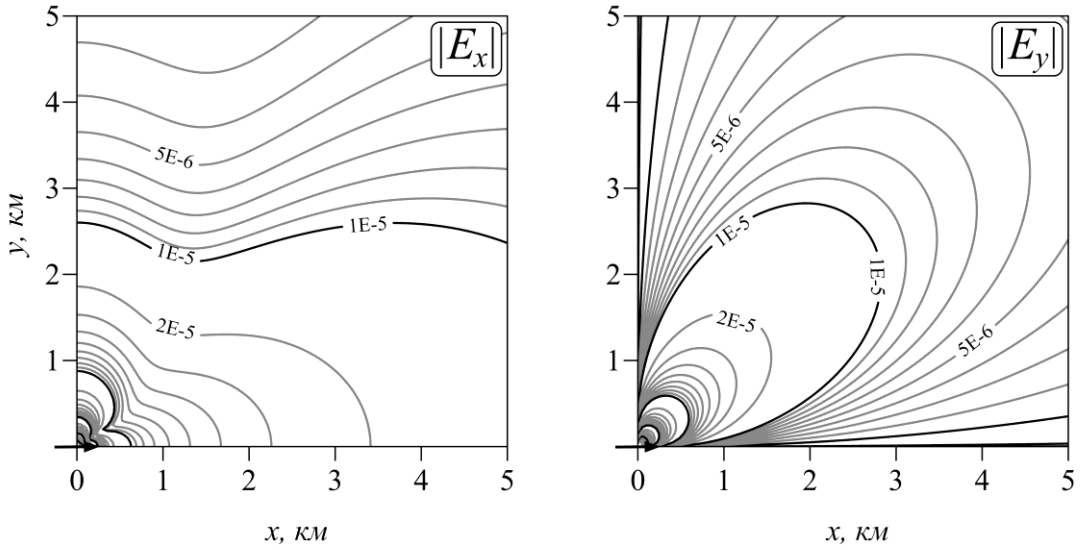


Рис. 3.4. Планы изолиний горизонтальных составляющих электрического поля ГЭД в волновой зоне. $|E_x|$ и $|E_y|$ выражены в В/м, $\rho_1 = 1000$ Ом·м, $\varepsilon_1^{\text{отн}} = 10$, $f = 100$ кГц.

Рассмотрим более подробно убывание электрического и магнитного полей ГЭД от расстояния. В квазистационарном приближении для ближней, промежуточной и дальней зон наблюдаются следующие закономерности. В ближней зоне горизонтальная составляющая электрического поля E_x убывают как $1/r^3$, а магнитного поля H_y - как $1/r^2$. В промежуточной зоне скорость убывания E_x и H_y меняется в зависимости от рассматриваемой составляющей поля, направления профиля и удаления от источника в основном от $1/r^2$ до $1/r^3$ (для E_x на оси диполя до $1/r^4$). В дальней зоне E_x и H_y убывают как $1/r^3$ [Zonge., Hughes, 1991]. Различная скорость убывания полей E_x и H_y в различных зонах иллюстрируется рис. 3.5. Граница между промежуточной и дальней зонами проведена в данном случае для экваториальной области диполя по условию $y/d = 4$ при $f = 100$ кГц и $\rho_1 = 1000$ Ом·м.

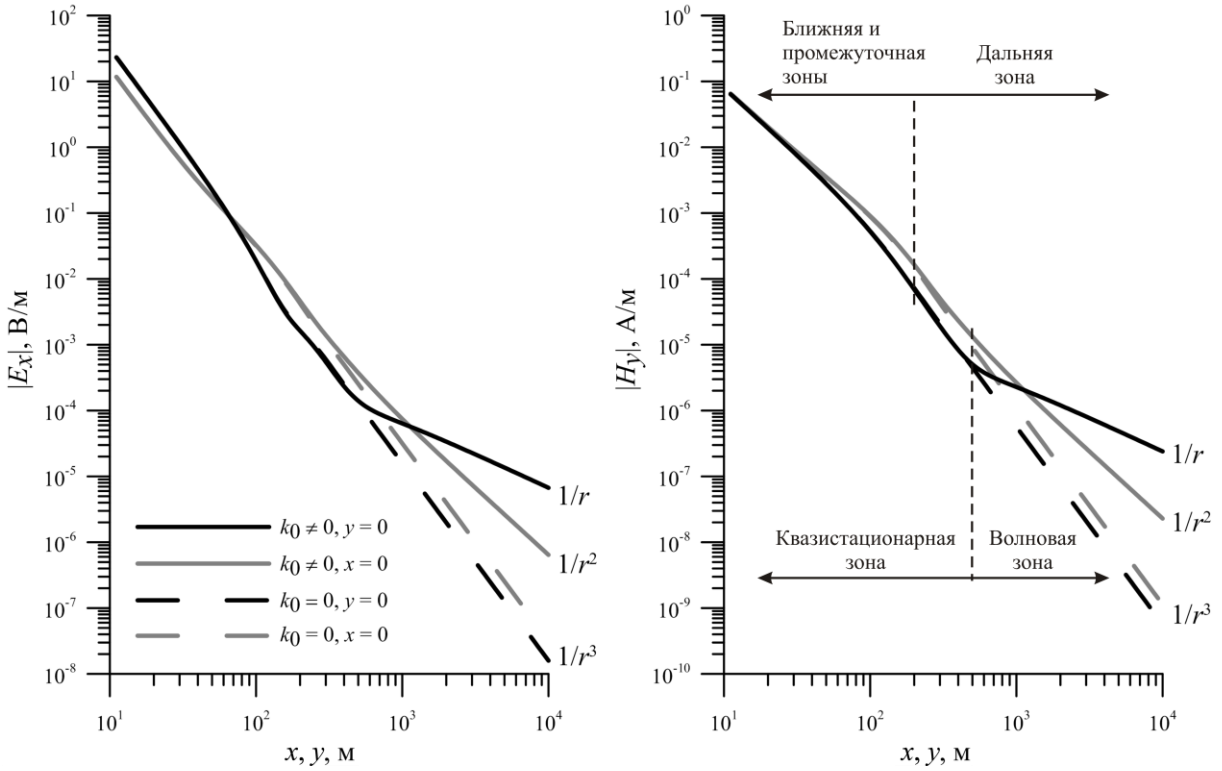


Рис. 3.5. Зависимости $|E_x|$ и $|H_y|$ ГЭД от расстояния на оси диполя ($y = 0$) и в его экваториальной области ($x = 0$). Сплошные линии – $k_0 \neq 0$, пунктир – $k_0 = 0$.

При анализе закономерностей убывания поля от источника в волновой зоне (за пределами зоны действия квазистационарного приближения), когда волновая зона находится дальше, чем граница между промежуточной и дальней зонами, наблюдается различная скорость убывания в экваториальной области и на оси источника. В экваториальной области ГЭД поля E_x и H_y убывают как $1/r^2$, а на его оси – как $1/r$ (рис. 3.5).

Для волновой зоны характерно изменение диаграммы направленности ГЭД (рис. 3.6). Для квазистационарного поля в дальней зоне источника амплитуда составляющей E_x в экваториальной области в два раза превышает соответствующее значение на оси диполя (рис. 3.6а), в то время как для поля в волновой зоне наблюдается значительное превышение амплитуды E_x на оси диполя (рис. 3.6в). Рис. 3.6б иллюстрирует промежуточный вид диаграммы направленности. Эта особенность диаграммы направленности ГЭД, расположенного на поверхности земли, хорошо известна в радиофизике [Конторович, 1956], но не учитывалась ранее при проведении электроразведочных работ.

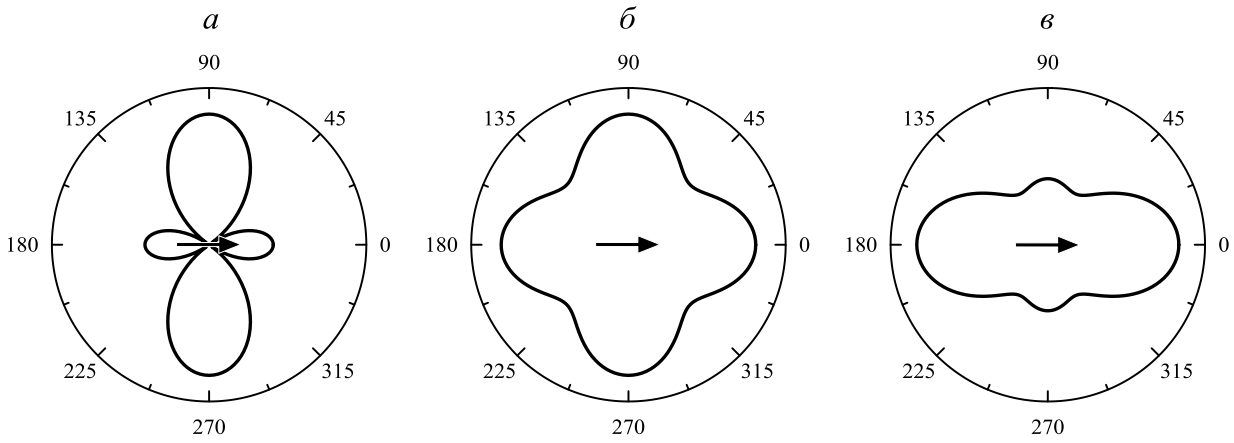


Рис. 3.6. Диаграммы направленности ГЭД для $|E_x|$ на расстояниях 100 м (*а*), 1100 м (*б*) и 2000 м (*в*) от источника при f = 100 кГц и ρ_1 = 100 Ом·м. Значения $|E_x|$ нормированы по максимальным значениям для каждого случая. Диполь показан стрелкой.

Анализ конфигурации планов изолиний (рис. 3.1, 3.4) и диаграмм направленности (рис. 3.6) показывает, что в волновой зоне ГЭД отмечается сужение участка, благоприятного для измерений импеданса Z_{xy}, в экваториальной области диполя, и его расширение на оси диполя. Как известно, в методе CSAMT основной рабочий планшет расположен в экваториальной области источника. При использовании высоких частот выбор положения рабочего планшета должен производиться с учетом поведения поля в волновой зоне.

Следует отметить, что конфигурация участков, благоприятных для измерений импеданса Z_{xy}, меняется с повышением частоты. На низких частотах (единицы – первые десятки килогерц) благоприятный участок расположен в экваториальной области диполя, а на более высокой частоте – в его осевой области. Вместе с тем, как будет показано ниже, для горизонтальных составляющих электромагнитного поля характерна эллиптичность поляризации, и измерения импеданса Z_{xy} может производиться в любой части планшета около источника.

Как известно, в квазистационарном приближении электрическое и магнитное поле ГЭД имеет линейную поляризацию. При влиянии токов смещения в воздухе на определенном расстоянии от источника появляется эллиптичность поляризации [Сараев, Косткин, 1998]. Для f = 300 кГц и ρ_1 = 1000 Ом·м были выполнены расчеты параметров эллипсов поляризации электрического поля – большой a и малой b полуосей и

угла поворота большой полуоси в горизонтальной плоскости (рис. 3.7). Для наглядности значения полуосей *a* и *b* в каждой точке нормированы на большую полуось.

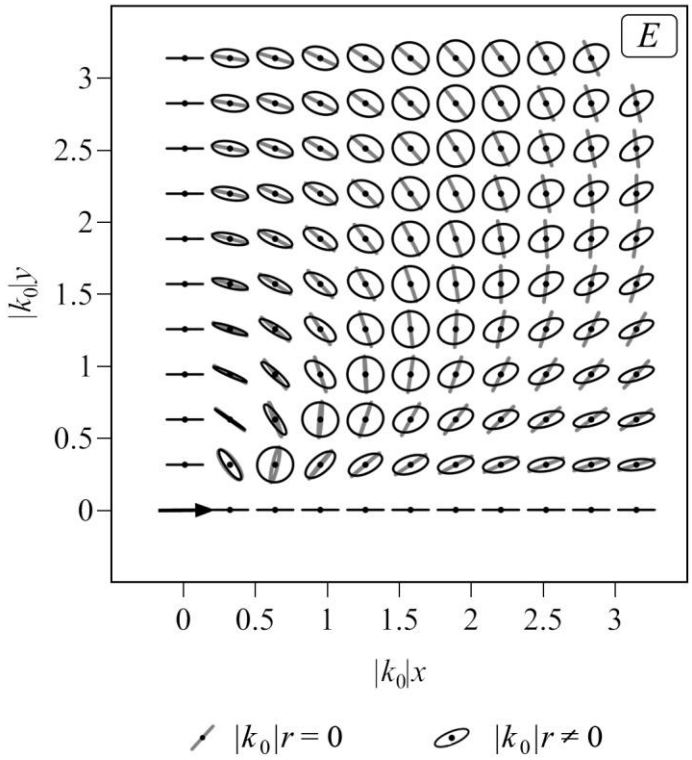


Рис. 3.7. Эллипсы поляризации электрического поля ГЭД для f = 300 кГц.

Из рис. 3.7 видно, что в волновой зоне на оси диполя и в его экваториальной области наблюдается линейная поляризация электрического поля в горизонтальной плоскости. Для области, ориентирований под углом около 35° относительно оси диполя, наблюдается максимальная эллиптичность поляризации $b/a \rightarrow 1$. В данном случае для выбранной частоты сектор эллиптически поляризованного поля достаточно широкий. Кроме эллиптичности поляризации отмечается некоторое «запаздывание» разворота эллипсов относительно направлений линейной поляризации для квазистационарного приближения.

Область максимальной эллиптичности поляризации вблизи диполя совпадает с областью минимальных значений модуля E_x, ориентированной под углом около 35° относительно направления диполя. При удалении от источника или при повышении частоты эта область смещается к экватору диполя (рис. 3.7, 3.8). Наличие эллиптичности

поляризации дает возможность реализовать тензорные импедансные зондирования, используя только один источник электромагнитного поля.

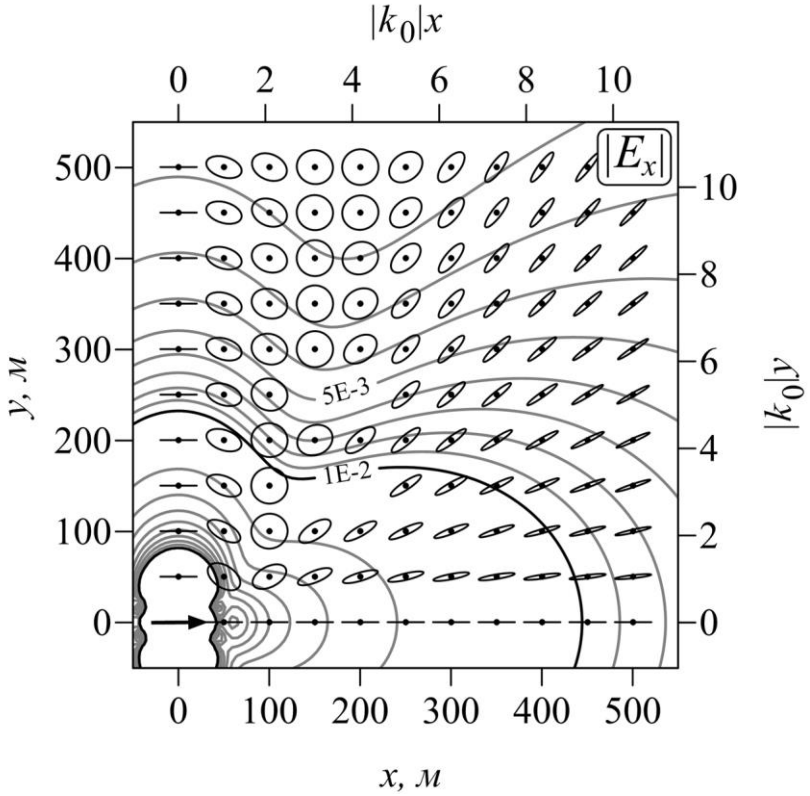


Рис. 3.8. Эллипсы поляризации электрического поля ГЭД для f = 1 МГц, совмещенные с изолиниями $|E_x|$.

В волновой зоне сохраняется возможность аппроксимации поля ГЭД плоской волной и использования формул (3.4-3.6) для вычисления кажущихся сопротивлений и фаз импеданса и их дальнейшего использования для инверсии с помощью методов и программных средств магнитотеллурики (рис. 3.9). Под влиянием токов смещения в воздухе амплитуды электрического и магнитного полей увеличиваются относительно квазистационарного приближения (рис. 3.9а), однако их отношение остается неизменным, и кривые кажущегося сопротивления и фазы импеданса не меняются (рис. 3.9б).

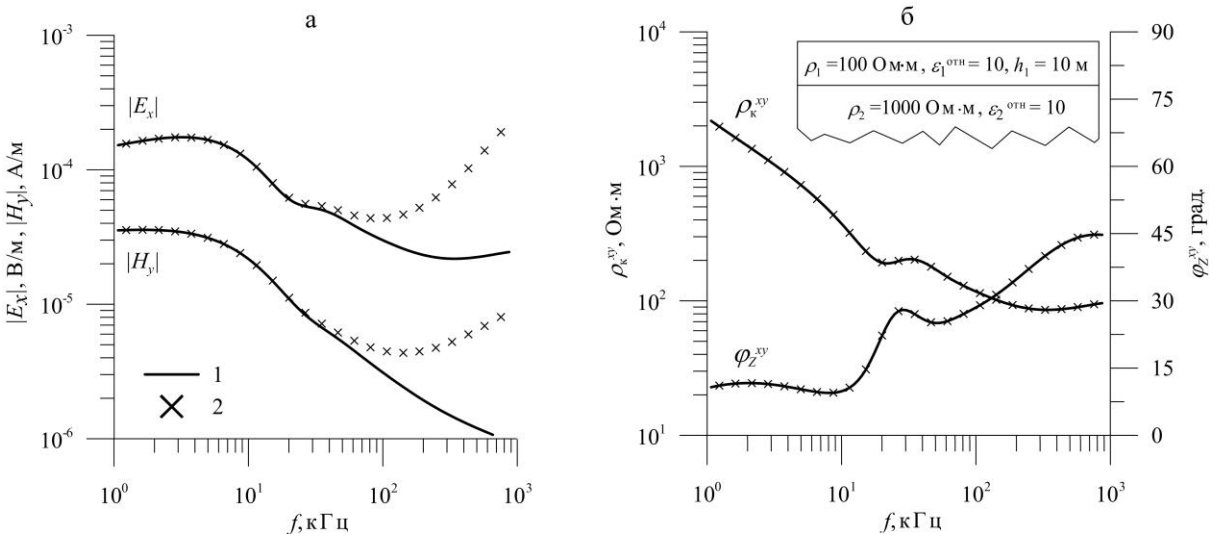


Рис. 3.9. Графики модулей составляющих $|E_x|$ и $|H_y|$, кажущегося сопротивления $\rho_к^{xy}$ и фазы импеданса φ_Z^{xy} для ГЭД над двухслойной средой. 1 – $k_0 = 0$, 2 – $k_0 \neq 0$. Координаты точки наблюдения: x = 0 м, y = 500.

Таким образом, в волновой зоне ГЭД наблюдаются следующие эффекты:

- убывание амплитуд полей E и H в волновой зоне происходит медленнее, чем в квазистационарной, при этом скорость их убывания в экваториальной области диполя пропорциональна $1/r^2$, а в осевой - $1/r$;

- меняется диаграмма направленности источника, и максимум излучения отмечается на оси диполя, при этом для квазистационарной зоны характерно превышение амплитуды E_x в экваториальной области источника в два раза по сравнению с осевой областью, и, напротив, в волновой зоне амплитуда E_x на оси диполя в несколько раз больше;

- меняется расположение рабочих планшетов и наиболее благоприятный планшет для измерений импеданса Z_{xy} расположен в осевой области источника;

- характерной особенностью электромагнитного поля ГЭД в волновой зоне является эллиптическая поляризация E и H в горизонтальной плоскости, при этом области эллиптической поляризации совпадают с областями минимумов на диаграммах направленности E и H в горизонтальной плоскости;

- азимуты больших осей эллипсов поляризации E и H в горизонтальной плоскости «запаздывают» по сравнению с направлениями линейной поляризации для квазистационарного приближения.

