

Б.К.МАТВЕЕВ

ЭЛЕКТРО· РАЗВЕДКА

переработанное и дополненное
2-е издание,

Допущено Государственным комитетом СССР
по народному образованию в качестве
учебника для студентов
геофизических специальностей вузов



МОСКВА "НЕДРА" 1990

ББК 26.2
М 33
УДК 550.837(075)

Рецензент д-р геол.-минер. наук, профессор *В. К. Хмелевской*

Матвеев Б. К.

М 33 Электроразведка: Учеб. для вузов.— 2-е изд., перераб. и доп.— М.: Недра, 1990— 368 с.: ил.
ISBN 5-247-00828-6

Рассмотрены физические основы электроразведки, электромагнитные поля, изучаемые ею, методы исследований. Описаны сущность модификаций электроразведки, аппаратура, методика работ, приемы интерпретации. Во втором издании (1-е изд.— 1982) расширены разделы по моделированию геологических сред, прямым и обратным задачам геоэлектрики, обработке результатов электроразведки на ЭВМ.

Для студентов геофизических специальностей вузов.

М $\frac{250301200-190}{043(01)-90}$ 77—90

ББК 26.2

ISBN 5-247-00828-6

© Издательство «Недра», 1982
© Б. К. Матвеев, 1990, с изменениями и дополнениями

Электроразведкой называют один из геофизических методов исследования земных недр, основанный на изучении естественных и искусственно созданных в Земле электромагнитных полей. По своему положению среди других наук, электроразведка — одна из основных отраслей разведочной геофизики — науки о поисках и разведке месторождений полезных ископаемых физическими методами (по определению В. В. Федынского, 1976). Предметом изучения в геофизике являются естественные и искусственные физические поля: гравитационное, магнитное, упругое, электромагнитное, радиоактивное, тепловое и др. Естественные поля возникают в Земле либо самопроизвольно — как проявление особых свойств вещества, либо под воздействием природных факторов. Искусственные поля возбуждают с помощью специальных генераторов. В зависимости от типа изучаемого поля различают грави-, магнито-, сейсморазведку и другие методы. Электроразведка — электромагнитный метод исследования.

Сущность метода заключается в измерении потенциала, градиента потенциала, напряженности электрического и магнитного полей на поверхности земли, а также в скважинах, шахтах и рудниках с целью решения геологических и изыскательских задач. В отличие от бурения, проникающим вглубь инструментом служит электромагнитное поле. Распространяясь в Земле, оно «выносит» на ее поверхность информацию о последовательности залегания пластов, элементах тектоники, наличии залежей нефти, газа, руд, подземных вод, их количестве и качестве.

Следовательно, объектом изучения являются горные породы в их естественном залегании. В этом смысле электроразведка, как и другие отрасли разведочной геофизики, тесно смыкается с геологическими науками: стратиграфией, литологией, петрографией, геотектоникой, структурной геологией, геологией полезных ископаемых, гидрогеологией и др.

Однако в отличие от геологических наук, занимающихся главным образом изучением минеральной формы проявления вещества на разных структурных уровнях (минералы, породы, формации и др.), в разведочной геофизике изучают проявление того же вещества в виде физических полей, возникающих в среде самопроизвольно или под воздействием внешнего возбуждающего поля. Таким образом, в геологии и геофизике объект и цели исследования общие, а методы исследования существенно различны.

Электроразведка по своей сути прикладная дисциплина физико-математического цикла. Ее теория основана на изучении электромагнитных полей в моделях геологических сред, а техника измерений и приемы их обработки базируются на новейших достижениях электротехники, электроники и кибернетики.

Основная цель исследования — прогнозирование внутренней структуры и вещественного состава геологического разреза по результатам обработки физических измерений. В методологическом отношении физико-математическое прогнозирование представляется одним из прогрессивных направлений в геологической разведке, ибо вскрытие земных недр (бурение скважин, проходка шурфов и разведочных штолен) для извлечения вещественной информации — весьма трудоемкая операция, которая неизбежно ведет к нарушению природной среды и большому расходу времени и средств. Применение геофизических методов, в частности электроразведки, позволяет не только упростить и ускорить поиски полезных ископаемых, но и сохранить во время поисков Землю и ее недра в первозданном состоянии. Это важнейший аспект рассматриваемой дисциплины, свидетельствующий о ее перспективности и возрастающем значении.

Электроразведка как прикладная ветвь геофизики сформировалась в начале нашего века. В 1903 г. в России вышла монография Е. И. Рагозина «О применении электричества к исследованию рудных залежей». Однако описанные в ней способы тогда не получили практического применения. Большую роль в становлении электроразведки сыграли работы французского ученого К. Шлюмберже, который в 1910—1912 гг. предложил методы электрического зондирования и профилирования постоянным током и успешно опробовал их в различных геологических условиях во Франции, Румынии, Канаде, США и других странах.

В нашей стране первые электроразведочные работы связаны с именами выдающихся ученых — физиков, профессоров ЛГУ В. Р. Бурсиана и А. А. Петровского. В 1924, 1925 гг. под их руководством были выполнены съемки естественного электрического поля и эквипотенциальных линий (в поле постоянного и переменного токов) на рудных месторождениях Алтая, Урала, Казахстана и в других районах. Следует заметить, что к этому времени уже проводились магнитометрические исследования на Курской магнитной аномалии (КМА), которые были начаты в 1919 г. по специальному распоряжению Советского правительства. В 1923 г. по данным магниторазведки были открыты крупные залежи магнитного железняка. В работах на КМА принимал непосредственное участие магнитолог А. И. Заборовский, впоследствии известный ученый и педагог, профессор

МГРИ и МГУ, автор классического учебника «Электроразведка» (1943, 1963).

В 1928, 1929 гг. совместно с фирмой Шлюмберже были начаты электроразведочные работы методом вертикального электрического зондирования (ВЭЗ) с целью поисков нефтяных месторождений в районе Баку и Грозного. В работах принимали участие советские геофизики Л. М. Альпин, В. Н. Дахнов, С. Г. Комаров, А. С. Семенов, много сделавшие для развития отечественной науки.

Особенно быстрое развитие электроразведки началось в послевоенный период. В середине 50-х и начале 60-х гг. были разработаны и внедрены в практику исследований магнитотеллурические методы (М. Н. Бердичевский), электромагнитные зондирования на переменном токе (Г. В. Астраханцев, Л. Л. Ваньян, Л. Б. Гасаненко, Г. В. Молочнов, В. А. Сидоров), методы вызванной поляризации (В. А. Комаров, А. В. Куликов, Е. А. Шемякин), метод переходных процессов (Ф. М. Каменецкий, Ю. В. Якубовский), методы электромагнитного профилирования (А. В. Вешев, Б. С. Светов, А. Г. Тархов), методы скважинной электроразведки (А. К. Козырин, П. Ф. Родионов, Г. П. Саковцев, Д. С. Даев, А. Д. Петровский). Основы теории были заложены в трудах советских и зарубежных ученых: Л. М. Альпина, В. Р. Бурсиана, А. И. Заборовского, А. П. Краева, А. А. Петровского, А. Н. Тихонова, С. М. Шейнманна, И. Гуммеля, Л. Сливтера, С. Стефанеску, К. Шлюмберже и др.

При написании учебника автор использовал в основном труды советских ученых, а также записи лекций, прочитанных студентам Пермского университета. Большое влияние на формирование идей и материала учебника оказали встречи и беседы с ведущими геофизиками нашей страны М. Н. Бердичевским, Л. Л. Ваньяном, Г. С. Вахромеевым, А. В. Вешевым, В. И. Дмитриевым, Л. Я. Ерофеевым, М. С. Ждановым, Ф. М. Каменецким, А. А. Огильви, Б. И. Рабиновичем, В. А. Сидоровым, В. К. Хмелевским, Ю. В. Якубовским, а также с зарубежными коллегами М. Н. Набигяном и Д. С. Параснисом.

Глава I

ФИЗИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ГОРНЫХ ПОРОД

§ 1. ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ГОРНОЙ ПОРОДЫ

Объект изучения — горная порода — представляет собой сложное природное образование, состоящее из твердой минеральной массы и порового пространства, заполненного подземной водой, нефтью, газом, рудой или иным вторичным материалом. Количественное соотношение между этими компонентами зависит как от условий образования, так и от других факторов: глубины залегания, пористости или трещиноватости, температуры, давления, динамического состояния вещества и пр. В условиях многолетней мерзлоты, например, выделяется группа криогенных пород, для которых характерно наличие трех компонентов: минерального скелета, незамерзшей воды и льда. Поскольку нефть, газ и лед практически не проводят электрического тока, то в первом приближении электрическую модель горной породы можно представить в виде двухфазной среды, состоящей из твердого скелета и воды. При этом твердая фаза может быть либо проводником электрического тока (руда, графит, антрацит), либо диэлектриком (кварц, известняк, ангидрит, лед). Жидкая фаза представляет собой электролит, молекулы которого практически полностью диссоциированы на ионы. Такая модель двухфазной твердо-жидкой среды названа С. М. Шейнманном (1969) ДФ-средой. Она является основной моделью в электроразведке.

На границе фаз вследствие разности потенциалов между минеральным скелетом и электролитом возникает двойной электрический слой. Одна из его обкладок, находящаяся со стороны твердой фазы, образована либо свободными электронами, если минеральный скелет — проводник, либо связанными зарядами — слоем ионов, если твердая фаза — диэлектрик. Ее можно считать бесконечно тонкой заряженной поверхностью, где заряды перемещаются только в тангенциальном направлении. Другая, так называемая внешняя обкладка, находящаяся со стороны жидкой фазы, состоит из плотного слоя ионов противоположного знака. Между обкладками возникает напряжение — ζ -потенциал, который характеризует электрические свойства двойного слоя. Оставшаяся часть несвязанных ионов образует

диффузный слой. Он примыкает к внешней обкладке и участвует в переносе зарядов при возбуждении электрического поля.

Характерной особенностью ДФ-среды является различие носителей электричества и механизмов протекания тока в твердой и жидкой фазах. В твердой фазе, обладающей конечной проводимостью, электрический ток представляет собой упорядоченное движение свободных электронов. Интенсивность этого движения зависит от напряженности поля, температуры и других факторов. Поскольку масса свободных электронов ничтожно мала, перемещения вещества в твердой фазе не происходит.

В жидкой фазе протекание тока связано с движением ионов, а следовательно, и перемещением вещества электролита. При некоторых условиях перераспределение вещества приводит к возникновению диффузии в обратном направлении и появлению вторичной ЭДС поляризации, противодействующей внешнему полю. Такое явление обуславливает, в свою очередь, повышение эффективного удельного электрического сопротивления среды. Вследствие инерционности диффузионных процессов первичное и вторичное поля сдвинуты по фазе, и в гармонически изменяющемся поле эффективное удельное сопротивление является комплексной величиной. Ее модуль и фаза характеризуют общую проводимость и поляризационные свойства ДФ-среды и зависят от скорости изменения возбуждающего поля. С увеличением частоты эффекты диффузионной поляризации затухают, и модуль комплексного сопротивления уменьшается.

При протекании переменного тока часть ионов, находящихся в плотной обкладке двойного слоя, может либо отдавать электроны твердой фазе, либо принимать их от нее, переходить из одной обкладки в другую и т. п. Таким путем происходит непосредственный обмен зарядами через границу между фазами. Кроме того, в двухфазной среде всегда существует распределенная емкость, через которую происходит направленное изменение зарядов, названное **током смещения**. Интенсивность его пропорциональна скорости изменения напряженности поля и диэлектрической проницаемости вещества. Ток смещения непосредственно не связан с движением зарядов. Однако направленное изменение электрической индукции способствует уменьшению эффективного сопротивления среды при относительно высоких частотах.

В переменном поле немаловажное значение имеет магнитная проницаемость среды. Если твердый скелет сложен минералами с повышенной магнитной восприимчивостью, то вокруг трубок тока возникает соленоидальное магнитное поле высокой интенсивности, которое удерживает движущиеся заряды, как в ловушке, и тормозит развитие электродинамических процессов.

Таким образом, отличительной особенностью ДФ-среды является зависимость ее электропроводности и других свойств (поляризуемости, диэлектрической и магнитной проницаемости) от скорости изменения первичного поля. В гармонически изменяющемся поле электромагнитные свойства становятся комплексными величинами. При инфранизких частотах комплексность измеряемых величин обусловлена преимущественно инерционностью диффузионных процессов и связанной с ними ЭДС поляризации. При относительно высоких частотах — инерционностью электродинамических процессов в условиях электрической и магнитной поляризуемости горных пород.

Описанные выше явления возникновения двойных граничных слоев, а также диффузионных и электродинамических процессов характерны для микрообъемов среды размером порядка долей миллиметра, в то время как размеры объектов, изучаемых в электроразведке, достигают единиц и сотен метров. Очевидно, свойства макрообъемов ДФ-среды будут определяться суммарным эффектом микроэлементов, заполняющих рассматриваемые объемы. Отсюда следует, что электромагнитные свойства, изучаемые в электроразведке, представляют собой эффективные интегральные характеристики ДФ-среды, отнесенные к единице объема. За единицу объема принимают 1 м^3 породы с однородными свойствами пограничных зон, равномерно усредненными по всей толще. Поэтому свойства пород, измеренные в процессе полевых электроразведочных работ, приписывают самым малым объемам, а свойства, определенные в лабораторных условиях на малых образцах горных пород, иногда распространяют на большие объемы. Очевидно, и в том, и в другом случаях количественные характеристики будут представлять собой, за редким исключением, эффективные параметры модели двухфазной среды.

§ 2. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ГОРНЫХ ПОРОД

К электромагнитным свойствам горных пород относят удельное электрическое сопротивление ρ (или удельную электропроводность $\sigma = 1/\rho$), магнитную μ и диэлектрическую ϵ проницаемости, а также поляризуемость η как особое свойство ДФ-среды, характеризующее интенсивность ЭДС вызванной поляризации. Познакомимся в общих чертах с сущностью этих параметров и факторами, влияющими на их величину.

Удельное электрическое сопротивление и удельная электропроводность

Удельным электрическим сопротивлением (УЭС) называют сопротивление 1 м^3 породы постоянному току, протекающему от одной грани куба к другой. Согласно закону Ома, сопротивле-

ние линейного проводника (в данном случае куба породы) равно $R = \rho l/s$, где l , s — соответственно длина и поперечное сечение проводника. Следовательно, $\rho = Rs/l$. Единицей измерения УЭС служит ом-метр (Ом·м).

Удельной электропроводностью σ называют величину, обратную ρ . Она измеряется в сименсах на метр (См/м). Электропроводность характеризует способность горных пород концентрировать токовые линии при заданной напряженности электрического поля \vec{E} .

В изотропных средах вектор плотности тока \vec{j} совпадает по направлению с вектором \vec{E} и между ними существует пропорциональная зависимость

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} = (1/\rho) \vec{E} \quad (2.1)$$

Формула (2.1) — закон Ома в дифференциальной форме. Согласно закону Ома, плотность тока в любой точке физического пространства пропорциональна напряженности поля. Коэффициентом пропорциональности служит $\sigma = 1/\rho$.

В анизотропных средах физические свойства изменяются в зависимости от заданного направления, и токовые линии в общем случае не совпадают с силовыми линиями поля. Поэтому закон Ома записывают в тензорном выражении

$$\begin{aligned} j_x &= \sigma_{11}E_x + \sigma_{12}E_y + \sigma_{13}E_z, \\ j_y &= \sigma_{21}E_x + \sigma_{22}E_y + \sigma_{23}E_z, \\ j_z &= \sigma_{31}E_x + \sigma_{32}E_y + \sigma_{33}E_z, \end{aligned} \quad (2.2)$$

где двумя индексами у σ_{ij} обозначены направление течения тока и направление силовых линий поля соответственно. Поскольку $\sigma_{12} = \sigma_{21}$, $\sigma_{13} = \sigma_{31}$, $\sigma_{23} = \sigma_{32}$, проводимость и удельное сопротивление можно записать в виде симметричного тензора второй валентности:

$$\sigma_{ij} = \begin{pmatrix} \sigma_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{33} \end{pmatrix}, \quad \rho_{ij} = \begin{pmatrix} \rho_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \rho_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \rho_{33} \end{pmatrix}, \quad (2.3)$$

Таким образом, в общем случае электрические свойства горной породы характеризуются при помощи составляющих тензора проводимости или удельного сопротивления.

Удельное электрическое сопротивление горных пород изменяется в широких пределах (10^{-6} — 10^{14} Ом·м) и зависит в основном от минерального состава, пористости и трещиноватости, формы поровых каналов, влажности, минерализации подземных вод, температуры и давления, структуры и текстуры, а также от динамического состояния среды. У электропровода

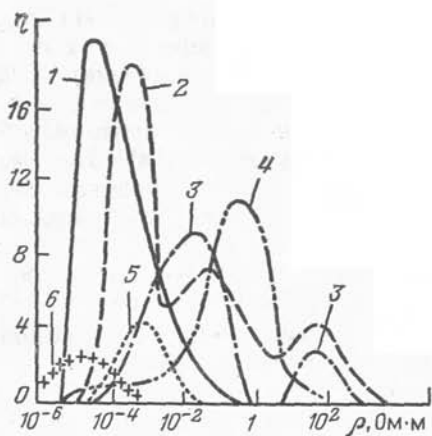


Рис. 1. Вариационные кривые УЭС некоторых хорошо проводящих минералов (по А. С. Семенову):

1 — борнит; 2 — магнетит; 3 — пирротин; 4 — арсенопирит; 5 — галенит; 6 — ковеллин; n — число определений

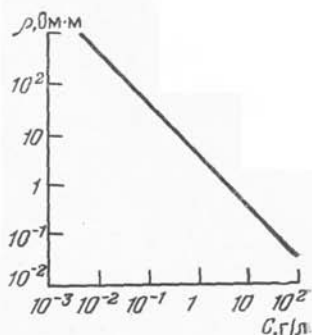


Рис. 2. График зависимости УЭС раствора NaCl от его концентрации C при $t = 18^\circ\text{C}$

дящих пород (проводников первого рода) оно определяется количественным и качественным составом проводящих минералов. К ним относятся прежде всего самородные металлы (золото, медь, олово, платина, ртуть, серебро), большинство сульфидов (пирит, халькопирит, арсенопирит, пирротин, галенит и др.), некоторые окислы (магнетит, марказит, касситерит и др.), а также графит, антрацит, углистые сланцы. На рис. 1 показаны вариации УЭС некоторых из них в зависимости от состава элементов-примесей.

Однако большинство осадочных, изверженных и метаморфических пород — проводники второго рода. Их твердый скелет сложен практически непроводящими минералами, такими, как кварц, кальцит, ангидрит, полевые шпаты ($\rho = 10^9 \div 10^{14}$ Ом·м). Электропроводность этих пород определяется главным образом наличием воды в порах и трещинах и зависит от температуры и степени ее общей минерализации. Химический состав природных электролитов сравнительно мало влияет на их удельное сопротивление, вследствие примерно одинаковой подвижности ионов различных солей. На рис. 2 показана обратно пропорциональная зависимость УЭС раствора NaCl от его концентрации C . Примерно такой же вид имеют эмпирические графики, составленные для конкретных районов по данным химического анализа подземных вод.

Теоретически и экспериментально установлено, что УЭС малоглинистых пород (песков, песчаников, известняков, доло-

митов) прямо пропорционально сопротивлению ρ_v поровой жидкости, т. е. $\rho = P_n \rho_v$, где P_n — параметр, зависящий от пористости и структуры порового пространства. С увеличением влажности или водонасыщенности УЭС горных пород резко падает. На рис. 3 представлены экспериментальные зависимости параметра P_n от коэффициента пористости k_p . Они показывают, что с увеличением пористости на порядок УЭС пород при полном их водонасыщении уменьшается почти на два порядка.

В глинистых породах вследствие малых размеров поровых каналов движение ионов замедляется и зависимость электропроводности породы от УЭС воды становится более сложной. Хорошими проводниками являются «чистые» глины. Так, глины морского происхождения имеют сопротивление 1—10 Ом·м. Оно возрастает с увеличением содержания песчаных фракций и геологического возраста: континентальные глины имеют сопротивление 5—20, суглинки — 15—40, супеси — 25—60 Ом·м. В целом УЭС рыхлых осадочных пород повышается с увеличением размеров зерен. При переходе от глин к суглинкам, супеям, пескам и гравиям оно возрастает примерно на два порядка.

Трещиноватые карстующиеся породы (гипсы, известняки) имеют высокое УЭС, если они залегают выше уровня подземных вод, и сравнительно низкое, когда они расположены ниже этого уровня в условиях полного водонасыщения.

Изверженные породы отличаются малой пористостью и влажностью (1—2%), вследствие чего их УЭС сравнительно велико (10^2 — 10^4 Ом·м). Для пород этой группы характерна обратная зависимость УЭС от трещиноватости среды и проводимости материала — заполнителя трещин.

Существенным фактором, влияющим на величину УЭС, является температура. Ее изменение сказывается прежде всего на свойствах жидкой фазы — электролита. С возрастанием температуры увеличивается подвижность ионов и падает УЭС породных растворов, а следовательно и горных пород (рис. 4). Закон изменения УЭС водных растворов выражается формулой

$$\rho_t = \rho_{20} / [1 + \alpha (t - 20)], \quad (2.4)$$

где ρ_t — удельное сопротивление при температуре t ; ρ_{20} — то же при температуре 20°C; $\alpha = 0,023$ °C⁻¹ — температурный коэффициент электропроводности.

Следует подчеркнуть, что при изучении мерзлых пород температурный фактор является решающим, поскольку их электропроводность имеет ионную природу. Причем, если в условиях положительных температур проводником служит свободный поровый раствор, то при образовании мерзлоты проводимость обусловлена подвижностью ионов диффузной части двойных электрических слоев (рыхлосвязанной воды). Эти ионы обычно менее подвижны, чем ионы свободной воды. В промерзающих

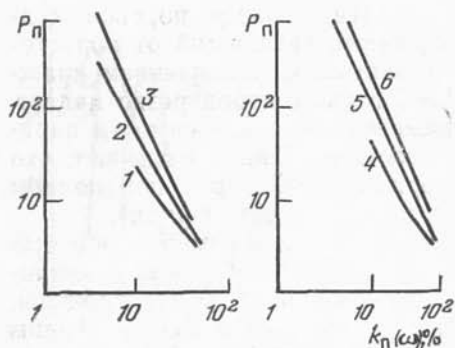


Рис. 3. Усредненные кривые зависимости параметра P_n от коэффициента пористости k_n (или объемной влажности w при полной водонасыщенности породы) для песчаных (1—3), карбонатных и доломитовых (4—6) пород (по В. Н. Дахнову)

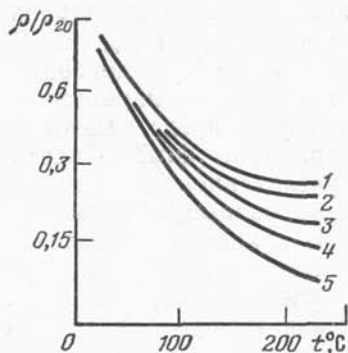


Рис. 4. Графики зависимости УЭС осадочных пород, насыщенных 2н. раствором NaCl, от температуры (по Г. М. Авчяну): 1 — известняк; 2 — аргиллит; 3 — алевролит; 4 — малопористый аргиллит; 5 — глина; ρ_{20} — УЭС при температуре 20 °С

породах структура поровых каналов сильно изменяется и в целом УЭС пород резко возрастает. При дальнейшем понижении температуры вследствие замерзания рыхлосвязанной воды проводником будет служить прочносвязанная вода двойных электрических слоев. Как показали исследования, она не замерзает даже при -70°C . Таким образом, УЭС большинства пород в случае их замерзания сначала возрастает скачком, а с дальнейшим понижением температуры достигает некоторого предельного значения, которое определяется литологическими особенностями породы и текстурой криогенного состояния.

Осадочные породы испытывают, помимо влияния температуры, воздействие горного давления вышележащих слоев и внутреннего гидростатического давления в пласте. Под действием горного давления понижается пористость пород, вследствие чего УЭС увеличивается. Пластовое давление, напротив, способствует возрастанию объема среды, что приводит к уменьшению УЭС пород. Практически при одновременном повышении горного давления и температуры УЭС плотных пород с малой пористостью увеличивается, а пород с высокой пористостью и значительной минерализацией вод падает.

Наиболее сложна зависимость УЭС горных пород от частоты изменения поля (частотная дисперсия электрических свойств). Как отмечалось в § 1, дисперсия происходит во всем диапазоне частот от инфранизких до ультравысоких. В диапазоне низких частот токи смещения малы, и дисперсия связана преимущественно с диффузией ионов электролита. С увеличе-

нием частоты диффузионные процессы в силу их инерционности ослабевают и УЭС горных пород понижается. В диапазоне относительно высоких частот возрастает роль токов смещения в пограничных зонах. С увеличением частоты их интенсивность растет, усиливается обмен зарядами между электролитом и твердой фазой, вследствие чего общее сопротивление горных пород падает. Как показали исследования, резкое уменьшение эффективного УЭС начинается при частотах порядка 10^4 Гц и ниже.

Наконец, необходимо заметить, что УЭС горных пород непрерывно изменяется под влиянием экзогенных и эндогенных процессов. В верхней части разреза такими воздействующими факторами являются сезонные колебания уровня подземных вод, атмосферные осадки, денудационные процессы, в том числе суффозия и карст, изменение трещиноватости пород в зонах современных подвижек и пр. В глубоких горизонтах изменение электропроводности связано главным образом с тектоническими процессами. Возрастание напряжений приводит к образованию микротрещин, которые немедленно заполняются подземными водами, что приводит к понижению УЭС, а также к изменению анизотропии горных пород. Причем этот процесс обратим. При дальнейшем увеличении давления трещины могут закрыться и УЭС снова возрастет. В сейсмической службе эти явления изучаются на специальных геодинамических полигонах и используются при составлении прогнозов землетрясений.

Магнитная проницаемость

Магнитной проницаемостью μ называют свойство вещества концентрировать или рассеивать поток магнитной индукции вследствие явления поляризации, т. е. упорядоченной ориентации магнитных моментов вещества. Природа ее связана с наличием в горных породах минералов, обладающих способностью намагничиваться под действием стороннего магнитного поля.

Основной характеристикой состояния поляризованного вещества служит **вектор намагниченности** единицы объема \vec{J} . Он равен произведению среднего магнитного момента \vec{m} каждой частицы на число поляризующихся частиц n в единице объема вещества. В изотропных средах вектор намагниченности \vec{J} совпадает по направлению с вектором напряженности магнитного поля \vec{H} . Между ними существует пропорциональная зависимость $\vec{J} = \chi_H \vec{H}$. Коэффициент χ_H называют **магнитной восприимчивостью**, χ_H — физическая величина, характеризующая способность вещества изменять свой магнитный момент под действием внешнего поля.

Поскольку магнитное взаимодействие происходит в поляризуемой среде, плотность потока магнитной индукции \vec{B} (плотность силовых линий поля) является результирующим вектором. Он связан с напряженностью внешнего поля \vec{H} и намагниченностью \vec{J} соотношением

$$\vec{B} = \vec{H} + \vec{J} = (1 + \chi_H) \vec{H} = \mu \vec{H}, \quad (2.5)$$

где $\mu = \mu_0 \mu_r$ — магнитная проницаемость среды; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м — магнитная постоянная (проницаемость вакуума); μ_r — относительная проницаемость. Величина μ имеет размерность распределенной индуктивности 1 м³ породы и ее измеряют в генри на метр (Гн/м). Относительная магнитная проницаемость μ_r показывает, во сколько раз силы магнитного взаимодействия в породе превышают (или слабее — при $\mu_r < 1$) силы магнитного взаимодействия в вакууме.

Магнитная проницаемость оказывает существенное влияние на результаты измерений в переменном электромагнитном поле. Наведенные этим полем вихревые электрические токи локализуются в зонах с повышенной электропроводностью и относительно высокой магнитной проницаемостью, где движущиеся заряды встречают меньшее сопротивление и удерживаются сильным магнитным полем. Например, в низкочастотном поле параметром токопроводности, определяющим растекание тока в среде, является величина $a = (\sigma\mu)^{-1/2}$ м/с^{1/2}. Параметр a показывает, что увеличение магнитной проницаемости в n раз приводит к такому же эффекту, как и увеличение проводимости в n раз.

В высокочастотном поле показателем свойств среды является скорость распространения электромагнитных волн $v = (\epsilon\mu)^{-1/2}$ м/с. В этом случае увеличение магнитной проницаемости в n раз равносильно увеличению диэлектрической проницаемости во столько же раз, а следовательно — возрастанию плотности тока смещения.

Таким образом, в переменных полях как при низкой, так и при высокой частоте магнитная проницаемость косвенно способствует увеличению эффективной электропроводности горных пород.

В гармонически изменяющемся поле μ — комплексный параметр, имеющий действительную и мнимую части. Сдвиг по фазе между измеряемым сигналом и первичным намагничивающим полем обусловлен реактивным сопротивлением среды вида ωL , где L — эффективная распределенная индуктивность горной породы.

В общем случае анизотропной среды μ_{ij} является симметричным тензором второй валентности, который в зависимости

от направления намагничивающегося поля определяется тремя компонентами: μ_{xx} , μ_{yy} , μ_{zz} .

На практике для характеристики горных пород чаще пользуются относительной магнитной восприимчивостью κ , которая связана с относительной магнитной проницаемостью соотношением $\mu_r = 1 + \kappa$. При этом различают диамагнитные ($\kappa < 1$), парамагнитные ($\kappa > 1$) и ферромагнитные ($\kappa \gg 1$) минералы. К диамагнитным минералам относятся медь, серебро, золото, ртуть, свинец, мышьяк, сера и др. Их восприимчивость сугубо отрицательна и измеряется первыми десятками микроединиц СИ. Наибольшее абсолютное значение ($\kappa = -160 \cdot 10^{-6}$ ед. СИ) имеет висмут. Восприимчивость парамагнитных минералов (хром, молибден, вольфрам, уран, марганец, платина и др.) изменяется от 10^{-5} до 10^{-3} ед. СИ.

Магнитные свойства горных пород зависят в основном от включений ферромагнитных минералов, к числу которых относят широко распространенный магнетит ($\kappa = 4 \div 25$ ед. СИ), а также титаномагнетит (магнетит с избыточным количеством TiO_2) и пирротин ($\kappa = 10^{-2} \div 10^{-1}$ ед. СИ). Другие породообразующие и рудные минералы обладают слабой восприимчивостью и не оказывают существенного влияния на общие магнитные свойства пород.

Исследователи отмечают зависимость магнитной восприимчивости от размеров зерен магнетита, формы их включений, а также от химического состава горных пород и температуры. С увеличением температуры восприимчивость пород сначала растет, достигает максимума и затем быстро падает до нуля.

Многочисленные измерения показали, что восприимчивость большинства осадочных пород колеблется в пределах $(10 - 300) \cdot 10^{-6}$ ед. СИ. У магматических и метаморфических пород она выше на один-два порядка.

Диэлектрическая проницаемость

Диэлектрической проницаемостью ϵ называют свойство вещества концентрировать или рассеивать поток электрической индукции вследствие явления электрической поляризации, т. е. упорядоченной ориентации связанных зарядов, на которые воздействует внешнее электрическое поле. В горных породах такие заряды имеются в свободной и связанной воде, а также в твердых частицах (электроны в атомах, ионы в кристаллической решетке и т. п.).

Основной характеристикой электрического состояния поляризованного вещества служит электрический момент единицы объема \vec{P} , называемый **вектором интенсивности поляризации**. Он равен произведению среднего дипольного момента \vec{p} каж-

дой частицы на число n поляризующихся частиц в единице объема диэлектрика. В изотропных средах вектор интенсивности поляризации \vec{P} совпадает с вектором напряженности внешнего поля \vec{E} . Они связаны прямой пропорциональной зависимостью $\vec{P} = \kappa_E \vec{E}$. Коэффициент κ_E называют **диэлектрической восприимчивостью**. Величина κ_E характеризует способность вещества изменять свой электрический момент под действием внешнего поля.

Поскольку взаимодействие между зарядами происходит в поляризованном диэлектрике, плотность потока электрической индукции \vec{D} представляет собой результирующий вектор, который связан с \vec{E} и \vec{P} соотношением

$$\vec{D} = \vec{E} + \vec{P} = (1 + \kappa_E) \vec{E} = \varepsilon \vec{E}, \quad (2.6)$$

где $\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r$ — диэлектрическая проницаемость; $\varepsilon_0 = 10^{-9}/36 \pi$ Ф/м — электрическая постоянная (проницаемость вакуума); ε_r — относительная проницаемость. Величина ε имеет размерность распределенной емкости 1 м³ породы и ее измеряют в фарадах на метр (Ф/м).

В быстропеременных полях (при относительно высоких частотах) между твердой и жидкой фазами, а также между отдельными частицами горной породы возникает ток смещения, плотность которого $\vec{j}_{см}$ пропорциональна скорости изменения напряженности поля \vec{E} :

$$\vec{j}_{см} = \partial \vec{D} / \partial t = \varepsilon \partial \vec{E} / \partial t. \quad (2.7)$$

При фиксированной частоте увеличение ε способствует возрастанию плотности тока смещения, что создает эффект увеличения электропроводности среды.

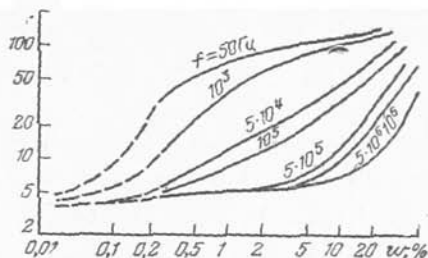
В анизотропных средах величина ε_{ij} так же, как и электропроводность, является симметричным тензором второй валентности и характеризуется тремя компонентами, зависящими от направления E : ε_{xx} , ε_{yy} , ε_{zz} .

В гармонически изменяющемся поле ε — комплексная величина, имеющая действительную и мнимую составляющие. Сдвиг по фазе обусловлен запаздыванием измеряемого сигнала вследствие реактивного сопротивления среды типа $1/(\omega C)$, где C — эффективная распределенная емкость горной породы.

На практике горные породы обычно характеризуют величиной относительной диэлектрической проницаемости ε_r . Она показывает, во сколько раз изменяется сила взаимодействия электрических зарядов, расстояние между которыми постоянно, при переносе их из вакуума в однородную изотропную среду. Величина ε_r горных пород зависит от их минерального состава,

Рис. 5. График зависимости относительной диэлектрической проницаемости ϵ_r кварцевого песка от влажности w при различной частоте f электрического поля (по А. Д. Фролову).

Пунктиром обозначены предполагаемые части графиков



влажности, плотности, давления, температуры, а также динамического состояния.

Для большинства породообразующих минералов, в частности минералов силикатной группы, $\epsilon_r = 6 \div 8$. Высокой относительной диэлектрической проницаемостью, достигающей нескольких десятков единиц, обладают некоторые минералы группы сульфидов (пирит, пирротин, молибденит, арсенопирит и т. п.), а также окислы (магнетит, ильменит, хромит, борнит, рутил, касситерит и др.). В то же время проницаемость таких сульфидов, как сфалерит, киноварь, аурипигмент, не превышает нескольких единиц, а некоторые окислы — халцедон, куприт, шпинели и др. — имеют $\epsilon_r < 10$.

Природа диэлектрической проницаемости осадочных пород обусловлена преимущественно релаксационной поляризацией молекул воды. Поэтому величина ϵ_r зависит как от влажности пород, так и скорости изменения первичного электрического поля. На рис. 5 показаны графики изменения ϵ_r для кварцевого песка в зависимости от его влажности и частоты электрического поля. С увеличением влажности ϵ_r быстро растет. В поле низкой частоты быстрый рост ϵ_r наблюдается в условиях малой (до 1 %) влажности, тогда как для высоких частот увеличение ϵ_r имеет место только при большой (10—30 %) влажности.

На величину ϵ_r существенное влияние оказывает температура горных пород. С повышением температуры относительная диэлектрическая проницаемость влажных пород уменьшается, а сухих увеличивается. В мерзлых породах наблюдаются и температурная, и частотная дисперсии. Но, как правило, с понижением температуры (замораживанием свободной воды) ϵ_r убывает до значений, соответствующих ϵ_r минерального скелета горной породы и льда (Фролов, 1976).

Поляризуемость

Поляризуемостью называют свойство горных пород и руд, находящихся в ионной среде, поляризоваться (образовывать поверхностные и объемные заряды) под действием постоянного

или низкочастотного переменного тока. Вызванная поляризация возникает только в многофазных средах, и природа ее связана с активизацией физико-химических процессов на границах двойных электрических слоев.

Поляризованное состояние ДФ-среды, возбужденной внешним полем \vec{E} , характеризуется электрическим моментом единицы объема $\vec{P}_{\text{ВП}}$, называемым **вектором интенсивности ВП**. Он равен произведению среднего дипольного момента $\vec{p}_{\text{ВП}}$ каждой частицы вещества на число n поляризующихся частиц в единице объема ДФ-среды. В изотропной среде вектор $\vec{P}_{\text{ВП}}$ численно равен напряженности поля $E_{\text{ВП}}(0)$ в момент выключения поляризующегося тока и пропорционален напряженности внешнего поля \vec{E} :

$$\vec{P}_{\text{ВП}} = \vec{E}_{\text{ВП}}(0) = \kappa_{\text{ВП}} \vec{E},$$

где $\kappa_{\text{ВП}}$ — поляризационная восприимчивость ДФ-среды. Она имеет отрицательный знак.

Напряженность поля ВП для любого момента времени представляет собой результирующий вектор

$$\vec{E}_{\text{ВП}} = \vec{E} + P_{\text{ВП}} = (1 + \kappa_{\text{ВП}}) \vec{E} = \eta \vec{E}, \quad (2.8)$$

где η — поляризуемость.

Поляризуемость η характеризует относительную интенсивность вторичного поля ВП в единице объема вещества. Она является безразмерной величиной и определяется отношением вторичного поля $E_{\text{ВП}}$ к суммарному полю E . В общем случае для любого момента времени это отношение имеет вид

$$\eta(t) = E_{\text{ВП}}(t)/E = E_{\text{ВП}}(t)/[E_0 + E_{\text{ВП}}(0)], \quad (2.9)$$

где E_0 — напряженность первичного поля, возникающего в момент включения тока; $E_{\text{ВП}}(0)$ — напряженность поля ВП в конце тока зарядки ($t=0$); $E_{\text{ВП}}(t)$ — напряженность поля ВП в момент измерений t после выключения тока.

Вторичное поле $\vec{E}_{\text{ВП}}$ противодействует суммарному внешнему полю \vec{E} , в результате чего создается эффект увеличения УЭС при измерении на постоянном или низкочастотном переменном токе. Количественно этот эффект можно оценить на основе формального рассмотрения закона Ома:

$$\vec{j} = \frac{1}{\rho_0} (\vec{E} - \vec{E}_{\text{ВП}}) = \frac{1}{\rho_0} (1 - \eta) \vec{E} = \frac{1}{\rho} \vec{E}, \quad (2.10)$$



Рис. 6. Сводная диаграмма поляризуемостей пород и руд (по В. А. Комарову):

1 — породы без заметной вкрапленности электропроводящих минералов; 2 — с вкрапленностью сульфидов; 3 — графитизированные; 4 — вкрапленные; 5 — сплошные руды

где

$$\rho = \rho_0 / (1 - \eta) \approx \rho_0 (1 + \eta) \quad (2.11)$$

— эффективное УЭС среды.

Таким образом, при измерении в поляризующейся среде эффективное УЭС возрастает по сравнению с нормальным примерно на величину $\eta\rho_0$.

Поляризуемость горных пород зависит от вещественного состава твердой фазы, пористости, проницаемости и структуры поровых каналов, а также от влажности, минерализации внутрипоровой влаги и других факторов. Наибольшей поляризуемостью (10—50 %) обладают электропроводящие породы, залегающие в условиях невысокой влажности и слабой минерализации подземных вод. К ним относятся все медно-колчеданные и полиметаллические руды, а также графитизированные сланцы и известняки (рис. 6). Их поляризационные свойства обусловлены главным образом электролитическими процессами, эффектами электролиза и изменения ζ -потенциала двойного электрического слоя.

Естественная поляризуемость

Естественной поляризуемостью называют свойства горных пород и руд поляризоваться в естественных условиях под воздействием природных факторов. Наиболее изученными из них

являются физико-химические процессы (окислительно-восстановительные, фильтрационные, диффузионные), которые протекают в земле самопроизвольно. Вместе с тем некоторые исследователи полагают, что активизирующей силой могут служить внешние физические поля (термокапиллярные, гравитационные, магнитотеллурические и др.), которые воздействуют на ДФ-среду подобно искусственному полю в методе вызванной поляризации. При этом возникает электрический момент $\vec{P}_{\text{ЕП}}$, который можно назвать **вектором интенсивности естественной поляризации**. В изотропной ДФ-среде он пропорционален напряженности суммарного теллурического поля $\vec{E}_{\text{ТТ}}$ и связан с ним соотношением $\vec{P}_{\text{ЕП}} = \kappa_{\text{ЕП}} \vec{E}_{\text{ТТ}}$, где $\kappa_{\text{ЕП}}$ — электрическая восприимчивость горных пород и руд в естественных условиях. В таком случае результирующий вектор поля ЕП можно записать в виде

$$\vec{E}_{\text{ЕП}} = \vec{E}_{\text{ТТ}} + \vec{P}_{\text{ЕП}} = (1 + \kappa_{\text{ЕП}}) \vec{E}_{\text{ТТ}} = \eta_{\text{ЕП}} \vec{E}_{\text{ТТ}}. \quad (2.12)$$

Отсюда вытекает возможность измерения не только абсолютных значений потенциала поля ЕП, но и относительных

$$\tilde{\eta}_{\text{ЕП}} = E_{\text{ЕП}} / E_{\text{ТТ}}. \quad (2.13)$$

Эти соображения высказаны С. Ю. Баласаняном, который выполнил на полигоне специальные эксперименты, показывающие связь поля ЕП с теллурическими токами.

В заключение отметим, что электромагнитные свойства горных пород изучают главным образом в лабораторных условиях, используя для этого образцы пород и керн, извлеченные из подземных выработок и скважин (Справочник геофизика. Петрофизика, 1984). Кроме того, выполняют специальные параметрические измерения на обнажениях, в шахтах, рудниках, которые сопоставляют с данными электромагнитных наблюдений в скважинах и около них. Именно знание основных параметров горных пород и руд дает возможность построить физико-геологическую модель (ФГМ) разреза и на ее основе правильно выбрать комплекс геофизических методов и методику наблюдений.

§ 3. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СЛОИСТЫХ СРЕД

Большинство осадочных образований можно представить в виде модели слоистой среды с чередующимися пропластками, имеющими высокое и низкое сопротивление. По отношению к электрическому току подобная среда является **анизотропной**, ибо ее эффективное сопротивление зависит от направления течения тока. Очевидно, наименьшее сопротивление будет вдоль простирания, а наибольшее — вкрест простирания. Кроме того,

оно может изменяться вдоль выбранного направления либо линейно, либо нелинейно, либо скачками, например на границах слоев. В зависимости от характера изменчивости электрических свойств различают несколько типичных моделей слоистых сред: однородно-анизотропные, градиентные, анизотропно-неоднородные и градиентно-неоднородные.

В **однородно-анизотропной** или **микроанизотропной** среде электрические свойства зависят только от направления. Причем вдоль любого направления градиент изменения свойств равен нулю. В подобных средах электрический ток растекается от источника по радиальным прямым. Линии тока нигде не преломляются и не искривляются. Примером могут служить тонкослоистые породы: глинистые, графитовые и углистые сланцы, трещиноватые известняки и слоистые песчаники. Их поперечное удельное сопротивление ρ_n обычно в 2—8 раз превышает продольное ρ_l . Среднее геометрическое этих величин $\rho_m = \sqrt{\rho_n \rho_l}$. Анизотропные свойства слоистой толщи оценивают с помощью коэффициента анизотропии $\lambda = \sqrt{\rho_n / \rho_l}$. Его численные значения для некоторых типов горных пород приведены ниже.

Графитовые и углистые сланцы	2,0—3,0
Антрациты и каменные угли	1,5—2,5
Глинистые сланцы	1,2—2,2
Трещиноватые горные породы	1,1—2,0
Песчаники слоистые	1,1—1,6
Известняки	1,0—1,3
Глины с прослоями песков	1,1—1,15

В **градиентных** средах удельное сопротивление вкрест простирания изменяется по определенному закону (например, линейному или экспоненциальному), т. е. градиент изменения ρ не равен нулю. Подобная закономерность наблюдается в том случае, когда сопротивление пропластков нарастает или убывает вдоль заданного направления.

В практике электроразведки измерения чаще выполняют в слоистых **неоднородных** средах, удельное сопротивление которых изменяется скачком на поверхностях раздела. Такие среды иногда называют **макроанизотропными**. Они могут состоять из ряда однородных изотропных или анизотропных слоев конечной мощности и разного литологического состава, например переслаивание песчано-глинистых и карбонатных пород с гипсами и ангидритами и т. п. При относительно больших объемах слоистой толщи ее свойства описывают с помощью обобщенных суммарных характеристик: мощности H , продольной проводимости S ; поперечного сопротивления T , а также средних продольного ρ_l и поперечного ρ_n удельных сопротивлений. Физический смысл этих характеристик рассмотрим на примере горизонтально-слоистой среды, состоящей из N пластов ограничен-

ной мощности h_1, h_2, \dots, h_N с удельным сопротивлением $\rho_1, \rho_2, \dots, \rho_N$, поляризуемостью $\eta_1, \eta_2, \dots, \eta_N$.

Выделим мысленно вертикальный столб пород с квадратным сечением 1×1 м и высотой $H = \sum_{i=1}^N h_i$. Очевидно, он будет состоять из N элементов мощностью h_i с удельным сопротивлением ρ_i (рис. 7). Пусть ток I течет параллельно напластованию. Тогда все элементы включаются в электрическую цепь параллельно. Согласно закону Ома, продольное сопротивление каждого элемента $R_i^{\parallel} = (\rho_i \cdot 1)/(h_i \cdot 1) = \rho_i/h_i$, а общая проводимость выделенного столба пород равна сумме проводимостей его элементов:

$$S = \frac{1}{R_1^{\parallel}} + \frac{1}{R_2^{\parallel}} + \dots + \frac{1}{R_N^{\parallel}} = \sum_{i=1}^N \frac{h_i}{\rho_i}. \quad (3.1)$$

Величина S называется **суммарной продольной проводимостью**.

Средневзвешенную удельную электропроводность определяют по формуле

$$\sigma_t = \left(\sum_{i=1}^N \sigma_i h_i \right) / \sum_{i=1}^N h_i. \quad (3.2)$$

Среднее продольное удельное сопротивление является величиной, обратной проводимости:

$$\rho_t = \left(\sum_{i=1}^N h_i \right) / \sum_{i=1}^N (h_i/\rho_i) = H/S, \quad (3.3)$$

где H — суммарная мощность толщи.

Теперь рассмотрим случай, когда ток течет по нормали к границам раздела, вкрест простираения пород. Общее сопротивление выделенного столба пород может быть вычислено как сопротивление последовательно включенных проводников с одинаковым поперечным сечением 1 м^2 , длиной h_i и удельным сопротивлением ρ_i .

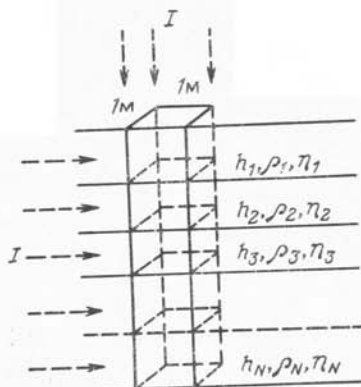
Сопротивление каждого такого проводника $R_i^{\perp} = \rho_i h_i/1$. Суммарное поперечное сопротивление

$$T = R_1^{\perp} + R_2^{\perp} + \dots + R_N^{\perp} = \sum_{i=1}^N h_i \rho_i.$$

Средневзвешенное или **среднее поперечное удельное сопротивление**

$$\rho_n = \left(\sum_{i=1}^N h_i \rho_i \right) / \sum_{i=1}^N h_i = T/H. \quad (3.4)$$

Рис. 7. Модель горизонтально-слоистой неоднородной среды



В анизотропно-неоднородной толще, представляющей собой чередование анизотропных слоев,

$$S = \sum_{i=1}^N (h_i / \rho_{li}), \quad T = \sum_{i=1}^N (h_i / \rho_{ni}), \quad (3.5)$$

где ρ_{li} и ρ_{ni} — продольные и поперечные удельные сопротивления отдельных пластов. Коэффициент макроанизотропии слоистой толщи

$$\lambda_m = \sqrt{\rho_n / \rho_l} = \sqrt{TS} / H. \quad (3.6)$$

С помощью формул (3.3) и (3.4) найдем среднее сопротивление и эффективную мощность неоднородной толщи:

$$\rho_m = \sqrt{\rho_n \rho_l} = \sqrt{T/S} = \rho_n / \lambda_m = \lambda_m \rho_l,$$

$$h_m = \sqrt{TS} = \lambda_m H.$$

Следует заметить, что если коэффициент микроанизотропии λ_μ редко превышает три единицы, то коэффициент общей $\lambda_{\text{общ}}$ (микро- и макро-) анизотропии, вычисленный по формуле (3.6) с учетом (3.5), может достигать десяти и более. В частном случае, когда все пласты имеют почти одинаковый коэффициент микроанизотропии, $\lambda_{\text{общ}} \approx \lambda_\mu \lambda_m$.

Рассмотренные нами соотношения и закономерности в какой-то мере присущи также слоистым поляризующимся средам.

Например, проводимость отдельного поляризующегося слоя с параметрами h_i , ρ_i , η_i будет

$$S^* = h_i (1 - \eta_i) / \rho_i = h_i / \rho_i - \eta_i h_i / \rho_i = S_i - S_{\text{вп}i},$$

а проводимость пачки слоев общей мощностью $H = \sum h_i$

$$S^* = H (1 - \eta_l) / \rho_l = (1 - \eta_l) S = S - \eta_l S.$$

Отсюда найдем **поляризационную проводимость** — величину, на

которую уменьшается общая эффективная проводимость пачки слоев вследствие явления вызванной поляризации,

$$S_{ВП} = \eta_l S,$$

где η_l — продольная поляризуемость,

$$\eta_l = \frac{S_{ВП}}{S} = \frac{\sum \eta_i S_i}{\sum S_i} = \frac{\sum \eta_i h_i / \rho_i}{\sum h_i / \rho_i}. \quad (3.7)$$

При протекании тока вкrest простирания, по нормали к границам слоев, поперечное сопротивление отдельного поляризующегося слоя

$$T_i^* = h_i \rho_i / (1 - \eta_i) \approx h_i \rho_i (1 + \eta_i) = T_i + T_{ВП i}.$$

Для пачки слоев общей мощностью $H = \sum h_i$ найдем

$$T^* = H \rho_n / (1 - \eta_n) \approx H \rho_n (1 + \eta_n) = T + T_{ВП},$$

где $T_{ВП} = \eta_n T$ — поляризационное поперечное сопротивление; η_n — поперечная поляризуемость,

$$\eta_n = \frac{T_{ВП}}{T} = \frac{\sum \eta_i T_i}{\sum T_i} = \frac{\sum \eta_i h_i \rho_i}{\sum h_i \rho_i}. \quad (3.8)$$

Коэффициент макроанизотропии по поляризуемости

$$\lambda_{ВП} = \sqrt{\eta_l / \eta_n} = \sqrt{S_{ВП} T / (S T_{ВП})} \geq 1. \quad (3.9)$$

Средняя поляризуемость слоистой толщи

$$\eta_m = \sqrt{\eta_l \eta_n} = \sqrt{S_{ВП} T_{ВП} / (S T)}. \quad (3.10)$$

Кажущаяся поляризуемость η_k , определяемая по результатам измерений на поверхности слоистой среды, имеет, очевидно, смысл средней поляризуемости η_m .

§ 4. ГЕОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ РАЗРЕЗ

По результатам наблюдений, выполненных на поверхности геологического разреза, строится физическая модель среды, называемая **геоэлектрическим разрезом**. Он представляет собой вертикальный разрез горных пород в естественном залегании, различающихся по электрическим свойствам, главным образом по удельному электрическому сопротивлению. Причем однородная по литологическим признакам толща пород одного и того же возраста на геоэлектрическом разрезе может быть представлена несколькими слоями, что связано с различной степенью минерализации подземных вод. Более часты случаи, когда комплекс слоев, различающихся по составу и возрасту, характеризуется практически одинаковыми электрическими свойствами.

Особый интерес представляют мощные пласты относительно высокого или, напротив, низкого сопротивления. Они, как правило, прослеживаются на больших площадях, и их кровля служит опорным электрическим горизонтом в данном районе.

Сведения о составе, возрасте и электрических свойствах пород, слагающих разрез изучаемого района, получают обычно по результатам бурения, электрических измерений в скважинах и электромагнитных зондирований. По этим сведениям определяют тип разреза и пределы соответствия электрических и стратиграфических границ.

Фундаментальной моделью геоэлектрического разреза является неоднородная горизонтально-слоистая среда, состоящая из нескольких слоев различной мощности с выдержанными по простиранию электрическими свойствами. Тип разреза определяют по числу слоев и соотношению их удельных сопротивлений. Например, двухслойный разрез с соотношением $\rho_2 > \rho_1$, или $\rho_2 < \rho_1$; трехслойный — $\rho_1 < \rho_2 > \rho_3$, $\rho_1 > \rho_2 < \rho_3$ и т. д. По результатам интерпретации электрических зондирований иногда выделяют пять-шесть слоев в разрезе, в то время как по данным бурения их может быть значительно больше.

В общем случае геоэлектрический разрез может иметь не только горизонтальные, но и вертикальные, наклонные границы и содержать отдельные объекты, ограниченные сложными поверхностями раздела.

Надо заметить, что геоэлектрический разрез объективно отражает основные особенности геологического строения. Однако это не означает, что разрезы адекватны. Некоторые слои практически не отражаются в результатах измерений в силу ограниченной разрешающей способности электроразведки. Поэтому обратный переход от геоэлектрического разреза к геологическому в общем случае является некорректной задачей и возможен только при наличии дополнительной информации, раскрывающей связи между электрическими свойствами выделяемых слоев и их литологическим составом.

§ 5. ГЕОЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЗЕМНОЙ КОРЫ И ВЕРХНЕЙ МАНТИИ

Представления о строении и физическом состоянии глубоких слоев Земли основаны главным образом на геофизических данных. В настоящее время считается общепризнанным выделение трех основных слоев или геосфер: земной коры мощностью 10—70 км — слой А, мантии, простирающейся до глубины 2900 км и состоящей, в свою очередь, из слоев В, С и D и ядра — слои Е, F, G. На границах между этими слоями, по сейсмическим данным, происходит резкое увеличение плотности

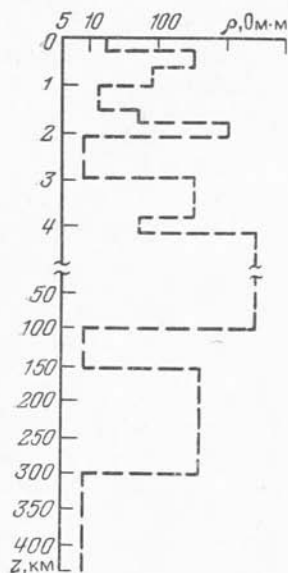


Рис. 8. Вариант схемы геоэлектрической модели земной коры и верхней мантии

горных пород. Так, на поверхности раздела между земной корой и мантией скорость распространения продольных сейсмических волн изменяется скачком в интервале 7,0—8,2 км/с, а поперечных — 4,0—4,5 км/с, плотность горных пород увеличивается в пределах 2,7—3,5 г/см³. Эта граница называется поверхностью Мохоровичича (по имени югославского геофизика).

Земная кора представлена осадочным чехлом и кристаллическим складчатым основанием — фундаментом (Ф). Мощность осадочного чехла на платформах в среднем равна 2—3 км, на щитах она уменьшается до нуля, а в предгорных впадинах достигает 8—15 км. По данным электромагнитных зондирований, бурения и электрических измерений в скважинах осадочная толща схематически может быть представлена в виде многослойного геоэлектрического раз-

реза, характеризующегося чередованием слоев высокого и низкого удельных сопротивлений (рис. 8). Промежуточные пласты высокого удельного сопротивления представлены известняками, доломитами, солями, гипсами и ангидритами. Кровля этих пластов, четко выделяющаяся по электроразведочным данным, служит местным промежуточным опорным или маркирующим горизонтом.

Породы кристаллического фундамента имеют, как правило, более высокое удельное сопротивление, чем покрывающая их толща. Поэтому кровля фундамента почти повсеместно служит надежным опорным электрическим горизонтом. Большинство глубоких скважин пробурено до фундамента, и только некоторыми из них кристаллические породы вскрыты на глубину 200, редко 1000 м. Сверхглубокая скважина на Кольском полуострове пробурена в породах фундамента до глубины 12 000 м.

По данным бурения и геофизических исследований в скважинах установлено неоднородное строение древних щитов. На больших глубинах обнаружены зоны высокопроницаемых, трещиноватых пород, насыщенных подземными водами высокой минерализации. По физическим свойствам породы фундамента резко дифференцированы. Пласты высокого удельного сопротивления перемежаются со слоями низкого сопротивления. Причем, как показывают сейсмические исследования, граничные

скорости, а следовательно, и электрические свойства, сильно изменяются по латерали.

На глубинах порядка 7—15 км (а в районе Кольской сверхглубокой скважины 1,5—9 км) по электромагнитным измерениям выделяются хорошо проводящие зоны, создающие региональные аномалии, вытянутые по простиранию на десятки и сотни километров. Их ширина не превышает нескольких километров. Такие аномалии выявлены в разных районах мира и получили названия тех мест, где они были обнаружены, например, Карпатская, Кировоградская, Уральская, Кавказская, Байкальская, Верхоянская и др. (И. И. Рокитянский, 1975). Природа проводящих зон пока не изучена. Некоторые из них выделены в рифтовых зонах (например, Байкальская) и связаны, как полагают, с очагами повышенного разогрева пород. На Кольском полуострове в интервале глубин 1665—1830 м вскрыты медно-никелевые руды, а на глубине 6500—9500 м — зоны медно-никелевой минерализации.

Наряду с этим, по данным сейсмических и гравиметрических наблюдений на глубинах порядка 20 км выделяется плотностная граница — поверхность Конрада (К), которая, как установлено сверхглубоким бурением, связана либо с наличием вулканогенных пород (в Куринской депрессии АзССР), либо с плотными биотит-плагиоклазовыми гнейсами (Кольский полуостров). По данным электрического каротажа на этой границе наблюдается резкий скачок удельного сопротивления от 1000 до 10 000 Ом·м.

Подошвой земной коры принято считать поверхность Мохорвичича (М). В континентальных условиях она обнаруживается на глубинах порядка 40 км. Наличие поверхности Мохорвичича объясняют изменением химического состава пород в зоне перехода от базальтов к ультраосновным породам типа перидотитов. На этих глубинах (при высоком давлении и критической температуре) происходит также изменение агрегатного состояния вещества и, по всей вероятности, образуется фазовый переход от габброидного нижнего слоя земной коры к эклогитам верхней мантии (слой В). На границах К и М удельное сопротивление возрастает ступенчато.

Мантия подразделяется на три зоны: В — верхняя мантия (40—400 км), С — переходная зона (400—1000 км), D — нижняя мантия (1000—2900 км). В зоне В в интервале глубин 100—200 км по данным электромагнитных зондирований выделяется слой высокой проводимости $S \approx 10^3$ См. Этот слой называют **астеносферой**. Его удельное сопротивление, по-видимому, не превышает 10 Ом·м. С увеличением глубины оно возрастает до 100—200 Ом·м и, начиная с 300—400 км, ступенеобразно понижается до значений, меньших 1 Ом·м.

Глава II

ПОСТОЯННЫЕ И ПЕРЕМЕННЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПОЛЯ, ПРИМЕНЯЕМЫЕ В ЭЛЕКТРОРАЗВЕДКЕ

В электроразведке изучают искусственные и естественные, постоянные и переменные электромагнитные поля. Искусственные поля возбуждают в земле с помощью генераторной установки. Их можно создавать в любой точке изучаемого пространства с заданными интенсивностью, частотой колебаний и длительностью существования. Искусственные поля в какой-то мере управляемы в пространстве и времени.

Естественные поля возникают в Земле самопроизвольно под действием различных природных факторов. Известны постоянные и переменные, локальные и региональные естественные поля. Для их изучения не требуется генераторных устройств, что безусловно облегчает процесс полевых наблюдений. Однако локальные поля, представляющие интерес при геофизических изысканиях, распространены не повсеместно, а региональные поля сильно изменчивы во времени, что затрудняет их регистрацию и снижает производительность полевых наблюдений.

Поэтому при решении поисково-разведочных задач обычно применяют комплекс методов, основанных на использовании искусственных и естественных электромагнитных полей.

В электроразведке используют шесть основных типов полей, различающихся по генетическому признаку и изменчивости во времени: постоянное, естественное, вызванной поляризации, гармонически изменяющееся, неустановившееся и магнитотеллурическое. С целью предварительного знакомства рассмотрим принципы возбуждения и формирования нормальных электромагнитных полей, создаваемых различными источниками в однородном изотропном полупространстве. С аномальными полями познакомимся позже, когда будем иметь представление о методике их измерения.

§ 6. ПОСТОЯННОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ

Постоянное электрическое поле возбуждают с помощью источников постоянного тока. Ток вводят через системы заземлителей, к которым подводят питание от сухих батарей, аккумуля-

торов или генераторов. Простейшая система состоит из двух заземлителей — электродов A и B , подключенных с помощью проводов к плюсу и минусу источника (рис. 9, a). Через электрод A ток поступает в землю, а через электрод B уходит из нее. Наличие тока и распределение его в пространстве можно определить по результатам измерений потенциала U , разности потенциалов между двумя точками ΔU , напряженности поля E и плотности тока j . Все эти компоненты связаны между собой известным соотношением, являющимся дифференциальным выражением закона Ома (рис. 9, b),

$$j = -\frac{1}{\rho} \frac{dU}{dx} = \frac{1}{\rho} E, \quad (6.1)$$

где ρ — удельное сопротивление среды; x — направление течения тока. Воспользуемся формулой (6.1) для изучения полей отдельных заземлителей.

Электрическое поле шарового заземлителя

Пусть в однородной безграничной среде с удельным сопротивлением ρ находится металлический шар радиусом a , к которому от внешнего источника подведен ток I (рис. 10, a). Падением напряжения внутри шара пренебрежем в силу высокой его проводимости. Будем считать, что весь ток стекает с его поверхности в окружающее пространство. Эквипотенциальные поверхности — концентрические сферы с соответствующими радиусами.

Плотность тока на расстоянии x от центра шара

$$j = I/(4\pi x^2).$$

По формуле (6.1)

$$j = -(1/\rho) dU/dx.$$

Приравниваем правые части

$$-(1/\rho) dU/dx = I/(4\pi x^2),$$

отсюда

$$dU = -(I\rho/4\pi) dx/x^2.$$

Здесь dU — разность потенциалов между двумя эквипотенциальными поверхностями, расположенными на очень близком расстоянии dx друг от друга, где x — текущая координата. Знак минус показывает, что потенциал падает с удалением от источника.

Потенциал в произвольной точке M , находящейся на расстоянии r от центра шара, найдем в виде разности потенциалов между точкой M и бесконечно удаленной точкой, где потен-

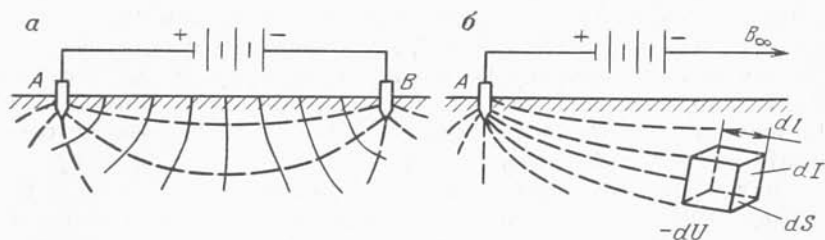


Рис. 9. Электрическое поле заземлителей A, B (а) и схема, поясняющая закон Ома в дифференциальной форме (б).

Здесь и далее пунктирные линии — токовые, сплошные — эквипотенциальные

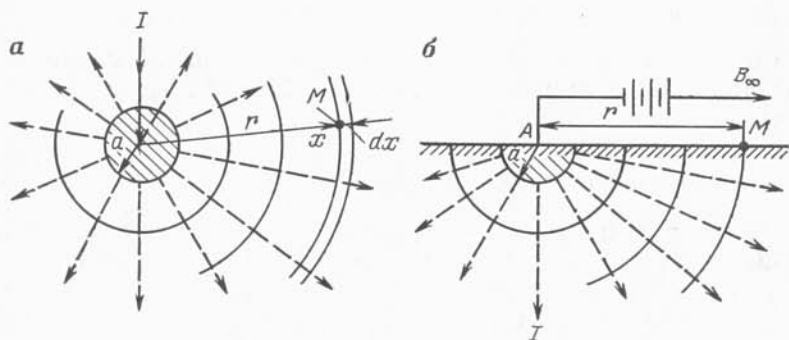


Рис. 10. Электрическое поле шарового (а) и полушарового (б) заземлителей

потенциал заведомо равен нулю. С этой целью возьмем интеграл по всем dU от ∞ до $x=r$:

$$U_M = \frac{I\rho}{4\pi} \int_{\infty}^r \left(-\frac{1}{x^2} \right) dx = \frac{I\rho}{4\pi} \frac{1}{r}. \quad (6.2)$$

Аналогично найдем потенциал на поверхности шара при $x=a$:

$$U_a = \frac{I\rho}{4\pi} \int_{\infty}^a \left(-\frac{1}{x^2} \right) dx = \frac{I\rho}{4\pi} \frac{1}{a}. \quad (6.3)$$

Последняя формула позволяет определить сопротивление стеканию тока с шарового заземлителя — переходное сопротивление

$$R_a = U_a/I = \rho/4\pi a. \quad (6.4)$$

Итак, во внешнем пространстве, согласно (6.2), потенциал убывает с удалением от электрода обратно пропорционально

расстоянию r и не зависит от размеров заземлителя. При $a \ll r$ заземлитель можно принять за точечный электрод или элементарный источник. Принято считать, что формула (6.2) выражает потенциал точечного электрода или точечного источника в безграничной среде.

Переходное сопротивление, напротив, сильно зависит от размеров заземлителя, ибо чем больше его поверхность, тем свободнее ток стекает в окружающую среду. Согласно (6.4), сопротивление стеканию тока пропорционально удельному сопротивлению ρ среды и обратно пропорционально радиусу a шара.

Полушаровой заземлитель на поверхности однородной среды

Рассмотрим теперь полушаровой заземлитель радиусом a , который задавлен в землю до его диаметральной плоскости (рис. 10, б). Предположим, что с него стекает ток I . Среда однородна и имеет то же удельное сопротивление ρ . Очевидно, в данном случае эквипотенциальные поверхности будут представлять собой семейства концентрических полусфер. Следовательно, плотность тока в точке M , находящейся на расстоянии r от центра заземлителя,

$$j = I/2\pi r^2,$$

или

$$j = -(1/\rho) dU/dr.$$

Решая задачу тем же способом, получим

$$U_M = I\rho/2\pi r, \quad (6.5)$$

$$U_a = I\rho/2\pi a, \quad R_a = \rho/2\pi a. \quad (6.6)$$

Нетрудно заметить, что все искомые величины удвоились по сравнению с предыдущим вариантом, так как плотность тока в полупространстве вдвое выше, чем в полном пространстве. Формула (6.5) выражает собой потенциал точечного (элементарного) источника в однородном полупространстве.

Стержневой заземлитель

На практике в качестве электродов применяют металлические заостренные стержни, которые забивают или задавливают в землю на определенную глубину. Электрод круглого сечения диаметром d , погруженный в землю на глубину l и питаемый током I , создает в окружающей среде поле, тождественное полю вытянутого сфероида с полуосями $a=l$ и $b=d/2$. В рассматриваемой среде такое поле можно описать графически семейством эквипотенциальных поверхностей, представляющих собой софокусные полусферонды (рис. 11, а). Характерно, что

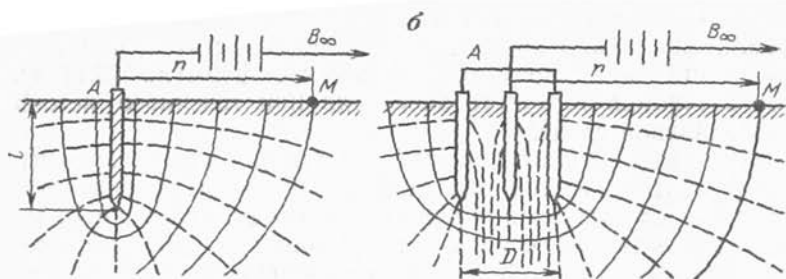


Рис. 11. Электрическое поле стержневых электродов:
 а — одиночного; б — группового

на достаточно большом расстоянии от электрода при $r \gg l$ полусферонды преобразуются в полусферы, и поле стержневого электрода становится эквивалентным полю точечного источника. В этом случае (практически при $r \gg 2l$) потенциал

$$U = I\rho/2\pi r.$$

В ближней зоне при $r < l$ для расчетов можно воспользоваться приближенной формулой (Заборовский, 1963):

$$U \approx (I\rho/2\pi l) \ln(2l/r). \quad (6.7)$$

Тогда на поверхности электрода при $r = d/2$

$$U_s \approx \frac{I\rho}{2\pi l} \ln \frac{2l}{d/2}. \quad (6.8)$$

Отсюда

$$R_s = U_s/I \approx (\rho/2\pi l) \ln(4l/d) \approx \rho/l. \quad (6.9)$$

Из последней формулы следует, что для уменьшения сопротивления одиночного заземлителя необходимо глубже вводить электрод в почву.

Группа стержневых заземлителей

В большинстве случаев для уменьшения переходного сопротивления применяют не один, а группу стержневых электродов, соединенных параллельно, т. е. имеющих одну общую точку питания, как это показано на рис. 11, б. Рассмотрим группу из трех электродов, с которых в землю стекает ток I . Обозначим ширину группы D . Электрическое поле около такой группы показано в виде семейства токовых и эквипотенциальных линий. Очевидно, вблизи группы на расстоянии $r \leq D$ эквипотенциальные поверхности имеют форму, близкую к полусферонду с фокусным расстоянием, примерно равным D . С удалением от группы при $r \gg D$ софокусные полусферонды преобразуются

в полусферы, и поле группы электродов становится эквивалентным полю точечного источника. Поэтому потенциал группового заземлителя в удаленных точках (практически при $r > D$) можно вычислять также по формуле (6.5) для точечного источника.

Предположим теперь, что электроды в группе разнесены на достаточно большое расстояние и их сопротивления одинаковы. Тогда проводимость всей группы

$$1/R = 1/R_1 + 1/R_2 + 1/R_3 = 3/R_i,$$

а общее сопротивление

$$R = R_i/3. \quad (6.10)$$

Отсюда видно, что сопротивление группового заземлителя, состоящего из n элементов, в n раз меньше сопротивления одиночного заземлителя. На практике применяют от 2 до 50 электродов в группе.

Электрическое поле двух точечных электродов

Рассмотрим электрическое поле двух точечных электродов A и B , расположенных на поверхности однородной среды и питаемых токами I и $-I$ соответственно (рис. 12, а). Начало координат поместим в точку A , ось x направим вдоль линии AB , а ось z — по вертикали вниз. Обозначим расстояние $L = AB$. Тогда в промежуточной точке M , находящейся на расстоянии x от начала координат, можно вычислить потенциалы, создаваемые в этой точке электродами A и B . Согласно (6.5),

$$U_{MA} = I\rho/2\pi x, \quad U_{MB} = -I\rho/2\pi(L-x).$$

Общий потенциал найдем в виде алгебраической суммы

$$U_M = (I\rho/2\pi) [1/x - 1/(L-x)]. \quad (6.11)$$

Теперь путем дифференцирования по x (вдоль направления течения тока) получим напряженность поля в той же точке

$$E = -dU/dx = (I\rho/2\pi) [1/x^2 + 1/(L-x)^2]. \quad (6.12)$$

Согласно формулам (6.11) и (6.12), потенциал уменьшается пропорционально x^{-1} , а напряженность поля — x^{-2} . Следует обратить внимание на то, что в средней трети линии AB напряженность поля практически постоянна, т. е. на этом участке поле близко к однородному. Здесь ток течет почти параллельно земной поверхности, и всякое искажение поля за счет неоднородности среды немедленно скажется на результатах измерения. Это свойство однородности первичного поля в средней трети

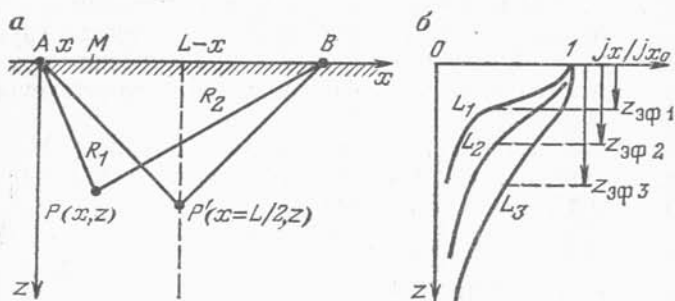


Рис. 12. Электрическое поле двух электродов.
 а — схема расположения электродов и пунктов измерения; б — графики j_x/j_{x0} затухания плотности электрического тока в середине установки для разных разносов

установки AB используется во многих модификациях электро-разведки.

Из выражений (6.11) и (6.12) можно получить формулы для определения удельного сопротивления среды или кажущегося сопротивления ρ_k по данным измерения электрического поля на ее поверхности:

$$\rho_k = \frac{2\pi}{1/x - 1/(L-x)} \frac{U}{I}, \quad \rho_k = \frac{2\pi}{1/x^2 + 1/(L-x)^2} \frac{E}{I}. \quad (6.13)$$

В случае, когда $L \rightarrow \infty$ (электрод B отнесен в бесконечность)

$$\rho_k = 2\pi x (U/I), \quad \rho_k = 2\pi x^2 (E/I). \quad (6.14)$$

Изменение плотности тока в поле двух точечных электродов

Эффективная глубина электрической разведки будет зависеть от распределения тока в полупространстве. Зададимся целью найти закон изменения плотности тока в однородной среде с удельным сопротивлением ρ . Определим потенциал в точке $P(x, z)$ и от него перейдем к плотности тока (см. рис. 12, а).

Пусть $R_1 = \sqrt{x^2 + z^2}$ и $R_2 = \sqrt{(L-x)^2 + z^2}$ — расстояния точки P от электродов A и B соответственно. Тогда потенциал в точке $P(x, z)$

$$U = \frac{I\rho}{2\pi} \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) = \frac{I\rho}{2\pi} \left[\frac{1}{\sqrt{x^2 + z^2}} - \frac{1}{\sqrt{(L-x)^2 + z^2}} \right]. \quad (6.15)$$

Найдем составляющие плотности тока по осям x и z :

$$j_x = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial U}{\partial x} = \frac{I}{2\pi} \left\{ \frac{x}{(x^2 + z^2)^{3/2}} + \frac{L-x}{[(L-x)^2 + z^2]^{3/2}} \right\},$$

$$j_z = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{I}{2\pi} \left\{ \frac{z}{(x^2 + z^2)^{3/2}} - \frac{z}{[(L-x)^2 + z^2]^{3/2}} \right\}.$$

В средней части линии AB при $x=L/2$ $j_z=0$, а

$$j_x = \frac{IL}{2\pi} \frac{1}{(L^2/4 + z^2)^{3/2}} = \frac{4I}{\pi L^2} \frac{1}{(1 + 4z^2/L^2)^{3/2}}. \quad (6.16)$$

На поверхности среды при $z=0$ $j_{x_0} = 4I/\pi L^2$. Отсюда относительное изменение плотности тока в однородной среде

$$j_x/j_{x_0} = (1 + 4z^2/L^2)^{-3/2} = (1 + z^2/r^2)^{-3/2}, \quad (6.17)$$

где $r=L/2=AB/2$.