3.4. Результаты экспериментальных работ

В полевых экспериментальных работах использовался аппаратурно-программный комплекс радиомагнитотеллурических зондирований с контролируемым источником РМТ-К, состоящий из регистратора RMT-4 и генератора GTS-1. Экспериментальные работы были выполнены в Кингисеппском р-не Ленинградской обл. На участке работ разрез до глубины 50 м представлен преимущественно песками и суглинками. Верхняя часть разреза (до 10-12 м) сложена в основном песками с удельным сопротивлением ρ = 400-1000 Ом·м. Нижняя часть разреза, представленная суглинками, характеризуется значениями ρ = 100-200 Ом·м. Это иллюстрируется результатами симметричного электропрофилирования (СЭП), выполненного с заземленной установкой Венера и разносами АВ = 10 и 30 м вдоль профиля РМТ-К (рис. 3.10). Результаты СЭП показывают на достаточно высокую неоднородность геоэлектрического разреза на флангах профиля.

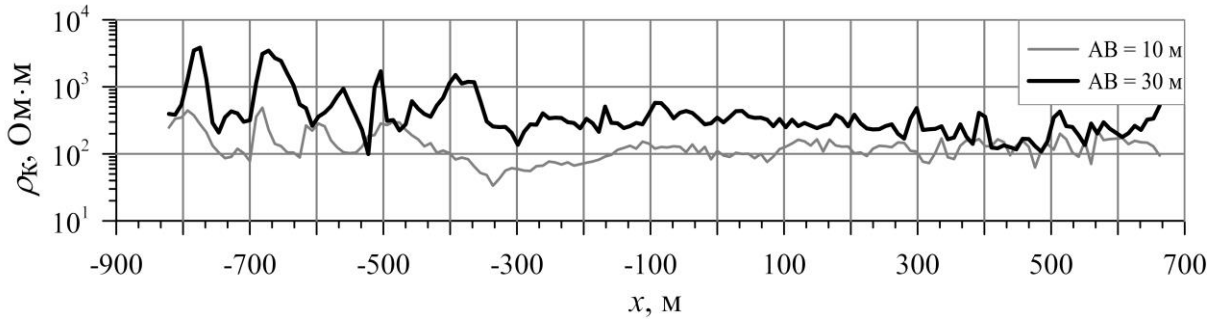


Рис. 3.10. Графики кажущегося сопротивления $\rho_к$ по данным СЭП с разносами АВ = 10 и 30 м вдоль профиля РМТ-К.

В работах методом РМТ-К в качестве генераторной антенны использовался заземленный на концах кабель ГПСМП 1х4.0 длиной 400 м. В качестве основных задавались частоты 1.05, 10.5 и 105 кГц. Сила тока в питающей линии составляла 3.2, 2.4 и 0.8 А соответственно.

Точки измерения располагались вдоль профиля, параллельного генераторной антенне в ее экваториальной области (рис. 3.11). Расстояние источник-приемник составляло 1.8 – 2 км. В каждой точке измерения проводились с незаземленными электрическими антеннами длиной 20 м последовательно в трех частотных диапазонах: 1 – 10 кГц, 10 – 100 кГц и 100 – 1000 кГц. Запись в режиме временных рядов и отсутствие

частотной избирательности LC контура генераторной антенны позволила одновременно измерять основную частоту генератора и ее 3, 5, 7 и 9 субгармоники.

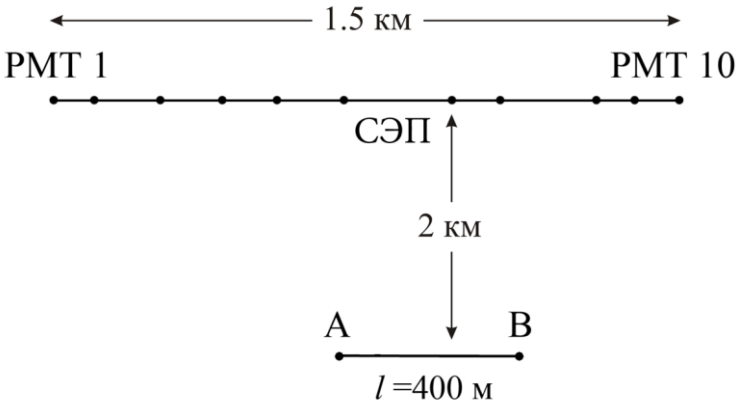


Рис. 3.11. Схема наблюдений (в условном масштабе). АВ – генераторная антенна, РМТ 1 – РМТ 10 – точки РМТ зондирований, СЭП – линия профиля симметричного электропрофилирования.

На рис. 3.12 показаны эллипсы поляризации измеренного и рассчитанного поля *E* в горизонтальной плоскости. При расчетах использовалась модель однородного полупространства с удельным сопротивлением 250 Ом·м. На частотах 30-50 кГц наблюдается смена линейной поляризации на эллиптическую. В экваториальной области ГЭД эллипсы поляризации ориентированы преимущественно вдоль момента источника (линии АВ). Вероятно, из-за локальных неоднородностей в верхней части разреза, которые проявились в данных СЭП, в отдельных случаях наблюдаются отличия измеренных эллипсов от рассчитанных. Вместе с тем, в целом наблюдается хорошее совпадение измеренных и расчетных данных в довольно широком пространственно-частотном диапазоне.

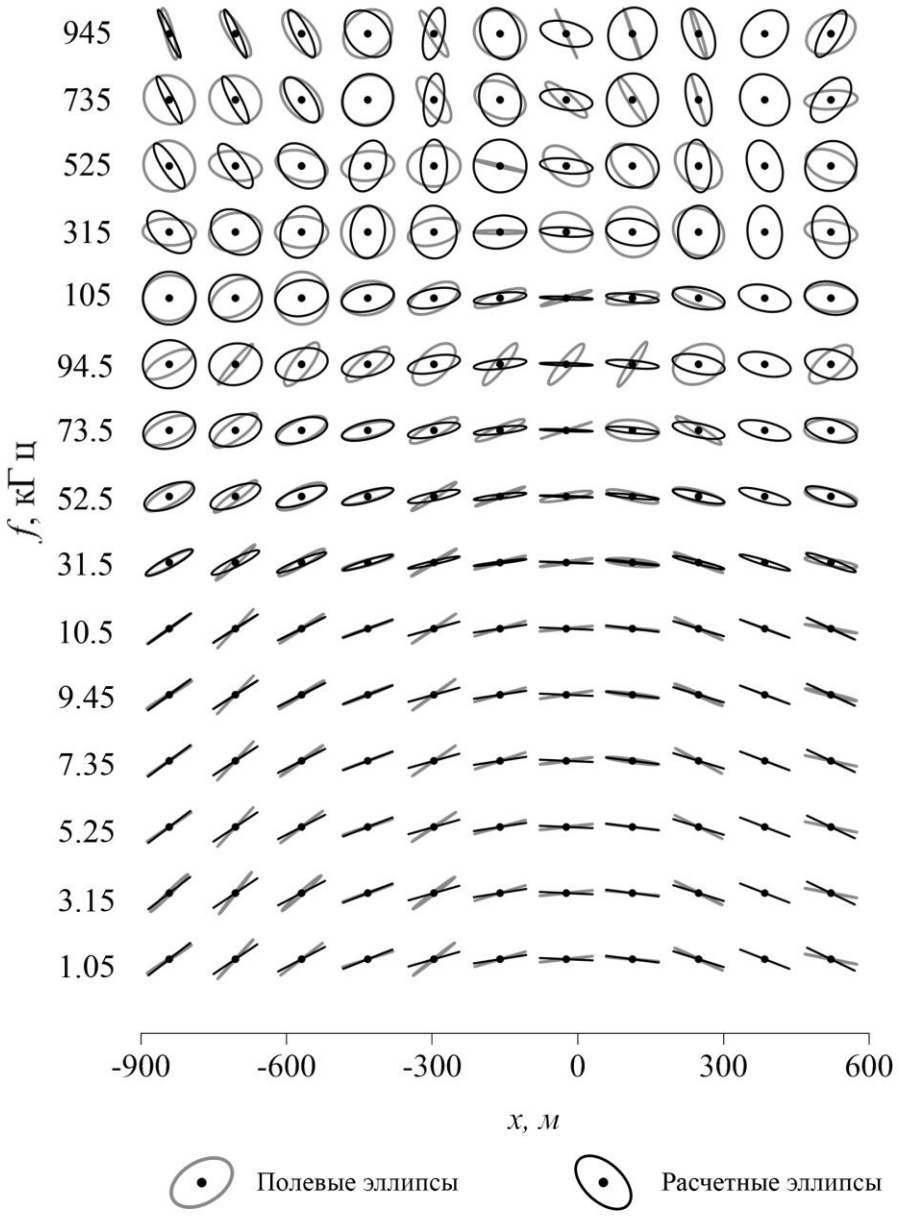


Рис. 3.12. Полевые и расчетные эллипсы поляризации электрического поля *E* вдоль профиля РМТ-К (горизонтальная ось). По вертикальной оси отложены частоты, на которых выполнены измерения по профилю.

3.5. Выводы к главе 3

В главе 3 рассмотрены особенности высокочастотного электромагнитного поля горизонтального электрического диполя. Для частот десятки – сотни килогерц при относительно больших расстояниях от источника до точки наблюдения (сотни метров – километры) условия квазистационарного приближения не выполняются и необходимо учитывать влияние токов смещения в воздухе. При этом, наряду с обычно выделяемыми в

электроразведочной практике ближней, промежуточной и дальней зонами контролируемого источника целесообразно выделять волновую зону источника, поведение составляющих ЭМ поля в которой имеет ряд специфических особенностей. В задачах распространения радиоволн волновые зоны источников различного типа традиционно рассматриваются, однако для электромагнитных зондирований ранее выполнялись только оценки размеров зоны квазистационарного приближения.

На основании результатов расчетов рассмотрены особенности выделения волновой зоны ГЭД. Положение границы между квазистационарной и волновой зонами не зависит от электрических свойств проводящего полупространства и не коррелирует с положением границы промежуточной и дальней зон, обычно выделяемых в привязке к толщине скин-слоя. Для составляющих E_x и H_y граница между квазистационарной и волновой зонами на оси диполя соответствует значению численного расстояния $|k_0|r = 1.0$, а в экваториальной области - $|k_0|r = 0.33$. Для составляющих E_y и H_x эта граница соответствует $|k_0|r = 0.45$. Для частоты 100 кГц указанные граничные значения численного расстояния $|k_0|r$ соответствуют расстояниям 480, 160 и 200 м.

Выполненные расчеты позволили изучить особенности ЭМ поля ГЭД в волновой зоне, где наблюдаются следующие волновые эффекты:

- более медленное убывание амплитуд составляющих электрического и магнитного поля относительно квазистационарного приближения,

- изменение диаграммы направленности источника с максимумом излучения на оси диполя,

- изменение конфигурации рабочих планшетов с более благоприятной областью в осевой зоне источника,

- появление эллиптической поляризации электрического и магнитного поля,

- разворот больших осей эллипсов поляризации по отношению к направлению линейной поляризации квазистационарного поля.

При этом в волновой зоне амплитуда и фаза импеданса ЭМ поля совпадает с импедансом квазистационарного поля, что позволяет при инверсии кривых зондирования использовать методы и программные средства магнитотеллурики, разработанные для модели плоской волны.

Появление эллиптичности поляризации для поля ГЭД дает возможность выполнения тензорных измерений с использованием только одного источника ЭМ поля.

Наличие эллиптичности поляризации подтверждено результатами полевых экспериментальных работ.

На этой основе формулируется второе защищаемое положение: изученные по результатам вычислений и полевых экспериментальных работ волновые эффекты в электромагнитном поле высокочастотного горизонтального электрического диполя (кабеля конечной длины) позволяют оптимизировать методику наблюдений, обработки и интерпретации данных в методе радиомагнитотеллурических зондирований с контролируемым источником.

ГЛАВА 4. Инверсия данных радиомагнитотеллурических зондирований с контролируемым источником

При проведении работ методом РМТ-К с использованием в качестве источника ГЭД (заземленного кабеля) схема измерений аналогична методу CSAMT [Zonge, Hughes, 1991]. Работы обычно проводятся в дальней зоне источника, где выполняется условие аппроксимации первичного поля плоской волной и используются методы и программные средства инверсии магнитотеллурики.

В промежуточной зоне инверсия данных метода РМТ-К производится по более сложной методике с учетом координат точки зондирования относительно источника. При этом инверсия данных может быть выполнена с использованием программных средств, разработанных автором настоящей работы. В отличие от измерений в дальней зоне по данным зондирований в промежуточной зоне ГЭД появляются возможности оценки макроанизотропии разреза. Методика оценки макроанизтропии рассмотрена ниже.

В методах электрических зондирований на постоянном токе, таких как вертикальные электрические зондирования (ВЭЗ) и электротомография (ЭТ), первичное поле создается как вертикальной, так и горизонтальной составляющими тока питающих электродов, и результаты зондирований горизонтально-слоистых и вертикально анизотропных сред зависят от некоторого среднего значения между продольным и поперечным удельным сопротивлением пород. Для методов электромагнитных (ЭМ) зондирований на переменном токе, использующих импульсные источники: метод зондирования становлением поля в ближней зоне (ЗСБ), использующий для возбуждения поля горизонтальную петлю, или источники гармонически изменяющегося поля: метод частотных зондирований (ЧЗ) и метод аудиомагнитотеллурических зондирований с контролируемым источником (Controlled Source Audio Magneto Telluric – CSAMT) при изучении горизонтально-слоистых сред и измерениях в дальней зоне источника, наблюдается зависимость от горизонтальной составляющей удельного сопротивления пород. Такие же особенности характерны для методов зондирований, использующих естественные электромагнитные поля: магнитотеллурических (МТ) и аудиомагнитотеллурических (АМТ) зондирований.

Комплексирование методов электрических и электромагнитных зондирований с различной структурой первичного поля (гальванической и индукционной) и зависимостью от различных параметров разреза позволяет уменьшить влияние эквивалентности при

решении обратной задачи и получить дополнительную информацию о геоэлектрическом разрезе. Примеры комплексной интерпретации данных электрических и электромагнитных зондирований приведены в работах [Jupp, Vozoff, 1977; Raiche et al., 1985; Maler et al., 1995; Meju, 1996; Barsukov et al., 2004; Israil et al., 2010]. В этих работах геоэлектрические разрезы, полученные в результате совместной инверсии данных комплекса методов, как правило, содержали большее число слоев по сравнению с разрезами, полученными в результате индивидуальной инверсии данных каждого метода.

Одним из объектов изучения комплексом электрических и электромагнитных зондирований являются разрезы с выраженной макроанизотропией. При наличии в разрезе пачки переслаивания высокоомных и низкоомных слоев малой мощности, которые не могут быть выделены по результатам зондирований как отдельные слои из-за недостаточной разрешающей способности используемого метода зондирования, такая пачка будет выделяться как единый макроанизотропный слой. Изучению макроанизотропии комплексом электрических и электромагнитных зондирований посвящен ряд работ различных авторов. Например, в работах [Jupp, Vozoff, 1977; Christensen, 2000; Иванов и др., 2011] рассматриваются возможности оценки параметров макроанизотропии горизонтально слоисто разреза по данным совместной инверсии данных методов ВЭЗ и ЗСБ либо МТЗ.

Кроме методов с чисто гальваническим или индукционным возбуждением существуют методы зондирований, использующие источники поля смешанной структуры. Одним из таких методов является метод CSAMT [Zonge, Hughes, 1991], в котором в качестве источника используется кабель конечной длины. В ближней зоне данного источника существенно преобладает гальваническая мода ЭМ поля, а в дальней зоне – индукционная. В промежуточной зоне проявляется влияние обеих мод, и работы в этих условиях, имеющие аналогию с комплексированием гальванических и индукционных зондирований, позволяют оценивать коэффициент макроанизотропии разреза [Ваньян, 1965].

Контролируемый источник ЭМ поля в виде кабеля конечной длины (горизонтального электрического диполя – ГЭД) также используется в морских работах (метод CSEM - Controlled Source Electro Magnetics). Наличие макроанизотропии существенно влияет на данные метода CSEM, и, как показано в работах [Tompkins et al., 2004; Lu, Xia, 2007], игнорирование этого факта вносит существенные искажения в

результаты инверсии. В настоящее время предложены и опробованы на практических данных различные алгоритмы определения параметров макроанизотропии разреза по данным морских CSEM. При этом используется стандартная [Ramananjaona et al., 2011; Regis et al., 2013] или стохастическая [Brown et al., 2012; Ray, Key, 2012] инверсии в рамках одномерной среды, двумерная [Masnaghetti, Ceci, 2010; Abubakar et al., 2011] и трехмерная [Newman et al., 2010; Brown et al., 2012] инверсии.

Как отмечалось в главе 1, в удаленных районах (Сибирь, Чукотка и др.) в методе РМТ имеется возможность измерения сигналов только обладающих значительным дальнодействием СДВ радиостанций, и выполнять работы по методике профилирования, что существенно снижает информативность метода. Для этих условий разрабатывается метод РМТ зондирований с собственным (контролируемым) источником (РМТ-К). При этом в качестве источника используются горизонтальный магнитный диполь (вертикальная рамка) [Bastani, 2001] или горизонтальный электрический диполь (заземленный на концах кабель) [Сараев и др., 2014].

Если рассматривать для метода РМТ-К выделение ближней, промежуточной и дальней зон источника в виде горизонтального электрического диполя (кабеля), то при проведении работ в промежуточной зоне за счет особенностей структуры поля источника появляются новые возможности по повышению надежности инверсии и определения дополнительных параметров разреза, которые не удается определить в дальней зоне.

Таким образом, подход к оценке макроанизотропии разреза, основанный на проведении работ в промежуточной зоне ГЭД и изучении эффектов, связанных с гальваническим и индукционным возбуждением, может быть реализован при проведении работ методом радиомагнитотеллурических зондирований с контролируемым источником (РМТ-К).

4.1. Микро- и макроанизотропия

При интерпретации данных ЭМ зондирований горизонтально слоистых сред обычно предполагают, что удельное электрическое сопротивление ρ в пределах каждого слоя постоянно и слои изотропные. Нередко в геологическом разрезе присутствуют анизотропные слои, в которых удельное сопротивление пород вкрест слоистости ρ_n и

вдоль слоистости ρ_t отличаются, и породы характеризуются коэффициентом анизотропии $\lambda = \sqrt{\rho_n / \rho_t}$. Для характеристики анизотропии, вызванной тонкой слоистостью пород, используется термин «микроанизотропия» [Maillet, 1947; Ваньян, 1965]. Исследованию микроанизотропных сред посвящен ряд работ отечественных ученых [Шейнманн, 1932; Семенов и др., 1958, Бурсиан, 1972; Шевнин, 1995; Бобачев и др. 2012].

В разрезе также может присутствовать пласты небольшой мощности, различающиеся по удельному сопротивлению. При изучении разреза методами каротажа сопротивлений или индукционного каротажа эти пласты выделяются как обособленные объекты, и их наличие характеризует неоднородное строение геоэлектрического разреза. С учетом масштабов измерений и размеров измерительных установок отдельные тонкие пласты, которые могут быть сложены анизотропными зернами, благодаря произвольной ориентации этих зерен рассматриваются как изотропные с некоторыми средними значениями удельного сопротивления [Бурсиан, 1972]. В результатах электрических или электромагнитных зондирований с поверхности земли тонкие пласты могут отдельно не проявляться из-за недостаточной разрешающей способности методов и выделяться как один анизотропный слой с некоторыми средними значениями удельного сопротивления вкрест и вдоль пластов $\bar{\rho}_n$ и $\bar{\rho}_t$ (рис. 4.1). Этот вид анизотропии носит название «макроанизотропия» [Schlumberger et al., 1933; Maillet, 1947; Краев, 1951; Ваньян, 1965]. Коэффициент макроанизотропии при этом равен $\bar{\lambda} = \sqrt{\bar{\rho}_n / \bar{\rho}_t}$.

Эффект проявления макроанизотропии при проведении ЭМ зондирований может наблюдаться также при наличии в разрезе отдельных тонких горизонтальных пластов высокого удельного сопротивления. На кривых зондирования в дальней зоне с применением установок, поле которых аппроксимируется плоской вертикально падающей волной, тонкие пласты могут не выделяться, однако при измерениях в промежуточной зоне некоторых типов источников, таких, как ГЭД (кабель конечной длины) или вертикальный электрический диполь (ВЭД) они оказывают аналогичное макроанизотропии влияние на структуру электромагнитного поля.

Особенности проявления тонких высокоомных пластов в данных ЭМ зондирований успешно используются в морских работах методом CSEM при поисках углеводородов. Буксируемый судном диполь, питаемый переменным током частотой от 0.1 до 10 Гц, движется вдоль профилей, на которых расставлены донные станции. При прохождении

диполя над донной станцией определенные интервалы профиля попадают в промежуточную зону источника. В этих условиях вклад в измеряемые составляющие поля вносит как индукционное, так и гальваническое возбуждение среды, и проявляется влияние макроанизотропии пород. При удалении источника от донной станции происходит переход в дальнюю зону, где измеряемые составляющие поля диполя зависят только от индукционного возбуждения (горизонтальной составляющей удельного сопротивления разреза).