На рис. 12, б показаны графики затухания плотности тока по вертикали для разных разносов. Из формулы (6.17) и графиков видно, что при фиксированном разносе большая доля тока протекает в верхней части полупространства, примерно выше точки перегиба графика. Поле этих токов существенно влияет на результаты измерения потенциала и разности потенциалов на поверхности земли. Предельную глубину распространения электрических токов, активно действующих на результаты измерений, принято условно называть **эффективной глубиной проникновения тока** или **эффективной глубиной** исследования. Ее можно оценить приближенно по координате точки перегиба графика, ибо эффекты от токов, протекающих глубже, пренебрежимо малы по сравнению с погрешностью измерений.

Точку перегиба найдем из соотношения

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \left(\frac{j_x}{j_{x_0}} \right) = 3r^2 \frac{4z^2 - r^2}{(r^2 + z^2)^{7/2}} = 0.$$

Отсюда следует, что

$$z_{\text{эф}} \approx r/2 = AB/4. \quad (6.18)$$

Эффективная глубина проникновения тока в однородном полупространстве примерно равна 1/4 расстояния между электродами A и B . При этом плотность тока убывает почти в 1,5 раза. Для того чтобы увеличить глубину проникновения тока, нужно соответственно увеличить разнос электродов.

В неоднородной среде, например в слоистом полупространстве, глубина проникновения тока будет зависеть от соотношения мощностей и проводимостей слоев разреза. В большинстве случаев она колеблется в пределах $(0,25-0,1)AB$.

Электрическое поле диполя

Диполем в электроразведке называют систему из двух разнополюсных источников, расстояние между которыми мало по сравнению с расстоянием до точки наблюдения. Рассмотрим электрическое поле питающего диполя AB на поверхности однородного полупространства (рис. 13). Начало прямоугольной системы координат поместим в середину диполя в точку O , ось x направим по линии BA , а ось y — перпендикулярно к оси диполя. Обозначим расстояния до точки наблюдения M $OM=r$, $AM=r_1$, $BM=r_2$. Азимутальный угол MOA между радиусом r и осью диполя — φ , а угол MBA — φ' . В таком случае потенциал в точке M найдем по формуле

$$U = \frac{I\rho}{2\pi} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) = \frac{I\rho}{2\pi} \frac{\Delta r}{r_1 r_2}. \quad (6.19)$$

На достаточно большом удалении от питающих электродов при $r \gg AB$ (практически при $r > 5AB$) $\Delta r = r_2 - r_1 = AB \cos \varphi' \approx \approx AB \cos \varphi$, $r_1 r_2 \approx r^2$ и (6.19) примет вид

$$U = I \cdot AB \cdot \rho \cos \varphi / 2\pi r^2. \quad (6.20)$$

В прямоугольных координатах $\cos \varphi = x/r = x/\sqrt{x^2 + y^2}$, и (6.20) изменится так:

$$U = (I \cdot AB \cdot \rho / 2\pi) [x / (x^2 + y^2)^{3/2}].$$

Найдем составляющие напряженности электрического поля (см. рис. 13):

$$E_x = - \frac{\partial U}{\partial x} = \frac{I \cdot AB \rho}{2\pi} \frac{2x^2 - y^2}{(x^2 + y^2)^{5/2}} = \frac{I \cdot AB \rho}{2\pi} \frac{3 \cos^2 \varphi - 1}{r^3}, \quad (6.21)$$

$$E_y = - \frac{\partial U}{\partial y} = \frac{I \cdot AB \rho}{2\pi} \frac{3xy}{(x^2 + y^2)^{5/2}} = \frac{I \cdot AB \rho}{2\pi} \frac{3 \sin \varphi \cos \varphi}{r^3}, \quad (6.22)$$

$$E_r = - \frac{\partial U}{\partial r} = \frac{I \cdot AB \rho}{2\pi} \frac{2 \cos \varphi}{r^3}, \quad (6.23)$$

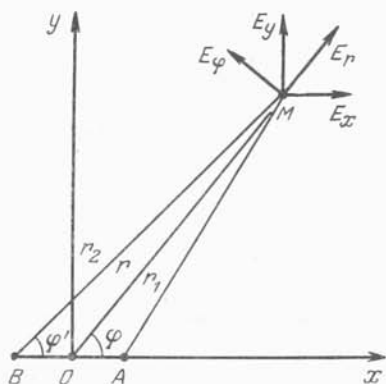
$$E_\varphi = - \frac{\partial U}{r \partial \varphi} = \frac{I \cdot AB \rho}{2\pi} \frac{\sin \varphi}{r^3}. \quad (6.24)$$

Удельное сопротивление среды можно вычислить по формулам

$$\begin{aligned} \rho_x &= \frac{2\pi r^3}{AB (3 \cos^2 \varphi - 1)} \frac{E_x}{I}, & \rho_y &= \frac{2\pi r^3}{AB \cdot 3 \sin \varphi \cos \varphi} \frac{E_y}{I}, \\ \rho_r &= \frac{2\pi r^3}{AB \cdot \cos \varphi} \frac{E_r}{I}, & \rho_\varphi &= \frac{2\pi r^3}{AB \cdot \sin \varphi} \frac{E_\varphi}{I}. \end{aligned} \quad (6.25)$$

При измерениях на поверхности неоднородной среды результат вычисления по формулам (6.25) называют кажущимся сопротивлением.

Рис. 13. Электрическое поле диполя



Из (6.20) — (6.24) следует, что с удалением от электродов потенциал диполя убывает обратно пропорционально r^2 , а напряженность — r^3 . В отличие от поля точечного электрода поле диполя в окрестности источника убывает на порядок быстрее. Тем не менее дипольные источники обладают рядом достоинств и их широко применяют в электроразведке.

Электрическое поле линейных электродов

Линейный электрод изготавливают в виде голого неизолированного кабеля, который раскладывают на земле и прижимают к почве металлическими скобами или зарывают. Если ток подведен равномерно ко всему кабелю, то такой заземлитель имеет практически одинаковый потенциал, и его называют эквипотенциальным.

Пусть длина электрода равна $2l$ и с него равномерно стекает ток I . Выберем прямоугольную систему координат с началом в середине электрода, осью x , направленной по перпендикуляру к нему, и осью y — вдоль него. Эквипотенциальные поверхности в однородном полупространстве вблизи линейного электрода можно представить в виде семейства соосных полуцилиндров, как в двухмерной среде. В этом случае плотность тока в точке M , расположенной на расстоянии $x < 2l$,

$$j \approx I/(\pi x 2l),$$

или

$$j = -(1/\rho) dU/dx.$$

Отсюда

$$dU = -[I\rho/(\pi 2l)] dx/x.$$

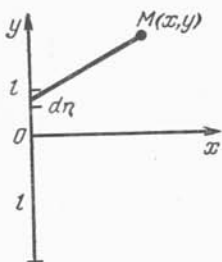


Рис. 14. Схема вычисления потенциала линейного электрода

Разность потенциалов в двух точках, находящихся на расстоянии x_1 и x_2 от электрода ($x_{1,2} < 2l$), найдем путем интегрирования всех dU в этом промежутке:

$$\Delta U = -\frac{I\rho}{\pi 2l} \int_{x_1}^{x_2} \frac{dx}{x} = \frac{I\rho}{\pi 2l} \ln \frac{x_1}{x_2}.$$

Отсюда можно вычислить удельное или кажущееся сопротивление среды

$$\rho_k = \frac{\pi 2l}{\ln(x_1/x_2)} \frac{\Delta U}{I}, \quad x_{1,2} < 2l. \quad (6.26)$$

При измерении в поле двух линейных электродов A и B , расположенных параллельно один другому на расстоянии $x < 2l$, разность потенциалов ΔU удвоится и формула для вычисления кажущегося сопротивления примет вид

$$\rho_k = \frac{\pi l}{\ln(x_1/x_2)} \frac{\Delta U}{I} = K \frac{\Delta U}{I}, \quad (6.27)$$

где $K = \pi l / \ln(x_1/x_2)$ — коэффициент установки.

Потенциал в произвольной точке $M(x, y)$, находящейся на любом расстоянии от электрода, найдем следующим образом (рис. 14). Выделим на электроде элемент малой длины $d\eta$, η — текущая координата вдоль оси y . Очевидно, с него будет стекать ток

$$dI = (I/2l) d\eta.$$

Потенциал в точке $M(x, y)$ от элемента $d\eta$

$$dU = \frac{dI\rho}{2\pi} \frac{1}{r} = \frac{I\rho}{2\pi 2l} \frac{d\eta}{\sqrt{x^2 + (y - \eta)^2}}.$$

Полный потенциал найдем интегрированием

$$U = \frac{I\rho}{2\pi 2l} \int_{-l}^l \frac{d\eta}{\sqrt{x^2 + (y - \eta)^2}} = \frac{I\rho}{2\pi 2l} \times \\ \times \ln \frac{y - l + \sqrt{x^2 + (y - l)^2}}{y + l + \sqrt{x^2 + (y + l)^2}}. \quad (6.28)$$

В практике электроразведки применяют либо два параллельных линейных электрода, либо один в комбинации с точечным электродом, который погружают в скважину, чтобы увеличить глубину исследования.

§ 7. ЕСТЕСТВЕННОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ

Естественным электрическим полем (ЕП) принято называть самопроизвольно возникающее в Земле электрическое поле, природа которого, как полагают, связана с электрохимическими и электрокинетическими процессами в горных породах. Необходимым условием образования естественных полей является наличие контакта твердой части горной породы с жидкой средой — подземными водами. Как правило, естественное поле узко локализовано в пространстве. В ряде мест оно изменяется синхронно с вариациями поля теллурических (земных) токов, что свидетельствует о связи локальных и региональных полей.

По генетическому признаку различают электрохимические, фильтрационные и диффузионные естественные поля.

Электрохимическое поле

Электрохимическое поле возникает в окрестности природных электронных проводников, находящихся в ионной среде. Из природных минералов к ним относится большинство сульфидов (халькопирит, пирит, молибденит и др.), а также графит, шунгит, магнетит, пиролюзит, антрацит. Для образования естественного поля необходимо, чтобы минералы, обладающие высокой электронной проводимостью, имели непрерывную электрическую связь. Наиболее полно изучен механизм возникновения естественных полей на рудных месторождениях, содержащих сульфидные минералы.

Согласно современным представлениям, на контакте рудного тела с растворами, находящимися в земле, происходят окислительно-восстановительные химические реакции, подобные реакциям, возникающим на электродах гальванического элемента.

Верхние, ближайшие к земной поверхности, части рудного тела, находясь под действием вод, богатых кислородом, интенсивно окисляются. Окислительная способность вод зависит от концентрации водородных ионов (величины pH), сульфидных ионов и ионов железа, т. е. материалов, необходимых для превращения сульфидов в сульфаты и серную кислоту. Наиболее активно вступают в реакцию минералы железа. На первой стадии их окисления образуются сульфаты закиси железа FeSO_4 , которые под действием кислорода переходят в сульфаты окиси $\text{Fe}_2(\text{SO}_4)_3$.

Реакции окисления сопровождаются отдачей электронов и увеличением положительной валентности рудных минералов, в силу чего верхняя часть рудного тела приобретает повышенный электрический потенциал, а на границе с вмещающей средой образуется отрицательный скачок потенциала — ΔU_0 (считая по нормали внутрь тела).

Ниже уровня активной циркуляции подземных вод уменьшается кислотность растворов и накапливается сероводород. В щелочной среде в присутствии сероводорода происходят восстановительные реакции, характеризующиеся присоединением электронов и уменьшением валентности рудных минералов. Вследствие этого нижняя часть рудного тела приобретает отрицательный потенциал и на контакте с внешней средой возникает скачок потенциала $+\Delta U_0$.

В результате пространственного перераспределения зарядов устанавливается ЭДС, под действием которой внутри тела и в окружающей среде будет протекать электрический ток. Носителями зарядов внутри тела будут служить электроны, а в окружающей среде — ионы. Рудное тело по отношению к внешней среде становится как бы природным гальваническим элементом с анодом в нижней части залежи, в зоне первичных руд, и катодом в верхней, в зоне вторичного обогащения (рис. 15).

Движение электрических зарядов сопровождается анодным растворением нижней части рудного тела с выделением ионов металла, входящих в состав сульфидов, и концентрацией катионов в верхней части. При этом вследствие катодной реакции на поверхности залежи образуются ионы S^{2-} и HS^- , которые способствуют осаждению тяжелых металлов в виде вторичных сульфидов. Таким образом, естественное поле способствует образованию зоны вторичного обогащения.

Графитовые и углистые породы по электрохимическим свойствам существенно отличаются от сульфидных руд. Графит в химическом отношении является весьма стойким электродом. Поэтому процессы окисления не могут служить основной причиной образования ЭДС графитовых залежей, если они не содержат сульфидов. По всей вероятности, ЭДС графитовых и углистых залежей определяется разностью потенциалов вод, цирку-

лирующих на разных глубинах. Сама залежь служит лишь проводником, по которому заряды перетекают из верхней части в нижнюю. В этом случае проводимость залежи будет оказывать большее влияние на величину ЭДС. Наблюдения показывают, что над графитовыми месторождениями интенсивность аномалий электрического поля, как правило, больше, чем над угольными (антрацитовыми) пластами.

Необходимо подчеркнуть, что интенсивность естественного поля зависит от минерального состава природных электронных проводников и концентрации окислительных и восстановительных компонентов в подземных водах. Массивные, хорошо проводящие залежи поляризуются сильнее, чем вкрапленные руды. Природа естественных полей графитовых, угольных, магнетитовых и марганцевых месторождений изучена пока слабо.

Фильтрационное поле

Фильтрационное поле связано с движением подземных вод в пористых и трещиноватых горных породах. Оно широко распространено в природе и является ценным источником информации о динамике подземных вод.

Фильтрационные поля относятся к электрокинетическим явлениям, известным в физической химии под названием потенциалов течения. Они связаны с особым распределением ионов природных электролитов на границе капилляров и трещин горных пород.

Рассмотрим механизм возникновения поля на простейшем примере. Пусть через капилляр радиусом r с непроводящими стенками движется вода со скоростью v . Обозначим диэлектрическую проницаемость воды ϵ , удельное сопротивление ρ , вязкость η . Вследствие разности потенциалов твердой и жидкой фазы стенки твердой фазы (капилляра) адсорбируют ионы какого-либо одного знака (обычно анионы). Избыточные ионы другого знака (катионы) располагаются в примыкающем к стенке слое электролита, причем по мере удаления от стенки

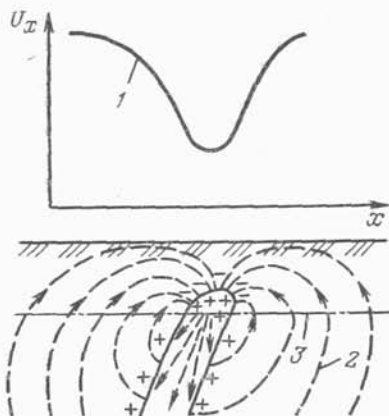


Рис. 15. Естественное электрическое поле вблизи рудной залежи и график потенциала U , измеренного на поверхности земли.

1 — график потенциала; 2 — токовые линии; 3 — уровень подземных вод

капилляра их концентрация быстро падает. При движении жидкости в капилляре свободные ионы (катионы) увлекаются потоком, вследствие чего их концентрация возрастает по направлению течения, а в противоположном направлении — убывает. Это влечет за собой перераспределение зарядов и возникновение ЭДС между концами капилляра.

Расчет ЭДС фильтрации E_v можно выполнить в первом приближении по формуле

$$E_v = \frac{\xi \epsilon \rho}{4\pi\eta} \Delta p, \quad (7.1)$$

где Δp — перепад давления в капилляре.

Таким образом, ЭДС фильтрационного электрического поля пропорциональна скачку потенциала на границе двойного слоя (ξ -потенциалу), диэлектрической проницаемости и удельному сопротивлению жидкости, скорости течения или перепаду давления и обратно пропорциональна радиусу капилляра и вязкости жидкости. Для реальной пористой среды (7.1) можно переписать так:

$$\bar{E}_v = k \epsilon \rho \bar{v}, \quad (7.2)$$

где k — постоянный коэффициент среды, выражающий степень пористости и структуру пор (или трещин); \bar{v} — средняя действительная скорость течения подземных вод. По данным измерений на образцах $k \approx 0,6 \div 0,8$.

Следует заметить, что в реальных условиях интенсивность фильтрационного поля зависит не только от свойств фильтрующих пород, но и от электрических свойств вмещающей среды: чем выше ее проводимость (по сравнению с проводимостью фильтрующего пласта), тем большая часть увлекаемых потоком зарядов уходит во внешнее пространство и тем меньшая идет на создание противотока и связанной с ним ЭДС фильтрации в самом пласте. Согласно Л. М. Альпину, поле ЕП на поверхности слоистой среды описывается соотношениями

$$E = (S_v/S) \bar{E}_v, \quad dU = (S_v/S) \bar{E}_v dx, \quad (7.3)$$

$$U = (S_v/S) \bar{E}_v \int dx = (S_v/S) \bar{E}_v x + U_0, \quad (7.4)$$

где S_v , S — проводимость фильтрующего пласта и общая суммарная проводимость всей слоистой толщи соответственно; \bar{E}_v — средняя напряженность поля в фильтрующем пласте (ЭДС фильтрации); U_0 — условный потенциал в точке $x=0$ (ось x направлена вдоль потока).

Таким образом, при заданной величине \bar{E}_v фильтрационное поле, наблюдаемое на поверхности земли, зависит от соотношения проводимостей фильтрующего пласта и вмещающей среды. Сравнительно интенсивные фильтрационные поля наблюдаются

обычно на склонах гор и оврагов, на берегах и в руслах рек, на берегах и дне водохранилищ, озер, около карстовых воронок, вблизи скважин, из которых откачивают воду, т. е. там, где повышается фильтрация подземных вод.

Диффузионное поле

Диффузионное поле образуется над контактом двух природных растворов с различной минерализацией, например соленых и пресных подземных вод. На их границе происходит диффузия ионов, обусловленная разностью осмотического давления. Ионы из растворов с большей концентрацией перемещаются в раствор с меньшей концентрацией. При этом более подвижные ионы (в большинстве случаев анионы) опережают менее подвижные катионы, вследствие чего происходит перераспределение зарядов и на границе возникает двойной электрический слой с некоторым контактным напряжением. В объеме двойного слоя образуется электрическое поле, направленное навстречу диффузии ионов. В результате взаимодействия двух противоположных процессов устанавливается равновесие, при котором перемещение зарядов диффузией компенсируется встречным током контактной ЭДС. Установившаяся ЭДС получила название потенциала диффузии.

В простейшем случае, когда свободно соприкасающиеся жидкости представляют собой растворы одной и той же соли с разными концентрациями, ЭДС диффузии может быть выражена формулой

$$E_d \approx (n_+ - n_-) k_d \lg(C_1/C_2), \quad (7.5)$$

где n_+ , n_- — относительные скорости движения ионов, называемые числами переноса катионов и анионов. Они характеризуют долю электричества, переносимого в электролите соответствующими ионами,

$$n_+ = v_k / (v_k + v_a), \quad n_- = v_a / (v_k + v_a),$$

где v_k , v_a — скорости движения катионов и анионов; k_d — коэффициент пропорциональности; C_1 , C_2 — концентрации растворов.

Знак диффузионного потенциала зависит от соотношения чисел переноса катионов и анионов. В случае раствора NaCl при температуре +18 °C

$$E_d \approx -11,6 \lg(C_1/C_2) \approx -11,6 \lg(\rho_2/\rho_1), \quad (7.6)$$

где ρ_1 , ρ_2 — удельные сопротивления растворов.

Если на пути ионов окажется тонкопористая перегородка (мембрана) из глинистого материала, то величина и знак диффузионного потенциала могут измениться. Анионы сильно

адсорбируются глинистыми частицами, в то время как подвижность катионов остается без изменений. Вследствие этого со стороны раствора малой концентрации будут накапливаться катионы и знак ЭДС изменится на противоположный.

Электродвижущая сила диффузии, возникающая по разные стороны глинистой перегородки, получила название мембранного диффузионного потенциала:

$$E_{\text{дм}} \approx k_{\text{дм}} \lg (C_1/C_2) \approx k_{\text{дм}} \lg (\rho_2/\rho_1), \quad (7.7)$$

где $k_{\text{дм}}$ — коэффициент мембранного потенциала. По данным лабораторных измерений для раствора NaCl $k_{\text{дм}} \approx 45$.

§ 8. ПОЛЕ ВЫЗВАННОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Вызванной поляризацией называют образование вторичных поверхностных и объемных зарядов в горной породе при пропускании через нее постоянного или низкочастотного переменного тока. Под действием электрического поля ускоряются электрокинетические и химические процессы на фазовых границах, возникает направленное перемещение зарядов и в горных породах образуется вторичная ЭДС, которая не исчезает после выключения тока. Вторичное электромагнитное поле, сопутствующее этому явлению, называют полем вызванной поляризации (ВП).

Во время пропускания тока оно складывается с первичным поляризующим полем и на поверхности земли наблюдается суммарный эффект. После выключения тока поле вызванной поляризации можно наблюдать в «чистом виде». Оно отражает структуру и физические свойства горных пород и руд, что и явилось основанием для его использования в электроразведке.

Идея использования вызванной поляризации с геологическими целями впервые была высказана французским геофизиком К. Шлюмберже в 1921 г. Впоследствии исследованием природы этого явления и разработкой приемов измерений поля ВП занимались многие советские и зарубежные геофизики: В. Н. Дахнов, А. С. Поляков, Ю. П. Булашевич, А. Ф. Постельников, В. В. Кормильцев, В. А. Комаров, О. М. Шаповалов, С. М. Шейнманн, Д. Блейл (США), В. Бухгейм (ГДР) и др. В результате проведенных исследований установлено, что вызванная поляризация может возникать только в многокомпонентной среде, состоящей из твердого вещества и жидкостно-электролита. Она не обнаруживается только в сухих породах или в электролитах так же, как и в отдельно взятых электрических проводниках. Природа ее, несомненно, связана с физико-химическими особенностями двойного электрического слоя, существующего на границе между твердым веществом и жидкостью. Однако есть некоторое различие в механизме образования

вызванной поляризации в ионопроводящих породах и в электронных проводниках. Рассмотрим эти явления отдельно.

Вызванная поляризация ионопроводящих пород

В ионопроводящих породах, состоящих из минералов-непроводников и окружающего их электролита, ВП связана преимущественно с диффузионными потенциалами. Впервые электродиффузионную гипотезу выдвинул А. Ф. Постельников (1958), и она была подтверждена многочисленными экспериментами. Согласно этой гипотезе, под действием электрического тока в горных породах активизируется движение ионов. Подвижность ионов разного знака изменяется за счет структуры поровых каналов. В узких капиллярах, соизмеримых с толщиной двойного электрического слоя (около 0,1 мкм), отрицательные ионы — анионы испытывают противодействие со стороны обкладки двойного слоя, вследствие чего возрастает относительная подвижность положительно заряженных ионов — катионов. Изменение числа переноса ионов приводит к локальному возрастанию концентрации электролита в месте выхода тока из капилляра и возникновению диффузии ионов в обратном направлении (рис. 16, а). Поэтому узкие капилляры называют активными, а широкие — пассивными.

Оба процесса (накопление катионов и их утечка в обратном направлении) со временем уравниваются. После выключения тока происходит выравнивание концентраций и ЭДС диффузии постепенно падает до нуля. Процессы нарастания диффузионного потенциала до уровня насыщения во время пропускания тока и убывания ЭДС после выключения тока проявляются в виде потенциалов вызванной поляризации и сопровождаются изменением магнитного поля.

При наличии в породе глинистых частиц адсорбция движущихся в растворе анионов усиливается. Это приводит к увеличению разности чисел переноса и усилению ЭДС диффузии.

Многочисленные эксперименты показали (Комаров, 1980),

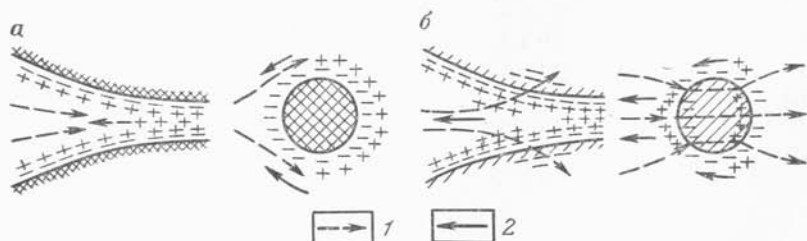


Рис. 16. Схема образования ЭДС ВП в ионопроводящих (а) и электропроводящих (б) породах:

1 — направление поляризующего тока; 2 — направление ЭДС ВП

что максимальная поляризуемость наблюдается при слабой концентрации электролита, небольшой (2—5 %) влажности и оптимальном (8—10 мкм) размере пор, когда толщина пленки влаги соизмерима с толщиной двойного электрического слоя. Скорость нарастания и спада ЭДС ВП определяется прежде всего структурой капилляров. С увеличением размеров зерен породы скорость спада уменьшается. Опыты показали также, что в ионопроводящих породах величина ЭДС ВП при слабых токах, используемых в электроразведке, пропорциональна плотности поляризующего тока.

Вызванная поляризация электронных проводников

В электронных проводниках ВП обусловлена электрохимическими процессами, известными под названием электролитической поляризации. Протекание тока через границу между ионным и электронным проводниками приводит к изменению двойного электрического слоя, существующего на границе в силу естественных процессов. В результате принудительного разряда ионов, проникающих через двойной электрический слой, разность потенциалов на его обкладках увеличивается и поверхность электропроводящих минералов оказывается перенапряженной (активационная поляризация). Подобное явление связано с замедлением скорости разряда из-за деформации и перестройки двойного электрического слоя. Этот процесс сопровождается одновременным накоплением положительных зарядов в узких, активных частях капилляров (рис. 16, б).

Кроме того, протекание тока через электронный проводник вызывает процесс электролиза, при котором на аноде (в месте выхода тока) возникает реакция окисления, а на катоде (в месте входа тока) — реакция восстановления. В результате окислительно-восстановительных реакций концентрация ионов на поверхности проводника изменяется и появляется разность потенциалов (концентрационная поляризация), которая направлена противоположно ЭДС, приложенной извне. В свою очередь, продукты электролиза (водород на катоде, кислород и хлор на аноде), вступают в химические соединения с ионами растворенных веществ, что сопровождается обменом зарядов и появлением дополнительной разности потенциалов (химическая поляризация).

После выключения тока в двойном электрическом слое восстанавливается нарушенное равновесие, что вызывает перемещение зарядов в сторону, противоположную направлению возмущающего напряжения. Затухающий процесс последствия приводит к возникновению электромагнитного поля вызванной поляризации.

Описанная схема позволяет сделать заключение о том, что для появления ЭДС ВП необходимы как наличие тока, так и

свободный доступ электролита к рудной залежи. Если рудное тело залегает в плотных слабопроницаемых породах, например в известняках, доломитах, скарпах и т. п., то ЭДС ВП мала и электрическую составляющую поля ВП не удастся зарегистрировать на поверхности земли. Причиной уменьшения или полного отсутствия поляризации может быть также «химическая укупорка» капилляров продуктами окислительно-восстановительных реакций, возникающих при прохождении электрического тока через границу электролита с проводником. Такое явление возможно на поверхности сульфидов, способных к быстрому окислению (например, галенита).

Многие горные породы в большем или меньшем количестве содержат вкрапления электропроводящих минералов. В этих случаях эффекты ВП обусловлены совокупностью процессов, протекающих на контактах электролита с непроводящими минералами и электронными проводниками.

Основные закономерности и характеристики поля вызванной поляризации

На основе лабораторных и полевых экспериментов установлено, что в общем случае ЭДС ВП зависит от минерального состава горных пород и руд, их структуры и текстуры, влагонасыщенности, минерализации, состава и свойств электролита, интенсивности и длительности поляризующего тока. Образование вызванных потенциалов начинается через тысячные доли секунды после включения тока. С течением времени ЭДС ВП растет сначала быстро, а затем замедляется и через 2—5 мин достигает своего верхнего предела (насыщения). Величина ЭДС и скорость достижения ею максимального предела зависят от перечисленных выше факторов и главным образом от плотности поляризующего тока.

При слабых токах ($j \approx 0,1 \div 0,5 \text{ А/м}^2$), обычно используемых в электроразведке, вызванная поляризация ионных и электронных проводников линейно зависит от плотности тока. Нарушение линейности наблюдается лишь при относительно высокой плотности тока — $j \approx 1 \div 2 \text{ А/м}^2$ и выше (рис. 17). Поэтому в большинстве случаев можно полагать, что ЭДС ВП пропорциональна напряженности поляризующего поля:

$$E_{\text{ВП}} = \eta E, \quad (8.1)$$

где η — безразмерный коэффициент, характеризующий поляризуемость горных пород.

Общую плотность тока в любой точке среды можно выразить в виде алгебраической суммы двух токов:

$$j = j_n - j_{\text{ВП}}, \quad (8.2)$$

где $j_n = (1/\rho)E$ — плотность поляризующего тока; $j_{\text{ВП}} = (1/\rho)E_{\text{ВП}}$ — плотность тока вызванной поляризации.

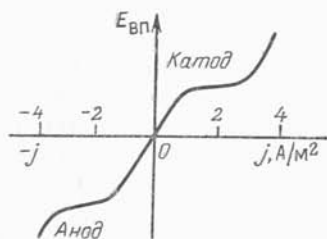


Рис. 17. Зависимость напряженности поля ВП от плотности j поляризующего тока

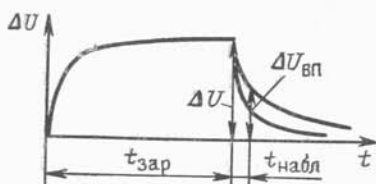


Рис. 18. Изменение разности потенциалов ΔU в процессе зарядки и $\Delta U_{ВП}$ — после выключения тока (на спаде ВП)

В теории электроразведки реальную многофазную среду заменяют эквивалентной макроскопической моделью, характеризуемой, помимо параметров ϵ , μ и ρ , поляризуемостью η . При такой унификации (8.2) примет вид

$$j = \frac{1}{\rho_0} (E - E_{ВП}) = \frac{1 - \eta}{\rho_0} E = \frac{1}{\rho} E, \quad (8.3)$$

где $\rho = \rho_0 / (1 - \eta) \approx \rho_0 (1 + \eta)$ — эффективное УЭС среды.

Из (8.1) следует, что

$$\eta = E_{ВП} / E = \Delta U_{ВП} / \Delta U. \quad (8.4)$$

При измерениях в неоднородной среде результат вычисления по (8.4) называют кажущейся поляризуемостью и обозначают η_k :

$$\eta_k = \Delta U_{ВП} / \Delta U. \quad (8.5)$$

Суммарную разность потенциалов ΔU измеряют во время пропускания тока, обычно в конце зарядки ($t_{зар}$), а $\Delta U_{ВП}$ — после пропускания тока в различные моменты времени $t_{набл}$. Спад вызванной поляризации после выключения тока сначала происходит очень быстро, затем примерно по экспоненте (рис. 18). Форма кривой спада ВП зависит от длительности пропускания тока (времени зарядки $t_{зар}$). Если процесс образования ЭДС ВП линеен по отношению к току зарядки (см. формулу 8.1), то при

$$t_{зар} / t_{набл} \approx \text{const} \quad (8.6)$$

кривые спада будут одинаковыми. Отсюда следует, что для получения устойчивых величин η_k надо соблюдать соотношение (8.6).

Лабораторными и полевыми экспериментами установлено, что величина η_k ионопроводящих пород увеличивается с ростом их удельного сопротивления. Изменение УЭС пород в интервале

$10-10^5$ Ом·м вызывает изменение η_k от десятых долей процента до 5 %, что необходимо учитывать при истолковании результатов наблюдений.

Эффекты вызванной поляризации в переменном поле инфранизкой частоты

Инфранизкими называют частоты от сотых долей герца до нескольких герц. В моделях сплошных сред структура электромагнитного поля инфранизкой частоты мало отличается от структуры постоянного поля. Однако в реальной многофазной среде, состоящей из твердых частиц и электролита, поле существенно меняется.

Как было отмечено ранее, при протекании тока в многофазной среде на границе раздела твердой и жидкой фаз активизируются электрохимические процессы, приводящие к образованию вторичных электродвижущих сил вызванной поляризации. Формально их действие можно трактовать как изменение электропроводности среды, ибо при одном и том же первичном поле через среду будут протекать различные токи (при наличии и отсутствии ЭДС ВП). Поскольку процессы образования вторичных источников тесно связаны с диффузионными явлениями, они инерционны, и электропроводность многофазной среды зависит от скорости изменения первичного поля во времени. Эти особенности поля используются при измерении эффектов ВП на переменном токе.

§ 9. ГАРМОНИЧЕСКИ ИЗМЕНЯЮЩЕЕСЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ

Гармонически изменяющимся называют переменное электромагнитное поле, компоненты которого (ЭДС, плотность тока, напряженность, потенциал) изменяются со временем по закону синуса или косинуса. Его возбуждают в земле с помощью специальных генераторов переменного тока. Источником-возбудителем поля служит заземленная линия AB или незаземленный контур-петля, через которые пропускают переменный ток. Первый способ называют гальваническим, второй — индуктивным.

В случае гальванического возбуждения полюсы генератора подключают к заземленной питающей линии AB (рис. 19, а). В земле будет протекать переменный электрический ток, изменяющийся с той же частотой, что и ЭДС на зажимах генератора, и немного сдвинутый по фазе вследствие того, что линия провод — земля имеет не только активное, но и реактивное сопротивление. Наряду с этим ток в проводах, соединяющих генератор с заземлителями A и B , создает вокруг себя переменное

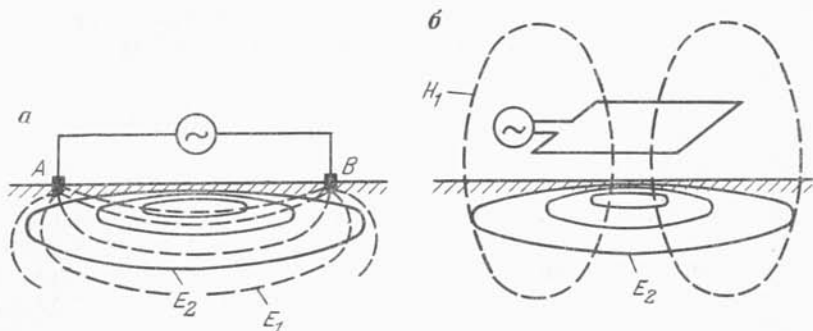


Рис. 19. Способы возбуждения гармонически изменяющихся полей (H_1, E_1 — первичные; E_2 — вторичное):
 а — гальванический; б — индуктивный

магнитное поле, которое индуцирует в земле вторичный электрический ток и вторичное магнитное поле, сдвинутое по фазе относительно первичного на $\pi/2$. Поля токов, возбужденных гальванически и индуктивно, накладываются одно на другое и при наблюдениях вблизи линии AB (в ближней зоне) регистрируют суммарную составляющую напряженности E электрического или H магнитного поля. Таким образом, переменное поле, как мы видим, существенно отличается по структуре от постоянного поля заземленной линии AB .

В случае индуктивного возбуждения (рис. 19, б) переменный ток, протекающий в петле или рамке, возбуждает вокруг нее (в земле и воздухе) переменное магнитное поле, которое наводит в проводящих слоях земли вторичный электрический ток. Образовавшееся при этом вторичное магнитное поле складывается с первичным, и на поверхности земли наблюдают суммарный эффект.

При возбуждении полей с частотами порядка несколько сотен герц и выше рамка может быть заменена открытым излучающим диполем — вертикальной или горизонтальной антенной.

Компоненты поля E и H , изменяющиеся по гармоническому закону, можно записать в параметрической форме

$$E = |E| \cos(\omega t - \psi_E), \quad H = |H| \cos(\omega t - \psi_H),$$

где E и H — мгновенные значения напряженности электрического и магнитного полей в момент времени t ; $|E|$, $|H|$ — модули (максимальные амплитудные значения) соответствующих величин; $\omega = 2\pi f = \pi/T$ — круговая частота или число периодов T в 2π , с; f — частота колебаний, Гц. Аргумент у косинуса $\omega t - \psi$ называют полной фазой, а ψ — начальной (при $t=0$). Фаза определяет состояние колебаний в данный момент времени.

Если какие-либо две компоненты поля гармонически изменяются с одинаковой частотой ω , но имеют при этом различные начальные фазы ψ_1 и ψ_2 , то разность

$$(\omega t - \psi_1) - (\omega t - \psi_2) = \psi_2 - \psi_1$$

принято называть сдвигом фаз. Обычно начальную фазу тока I в генераторном устройстве принимают за нуль, а начальную фазу изучаемого сигнала (ψ_H , ψ_E и т. п.), представляющую собой сдвиг по фазе относительно первичного тока, кратно называют фазой.

В общем случае компоненты поля записывают в символической форме с помощью показательных функций:

$$E = |E| e^{-i(\omega t - \psi_E)} = |E| e^{i\psi_E} e^{-i\omega t} = E_0 e^{-i\omega t},$$

$$H = |H| e^{-i(\omega t - \psi_H)} = |H| e^{i\psi_H} e^{-i\omega t} = H_0 e^{-i\omega t},$$

где E_0 , H_0 — комплексные амплитуды, имеющие действительную и мнимую части,

$$E_0 = |E| e^{i\psi_E} = |E| \cos \psi_E + i |E| \sin \psi_E = \operatorname{Re} E + i \operatorname{Im} E,$$

$$H_0 = |H| e^{i\psi_H} = |H| \cos \psi_H + i |H| \sin \psi_H = \operatorname{Re} H + i \operatorname{Im} H.$$

Комплексная амплитуда численно равна мгновенному значению напряженности поля при $\omega t = 0$.

Структура поля в дальней и ближней зонах

Согласно В. А. Фоку, существуют два рода возбуждения, которые передаются в пункт наблюдения различными путями. Возбуждение первого рода распространяется от источника сначала по воздуху, подобно радиоволне, и лишь затем проникает в землю через ее поверхность. Каждая точка земной поверхности, согласно принципу Гюйгенса, становится источником волн. На достаточно большом удалении от генератора первичное поле можно уподобить плоским неоднородным волнам, проникающим в землю по вертикали (рис. 20, а). Поэтому дальнюю зону часто называют волновой. Длина волны здесь короче расстояния до источника.

Глубина проникновения электрических токов в дальней зоне зависит от частоты. При относительно высокой частоте в силу скин-эффекта токи концентрируются у поверхности земли. Интенсивное магнитное поле вихревых токов, имеющее соленоидальный характер, удерживает движущиеся заряды, как в ловушке, и фактически блокирует распространение тока в глубь среды. С понижением частоты (или увеличением длины волны) магнитное поле ослабевает, и токи растекаются по проводящей среде в виде расширяющегося тороподобного кольца, проникая таким путем на большие глубины. Радиус растекания токов

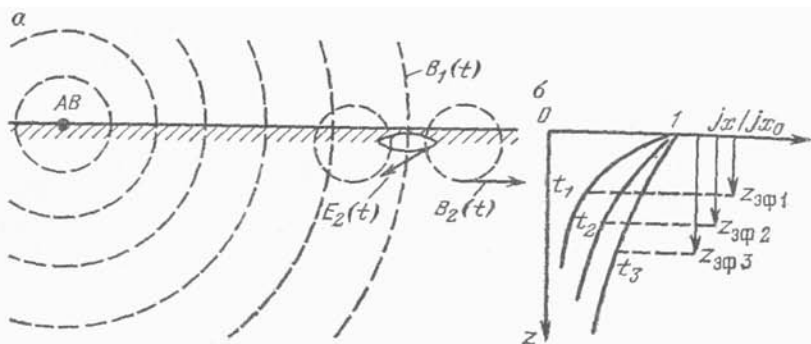


Рис. 20. Схема формирования плоской неоднородной волны у поверхности земли в дальней зоне (а) и графики затухания j_x/j_{x0} плотности вихревых токов (б):

$H_1(\omega)$ — первичное магнитное поле; $E_2(\omega)$, $H_2(\omega)$ — вторичные электрическое и магнитное поля

вследствие скин-эффекта превышает глубину их проникновения примерно в 2 раза. В то же время они концентрируются в проводящих слоях и объектах, например в рудных телах и проводящих зонах, создавая области избыточных токов и как следствие аномальное магнитное поле. При относительно низких частотах магнитное взаимодействие между вихревыми токами ослабевает, и они равномерно распределяются по всей проводящей толще породы. Если эта толща ограничена на глубине изолятором (например плотными доломитами или кристаллическими породами фундамента), то электромагнитное поле будет зависеть от суммарной продольной проводимости S . В этом случае поле теряет волновые свойства и преобразуется в квазистационарное.

Таким образом, переменное поле в дальней зоне с понижением частоты постепенно переходит от волновой стадии к стадии квазистационарного состояния, для которого в определенных пределах справедливы законы постоянного тока.

Возбуждение второго рода распространяется непосредственно от источника в проводящих слоях земли. Оно имеет реактивную природу и формируется в результате взаимодействия магнитных полей вторичных индукционных токов. При относительно высокой частоте они концентрируются в силу скин-эффекта около источника, у поверхности земли. С понижением частоты ситуация меняется. Первичное поле ослабевает, а вторичные индукционные токи растекаются вдоль проводящих слоев и охватывают более глубокие горизонты.

Объемное представление о поле в ближней зоне дает рис. 21, на котором изображены результаты расчетов магнитного поля в модели однородного полупространства. Расчеты выполнены

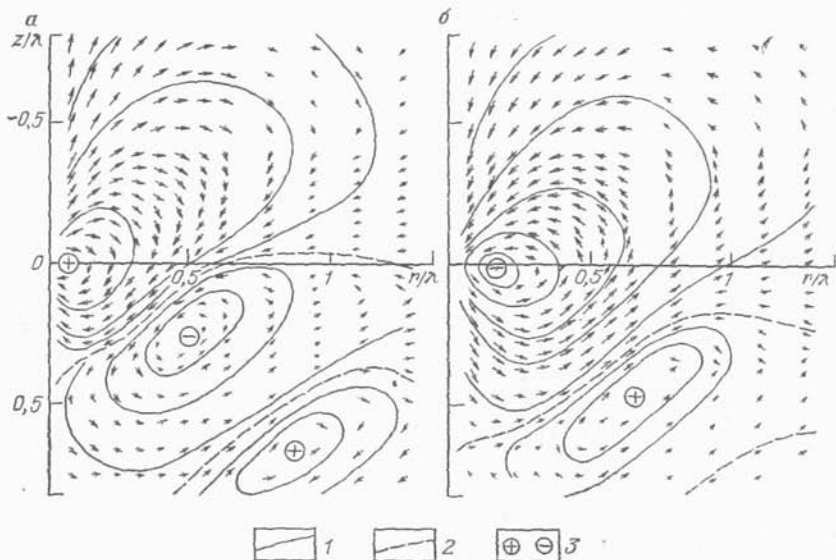


Рис. 21. Поле вертикального магнитного диполя в однородном полупространстве (по П. П. Скачкову).

1 — изолинии напряженности магнитного поля для вещественной (а) и мнимой (б) составляющих; 2 — границы токовых систем разной полярности; 3 — направления индукционных токов

для вертикального магнитного диполя (горизонтальной петли), расположенного на поверхности среды. На рисунке показаны изолинии относительной напряженности магнитного поля для вещественной (а) и мнимой (б) составляющих как в воздухе, так и в нижней части пространства. По вертикальной оси графиков отложены приведенные глубины z/λ , а по горизонтальной — приведенные разносы r/λ , где λ — длина волны. Стрелками показаны направления векторов поля, а кружками со знаками «+» и «-» — направления индукционных токов.

Прежде всего обращает на себя внимание четкая направленность первичного поля вблизи диполя. Максимум энергии возбуждения первого рода выносится в верхнее полупространство примерно под углом 45° и далее распространяется по воздуху вдоль земной поверхности. Вокруг источника образуется своеобразная «воронка выноса энергии», подобная воронке выброса грунта при взрыве. В ближней зоне при $r \leq \lambda$ вещественная составляющая поля слабо связана со средой.

Возбуждение второго рода проявляется в виде нескольких систем круговых индукционных токов, удаляющихся от источника в глубь среды примерно под углом 45° и чередующихся по знаку. На рисунке виден поперечный срез этих систем, опреде-

ленных для четверти пространства. Наибольшей интенсивностью обладают индукционные токи мнимой составляющей поля (рис. 21, б). Аналогичная картина наблюдается в горизонтально-слоистой проводящей среде, не содержащей экранов. Только в этом случае системы индукционных токов в разрезе становятся более плоскими, вытянутыми вдоль простираения границ. По мере удаления от источника глубина их проникновения возрастает. Поэтому, изменяя разности, можно зафиксировать вторичные эффекты, поступающие с разных горизонтов.

При дальнейшем понижении частоты индукционные токи распределяются практически равномерно по всей проводящей толще пород, и вторичное поле будет зависеть от обобщенного параметра S — суммарной продольной проводимости. В зоне S происходит наложение полей, обусловленных возбуждением первого и второго рода. Причем последнее будет, очевидно, превалировать.

Наличие нескольких систем с противоположенными токами свидетельствует о сложной структуре вторичного поля, формирующегося в проводящей среде под действием возбуждения второго рода.

Эллиптическая поляризация

В результате взаимодействия первичной и вторичной составляющих поля суммарный вектор плотности тока или напряженности поля в каждой точке среды будет периодически изменяться как по величине, так и по направлению. Условимся называть плоскость, в которой изменяется вектор напряженности поля (\vec{E} или \vec{H}), плоскостью поляризации. На поверхности земли плоскость поляризации электрического поля будет совпадать с поверхностью раздела земля — воздух, ибо в каждой ее точке отсутствует вертикальная составляющая плотности тока. Выберем прямоугольную систему координат x, y, z . Оси x и y расположим в плоскости раздела. Для такого случая

$$\begin{aligned} E_x &= |E_x| \cos(\omega t - \psi_x), \\ E_y &= |E_y| \cos(\omega t - \psi_y), \\ E_z &= 0. \end{aligned} \tag{9.1}$$

Повернем теперь систему координат xOy вокруг оси z на такой угол φ , чтобы новая ось x' совпала с направлением первичного поля $E_{x'}$. В таком случае ось y' совпадет с направлением индуктивной составляющей $E_{y'}$, ибо вторичное индуктивное поле смещено по фазе относительно первичного поля на $\pi/2$ (рис. 22, а). При этом, очевидно, $\psi_{x'} = 0$, $\psi_{y'} = \pi/2$. После пово-

рота осей координат система уравнений (9.1) примет вид

$$\begin{aligned} E_{x'} &= |E_{x'}| \cos \omega t, \\ E_{y'} &= |E_{y'}| \sin \omega t. \end{aligned} \quad (9.2)$$

Из системы уравнений (9.2) следует (см. рис. 22, а), что для каждого момента времени модуль суммарного вектора напряженности электрического поля $E = \sqrt{E_{x'}^2 + E_{y'}^2}$ будет различным по величине и направлению. Цикл его изменений определяется периодом текущего в земле электрического тока. Эти изменения можно изобразить графически, построив кривую движения конца суммарного вектора E в течение одного периода. Рассматривая величины $E_{x'}$ и $E_{y'}$ как текущие координаты искомой кривой, приходим к выводу, что система уравнений (9.2) представляет собой в параметрической форме уравнение эллипса. Возведя (9.2) в квадрат и складывая, приведем его к канонической форме

$$E_{x'}^2/|E_{x'}|^2 + E_{y'}^2/|E_{y'}|^2 = 1.$$

Следовательно, амплитуда суммарного вектора E изменяется в течение периода от некоторого максимального значения $|E_{x'}| = E_a$ до минимального $|E_{y'}| = E_b$, не равного нулю. Поле, в котором непрерывно изменяется ориентировка результирующего вектора, описывающего своим концом эллипс, называется **эллиптически поляризованным полем**. С понижением частоты (при $\omega \rightarrow 0$) эллипс приобретает форму, сильно вытянутую в направлении течения тока. Такое поле называют линейно поляризованным.

К аналогичным выводам приходим, исследуя вектор напряженности магнитного поля (рис. 22, б). Надо заметить, что ориентировка плоскости поляризации магнитного поля не зависит от поверхности раздела земля — воздух. Поэтому вектор магнитного поля имеет три компоненты вдоль осей пространственной системы координат

$$\begin{aligned} H_x &= |H_x| \cos(\omega t - \psi_x), \\ H_y &= |H_y| \cos(\omega t - \psi_y), \\ H_z &= |H_z| \cos(\omega t - \psi_z). \end{aligned}$$

Рассматривая координатные плоскости xy , yz и zx , мы можем доказать, что проекция пространственной кривой (описываемой концом вектора магнитного поля) на каждую из этих плоскостей изобразится эллипсом. Доказательство этого положения можно выполнить также, изучая поведение компонентов попарно: H_x и H_y , H_y и H_z , H_z и H_x . Пространственная кривая, проекция которой на все координатные плоскости изображается эллипсом, может быть только эллипсом.

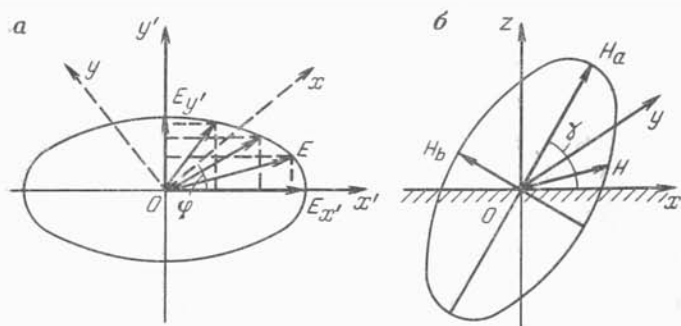


Рис. 22. Эллиптическая поляризация гармонически изменяющегося поля.

Эллипсы поляризации поля: а — электрического; б — магнитного

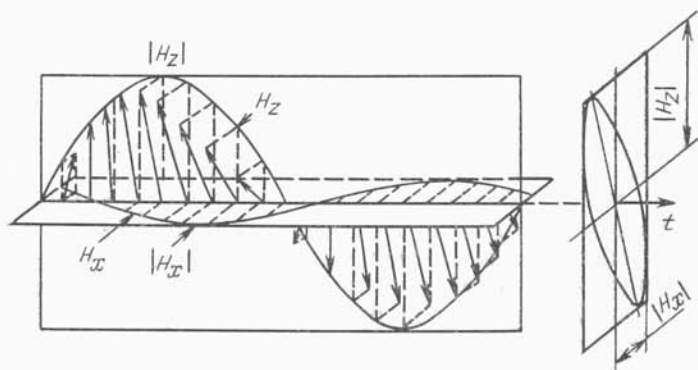


Рис. 23. Схема формирования эллипса поляризации магнитного поля и определение вертикальной (H_z) и горизонтальной (H_x) составляющих

На рис. 23 показана схема формирования эллипса поляризации магнитного поля и его проекции на вертикальную (H_z) и горизонтальную (H_x) оси.

Параметры эллипсов поляризации, большая и малая оси, их ориентировка в пространстве, в частности угол наклона большой оси эллипса поляризации магнитного поля, зависят от электромагнитных свойств среды, а также от частоты колебаний и расстояния до источника поля. Характерно, что оси эллипса поляризации магнитного поля инвариантны по отношению к ориентировке в пространстве измерительной установки.

Основные характеристики переменного поля

Основной характеристикой среды, по которой протекает переменный ток, служит комплексное волновое число k , определяемое соотношением

$$k = \sqrt{-i\omega\sigma\mu - \omega^2\varepsilon\mu} = \alpha + i\beta, \quad (9.3)$$

где

$$\alpha = \left\{ \frac{\omega^2\varepsilon\mu}{2} \left[\sqrt{\left(\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}\right)^2 + 1} - 1 \right] \right\}^{1/2}; \quad (9.4)$$

$$\beta = - \left\{ \frac{\omega^2\varepsilon\mu}{2} \left[\sqrt{\left(\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}\right)^2 + 1} + 1 \right] \right\}^{1/2}; \quad (9.5)$$

$\omega = 2\pi f = 2\pi/T$ — круговая частота; $\varepsilon = \varepsilon_0\varepsilon_r$ и $\mu = \mu_0\mu_r$ — диэлектрическая и магнитная проницаемости соответственно; σ — проводимость.

В квазиволновом приближении (высокие частоты, плохо проводящая среда) при $(\sigma/\omega\varepsilon) \ll 1$

$$\alpha = 0; \quad -\beta = \omega \sqrt{\varepsilon\mu} = 2\pi/vT = 2\pi/\lambda, \quad (9.6)$$

где $v = (\varepsilon\mu)^{-1/2}$ — скорость распространения электромагнитных волн; $\lambda = vT$ — длина волны.

В этом случае $|k| = 2\pi/\lambda$, т. е. модуль волнового числа представляет собой число волн, приходящихся на 2π единиц длины.

В квазистационарном приближении (низкие частоты, проводящая среда) при $(\sigma/\omega\varepsilon) \gg 1$

$$\alpha = \sqrt{\omega\sigma\mu/2}, \quad \beta = -\sqrt{\omega\sigma\mu/2}. \quad (9.7)$$

По аналогии с волновым полем длина волны в квазистационарном поле

$$\lambda = -2\pi/\beta = 2\pi/\sqrt{\omega\sigma\mu/2} = 2\pi/\alpha.$$

Отсюда

$$\alpha = 2\pi/\lambda, \quad \beta = -2\pi/\lambda, \quad (9.8)$$

$$|k| = \sqrt{\alpha^2 + \beta^2} = 2\pi\sqrt{2}/\lambda, \quad (9.9)$$

$$k = \alpha + i\beta = \sqrt{-i\omega\mu/\rho}.$$

Полагая $\mu = \mu_0\mu_r = 4\pi \cdot 10^{-7}\mu_r$, найдем формулы для расчета длины волны и скорости распространения квазистационарных колебаний

$$\lambda = 2\pi\sqrt{2T}/\sqrt{2\pi\sigma\mu_0\mu_r} = \sqrt{10^7 T \rho / \mu_r}, \quad (9.10)$$

$$v = \lambda/T = \sqrt{10^7 f \rho / \mu_r}, \quad (9.11)$$

где λ выражена в м, v — в м/с, $f = 1/T$ — в Гц.

Простейшей моделью гармонически изменяющегося поля является плоская однородная волна, распространяющаяся

в безграничной среде с экспоненциальным затуханием. В этом случае электрическая составляющая напряженности поля убывает по закону

$$E_x = |E_{x_0}| e^{-k_z z} = |E_{x_0}| e^{-\alpha z} e^{-i\beta z} = |E_{x_0}| e^{-2\pi z/\lambda} e^{i2\pi z/\lambda}, \quad (9.12)$$

где $|E_{x_0}| e^{-2\pi z/\lambda}$ — амплитуда; $\beta = -2\pi/\lambda$ — смещение по фазе. Показатель $\alpha = 2\pi/\lambda$ называют **коэффициентом затухания** или поглощения электромагнитной энергии. Поскольку при относительно низких частотах плотность тока, согласно закону Ома, пропорциональна напряженности поля, можно записать

$$j_x = |j_{x_0}| e^{-2\pi z/\lambda}. \quad (9.13)$$

Следовательно, глубина проникновения вихревых токов зависит от длины волны или частоты колебаний. Эффективной глубиной проникновения токов в гармоническом режиме считается такой интервал $z_{\text{эф}}$, на котором поле затухает в e раз (см. рис. 20, б). Из выражения (9.13) находим $z_{\text{эф}}$ (в км) для безграничной среды

$$z_{\text{эф}} \approx \lambda/2\pi \approx 0,5 \sqrt{T\rho/\mu_r}. \quad (9.14)$$

В однородном полупространстве вследствие скин-эффекта токи концентрируются в приповерхностном слое и глубина их проникновения (толщина скин-поля) уменьшится примерно в 2 раза. Формула (9.14) переписывается так:

$$z_{\text{эф}} \approx \lambda/4\pi \approx 0,25 \sqrt{T\rho/\mu_r}. \quad (9.15)$$

В реальных слоистых средах, не содержащих экранов высокого сопротивления,

$$z_{\text{эф}} \approx \lambda/2\pi \sqrt{2} \approx 0,35 \sqrt{T\rho/\mu_r}. \quad (9.16)$$

Вместе с тем следует отметить, что глубинность исследования зависит также и от разнosa r — расстояния между источником и приемником. Мерой удаления пункта наблюдения от источника служит относительное численное расстояние. Оно выражается произведением модуля волнового числа k на величину разнosa и называется **параметром поля**:

$$p = |k| r = 2\pi \sqrt{2} r/\lambda \approx 2,81r \sqrt{f\mu_r/\rho}.$$

Для слоистых сред $p \approx r/z_{\text{эф}}$.

Величина, обратная квадрату параметра p , пропорциональна удельному сопротивлению среды:

$$\frac{1}{p^2} = \left(\frac{\lambda}{2\pi \sqrt{2} r} \right)^2 = \left(\frac{\sqrt{10}}{2\pi \sqrt{2}} \right)^2 \frac{\rho}{r^2 \mu_r}. \quad (9.17)$$

Область малых значений параметра $p \ll 1$ [что эквивалентно соотношению $(r/z_{\text{эф}} \ll 1)$] называют ближней зоной, а область

больших значений параметра $\rho \gg 1$ [$r/z_{эф} \gg 1$] — дальней или волновой зоной. Окрестность пространства, где $\rho \approx 1$, относится к промежуточной зоне.

Учитывая структуру поля, рассмотренную выше, можно конкретизировать эти понятия. Очевидно, ближняя зона соответствует части пространства, заключенной внутри кольца основных индукционных токов, обусловленных возбуждением второго рода. Дальняя зона расположена вне этого кольца, а промежуточная зона представляет собой область наложения эффектов возбуждения первого и второго рода.

Радиоволновое поле Земли

Наряду с полями локальных источников в электроразведке используют электромагнитное поле широковещательных, навигационных и сигнальных радиостанций в длинноволновом (150—450 кГц) и сверхдлинноволновом (10—30 кГц) диапазонах. Радиостанции излучают вертикально поляризованные волны. В результате оттока энергии в землю фронт волны вблизи границы раздела несколько наклонен к горизонту, вследствие чего возникает небольшая горизонтальная (радиальная) составляющая электрического поля (рис. 24).

Таким образом, радиоволна, распространяющаяся вдоль поверхности земли, характеризуется составляющими E_r , E_z , H_φ , где r — направление на радиостанцию. Кроме того, можно измерять элементы эллипса поляризации. Наклон фронта волны тем значительнее, чем выше входное сопротивление — импеданс E_r/H_φ нижнего полупространства. Величина импеданса на частотах длинно- и сверхдлинноволнового диапазонов определяется по формуле

$$Z = E_r/H_\varphi = -i\omega\mu/k = \sqrt{\omega\mu\rho} e^{-i\pi/4}.$$

Отсюда эффективное или кажущееся сопротивление верхней части разреза можно вычислить по модулю импеданса:

$$\rho_k = (\omega\mu)^{-1} |E_r/H_\varphi|^2.$$

Условия распространения радиоволн изменяются с течением времени, что вызывает вариации напряженности поля. Их причиной являются в основном изменения высоты нижнего слоя ионосферы и концентрации в ней электронов. Различают случайные, суточные и сезонные вариации. Например, в течение дня напряженность поля сначала плавно возрастает, а затем падает. В периоды восхода и захода Солнца наблюдаются минимальные сигналы, в ночное время напряженность поля в 1,5—2 раза выше, чем в дневное, и т. п. Поэтому при измерениях радиоволнового поля выбирают оптимальное время работы.

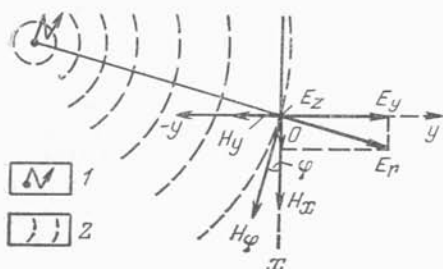


Рис. 24. Радиоволновое поле Земли.

1 — источник радиоволны;
2 — фронт волны

§ 10. НЕУСТАНОВИВШЕЕСЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ

Неустановившимся называют поле переходных процессов, возникающих в земле при ступенчатом или импульсном изменении тока в источнике. Источником — возбудителем поля — служит заземленная линия AB , либо незаземленный контур-петля, через который пропускают постоянный электрический ток. В силу резкого изменения магнитной индукции, например в момент включения или выключения тока, в проводящих слоях земли образуется вихревое переменное электромагнитное поле, структура и частотный спектр которого непрерывно изменяются во времени и пространстве.

При этом на ранней стадии процесса в частотном спектре преобладают высокие гармоники, вследствие чего вихревые токи концентрируются у поверхности проводящей среды в относительно локальной области. Магнитное поле этих токов удерживает движущиеся заряды в соленоидальной ловушке и некоторое время препятствует их растеканию в более глубокие горизонты. В этот период поле несет информацию преимущественно о верхней части разреза. Постепенно высокочастотная часть поля затухает из-за поглощения энергии средой и возрастает роль низкочастотных гармоник. В хорошо проводящих зонах и объектах, например в рудных телах, наводятся интенсивные вихревые токи, которые создают аномальное магнитное поле. Около непроводящих объектов, с их внешней стороны, концентрируются избыточные токи вследствие скин-эффекта. Они также создают аномальное поле, но имеющее иную полярность.

В поздней стадии процесса локальные токи практически полностью затухают, а непрерывное взаимодействие между магнитными полями токов, текущих в верхних и нижних горизонтах, приводит к выравниванию поля и равномерному распределению токов в пространстве. В разрезах с ограниченной мощностью проводящих пород неустановившееся поле будет зависеть от их суммарной продольной проводимости S .

Основным параметром, определяющим состояние переходного процесса, является время становления поля t . Оно зависит от

проводимости и магнитной проницаемости пород, а также расстояния пункта наблюдения от источника. В ближней зоне в породах с высоким удельным сопротивлением поле устанавливается быстро — за десятые и сотые доли секунды. При наличии хорошо проводящих объектов или в проводящих слоях с высокой магнитной проницаемостью переходный процесс замедляется. В этих условиях циркулирующие токи не встречают большого сопротивления и удерживаются относительно сильным магнитным полем. На большом расстоянии от источника, в дальней зоне процесс длится от нескольких секунд до нескольких десятков секунд, а в хорошо проводящих породах — иногда до 1 мин и более.

Таким образом, изучая становление поля во времени, можно получить сведения о последовательности залегания земных слоев с различной электропроводностью, определить обобщенную характеристику среды — суммарную продольную проводимость S , а также выделить в разрезе объекты с повышенной или пониженной проводимостью.

Структура неустановившегося поля в дальней и ближней зонах

Неустановившееся поле, как мы уже отметили, возбуждают в земле либо гальваническим, либо индуктивным способом с помощью диполя, петли или заземленного кабеля. В момент включения или выключения импульса тока в окружающем пространстве возникает переменное магнитное поле, которое является возбудителем вихревых токов в земле. Согласно С. М. Шейнманну, импульсное возбуждение так же, как и в случае гармонически изменяющегося поля, передается в точку наблюдения двумя путями: по воздуху и по земле.

Возбуждение первого рода обусловлено первичным магнитным полем, которое, подобно взрывной волне (см. рис. 21), выталкивается наружу, образуя конус выноса под углом 45° к горизонту, и затем со скоростью электромагнитных волн распространяется по воздуху. Каждая точка земной поверхности, согласно принципу Гюйгенса, становится источником волн. На достаточно большом удалении от генератора первичное поле у земной поверхности можно уподобить плоским неоднородным волнам, проникающим в землю практически по вертикали. На рис. 25 показана схема формирования плоской волны в дальней зоне. На ранней стадии неустановившееся поле формируется за счет токов высокой частоты. Они концентрируются у поверхности земли и некоторое время удерживаются соленоидальным магнитным полем. Постепенно эти токи затухают вследствие поглощения их энергии средой, и магнитное поле ослабевает. Это влечет за собой усиление магнитного поля соседних вихре-

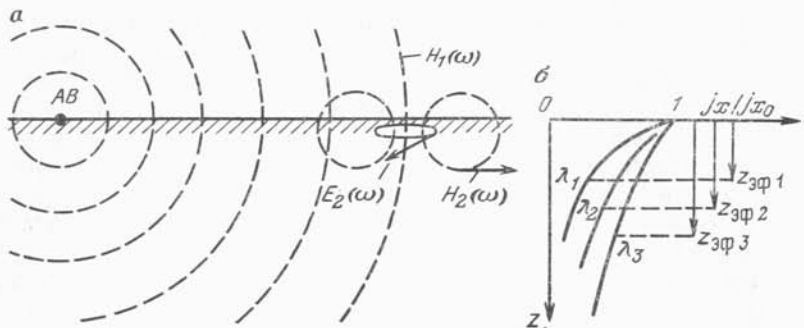


Рис. 25. Схема формирования плоского поля в дальней зоне (а) и графики $|j_x/j_{x0}|$ затухания плотности вихревых токов по вертикали (б) для неустановившегося режима:

$B_1(t)$ — первичное магнитное поле; $E_2(t)$, $B_2(t)$ — вторичные электрическое и магнитное поля

вых токов, циркулирующих на более глубоких горизонтах. В частотном спектре последних преобладают низкие гармоники, поэтому они захватывают большие объемы пород и несут интегральную информацию об их свойствах. Одновременно с передачей энергии с одного уровня на другой, обусловленной непрерывным магнитным взаимодействием, происходит выравнивание токов в пределах всей проводящей толщи.

В поздней стадии поле теряет волновые свойства и зависит главным образом от суммарной продольной проводимости S .

Таким образом, неустановившееся поле в дальней зоне проходит две стадии — волновую и квазистационарную, завершающуюся, в свою очередь, установлением стационарного поля.

Возбуждение второго рода распространяется в проводящих слоях непосредственно от источника. Оно формируется в результате взаимодействия магнитных полей вторичных индукционных токов, образованных главным образом интенсивной мнимой составляющей поля (см. рис. 21, б). Причем на ранней стадии, считая от момента выключения тока, возбуждения первого и второго рода разделены во времени. Первое передается во все точки пространства почти мгновенно, в то время как возбуждение второго рода в силу реактивного сопротивления среды распространяется с некоторым запаздыванием и формируется преимущественно в поздней стадии процесса в ближней зоне. С течением времени оба возбуждения накладываются одно на другое, что проявляется в виде максимума интенсивности поля. В поздней стадии возбуждение первого рода затухает практически повсеместно, и в земле превалирует возбуждение второго рода. Вихревые токи распределяются по всей проводящей толще практически равномерно и в случае ограниченной

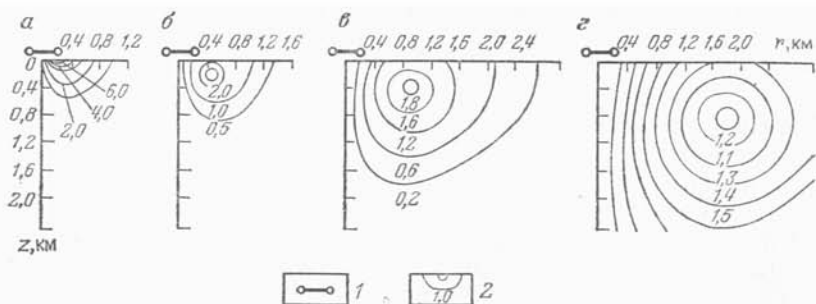


Рис. 26. Пространственные спектры плотности вихревых токов в однородном полупространстве, рассчитанные для четырех моментов времени t_0 (по М. Набигяну).

1 — генераторная петля; 2 — изолинии плотности токов: а — $j \cdot 10^{-6}$; б — $j \cdot 10^{-7}$; в — $j \cdot 10^{-8}$; г — $j \cdot 10^{-10}$ А/м

мощности пород поле будет зависеть от их суммарной продольной проводимости S .

Объемное представление о структуре неустановившегося поля дает рис. 26, на котором в двухмерном изображении показаны мгновенные спектры плотности вихревых токов, наведенных в однородном полупространстве после отключения источника. В качестве источника использована прямоугольная петля размером 400×800 м, по которой протекал ток 1 А. Расчеты выполнены для четырех моментов времени: $t_0 = 0,01; 0,1; 0,4$ и $1,6$ Ом \cdot м \cdot с. Каждый график представляет собой мгновенный поперечный разрез вихря кольцевых токов. Несмотря на то, что источник отключен, вихри токов, зародившихся в результате индукции, продолжают существовать в проводящей среде, непрерывно подерживая и питая друг друга. Подобно кольцам дыма, устремившимся из трубы, они удаляются от источника, постепенно расширяясь и рассеиваясь в пространстве. Причем радиус растекания токов примерно в 2 раза превышает глубину их проникновения. Плотность тока в ядре поперечного среза вихря для каждого последующего момента времени убывает почти на порядок.

Положение максимума плотности тока в пространстве можно определить с помощью соотношений

$$\rho t / r^2 \mu_r = 0,5, \quad \rho t / z^2 \mu_r = 2, \quad (10.1)$$

где разнос r и глубина z выражены в километрах; μ_r — относительная магнитная проницаемость. Отсюда найдем уравнения для горизонтального и вертикального годографов, описывающих перемещение максимума плотности тока в латеральном направлении и по вертикали:

$$t_r = 0,5r^2 \mu_r / \rho, \quad t_z = 2z^2 \mu_r / \rho. \quad (10.2)$$

Годографы имеют вид парабол, крутизна которых обратно пропорциональна удельному электрическому сопротивлению среды.

Основные характеристики неустановившегося поля

В отличие от гармонического поля, структура которого определяется взаимодействием магнитных полей вихревых токов, изменяющихся с одинаковой частотой, в неустановившемся поле с самого начала переходного процесса взаимодействуют магнитные поля вихревых токов разных частоты и интенсивности. Мгновенные значения составляющих поля $E(t)$, $H(t)$ зависят от влияния суммы гармоник всех частот, от самых высоких до инфранизких. Математически переходный процесс описывают с помощью интеграла Фурье, например

$$E_x(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E_x(\omega) \frac{e^{-i\omega t}}{-i\omega} d\omega, \quad (10.3)$$

$$H_z(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} H_z(\omega) \frac{e^{-i\omega t}}{-i\omega} d\omega, \quad (10.4)$$

где $E_x(\omega)/(-i\omega)$, $H_z(\omega)/(-i\omega)$ — спектральные плотности электрического и магнитного полей при ступенчатом изменении тока в источнике. Интеграл Фурье отражает линейную связь между компонентами неустановившегося и гармонического полей. Подобная связь существует и между отдельными характеристиками поля.

Так, по аналогии с длиной волны $\lambda = \sqrt{10^7 \cdot T\rho/\mu_r}$ (см. § 9) вводится параметр становления поля $\tau = \sqrt{10^7 \cdot 2\pi\rho/\mu_r}$. Он выражается в метрах и показывает расстояние, на которое перемещается максимум интенсивности вихревых токов за $2\pi t$ с (в безграничной среде). Отсюда находят частотно-временное соотношение для полного пространства: $T = 2\pi t$ или $\omega t = 1$.

В однородном полупространстве частотно-временное соотношение будет деформировано вследствие влияния скин-эффекта. Поэтому его определяют на основе понятия глубины проникновения вихревых токов или толщины скин-слоя. По Ф. М. Камецекому, «толщина скин-слоя определяется как слой постоянных токов, создающий на поверхности земли такое же магнитное поле, как и переменные токи, циркулирующие во всем полупространстве».

В поле низкой частоты $H \approx H_0 \cos(\omega t - \pi/4)$, где H_0 — амплитудное значение магнитного поля, практически равное полю

постоянного тока. Отсюда находим, что в однородном полупространстве

$$\omega t = \pi/4, \quad (10.5)$$

или

$$T = 8t. \quad (10.6)$$

По аналогии с глубиной проникновения гармонически изменяющихся токов и с учетом (10.6) найдем

$$z_{\text{эф}} \approx \sqrt{10 \cdot 8t\rho/\mu_r} / 4\pi \approx 0,71 \sqrt{t\rho/\mu_r}, \quad (10.7)$$

что соответствует, согласно (10.2), глубине проникновения максимума вихревых токов

$$z_{\text{эф}} \approx \sqrt{t\rho/2\mu_r} \approx 0,71 \sqrt{t\rho/\mu_r}. \quad (10.8)$$

В качестве относительной меры удаления пункта наблюдения от источника используется безразмерный параметр u :

$$u = 2\pi r/\tau = \sqrt{2\pi/10^7} r/\sqrt{t\rho/\mu_r}. \quad (10.9)$$

Величина, обратная квадрату параметра u , пропорциональна удельному сопротивлению среды:

$$1/u^2 = (\tau/2\pi r) = (10^7/2\pi) \rho t/(\mu_r r^2). \quad (10.10)$$

В зависимости от величины u выделяют ближнюю, дальнюю и промежуточную зоны.

Ближней зоной называют область малых значений параметра u :

$$(2\pi r/\tau) \ll 1 \text{ или } (r/z_{\text{эф}}) < 1. \quad (10.11)$$

Она соответствует части пространства, заключенной внутри кольца основных вихревых токов.

Дальней зоной называют область больших значений параметра u , находящуюся за пределами этого кольца:

$$(2\pi r/\tau) \gg 1 \text{ или } (r/z_{\text{эф}}) \gg 1. \quad (10.12)$$

Кроме этого выделяют промежуточную зону в окрестности максимума интенсивности вихревых токов при $r \approx 2 z_{\text{эф}}$.

§ 11. МАГНИТОТЕЛЛУРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ

Магнитотеллурическим называют естественное переменное электромагнитное поле Земли, наблюдаемое на больших регионах. Оно проявляется в форме вариаций электрических и магнитных компонент. Электрическая часть обусловлена наличием

земных региональных токов, получивших название теллурических, геомагнитные вариации — их переменным характером.

Теллурические токи начали изучать еще в прошлом веке как одно из загадочных явлений природы. Для разведки полезных ископаемых их стали применять в 20—30-х годах нашего столетия и особенно широко в послевоенный период, начиная с 1950 г. Большой вклад в изучение магнитотеллурического поля и его использование в электроразведке внесли советские и зарубежные специалисты: М. Н. Бердичевский, Л. Л. Ваньян, В. И. Дмитриев, М. С. Жданов, А. Н. Тихонов, А. Адам (Венгрия), Л. Каньяр, Г. Кунец (Франция), Г. Порстендорфер (ГДР) и др.

Природа магнитотеллурического поля изучена пока слабо. Согласно последним представлениям, источники первичного поля зарождаются в магнитосфере и ионосфере Земли под воздействием корпускулярного излучения Солнца.

Поток заряженных частиц — корпускул, непрерывно выбрасываемых Солнцем в космическое пространство, создает так называемый солнечный ветер, который взаимодействует с магнитным полем Земли. Заряженные частицы, проникающие в магнитное поле, удерживаются в нем между внешними силовыми линиями, образуя пограничную зону повышенной проводимости. Область существования магнитного поля, ограниченная этой зоной, называется **магнитосферой**. Под действием корпускулярного потока магнитосфера непрерывно деформируется. Со стороны Солнца ее граница как бы прижата солнечным ветром к поверхности Земли и отстоит от нее на расстоянии 9—10 радиусов Земли. В то время как с теневой стороны граница удалена на 100 радиусов и более. Если бы магнитосфера светилась, то наблюдателю из космоса Земля казалась бы кометой с длинным хвостом, летящей к Солнцу.