При анализе данных ЭМ зондирований в промежуточной зоне ГЭД слои, содержащие несколько тонких и контрастных по удельному сопротивлению пластов с удельными сопротивлениями ρ_i и мощностями h_i, целесообразно аппроксимировать эквивалентными макроанизотропными слоями с удельными сопротивлениями вкрест и вдоль слоя $\overline{\rho}_n$ и $\overline{\rho}_t$ (рис. 4.1). При этом, эквивалентность пачки пластов и слоя выражается в равенстве суммарной продольной проводимости $\overline{S} = \sum_i h_i / \rho_i$, суммарного поперечного сопротивления $\overline{T} = \sum_i h_i \rho_i$ и суммарной мощности $\overline{h} = \sum_i h_i$ эквивалентного слоя [Краев, 1951; Keller, Frischknecht, 1966]. Связь параметров $\overline{\rho}_t$ и $\overline{\rho}_n$ эквивалентного слоя с его суммарной мощностью $\overline{h}$ определяется выражениями:

$$\begin{cases} \overline{\rho}_t = \overline{h} / \overline{S} \\ \overline{\rho}_n = \overline{T} / \overline{h} \end{cases} \qquad (4.1)$$

Результаты гальванических методов, таких, как ВЭЗ, зависят от продольной проводимости и поперечного сопротивления слоев. Параметры изотропных слоев, эквивалентных макроанизотропным, определяемые по данным гальванических зондирований (мощность h^g и удельное сопротивление ρ^g), выражаются следующим образом [Maillet, 1947; Краев, 1951]:

$$\begin{aligned} h^g &= \overline{h}\sqrt{\overline{\rho}_n / \overline{\rho}_t} = \overline{h}\,\overline{\lambda} \\ \rho^g &= \sqrt{\overline{\rho}_n \overline{\rho}_t} = \overline{\rho}_m \end{aligned} \qquad (4.2)$$

В этом случае истинная мощность суммарного слоя завышается в $\bar{\lambda}$ раз, а его удельное сопротивление равно среднему геометрическому удельных сопротивлений вкрест и вдоль макроанизотропного слоя $\bar{\rho}_m$. Отсюда следует, что при стандартной изотропной инверсии данных ВЭЗ над макроанизотропной средой получаемые мощности слоев будут значительно завышены. При этом данные гальванических методов не позволяют определить наличие и оценить влияние макроанизотропии без привлечения дополнительной информации.

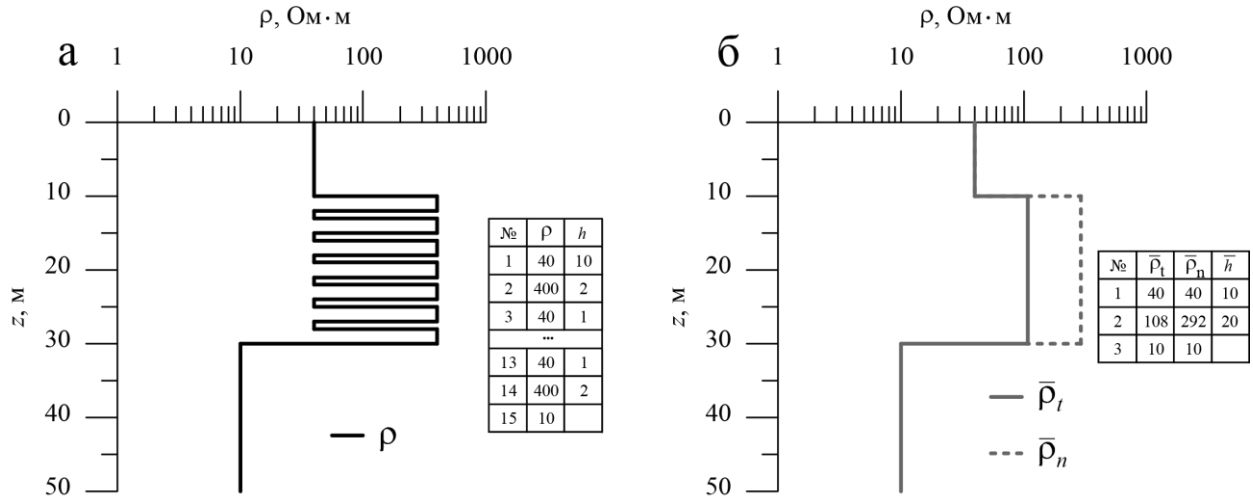


Рис. 4.1. Модели с пачкой переслаивания контрастных по удельному сопротивлению слоев (а), и с эквивалентным макроанизотропным слоем (б). В таблице (а) приведены удельные сопротивления и мощности изотропных слоев, в таблице (б) – горизонтальные и вертикальные удельные сопротивления и мощности эквивалентных слоев.

Результаты индукционных методов, использующих импульсные поля (ЗСБ) или гармонически изменяющиеся поля при работах в дальней зоне источника (CSAMT, морские CSEM), а также естественные электромагнитные поля (MT, AMT) в случае измерений импеданса зависят от продольной проводимости и мощности слоев. Определяемые параметры изотропных слоев, эквивалентных макроанизотропным, по данным индукционных зондирований (мощность h^i и удельное сопротивление ρ^i) выражаются следующим образом [Jupp, Vozoff, 1977; Christensen, 2000; Иванов и др., 2011]:

$$\begin{aligned} h^i &= \overline{h} \\ \rho^i &= \overline{\rho}_t \end{aligned}. \qquad (4.3)$$

В этом случае определяемая мощность равна мощности суммарного слоя, а его удельное сопротивление равно удельному сопротивлению $\overline{\rho}_t$ вдоль макроанизотропного слоя. Как и для гальванических методов, данные указанных чисто индукционных методов не позволяют определить наличие и оценить параметры макроанизотропии без привлечения дополнительной информации, однако истинная мощность макроанизотропного слоя определяется при этом без ошибки.

В дальней зоне ГЭД выполняются условия аппроксимации первичного поля плоской вертикально падающей волной и между электрическим и магнитным полем существуют следующие связи [Бердичевский, Дмитриев, 2009]:

$$\begin{aligned} &\mathbf{E}_t = \mathbf{Z}\mathbf{H}_t, && H_z = \mathbf{W}\mathbf{H}_t, \\ &\mathbf{E}_t = \begin{Bmatrix} E_x \\ E_y \end{Bmatrix}, && \mathbf{H}_t = \begin{Bmatrix} H_x \\ H_y \end{Bmatrix}, \\ &\mathbf{Z} = \begin{Bmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{Bmatrix}, && \mathbf{W} = \begin{Bmatrix} W_{zx} & W_{zy} \end{Bmatrix}. \end{aligned} \qquad (4.4)$$

В приведенных выражениях $\mathbf{Z}$ – тензор поверхностного импеданса, $\mathbf{W}$ – вектор Визе-Паркинсона или типпер, $\mathbf{E}_t$ и $\mathbf{H}_t$ - горизонтальные составляющие вектора электрического и магнитного поля соответственно.

Для плоской волны и горизонтально слоистой среды составляющая H_z и типпер $\mathbf{W}$ равны нулю. Однако при проведении работ в промежуточной зоне ГЭД $H_z \neq 0$ и данные измерений типпера могут быть использованы для инверсии. Составляющая H_z имеет чисто индукционную природу и связана с горизонтальными токами в среде и удельным сопротивлением $\overline{\rho}_t$ макроанизотропной среды. Отметим, что на оси ГЭД $H_z = 0$.

Модуль и фаза типпера при анализе данных в промежуточной зоне ГЭД вычисляются по формулам:

$$\left|W_{zy}\right| = \left|\frac{H_z}{H_y}\right| \tag{4.5}$$

$$\varphi_W^{zy} = \varphi_{H_z} - \varphi_{H_y}. \tag{4.6}$$

Горизонтальные составляющие электрического поля в промежуточной зоне ГЭД имеют существенную долю гальванической моды, что связано с наличием вертикальной составляющей тока источника в среде. При изучении макроанизотропных сред это может быть использовано для оценки значений $\bar{\rho}_t$, $\bar{\rho}_n$ и коэффициента макроанизотропии.

4.2. Особенности вычисления составляющих электромагнитного поля ГЭД в слоистой анизотропной среде

Рассмотрим результаты решения задачи о поле ГЭД на поверхности горизонтально-слоистой среды, электрические свойства которой в пределах каждого слоя постоянны (рис. 4.2). Каждый слой с индексом j характеризуется следующими величинами: ρ_{tj}, ρ_{nj} - удельные электрические сопротивления в горизонтальном и вертикальном направлениях, $\varepsilon_{tj}^{\text{отн}}$, $\varepsilon_{nj}^{\text{отн}}$ - относительные диэлектрические проницаемости в горизонтальном и вертикальном направлениях, h_j - мощности слоев.

Источник в виде ГЭД расположен в начале декартовой системы координат и ориентирован вдоль оси *x*. Ось *z* направлена вниз. Плоскость раздела земля-воздух совмещена с плоскостью *xy*. Источник и точка наблюдения $M(x, y, z)$ находятся в изотропном слое воздуха с индексом 0.

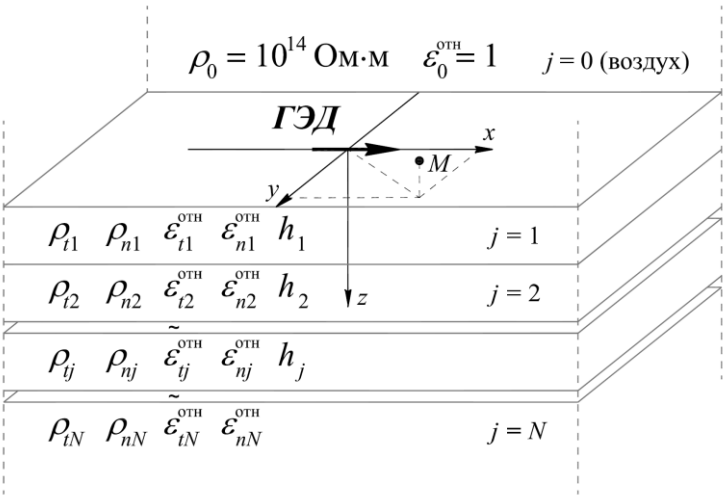


Рис. 4.2. Модель среды для решения задачи о поле ГЭД на границе воздух - горзонтально-слоистая вертикально-анизотропная среда.

Решение задачи об ЭМ поле ГЭД над горизонтально-слоистой вертикально-анизотропной средой $\left(\rho_{xj} = \rho_{yj} = \rho_{tj};\ \ \rho_{zj} = \rho_{nj};\ \ \rho_{tj} \neq \rho_{nj}\right)$ рассмотрено в работе [Ваньян, 1997]. Выражения для составляющих ЭМ поля ГЭД при зависимости от времени $e^{+i\omega t}$ имеют вид:

$$
\begin{cases}
E_x = i\omega\mu_0 P\left\{\dfrac{x^2}{r^2}\displaystyle\int_0^\infty Sm^2 J_0(mr)\,dm - \dfrac{x^2-y^2}{r^3}\displaystyle\int_0^\infty SmJ_1(mr)\,dm + \displaystyle\int_0^\infty XJ_0(mr)\,dm\right\} \\
E_y = i\omega\mu_0 P\left\{\dfrac{xy}{r^2}\displaystyle\int_0^\infty Sm^2 J_0(mr)\,dm - \dfrac{2xy}{r^3}\displaystyle\int_0^\infty SmJ_1(mr)\,dm\right\} \\
E_z = i\omega\mu_0 P\dfrac{x}{r}\displaystyle\int_0^\infty V\dfrac{m^3}{k_0^2}J_1(mr)\,dm \\
H_x = -P\left\{\dfrac{xy}{r^2}\displaystyle\int_0^\infty Zm^2 J_0(mr)\,dm - \dfrac{2xy}{r^3}\displaystyle\int_0^\infty ZmJ_1(mr)\,dm\right\} \\
H_y = P\left\{\dfrac{x^2}{r^2}\displaystyle\int_0^\infty Zm^2 J_0(mr)\,dm - \dfrac{x^2-y^2}{r^3}\displaystyle\int_0^\infty ZmJ_1(mr)\,dm + \displaystyle\int_0^\infty \dfrac{\partial X}{\partial z}J_0(mr)\,dm\right\} \\
H_z = P\dfrac{y}{r}\displaystyle\int_0^\infty XmJ_1(mr)\,dm
\end{cases}
\qquad (4.7)
$$

$$
P = \frac{Idl}{4\pi},\quad Z = V - \frac{1}{m^2}\frac{\partial X}{\partial z},\quad S = \frac{1}{k_0^2}\frac{\partial V}{\partial z} - \frac{X}{m^2},\quad r = \sqrt{x^2+y^2}
$$

Функции X и V рассчитываются по следующим рекуррентным формулам [Ваньян, 1997]:

$$\begin{cases} X = \left(C_0 + \dfrac{m}{n_0} \right) e^{n_0 z}, \quad V = \left(C_0 - \dfrac{1}{m} \right) e^{n_0 z}, \\ C_0 = -M \dfrac{1 - G_0}{1 + G_0}, \quad G_j = \dfrac{a_j b_j}{a_{j+1} b_{j+1}} R_{j+1}, \quad R_N = 1, \\ R_j = \begin{cases} \tanh\left[a_j h_j + \tanh^{-1}\left(G_j \right) \right], & \operatorname{Re}\left(\dfrac{a_j b_j}{a_{j+1} b_{j+1}} \right) < 1 \\ \coth\left[a_j h_j + \coth^{-1}\left(G_j \right) \right], & \operatorname{Re}\left(\dfrac{a_j b_j}{a_{j+1} b_{j+1}} \right) \geq 1 \end{cases} \end{cases} \tag{4.8}$$

При вычислении X полагаем $a = n_t$, $b = 1$, $M = m / n_0$, а при вычислении V полагаем $a = \tilde{\lambda} n_n$, $b = 1 / k_t^2$, $M = -1 / m$; $n_{t,n}^2 = m^2 + k_{t,n}^2$, где $k_{t,n}^2 = i\omega\mu_0 \left(\sigma_{t,n} + i\omega\varepsilon_0 \varepsilon_{t,n}^{\text{отн}} \right)$ - квадрат волнового числа, $\sigma = 1 / \rho$ - удельная электропроводность слоя (См/м), $\tilde{\lambda} = k_t / k_n$ - комплексный коэффициент анизотропии. Очевидно, что при $\sigma / \omega\varepsilon_0 \varepsilon^{\text{отн}} >> 1$ (случай низкочастотного ЭМ поля), $k_{t,n}^2 \approx i\omega\mu_0 \sigma_{t,n}$ и $\tilde{\lambda} \approx \lambda$, где $\lambda = \sqrt{\rho_n / \rho_t}$. В приведенных обозначениях индексы слоев j опущены (для параметров ρ и $\varepsilon^{\text{отн}}$ j= 1, 2,…, N).

Значения составляющих ЭМ поля кабеля конечной длины получаются в результате интегрирования выражений (4.7) вдоль кабеля. При этом координата x заменяется на $\left(x - x' \right)$, где $x' \in \left[-L; L \right]$ – текущая координата на кабеле, L – половина длины кабеля (м).

Приведенные выражения были использованы при составлении программы решения прямой и обратной задачи о поле ГЭД и кабеля конечной длины, расположенного в горизонтально слоистой вертикально-анизотропной среде. Использование выражений (4.7-4.8) позволяет решать прямую задачу с учетом токов смещения как в проводящей среде, так и в воздухе.

Как было показано в главе 3, в волновой зоне амплитуда и фаза импеданса ЭМ поля совпадает с аналогичными параметрами квазистационарного поля. Поэтому для ускорения вычислений импеданса Z_{xy} можно ограничиться квазистационарной моделью

поля и применять метод линейной фильтрации, требующий меньших затрат времени. Однако при вычислении модуля и фазы типпера необходимо учитывать токи смещения в воздухе и связанные с ними особенности подынтегральных функций преобразования Ханкеля.

4.3. Решение обратной задачи

Представим прямую задачу операторным уравнением

$$\mathbf{d} = F(\mathbf{m}), \tag{4.9}$$

где $\mathbf{d}$ – вектор параметров ЭМ поля, $\mathbf{m}$ – вектор параметров разреза, F – нелинейный оператор прямой задачи. Обозначим вектор полевых данных как $\mathbf{d}^{\mathrm{f}}$, вектор вычисленных данных как $\mathbf{d}^{\mathrm{c}}$. Решение обратной задачи заключается в нахождении вектора $\mathbf{m}$, обеспечивающего минимум функционала невязки

$$\phi(\mathbf{m}) = \left\| \frac{\mathbf{d}^{\mathrm{f}} - \mathbf{d}^{\mathrm{c}}}{\mathbf{d}^{\mathrm{f}}} \right\|^2 . \tag{4.10}$$

В приведенном выражении $\|...\|$ – эвклидова норма. В данном случае деление производится поэлементно, и функционал имеет смысл относительной среднеквадратической погрешности RMS. Линеаризация задачи (4.9) достигается разложением в ряд Тейлора в окрестности некоторого решения $\mathbf{m}^k$, где k – номер текущей итерации, и отсечением производных выше первого порядка. При этом получается следующее уравнение:

$$\Delta\mathbf{d} = \mathbf{J}\Delta\mathbf{m}, \tag{4.11}$$

где $\Delta\mathbf{d} = \mathbf{d}^{\mathrm{f}} - \mathbf{d}^{\mathrm{c}}$ - вектор разности измеренных параметров ЭМ поля и вычисленных по модели $\mathbf{m}^k$ параметров ЭМ поля, $\mathbf{J} = \left\{ \frac{\partial d_i}{\partial m_j} \right\}$ - якобиан или матрица чувствительности,

$i = 1,2,\ldots,D$, $j = 1,2,\ldots,N$, $\Delta\mathbf{m}$ - приращение вектора $\mathbf{m}^k$ в направлении минимизации функционала (4.10).

Уравнение (4.11) решим стандартным методом Марквардта [Marquardt, 1963] с выбором демпфирующего параметра α:

$$\Delta\mathbf{m} = \left(\mathbf{J}^T\mathbf{J} + \alpha\mathbf{I}\right)^{-1}\mathbf{J}^T\Delta\mathbf{d}, \tag{4.12}$$

где $\mathbf{I}$ – единичная матрица размером $N \times N$, ^{T} – знак транспонирования. Демпфирующий параметр $\alpha > 0$ выбирается так, чтобы на текущей итерации k $\phi\left(\mathbf{m}^k + \Delta\mathbf{m}\right) = \min$.

Здесь вместо итеративных схем поиска оптимального демпфирующего параметра (например, метода градиентного спуска) применяется эмпирический подход к оптимизации α. Уравнение (4.12) решается для некоторого числа α (в данном случае для десяти), определенных следующим образом. Максимальное и минимальное значения α задаются равными первому и последнему сингулярному числу матрицы $\mathbf{A} = \mathbf{J}^T\mathbf{J}$, а промежуточные значения интерполируются с равномерным шагом в логарифмическом масштабе. В заключение с помощью сплайн-интерполяции определяется значение α, обеспечивающее минимум функционала невязки.

Векторы параметров ЭМ поля и параметров модели конструируются следующим образом:

$$\begin{aligned}\mathbf{d} = \Big\{&\ln\rho_к^{xy}(f_1),\ldots,\ln\rho_к^{xy}(f_D),\ln\left|W_{zy}\right|(f_1),\ldots,\ln\left|W_{zy}\right|(f_D),\\ &\varphi^{xy}(f_1),\ldots,\varphi^{xy}(f_D),\varphi^{zy}(f_1),\ldots,\varphi^{zy}(f_D)\Big\}^T\end{aligned} \tag{4.13}$$

где $f_1 \ldots f_D$ - частоты;

$$\mathbf{m} = \left\{\ln\rho_{t1},\ldots,\ln\rho_{tN},\ln\rho_{n1},\ldots,\ln\rho_{nN},\ln h_1,\ldots,\ln h_{N-1}\right\}^T \tag{4.14}$$

Инверсия логарифмов кажущегося сопротивления и модуля типпера ускоряет сходимость алгоритма, а поиск решения в пространстве логарифмов параметров модели

гарантирует положительность результатов инверсии. Такой подход к повышению стабильности решения обратной задачи используется во многих общеизвестных алгоритмах [Jupp, Vozoff, 1977; Constable et al., 1987; Siripunvaraporn, Egbert, 2000] и может считаться классическим.