Интенсивность и скорость солнечного ветра непрерывно изменяются во времени в связи с колебаниями солнечной активности. В результате магнитосфера как бы пульсирует: силовые линии поля то прижимаются к Земле, то отдаляются от нее. Вследствие глобального изменения магнитной индукции в проводящих оболочках Земли наводятся переменные вихревые токи, вызывающие геомагнитные пульсации на ее поверхности.

Наряду с этим в приполярных областях силовые линии магнитного поля образуют своеобразную воронку, открытой частью повернутую к Солнцу. Через нее заряженные частицы проникают внутрь магнитосферы и попадают в ионосферу — хорошо проводящий слой заряженных ионов мощностью 10—15 км, находящийся на высоте 80—100 км. Растекаясь по ионосфере заряженные частицы концентрируются в приполярных зонах, образуя так называемую полярную электрострую длиной несколько тысяч километров. Переменный струйный ток порожд-

дает возмущения геомагнитного поля, длящиеся от получаса до двух часов, проявляющиеся на поверхности Земли в виде так называемых бухтообразных вариаций.

В результате многолетних наблюдений удалось выделить несколько основных типов вариаций естественного электромагнитного поля Земли: солнечно-суточные (S_q - и S_D -вариации) с периодом, равным продолжительности солнечных суток, мировые магнитные бури с характерным для них «внезапным началом» — скачкообразным увеличением напряженности поля, длящимся от одного до нескольких часов (SC -вариации), бухтообразные возмущения (или DP -вариации) с периодом от 30 мин до 2 ч и геомагнитные пульсации (P -вариации), называемые также короткопериодными колебаниями (КПК) с периодом от долей секунды до первых сотен секунд. В электроразведке используют главным образом вариации последнего типа.

Короткопериодные колебания представляют собой квазипериодические колебания электромагнитного поля, происхождение которых, как отмечалось выше, обусловлено сложными процессами взаимодействия солнечного ветра с магнитосферой. Эти процессы изучены еще недостаточно полно. Несколько лучше известны их следствия — собственно пульсации геомагнитного поля, их форма, интенсивность, частотный спектр, изменчивость во времени. Днем КПК имеют вид волновых пакетов, быстро следующих друг за другом, в результате чего создается впечатление непрерывного режима колебаний в течение нескольких часов (рис. 27, а). Это дало основание назвать их устойчивыми или постоянными P_c . Колебания группы P_c наблюдаются преимущественно в утренние часы и во второй половине дня по местному времени. Ночью пульсации имеют характер затухающих синусоид с периодом в десятки и первые сотни секунд (см. рис. 27, б). Этот тип колебаний получил название нерегулярных пульсаций P_i .

Современная классификация геомагнитных пульсаций (КПК) имеет вид

Подгруппа	P_{c-1}	P_{c-2}	P_{c-3}	P_{c-4}	P_{c-5}	P_{i-1}	P_{i-2}
Период, с	0,2—5	5—10	10—45	45—150	150—160	1—40	40—150

Наибольшей амплитудой и вероятностью появления обладают колебания подгруппы $P_c=3$ с периодом 10—45 с и $P_i=2$ с периодом 40—150 с.

Помимо отмеченного выше суточного хода интенсивность КПК изменяется в зависимости от сезона и состояния солнечной активности. Максимальные амплитуды поля наблюдаются, как правило, летом, минимальные — зимой. Прослеживается 11-летняя цикличность в соответствии с периодичностью солнечной активности. Интенсивность вариаций возрастает также от средних широт к высоким по мере приближения к источникам.

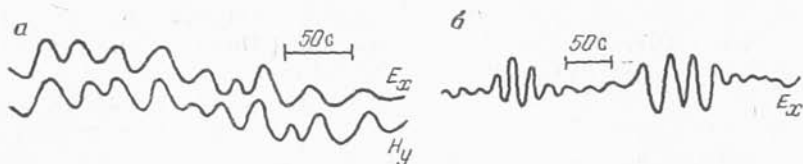


Рис. 27. Запись короткопериодных вариаций E_x , H_y магнитотеллурического поля:

a — колебания подгруппы $P_g=3$; *b* — колебания подгруппы $P_i=2$

В средних широтах амплитуда теллурических вариаций обычно не превышает нескольких милливольт на 1 км, а амплитуда магнитных пульсаций — от нескольких единиц до первых десятков мА/м. В северных широтах амплитуда магнитных пульсаций увеличивается в 1,5—2 раза.

Основная модель магнитотеллурического поля

В настоящее время наиболее приемлемой для практики является гипотеза индукционного возбуждения земного поля внешними источниками, находящимися в ионо- и магнитосфере Земли. Поскольку источники формируются на большой высоте и преимущественно в приполярных областях, первичное поле у поверхности Земли на ограниченном пространстве можно уподобить квазиплоским волнам, распространяющимся практически по вертикали. При этом надо иметь в виду условность термина «плоская волна», ибо в рассматриваемом диапазоне периодов длины волн в атмосфере в сотни раз превышают диаметр Земли. Однако у ее поверхности (с внутренней стороны) индукционное поле формируется в виде плоской волны, как и в случае удаленного локального источника, который мы рассматривали в предыдущих параграфах.

Проникая в глубь Земли, плоские волны возбуждают в проводящих слоях вихревые электрические токи, глубина распространения которых определяется периодом или частотой вариаций первичного поля. При малых периодах (относительно высокой частоте) токи концентрируются у поверхности Земли, и поле несет информацию о верхней части разреза. Длинные волны проникают на большую глубину и следовательно, длиннопериодные вариации позволяют получить сведения о глубоких горизонтах.

Подобная модель магнитотеллурического поля впервые была предложена советским ученым акад. А. Н. Тихоновым в 1950 г. и, независимо, в 1953 г. французским геофизиком проф. Л. Каньяром. В геоэлектрике ее называют моделью Тихонова — Каньяра. Достоинством этой модели является, с одной стороны, ее простота и наглядность, а с другой — возможность адекват-

ного описания реальных геофизических процессов. Необходимо подчеркнуть, что только после ее опубликования магнитотеллурические методы обрели теоретическую основу и стали эффективным инструментом исследования земных недр.

Дискуссии о правомерности модели Тихонова — Каньяра продолжаются до сих пор. В частности, обращается внимание геофизиков на возможность гальванического возбуждения земного поля вследствие перетекания зарядов из ионосферы в проводящие слои Земли, т. е. на наличие вертикальных токов. Кроме того, накоплен обширный фактический материал, который невозможно объяснить в рамках теории плоско-однородного первичного излучения. Все эти вопросы находятся в стадии обсуждения и изучения.

Основные характеристики магнитотеллурического поля

При полевых наблюдениях обычно регистрируют пять компонент магнитотеллурического поля: E_x , E_y , H_x , H_y и H_z , которые в совокупности позволяют составить полное представление о структуре и особенностях земного поля в каждом пункте наблюдения. Оси x и y располагают в плоскости наблюдения (на суше или на море). Направление одной из них (обычно y) выбирают вдоль простираения основных тектонических элементов.

Необходимо отметить, что величина и направление векторов \vec{E} и \vec{H} магнитотеллурического поля непрерывно изменяются. За конечный промежуток времени, сравнимый с периодом наблюдаемых вариаций конец модуля суммарного вектора $E = \sqrt{E_x^2 + E_y^2}$ описывает сложные фигуры (годографы поля), что свидетельствует о **нелинейной поляризации поля**. Нелинейная поляризация обычно наблюдается в платформенных областях и крупных впадинах. Годографы поля в этом случае имеют форму многократно пересекающихся изометрических овалов и петель (рис. 28, а).

В некоторых районах годографы имеют вытянутую форму, а их поперечные размеры сжимаются (рис. 28, б). Поляризация, при которой годографы имеют вид сильно вытянутой фигуры, длина которой во много раз превышает ширину, называется **квазилинейной**. Такую поляризацию мы наблюдаем, например, в зонах прибортовых прогибов, предгорных складок и др. Линия, вдоль которой вытянут годограф, называется осью поляризации.

Иногда приходится составлять статистические годографы, которые строят по средним приращениям напряженности поля $E_{x,y}$, $H_{x,y}$. Они имеют форму эллипсов и называются абсолютными эллипсами поляризации (Бердичевский, 1968).

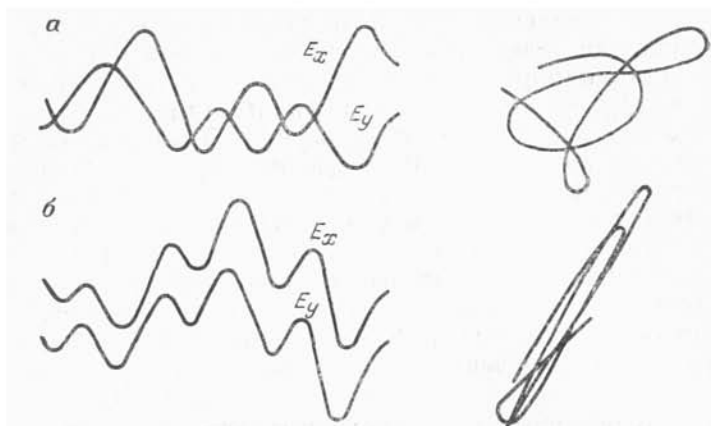


Рис. 28. Запись колебаний E_x , E_y электрического поля и соответствующие им годографы при нелинейной (а) и квазилинейной (б) поляризации

Теоретические основы магнитотеллурического поля формируются на базе представлений о квазисинусоидальном характере вариаций. Поэтому мгновенные значения векторов электрической и магнитной напряженностей поля можно записать в виде

$$E = |E| e^{-i(\omega t - \psi_E)}, \quad H = |H| e^{-i(\omega t - \psi_H)},$$

где $|E|$, $|H|$ — амплитудные значения электрической и магнитной напряженностей поля; ψ_E , ψ_H — их начальные фазы. Поскольку об источнике пока нет почти никаких сведений, предпочитают пользоваться относительным параметром — импедансом Z :

$$Z = \frac{E}{H} = \frac{|E|}{|H|} e^{i(\psi_E - \psi_H)} = |Z| e^{i\psi_Z}, \quad (11.1)$$

где $|Z|$ — модуль импеданса; $\psi_Z = \psi_E - \psi_H$ — фаза импеданса.

По результатам наблюдений вычисляют четыре значения импеданса — два основных (первые) и два дополнительных:

$$\begin{aligned} Z_{xy} &= E_x/H_y, & Z_{yx} &= E_y/H_x, \\ Z_{xx} &= E_x/H_x, & Z_{yy} &= E_y/H_y. \end{aligned} \quad (11.2)$$

М. Н. Бердичевским (1968) установлены линейные соотношения между составляющими поля для любой среды

$$\begin{aligned} E_x &= Z_{xx}H_x + Z_{xy}H_y, \\ E_y &= Z_{yx}H_x + Z_{yy}H_y. \end{aligned} \quad (11.3)$$

В общем случае импеданс представляет собой тензор второй валентности

$$Z = \begin{pmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{pmatrix}. \quad (11.4)$$

В горизонтально-однородной среде, например в слоистой толще с горизонтальными границами раздела, $Z_{xx} = Z_{yy} = 0$, а $Z_{xy} = -Z_{yx}$.

На поверхности однородного полупространства основной импеданс имеет простую связь с параметрами среды и поля

$$Z_{xy} = E_x / H_y = -i\omega\mu/k = \sqrt{\omega\mu\rho} \sqrt{-i},$$

где $\omega = 2\pi/T$; $\mu = \mu_0\mu_r$; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$, Гн/м. $k = \sqrt{-i\omega\mu/\rho}$ — волновое число [см. (9.9)]. Отсюда следует, что зная модуль импеданса, можно найти удельное сопротивление ρ или в случае неоднородной среды — кажущееся сопротивление ρ_T :

$$\rho_T = (\omega\mu)^{-1} |Z_{xy}|^2. \quad (11.5)$$

Поскольку на практике напряженность электрического поля измеряют в мВ/м, а магнитного поля — в мА/м, формула (11.5) приводится к виду

$$\rho_{Txy} = 0,127T |Z_{xy}|^2. \quad (11.6)$$

При этом полагают, что среда немагнитна и $\mu = \mu_0$.

Обработку результатов наблюдений выполняют обычно на ЭВМ по специальным программам (Электроразведка. Справочник геофизика, 1989). На рис. 29 представлен фрагмент аналоговой записи короткопериодных вариаций, на котором показаны основные принципы обработки записи МТ-поля. При ручной обработке на аналоговой записи выделяют квазисинусоидальные импульсы, через их максимумы проводят фазовые моменты и касательную к минимумам (она служит низкочастотным фоном и линией отсчета для измерения амплитуд). Затем определяют вдоль фазовых моментов амплитуды A_{E_x} и A_{H_y} (а также A_{E_y} и A_{H_x}) в миллиметрах, а смещение фазовых моментов Δt и период вариаций T — в секундах. Искомые величины $|E_x|$, $|H_y|$, а также $|E_y|$ и $|H_x|$ вычисляют по формулам

$$|E_x| = A_{E_x} P_{E_x}, \quad |H_y| = A_{H_y} P_{H_y} \text{ и т. д.},$$

где P_{E_x} , P_{H_y} — постоянные соответствующих каналов, определяемые по данным градуировки — согласно действующей инструкции. Затем по формулам (11.2) и (11.6) находят импедансы и кажущиеся сопротивления.

Помимо этого вычисляют фазы импедансов ψ_{Txy} , ψ_{Tyx} (в градусах) по формуле $\psi_T = (\Delta t/T) \cdot 360$.

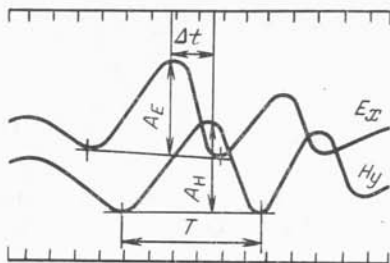


Рис. 29. Фрагмент аналоговой записи короткопериодных вариаций с элементами обработки: A_E , A_H — видимые амплитуды электрической и магнитной составляющих; T — видимый период; Δt — смещение фазовых моментов импульсов E и H

Подобную обработку выполняют для серии импульсов с разными периодами в диапазоне от единиц до нескольких сотен секунд. Затем составляют графики зависимости импедансов и кажущихся сопротивлений от \sqrt{T} . Кривые кажущегося сопротивления являются основным документом при магнитотеллурическом зондировании.

§ 12. ЕСТЕСТВЕННОЕ ПЕРЕМЕННОЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ

Наряду с низкочастотным полем космического происхождения в Земле существуют электромагнитные поля, характеризующиеся относительно высокими (3—10 000 Гц) частотами. Их возникновение может быть связано с работой промышленных установок, действием сверхдлинноволновых радиостанций, а также с вариациями потенциала атмосферного электричества и геомагнитного поля Земли. Однако основной причиной существования электромагнитных полей в диапазоне частот 3—10 000 Гц считают грозовую активность. Грозовой разряд в виде молнии между облаками или между облаком и Землей представляет собой типичный электрический диполь большой мощности. Подсчитано, что каждую секунду в Землю ударяют около 100 молний. Поэтому электромагнитное поле грозовых разрядов существует практически постоянно. Интенсивность его несколько изменяется, вследствие перемещения основных грозовых центров и изменения условий распространения электромагнитных волн.

Сигналы от разрядов молний, улавливаемых на достаточно большом расстоянии от места их возникновения, называют атмосфериками. Атмосферик состоит из серии высокочастотных колебаний с преимущественной частотой несколько килогерц и аperiодических колебаний с преобладающей частотой несколько сотен герц, поэтому электромагнитное поле имеет два максимума спектральной мощности (500—1000 и 6000—8000 Гц). По мере удаления пункта наблюдения от места возникновения

разряда величина высокочастотного максимума уменьшается в силу поглощения поля средой, а спектральная мощность низкочастотной составляющей возрастает. При этом ее спектр смещается в сторону низких частот. По данным многочисленных экспериментальных наблюдений, максимум напряженности переменного естественного электрического поля находится в диапазоне частот 8—300 Гц.

Следовательно, переменное естественное поле грозových разрядов создается совокупным воздействием большого числа источников различной интенсивности, случайно распределенных во времени и в пространстве. Вследствие этого поле имеет сложный импульс-шумовой характер. Импульсы поля обусловлены мощными отдаленными или близкими грозowymi разрядами. Они возникают сравнительно редко и несут большую часть энергии. Шумовая составляющая существует постоянно, но ее уровень плавно изменяется во времени: в течение 1 ч на 10—15 %, а за 1 сут — до 150 %.

На достаточно большом удалении от центра грозových разрядов первичное поле можно представить в виде плоской волны, распространяющейся вдоль поверхности земли. Поскольку проводимость Земли конечна, фронт волны у ее поверхности наклонен в сторону распространения. Поэтому в пункте наблюдения электрическое поле имеет как вертикальную, так и горизонтальную (вдоль распространения волны) составляющие, а магнитное поле — одну горизонтальную составляющую, расположенную по касательной к фронту волны.

В диапазоне частот 8—300 Гц напряженность электрического поля изменяется от сотых долей до единиц микровольт на метр, а напряженность магнитного поля составляет 10^{-3} — 10^{-4} мА/м. Измерения переменного естественного электрического поля используют в основном при геологическом картировании (Г. А. Тарасов и др., 1973).

Глава III

МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ, АППАРАТУРА И ОБОРУДОВАНИЕ

В настоящее время электроразведка применяется для регионального и крупномасштабного геологического картирования, поисков месторождений нефти и газа, руды и других полезных ископаемых, а также при гидрогеологических, инженерно-геологических, мелиоративных изысканиях, при изучении геодинамических процессов, предсказании землетрясений и решении других задач. Постановка новых все усложняющихся задач требует непрерывного обновления методики и техники измерений, является причиной быстрого развития науки и ее дифференциации.

§ 13. МЕТОДЫ И МОДИФИКАЦИИ ЭЛЕКТРОРАЗВЕДКИ

В электроразведке сейчас насчитывается свыше пятидесяти различных методов и модификаций, предназначенных как для глубинных исследований, так и для изучения верхней части разреза. В зависимости от принципа исследования их можно разделить на следующие группы или методы: **электромагнитное зондирование, электромагнитное профилирование и скважинную электроразведку.** В каждой из них условно выделяются две подгруппы модификаций, основанных на изучении квазистационарных и переменных электромагнитных полей (табл. 1). Рассмотрим сущность методов.

Электромагнитным зондированием называют способ просвечивания слоистой толщи земли постоянным или переменным электрическим током. Он основан на измерении компонент поля в одной или одновременно в нескольких точках земной поверхности при последовательном увеличении глубины проникновения электрических токов. К этой группе относятся: вертикальное электрическое зондирование (ВЭЗ) и его модификации, основанные на измерении амплитуд (ВЭЗ-ВП) и фаз (ВЭЗ-ВПФ) поля вызванной поляризации, однополюсное комбинированное (ОКЭЗ) и дипольное (ДЭЗ) электрические зон-

дирования, а также частотное (ЧЗ), радиально-частотное индукционное (РИЗ), радиоволновое (РВЗ), магнитотеллурическое (МТЗ), зондирование становлением поля в дальней (ЗС) и ближней (ЗСБ) зонах. Электромагнитные зондирования применяются главным образом при региональных, структурно-картировочных и разведочных исследованиях, когда ставятся задачи расчленения геологического разреза на слои и блоки, определения последовательности залегания пластов и картирования тектонических структур, в частности при поисках месторождений нефти и газа.

Т а б л и ц а 1

Основные методы и модификации электроразведки

Электромагнитное зондирование *		Электромагнитное профилирование**		Скважинная электроразведка	
постоянным током	переменным током	постоянным током	переменным током	постоянным током	переменным током
ВЭЗ ОКЭЗ	ВЭЗ-БИЭП ОКЭЗ-БИЭП	СЭП КЭП, ЭП-СГ	БИЭП ЭП-СГ	ЭПС, МЭК МПЭ, МЗ	БИЭПС МПЭ, МЗМ
ДЭЗ	РИЗ, ЧЗ	ДЭП	ДЭМП, ДИП	ДЭПС	ДЭМПС
ВЭЗ-ВП	ВЭЗ-ВПФ	ЭП-ВП ЧИМ	ВПФ	ВПС КСПК, БСПК ЭЭПС	ВПФС —
—	—	ЕЭП	ПЕЭМП	—	ПЕЭМПС
—	ЗС, ЗСБ	—	МПП	—	МППС
—	МТЗ	—	МТП, МТТ	—	МТПС
—	РВЗ	—	СДВР	—	РВП
—	ДИП-А, АМПП	—	ДИП-А. АМПП	—	—

* , ** — в том числе морские и шахтно-рудничные варианты соответственно.

Электромагнитным профилированием называют способ исследования верхней части разреза, основанный на изучении компонент естественного или искусственного поля вдоль профиля при ограниченной или фиксированной глубине проникновения тока. Существенным является то, что глубина «охвата» током горных пород вдоль всего профиля сохраняется примерно одинаковой. Если при этом изучают искусственное поле, то профилирование представляет собой по сути дела упрощенную модификацию электромагнитного зондирования. Сюда относятся все виды электрического профилирования с симметричной (СЭП), дипольной (ДЭП), комбинированной (КЭП) установ-

ками, способ срединного градиента (ЭП-СГ), в том числе модификации, основанные на измерении амплитуд и фаз поля вызванной поляризации (ЭП-ВП, ВПФ), бесконтактного измерения электрического поля (БИЭП), а также методы дипольного электромагнитного (индукционного) профилирования (ДЭМП, ДИП), незаземленной петли (НП), длинного кабеля (ДК), постоянного и переменного естественного электромагнитного поля (ЕЭП, ПЕЭМП), радиоволнового профилирования в СДВ-диапазоне (СДВР), переходных процессов (МПП), магнитотеллурического профилирования (МТП) и теллурических токов (МТТ), различные варианты аэроэлектроразведки (ДИП-А, АМПП). Типичными задачами для электромагнитного профилирования являются геологическое картирование, прослеживание рудоконтролирующих или закарстованных зон, поиски рудных и нерудных полезных ископаемых.

Скважинной электроразведкой называют способ объемного изучения межскважинного пространства, основанный на возбуждении и изучении поля как внутри скважин, так и на поверхности земли, а также на электромагнитном просвечивании окружающей среды. Сюда относят все варианты электрического профилирования в скважинах (ЭПС), методы вызванной поляризации (ВПС, ВПФС), естественного электрического поля (ЕЭПС, ПЕЭМПС), электрической корреляции (МЭК), погруженных электродов (МПЭ), в том числе методы электрического (МЗ) и магнитного (МЗМ) заряда, контактный и бесконтактный способы поляризационных кривых (КСПК, БСПК), а также все виды скважинного электромагнитного профилирования, основанные на изучении поля дипольного источника (ДЭМПС), незаземленной петли (НПС), переходных процессов (МППС), радиоволновое просвечивание (РВП) и др. Скважинные модификации применяют для поисков залежей полезных ископаемых в околоскважинном и межскважинном пространствах, изучения формы, размеров и компонентного состава залежи, а также для увязки результатов наземных и скважинных наблюдений.

В «Инструкции по электроразведке» (1984) принят технологический принцип разделения методов и модификаций на группы по условиям работы. Выделяются наземные, морские, шахтно-рудничные и аэрометоды зондирования и профилирования, а также скважинные методы исследования. Все они, по существу, сводятся к трем выделенным группам.

§ 14. СПОСОБЫ ИЗМЕРЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ И ПОЛЯ ВЫЗВАННОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ

При изучении постоянных и низкочастотных электрических полей обычно измеряют разность потенциалов ΔU между приемными электродами M и N и ток I в питающей цепи уста-

новки. Приемные электроды имеют конечное переходное сопротивление $R_M + R_N$, которое может изменяться от точки к точке в зависимости от удельного сопротивления почвы и контакта электродов с землей. Поэтому измерительный прибор должен иметь большое входное сопротивление $R_{вх} \gg (R_M + R_N)$, чтобы в момент измерений он не отбирал ток из земли, т. е. он должен работать как вольтметр. Кроме того, между металлическими электродами, контактирующими с почвенной влагой, возникает ЭДС поляризации, обусловленная электрохимическими процессами. Во время измерений она является помехой, которую надо заранее подавить. Для этой цели в приборах предусматривают компенсаторы поляризации (КП). Помехи иного рода подавляют с помощью фильтров или других соответствующих устройств.

Общим для всех приборов является принцип измерения тока I , поступающего в землю. В питающую цепь последовательно включается эталонное сопротивление $R_э$, на котором измеряется падение напряжения $\Delta U_э$. Далее, в соответствии с законом Ома, вычисляют ток: $I = \Delta U_э / R_э$. Величины ΔU и $\Delta U_э$ измеряют одним и тем же прибором, вследствие чего относительные погрешности в определении ΔU и I оказываются одинаковыми и практически исключаются при вычислении отношения $\Delta U / I$.

В приборах, предназначенных для изучения постоянного поля, используется **автокомпенсационный способ измерения**. Принципиальная схема измерений показана на рис. 30. Измеряемая разность потенциалов ΔU уравнивается компенсационным напряжением $\Delta U_k = I_k R_k$, созданным током I_k на выходе усилителя (R_k — компенсационное сопротивление). В схеме прибора происходят такие же явления, как в усилителе со 100 %-ной отрицательной обратной связью по току. На вход усилителя постоянного тока U поступает разность сигналов $\Delta U - \Delta U_k$, которая при достаточно большом коэффициенте усиления стремится к нулю. При этом выходное напряжение оказывается пропорциональным измеряемой разности потенциалов ΔU , вследствие чего ток на выходе $I_k = \Delta U / R_k$. Поскольку R_k известно, величину ΔU определяют по отклонению стрелки миллиамперметра.

Наиболее совершенным прибором для измерения постоянного напряжения является **автокомпенсатор АЭ-72** (рис. 31). В приборе используют усилители постоянного тока с транзисторными ключами, работающими синхронно на входе и выходе. Два переключателя компенсационных сопротивлений R_k позволяют установить семь пределов (1; 3; 10; 30; 100; 300; 1000 мВ) для измерения разности потенциалов и шесть (1; 3; 10; 30; 100; 300 сА) для измерения тока. С целью повышения устойчивости и помехозащищенности на пределах 10; 30; 300 и 1000 мВ в схеме предусмотрено уменьшение коэффициента

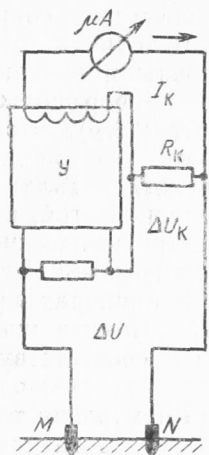


Рис. 30. Схема автокомпенсационного способа измерения разности потенциалов ΔU

усиления в 3 и 10 раз. При измерении тока в цепи AB переключатель вида работы устанавливают в положение «1» и измеряют падение напряжения на эталонном сопротивлении $R_э$.

Питание электронной схемы осуществляется от 12 элементов РЦ18У через два стабилизатора. Прибор нормально работает при изменении напряжения источника питания в пределах 13,5—30 В, при колебании температуры от -15 до $+45$ °С и относительной влажности воздуха до 90 %. С увеличением влажности его показания становятся неустойчивыми.

Дальнейшие разработки в области измерения искусственных электрических полей предопределили создание аппаратуры, работающей на переменном токе низкой частоты. Применение переменного тока целесообразно по ряду причин. Во-первых, исключается влияние ЭДС поляризации приемных электродов, что облегчает измерения, во-вторых, с помощью фильтров на входе прибора можно подавить промышленные помехи и тем самым повысить точность измерений.

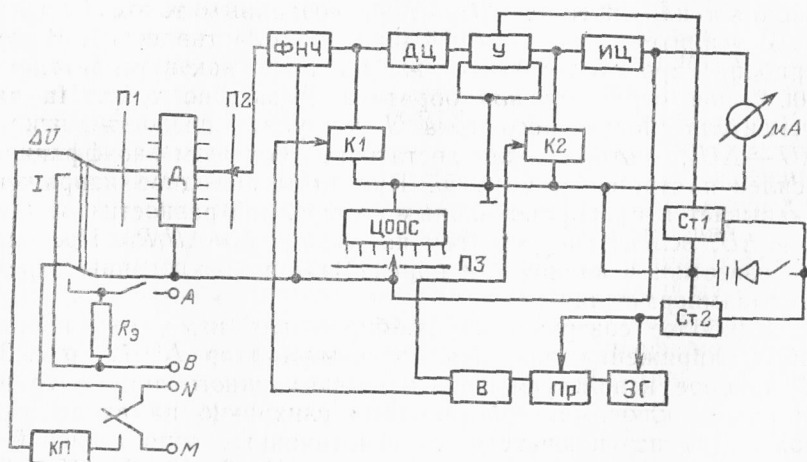


Рис. 31. Функциональная схема автокомпенсатора электроразведочного АЭ-72:

КП — компенсатор поляризации; П1, П2, П3 — переключатели пределов измерений; Д — делитель напряжения; ФНЧ — фильтр низкой частоты; К1, К2 — транзисторные ключи, питание на которые подается от звукового генератора ЗГ через преобразователь Пр и выпрямитель В; Ст1, Ст2 — стабилизаторы питания схемы прибора

В СССР в разное время были разработаны три типа аппаратуры низкой частоты (АНЧ-1, ИКС-50 и АНЧ-3), работающей соответственно на частотах 20, 22,5 и 4,88 Гц.

Аппаратура АНЧ-3 изготавливается в виде комплекта, состоящего из двух генераторов (переносного и стационарного) и трех микровольтметров для измерения разности потенциалов ΔU (рис. 32). Генераторы вырабатывают переменный ток прямоугольной формы со строго фиксированной частотой 4,88 Гц. Они предназначены для питания линии АВ. Переносный генератор имеет малую массу, питается от батареи из 24 аккумуляторов НКГ-1,5 с общим напряжением 25—30 В и развивает на выходе мощность 1—30 Вт при максимальном токе в питающей линии 0,1 А. Стационарный генератор подключается к бензоэлектрическому агрегату АБ-05-115/Ч-400 мощностью 0,5 кВт, напряжением 115 В и частотой 400 Гц. В зависимости от режима работы мощность на выходе генератора изменяется в пределах 35—300 Вт при максимальном токе в питающей линии 2 А.

Микровольтметр АНЧ-3 имеет 12 пределов измерений и позволяет регистрировать сигналы в диапазоне 10^{-3} — $3 \cdot 10^3$ мВ. Питание прибора осуществляется от шести последовательно соединенных аккумуляторов НКГ-1,5, обеспечивающих непрерывную работу в течение 10 ч.

Для работы в условиях горно-таежной местности создана облегченная аппаратура ЭРП-5. Ее структурная схема аналогична схеме АНЧ-3. Аппаратура состоит из переносного генератора массой 3 кг и двух избирательных микровольтметров (по 2 кг каждый). Генератор имеет такое же устройство и работает на частоте 4,88 Гц. Микровольтметр может работать совместно с генератором АНЧ-3. В отличие от измерителя последнего микровольтметр ЭРП-5 имеет узкополосный кварцевый синхронный фильтр, в результате чего чувствительность и помехозащищенность измерений увеличивается в 3—5 раз.

Медленно изменяющиеся электрическое напряжение и ток измеряют с помощью светолучевых осциллографов типа ЭПО-9, ЭПО-10.

Электроразведочный полевой осциллограф (ЭПО) представляет собой устройство, позволяющее производить непрерывную запись измеряемых разности потенциалов и тока на движущейся фотоленте. С помощью осциллографа можно регистрировать в аналоговой форме процессы спада поля вызванной поляризации и становления поля в интервале от сотых долей до нескольких десятков секунд, а также записывать импульсы постоянного напряжения и тока, вариации магнитотеллурического поля и промышленных помех с периодом от единиц до сотен секунд.

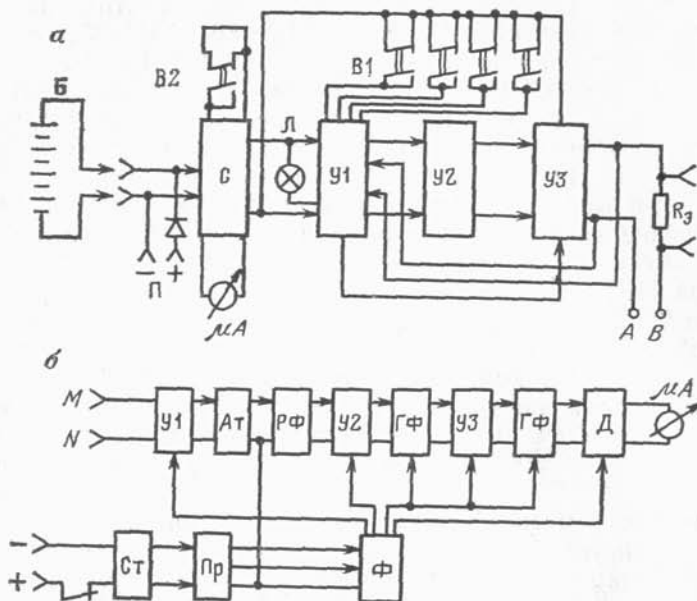


Рис. 32. Блок-схемы переносного генератора (а) и микровольтметра (б) аппаратуры АНЧ-3.

а: Б — батарея аккумуляторов, П — клеммы внешнего питания, С — схема включения, В2 — включатель генератора, У1 — стабилизатор напряжения, У2 — задающий генератор, У3 — выходной инвертор, Л — сигнальная лампа, В1 — переключатель тока в питающей цепи, R_э — эталонное сопротивление; б: У1, У2, У3 — усилители, Ат — аттенуатор, РФ — режекторный фильтр, ГФ — гираторные фильтры, Д — детектор, Ст — стабилизатор, Пр — преобразователь, Ф — блоки фильтров

В осциллографе (рис. 33) имеются входное устройство, содержащее реостат критического режима, компенсатор поляризации, градуировочное устройство, собственно регистратор, состоящий из двух кассет шлейфовых гальванометров, осветительного устройства, переключателя чувствительности и лентопротяжного механизма. Измеряемое напряжение ΔU , снимаемое с приемной линии MN (или эталонного сопротивления R_э), поступает через переключатель чувствительности на гальванометр, представляющий собой рамку, помещенную между полюсами магнита. К металлической растяжке рамки сверху жестко прикреплено небольшое зеркальце, на которое падает луч света от осветительной лампы. При повороте рамки отраженный блик света перемещается на чувствительной фотобумаге и таким образом производится запись регистрируемого сигнала. Поскольку гальванометры имеют низкое сопротивление, применяют компарационный способ измерений, сущность которого заключается в том, что при каждом положении приемной установки MN (или магнитных датчиков) в измерительную линию

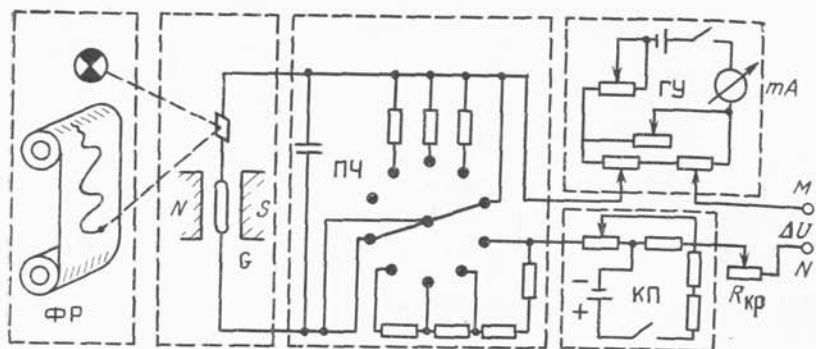


Рис. 33. Структурная схема измерительно-регистрационного канала электро-разведочного полевого осциллографа ЭПО-9:

$R_{кр}$ — реостат критического режима; КП — компенсатор поляризации; ГУ — градуировочное устройство; ПЧ — переключатель чувствительности; Г — гальванометр; ФР — фоторегистратор

подается градуировочный импульс ΔU_0 с известным напряжением. Этот импульс записывается на фотоленте осциллографа и по нему определяют постоянную канала — цену деления шкалы отклонения блика гальванометра в $\text{мВ} \cdot \text{мм}^{-1} \cdot \text{мм}^{-1}$ (или $\text{мА} \times \text{мм}^{-1} \cdot \text{мм}^{-1}$).

Осциллограф имеет два электрических и три магнитных канала. Максимальная чувствительность электрического канала составляет $0,1 \text{ мм/мкВ}$, магнитного — 3 мм/мкВ [$16 \text{ мм}/(\text{мА} \times \text{мм}^{-1} \cdot \text{мм}^{-1})$].

Для измерения разности потенциалов в искусственном поле кроме рассмотренных приборов можно применять аппаратуру типа ВП, предназначенную для измерения компонент поля вызванной поляризации.

Способы измерения поля вызванной поляризации

В методе вызванной поляризации первичное поле возбуждают с помощью заземленной линии AB , а датчиком измеряемого электрического поля служит приемная линия MN . Известно несколько вариантов изучения поля ВП. В **импульсных модификациях** метода ВП измеряют разности потенциалов ΔU и $\Delta U_{ВП}$ во время пропускания тока и после его выключения соответственно. По отношению этих величин вычисляют кажущуюся поляризуемость $\eta_k = \Delta U_{ВП} / \Delta U$. В **амплитудно-частотной модификации** измеряют разности потенциалов $\Delta U(\omega_1)$ и $\Delta U(\omega_2)$ на двух частотах (низкой ω_1 и высокой ω_2). По относительному приращению этих величин или вычисленных по ним кажущихся сопротивлений находят коэффициент частотной дис-

персии m_k (процентный эффект частоты), характеризующий поляризационные свойства горных пород.

В фазовой модификации измеряют сдвиг по фазе между измеряемым сигналом и током в питающей линии AB (при абсолютных измерениях) или между измеряемыми сигналами на различных частотах — низкой ω_1 и высокой ω_2 (при относительных измерениях). Фазовый угол показывает относительную степень поляризуемости среды, аналогично параметру η_k .