Для решения задачи (4.12) необходимо вычислить матрицу чувствительности $\mathbf{J}$. Эта матрица определяет направление вектора приращения модели $\Delta\mathbf{m}$. Вычисление матрицы чувствительности в простейшем случае выполняется методом аппроксимации производных конечными разностями. Очевидно, что такой подход требует, как минимум, дважды вычислить отклик ЭМ поля: от модели $\mathbf{m}_k$ и от модели $\mathbf{m}_k + \mathrm{d}\mathbf{m}_k$, где $\mathrm{d}\mathbf{m}_k$ – малое приращение модели. При этом конечный результат, кроме погрешности численного интегрирования функция Бесселя, содержит мало контролируемую погрешность аппроксимации производных конечными разностями. Одно из решений этих проблем – вычисление матрицы чувствительности $\mathbf{J}$ методом дифференцирования в явном виде. Производные импеданса Z_{xy} и типпера W_{zy} по произвольному параметру модели p, имеют следующий вид:

$$
\begin{cases}
\dfrac{\partial \ln\left(\rho_{\text{к}}^{xy}\right)}{\partial \ln(p)} = \dfrac{2p}{\omega\mu_0\rho_{\text{к}}}\left[\mathrm{Re}\left(Z_{xy}\right)\mathrm{Re}\left(\dfrac{\partial Z_{xy}}{\partial p}\right) + \mathrm{Im}\left(Z_{xy}\right)\mathrm{Im}\left(\dfrac{\partial Z_{xy}}{\partial p}\right)\right] \\
\dfrac{\partial \varphi_Z^{xy}}{\partial \ln(p)} = p\dfrac{\mathrm{Re}\left(Z_{xy}\right)\mathrm{Im}\left(\dfrac{\partial Z_{xy}}{\partial p}\right) - \mathrm{Im}\left(Z_{xy}\right)\mathrm{Re}\left(\dfrac{\partial Z_{xy}}{\partial p}\right)}{\mathrm{Re}\left(Z_{xy}\right)^2 + \mathrm{Im}\left(Z_{xy}\right)^2} \\
\dfrac{\partial \varphi_W^{zy}}{\partial \ln(p)} = p\dfrac{\mathrm{Re}\left(W_{zy}\right)\mathrm{Im}\left(\dfrac{\partial W_{zy}}{\partial p}\right) - \mathrm{Im}\left(W_{zy}\right)\mathrm{Re}\left(\dfrac{\partial W_{zy}}{\partial p}\right)}{\mathrm{Re}\left(W_{zy}\right)^2 + \mathrm{Im}\left(W_{zy}\right)^2} \\
\dfrac{\partial Z_{xy}}{\partial p} = \dfrac{\dfrac{\partial E_x}{\partial p} - Z_{xy}\dfrac{\partial H_y}{\partial p}}{H_y} \\
\dfrac{\partial W_{zy}}{\partial p} = \dfrac{\dfrac{\partial H_z}{\partial p} - W_{zy}\dfrac{\partial H_y}{\partial p}}{H_y}
\end{cases}
\qquad (4.15)
$$

Таким образом, задача вычисления матрицы чувствительности сводится к нахождению производных отдельных составляющих ЭМ поля E_x, H_y и H_z по параметру модели p. Из выражений (4.7) видно, что необходимо дифференцировать только ядра преобразований Ханкеля X и V, а из выражений (4.8) следует, что для этого достаточно дифференцировать коэффициент C_0. Рекуррентный вид выражения для C_0 позволяет записать производные по параметрам модели $p = \rho_t$, ρ_n или h в относительно компактной форме применяя формулу производной сложной функции:

$$
\begin{cases}
\dfrac{\partial C_0}{\partial p_j} = \begin{cases} \dfrac{-2M}{(G_0+1)^2}\dfrac{a_0 b_0}{a_1 b_1}\left[\dfrac{\partial R_1}{\partial p_1} - R_1\left(\dfrac{1}{a_1}\dfrac{\partial a_1}{\partial p_1} + \dfrac{1}{b_1}\dfrac{\partial b_1}{\partial p_1}\right)\right] & j=1 \\ \dfrac{\partial C_0}{\partial p_j} = \dfrac{-2M}{(G_0+1)^2}\dfrac{a_0 b_0}{a_1 b_1}\dfrac{\partial R_1}{\partial p_j} & j>1 \end{cases}, \\
\dfrac{\partial R_1}{\partial p_j} = \dfrac{\partial R_{j-1}}{\partial p_j}\prod_{q=2}^{j-1}\dfrac{\partial R_{q-1}}{\partial R_q}, \qquad \dfrac{\partial R_j}{\partial R_j} = \dfrac{a_j b_j}{a_{j+1} b_{j+1}}\dfrac{R_j^2-1}{G_j^2-1}, \\
\dfrac{\partial R_j}{\partial p_{j+1}} = \dfrac{R_j^2-1}{G_j^2-1}\dfrac{\partial G_j}{\partial p_{j+1}}, \qquad \dfrac{\partial G_j}{\partial p_{j+1}} = \dfrac{a_j b_j}{a_{j+1} b_{j+1}}\left[\dfrac{\partial R_{j+1}}{\partial p_{j+1}} - R_{j+1}\left(\dfrac{1}{a_{j+1}}\dfrac{\partial a_{j+1}}{\partial p_{j+1}} + \dfrac{1}{b_{j+1}}\dfrac{\partial b_{j+1}}{\partial p_{j+1}}\right)\right], \\
\dfrac{\partial R_j}{\partial p_j} = -\left(R_j^2-1\right)h_j\dfrac{\partial a_j}{\partial p_j} + \dfrac{R_j^2-1}{G_j^2-1}\dfrac{\partial G_j}{\partial p_j}, \qquad \dfrac{\partial G_j}{\partial p_j} = \dfrac{R_{j+1}}{a_{j+1} b_{j+1}}\left(b_j\dfrac{\partial a_j}{\partial p_j} + a_j\dfrac{\partial b_j}{\partial p_j}\right), \\
\dfrac{\partial R_1}{\partial h_j} = \dfrac{\partial R_j}{\partial h_j}\prod_{q=2}^{j}\dfrac{\partial R_{q-1}}{\partial R_q}, \qquad \dfrac{\partial R_j}{\partial h_j} = -a_j\left(R_j^2-1\right), \\
\dfrac{\partial a}{\partial k_t} = \begin{cases} \dfrac{n_n}{k_n} \text{ при вычислении } \dfrac{\partial V}{\partial p} \\ \dfrac{k_t}{n_t} \text{ при вычислении } \dfrac{\partial X}{\partial p} \end{cases}, \qquad \dfrac{\partial b}{\partial k_t} = \begin{cases} -\dfrac{2}{k_t^3} \text{ при вычислении } \dfrac{\partial V}{\partial p} \\ 0 \text{ при вычислении } \dfrac{\partial X}{\partial p} \end{cases}, \\
\dfrac{\partial a}{\partial k_n} = \begin{cases} -\dfrac{k_t m^2}{k_n^2 n_n} \text{ при вычислении } \dfrac{\partial V}{\partial p} \\ 0 \text{ при вычислении } \dfrac{\partial X}{\partial p} \end{cases}, \quad \dfrac{\partial b}{\partial k_n} = 0.
\end{cases}
\tag{4.16}
$$

где q – переменный индекс слоя.

Матрица **J** вычисляется по формулам (4.15-4.16) аналогично решению прямой задачи. По сравнению с конечно-разностным методом такой подход как минимум вдвое снижает временные затраты и значительно повышает точность вычисления матрицы чувствительности.

4.4. Анализ разрешения параметров модели

Как известно, при изменении одного параметра модели и соответствующего изменения сопряжённого с ним параметра результат решения прямой задачи не изменится. Например, при наличии Т-эквивалентности для слоя с номером *j* результат решения прямой задачи не меняется при сохранении постоянным поперечного сопротивления $T_j = h_j \rho_j$. Один из способов числового отображения подобной связи всех параметров модели – вычисление матрицы разрешения. Здесь приводится анализ разрешения параметров модели при инверсии различного набора данных РМТ-К по алгоритму, предложенному в работе [Stoyer, 2010].

Если принять $\Delta\mathbf{m}$ в (4.12) равным нулю, то есть предположить, что в процессе инверсии достигнут минимум функционала невязки, и подставить (4.12) в (4.11), то получим выражение для матрицы разрешения:

$$\left(\mathbf{J}^T\mathbf{J} + \alpha\mathbf{I}\right)^{-1}\mathbf{J}^T\mathbf{J}\Delta\mathbf{m} = \mathbf{R}\Delta\mathbf{m} = 0. \tag{4.17}$$

$$\mathbf{R} = \left(\mathbf{J}^T\mathbf{J} + \alpha\mathbf{I}\right)^{-1}\mathbf{J}^T\mathbf{J} \tag{4.18}$$

Матрица $\mathbf{R}$ симметрична. Если матрица разрешения равна единичной матрице, то каждый из параметров модели решен однозначно и независимо от других параметров. В противном случае решение получено только для некоторых комбинаций параметров модели. Это значит, что в силу линейности задачи (4.12), но не изначальной задачи (4.9), модель может меняться практически как угодно в направлении, заданном каждым из столбцов или строк матрицы $\mathbf{R}$. Учитывая, что в данном случае мы работаем с натуральными логарифмами параметров модели, это условие можно записать в следующем виде: $\forall i = 1,...,N \quad \sum_{j=1}^{N}\left(R_{ij}\cdot \ln p_j\right) = const$. С учетом свойств логарифма, в терминах параметров модели это равенство имеет вид $\forall i = 1,...,N \quad \prod_{j=1}^{N} p_j^{R_{ij}} = const$, где p - параметр модели, R_{ij} - элемент матрицы $\mathbf{R}$. Так как изначальная прямая задача (4.9) нелинейная, степень свободы изменения параметры модели ограничивается некоторой

погрешностью ψ такой, что $\phi\left(\mathbf{m}_{\mathbf{R}_i}\right) \le \psi$, где модель $\mathbf{m}_{\mathbf{R}_i}$ - результат инверсии, измененный в направлении *i*-го столбца или строки матрицы $\mathbf{R}$. Погрешность ψ может быть задана любой. В данном случае будут анализироваться синтетические данные без добавления шума и $\psi = 1\%$.

В качестве примера рассмотрим синтетические кривые зондирования, соответствующие модели, изображенной на рис. 4.1. Такая геоэлектрическая ситуация характерна для западной части Ленинградской области. Значения приведенных ниже параметров выбраны на основе опыта полевых работ. Верхний слой с ρ_1 = 40 Ом·м и h_1 = 10 м соответствует четвертичным глинистым ледниковым отложениям. Второй слой представлен пачкой переслаивающихся изотропных высокоомных прослоев с ρ = 400 Ом·м и h = 2 м и проводящих прослоев с ρ = 40 Ом·м и h = 1 м и соответствует толще ордовикско-кембрийских известняков и песчаников с прослоями глин. Такая пачка эквивалентна макроанизотропному слою с $\bar{\rho}_{t2}$ = 108 Ом·м, $\bar{\rho}_{n2}$ = 292 Ом·м и $\bar{h}_2$ = 20 м. Параметры макроанизотропии вычислены по формулам (4.1) исходя из предположения равенства суммарной продольной проводимости, суммарного поперечного сопротивления и суммарной мощности исходной пачки и эквивалентного слоя. Третий слой (основание) с ρ_3 = 10 Ом·м соответствует кембрийским синим глинам. Относительная диэлектрическая проницаемость $\varepsilon^{\text{отн}}$ всех слоев принята равной 4. Для глин значение относительной диэлектрической проницаемости обычно варьирует в пределах 18-35 [Огильви, 1990]. Тем не менее, в данном случае ввиду низкого удельного сопротивления пород вклад токов смещения в земле пренебрежимо мал и разница амплитуд составляющих ЭМ поля на максимальной частоте 1 МГц при $\varepsilon^{\text{отн}} = 4$ и $\varepsilon^{\text{отн}} = 35$ не превышает 0.2 %.

Моделирование выполнено для точки с координатами *x* = 0 м, *y* = 200 м (измерения в экваториальной области источника). Источником ЭМ поля является расположенный вдоль оси *x* заземленный на концах кабель длиной 200 м. Начало координат находится в центре кабеля.

На рис. 4.3 представлены кривые зондирования РМТ-К, на которых видно, что на высоких частотах (выше 100 кГц) значения $\left|W_{zy}\right|$ и φ_W^{zy} подвержены существенному влиянию токов смещения в воздухе. Это проявляется в повышении этих значений с

ростом частоты относительно их квазистационарных асимптотических значений, соответствующих однородному полупространству с параметрами первого слоя.

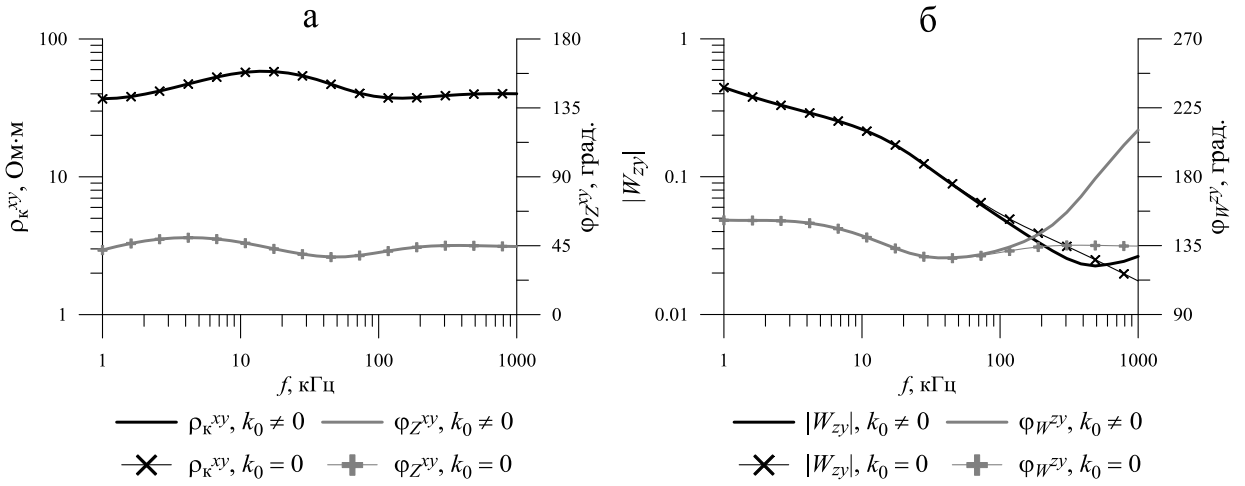


Рис. 4.3. Кривые зондирования РМТ-К для анизотропной трехслойной модели, представленной на рис. 1: а – кривые зондирования для импеданса, б - кривые зондирования для типпера.

Определение положения границы между дальней и промежуточной зонами выполнено на основании сопоставления кривых зондирования РМТ-К с кривыми, соответствующими модели плоской вертикально падающей волны. В данном случае условие дальней зоны выполняется, начиная с частоты 8 кГц для кажущегося сопротивления (по критерию отличия 5%) и с частоты 25 кГц для фазы импеданса (по критерию отличия 2°).

На рис. 4.4 представлены графики чувствительности $\rho_{\text{к}}^{xy}$, $\left|W_{zy}\right|$, φ_Z^{xy} и φ_W^{zy} к изменению ρ_t и ρ_n второго макроанизотропного слоя в зависимости от частоты ЭМ поля. С понижением частоты (с переходом в промежуточную зону) производные кажущегося сопротивления и фазы импеданса по ρ_n возрастают по сравнению с производными по ρ_t, т.е. возрастает вклад гальванической моды в суммарное ЭМ поле. Производные модуля и фазы типпера по ρ_n фактически имеют порядок 10^{-12} - 10^{-14}, т.е. пренебрежимо малы. Как отмечалось выше, типпер не несет информации о вертикальной составляющей удельного сопротивления.

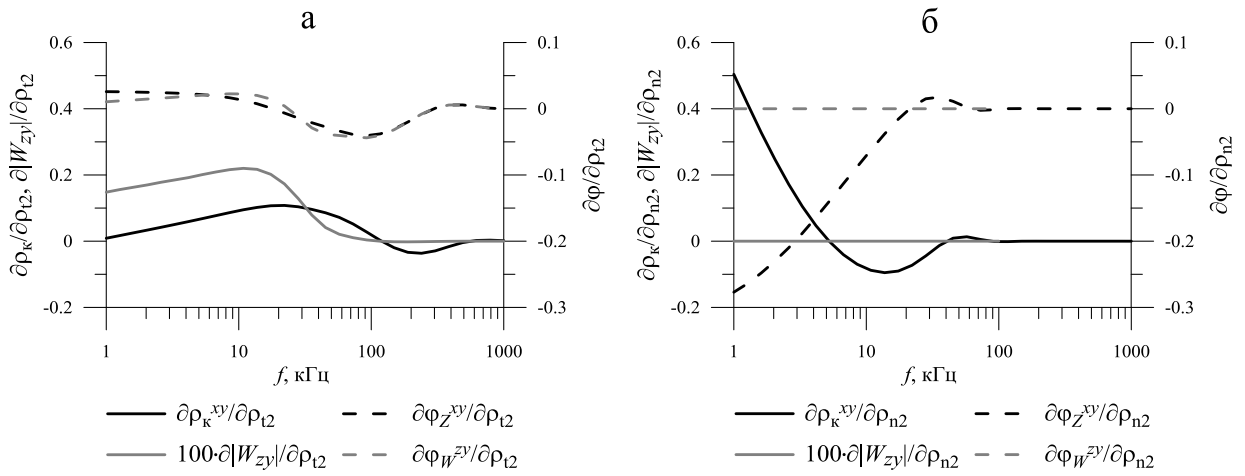


Рис. 4.4. Графики чувствительности $\rho_{\text{к}}^{xy}$, $\left|W_{zy}\right|$, φ_Z^{xy} и φ_W^{zy} к изменению ρ_t и ρ_n второго макроанизотропного слоя модели, представленной на рис. 4.1, в зависимости от частоты ЭМ поля: а – чувствительность к изменению ρ_{t2}, б - чувствительность к изменению ρ_{n2}.

Исходя из вышесказанного, можно определить два варианта инверсии данных РМТ-К в промежуточной зоне контролируемого источника (ГЭД или кабеля) в рамках 1D вертикально макроанизотропной среды. Первый вариант - совместная инверсия параметров импеданса Z_{xy} (кривых кажущегося сопротивления и фазы импеданса) и типпера W_{zy} (кривых модуля и фазы типпера) для макроанизотропной модели среды. Второй вариант - последовательная инверсия типпера и импеданса. При инверсии типпера определяются только мощности и горизонтальные удельные сопротивления слоев, т.к. вертикальные удельные сопротивления в этих условиях не влияют на типпер. Следовательно, может быть использована обычная модель изотропной среды. Затем результат инверсии типпера может быть использован как стартовая модель для инверсии импеданса. При последующей инверсии импеданса определяется только ρ_n.

Для анализа разрешения параметров модели матрица разрешения вычислялась для исходной модели. В табл. 4.1-4.3 приведены матрицы разрешения для случая инверсии типпера W_{zy} в рамках изотропной среды (табл. 4.1), для случая инверсии импеданса Z_{xy} в рамках вертикально анизотропной среды (табл. 4.2) и для случая совместной инверсии Z_{xy} и W_{zy} в рамках вертикально анизотропной среды (табл. 4.3). В приведенных таблицах номер строки или столбца матрицы разрешения соответствует индексу параметра модели. При этом для краткости обозначения логарифмов опущены.

На рис. 4.5-4.7 для наглядности представлены семейства эквивалентных моделей для индивидуальной инверсии типпера W_{zy} (рис. 4.5), индивидуальной анизотропной инверсии импеданса Z_{xy} (рис. 4.6) и совместной анизотропной инверсии Z_{xy} и W_{zy} (рис. 4.7). Вместе с семействами эквивалентных моделей приведены числовые пределы изменения каждого из параметров модели. При расчете эквивалентной считалась модель, кривые зондирования для которой с погрешностью не более 1 % соответствуют синтетическим данным по базовой модели.

Табл. 4.1. Матрица разрешения для инверсии W_{zy}

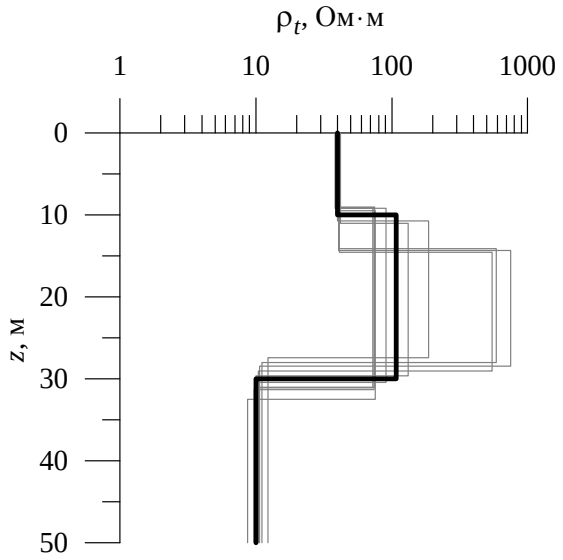
	ρ_{t1}	ρ_{t2}	ρ_{t3}	h_1	h_2
ρ_{t1}	**1.00**	0	0	0	0
ρ_{t2}	0	**0.70**	-0.02	-0.12	0.10
ρ_{t3}	0	-0.02	**0.98**	-0.01	0.01
h_1	0	-0.12	-0.01	**0.94**	0.05
h_2	0	0.10	0.01	0.05	**0.96**

Табл. 4.2. Матрица разрешения для инверсии Z_{xy}

	ρ_{t1}	ρ_{t2}	ρ_{t3}	ρ_{n1}	ρ_{n2}	ρ_{n3}	h_1	h_2
ρ_{t1}	**1.00**	0	0	0	0	0	0	0
ρ_{t2}	0	**0.63**	-0.13	0	-0.07	0	-0.14	0.15
ρ_{t3}	0	-0.13	**0.33**	0.01	0.23	-0.05	-0.03	0.19
ρ_{n1}	0	0	0.01	**0.00**	0.02	0	0	0
ρ_{n2}	0	-0.07	0.23	0.02	**0.86**	0.04	-0.03	-0.02
ρ_{n3}	0	0	-0.05	0	0.04	**0.03**	0	0
h_1	0	-0.14	-0.03	0	-0.03	0	**0.93**	0.06
h_2	0	0.15	0.19	0	-0.02	0	0.06	**0.90**

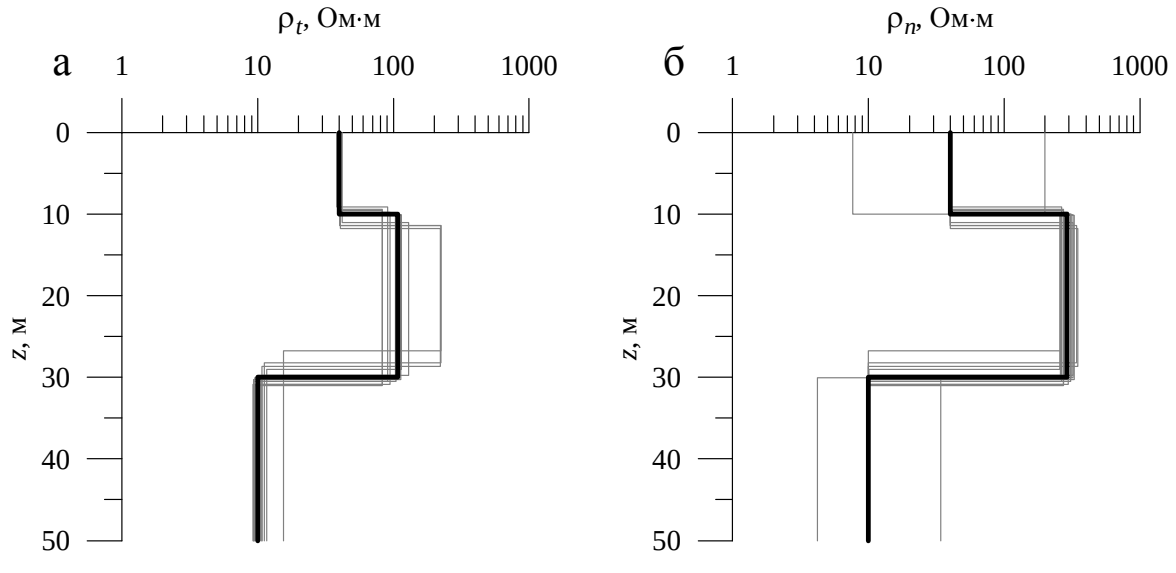
Табл. 4.3. Матрица разрешения для совместной инверсии Z_{xy} и W_{zy}

	ρ_{t1}	ρ_{t2}	ρ_{t3}	ρ_{n1}	ρ_{n2}	ρ_{n3}	h_1	h_2
ρ_{t1}	**1.00**	0	0	0	0	0	0	0
ρ_{t2}	0	**0.80**	-0.02	0	-0.05	0	-0.08	0.07
ρ_{t3}	0	-0.02	**0.98**	0	0	0	-0.01	0.01
ρ_{n1}	0	0	0	**0.00**	0.03	0	0	0
ρ_{n2}	0	-0.05	0	0.03	**0.97**	0.01	-0.02	0.02
ρ_{n3}	0	0	0	0	0.01	**0.05**	0	-0.01
h_1	0	-0.08	-0.01	0	-0.02	0	**0.96**	0.03
h_2	0	0.07	0.01	0	0.02	-0.01	0.03	**0.97**



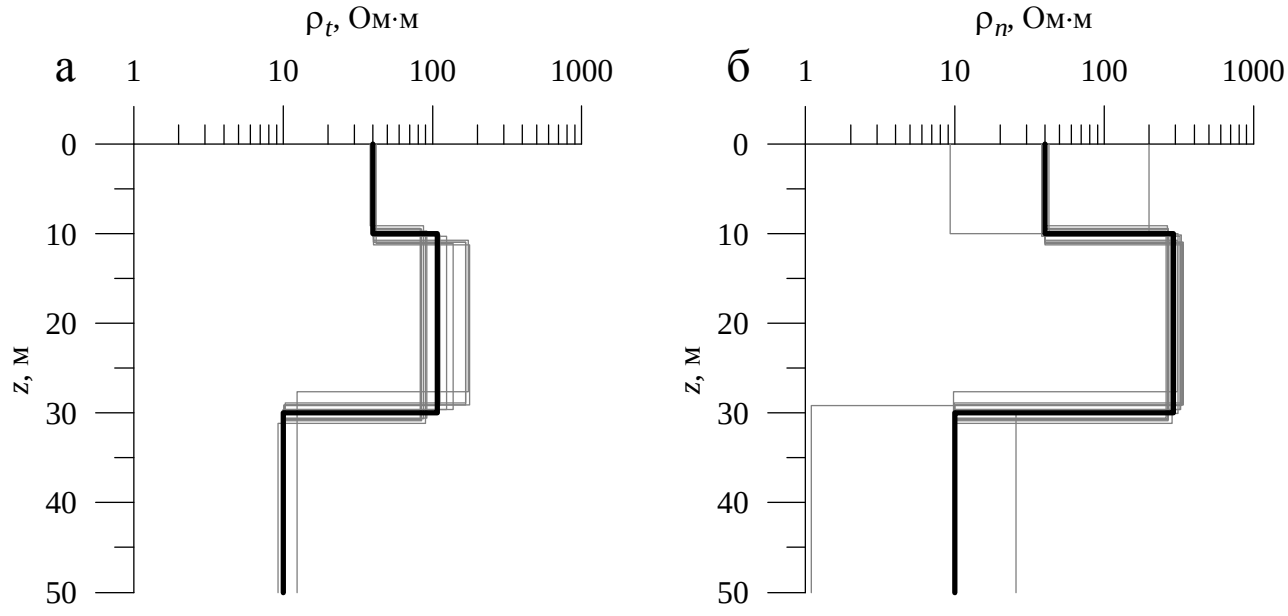
	ρ_{t1}	ρ_{t2}	ρ_{t3}	h_1	h_2
макс.	41.9	747.0	12.4	14.7	23.0
старт.	**40.0**	**108.0**	**10.0**	**10.0**	**20.0**
мин.	38.3	72.8	8.7	9.1	13.9

Рис. 4.5. Семейство моделей, эквивалентных базовой, при инверсии W_{zy}. Жирная черная линия – базовая модель, тонкие серые линии – модели, эквивалентные базовой.



	ρ_{t1}	ρ_{t2}	ρ_{t3}	ρ_{n1}	ρ_{n2}	ρ_{n3}	h_1	h_2
макс.	41.9	258.1	15.6	198.5	316.8	36.1	11.8	21.6
старт.	**40.0**	**108.0**	**10.0**	**40.0**	**292.0**	**10.0**	**10.0**	**20.0**
мин.	39.0	87.2	9.3	7.7	229.1	7.5	9.3	15.3

Рис. 4.6. Семейство моделей, эквивалентных базовой, при инверсии Z_{xy}. Обозначения приведены в подписи к рис. 4.5. а – модель для ρ_t, б – модель для ρ_n.



	ρ_{t1}	ρ_{t2}	ρ_{t3}	ρ_{n1}	ρ_{n2}	ρ_{n3}	h_1	h_2
макс.	41.8	208.8	12.5	225.3	341.4	25.5	11.2	21.7
старт.	**40.0**	**108.0**	**10.0**	**40.0**	**292.0**	**10.0**	**10.0**	**20.0**
мин.	38.6	82.9	9.3	9.4	246.9	1.1	9.1	16.3

Рис. 4.7. Семейство моделей, эквивалентных базовой, при совместной инверсии Z_{xy} и W_{zy}. Обозначения приведены в подписи к рис. 4.5. а – модель для ρ_t, б – модель для ρ_n.

Из анализа матриц разрешения можно сделать следующие выводы. Во-первых, совместная инверсия импеданса и типпера в промежуточной зоне источника позволяет более точно определить продольные удельные сопротивления слоев и их мощности. Как отмечено выше, параметры типпера не зависят от коэффициента макроанизотропии, и инверсия может быть выполнена при меньшем числе параметров разреза для изотропной модели. Однако, данные типпера характеризуются более широкой эквивалентностью по второму высокоомному слою (рис. 4.5), и без учета данных импеданса неоднозначность решения обратной задачи останется довольно высокой.

Во-вторых, вертикальное удельное сопротивление первого и последнего слоев в последних двух случаях определяется с низкой точностью. В этом случае соответствующий диагональный элемент матрицы **R** практически равен нулю. Это значит, что значительные изменения ρ_{n1} и ρ_{n3} практически не влияют на отклики ЭМ поля. Для верхнего слоя это обусловлено тем, что на высоких частотах доля гальванической моды весьма незначительна, и отклик в этом случае соответствует дальней зоне. Для нижнего (третьего) слоя численный эксперимент показал, что малая зависимость от ρ_{n3} обусловлена низким удельным сопротивлением этого слоя. При увеличении ρ_{n3} до 30 Ом·м и 50 Ом·м диагональный элемент матрицы разрешения повышается до 0.58 и 0.77 соответственно, что, видимо, связано с увеличением доли вертикальной составляющей плотности тока для высокоомных пластов, и ее уменьшением – для низкоомных.

Таким образом, анализируя матрицу разрешения после первой серии итераций можно выделить слои, вертикальные удельные сопротивления которых не влияют в данных условиях на отклик ЭМ поля. Следовательно, можно предположить изотропность этих слоев и использовать это при инверсии.

4.5. Инверсия синтетических данных

В качестве примера совместной инверсии Z_{xy} и W_{zy} рассмотрим результаты для синтетических данных для рассмотренной выше модели (рис. 4.1). Кривые зондирований, показанные на рис. 4.3, заданы на 20 частотах в диапазоне 1-1000 кГц с логарифмически линейным шагом.

Стартовая модель строится следующим образом. За удельное сопротивление слоев принимается средняя величина кажущегося сопротивления. Мощности слоев

определяются из эффективной глубины исследования $d/\sqrt{2}$, где $d \approx 500\sqrt{\rho / f}$ - толщина скин-слоя в однородном полупространстве с удельным сопротивлением ρ. Для реальных данных эффективная глубина исследования оценивается из кажущейся толщины скин-слоя $d_{\text{к}i} \approx 500\sqrt{\rho_{\text{к}}(f_i)/f_i}$, где i – индекс частоты. Таким образом, за мощность первого слоя принимается эффективная глубина исследования на наиболее высокой частоте $h_1 = d_{\text{к}D}/\sqrt{2}$, мощность второго слоя определяется из эффективной глубины исследования на наиболее низкой частоте $h_2 = d_{\text{к}1}/\sqrt{2} - h_1$. В стартовой модели каждый слой считается изотропным.

Результаты совместной инверсии Z_{xy} и W_{zy} без итеративной оценки матрицы разрешения представлены в табл. 4.4. Параметры макроанизотропной модели восстанавливаются весьма точно. Как и следовало ожидать, исключение составляет вертикальное удельное сопротивление первого слоя. В данном случае это значение во многом определяется стартовой моделью: чувствительность импеданса к изменению ρ_{n1} мала ввиду выполнения условия дальней зоны для высоких частот и при инверсии этот слой можно считать изотропным. При этом, несмотря на низкое разрешение для вертикального удельного сопротивления третьего низкоомного слоя, это значение в ходе инверсии определено довольно точно. Число слоев в стартовой модели определялось как минимально необходимое для обеспечения приемлемого уровня невязки.

Рассмотрим теперь пример для конкретного геоэлектрического разреза. Проанализируем разрешающую способность инверсии на синтетических данных, вычисленных для модели, построенной по данным электрического каротажа в варианте шнекового метода Ellog [Sørensen, 1994]. Модель, построенная по этим данным, также используется в работе [Christensen, 2000] для демонстрации разрешающей способности комплекса методов ВЭЗ и ЗСБ при совместной анизотропной инверсии данных этих методов.

Каротажная диаграмма по скважине на точке зондирований представлена на рис. 4.8а. Измерения выполнялись в процессе бурения зондом, вмонтированном в шнек. Приемные и питающие электроды располагались на расстоянии 20 см друг от друга (установка Венера). Измерения выполнялись через каждые 2-4 мм. При такой длине зонда измеренные в процессе каротажа значения кажущегося сопротивления можно в первом приближении отождествлять с истинными значениями удельного сопротивления

пропластков, слагающих разрез [Christensen, 2000]. На диаграмме видно, что скважина пересекает несколько слоев с различными средними значениями удельного сопротивления. В целом по скважине можно выделить семь слоев (на рис. 4.8а они обозначены номерами и их границы показаны пунктиром). При этом отчетливо макроанизотропными являются второй, третий и пятый слои с коэффициентами макроанизотропии по данным каротажа $\bar{\lambda}_2 = 1.74$, $\bar{\lambda}_3 = 1.57$ и $\bar{\lambda}_5 = 1.76$.

Табл. 4.4. Результат совместной инверсии синтетических данных Z_{xy} и W_{zy} для модели (рис.1)

	Исходная модель	Стартовая модель	Результат инверсии	Погрешность определения, %
ρ_{t1}	40.00	44.38	40.00	0.00
$\bar{\rho}_{t2}$	108.11	44.38	107.74	0.34
ρ_{t3}	10.00	44.38	10.00	0.00
ρ_{n1}	**40.00**	**44.38**	**44.11**	**10.27**
$\bar{\rho}_{n2}$	292.00	44.38	290.99	0.34
ρ_{n3}	10.00	44.38	9.97	0.03
λ_1	1.00	1.00	1.00	0.00
$\bar{\lambda}_2$	1.64	1.00	1.64	0.00
λ_3	1.00	1.00	1.00	0.00
h_1	10.00	2.50	9.99	0.10
$\bar{h}_2$	20.00	65.5	20.02	0.10

Синтетические данные метода РМТ-К при расположении точки зондирования в экваториальной области кабеля на расстоянии 100 м от его центра (x = 0 м, y = 100 м) приведены на рис. 4.8б. Кривые зондирования вычислялись для модели, количество слоев в которой соответствует количеству точек измерения на каротажной диаграмме. За мощность слоев принималось расстояние между соседними точками записи каротажной диаграммы. В данном случае для выбранного положения точки наблюдения условие дальней зоны выполняется, начиная с частоты 43 кГц для кажущегося сопротивления и с

частоты 67 кГц для фазы импеданса (по критериям отличий на 5% и 2° от случая плоской волны).

Стартовая модель строилась в предположении наличия минимальной априорной информации о сложном строении геоэлектрического разреза. Мощность и удельное сопротивление первого слоя выбиралась аналогично случаю с предыдущим примером: они эквивалентны кажущемуся скин-слою и кажущемуся сопротивлению на наиболее высокой частоте. В данном случае эти величины составляют 3.5 м и 50 Ом·м соответственно. Мощности остальных слоев задавались исходя из глубины исследования 60 м с равномерным шагом. Инверсия моделей с различным количеством слоем показала, что адекватно описывает синтетические данные модель с количеством слоев не менее семи.

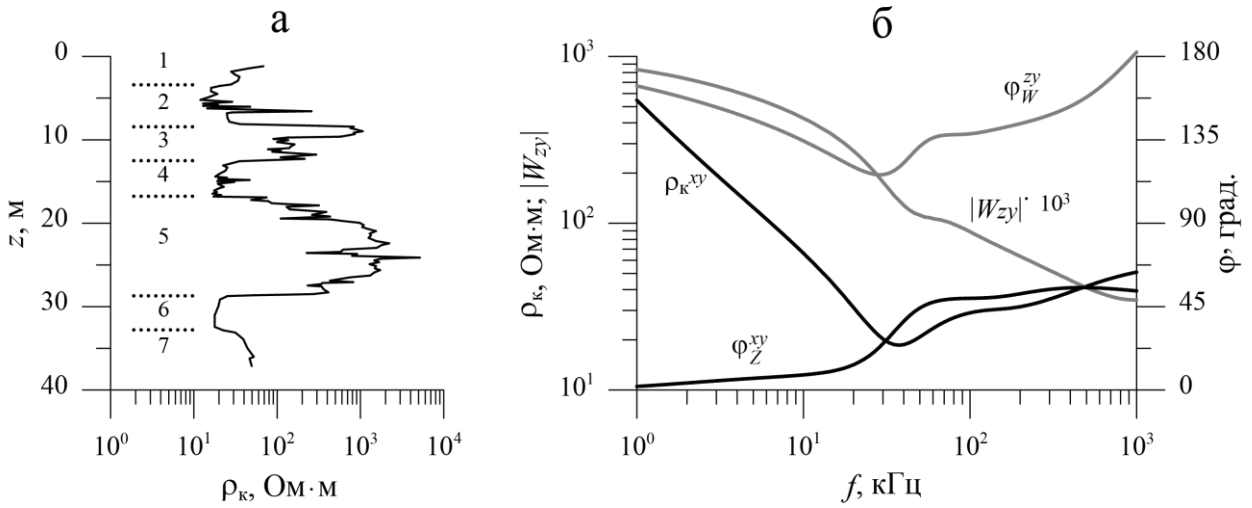


Рис. 4.8. Синтетические данные РМТ-К для реального геоэлектрического разреза. а – модель, построенная по данным электрического каротажа с номерами слоев, б – соответствующие синтетические данные РМТ-К для точки зондирования с координатами x = 0 м, y = 100 м.

Инверсия выполнялась совместно для данных Z_{xy} и W_{zy}. При этом после первых двадцати итераций на каждой последующей учитывалась матрица разрешения следующим образом. При условии, что диагональный элемент матрицы разрешения, соответствующий вертикальной составляющей удельного сопротивления какого-либо слоя, меньше 0.1, этот слой считается изотропным. В качестве стартовой модели использовано однородное изотропное полупространство с удельным сопротивлением 63 Ом·м. На рис. 4.9 показан результат инверсии, совмещенный с исходной диаграммой электрического каротажа.

Результат инверсии вполне адекватно описывает исходную модель. В особенности это справедливо для нижних слоев. Верхняя часть разреза несколько отличается от исходной модели, построенной по диаграмме каротажа. Это связано с тем, что на высоких частотах (более 100 кГц) ЭМ поле удовлетворяет условию дальней зоны и отсутствует влияние гальванической моды. Тем не менее, погрешность восстановления границ верхних слоев составляет 10% и меньше. Следует отметить, что анализ матрицы разрешения позволил вполне достоверно выделить реально макроанизотропные слои (третий и пятый) в сложной модели. При этом полученные значения коэффициентов макроанизотропии $\bar{\lambda}_3 = 1.67$ и $\bar{\lambda}_5 = 1.85$ достаточно близки к приведенным выше исходным коэффициентам по данным каротажа. Самый верхний макроанизотропный слой (второй в обобщенной модели на рис. 4.8а) по результатам инверсии данных РМТ-К отображается как изотропный. Это связано с отсутствием вклада гальванической моды в ЭМ поле на частотах выше 100 кГц.