Рассмотрим основные принципы измерения ΔU , $\Delta U_{\text{ВП}}$, $F_{\text{ВП}}$.

Измерение разности потенциалов

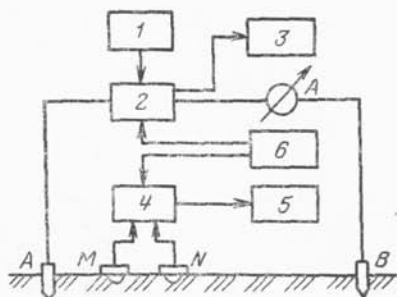
Характерной особенностью поля ВП является его нестационарность. После выключения импульса тока оно затухает в течение длительного времени, особенно над рудными залежами. Поэтому в аппаратуре предусматривают как непрерывную регистрацию всего спада тока ВП, так и измерение $\Delta U_{\text{ВП}}(t)$ в отдельные фиксированные моменты времени.

Аппаратура для работы на постоянном токе в импульсном режиме сконструирована по единому принципу. Она состоит из источника тока, коммутатора и измерителя. На рис. 34 показана блок-схема измерения разности потенциалов ΔU и $\Delta U_{\text{ВП}}$. Источником постоянного тока служит машинный генератор 1 или батарея аккумуляторов. Коммутатор 2 включает и выключает ток, изменяет его направление в заземленной линии AB , а также подключает балластное сопротивление 3 на время отключения линии AB . Ток в нагрузке измеряется амперметром (А). Прибор 4 предназначен для измерения фиксированной разности потенциалов ΔU и $\Delta U_{\text{ВП}}$ во время пропускания тока (обычно в конце зарядки) и после его выключения. Величина ΔU отсчитывается по стрелочному или цифровому индикатору измерительного прибора 4 или регистрируется шлейфовым осциллографом 5. При записи на осциллограф прибор 4 служит предварительным усилителем. Блок управления 6 вырабатывает сигналы управления коммутатором тока и прибором 4, синхронизируя их работу.

В настоящее время для работы импульсным методом ВП в геофизических партиях применяют аппаратуру типа ВП-62, ВПС-63, ВПП-67, «Енисей», ВП-802 (Свердловск), а также комплексную станцию вторичных полей СВП-74 и многоканальную станцию МСВП-8.

В качестве источника поляризующего тока в станциях ВП-62, ВПС-63, СВП-74, смонтированных на автомобилях, используют электромашинные генераторы постоянного тока типа 2ПН225 МУ4 с приводом от двигателя автомобиля. Генератор имеет номинальную мощность 22 кВт и при максимальном напряжении 460 В вырабатывает ток до 45 А. В переносных станциях

Рис. 34. Блок-схема измерения ΔU и $\Delta U_{ВП}$



ВПП-67, «Енисей», ВП-802 используют автономные бензоэлектрические агрегаты АБ-0,5-400, вырабатывающие переменный ток с частотой 400 Гц при напряжении 115 В. Он поступает сначала на трансформатор, а затем на выпрямитель. Станции ВПП-67 и ВП-802 приспособлены, кроме того, для работы от аккумуляторов.

Коммутирующее устройство включает и выключает поляризующий ток по заданной программе, одновременно переключает чувствительность измерительного канала, устанавливаемую различной при измерении ΔU и $\Delta U_{ВП}$. В станции СВП-74 имеются два тиристорных коммутатора: внешней нагрузки (питающей линии AB) и балластной (внутреннего мощного резистора). Первый предназначен для формирования в питающей линии AB импульсов тока заданной длительности и полярности. С помощью второго во время пауз между импульсами тока к выходу генератора подключается балластный резистор, сопротивление которого подбирают примерно равным сопротивлению линии AB . Благодаря этому обеспечивается стабильность работы генератора при коммутации тока. На рис. 35 показана форма импульсов тока, вырабатываемых станцией СВП-74. Сигналы управления коммутаторами формируются в блоке управления, который позволяет оператору включать и выключать импульсы либо вручную, либо в автоматическом режиме.

Приемное устройство СВП-74 состоит из двухканального компенсатора и двух импульсных измерительных приборов. В него входят также переносный маломощный генератор, блок управления, электроразведочный осциллограф ЭПО-9 и лебедка с каротажным кабелем для скважинных наблюдений. Измерения выполняются на двух приемных линиях M_1N_1 и M_2N_2 . С помощью импульсных приборов измеряются разности потенциалов. Если запись ведется на осциллографе, то измерительные приборы служат усилителями принимаемых сигналов. Значения ΔU и $\Delta U_{ВП}$ в фиксированные моменты времени (от единиц до сотен миллисекунд после выключения тока) определяют по показанию стрелочных индикаторов.

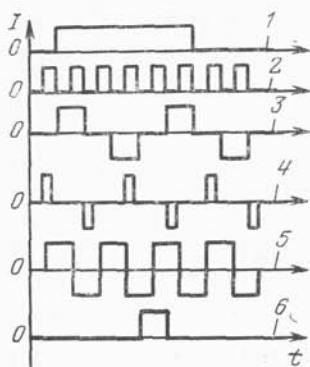


Рис. 35. Форма импульсов тока, вырабатываемых станцией СВП-74:

1 — длительные импульсы; 2 — одномерные, периодические; 3, 4 — разномерные, периодические (со скважностью, равной 2, 6 соответственно); 5 — переменный ток прямоугольной формы; 6 — одиночные импульсы с фиксированной длительностью

Все описанные приборы могут быть использованы также для работы методами ВЭЗ, ВЭЗ-ВП и электропрофилирования.

Для изучения ранней стадии поля ВП выпускается специальная аппаратура С-003. Она предназначена для измерения временных характеристик поля ВП как во время пропускания тока, так и после его выключения на десяти фиксированных задержках: 0,2; 0,3; 0,4; 0,6; 1; 2; 6; 10; 20 мс. Аппаратура С-003 является переносной и состоит из четырех отдельных блоков: генератора, источника питания, измерителя и калибратора. По результатам изучения ранней стадии ВП в относительно простых геоэлектрических условиях удастся отбраковать геофизические аномалии и выделить среди них те, которые связаны с сульфидными рудами.

Фазовые измерения на переменном токе

Принцип фазовых измерений заключается в следующем. Генераторное устройство создает в линии AB синусоидный ток требуемой частоты. Определенная фаза этого тока, например момент перехода через нулевой уровень, отмечается специальным сигналом. Эти сигналы по проводам или радиоканалу передаются в измерительное устройство, где воспринимаются как сигналы опорной фазы. Напряжение, поступающее с приемной линии MN , усиливается до необходимого уровня, и фаза этого напряжения (момент перехода через нуль) также отмечается соответствующим сигналом. Интервал времени Δt между опорным и регистрируемым сигналами, выраженный в долях периода T измеряемого напряжения, и есть искомый фазовый сдвиг, т. е. $\varphi = \Delta t / T$. Генерирование синусоидального тока инфранизкой частоты ($f \leq 1$ Гц) — технически трудная задача. Поэтому в современной аппаратуре типа ВП используют переменный ток прямоугольной формы (см. рис. 35), из спектра

которого выбирают сигналы нужных гармоник. Спектр прямоугольного тока определяется выражением

$$I(t) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{4I_0}{\pi(2n-1)} \sin(2n-1)\omega t,$$

где I_0 — амплитуда прямоугольного импульса; n — номер гармоники.

Из данного выражения следует, что в спектре содержатся только нечетные гармоники с фазовыми сдвигами, равными нулю, и амплитудами, убывающими обратно пропорционально номеру гармоники. Например, амплитуды первой и третьей гармоник будут равны $I_1 = 4I_0/\pi$, $I_3 = 4I_0/5\pi$. При измерениях в реальной поляризующей среде между гармониками произойдет сдвиг по фазе.

На практике для повышения помехоустойчивости метода и увеличения производительности труда используются частоты выше инфранизких (0,1—10 Гц). В этом случае измеряемый фазовый угол зависит не только от поляризуемости среды, но и от индукционных эффектов, характерных для переменного поля. Для исключения индукционной помехи применяют относительные измерения фазового угла. Целесообразность такого приема обусловлена тем, что фазовый угол $\varphi_{ВП}$ и индукционный эффект в условиях ближней зоны зависят от частоты по-разному: фазовые сдвиги индукционного происхождения увеличиваются примерно пропорционально частоте, а $\varphi_{ВП}$ при отношении рабочих частот не более 5 остается постоянным, т. е. суммарный сдвиг по фазе $\varphi_{сум} = a\omega + \varphi_{ВП}$, где a — коэффициент пропорциональности.

Предположим, что в земле возбуждены одновременно токи двух частот ω_1 и ω_2 , причем $\omega_2 = n\omega_1$, n — целое положительное число. В таком случае выражения для разности потенциалов на приемных электродах для каждой гармоники в отдельности могут быть записаны в виде

$$\Delta U(\omega_1) = A_1 \sin(\omega_1 t + a\omega_1 + \varphi_{ВП}),$$

$$\Delta U(\omega_2) = A_2 \sin(n\omega_1 t + an\omega_1 + \varphi_{ВП}).$$

Обозначим времена перехода этих гармоник через нуль t_1 и t_2 (времена запаздывания сигналов на частотах ω_1 и ω_2). Поскольку при переходе через нуль аргументы у синусов равны нулю, получим

$$t_1 = -(a\omega_1 + \varphi_{ВП})/\omega_1,$$

$$t_2 = -(an\omega_1 + \varphi_{ВП})/(n\omega_1).$$

Найдем разность между этими временами

$$\Delta t = t_1 - t_2 = -(n-1) \varphi_{\text{ВП}} / (n\omega_1).$$

Отсюда

$$\varphi_{\text{ВП}} = -\frac{2\pi n \cdot \Delta t}{(n-1) \cdot T},$$

где T_1 — период первой гармоники; $n=3,5$ — номера гармоник.

Описанный прием определения $\varphi_{\text{ВП}}$ реализован в серийно выпускаемой аппаратуре ВПФ, ЭВП-203 и комплексной станции СВП-74.

Аппаратура ВПФ предназначена для проведения работ фазовым методом ВП в условиях труднодоступной местности и при повышенном уровне электрических помех. В состав аппаратуры входят генераторное устройство и три идентичных измерителя, которые вместе со вспомогательным оборудованием устанавливаются в специальном кузове автомобиля ГАЗ-66. Питание генератора осуществляется либо от бензоагрегата АБ-0,5-400, либо от аккумуляторов. Поэтому полевые наблюдения можно проводить как на машине, так и в пешеходном варианте. Генератор вырабатывает переменный ток прямоугольной формы с частотой 0,305; 0,61; 1,22; 2,44; 4,88 Гц.

Наблюдения выполняют на фиксированных частотах. Принятый из земли сигнал после усиления разделяется в блоке избирательных усилителей на составляющие первой и третьей гармоник. Между ними определяется время запаздывания Δt , которое, как отмечалось выше, пропорционально сдвигу по фазе $\varphi_{\text{ВП}}$ относительно первой гармоники. Кроме этого можно измерить амплитуды синусоидальных гармоник двух частот. Показания снимаются с цифрового табло.

Электроразведочная аппаратура ЭВП-203 — усовершенствованный аналог ВПФ. В отличие от аппаратуры ВПФ, в ней значительно расширен частотный диапазон (0,076—312,5 Гц) и предусмотрено измерение разности времен запаздывания сигналов двух и трех частот (первой и третьей, а также первой и пятой гармоник). Введение трехчастотного режима измерений позволяет с большей надежностью исключать индукционные эффекты, что существенно расширяет область применения аппаратуры.

§ 15. СПОСОБЫ ИЗМЕРЕНИЯ ПЕРЕМЕННЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

В электроразведке переменным током в качестве информационных параметров используют напряженность электрического и магнитного полей, а также их отношение (импеданс).

Если поле изменяется по гармоническому закону, то величина напряженности характеризуется амплитудой и фазой. Обе эти характеристики зависят от физических свойств среды и содержат информацию о геологическом разрезе. Особый интерес представляют кривые зависимости измеряемых параметров (или их нормированных отношений) от частоты (частотные характеристики), позволяющие отделить поверхностные аномалии от глубинных и определить количественные параметры искоемых объектов. В некоторых модификациях измеряют ориентировку осей эллипса поляризации магнитного поля.

Гармонически изменяющееся поле изучают с помощью электрических или магнитных датчиков и прибора, предназначенного для измерения ЭДС $\Delta V(\omega)$, наводимой в этих датчиках. Датчиком электрического поля служит заземленная или незаземленная линия MN (измерительный диполь). Амплитудное значение напряженности электрического поля определяют по формуле

$$|E| = \Delta V_E(\omega) / l_{MN}, \quad (15.1)$$

где l_{MN} — действующая длина приемной линии, м. В случае заземленной линии при относительно низких частотах $l_{MN} \approx MN$.

Напряженность магнитного поля $|H|$ измеряют с помощью индукционной рамки или цилиндрической катушки — приемника — с ферромагнитным сердечником. Наводимая в рамке или магнитоприемнике ЭДС пропорциональна скорости изменения магнитного потока

$$\Delta V_H(\omega) = -\partial\Phi/\partial t = i\omega qB = i\omega q\mu H, \quad (15.2)$$

где $B = \mu H$ — магнитная индукция, силовые линии которой пересекают плоскость витков рамки по нормали; q — суммарная площадь витков рамки. Амплитуду измеряемого сигнала $|H|$ определяют по формуле

$$|H| = |\Delta V_H(\omega)| / (\omega q\mu) = |\Delta V_H(\omega)| / g, \quad (15.3)$$

где g — переводной коэффициент.

Надо заметить, что все амплитуды, измеряемые в произвольном направлении, представляют собой не что иное, как проекции эллипса поляризации (электрического или магнитного поля) на линию измерения. Обычно измеряют горизонтальные составляющие электрического поля (E_x , E_y или E_r , E_ϕ) и несколько составляющих магнитного поля (H_x , H_y , H_z или H_r , H_ϕ , H_z), а также большую и малую оси эллипса поляризации H_a , H_b (или a и b) и угол наклона γ его большой оси к горизонту. Для этого катушку — магнитоприемник — соответствующим образом ориентируют в пространстве.

Для измерения гармонически изменяющегося поля выпускают аппаратуру, условно разделенную на два класса: низкочастотную ($f=0\div 10^5$ Гц) и высокочастотную ($f=10^4\div 10^8$ Гц).

Измерение параметров электромагнитного поля в диапазоне низких частот

Помимо рассмотренной выше аппаратуры низкой частоты АНЧ-3, а также ЭРП-5, СВП-74, ВПФ, ЭВП-203 в электроразведке применяют специальную низкочастотную аппаратуру, предназначенную либо для комплексных наблюдений, либо для наблюдений только одним методом: ЭВА-203, АЧЗ-78, АМЗ-1, ДЭМП, «Лазурит», АСМИ, ЭРА-625, ЭСП-101 и др. Генераторные и измерительные устройства выполнены как в переносном варианте, так и в виде блоков электроразведочных станций, предназначенных для работ в различных условиях (на суше и на море, в скважинах и в воздухе). В зависимости от целевого назначения они имеют широкий или узкий диапазон частот.

Электроразведочная аппаратура ЭВА-203 предназначена для возбуждения и измерения переменных электромагнитных полей в диапазоне 0,038—312,5 Гц (14 фиксированных частот с кратностью 2). Ее применяют для частотного зондирования, а также электромагнитного профилирования, в том числе фазовым методом ВП. Генератор мощностью 13 кВт позволяет возбудить мощные импульсы переменного тока для изучения больших глубин. Вся аппаратура смонтирована на двух автомобилях УАЗ-4695, ГАЗ-66.

Облегченный вариант **аппаратуры для частотного зондирования АЧЗ-78** разработан Институтом геофизики УНЦ АН СССР. Ее выпускает серийно ПГО «Уралгеология». Аппаратура работает на 18 фиксированных частотах (с кратностью 1,5) в диапазоне 4,9—2500 Гц. Она предназначена для изучения средних глубин порядка 500—1000 м. В комплект входят: переносной генератор, преобразующий постоянный ток в переменный, избирательный измеритель отношения амплитуд электромагнитного поля (E_{ϕ}/H_r , H_z/H_r), блок настройки генераторной петли в резонанс и необходимое оборудование. Питание генератора поступает от аккумулятора напряжением 12 В.

Измерение отношения сигналов позволяет исключить погрешности, возникающие от изменения ряда факторов: температуры, коэффициентов усиления и напряжения источников питания. Для подавления электрических помех применяется узкополосная фильтрация сигналов с использованием кварцевых фильтров. Все эти меры позволяют достичь высокой точности измерения.

Аппаратура АМЗ-1(3) того же разработчика обладает боль-

шой мощностью (25 кВт) и предназначена для возбуждения и измерения переменного поля на четырех фиксированных частотах: 0,3; 1,22; 19,5; 78 Гц. Она применяется в паре с одним из генераторов постоянного тока, выпускаемых для наблюдений методами заряда, ВЭЗ и ВП.

Облегченная аппаратура типа ДЭМП для дипольного электромагнитного профилирования выпускается серийно НПО «Сибцветметавтоматика». Она сконструирована в виде отдельных портативных комплектов, предназначенных для измерений в разных диапазонах частот: ДЭМП-1 (0,125; 0,5; 2; 8 кГц), ДЭМП-3М (40; 80; 160; 320; 640 кГц) и ДЭМП-2 (2; 8; 32; 128 кГц). Каждый комплект состоит из генератора, приемника, набора генераторных и приемных антенн и предназначен для возбуждения переменного поля фиксированной частоты и измерения амплитуд различных составляющих магнитного (и электрического) поля, а также углов наклона осей эллипса поляризации магнитного поля.

Для производства комплексных измерений в низкочастотном диапазоне применяется портативная аппаратура типа «Лазурит» того же объединения. Она предназначена для выполнения электропрофилирования, а также амплитудно-фазовых измерений в скважинах, шахтах и рудниках, в карьерах и на флангах месторождений. Аппаратура состоит из набора генераторных устройств, включающих генератор низкой частоты ГНЧ и усилителя с выходной мощностью 30 и 350 вТ, приемного устройства с магнитным индукционным датчиком и угломерными устройствами, а также комплекта устройств для скважинных измерений. Измерение разности потенциалов можно выполнить на трех частотах: 19,5; 78 и 312 Гц, а магнитного поля — на частоте 312 Гц.

Для скважинных измерений выпускается специальная аппаратура АСМИ-40 (скважинная многочастотная индукционная с диаметром датчиков 40 мм). Она применяется при поисках рудных тел высокой электропроводности в радиусе 40—80 м. Аппаратура состоит из генератора и измерителя, которые располагаются на поверхности земли. Скважинные снаряды опускают и поднимают с помощью каротажной лебедки. Предельная глубина погружения 1500 м.

Аппаратура обеспечивает работу на частотах 125; 375; 1125; 3375 Гц в двух вариантах: дипольном, когда источником поля служит генераторная петля, погруженная в скважину, и петлевым, когда источник поля — петля большого диаметра, разложенная на местности. В первом варианте допустимые разности между источником и приемником составляют 25—100 м. Скважинные рамки смонтированы в гильзах диаметром 40 мм.

Из портативной аппаратуры следует упомянуть комплект ЭРА-625, предназначенный для электрических измерений бес-

контактным способом (БИЭП) на частоте 625 Гц, а также приборы ЭСП-101, ИНВЕМП, применяемые для изучения переменного естественного электромагнитного поля.

Для низкочастотной аэроэлектроразведки выпускается аппаратура трех типов: 1) БДК-70 — для наблюдения поля длинного кабеля, расположенного на земле; 2) ДИП-АД и ДИП-З — для дипольного индуктивного профилирования на двух и трех частотах (72; 312; 500 Гц); 3) ВМП — для индуктивного профилирования методом вращающегося магнитного поля. Аппаратура размещается на одном (БДК-70, ДИП-АД, ДИП-З), либо на двух самолетах типа АН-2 (ВМП).

Измерение параметров электромагнитного поля в диапазоне высоких частот

Электромагнитное поле в диапазоне частот 10^4 — 10^8 Гц обладает всеми свойствами радиоволнового поля, поэтому для его изучения используют радиотехнические устройства. Основными параметрами являются амплитуды составляющих магнитного и электрического полей: H_x , H_y , H_z , E_x , E_y , а также модули горизонтальных составляющих $H_r = \sqrt{H_x^2 + H_y^2}$ и $E_r = \sqrt{E_x^2 + E_y^2}$, угол наклона большой оси эллипса поляризации магнитного поля, азимутальный угол, соответствующий пеленгу, и др.

Магнитные поля измеряют с помощью приемных рамок (магнитных антенн), выполненных в виде катушек на ферритовом сердечнике или многовитковой воздушной рамки. Для изучения электрического поля используют заземленные на концах или изолированные диполи (электрические антенны).

В практике электроразведки применяют различные способы измерения радиоволнового поля, возбуждаемого автономным генератором и удаленными радиостанциями. Наблюдения выполняются как на поверхности земли (радиоэлектромагнитное профилирование), так и в скважинах, около них, в шахтах и рудниках (радиоволновое просвечивание). Для этих целей серийно выпускается аппаратура электромагнитных методов АЭММ-ВЧ (НПО «Сибцветметавтоматика»), скважинного радиоволнового просвечивания СРП-30 (НПО «Геотехника»), сверхдлинноволновый радиоприемник СДВР-4м (ЦНИГРИ) и его аэровариант.

Высокочастотная аппаратура АЭММ-ВЧ состоит из двух передатчиков и двух приемников (скважинные и шахтные), к которым при измерениях подключается микровольтметр. Благодаря такой конструкции аппаратура может быть использована для радиопросвечивания между скважинами (или горными выработками), скважиной и поверхностью земли, в на-

клонных и восстающих выработках. Оба передатчика настроены на частоты 5 и 10 МГц. В качестве антенны шахтного передатчика используется штыревой диполь, а у скважинного передатчика — сменные электрические антенны длиной 4 и 6 м. Шахтный радиоприемник регистрирует магнитные компоненты, а скважинный — электрические. Диаметр скважинных приборов равен 34 мм, предельная глубина их погружения 500 м.

В аппаратуре СРП-30 скважинный передатчик вырабатывает колебания девяти фиксированных частот в диапазоне 0,16—37,7 МГц. Поэтому можно проводить радиоволновое профилирование и зондирование в одиночных скважинах и просвечивание между скважинами, отстоящими одна от другой на расстоянии до 200 м (при УЭС горных пород свыше 100 Ом·м). Диаметр скважинных приборов равен 30 мм, предельная глубина их погружения 2000 м.

Для измерения электромагнитного поля удаленных радиостанций применяется **сверхдлинноволновый радиоприемник СДВР-4М**. Прибор предназначен для измерения магнитных и электромагнитных составляющих СДВ-поля и угла наклона эллипса поляризации на фиксированных частотах: 11,9; 15,1; 17,44; 17,8; 18,6; 19,6 и 22,3 кГц. На частоте 11,9 кГц работает навигационная система, на остальных — связные станции. В состав аппаратуры входят пульт регистрации, приемная рамка с ферритовым сердечником и выносной блок, используемый в качестве согласующего дифференциального усилителя при работе с электрическим диполем — заземленной приемной линией. Он соединяется с измерителем экранированным кабелем длиной 2 м. Приемная рамка снабжена поворотным устройством и нимбом для отсчета угла отклонения ее оси от вертикали. Прибор СДВР-4М питается двумя батареями 11,5-ПМЦГ-У-120ч.

Аэровариант аппаратуры СДРВ, предназначенный для измерения двух горизонтальных составляющих магнитного поля, выполнен в виде электроразведочного канала комплексной аэрогеофизической станции СКАТ-77. В него входят два отдельных измерителя, настроенных на регистрацию СДВ-сигналов от двух радиостанций с разными пеленгами.

Измерение компонент неустановившегося поля

Для измерения компонент неустановившегося поля применяют те же приемные устройства, что и при гармонически изменяющемся поле, за исключением регистрирующей аппаратуры, которая отличается широкой полосой пропускания частот, большим динамическим диапазоном (>100 дБ) и малой инерционностью. Это дает возможность записать без искажений мгновенные сигналы разной интенсивности в широком диа-

пазоне времени становления поля (от нескольких миллисекунд до первых десятков секунд). Обычно измеряют горизонтальные и вертикальные составляющие электрического и магнитного полей $E_x(t)$, $H_r(t)$ и $H_z(t)$, а также производные по времени $\partial H_r/\partial t$, $\partial H_z/\partial t$.

Датчиком электрического поля служит заземленная приемная линия MN (измерительный диполь), в которой наводится нестационарная ЭДС $\Delta V_E(t)$

$$E(t) = \Delta V_E(t)/MN. \quad (15.4)$$

Напряженность магнитного поля измеряют с помощью специальных магнитометров, а производную по времени $\partial H/\partial t$ — с помощью индукционной рамки или цилиндрической катушки — магнитоприемника, в которой наводится ЭДС $\Delta V_H(t)$, пропорциональная скорости изменения магнитного потока:

$$\Delta V_H(t) = -\partial\Phi/\partial t = -q\mu\partial H(t)/\partial t = g\partial H(t)/\partial t, \quad (15.5)$$

где q — суммарная площадь витков катушки; μ — магнитная проницаемость сердечника приемника; g — его коэффициент.

Отсюда

$$\partial H/\partial t = \Delta V_H(t)/g. \quad (15.6)$$

В аппаратуре использован принцип импульсно-периодического возбуждения поля и синхронной регистрации мгновенных амплитуд составляющих поля в паузах между импульсами. В методах становления поля ЗС, ЗСБ и переходных процессов МПП применяют аппаратуру двух классов:

1) с аналоговым или цифровым накоплением импульсов в регистрирующем приборе (МПП-4, «Цикл-3», «Импульс-Ц», «Каскад», а также СВП-74, ИПС — импульсный измеритель поздних стадий переходного процесса);

2) с полной отдельной регистрацией импульса становления поля в аналоговой или цифровой форме (МТЛ-71, ЦЭС-2, описаны в § 16).

Аппаратура первого класса состоит из генераторного и приемно-измерительного устройств. Первое представляет собой мощный коммутатор тиристорного типа, состоящий из задающего мультивибратора, импульсного усилителя и двух усилителей мощности. Коммутатор периодически подключает генераторную петлю к источнику постоянного тока. Возникающие при этом импульсы тока наводят в земле первичное магнитное поле. Длительность импульса выбирают такой, чтобы к моменту регистрации полезных сигналов влиянием поля, образованного включением тока, можно было пренебречь. Например, в аппаратуре МПП-4 она равна 24 и 48 мс, паузы между импульсами составляют 48—64 или 96—128 мс.

Приемно-измерительное устройство осуществляет прием, обработку и регистрацию амплитуд неустановившегося поля в паузах между импульсами. Датчиком поля служит автономная приемная рамка (магнитоприемник) или та же генераторная петля, периодически переключаемая на прием (в однопетлевом варианте МППО). Амплитуды измеряются после предварительного усиления сигнала и специальной его обработки, заключающейся в том, что в заданные моменты времени (задержки) из сигнала «вырезаются» короткие строб-импульсы длительностью 0,1—0,2 мс. Подобный процесс называют стробированием. Диаграмма, иллюстрирующая этот способ обработки, показана на рис. 36. Строб-импульсы синхронно накапливаются в специальном накопительном устройстве. Усредненный сигнал, пропорциональный среднему значению амплитуды за время накопления, выводится на цифровое табло или измеряется с помощью стрелочного прибора. В результате такой обработки эффективно подавляются импульсные и периодические промышленные помехи.

Аппаратура МПП-4 (НПО «Рудгеофизика») предназначена для работы в однопетлевом, рамочно-петлевом наземном и скважинном вариантах. Во всех вариантах первичное магнитное поле возбуждается с помощью генераторной петли, а прием вторичного поля производится с помощью либо той же петли, либо индукционной рамки. При наземных наблюдениях она последовательно ориентируется в одном из трех взаимно перпендикулярных направлений, в результате чего измеряют три компоненты вектора \vec{dH}/dt . При наблюдениях в скважине (или шахте) сигналы принимаются трехкомпонентным ориентированным датчиком, входящим в состав скважинного прибора.

В аппаратуре «Цикл-3» (СНИИГГиМС) применяется цифровая обработка и регистрация сигналов. Аппаратура состоит из генераторного устройства и четырехканального измерителя. Первое содержит коммутатор тока и блок управления. Для питания используется внешний генератор постоянного тока с напряжением 50—500 В. По командам, вырабатываемым в измерителе, коммутатор тока формирует и посылает в генераторную петлю прямоугольные импульсы разной полярности.

Измеритель сконструирован на основе общей унифицированной схемы с микропрограммным управлением. Два его канала предназначены для измерения составляющих магнитного поля, два — для электрического поля. В приборе имеется арифметическое устройство, предназначенное для записи и хранения результатов измерений одного цикла. Сигналы измеряются в фиксированные моменты времени в интервале 0,1—5·10⁴ мс после выключения тока в генераторной петле. Для этой цели предусмотрено 40 задержек. Причем время последнего сороко-

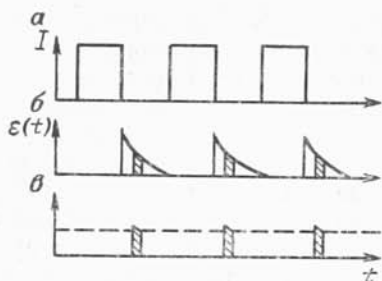


Рис. 36. Временные диаграммы регистрации переходного процесса в периодически-импульсном режиме.

a — форма тока I в питающем устройстве; *б*, *в* — стробирование неустановившихся сигналов $\varepsilon(t)$ в паузах между импульсами; пунктиром показано среднее значение сигнала за время накопления

вого отсчета на два порядка превышает начальное. Результаты измерений и обработки выводятся на цифровое табло и могут быть занесены в полевой регистратор.

В цифровых приборах «Импульс-Ц» (СНИИГГиМС) и «Каскад» (ВНИИГИС, г. Октябрьский) значительно расширен микросекундный диапазон измерения неустановившегося поля. В первом он составляет 0,04—100 мс, во втором — 0,003—60 мс. Это позволяет использовать их для изучения верхней части разреза (10—1000 м).

Для аэроэлектроразведки разработана специальная четырехканальная аппаратура АМПП-2, которая размещается на борту вертолета. По четырем каналам записываются сигналы поля переходных процессов на разных задержках. Одновременно регистрируются высота полета и метки аэрофотопривязки.

§ 16. СПОСОБЫ ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТОТЕЛЛУРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Характерной особенностью магнитотеллурического поля является его изменчивость в пространстве и времени (см. § 11). Поэтому при изучении поля предусматривается непрерывная регистрация четырех или пяти его составляющих: E_x , E_y , H_x , H_y , H_z на протяжении нескольких часов или суток. При полевых наблюдениях применяются как специализированные магнитотеллурические лаборатории МТЛ-71, так и универсальные цифровые электроразведочные станции ЦЭС-2, ЦЭС-3.

Аппаратура МТЛ-71 предназначена для осциллографической (аналоговой) записи вариаций напряженности электромагнитного поля в широком диапазоне периодов $T = 1 \div 10^4$ с. Одновременно регистрируются пять составляющих: E_x , E_y , H_x , H_y , H_z . Датчиками электрического поля служат две ортогональные приемные линии M_1N_1 и M_2N_2 , а магнитного — выносные электроразведочные магнитометры МЭ-71. В комплект лаборатории помимо датчиков входят два усилителя электриче-

ского тока УЭТ-71, осциллограф ЭПО-9, пульта управления и эталонирования, контрольные кольца Гельмгольца, автоматический синхронизатор осциллограмм, радиостанция и блоки питания. При слабых вариациях поля приемные линии подключают к осциллографу через усилители. Аппаратура смонтирована в виде съемных блоков и размещена в спецавтомашине ГАЗ-66.

Вариации поля записываются с помощью осциллографа ЭПО-9 на фотоленте шириной 200 мм, на которую подаются также марки времени. Номинальная чувствительность магнитных каналов составляет $25 \text{ мм}/(\text{мА} \cdot \text{м}^{-1})$, электрических каналов с усилителем — $3 \text{ мм}/\text{мкВ}$, без усилителя — $0,1 \text{ мм}/\text{мкВ}$. В случае одновременных наблюдений поля с помощью нескольких лабораторий, размещенных в разных пунктах, работа аппаратуры синхронизируется по радиоканалу.

Результаты наблюдений обрабатываются, как правило, на ЭВМ. С этой целью предварительно выполняется оцифровка аналоговых записей с помощью преобразователя аналог — код. С конца 70-х годов в практику работ стали широко внедрять цифровые электроразведочные станции ЦЭС-2, ЦЭС-3.

Станция ЦЭС-2 предназначена для регистрации на магнитной ленте пяти составляющих: E_x , E_y , H_x , H_y , H_z . Датчики поля те же, что и в МТЛ-71. Измерения выполняются по следующей схеме.

Вариации магнитотеллурического поля, преобразованные датчиками в непрерывные электрические сигналы (колебания), поступают по пяти параллельным каналам в усилители. Усиленные сигналы проходят в блок коммутаторов, где они поочередно преобразуются в дискретные амплитуды. Время дискретизации Δt может быть изменено соответствующим переключателем в диапазоне 2,5—72 мс. Далее входные сигналы подаются по очереди в панель кодирования, где они с помощью преобразователя аналог — код переводятся в цифровую форму и кодируются в двоичной системе счисления. Цифровой сигнал, записанный в 11-разрядном двоичном коде, поступает в панель управления, где после добавления пяти разрядов служебной информации формируются 16-разрядные слова. Они записываются на магнитной ленте импульсным способом. В станции предусмотрено также воспроизведение записи в аналоговой форме на электронном осциллографе для визуального контроля.

Регистрация МТ-поля производится отдельно в трех диапазонах: высокочастотном 10—1 Гц, среднечастотном 1—0,1 Гц и низкочастотном 0—0,1 Гц. Закодированные данные наблюдений вводятся в ЭВМ с помощью вводного устройства ВУ-2. Обработка результатов выполняется по специальной программе.

Аппаратура ЦЭС-2 применяется также для регистрации наблюдений при производстве зондирований становлением поля в дальней и ближней зонах. В этом случае она работает в паре с генераторной станцией ЭРС-67. Датчиками магнитного поля служат либо многовитковые секционированные катушки, либо измерительная петля.

С 1987 г. начат серийный выпуск новой аппаратуры ЦЭС-3 в трех вариантах: ЦЭС-3-001, ЦЭС-3-002 и ЦЭС-3-003.

Станция ЦЭС-3-001 (ЦЭС-МГД) предназначена для площадных электромагнитных зондирований как со стандартными, так и с мощными импульсными источниками тока (МГД-генераторами). Наблюдения выполняются с помощью выносных модулей. В комплект станции входят модули напольные МН1 (24), МН2 (один), один бортовой МБ, аккумуляторная мастерская и шесть смоточно-транспортных машин.

Напольный модуль МН1 состоит из блока связи и собственного цифрового магнитного регистратора кассетного типа. Последний имеет восемь измерительных каналов (три *E*-канала, четыре *H*-канала и один резервный). Датчики поля в каждом модуле снабжены предварительными усилителями и могут быть удалены от него на расстояние до 500 м. Сигналы с датчиков передаются на модуль в аналоговой форме по двухжильному кабелю. Модуль МН2 вместо блока связи и регистратора имеет блок передачи данных на бортовой модуль МБ. Они передаются в цифровой форме по двухжильному кабелю на расстояние до 1 км. Схема расстановки модулей и их датчиков зависит от выбранной методики полевых наблюдений.

Управление и контроль за работой выносных модулей производится по радиоканалу из контрольно-измерительной лаборатории (ЛКИ). Здесь выполняется предварительная обработка данных измерений, а также перезапись их в формат ЕС ЭВМ. Кроме того ЛКИ осуществляет связь с другими лабораториями и генераторными установками.

Станция ЦЭС-3-002 предназначена для профильных региональных работ. В ее состав входят напольный МН2 и бортовой МБ модули. Первый принимает сигналы с датчиков поля и передает их на МБ, где они обрабатываются и регистрируются. Кроме того, МБ используется для связи с другими станциями и генераторными установками.

Станция ЦЭС-3-003 является многоканальной телеметрической станцией, предназначенной для площадных поисковых работ методами МТЗ, ЧЗ, ЗС, в том числе с использованием МГД-генераторов. В комплект станции входят десять напольных модулей МН2, один бортовой МБ и две смоточно-транспортные машины. Пять модулей МН2 соединяются последовательно двухжильным кабелем, по которому данные измерений передаются в цифровой форме на МБ. Расстояние

Таблица 2

Основные типы аппаратуры, применяемой при различных методах исследования

Электромагнитное поле	Зондирование	Профилирование	Скважинные наблюдения
Постоянное, в том числе ЕП ВП на постоянном токе ВП на переменном токе Низкочастотное	АЭ-72, КЭС-Л, ЭПО-9, ЭРСУ-71 СВП-74, ВП-62, ВПС-67, «Енисей» ВПФ, ЭВП-203	АЭ-72, КЭС-Л ВПП-67, ВП-802, МСВП-8, С-003 ВПФ, ЭВП-203, ЭВА-203	АЭ-72 СВП-74, ВПС-63, КСПК ЭВП-203
Высокочастотное	АНЧ-3, ЭРП-5, АЧЗ-78, АМЗ-3	АНЧ-3, ЭРП-5, ДЭМП, ЭРА-625, «Лазурит», ДИП	ЭВП-203, АМЗ-3, «Лазурит», АСМИ-40, «Синус»
Неустановившееся	ДЭМП-4М	АЭММ-ВЧ, СДВР-4М	АЭММ-ВЧ, СРП-30
Магнитотеллурическое	СВП-74, «Цикл-3» ЦЭС-2, ЦЭС-3 «Каскад»	МППУ, МПП-4, «Импульс-Ц»	МПП-4, СВП-74, «Каскад»
Естественное переменное	ЦЭС-2, ЦЭС-3, МТЛ-71	МТЛ-71, ЦЭС-2, ЦЭС-3 ЭСР-1, ИНВЕМП	— —

между модулями может быть до 1 км, максимальное их удаление от станции не более 5 км. В станции предусмотрена также одновременная работа обеих групп. В табл. 2 дана сводка основных типов аппаратуры по состоянию на 1989 г.