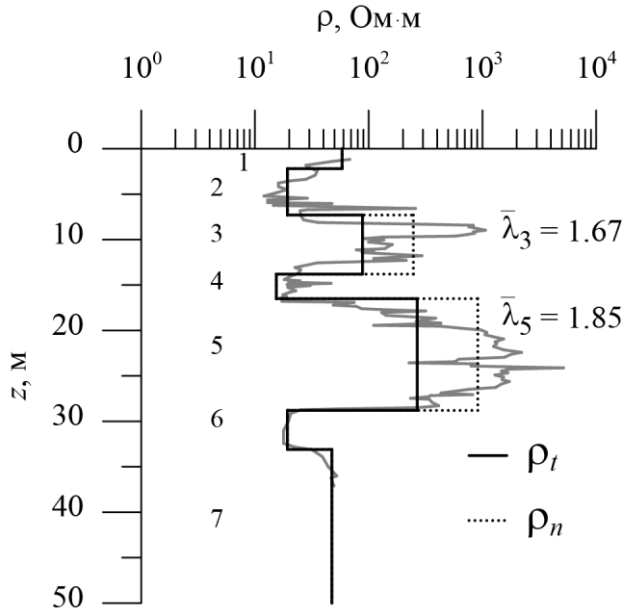


Рис. 4.9. Результат совместной анизотропной инверсии Z_{xy} и W_{zy} синтетических данных РМТ-К, вычисленных для реального геоэлектрического разреза, совмещенный с диаграммой электрического каротажа.

На рис. 4.10 показан результат стандартной изотропной инверсии Z_{xy} без учета данных о типпере в сравнении с предыдущим результатом совместной анизотропной инверсии. Как и следовало ожидать, верхняя часть модели, отклик от которой

соответствует высоким частотам и дальней зоне, осталась без изменений. Самые существенные отличия наблюдаются в средней части разреза: мощность пятого слоя (нижний анизотропный) увеличилась почти на четверть – с 13 м до 16 м. В то же время мощность третьего анизотропного слоя напротив уменьшилась. Удельные сопротивления третьего и пятого слоев примерно в 1.3 раза выше соответствующих значений $\rho_m = \sqrt{\rho_t \rho_n}$ для этих слоев. Глубина основания модели (кровля пласта 7) при этом не изменилась.

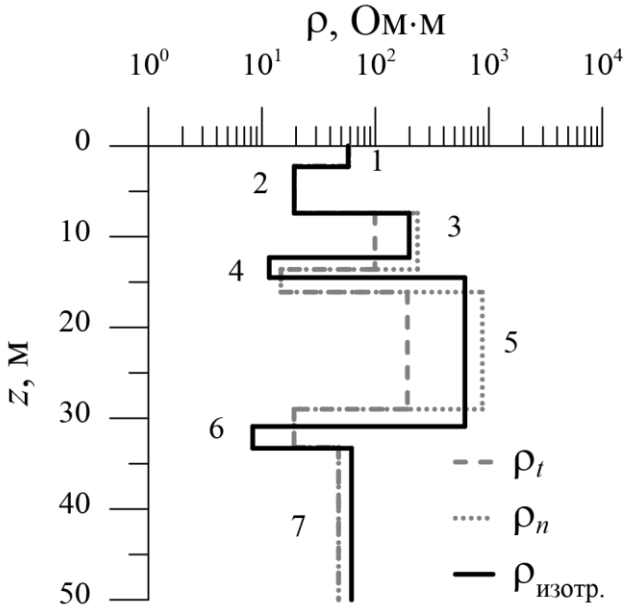


Рис. 4.10. Результат стандартной изотропной инверсии Z_{xy}, совмещенный с результатом анизотропной совместной инверсии (рис. 9б). На графике подписаны номера слоев модели.

Приведенный пример показывает, что соотношения эквивалентности (4.2) и (4.3) для методов переменного и постоянного тока в данном случае не выполняются. Это связано с тем, что в рассматриваемом примере мы имеем дело с промежуточной зоной источника, для которой характерна суперпозиция гальванической и индукционной мод ЭМ поля. Следует заметить, что в данном случае для пятого макроанизотропного слоя, более глубоко залегающего, происходит некоторое увеличение мощности по данным изотропной инверсии из-за повышения влияния гальванической моды на низких частотах.

Сравним результаты инверсии данных РМТ-К и данных комплекса ВЭЗ-ЗСБ, приведенных в работе [Christensen, 2000]. Автор использует синтетические данные по

рассмотренной выше каротажной диаграмме и на основании априорной информации вводит в основание модели дополнительный низкоомный слой с удельным сопротивлением 5 Ом·м, кровля которого залегает на глубине 80 м.

В результате инверсии данных ЗСБ была получена трехслойная модель, нижний слой которой соответствует низкоомному основанию. Второй слой представляет собой эквивалент пачки слоев 3-7 для разреза, показанного на рис. 4.9, с удельным сопротивлением 47 Ом·м и мощностью 74 м. Верхний слой модели по данным ЗСБ соответствует слою 2 на рис. 4.9. Слой 1 на рис. 4.9 не проявляется в данных ЗСБ ввиду малой мощности. Сравнение с результатами анизотропной инверсии по данным РМТ-К показывает, что параметры $\overline{\rho}_t$ и $\overline{h}$ второго слоя на разрезе по данным ЗСБ и эквивалентной пачки по данным РМТ-К хорошо совпадают.

Инверсия данных ВЭЗ, кроме указанных выше трех слоев, позволила выделить и первый слой разреза, показанного на рис. 4.9. Однако, третий высокоомный слой в разрезе по данным ВЭЗ (второй в модели по данным ЗСБ) имеет мощность 100 м и удельное сопротивление 140 Ом·м. Согласно соотношению (4.2) увеличение мощности относительно результатов ЗСБ должно быть в 2.1 раза, однако в данном случае мощность увеличилась только в 1.4 раза. Это видимо связано с тем, что при инверсии данных ВЭЗ объединялись в один третий слой как макроанизотропный, так и изотропные слои (для разреза по данным РМТ-К, показанного на рис. 4.9, это слои 5, 6, 7).

В результате совместной анизотропной инверсии данных ВЭЗ и ЗСБ была получена пятислойная модель. При этом положение основных границ восстановлено довольно точно и высокоомный макроанизотропный слой, эквивалентный пачке слоев 3-7 для разреза, показанного на рис. 4.9, имеет коэффициент макроанизотропии 2.3.

Сравнивая результаты инверсии данных комплекса ВЭЗ-ЗСБ с приведенными выше результатами инверсии данных РМТ-К можно сделать вывод, что оба вида работ дают достаточно близкие представления о реальном геоэлектрическом разрезе, по которому имеется диаграмма электрического каротажа, позволяют выделять некоторые слои как макроанизотропные и оценивать параметры их макроанизотропии. Результаты изучения разреза в обоих случаях близкие, но имеют некоторые различия (общее число выделяемых слоев, число анизотропных слоев). При этом инверсия данных РМТ-К позволяет более точно восстановить число слоев в разрезе и определять положение границ

слоев. Кроме того, работы одним методом РМТ-К более производительные, чем комплекс ВЭЗ-ЗСБ.

По сравнению с изотропной инверсией применение анизотропной инверсии данных РМТ-К в сложных многослойных средах позволяет более надежно определять положение границ слоев и разделить макроанизотропные и изотропные слои. Возможность получения данных об анизотропии дает важную геологическую информацию о строении и свойствах пород.

4.6. Инверсия полевых данных метода РМТ-К

Полевой эксперимент по оценке макроанизотропии был выполнен вблизи пос. Ульяновка Ленинградской области. На рис. 4.11 представлена геологическая колонка и каротажные диаграммы по скважине, пробуренной непосредственно на профиле наблюдения. На диаграммах электрического каротажа видно, что слой глинистых известняков содержит высокоомные и низкоомные прослои небольшой мощности и является макроанизотропным. Ниже слоя песчаников по априорным данным на глубине 35-40 м залегает слой кембрийских синих глин (не показан на рис. 4.11) мощностью более 100 м.

Зондирования методом РМТ-К выполнены в поле двух взаимно ортогональных заземленных линий A_1B_1 и A_2B_2 по профилю, ориентированному в экваториальной области первой и осевой области второй линии (рис. 4.12а). Так как на оси заземленного кабеля граница дальней зоны расположена дальше, чем в экваториальной области, кривые зондирования, соответствующие измерениям в осевой области источника A_2B_2, содержат больший вклад гальванической моды.

Для сравнения результатов инверсии данных РМТ-К были выполнены три зондирования методом ВЭЗ. Точки ВЭЗ так же указаны на рис. 4.12.а.

Примеры кривых зондирования приведены на рис. 4.12б. Результаты совместной инверсии кривых $\rho_к$ и φ_Z, измеренных в поле двух взаимно-ортогональных заземленных линий по алгоритму, описанному выше, представлены на рис. 4.13. В данном случае данные по типперу не использовались (измерения не проводились). Пачка глинистых известняков и песчаников выделяется как единый макроанизотропный слой. Коэффициент макроанизотропии варьирует в пределах 1.3 – 1.7. Нижний слой глин также проявляется как анизотропный, $\bar{\lambda} \le 3.5$ (рис. 4.13).

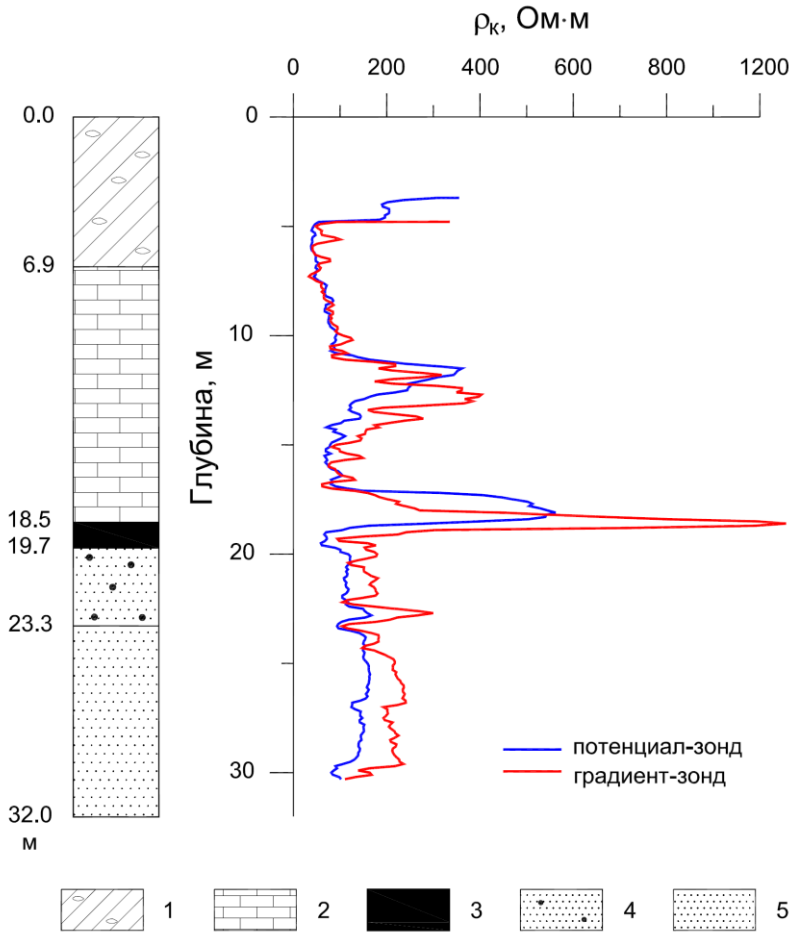


Рис. 4.11. Геологическая колонка и диаграммы электрического каротажа по скважине на профиле измерений. 1 – суглинок с галькой; 2 – известняк глинистый; 3 - сланец диктионемовый; 4 – песчаник оболовый; 5 – песчаник кварцевый.

Мощность слоя известняков и песчаников, определенная по данным ВЭЗ на трех точках зондирования (рис. 4.14), близка к мощности, полученной в результате анизотропной инверсии данных РМТ-К, умноженной на соответствующий коэффициент макроанизотропии ($\bar{h}^{\text{ВЭЗ}} \approx \bar{h}^{\text{РМТ-К}} \cdot \bar{\lambda}^{\text{РМТ-К}}$). Удельные сопротивления слоя известняков и нижнего слоя глин, полученные по данным ВЭЗ, соответствуют среднему геометрическому горизонтального и вертикального удельных сопротивлений ($\bar{\rho}^{\text{ВЭЗ}} \approx \sqrt{\bar{\rho}_{\text{t}}^{\text{РМТ-К}} \cdot \bar{\rho}_{\text{n}}^{\text{РМТ-К}}}$). Приведенные материалы подтверждают рассмотренные выше представления об ошибках в определении мощности макроанизотропных слоев при использовании данных гальванических методов.

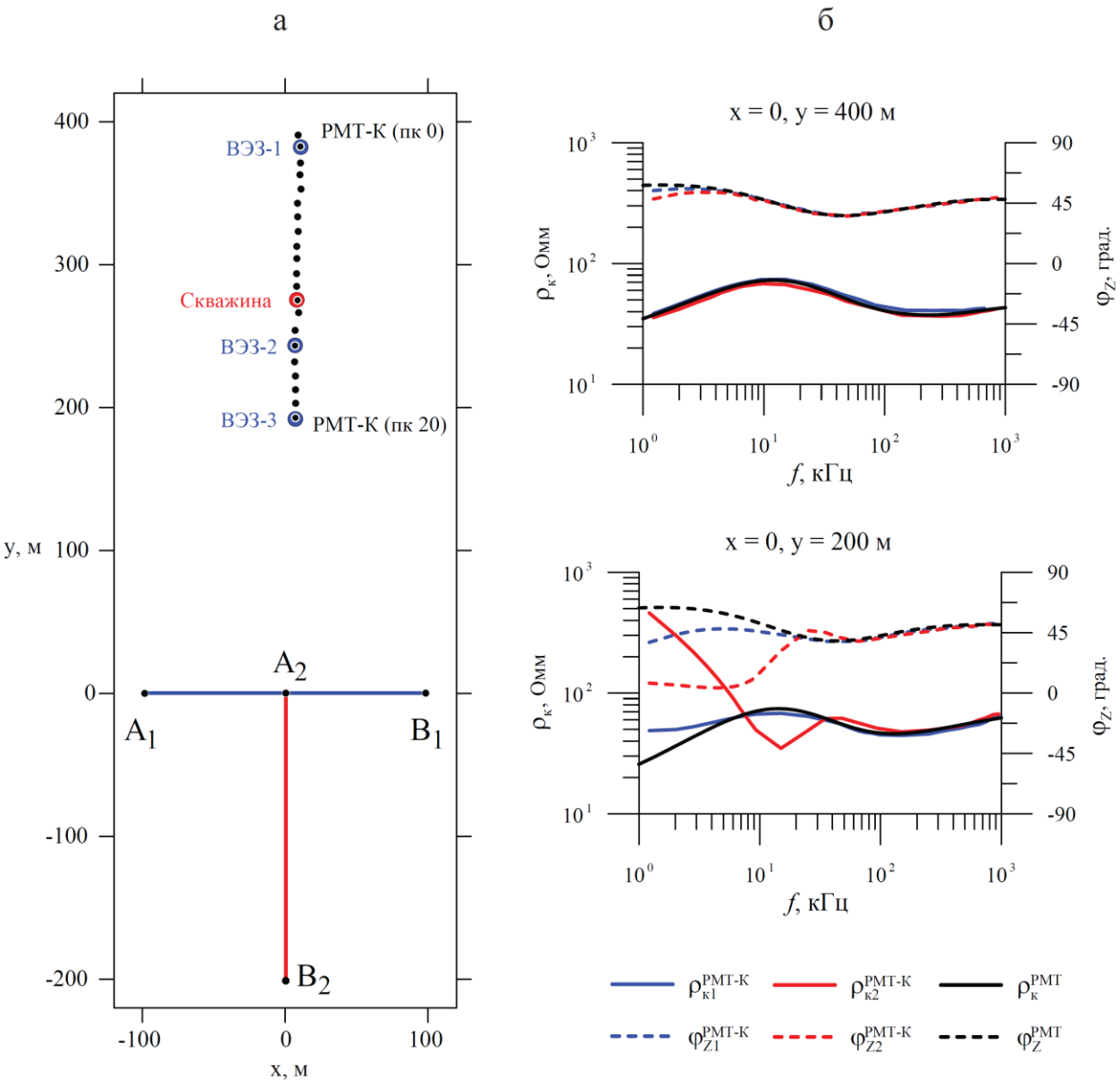


Рис. 4.12. Схема измерений и примеры кривых зондирования. а – схема измерений с расположением источников, точек измерения методами РМТ-К, ВЭЗ и скважины, б – примеры кривых зондирования для источников A1B1 (индекс 1) и A2B2 (индекс 2) в ближайшей (ПК 20) и самой дальней (ПК 0) точках, совмещенные с синтетическими кривыми зондирования для плоской волны (индекс РМТ).

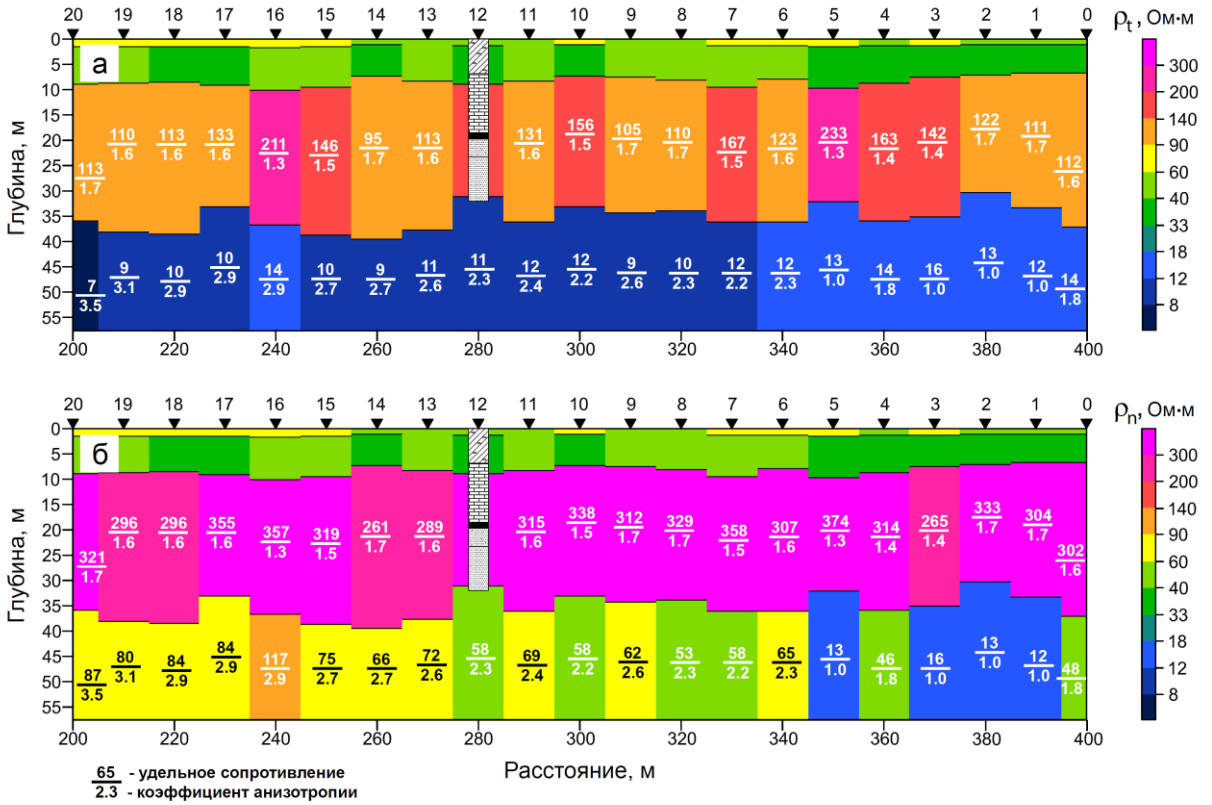


Рис. 4.13. Результаты совместной инверсии кажущегося сопротивления и фазы импеданса, измеренных в поле двух взаимно ортогональных заземленных линий. а – геоэлектрический разрез по горизонтальному удельному сопротивлению, б – геоэлектрический разрез по вертикальному удельному сопротивлению.

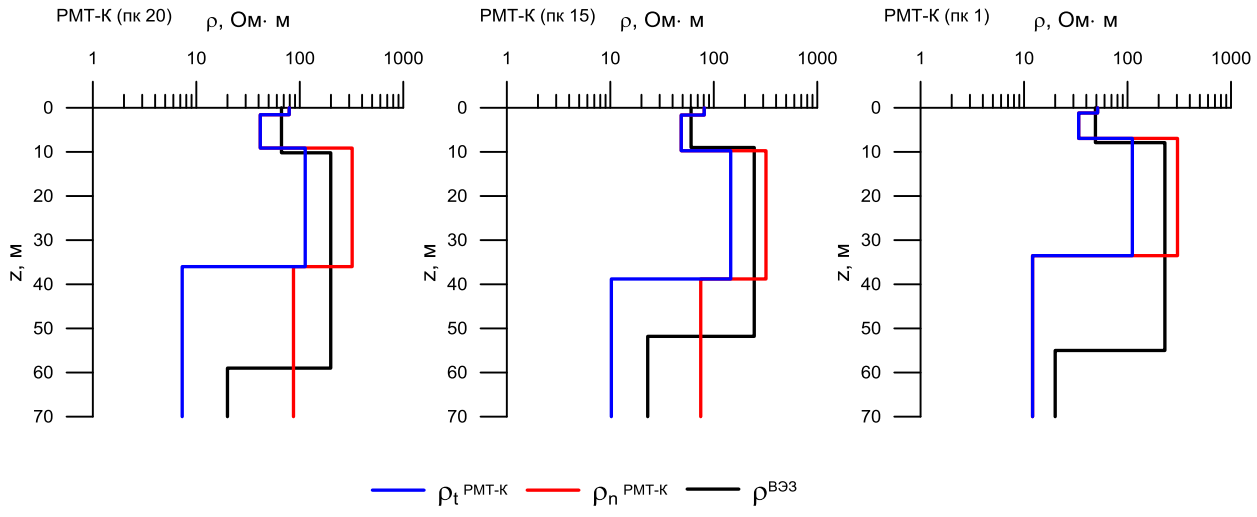


Рис. 4.14. Сравнение результатов инверсии данных PMT-K и ВЭЗ.

4.7. Сравнение результатов метода РМТ-К, ВЭЗ и сейсморазведки ОГТ

На учебном полигоне кафедры геофизики геологического факультета МГУ (дер. Александровка Калужской области) был выполнен полевой эксперимент по сравнению результатов метода РМТ-К, ВЭЗ и сейсморазведки методом отраженных волн (методика ОГТ). Участок работ расположен в двух километрах к востоку от базы МГУ (рис. 4.15). На указанном участке геологический разрез сложен глинами, известняками и песками раннекаменноугольного возраста, перекрытыми четвертичными моренными отложениями (Московская морена) песчано-галечного и суглинисто-глинистого состава мощностью до 25 м.

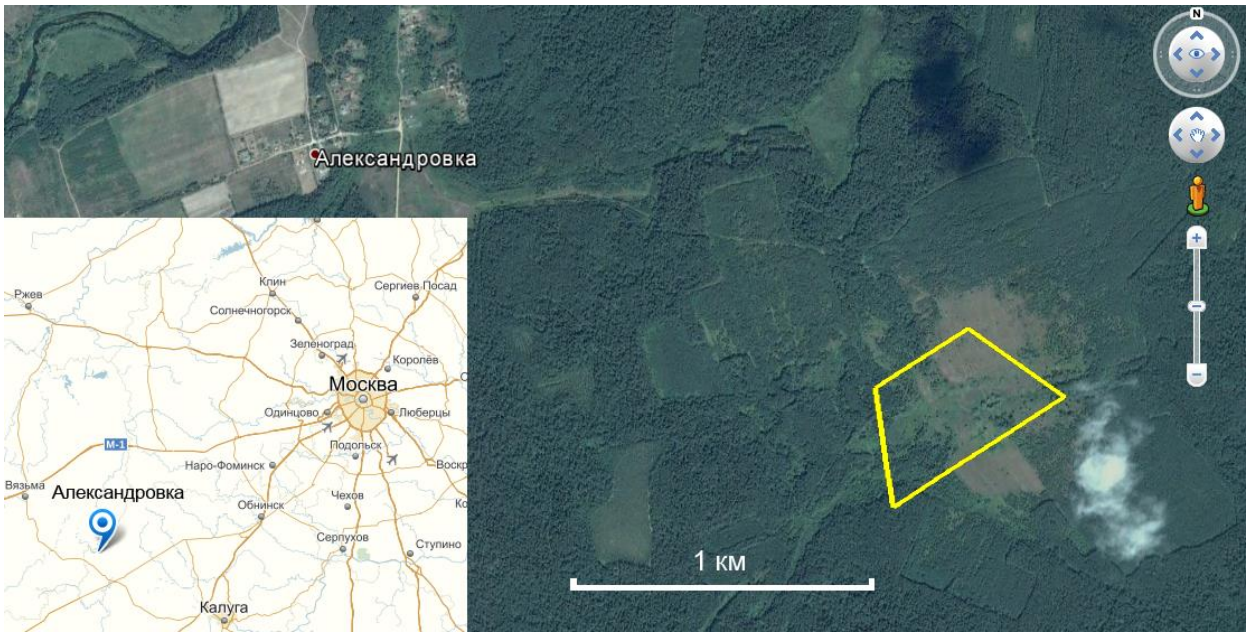


Рис. 4.15. Схематическое положение участка работ (желтый контур) на полигоне МГУ.

На участке работ были выполнены зондирования методом РМТ-К вдоль профиля длиной 300 м с шагом 10 м между точками зондирования. Источник ЭМ поля представляет собой заземленный кабель длиной 600 м. Непосредственно на профиле РМТ-К выполнены зондирования методом ВЭЗ на 14 точках (максимальный разнос токовых электродов 250 м) с шагом 6-23 м между точками. Вдоль профиля РМТ-К на расстоянии около 30 м от него были выполнены исследования методом ОГТ на профиле аналогичной

длины. Схема расположения профилей относительно генераторной линии РМК-К представлена на рис. 4.16.

Измерения методом РМТ-К проводились в диапазоне частот 1.5-950 кГц. Измерялась составляющая импеданса Z_{xy} (скалярный вариант). Точки наблюдения располагались в экваториальной области кабеля на расстоянии 270-300 м от него.

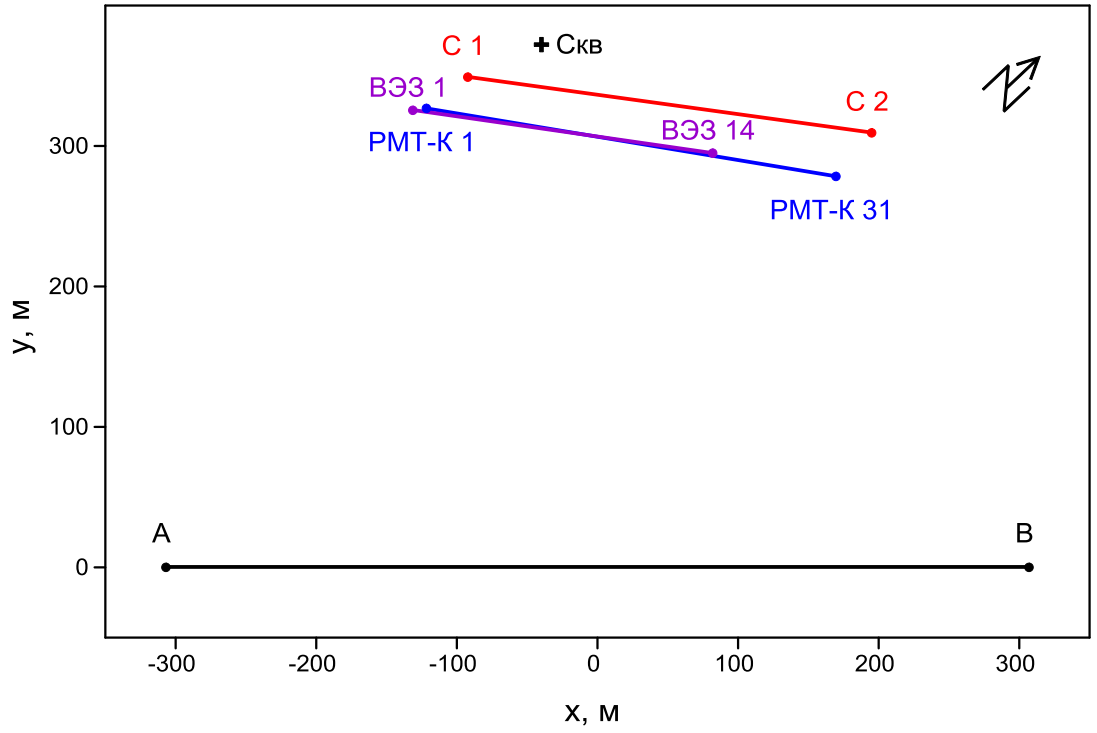


Рис. 4.16. Схема расположение профилей РМТ-К и сейсморазведки относительно генераторной линии АВ.

В данных условиях граница дальней зоны соответствует 5 Гц для кажущегося сопротивления и 10 Гц для фазы импеданса. Двумерная инверсия выполнена в программе ZondMT2D (автор Каминский А.Е.). Так как в программе ZondMT2D используется модель плоской волны, в двумерной инверсии участвовали только данные РМТ-К в дальней зоне кабеля. Одномерная инверсия данных ВЭЗ выполнена в программе ZondIP (автор Каминский А.Е.) по алгоритму гладкой инверсии (Occam).

На рис. 4.17 представлен геоэлектрический разрезs, построенный по результатам инверсии данных РМТ-К и ВЭЗ, с нанесенными осями синфазности сейсмотрасс ОГТ, пересчитанных в глубинный разрез со средней скоростью пород 360 м/с.

В целом данные сейсморазведки хорошо коррелируют с данными РМТ-К. В частности, подошва слоя песков в верхней части разреза, кровля юрских низкоомных глин в основании разреза и кровля высокоомной линзы песков в центральной части разреза выделяются практически идентично как по данным РМТ-К, так и по данным сейсморазведки ОГТ. Также установленная по данным РМТ-К мощность приповерхностного слоя песков (3 м) весьма точно соответствует данным бурения, что подтверждает высокое разрешение метода РМТ-К в верхней части разреза (на высоких частотах).

Данные ВЭЗ также хорошо коррелируют с РМТ-К и ОГТ. Отличия заключаются в следующем. Мощность верхнего слоя песков в районе ВЭЗ 9 и ВЭЗ 10 завышена примерно в два раза относительно мощности, полученной по данным РМТ-К (по данным ВЭЗ 6-9 м, по данным РМТ-К 4-5 м), что может быть связано с влиянием макроанизотропии верхнего слоя, представленного переслаивания песков, суглинков и глин. Глубина залегания высокоомной линзы занижена примерно на 10 м относительно положения, определенного по данным РМТ-К и ОГТ (по данным ВЭЗ 22-23 м, по данным РМТ-К и ОГТ 13-14 м). Это также может быть связано с искажениями определения по данным ВЭЗ мощностей макроанизотропных слоев.

Кроме того, положение высокоомной линзы вдоль профиля, низкоомной области справа от нее и начала высокоомного слоя, расположенных на глубине 20-45 м смещено влево примерно на 25 м относительно положения, определенного по данным РМТ-К (по данным ВЭЗ левая граница наблюдается на ПК 85, по данным РМТ-К – на ПК 110 м). Это может быть связано различной чувствительностью гальванических и индукционных методов к низкоомным и высокоомным объектам, различиями результатов 1D и 2D инверсии и различным шагом точек ВЭЗ и РМТ-К. Глинистое основание разреза выделяется более контрастно по данным РМТ-К по сравнению с ВЭЗ, что обусловлено индукционной природой первичного поля в методе РМТ-К.

По разрезу показанной рис. 4.17 скважины выделяются пески в верхней части, глины и суглинки в средней части, и переслаивание супесей и суглинков в нижней части разреза. Эти особенности разреза по скважине хорошо коррелируют с геоэлектрическим разрезом по данным РМТ-К, на котором выделяется высокоомный (150-200 Ом·м) слой в верхней части, проводящий (30-40 Ом·м) слой в средней части, и слой с промежуточными значениями удельного сопротивления (60-70 Ом·м) в нижней части разреза.

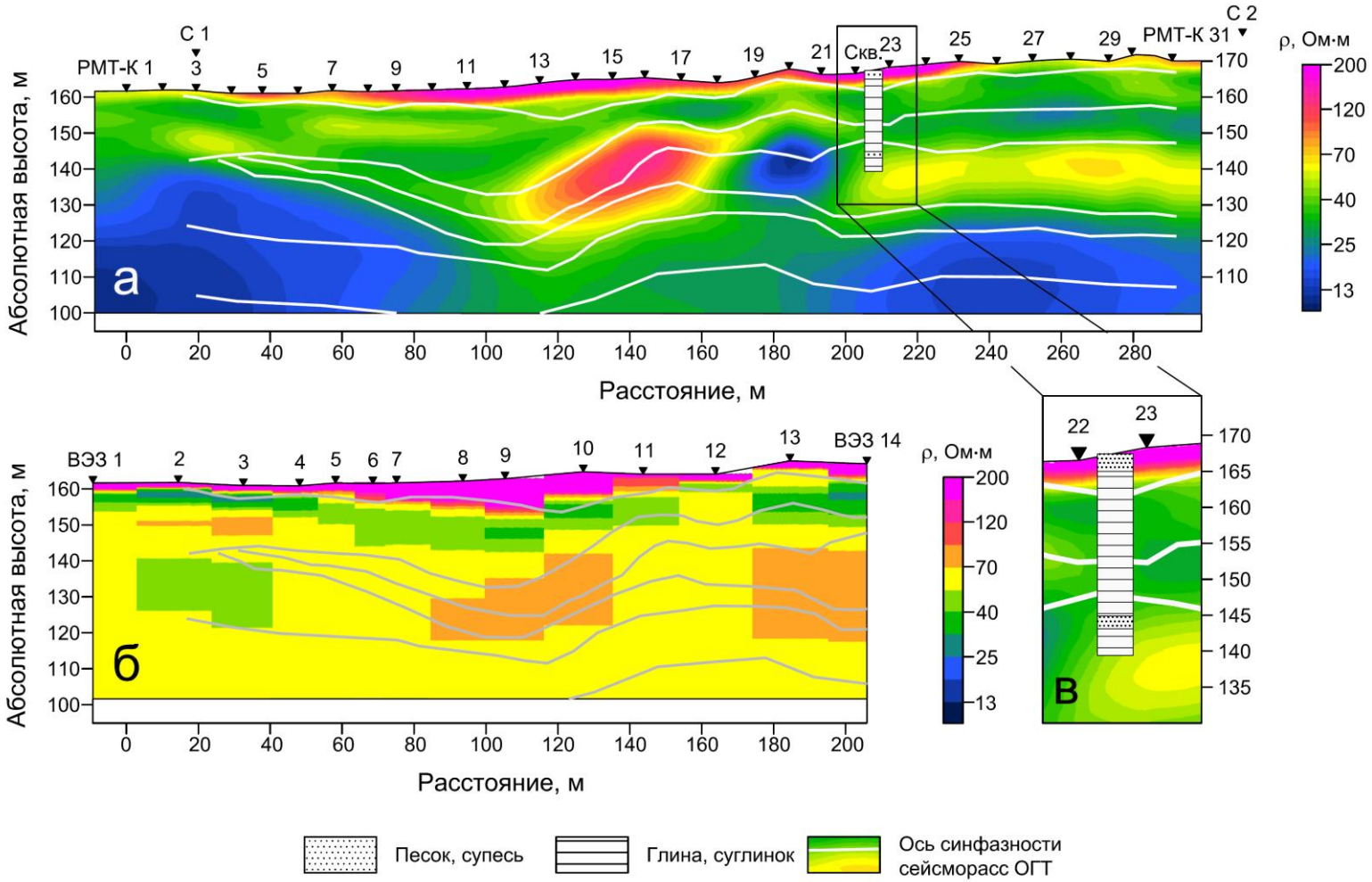


Рис. 4.17. Сравнение данных РМТ-К, ВЭЗ, ОГТ и бурения. а - геоэлектрический разрез по данным РМТ-К (2D инверсия) с наложенными осями синфазности сейсмотрасс ОГТ; б - геоэлектрический разрез по данным ВЭЗ (1D инверсия) с наложенными осями синфазности сейсмотрасс ОГТ; в – увеличенный фрагмент геоэлектрического разреза по данным РМТ-К с нанесенной геологической колонкой по данным бурения.

4.8. Выводы к главе 4

Инверсия данных РМТ-К в дальней зоне источника - ГЭД (заземленного кабеля) производится с использованием методов и программных средств магнитотеллурики. В промежуточной зоне инверсия выполняется с учетом координат точки зондирования относительно источника. При этом по данным зондирований в промежуточной зоне появляются возможности оценки макроанизотропии разреза.

Рассмотрены возможности изучения параметров макроанизотропных сред по данным метода РМТ-К. При проведении измерений в промежуточной зоне ГЭД или кабеля конечной длины проявляется влияние гальванического и индукционного возбуждения и наблюдается зависимость от составляющих удельного сопротивления макроанизотропной среды вдоль и вкрест слоистости.

Выполнен анализ решения прямой задачи об электромагнитном поле ГЭД над горизонтально-слоистой средой в промежуточной зоне источника с учетом токов смещения как в земле, так и в воздухе. Поверхностный импеданс в волновой зоне ГЭД совпадает с импедансом в квазистационарном приближении, однако при вычислении типпера необходимо учитывать токи смещения в воздухе и связанные с ними особенности подынтегральных преобразований Ханкеля.

Разработана программа инверсии данных метода РМТ-К для горизонтально-слоистой среды в промежуточной зоне источника при наличии в разрезе макроанизотропных слоев. На основании анализа матрицы разрешения и эквивалентности моделей при различном наборе кривых зондирования РМТ-К сделан вывод о наибольшей информативности совместной инверсии составляющих импеданса и типпера. Совместная инверсия позволяет более надежно определить параметры среды и сузить область эквивалентных моделей.

Тестовая инверсия синтетических данных, построенных по диаграмме электрического каротажа, показала, что учет матрицы разрешения в ходе инверсии может автоматически выделить изотропные и макроанизотропные слои. Информация о главных элементах матрицы разрешения может помочь уменьшить число неизвестных в обратной задаче за счет выделения изотропных слоев.

В результате анизотропной инверсии синтетических данных получен геоэлектрический разрез, хорошо совпадающий с диаграммой электрического каротажа, по которой были получены синтетические данные. Параметры макроанизотропии по

данным РМТ-К и электрического каротажа достаточно хорошо совпадают. Для примера, рассмотренного в статье, коэффициенты макроанизотропии третьего и пятого слоев разреза по данным РМТ-К равны $\bar{\lambda}_3 = 1.67$ и $\bar{\lambda}_5 = 1.85$, а по данным электрокаротажа - $\bar{\lambda}_3 = 1.57$ и $\bar{\lambda}_5 = 1.76$.

Сравнение результатов изотропной и анизотропной инверсии на синтетических данных показывает, что анизотропная инверсия обеспечивает более точное определение положения границ и мощностей слоев разреза, и, кроме того, позволяет получать дополнительные данные о параметрах макроанизотропии слоев.

Сопоставление результатов инверсии комплексом методов ВЭЗ и ЗСБ по синтетическим данным, полученным по одной и той же диаграмме электрического каротажа, показало, что анизотропная инверсия данных РМТ-К позволяет более точно восстановить положение границ слоев и разделить макроанизотропные и изотропные слои.

Эффективность рассмотренной методики определения макроанизотропии разреза продемонстрирована на полевых данных, в том числе в ходе сравнения результатов анизотропной инверсии данных РМТ-К и стандартной инверсии данных ВЭЗ.

Сравнение геоэлектрического разреза, построенного по данным РМТ-К с данными сейсморазведки ОГТ, ВЭЗ и бурения демонстрирует высокое разрешение и надежность результатов метода РМТ-К.

На этой основе формулируется третье защищаемое положение: разработанный подход и программные средства инверсии данных измерений импеданса и типпера в методе радиомагнитотеллурических зондирований с контролируемым источником в промежуточной зоне горизонтального электрического диполя (кабеля конечной длины) позволяют более надежно определять положение границ слоев, сузить область действия принципа эквивалентности и получать дополнительные данные о параметрах макроанизотропии геоэлектрического разреза.