§ 17. АГРЕГАТИРОВАННЫЙ КОМПЛЕКС ЭЛЕКТРОРАЗВЕДОЧНОЙ ТЕХНИКИ

В настоящее время электроразведочная аппаратура унифицируется на основе однотипной элементной базы, а также стандартных узлов и блоков (агрегатов), которые в зависимости от поставленной задачи можно соединять между собой по той или иной структурной схеме и составлять приборы и генераторы целевого назначения. Такие измерительные комплексы называют агрегатированными или агрегатными.

В НПО «Рудгеофизика» создан первый вариант агрегатированного комплекса электроразведочной техники (АКЭТ), который предназначен для измерений постоянного поля, естественной и вызванной поляризации, гармонически изменяющихся и неустановившихся полей в широком диапазоне частот и времен. Предполагается, что АКЭТ заменит почти всю рассмотренную

выше аппаратуру. Это позволит упростить ее выпуск и эксплуатацию.

В состав АКЭТ входят следующие узлы: 1) три генераторных устройства (малой, средней и большой мощности); 2) четыре импульсных измерителя, предназначенных для измерения компонент нестационарного электромагнитного поля (E , H и $\partial H/\partial t$) в ранней, средней и поздней стадиях; 3) четыре измерителя гармонически изменяющихся полей для трех диапазонов — высоко- и среднечастотного (E и $\partial H/\partial t$) и низкочастотного (E и H); 4) комплекс входных преобразователей — неполяризуемых электродов, дипольной электрической антенны (для измерения E -составляющей бесконтактным способом), широкополосной и импульсной магнитных антенн; 5) универсальный канал синхронизации работы измерителей с помощью опорных сигналов, поступающих от генераторных устройств.

Из перечисленных узлов монтируются электроразведочные станции различной мощности и мобильности: а) легкая станция на одном автомобиле марки УАЗ-452 с генераторами малой (до 50 Вт) и средней (до 500 Вт) мощности и двумя измерителями импульсных и гармонических сигналов; б) средняя станция на двух автомобилях повышенной проходимости с генератором большой мощности (до 15 кВт) на одном автомобиле и набором измерителей — на другом; в) тяжелая станция с генераторными устройствами большой и средней мощности, размещенными на одном автомобиле марки ЗИЛ-131, и большим набором измерителей на другом автомобиле той же марки.

Необходимо отметить, что генераторные устройства АКЭТ могут быть использованы в различных методах электроразведки. Источниками питания генератора малой мощности служит батарея аккумуляторов (например типа 30-КНГ-1,5 массой 3—4 кг), генератора средней мощности — бензоэлектрический агрегат постоянного тока с номинальным напряжением 30 В (типа АБ-0,5-П/30 массой 21 кг), генератора большой мощности — передвижные электростанции с дизелем ДЗ-7Е массой около 1000 кг.

Измерительные устройства АКЭТ имеют большой динамический диапазон и предназначены для измерения неустановившихся полей в интервале $0,1-10^3$ мс и гармонических полей в интервале $0,03-10^4$ Гц. В унифицированном импульсном измерителе принимаемый сигнал фильтруется, очищается от помех, затем апробируется в заданные моменты времени и с помощью аналого-цифрового преобразователя переводится в цифровой код. Информация, полученная в цифровой форме, дополнительно фильтруется от помех, накапливается и обрабатывается по заданному алгоритму в блоке цифровой обработки, к выходу которого подсоединен цифровой индикатор, обеспечи-

вающий отсчет измеряемого параметра в виде трехзначного числа.

В унифицированном измерителе гармонически изменяющегося поля производится раздельное измерение активной и реактивной составляющих, а также модуля (амплитуды) принимаемого сигнала. После фильтрации и усиления он преобразуется в цифровой код, обрабатывается по заданному алгоритму, и результат измерений отображается на цифровом индикаторе.

Рассмотренный комплекс АКЭТ предназначен для работ методами ВЭЗ, ДЭЗ, электропрофилеирования, вызванной поляризации, переходных процессов, частотного зондирования и зондирования становлением поля.

В НПО «Нефтегеофизика» создан специальный АКЭТ-Н, предназначенный для проведения электроразведочных работ на нефть и газ. Комплекс АКЭТ-Н в перспективе полностью заменит выпускаемую до последнего времени аппаратуру типа МТЛ-71, ЭРСУ-71, ЭРС-67, ЦЭС-2, «Цикл-2». В его состав входят функциональные модули и системы 14 типов. Из них могут быть собраны генераторные, измерительные и обрабатывающие устройства.

Генераторное устройство состоит из установки генераторной электроразведочной УГЭ-50 и магнитогидродинамической МГДУ. Они предназначены для возбуждения импульсного и гармонически изменяющегося поля при площадных и профильных наблюдениях методами ЗС, ЗСБ, ЧЗ и ВП. УГЭ-50 — мобильная установка, размещаемая на автомобиле или прицепе. Первичным источником служит дизельный электродвигатель, развивающий мощность в нагрузке до 50 кВт и вырабатывающий ток до 100 А (при напряжении до 500 В). Частотный диапазон 0,001—300 Гц.

Сверхмощная установка МГДУ также размещается на транспортных средствах. Первичным источником является МГД-генератор, развивающий мощность в нагрузке до 10 МВт и вырабатывающий импульсный ток до 10 кА (при напряжении до 1000 В). Установка МГДУ эффективна при площадных глубинных исследованиях с закрепленным возбудителем поля.

Измерительные устройства АКЭТ-Н обеспечивают измерение, предварительную обработку и регистрацию электромагнитных полей. К ним относятся аппаратура ЦЭС-3, «Цикл-3», а также ЭВП. Последняя предназначена для комплексных электроразведочных работ методами сопротивлений (ВЭЗ, ДЭЗ, электропрофилеирование), а также ЧЗ и ВП. Новым вариантом аппаратуры ЭВП является управляемая от бортового микропроцессора станция ЭВПЦ.

Обрабатывающее устройство комплекса смонтировано в полевой электроразведочной лаборатории ПЭЛ, которая предназ-

начена для обработки результатов измерений с помощью ЦЭС-3 и управления выносными напольными модулями МН1. При площадных исследованиях с помощью МГД-генератора лаборатория анализирует в реальном времени вариации магнитотеллурического поля и предсказывает паузу в их активности, чтобы можно было выбрать оптимальный момент пуска генератора (с целью улучшения соотношения сигнал/помеха). Структура лаборатории ПЭЛ отличается от ЛКИ лишь тем, что имеет более мощную бортовую ЭВМ с широким набором периферийных устройств.

Комплекс АКЭТ-Н предназначен для выполнения региональных и поисковых работ методами МТЗ, ЧЗ и вызванной поляризации.

§ 18. ОСНОВНОЕ ЭЛЕКТРОРАЗВЕДОЧНОЕ ОБОРУДОВАНИЕ

Электромагнитное поле в земле возбуждают с помощью заземленных питающих линий или незаземленных петель, для устройства которых используют специальные провода и многожильные кабели. В качестве заземлителей обычно применяют стальные электроды стержневого типа диаметром 6—15 мм. При больших разносах (свыше 10 км) используют стальные штанги диаметром 42 мм и длиной несколько метров. Как было отмечено в § 6, сопротивление стержневого электрода обратно пропорционально глубине его погружения: $R \approx \rho/l$, где ρ — удельное сопротивление среды. Для уменьшения сопротивления их объединяют в группы по 3—10, а иногда по 50 и соединяют параллельно с помощью проводов. Причем, если расстояние между ними в 2—3 раза превышает глубину их погружения, то общее сопротивление группового заземления уменьшается пропорционально числу отдельных элементов.

Приемные линии оборудуются медными или латунными электродами несколько меньшей длины. На контакте металлического электрода с почвенной влагой всегда образуется поляризационная ЭДС, обусловленная электрохимическими процессами между металлом и природным электролитом — почвенной водой. Поэтому между электродами M и N возникает дополнительная разность потенциалов, мешающая измерениям. При изучении искусственно возбуждаемых полей ее исключают с помощью компенсатора поляризации, а в случае измерения естественных полей и поля вызванной поляризации применяют специальные неполяризующиеся электроды. Суть их конструкции заключается в том, что металлический стержень, из которого сделан электрод, погружают в раствор собственных ионов, например медный стержень помещают в пористый сосуд с раство-

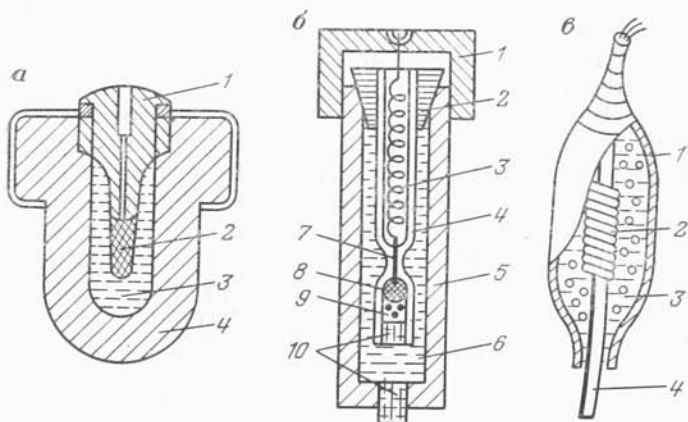


Рис. 37. Неполаризующиеся электроды.

а — электрод ЭН-1: 1 — пробка, 2 — медный стержень, 3 — раствор медного купороса, 4 — корпус из пористой керамики; *б* — насыщенный каломелевый электрод: 1 — крышка корпуса, 2 — резиновая пробка, 3 — медный проводник, 4 — стеклянная трубка, 5 — корпус электрода, 6 — раствор хлористого калия, 7 — платиновая проволока, 8 — ртуть, 9 — паста каломели, 10 — ватные пробки; *в* — электрод для измерений в воде: 1 — брезентовый шланг, 2 — медная проволока, 3 — кристаллический медный купорос в насыщенном растворе, 4 — кабель (КТШ-03)

ром медного купороса (рис. 37, *а*). Существует несколько типов неполяризующихся электродов, предназначенных для наземных, скважинных и подводных исследований. Конструкции наиболее употребляемых из них показаны на рис. 37.

При проведении полевых работ используют специальные геофизические провода и кабели типа ГПМП, ГПСМП, ГПСМПО, КГПВ (Г — геофизический, П — провод, М — медный, СМ — сталемедный, О — облегченный, П — полиэтиленовый, В — хлорвиниловый, К — кабель), а также провода сейсморазведочные полиэтиленовые ПСРП-1 и ПСРП-2. Геофизические провода обладают повышенной механической прочностью и высоким качеством электрической изоляции (сопротивление не менее 100 МОм/км. При выборе марки провода прежде всего обращают внимание на сопротивление единицы его длины (в Ом/км). В установках с большими разностями *АВ* питающие линии монтируют из проводов ГПМП (3 Ом/км) или ГПСМП (10 Ом/км) с малым сопротивлением. Для устройства измерительных линий обычно применяют сейсмические провода марки ПСРП (100—300 Ом/км) или провода полевой телефонной связи ПВР (100 Ом/км). При выполнении работ методом КСПК и другими методами, где используется ток большой величины, применяют специализированный кабель геофизический КГПВ-6. Он имеет три силовые и три вспомогательные жилы (0,8 Ом/км).

Для облегчения и ускорения вспомогательных операций созданы агрегаты ЭВ-1 и ЭРА. Они смонтированы на автомобилях ГАЗ-63А и ЗИЛ-131 и предназначены для сматывания и разматывания проводов, а также задавливания и извлечения электродов. В качестве заземлителей используют штанги диаметром 42 мм, которые с помощью гидравлического механизма задавливают в землю на глубину 2—10 м и извлекают после работы. Размотку и смотку проводов выполняют в движении, что значительно ускоряет подготовительные операции.

При работе с малыми линиями АВ в пешеходном варианте смотку и размотку проводов делают вручную. С этой целью применяют легкие электроразвечные катушки, которые вмещают до 500 м провода ГПСМ.

Электромагнитным зондированием, как было отмечено в § 13, называют способ просвечивания слоистой толщи земли с помощью постоянного или переменного электрического тока. Он основан на измерении компонент поля в одной или одновременно в нескольких точках земной поверхности при непрерывном или дискретном увеличении глубины проникновения электрического тока. Цель зондирования — изучение последовательности залегания пластов с различными электрическими свойствами и определение глубины залегания их границ. Измерения выполняют, как правило, на поверхности земли (на суше и на поверхности моря), а также в подземных горных выработках.

Известны два принципа зондирования: геометрический и индукционный (по Л. Л. Ваньяну). Первый из них основан на эффекте пространственного расположения источника и приемника, или питающих и измерительных электродов. Эффективная глубина проникновения тока зависит от расстояния между ними, которое принято называть разносом. С увеличением разноса, как было показано, например в § 6, увеличивается объем пород, пронизанных электрическим током, и соответственно возрастает поток информации о более глубоких слоях.

Второй принцип основан на явлении скин-эффекта. При высокой частоте вихревые электрические токи, наведенные источником-возбудителем поля, концентрируются у поверхности земли, а по мере уменьшения частоты они проникают в более глубокие горизонты. Изменяя частоту от высоких значений до низких, можно прозондировать землю до какой-то глубины, определяемой нижним пределом частотного диапазона. В случае возбуждения неустановившегося поля частота автоматически изменяется с течением времени от высоких значений — после включения или выключения тока — до инфранизких — в поздней стадии становления поля.

В зависимости от принципа зондирования различают две группы методов или модификаций. В первую входят преимущественно электрические зондирования, основанные на использо-

вании постоянного или низкочастотного переменного тока: вертикальное, дипольное, ортогональное и др. Сюда же можно отнести и радиально-частотное, или дистанционное зондирование. В перечисленных модификациях эффективная глубина зондирования зависит преимущественно от разности, который иногда называют действующим расстоянием. Вторую группу составляют индукционные зондирования: частотное, становлением поля и магнитотеллурическое. В этих методах аналогом действующего расстояния является длина волны в среде $\lambda = \sqrt{10^7 T \rho}$ или параметр становления поля $\tau = \sqrt{10^7 2 \pi t \rho}$, где T — период колебаний, t — время становления поля, ρ — эффективное удельное сопротивление среды. Познакомимся с каждой из этих модификаций в отдельности.

§ 19. ВЕРТИКАЛЬНОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ

Вертикальное электрическое зондирование было предложено французским ученым К. Шлюмберже в начале 20-х годов. Первые зондирования в Советском Союзе выполнены по договору с фирмой «Шлюмберже» французскими специалистами в 1928 г. около г. Грозный. С тех пор метод ВЭЗ широко применяется при геологоразведочных и изыскательских работах.

Техника выполнения зондирования исключительно проста. На поверхности земли собирается установка, состоящая из двух питающих электродов A и B и двух измерительных (приемных) электродов M и N , расположенных симметрично относительно центра (рис. 38). Через A и B от батареи или генератора в землю поступает электрический ток I , а между M и N с помощью прибора измеряют разность потенциалов ΔU . Сделав первый замер, увеличивают разность AB примерно на 20 % и вновь измеряют ток I и разность потенциалов ΔU .

На одной стоянке выполняют 20—25 подобных измерений при последовательном увеличении разности. Длину разности в процессе работ определяют по меткам на проводах, соединяющих питающие электроды с батареей. Максимальные разности выбирают исходя из заданной глубины исследования, которую оценивают приближенно по формуле

$$z_{\text{эф max}} \approx 0,1 AB_{\text{max}}$$

В настоящее время широко практикуется комбинированная методика наблюдений, когда наряду с измерением разности потенциалов ΔU при пропускании тока дополнительно измеряют разность потенциалов $\Delta U_{\text{ВП}}$ после его выключения. Такая модификация электрического зондирования получила название метода ВЭЗ-ВП.

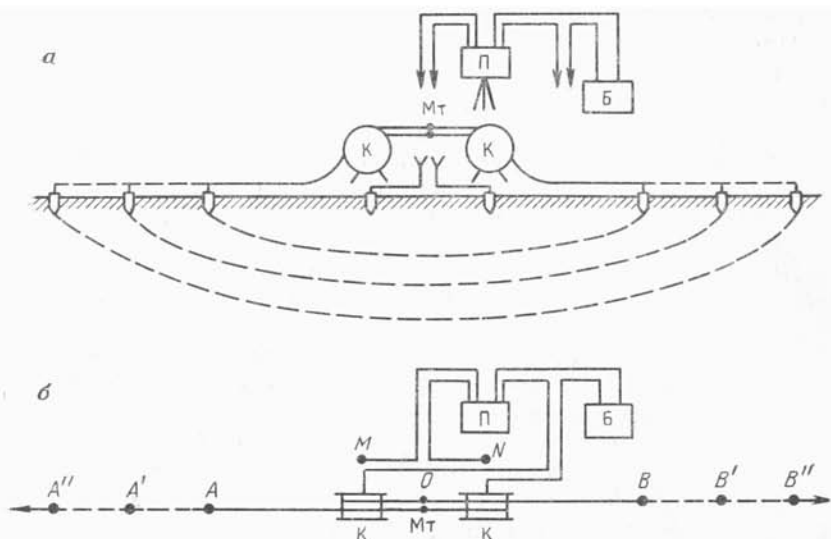


Рис. 38. Схема установки для вертикального электрического зондирования с прибором АЭ-72:

а — в разрезе, б — в плане; К — катушки с проводом; Мт — метки на проводах; П — прибор; Б — батарея; пунктиром обозначены токовые линии

Конструктивно установка для ВЭЗ состоит из двух идентичных линий AO и OB (см. рис. 38), смонтированных из провода марки ГПСМПО. На проводах специальными метками отмечены соответствующие разносы $r = AB/2$. Метки делают в виде утолщений из изоляционной ленты или наносят нитролаком. При этом используют троичный код: первый разнос (1—1,5 м) отмечают одной меткой, второй — двумя, третий — тремя, четвертый — снова одной, пятый — двумя, шестой — тремя и т. д. Каждый последующий разнос больше предыдущего в 1,2 раза. Провода наматывают на две катушки, и внутренние концы через штепсельные разъемы или скользящие контакты подсоединяют к кондуктору — вспомогательному проводу, соединяющему оба крыла с батареей (или генератором) и прибором.

Питающие электроды представляют собой заостренные стальные стержни длиной около 0,6—0,8 м. Их присоединяют к внешним концам проводов с помощью разъемных фишек. Для уменьшения сопротивления питающей цепи монтируют группы заземлителей, состоящие из нескольких электродов, соединенных одним проводом (см. § 6). В качестве измерительных электродов применяют медные или латунные стержни.

Длина приемной линии MN не должна превышать $1/5 AB$. С увеличением разноса сигнал ослабевает и приходится переходить с малой линии MN на большую. Иногда делают три —

четыре перехода. Во время перехода замеры выполняют дважды: на малой и большой линиях MN . Таким образом осуществляется перекрытие измерений в местах стыка двух различных показаний.

Электрическое зондирование можно выполнить постоянным и переменным током низкой частоты. В первом случае используют аппаратуру АЭ-72, а также ВП-62, ВПП-67, во втором — применяют низкочастотную аппаратуру АНЧ-3, ВПФ, СВП-74, ЭВП-203 и др.

При глубинных исследованиях с разнесами более 2000 м работают конвейерным способом. На поверхности земли вдоль профиля собирают две установки — большую и малую. Конструкция малой установки с $AB_{\max} = 1000 \div 2000$ м описана выше и показана на рис. 38. Большая установка монтируется из отдельных кусков провода длиной 200—500 м, раскладываемых заранее вдоль профиля. Общая длина провода обычно равна двум максимальным разнесам. В процессе измерений поочередно подключают то малую линию, то большую. Большие разнесы изменяются кратно 200 или 500 м. Благодаря этому экономится время на разматывание проводов большой линии и достигается высокая производительность работ. При этом используют электроразведочные станции ЭРСУ-71, СВП-74, ЭВП-203.

По результатам измерений на каждом разнесе вычисляют кажущееся сопротивление и кажущуюся поляризуемость

$$\rho_k = K \Delta U / I, \quad \eta_k = \Delta U_{\text{ВП}} / \Delta U,$$

где K — коэффициент установки. Его подбирают так, чтобы при измерении на поверхности однородной среды вычисленное значение ρ_k равнялось истинному значению УЭС. Например, при симметричном расположении электродов относительно середины установки (четырёхэлектродная установка Шлюмберже АМNB) разность потенциалов на поверхности однородной среды можно вычислить (см. § 6) по формуле

$$\Delta U = \frac{I\rho}{2\pi} \left(\frac{1}{MN} - \frac{1}{AN} - \frac{1}{BM} + \frac{1}{BN} \right).$$

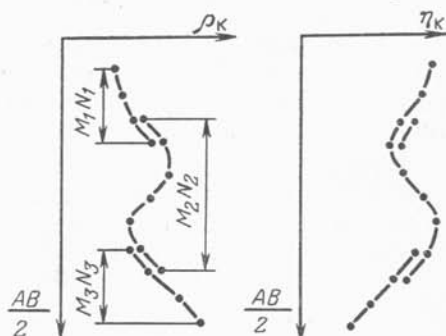
Так как $AM \cdot BN$ и $AN \cdot BM$, можно записать

$$\rho = \pi \frac{AM \cdot AN}{AN - AM} \frac{\Delta U}{I} = \pi \frac{AM \cdot AN}{MN} \frac{\Delta U}{I}.$$

Отсюда коэффициент для симметричной установки

$$K = \pi \frac{AM \cdot AN}{MN}.$$

Рис. 39. Кривые кажущегося сопротивления ρ_k и кажущейся поляризуемости η_k , полученные в результате обработки ВЭЗ-ВП



Аналогично выводятся формулы для других установок при любом пространственном расположении питающих и измерительных электродов.

Результаты измерений и обработки записывают в журнал и изображают графически в виде кривой изменения кажущегося сопротивления и кажущейся поляризуемости в зависимости от разноса $r = AB/2$ (рис. 39). График строят в логарифмическом масштабе на специальных бланках. Кривая кажущегося сопротивления качественно отражает изменение удельного сопротивления пород по вертикали. Пласты низкого удельного сопротивления отмечаются минимальными значениями ρ_k , высокого — максимальными. Таким образом, качественное истолкование материалов зондирования можно выполнить непосредственно на месте. С приемами количественной интерпретации мы познакомимся в гл. IX.

§ 20. ДИПОЛЬНОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ

Дипольные установки и метод дипольного электрического зондирования были предложены в 1948 г. советским ученым Л. М. Альпиным. Существенной их особенностью является то, что измерительная линия (приемный диполь) MN вынесена за пределы питающего диполя AB и может быть ориентирована определенным образом относительно него. Это позволяет выполнять площадные наблюдения, при которых измерительные диполи перемещаются в различных направлениях от питающего. Различают следующие типы установок (рис. 40): азимутальная ABM_1N_1 , экваториальная ABM_2N_2 , радиальная ABM_3N_3 , осевая ABM_4N_4 , параллельная ABM_5N_5 и перпендикулярная ABM_6N_6 . На практике применяют азимутальную, экваториальную и осевую установки. Это отнюдь не означает, что другие типы установок менее эффективны. Скорее всего подобный отбор обусловлен соображениями экономичности при

данном развитии техники измерений (одноканальная аппаратура, визуальный отсчет показаний и пр.). Наиболее целесообразным представляется измерение нескольких или по меньшей мере двух ортогональных составляющих, из которых одна ориентирована вдоль силовых линий поля.

Чтобы соблюдать условие дипольности установок, размеры питающих и приемных линий должны удовлетворять соотношениям: в экваториальной установке $AB \leq 1,3r$, в азимутальной — $AB \leq 0,6r$, в осевой — $AB \leq 0,2r$, во всех установках $MN \leq 0,2r$ (r — расстояние между серединами диполей).

Зондирование выполняют чаще всего по двухсторонней схеме. Питающий диполь устанавливают в центре, а два приемных относят в противоположные стороны от него (рис. 41, а). Значения ΔU , измеренные на одинаковых разносах, в принципе могут различаться, ибо они характеризуют поле по разные стороны от питающего диполя. Обычно предусматривают 15—20 разносов. По мере удаления от питающего диполя измеряемая разность потенциалов падает ниже допустимого предела, обеспечивающего ее уверенное определение. В этом случае приходится увеличивать размеры питающего диполя. При переходе от малого диполя AB к большему предусматривают перекрытие результатов измерений подобно тому, как это делается в методе ВЭЗ при переходе с одной измерительной линии MN на другую.

Поскольку реальные размеры питающей линии сравнимы с разносом r , эффективная глубина зондирования определяется величиной разноса и длиной питающего диполя AB . Поэтому для оценки глубинности исследования вводят понятие действующего расстояния \bar{r} , которое при зондировании над горизонтально-однородной средой эквивалентно разносу $\bar{r} = AB/2$ в симметричной установке ВЭЗ. Для экваториальной установки $\bar{r} = \sqrt{r^2 + (AB/2)^2}$, для азимутальной $\bar{r} = pr$, где p — множитель, зависящий от разноса r и азимутального угла φ (его опреде-

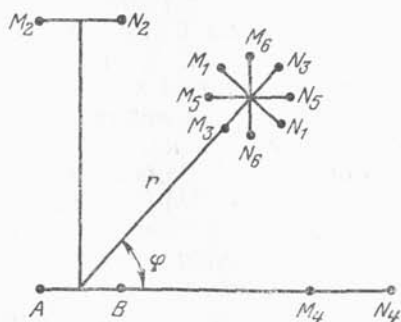


Рис. 40. Типы дипольных установок

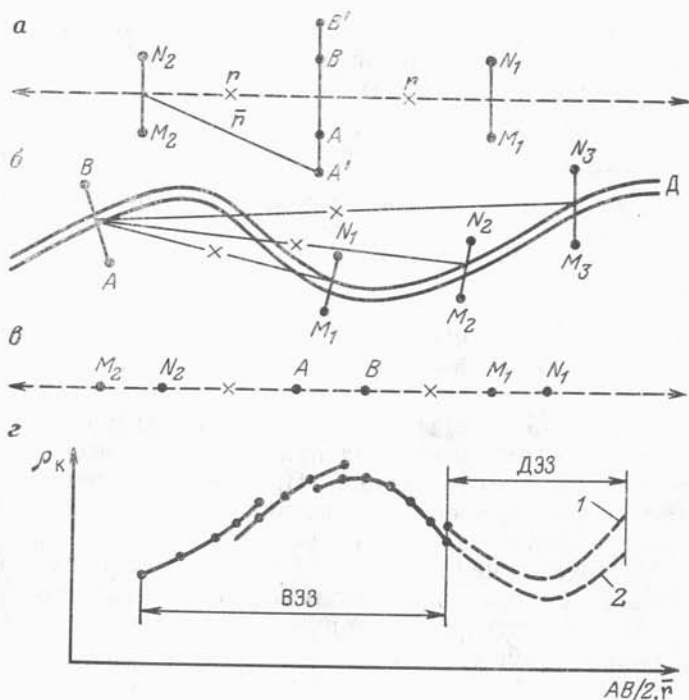


Рис. 41. Схемы экваториального (а), азимутального вдоль дороги Д (б), осевого (в) дипольных зондирований и результаты двухстороннего дипольно-экваториального зондирования (z).
1 — левый разнос, 2 — правый разнос

ляют по специальной номограмме, приведенной в «Инструкции по электроразведке»); для осевой установки $\bar{r}=r$.

При выполнении дипольного зондирования с малыми разносами ($r \leq 2000$ м) применяют переносную малогабаритную аппаратуру АНЧ-3 и ВПФ, которая содержит один генератор и три измерителя. Для глубинных исследований с разносами $r=2 \div 10$ км используют электроразведочные станции ЭРСУ-71, СВП-74, ЭВП-203 и др.

Различные схемы дипольного зондирования показаны на рис. 41. Крестиками отмечены середины расстояний между центрами диполей. Это точки записи, к которым условно относят результаты зондирования.

Данные измерений записывают в соответствующий журнал и оформляют графически в виде кривой дипольного зондирования, представляющей собой зависимость кажущегося сопротивления от действующего расстояния (см. рис. 41, z). Кажущееся сопротивление вычисляют по формуле $\rho_k = K \Delta U / I$, где K —

коэффициент дипольной установки. Согласно выводам § 6, коэффициенты для азимутальной, экваториальной и осевой установок вычисляются по формулам

$$K_A = \frac{2\pi r^3 a}{AB \cdot MN \cdot \sin \varphi}, \quad K_\Theta = \frac{2\pi r^3 b}{AB \cdot MN}, \quad K_O = \frac{\pi r^3 c}{AB \cdot MN}.$$

Здесь a , b , c — поправочные множители, учитывающие недипольность установки. Их также определяют по номограммам, приведенным в «Инструкции по электроразведке».

§ 21. СПЕЦИАЛЬНЫЕ МОДИФИКАЦИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

Традиционные методы электрического зондирования ВЭЗ и ДЭЗ, несмотря на широкое их применение, не всегда удовлетворяют требованиям практики. При больших энергетических затратах их разрешающая способность невысока. Поэтому в электроразведке непрерывно ведутся поиски и опробование новых методик измерений, позволяющих ослабить помехи и увеличить глубинность исследования при тех же разностях, усилить расчленяемость геоэлектрического разреза и, в конечном счете, повысить общую информативность зондирования. С этой точки зрения представляются весьма перспективными методики зондирования ортогональной, дивергентной и дифференциальной установками путем измерения двух составляющих электрического поля. Названные методики пока не получили широкого применения, отчасти из-за несовершенства современной аппаратуры.

Электрическое зондирование с ортогональной установкой впервые было предложено польским геофизиком Э. Крушевским в 1957 г. Установка состоит из питающей линии AB или $B'AB$ и вынесенной в сторону по нормали к ней измерительной линии MN . Питающая линия может иметь два или три заземления, размеры ее фиксированы. Приемная линия MN перемещается по перпендикуляру к AB , проведенному через точку A . Характерная особенность ортогонального зондирования заключается в том, что для достижения такой же глубинности исследования, как в методе ВЭЗ, требуются в 3—5 раз меньшие разности. Кроме того, значительно снижается влияние индукционных эффектов, что очень важно при работе с низкочастотной аппаратурой и изучении фазовых сдвигов в поле вызванной поляризации.

Ортогональные зондирования выполняют обычно по схеме двухсторонних наблюдений, как показано на рис. 42, a , b . В труднодоступных местах питающую линию растягивают вдоль строения, берега реки, склона и проводят одностороннее

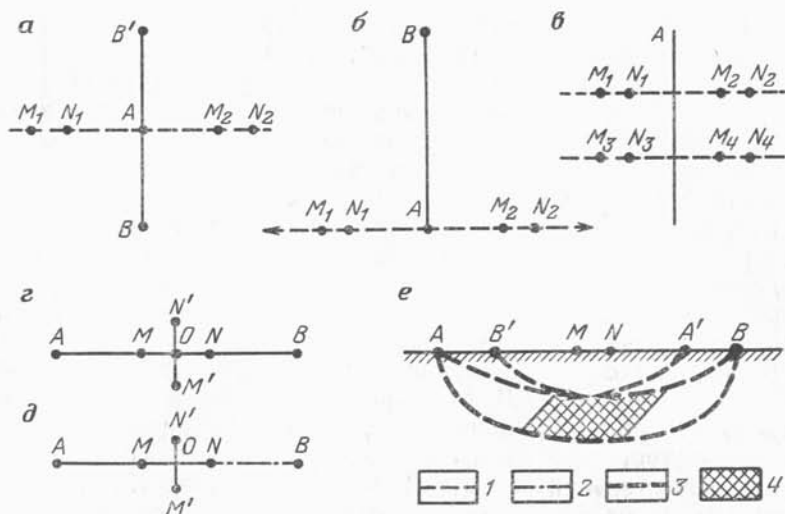


Рис. 42. Схемы специальных установок для электрического зондирования: а, б — ортогональные; в — ортогональная с линейным питающим электродом; г — дивергентная для измерения двух ортогональных составляющих; д — комбинированная для измерения двух составляющих (по А. Н. Боголюбову); е — дифференциальная; 1 — оси зондирования; 2 — крыло OB комбинированной установки; 3 — токовые линии; 4 — промежуточный эффективный слой

зондирование. По результатам измерений вычисляют кажущееся сопротивление $\rho_k = K\Delta U/I$ и строят графики зондирования, представляющие собой зависимости ρ_k от разноса — расстояния от питающей линии до середины MN . Коэффициент установки находят обычным способом — путем расчета поля в однородном полупространстве.

Своеобразной модификацией ортогонального зондирования является метод наблюдений в поле линейного питающего электрода (см. рис. 42, в). Измерения можно выполнять несколькими приборами одновременно, перемещая приемные линии MN по ортогональным профилям по обе стороны от электрода. Соответствующие формулы для расчета кажущегося сопротивления приведены в § 6.

Электрическое зондирование с дивергентной установкой предложил Я. С. Сапужак (1977) в связи с изучением высших производных электрического потенциала. Простейшая и наиболее технологичная из них показана на рис. 42, г. Она состоит из пяти электродов ($AMONB$), из которых A и B — питающие, M , N , O — измерительные. На каждом фиксированном разnose измеряют ток I и разности потенциалов ΔU_{OM} и ΔU_{ON} . Среднее арифметическое из этих двух значений будет соответствовать разности потенциалов ΔU для симметричной установки $AMNB$, а разность $\Delta U_{OM} - \Delta U_{ON}$, отнесенная к длине MN , — второй

производной потенциала в середине установки. Вторая производная потенциала пропорциональна дивергенции (растеканию) плотности тока. Отсюда установка и получила свое название.

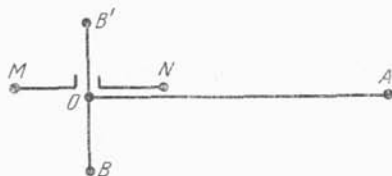
Наряду с продольными компонентами, по предложению А. Н. Боголюбова, целесообразно измерять ортогональные составляющие $\Delta U_{OM'}$ и $\Delta U_{ON'}$ (см. рис. 42, *д*). По графикам отношений $\Delta U_{OM'}/\Delta U_{OM}$ и $\Delta U_{ON'}/\Delta U_{ON}$ выявляют аномальные отклонения, свидетельствующие о горизонтальной неоднородности разреза. В целом обработка дивергентных измерений сводится к вычислению кажущихся сопротивлений по первой и второй производным потенциала (Я. С. Сапужак, 1977) и построению соответствующих графиков.

Электрическое зондирование с дифференциальной установкой было предложено Л. М. Альпиным (1948) и в дальнейшем реализовано Б. И. Рабиновичем в модификации электрического зондирования методом вычитания полей. Установка состоит из шести электродов ($AB'MNA'B$, см. рис. 42, *е*), расположенных на одной прямой. Основное электрическое поле возбуждается током, стекающим с электродов A и B . Электроды A' и B' служат для возбуждения дополнительного встречного поля, компенсирующего влияние верхней части разреза. Разносы малой питающей линии $A'B'$ на 20—30 % меньше разносов основной питающей линии AB . Эффективная глубина зондирования определяется средним арифметическим разносом $L=0,25(AB+A'B')$.

При производстве измерений разносы дискретно увеличивают примерно на 20 %. Два электрода относят в одну сторону и два — в другую, сохраняя соотношение между большой и малой линиями неизменным. Далее наблюдения ведутся так же, как при выполнении ВЭЗ. Описанный способ зондирования получил название дифференциального, потому что информация во время измерений поступает не от всей толщи пород, как в методе ВЭЗ, а от промежуточного эффективного слоя, мощность которого равна разности эффективных глубин для большой (AB) и малой ($A'B'$) линий. Результаты измерений оформляют в виде графика зависимости кажущегося сопротивления от среднего (L) или полного ($r=AB/2$) разноса.

Однополюсное комбинированное электрическое зондирование (ОКЭЗ) с ортогональным расположением питающих линий предложили В. А. Поносов и Ю. И. Степанов в 1986 г. В установке ОКЭЗ (рис. 43) пара питающих электродов B и B' расположена по нормали к линии MN (вдоль изолинии потенциала). Они выполняют роль удаленного электрода. Расстояние BB' не превышает максимальных размеров MN . Перед началом измерений производят корректировку поля к окрестности MN . Для этого при отключенной линии OA в цепь BB' подают электрический ток и измеряют разность потенциалов ΔU .

Рис. 43. Схема установки однополюсного комбинированного электрического зондирования (ОКЭЗ)



Если она не равна нулю, то положение электродов B и B' меняют так, чтобы $\Delta U = 0$. После этого подключают линию OA и выполняют зондирование по обычной схеме однополюсной установки AMN .

Кажущееся сопротивление вычисляют по формуле $\rho_k = K \Delta U / I$, где $K = 2\pi AM \cdot AN / MN$. В случае горизонтально-слоистого разреза кривые ОКЭЗ полностью совпадают с кривыми ВЭЗ. В условиях горизонтально-неоднородных сред выполняют двухстороннее и крестовое зондирования. В последнем случае линии MN и BB' меняются местами. Установка ОКЭЗ компактна и при разносах до 500 м обслуживается оператором и одним рабочим.

§ 22. РАДИАЛЬНО-ЧАСТОТНОЕ ИНДУКЦИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ

Одним из перспективных вариантов геометрического зондирования является радиально-частотное индукционное зондирование (РИЗ), основанное на индуктивном возбуждении токов в земле и изучении элементов переменного гармонического поля при изменяющихся разносах установки.

Модификации радиально-частотного зондирования были предложены советским геофизиком А. П. Краевым в 1941 г. и в настоящее время разрабатываются в ЛГУ под руководством А. В. Вешева и в Институте геофизики УНЦ АН СССР под руководством Г. В. Астраханцева и В. С. Титлинова. Установка для зондирования состоит из генераторного контура — питающего диполя и датчиков поля. Датчиком электрического поля служит обычная линия MN , а магнитного — рамочные или цилиндрические антенны, настроенные на определенные частоты. Оптимальную частоту (или диапазон частот) подбирают опытным путем с учетом заданной глубины исследования.