Заключение

По результатам выполненных исследований можно сделать следующие выводы:

1. Влияние токов смещения в воздухе приводит к негладкому поведению подынтегральной функции преобразования Ханкеля в выражениях составляющих ЭМ поля высокочастотных источников и требует разработки новых подходов к вычислению этих составляющих. Предложенные алгоритм и методика обеспечивают быстрое и точное вычисление составляющих поля высокочастотного ГЭД (кабеля конечной длины), используемого в качестве источника в методе РМТ-К. Разработанная программа решения прямой задачи позволяет вычислять составляющие ЭМ поля при произвольном расположении точек наблюдения относительно источника для горизонтально-слоистых и вертикально-анизотропных сред с учетом токов смещения в земле и воздухе.

2. Структура ЭМ поля ГЭД (кабеля конечной длины) в волновой зоне существенно отличается от квазистационарного случая. При работах методом РМТ-К необходимо учитывать возникающие волновые эффекты: более медленное по сравнению со случаем квазистационарного приближения убывание амплитуд составляющих электрического и магнитного поля с расстоянием, изменение диаграммы направленности источника, появление эллиптической поляризации электрического и магнитного поля и разворот больших осей эллипсов поляризации по отношению к линейной поляризации для квазистационарного поля. Выявленные особенности поведения составляющих ЭМ поля в волновой зоне необходимо использовать при проведении работ и интерпретации данных метода РМТ-К (выбор положения рабочих планшетов для разных частотных диапазонов, использование эллиптически поляризованных электрического и магнитного полей для тензорных измерений от одного источника).

3. Разработанные алгоритмы, методики и программные средства инверсии данных измерений импеданса и типпера в промежуточной зоне ГЭД (кабеля конечной длины) позволяют надежно определять положение границ горизонтально-слоистой среды и сузить пространство эквивалентных моделей. По результатам инверсии данных РМТ-К с использованием индукционного (типпер или импеданс в дальней зоне) и смешанного (импеданс в промежуточной зоне ГЭД) отклика ЭМ поля можно получить информацию о коэффициенте макроанизотропии слоев без привлечения данных других методов электроразведки.

Список литературы

1. *Бердичевский М.Н., Дмитриев В.И.* Модели и методы магнитотеллурики. - М.: Научный мир, 2009. 680 с.
2. *Бобачев А.А., Большаков Д.К., Модин И.Н., Мусатов А.А., Перваго Е.В., Шевнин В.А., Акуленко С.А., Ерохин С.А., Павлова А.М.* Изучение анизотропии в методе сопротивлений. Под ред. проф. В.А. Шевнина. Учебное пособие. – М.: МГУ, 2012. – 248 с
3. *Бурсиан В.Р.* Теория электромагнитных полей, применяемых в электроразведке. Л.: Недра.1972. 368 с.
4. *Ваньян Л.Л.* Основы электромагнитных зондирований. - М.: Недра, 1965. 108 с.
5. *Ваньян Л.Л.* Электромагнитные зондирования. М.: Научный мир. 1997. 219 с.
6. *Вешев А.В., Егоров В.А.* О методике наблюдений и интерпретации результатов изучения полей радиовещательных станций. // Изд. ЛГУ. Вопросы геофизики, вып. 16, 1966, С. 172 – 190.
7. *Вешев А.В., Ивочкин В.Г. Пертель М.И., Шелемеха С.Е.* Аппаратура для измерения модуля и фазы импеданса в методе радиоэлектромагнитного профилирования // Геофиз. аппаратура, 1972, вып 49, С. 34 – 38.
8. *Вешев А.В.* Электропрофилирование на постоянном и переменном токе.-2е изд., перераб. и доп. Л.: Недра. 1980. 391 с.
9. *Вешев А.В., Ладатко О.Н., Морозова О.М.* Нормальное поле вертикального магнитного диполя // Вопросы геофизики. 1983. Вып. 30. С. 159-204.
10. *Гордеев С.Г. Седельников Е.С. Тархов А.Г.* Электроразведка методом радиокип. М. Недра 1981, – 132с.
11. *Егорова Л.В., Сапожников Б.Г.* Оценка границ квазистационарного приближения для низкочастотного нормального электрического поля // Методы разведочной геофизики. НПО «Рудгеофизика», сборник научных трудов. 1983. С. 85-97.
12. *Заборовский А.И.* Переменные электромагнитные поля в электроразведке. М.: Издательство Московского университета. 1960. 186 с.
13. *Иванов П.В., Алексеев Д.А., Бобачев А.А., Пушкарев П.Ю., Яковлев А.Г.* О комплексировании методов вертикального электрического зондирования и

зондирования становлением поля в ближней зоне // Инженерные изыскания, №11, ноябрь 2011, С. 42-51.

14. *Конторович М.И.* Антенные устройства. Л.: Военная академия связи. 1956. 263 с.
15. *Краев А.П.* Основы геоэлектрики. Изд. 2-е. Л.: Недра. 1965. 587 с.
16. Методические рекомендации по применению аэроэлектроразведки методом СДВР. Л.: Рудгеофизика, 1984, 108 с.
17. *Мясницкий О.М., Тимофеев В.М.* Радиоволновые методы геологического картирования. – Образ. Сер. геофиз. М., изд. ВИЭМС, 1971.
18. *Огильви А.А.* Основы инженерной геофизики: учебник для вузов/Под редакцией В.А. Богословского. М.: Недра. 1990. 501 с.
19. *Парфентьев П.А., Пертель М.И.* Измеритель поверхностного импеданса на СВ-СДВ диапазоне // Низкочастотный волновод земля – ионосфера. Тезисы докладов на XV межведомственном семинаре по распространению километровых и более длинных радиоволн, Алма-Ата, 1991, С. 17-21.
20. *Пертель М.И., Круль Э.Л.* Применение метода РЭМП при проверке результатов дешифрирования аэро- и космоснимков. - Вестн. Ленингр. ун-та. Сер. 7: Геология, география, 1984. Вып. № 6, С. 85-89.
21. *Петровский А.А.* О непосредственном измерении длины электромагнитных волн и их поглощения в горных породах // Вестник электротехники, № 11-12, 1930, С. 329 – 339.
22. *Петровский А.А.* Радио в горной разведке // Известия ИПГ, вып 1, 1925, С. 135 – 152.
23. *Петровский А.А.* Теория возвратного метода // Известия ИПГ, вып 2, 1926, С. 143 – 176.
24. *Петрухин Б.П.* Особенности расчета кривых высокочастотных электромагнитных зондирований. Деп. в ВИНИТИ № 1490В_01. 2001.
25. *Рогачев Б.В.,* Седельников Э.С., Тархов А.Г. Использование полей сверхдлинноволновых радиостанций при геофизической съемке методом радиокип. – Изв. вузов. Сер. геология и разведка, 1965, № 6, С. 104 – 114.
26. *Рыжов А.А.* Алгоритм расчета электромагнитных полей в поляризующихся горизонтально-слоистых средах // Физика Земли. 1989. №2.
27. *Сараев А.К., Денисов Р.В., Шлыков А.А., Головенко В.Б., Ларионов К.А., Васильев А.В., Владимиров Д.Н., Астахова Н.Л.* Особенности метода CSAMT с мощным источником // Пятая всероссийская школа-семинар имени М.Н. Бердичевского и Л.Л. Ваньяна по

электромагнитным зондированиям Земли (ЭМЗ-2011), С-Петербург, 16-21 мая 2011. С. 307-310.

28. *Сараев А.К., Косткин П.М.* Структура электромагнитного поля СНЧ-радиоустановки // Вопросы геофизики. 1998. Вып. 35. С. 117-135.
29. *Сараев А.К., Симаков А.Е., Шлыков А.А.* Метод радиомагнитотеллурических зондирований с контролируемым источником // Геофизика. 2014. №1. С. 18-25.
30. *Семенов А.С., Фокин А.Ф., Вешев А.В.* Поле точечного источника в анизотропном полупространстве. Вопросы геофизики. Вып. 10. (Ученые записки ЛГУ, № 249). 1958. С. 90-113.
31. Способ геофизической разведки с помощью электромагнитных волн: а.с. 81529 СССР. № 374517/26-25; заявл. 31.03.48; опубл. в "Бюллетень изобретений" №1 за 1959 г.
32. *Тархов А.Г.* Основы геофизической разведки методом радиокип. М., Госгеолтехиздат, 1961, 215 с.
33. *Тархов А.Г.* Радиоволновой метод электроразведки // Труды МГРИ, 1955, том 28, С. 215 – 225.
34. *Фейнберг Е.Л.* Распространение радиоволн вдоль земной поверхности. Изд 2-е. М.: Наука. Физматлит. 1999. 496 с.
35. *Фролов А.Д.* Об использовании полей широковещательных радиостанций при картировании контактов многолетнемерзлых толщ. // Мерзлотные исследования, вып. 1. изд. МГУ, 1961, С. 227 – 235.
36. *Хмелевской В.К., Петрухин Б.П., Пушкарев П.Ю.* Магнитотеллурика и радиоволновые интерференционные зондирования // Физика Земли, № 9, 2010. С. 11 – 14.
37. *Шевнин В.А.* Прямые и обратные задачи электроразведки методом сопротивлений для изотропных и анизотропных сред: дисс. … д-ра физ.-мат. наук: 04.00.12. – М., 1995. – 80 с.
38. *Шейнманн С.М.* Элементы теории электроразведки анизотропных сред. Мат-лы ВСЕГЕИ, Геофизика, 9-10, М.-Л. Госгеолиздат, 1941. С. 105-144.
39. *Яковлев А.В., Ивочкин В.Г., Пертель М.И.* Установка для непрерывных измерений методом РЭМП. // Геофиз. аппаратура, 1977, вып.63, С. 12-18.
40. *Abubakar A., Li M., Pan G., Liu J., Habashy T.M.* Joint MT and CSEM data inversion using a multiplicative cost function approach // Geophysics, 76, 2011. P. F203-F214.
41. *Anderson W.L.* Numerical integration of related Hankel transforms of orders 0 and 1 by adaptive digital filtering // Geophysics. 1979. 44. P. 1287–1305.

42. *Barfield R.H.* Some measurements of the electrical constants of the ground at short wavelength by the wave tilt method // Proc Inst. Electr. Electron. Eng., 1934, 75. P. 214 – 220.
43. *Barsukov P.O., Fainberg E.B. and Khabensky E.O.* Joint inversion of TEM and DC soundings // Abstracts of 10th European meeting of environmental and engineering geophysics «Near surface», 2004, Utrecht, The Netherlands. P. 1-4.
44. *Bastani M.* EnviroMT – a new Controlled Source/ Radio Magnetotelluric System. ACTA Universitatis Upsaliensis, Uppsala, 2001, 179 p.
45. *Brown V., Hoversten M., Key K., Chen J.* Resolution of reservoir scale electrical anisotropy from marine CSEM data // Geophysics, 77, 2012. P. E147–E158.
46. *Christensen N.B.* Difficulties in determining electrical anisotropy in subsurface investigations // Geophysical Prospecting, 48, 2000. P. 1-19.
47. *Cloos E.* Auto radio; an aid in geologic mapping // American Journal of. Science, 1934, 28 5, P. 255-68.
48. *Collett L.S., Becker A.* Radiohm method for earth resistivity surveying: Canada Patent 795919, 1967.
49. *Constable S.C., Parker R.L., Constable C.G.* Occam's inversion: a practical algorithm for generating smooth models from electromagnetic sounding data // Geophysics, 52, 1987. P. 289-300.
50. *Feldman C.B.* The optical behavior of the ground for short radio waves // Proc. Inst. Electr. Electron. Eng., 1933, 21, P. 764 – 801.
51. *Fock V.* Zur Berechnung des electromagnetischen Wechselstromfelds bei ebener Begrenzung // Ann. Physik. 1933. Bd 17, 4.
52. *Fraser D.C.* Contouring of VLF-EM data // Geophysics, 1969, vol. 34, №. 6, P. 958 - 967.
53. *Guptasarma D., Singh B.* New digital linear filters for Hankel J(0) and J(1) transforms // Geophysical Prospecting. 1997. 45. P. 745–762.
54. *Israil M., Sudha, Tezkan B., Pravin K. Gupta, Rai J.* Joint inversion of TEM and DC resistivity data for mapping the groundwater contamination around Roorkee area, India // Abstracts of 20th EMI Workshop, 2010, Giza, Egypt.
55. *Jupp D.L.B., Vozoff K.* Resolving anisotropy in layered media by joint inversion // Geophysical Prospecting, 25, 1977. P. 460-470.

56. *Kalscheuer T., Pedersen L. B., Siripunvaraporn W.* Radiomagnetotelluric two-dimension forward and inverse modeling accounting for displacement currents // Geophys. J. Int. 2008. 175. P. 486-514.
57. *Keller G.V., Frischknecht F.C.* Electrical Methods in Geophysical Prospecting. Pergamon Press, Inc. 1966. 519 p.
58. *Key K.* Is the fast Hankel transform faster than quadrature? // Geophysics. 2012. 77. F21-F30.
59. *Lu X., Xia C.* Understanding anisotropy in marine CSEM data // 77th Annual International Meeting, SEG, 2007, Expanded Abstracts. P. 633–637.
60. *Lundberg H.* The history of magnetic and electrical prospecting for oil: Mining Mag., 1929, v. 41, no. 2, P. 73-78.
61. *Maillet R.* The fundamental equations of electrical prospecting // Geophysics, 12, 1947. P. 529–556.
62. *Maler D., Maurer H.R., Green A.G.* Joint Inversion of related data sets: DC resistivity and transient electromagnetic soundings // 1st EEGS Meeting, 1995, Expanded Abstracts. P. 461-464.
63. *Marquardt D.W.* An algorithm for least-squares estimation of non-linear parameters // J. Sot. Ind. Appl. Math., 11, 1963. P. 431-441.
64. *Masnaghetti L., Ceci F.* Analysis of the sensitivity to anisotropy of CSEM data using 2.5D modeling and inversion // SEG Technical Program Expanded Abstracts 2010. P. 614-618.
65. *McNeill, J.D., Labson V.F.* Geological mapping using VLF radio fields, in Electromagnetic Methods in Applied Geophysics, Vol. 2, 521 – 640, edited by M. N. Nabighian, SEG, 1989.
66. *Meju M.* Joint inversion of TEM and distorted MT soundings: Some effective practical considerations // Geophysics, 61, 1996. P. 56-65.
67. *Newman G.A., Commer M., Carazzone J.J.* Imaging CSEM data in the presence of electrical anisotropy // Geophysics, 75, 2010. P. F51-F61.
68. *Paal, G.* Ore prospecting based on VLF-radio signals // Geoexploration, 1965, 3, P. 139-147.
69. *Paal, G.* Very low frequency measurements in northern Sweden // Geoexploration, 1968, 6, P. 141-149.
70. *Pederson L., Oian W., Dynesius L., Zhang P.* An airborne tensor VLF system. From concept to realization // Geophysical Prospecting, 1994, 42, P. 863 – 883.

71. *Raiche A.P., Jupp D.L.B., Rutter H., Vozoff K.* The joint use of coincident loop transient electromagnetic and Schlumberger sounding to resolve layered structures // Geophysics, 50, 1985. P. 1618-1627.
72. *Ramananjaona C., MacGregor L., Andreis D.* Sensitivity and inversion of marine electromagnetic data in a vertically anisotropic stratified earth // Geophysical prospecting, 59, 2011. P. 341–360.
73. *Ray A., Key K.* Bayesian inversion of marine CSEM data with a trans-dimensional self parameterizing algorithm // Geophysical Journal International, 191, 2012. P. 1135-1151.
74. *Regis C.R.T., Luz E.C., Santos W.G.* A Method to Improve the Inversion of Marine CSEM Data from Anisotropic Layers // 75th EAGE Conference & Exhibition incorporating SPE EUROPEC London 2013, EAGE.
75. *Ronka V.* Electromagnetic prospecting apparatus utilizing VLF radio fields. United States Patent 3.500.175, 1970.
76. *Saraev A., Kostkin P.* Structure of ELF radio station electromagnetic field // Russian-German seminar “Actual problems in deep EM studies”, Moscow, Russia, March 11-13, 1997.
77. *Saraev A., Kostkin P.* Waveguide effects in the ELF radio stations electromagnetic field // RIO’99 International Congress, Rio de Janeiro, Brazil, 15-19 August 1999.
78. *Saraev A., Shlykov A.* CSAMT with the Long-range Action of Thousands Kilometers // 74th EAGE Conference & Exhibition incorporating SPE EUROPEC 2012a. Copenhagen, Denmark, 4-7 June 2012. P. 266.
79. *Saraev A., Shlykov A.* Electromagnetic field features of the CSAMT with the long-range action of thousands kilometers // Extended Abstract, 21st EM Induction Workshop, Darwin, Australia, July 25-31, 2012b. S1_P18.
80. *Saraev A.K., Simakov A.E., Tezkan B.* Foot, Mobile and Controlled Source Modifications of the Radio magnetotelluric Method. Near Surface 2011 – 17th European Meeting of Environmental and Engineering Geophysics, Leicester , UK, 12-14 September 2011.
81. *Schlumberger C., Schlumberger M., Leonardon E.G.* Some observations concerning electrical measurements // AIMME Trans. 110, 1933. P. 150-182.
82. *Shanks D.* Nonlinear transformations of divergent and slowly convergent sequences // Journal of Mathematical Physics. 1955. 34. P. 1–42.
83. *Siemon B.* Accurate 1D forward and inverse modeling of high-frequency helicopter-borne electromagnetic data // Geophysics. 2012. 77. P. WB71-WB87.

84. *Simakov A., Saraev A., Antonov N., Shlykov A., Tezkan B.* Mobile and controlled source modifications of the radio magnetotelluric method and prospects of their applications in the near-surface geophysics. IAGA WG 1.2 on Electromagnetic Induction in the Earth. 20th Workshop, Giza, Egypt, September 18-24, 2010.
85. *Siripunvaraporn W., Egbert G.* An efficient data-subspace inversion method for 2-D magnetotelluric data // Geophysics, 65, 2000. P. 791–803.
86. *Smith-Rose R.L.* The electrical properties of soil for alternating currents at radio frequencies // Proc. Roy. Soc. London, 1933, 140, P. 359 – 377.
87. *Song, Y., Kim, H.J., and Lee, K.H.* High-frequency electromagnetic method for subsurface imaging // Geophysics. 2002. 67. P. 501-510.
88. *Sørensen K.I.* The Ellog auger drilling method // Proceedings of the Symposium on the application of geophysics to engineering and environmental problems, Boston, Massachusetts, USA, 1994. P. 985-994.
89. *Stefanescu S.S.* Das electromagnetishe Normalfild der waagerechten Nilderfrequenz-dipols // Beitr. angew. Geophysik. Bd. 9, H. 3/4, 1942. Gerlands Beitr. Geophysik. 1950. Bd 61. No 3.
90. *Stoyer, C.* Equivalence analysis of DC and EM data for layered models using the resolution matrix // Symposium on the application of geophysics to engineering and environmental problems 2010. P. 173-182.
91. *Strangway D.W., Swift C.M., Holmer R.C.* The application of audio-frequency magnetotelluric (AMT) to mineral exploration // Geophysics. 1973. 38. P. 1159-1175.
92. *Tezkan B.* Radio magnetotellurics. Groundwater geophysics: a tool for hydrogeology // Reinhard Kirsch (ed.), Berlin; Heidelberg: Springer, 2008, P. 295-318.
93. *Tezkan B., Saraev A.* A new broadband radiomagnetotelluric instrument: application to near surface investigations // Near Surface Geophysics. 2008. P. 245-252.
94. *Tompkins M., MacGregor R.W.L.* Effects of vertical anisotropy on marine active source electromagnetic data and inversions // Presented at the 66th Annual Conference and Exhibition, EAGE, 2004.
95. *Trüstedt.* Ueber ersuchen mittels elektrizität // Zs. F. prakt. Goelogio, 1912, 20, P. 159 – 162.
96. *Turberg P., Müller I. and Flury F.* Hydrogeological investigation of porous environments by radiomagnetotelluric resistivity // Journal of Applied Geophysics, 1994, 31, P. 133-143.
97. *Ward S.H., Hohmann G.W.* Electromagnetic theory for geophysical applications, in Electromagnetic Methods in Applied geophysics. SEG. 1987. P. 131–312.

98. *Wynn P.* On a device for computing the $e_m(S_n)$ transformation // Mathematical Tables and Other Aids to Computation. 1956. 10. No 54. P. 91–96.
99. *Yin C., Hodges G.* Influence of displacement currents on the response of helicopter electromagnetic systems // Geophysics. 2005. 70. P. G95-G100.
100. *Zonge K.L., Hughes L.J.* Controlled source audio-frequency magnetotellurics. Electromagnetic methods in applied geophysics. V.2 - Applications. Series: Investigations in geophysics, No 3, 1991, P. 713-809.