При изучении малых (до 20 м) глубин ленинградские геофизики используют аппаратуру ДЭМП-3М (рабочие частоты: 40; 80; 160; 320; 640 кГц). Зондирования выполняют на одной или двух оптимальных частотах, изменяя разносы в пределах 5—500 м. Передающую антенну — магнитный диполь — располагают непосредственно на земле, а приемную антенну устанавливают на треноге на высоте 0,3 м (рис. 44). Для соблюде-

ния дипольности установки при $r < 50$ м используют передающую антенну небольших размеров, которую заменяют при больших разносах квадратной петлей размером 10×10 м.

Ось зондирования, как правило, ориентируют вдоль простирания пород, чтобы уменьшить искажения за счет неоднородности среды. На каждом разнесе измеряют амплитуды компонент магнитного поля H_r , H_z , H_ϕ и дополнительно — малую полуось H_b эллипса поляризации. В случае соотношения $H_z/H_r > 8$ малая полуось H_b практически равна составляющей H_r , что служит контролем при измерениях. Азимутальная составляющая H_ϕ фактически является индикатором неоднородности среды, ибо над горизонтально-слоистым разрезом $H_\phi = 0$. По отношению составляющих $|H_z/H_r|$ определяют эффективное сопротивление среды (по А. В. Вешеву) и строят графики зависимости эффективного сопротивления от разноса — кривые зондирования.

Для изучения средних (500—800 м) глубин уральские геофизики применяют специальную аппаратуру АЧЗ-78 (рабочий диапазон частот 4,9—2500 Гц). Установка состоит из генераторной петли размером 10×10 м и двух датчиков поля — магнитного и электрического. В качестве последнего используют заземленную линию MN . Зондирования выполняют на двух — трех оптимальных частотах при дискретном изменении разносов от 50 до 1000 м. При этом частоту и разносы подбирают так, чтобы соблюдалось условие ближней зоны $r \leq 0,1\lambda$, где $\lambda = \sqrt{10\rho/f}$ (в км); ρ — среднее продольное удельное сопротивление пород разреза.

На каждом разнесе на двух — трех частотах измеряют вертикальный импеданс $|E_\phi/H_z|$. Кажущееся сопротивление в этом случае (см. § 56) определяется по формуле

$$\rho_k = (r/4) |E_\phi/H_z|.$$

По результатам обработки строят графики зависимости кажущегося сопротивления от разноса — кривые зондирования,

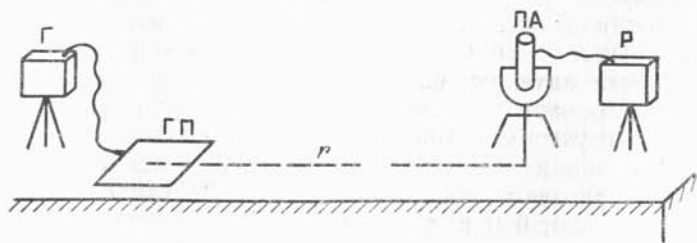


Рис. 44. Схема радиально-частотного индукционного зондирования:

Г — генератор; ГП — генераторная петля; ПА — приемная антенна; Р — регистратор

на которых проводящие зоны выделяются пониженными значениями ρ_k .

При изучении больших глубин размеры генераторной петли увеличивают до 250×250 м и разносы дискретно наращивают до нескольких километров с шагом 250 м. В качестве генераторной группы используют электроразведочную станцию ЭРС-67 в паре с измерителем АЧЗ-78.

§ 23. ЧАСТОТНОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ

Частотным зондированием, или методом ЧЗ, называют дипольное индукционное зондирование, основанное на изучении элементов переменного электромагнитного поля в дальней зоне при изменяющейся частоте поля. Существенная особенность данной модификации заключается в том, что во время зондирования разнос диполей остается неизменным, а частота изменяется дискретно (или непрерывно) от высоких значений до инфранизких. Таким путем осуществляется «задавливание» вихревых электрических токов в глубь Земли.

Частотные зондирования были предложены А. П. Краевым в 1941 г. и в дальнейшем разрабатывались в ЛГУ Л. Б. Гасаненко, Г. В. Молочновым, (А. П. Краев, 1965), во ВНИИГеофизике Л. Л. Ваньяном, Е. И. Терехиным, А. Н. Кузнецовым, в Геологическом институте АН СССР А. П. Ивановым, О. А. Скугаревской и Б. С. Эненштейном.

Установка для зондирования состоит из питающего и измерительного диполей, разнесенных на расстояние, превышающее заданную глубину в 3 раза и более. Питающим диполем служат заземленный кабель длиной AB или незаземленная петля, через которую пропускают переменный электрический ток. В качестве измерительного диполя при изучении электрической составляющей используют приемную линию MN , а при изучении магнитной составляющей — многовитковую незаземленную петлю или магнитоиндукционный датчик, представляющий собой цилиндрическую катушку с ферромагнитным сердечником (рис. 45).

Измерения выполняют с помощью аппаратуры ЭВА-203 (или АЧЗ-78), состоящей из генераторного и приемного устройств. Генератор вырабатывает переменный ток для ряда фиксированных частот в диапазоне $312,5—0,038$ Гц (14 дискретных значений, кратных двум). В измерительном устройстве сигнал принимается, отфильтровывается от помех, усиливается и поступает в оперативное запоминающее устройство, а также на цифровое табло. На каждой фиксированной частоте измеряют ЭДС $\Delta V(\omega)$ (в мкВ), наведенную в приемном контуре q или заземленной линии MN . Одновременно измеряют амплитудное значение тока I (в А) в питающем диполе. По резуль-

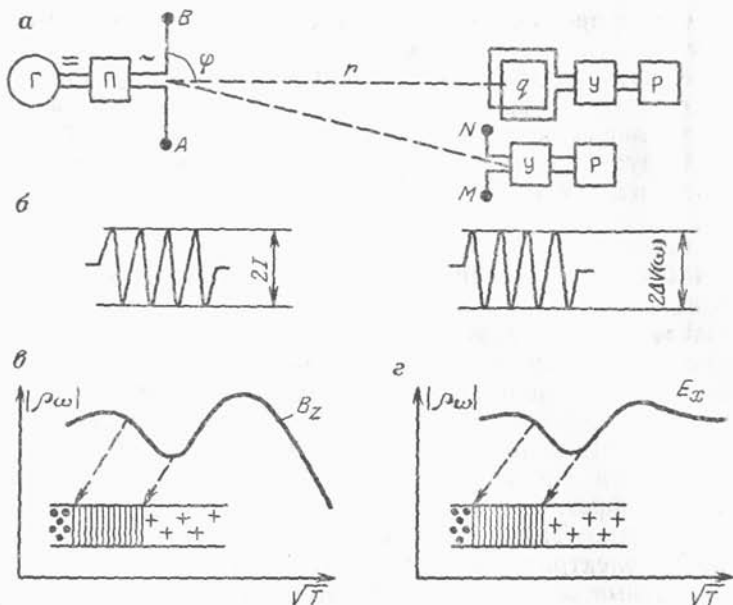


Рис. 45. Схема частотного зондирования.

a — установка для зондирования; Г — генератор постоянного тока, П — преобразователь частоты, У — усилитель, Р — регистратор, *q* — приемная петля; *b* — форма импульса тока и регистрируемого сигнала; *c*, *d* — кривые ЧЗ (B_z и E_x) для трехслойного разреза

татам измерений на каждой частоте вычисляют кажущееся сопротивление по формуле $\rho_\omega = K\Delta V(\omega)/I$, где K — коэффициент установки. Он подбирается таким образом, чтобы при измерении в дальней зоне на поверхности однородного полупространства кажущееся сопротивление равнялось бы истинному удельному сопротивлению среды, т. е. $\rho_\omega = \rho_1$. С теорией расчета коэффициентов для различных установок ЧЗ мы познакомимся в гл. VIII.

Здесь же приведем без вывода формулы для расчета K при выполнении ЧЗ наиболее употребительными установками:

- 1) АВ — MN (диполь — диполь) —
 $K_E = (\pi r^3 \cdot 10^{-6}) / [AB \cdot MN (3 \cos^2 \varphi - 2)];$
- 2) АВ — *q* (диполь — петля) —
 $K_{B_z} = (2\pi r^4 \cdot 10^{-6}) / (3AB \cdot q \sin \varphi);$
- 3) Q — MN (петля — диполь) —
 $K_E = (2\pi r^4 \cdot 10^{-6}) / [3Q \cdot MN (3 \cos^2 \varphi - 2)];$

4) $Q-q$ (петля—петля)—

$$K_{B_2} = (2\pi r^5 \cdot 10^{-6}) / (9Qq),$$

где r —разнос, м; AB и MN —длина диполей, м; q —суммарная площадь витков в измерительной петле, м²; Q —то же в генераторной петле; φ —азимутальный угол.

По результатам измерений строят графики зависимости кажущегося сопротивления ρ_ω от действующего расстояния, равного $\sqrt{I} = \sqrt{I/f}$, где T —период колебаний, с; f —частота, Гц.

В качестве примера на рис. 45, в, г приведены кривые ЧЗ, полученные по результатам измерения вертикальной магнитной (B_z) и горизонтальной электрической (E_x) составляющих поля. На них так же, как на кривых ВЭЗ и ДЭЗ, пласты высокого и низкого удельного сопротивлений отмечаются соответственно повышенными и пониженными значениями ρ_ω .

При выполнении импедансных измерений, например с аппаратурой АЧЗ-78, кажущееся сопротивление вычисляют по формуле для плоского поля $\rho_\omega = (\omega\mu_0)^{-1} |Z|^2$, где $|Z| = |E_\varphi/H_r|$ импеданс; $\omega = 2\pi f = 2\pi/T$; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м. Кривые зондирования вычерчивают так же, как и при отдельной регистрации компонент поля.

§ 24. ЗОНДИРОВАНИЕ СТАНОВЛЕНИЕМ ПОЛЯ

Метод становления поля представляет собой один из вариантов индукционного электромагнитного зондирования, основанного на изучении поля переходных процессов, возбужденного в земле посредством импульсного переключения тока в питающей установке. Возбудителем поля могут служить электрический или магнитный диполь, незаземленная петля или длинный заземленный кабель, через которые пропускают импульс постоянного тока. Измерения выполняют в дальней и ближней зонах. При наблюдении в дальней зоне неустановившееся поле регистрируют обычно в режиме включения тока, а в ближней — в режиме выключения. Основным параметром, характеризующим текущее состояние поля, является время (см. § 10). С течением переходного процесса вихревые токи проникают в более глубокие горизонты и таким образом осуществляется зондирование земли.

Теория неустановившихся полей применительно к электрозвездке была разработана советскими учеными С. М. Шейнманном, А. Н. Тихоновым и др. Методику зондирования в дальней зоне предложили Л. Л. Ваньян и Л. З. Бобровников (1963), в ближней зоне — В. А. Сидоров и В. В. Тикшаев (1967). Соответствующее математическое обеспечение метода разработали Л. Л. Ваньян, П. П. Фролов, О. А. Скугаревская, А. А. Кауф-

ман, Г. М. Морозова, Л. А. Табаровский, В. А. Сидоров, В. В. Тикшаев и др.

Зондирование становлением поля в дальней зоне (ЗС) основано на изучении поля переходных процессов, возбужденного в земле удаленным источником (возбуждение первого рода). Для поля в дальней зоне характерны высокий уровень измеряемых сигналов, узкий динамический диапазон и почти линейная связь измеряемой ЭДС с параметрами среды.

Зондирование выполняют с экваториальной установкой АВ— q , подобной установке для ЧЗ. Она состоит из питающего диполя АВ и приемного контура q (рис. 46, а). Расстояние между ними в 2 раза и более превышает глубину залегания основного опорного электрического горизонта. Поскольку с помощью ЗС исследуют большие глубины (3—5 км), разнос диполей достигает 10—15 км. В этом случае для поддержания высокого уровня регистрируемого сигнала питающую линию АВ берут равной 1—2 км и в землю пропускают ток 40—100 А. Питающую линию монтируют из провода марки ГППП, обладающего низким сопротивлением и хорошей изоляцией. Для устройства заземлений забивают несколько десятков железных пикетов или задавливают металлические штанги.

Приемный контур изготавливается из 27-жильного кабеля. Его раскладывают на местности в форме квадрата со стороной 150—200 м так, чтобы суммарная площадь q витков образовавшейся петли составляла примерно 10^6 м².

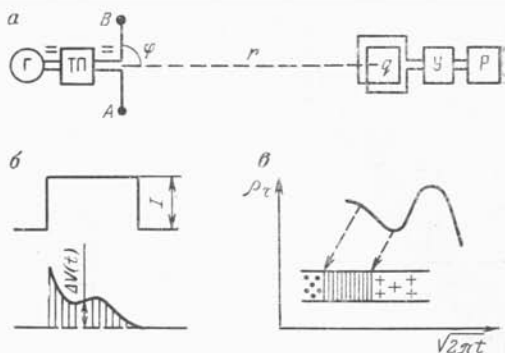
Наблюдения выполняют с цифровой станцией ЦЭС-2 (в паре с генераторной группой ЭРС-67) по системе параллельных профилей, расположенных вкрест простирания искоемых структур или других объектов. Ось зондирования — прямую, соединяющую середину диполей, — ориентируют вдоль профиля. Питающие и измерительные диполи размещают по разные стороны от точки записи (середины разноса) по схеме встречных наблюдений с общей глубинной точкой (ЗС-ОГТ). При этом предусматриваются двух-, четырех-, шестикратные перекрытия. На каждом фиксированном разносе регистрируют от 10 до 100 импульсов. Методика наблюдений с многократными перекрытиями позволяет осуществить пространственное накопление сигналов, благодаря чему удается подавить электромагнитные помехи, а также выявить и учесть искажения, обусловленные влиянием верхней части разреза.

Результаты измерений обрабатывают по специальной программе на ЭВМ, с выхода которой получают значения приведенных сигналов $\Delta V(t)/I$ для ряда дискретных моментов времени t . Кажущееся сопротивление для всех t вычисляют по формуле

$$\rho_{\tau} = K_{B_2} \Delta V(t)/I, \quad \text{где } K_{B_2} = 2\pi r^4 \cdot 10^{-6} / (3AB \cdot q \sin \varphi).$$

Рис. 46. Схема зондирования становлением поля в дальней зоне.

a — установка для зондирования: Г — генератор постоянного тока, ТП — тиристорный переключатель тока, У — усилитель, Р — регистратор, *q* — приемная петля; *b* — форма тока и регистрируемого сигнала; *в* — кривая ЗС для трехслойного разреза



При относительно малых разносах (по сравнению с длиной AB) в формулу для коэффициента K_{B_z} вводят поправку за недипольность установки. На рис. 46, *в* показана кривая ЗС для трехслойного разреза.

Кроме того, наряду с амплитудными измерениями фиксируют моменты появления максимумов сигнала в пунктах наблюдений. Кажущаяся скорость перемещения максимума сигнала $v_k = \Delta r / \Delta t$ используется при кинематической интерпретации результатов зондирования (см. § 61, 68).

В настоящее время широкое распространение получили **зондирования становлением поля в ближней зоне (ЗСБ)**. Они основаны на изучении неустановившегося поля, обусловленного возбуждением второго рода. Наблюдения выполняют после выключения тока вблизи источника (питающего диполя) или даже в середине генераторной петли (при нулевом разносе). При этом используют различные установки как с разнесенными диполями (AB — петля, петля — петля), так и соосные (петля в петле). В принципе возможны совмещенные приемно-генераторные и однопетлевые установки, которые применяют при электромагнитном профилировании методом переходных процессов (см. § 32). На рис. 47 показаны схемы наиболее употребительных из них. На практике предпочитают установки диполь — петля ($AB - q$), когда работы выполняются вдоль профилей, и петля в петле (Qq) — для работы на открытой местности.

Устройство питающей линии и измерительного контура такое же, как и при зондировании в дальней зоне. Генераторный комплекс монтируется из одной нитки провода марки ГПМП и раскладывается на местности обычно в форме квадрата. Длина его стороны достигает 1000 м. Приемный контур изготавливают из одной или двух ниток кабеля КСПВ-27 в форме окружности диаметром 100—130 м.

Работы выполняют с генераторными станциями ЭРС-67 или СВП-74. В качестве измерительной аппаратуры используют ЦЭС-2, «Цикл-3», «Каскад», а также измерители СВП-74.

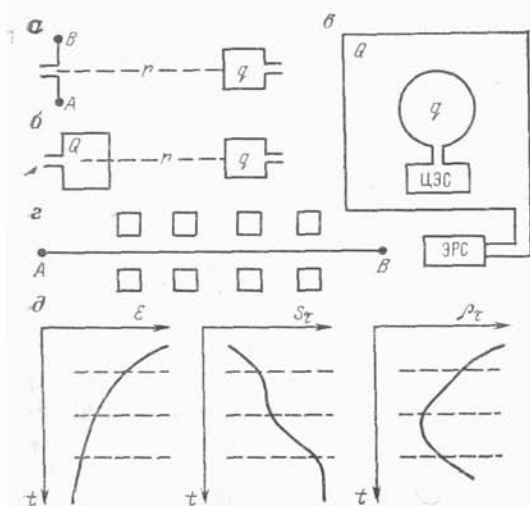


Рис. 47. Схемы установок для зондирования становлением поля в ближней зоне и результаты ЗСБ:

a — диполь—петля; *б* — петля—петля; *в* — петля в петле; *г* — длинный кабель — петля; *д* — результаты зондирования в виде кривых приведенной ЭДС, кажущейся проводимости и кажущегося сопротивления

Процессы возбуждения поля, регистрации ЭДС и обработки данных измерений во многом сходны с таковыми при наблюдении поля в дальней зоне.

По результатам обработки находят приведенные значения ЭДС измеренных сигналов $\mathcal{E}(t) = \Delta V(t)/I$. Кажущиеся сопротивления вычисляют по формулам:

$$\rho_{\tau} = \frac{\mu_0}{4\pi t} \left(\frac{AB \cdot q r \sin \varphi \mu_0^2}{5t \mathcal{E}(t)} \right)^{2/3}$$

— в случае установки АВ — q и

$$\rho_{\tau} = \frac{\mu_0}{2\pi t} \left(\frac{Qq\mu_0}{5\sqrt{2} t \mathcal{E}(t)} \right)^{2/3}$$

— в случае соосной установки Qq.

В этих формулах t — время регистрации; AB — длина питающего диполя; q — суммарная площадь витков приемной петли; $Q = L^2$, где L — длина стороны генераторной петли; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м. По результатам вычислений строят кривые зондирования.

Специфической особенностью обработки данных ЗСБ является то, что наряду с ρ_{τ} , а иногда и вместо этого параметра, вычисляют кажущуюся проводимость S_{τ} для ряда фиксированных моментов t . Графики или разрезы кажущихся проводимостей в совокупности с кривыми ρ_{τ} (рис. 47, *д*) помогают детализировать геоэлектрический разрез и выделить в нем проводящие слои.

В настоящее время вся обработка результатов ЗСБ выпол-

яется на ЭВМ. Основы теории и приемы обработки описаны в гл. VIII и IX. Соответствующие программы созданы в головных научно-исследовательских институтах Мингео СССР: ВНИИ Геофизике (г. Москва), Нижне-Волжском НИИ геологии и геофизики (г. Саратов), СНИИГГиМСе (г. Новосибирск).

§ 25. МАГНИТОТЕЛЛУРИЧЕСКОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ

Магнитотеллурическое зондирование (МТЗ) представляет собой одну из модификаций частотного зондирования, основанную на изучении вариаций естественного электромагнитного поля Земли в широком диапазоне периодов. Сущность МТЗ заключается в одновременной регистрации компонент E_x , E_y , H_x , H_y и H_z магнитотеллурического поля на поверхности земли и последующем спектральном анализе результатов измерений.

Данная модификация относится к типу индукционных зондирований, основанных на использовании скин-эффекта. Глубина проникновения электрического тока зависит от периодов вариаций. Компоненты поля, выделенные в диапазоне малых периодов (при относительно высокой частоте поля), несут информацию о верхней части разреза, а компоненты поля, найденные по длиннопериодным вариациям, — о глубоких горизонтах. Анализируя поведение гармонических составляющих магнитотеллурического поля в широком диапазоне периодов, можно составить представление об изменении электропроводности горных пород по вертикали, выделить в разрезе толщи пород, обладающих низким или высоким удельным сопротивлением, и определить глубину залегания опорных горизонтов.

Современная модель электромагнитного поля Земли и основные принципы магнитотеллурической разведки были предложены советским ученым А. Н. Тихоновым (1950) и французским геофизиком Л. Каньяром (1953). Методику наблюдений и соответствующее математическое обеспечение метода разработали советские геофизики М. Н. Бердичевский, Л. Л. Ваньян, В. И. Дмитриев, Д. Н. Четаев, Д. Н. Шахсуваров и др., а также зарубежные ученые А. Адам, Г. Порстендорфер, А. Прайс, С. Срубастава, И. Уайт и др.

Отличительной особенностью методики магнитотеллурического зондирования является отсутствие генераторного устройства. Поле возбуждается в Земле под действием природных факторов (см. § 11), и главная задача заключается в организации синхронных наблюдений компонент поля на поверхности земли. Измерения выполняют с аналоговой станцией МТЛ-71 или с цифровыми станциями ЦЭС-2, ЦЭС-3.

Измерительная установка располагается на поверхности земли. Она состоит из двух взаимно перпендикулярных датчи-

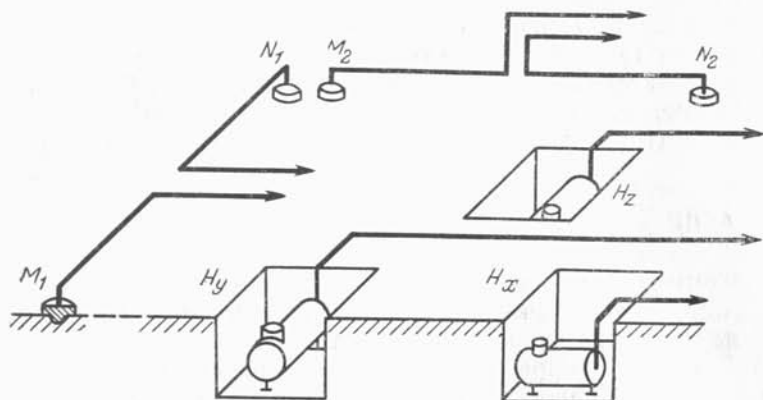


Рис. 48. Схема расположения измерительных линий M_1N_1 и M_2N_2 и трех магнитометров при магнитотеллурических наблюдениях

ков электрического поля — приемных линий M_1N_1 и M_2N_2 и трех статических магнитометров H_x , H_y , H_z (или индукционных датчиков). Их размещение на местности показано на рис. 48. Длина приемных линий составляет 200—500 м. В качестве заземлителей используют неполяризующиеся электроды. Зимой их заменяют обычными стальными пикетами. Электроды устанавливают вдали от объектов, искажающих электрическое поле (крутые склоны, железобетонные фундаменты, высокие деревья и др.) Соединительные линии монтируют из провода марки ГПП. Магнитометры и индукционные датчики устанавливают в специально подготовленные ямы. Соединительные кабели обычно прикапывают землей, во избежание ветровых помех.

Направление приемных линий и расположение магнитометров (или индукционных датчиков) выбирают в соответствии с основными элементами залегания горных пород и тектоники района. Одну из линий MN вытягивают вдоль простирания пород — для изучения продольной составляющей электрического поля, другую — вкrest простирания — для изучения поперечной составляющей. Направление, близкое к меридиональному, условно обозначают y , перпендикулярное к нему — x . Соответственно размещают и магнитные датчики. Выбранное направление измерительных линий обычно сохраняют на всем участке или в пределах изучаемого региона.

Наблюдения выполняют либо в отдельных пунктах по системе профилей, либо в нескольких пунктах одновременно. Для синхронизации наблюдений в комплекте аппаратуры предусмотрены радиостанция и телеключатели. Короткопериодные вариации регистрируют в течение одних, а иногда и нескольких суток. Наблюдения выполняют в утренние часы и во второй половине дня. Длиннопериодные вариации записывают кругло-

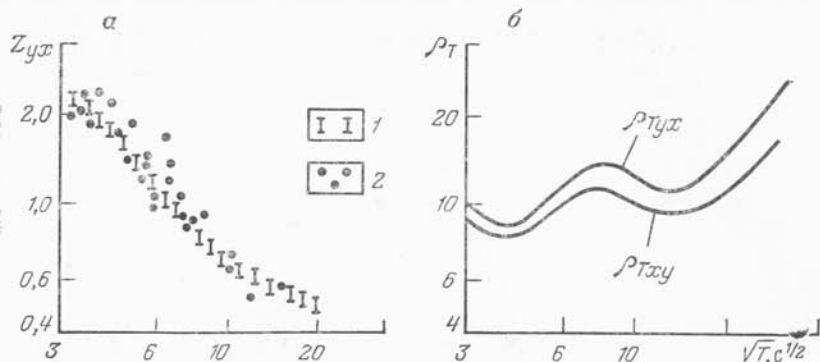


Рис. 49. Результаты обработки аналоговых и цифровых записей МТ-поля (а) и кривые МТЗ (б).

1 — цифровая запись; 2 — аналоговая

суточно. Иногда для этих целей устанавливают автономные вариационные станции типа ИЗМИРАН-4, предназначенные для обсерваторных наблюдений. Описание техники измерений содержится в соответствующих инструкциях, прилагаемых в станции.

В настоящее время практически вся обработка результатов измерений производится на ЭВМ по специальным программам, в которых предусматривается: узкополосная фильтрация записей магнитотеллурического поля, выделение гармонических составляющих E_x , E_y , H_x , H_y и H_z для заданной последовательности периодов T , вычисление импедансов $Z_{xy} = E_x/H_y$, $Z_{yx} = E_y/H_x$, $Z_{xx} = E_x/H_x$, $Z_{yy} = E_y/H_y$, определение сдвига фаз между взаимно перпендикулярными составляющими E_x и H_y , E_y и H_x , а также вычисление кажущихся сопротивлений по формулам

$$\rho_{Txy} = 0,2T |Z_{xy}|^2, \quad \rho_{Tyx} = 0,127T |Z_{yx}|^2.$$

Дополнительные импедансы Z_{xx} , Z_{yy} и вертикальную составляющую H_z магнитного поля используют для анализа неоднородности среды и выбора соответствующей методики интерпретации результатов наблюдений. На рис. 49 показаны графики зависимости импеданса и кажущегося сопротивления ρ_T от T — кривые МТЗ, на которых породы высокого и низкого \sqrt{T} удельных сопротивлений выделяются большими и малыми значениями кажущихся сопротивлений.

Магнитотеллурические зондирования применяют при структурных исследованиях в глубоких осадочных бассейнах, где мощность морских отложений составляет 3—10 км, а также для региональных исследований и изучения электропроводности глубоких частей земной коры и верхней мантии.

Электромагнитным профилированием называют способ изучения геологического разреза вдоль профиля при фиксированной глубине проникновения электрического тока. Электроразведочную установку, состоящую из генератора и приемника, перемещают вдоль профиля с определенным шагом или транспортируют непрерывно. При этом разносы установки не меняются, а если измерения выполняют на переменном токе, то фиксируют частоту или время задержки переходного процесса. Иногда выбирают несколько разносов и работают на двух-трех частотах (или временах задержки переходного процесса). В сущности, электромагнитное профилирование представляет собой модификацию зондирования в узком диапазоне действующих расстояний: разносов, частот или времени становления поля.

Интервалы между точками наблюдений при дискретном перемещении установки называют шагом профилирования. По результатам измерений на каждой точке вычисляют эффективное или кажущееся сопротивление и строят график его изменения вдоль профиля. График отражает особенности строения геоэлектрического разреза в пределах заданной глубины исследования.

Модификации профилирования различаются по типу изучаемого поля и виду применяемой установки, например, электрическое профилирование, дипольное электромагнитное (или индуктивное), радиоволновое, вызванной поляризации, переходных процессов и др. Большинство из них непрерывно совершенствуются и видоизменяются.

§ 26. ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПРОФИЛИРОВАНИЕ

Электрическое профилирование — наиболее распространенный способ электроразведочных наблюдений. Сущность его заключается в том, что в земле с помощью питающих электродов *A* и *B* возбуждают постоянное или низкочастотное переменное

поле и на поверхности земли измеряют разность потенциалов между приемными электродами M и N . Зная разность потенциалов ΔU , ток I в питающей цепи и размеры установки, вычисляют кажущееся сопротивление по формуле $\rho_k = K\Delta U/I$, где K — коэффициент установки. Затем всю установку, т. е. питающие и измерительные электроды вместе с соединительными проводами, перемещают на один шаг и измерения повторяют в той же последовательности. На каждой пятой точке делают контрольный замер при увеличенном токе. Шаг профилирования выбирают обычно равным длине приемной линии MN , т. е. 10, 20 или 50 м. Расстояние между профилями задают, исходя из масштаба съемки, таким образом, чтобы искомое тело пересеклось не менее, чем двумя профилями.

За последние годы широкое распространение получил метод вызванной поляризации в модификации электрического профилирования — ЭП-ВП. Он представляет собой комбинированный способ измерений, при котором разность потенциалов измеряют дважды: во время пропускания тока (ΔU) и после его выключения ($\Delta U_{ВП}$). По двум замерам вычисляют кажущуюся поляризуемость $\eta_k = \Delta U_{ВП}/\Delta U$.

При изучении геоэлектрических разрезов сложного строения рекомендуют измерять ортогональные компоненты поля ΔU^+ и $\Delta U_{ВП}^+$ (А. Н. Боголюбов и др., 1984). Для этой цели используют дополнительную линию MN^\perp , перпендикулярную к основной. По результатам комбинированных измерений для каждой точки профиля вычисляют интерпретационные параметры ρ_k , η_k и $\Delta U^\perp/\Delta U$. Составленные по ним графики позволяют наиболее полно истолковать полученные результаты.

Существуют следующие виды электропрофилирования: симметричное, по схеме срединного градиента, комбинированное, дипольное, дивергентное и др. Название профилирования определяется типом установки.

При симметричном электропрофилировании (СЭП) применяют установки $AMNB$ или $AA'MNB'B$ (рис. 50, a), имеющие один или два разноса. Разнос AB подбирают так, чтобы глубина исследования была достаточной для обнаружения искомого объекта, а при измерении с малым разносом $A'B'$ должны фиксироваться особенности верхней части разреза, которые могут помешать выделению главной аномалии. Величину разносов подбирают на основе рекогносцировочного зондирования или приближенно по формуле $AB = (5 \div 10) z_{эф}$, где $z_{эф}$ — эффективная глубина исследования (см. § 6).

При полевых наблюдениях на каждой точке измеряют разность потенциалов ΔU и $\Delta U'$ и ток I и I' . Если к тому же изучают поле вызванной поляризации, то дополнительно измеряют $\Delta U_{ВП}$ и $\Delta U'_{ВП}$. Для измерений используют аппаратуру

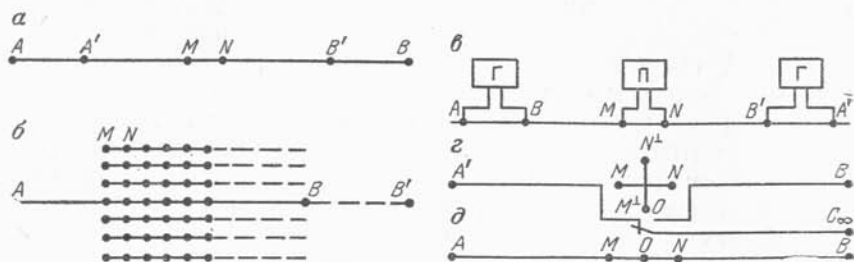


Рис. 50. Схемы установок для электрического профилирования: а — симметричная с двумя разносами; б — по схеме срединного градиента; в — дипольная осевая; г — комбинированного профилирования с измерением двух составляющих; д — дивергентная. Г — генератор; П — приемник; пунктиром показано продолжение профилей

АЭ-72, АНЧ-3, ЭРП-5, ВПП-67, ВП-802, ВПФ и др. По результатам измерений вычисляют кажущиеся сопротивления ρ_k и ρ'_k кажущиеся поляризуемости η_k и η'_k и строят совмещенные графики электропрофилирования в арифметическом масштабе. Точку записи относят к середине установки. Совместное рассмотрение графиков позволяет отличить глубинные аномалии от поверхностных и сделать однозначное заключение о результатах поиска.

Электропрофилирование по схеме срединного градиента (ЭП-СГ) отличается от симметричного тем, что питающие электроды A и B в процессе работ остаются неподвижными, а измерительная линия MN перемещается в средней части AB вдоль силовых линий первичного поля или параллельно линии AB (рис. 50, б). При изучении поля вызванной поляризации измерения выполняют и за пределами линии AB .

Наблюдения по схеме ЭП-СГ удобно вести с низкочастотной аппаратурой АНЧ-3 или ВПФ, в состав которой входят автономный генератор и несколько приемников. Питающий ток в линии AB стабилизируют и в каждой точке измеряют только разности потенциалов. После отработки соответствующей площади линию AB перемещают вдоль профиля на интервал, равный $1/3 AB$ и наблюдения продолжают по той же схеме. Если объекты поиска залегают неглубоко, то вместо измерения градиента потенциала можно выполнить съемку эквипотенциальных линий в средней части планшета.

Результаты измерений оформляют в виде графиков кажущегося сопротивления и кажущейся поляризуемости. В местах стыка соседних поинтервальных графиков возможны расхождения показаний вследствие различной глубины проникновения тока в средней и крайних частях интервала AB . Модификация ЭП-СГ отличается высокой производительностью, ее исполь-

зуют как на стадии поисков, так и на стадии детальных исследований.

Комбинированное электропрофилирование (КЭП) представляет собой способ измерений с двумя встречными трехэлектродными установками AMN и MNB . Линия MN у них общая. Кроме того, имеется питающий электрод C , отнесенный в «бесконечность», т. е. настолько далеко ($OC \geq 10 AO$), что его влиянием можно пренебречь (см. рис. 50, z). Фактически установка состоит из двух крыльев — левого AO и правого OB , а также из провода OC , соединяющего центр установки с удаленным заземлителем. На каждой точке делают два измерения разности потенциалов и тока, подключая поочередно то левое, то правое крыло к удаленному электроду C . Наряду с суммарным полем ΔU измеряют поле ВП — $\Delta U_{ВП}$. По результатам измерений вычисляют два значения кажущегося сопротивления $\rho_{к AMN}$ и $\rho_{к MNB}$ (и два значения η_k).

На графиках ρ_k и η_k комбинированного профилирования хорошо выделяются контакты, жилы, а также изомерные объекты. По производительности работ и трудоемкости измерений метод КЭП уступает другим методам электропрофилирования. Однако по разрешающей способности он превосходит их, и его применяют даже на стадии поисков и геологического картирования.

Дипольное электропрофилирование (ДЭП) выполняют обычно с помощью осевых установок $ABMN$ или $ABMN'B'A'$ (рис. 50, v). Размеры питающего AB ($B'A'$) и измерительного MN диполей берут, как правило, одинаковыми. При этом расстояние между ними — разность диполей — должен в 5 раз и более превышать AB и в 3—5 раз — глубину залегания искомого объектов (см. § 17).

Наблюдения выполняют вдоль параллельных профилей с использованием аппаратуры АНЧ-3, ЭРП-5 или ВПФ. Связь между генератором и приемным устройством осуществляется визуально, а при больших разностях — с помощью телефона или звуковых сигналов.

Методика двухстороннего профилирования с установкой $ABMN'B'A'$ аналогична методике комбинированного профилирования КЭП. На каждой стоянке делают два измерения разности потенциалов ΔU и $\Delta U'$ и тока I и I' при включенном левом AB , а затем правом $B'A'$ диполях соответственно. В процессе наблюдений электрический ток обтекает искомый объект то с одной стороны — от диполя AB , то с другой — от диполя $B'A'$. Тем самым удается выявить элементы залегания искомого объекта и повысить информативность результатов измерений.

По результатам измерений вычисляют кажущееся сопротивление и строят графики дипольного электропрофилирования, на

которых четко отражаются аномальные эффекты от локальных неоднородностей разреза.

Дипольные осевые установки применяют также для изучения поля ВП с помощью многоканальной аппаратуры МСВП-8 (см. гл. III).

§ 27. ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПРОФИЛИРОВАНИЕ С НЕЗАЗЕМЛЕННЫМИ РАБОЧИМИ ЛИНИЯМИ

Описанные выше методы электропрофилирования при всех их достоинствах практически неприменимы на территориях, где нет благоприятных условий для устройства заземлений (каменные осыпи, сухие пески, открытый карст, мерзлый грунт и т. п.). Для подобных ситуаций разработана методика бесконтактного измерения электрического поля (БИЭП). Эта методика дает возможность измерять напряженность переменного электрического поля в воздухе, вблизи земной поверхности. Прием сигналов осуществляется с помощью незаземленных измерительных линий MN или штыревой антенны.

Электропрофилирование обычно выполняют по методике срединного градиента (ЭП-СГ-БИЭП). Однако в качестве питающих линий (возбудителей поля) используют как прямолинейный заземленный кабель, так и незаземленные линии — «емкостную» (полупетлю) и «индукционную» (прямоугольную петлю). В этих случаях электрическое поле формируется под действием трех факторов: гальванических токов, стекающих с заземлений, «емкостных» токов, стекающих с проводов линий (через емкость провод — земля) и индукционных токов, возбуждаемых переменным магнитным полем, образующимся вокруг проводов.

При работе с заземленным кабелем AB профили наблюдений располагают по одну или обе стороны параллельно кабелю (рис. 51, *a*), а также на продолжении линии AB (осевая установка). В разрыв цепи AB включается генератор переменного тока с частотой 625 Гц. По профилям измеряется разность потенциалов ΔU . Обычно разбивают несколько профилей, которые в совокупности называют планшетом съемки. Крайний профиль может быть удален от кабеля на расстояние, не превышающее его длину (AB). Осевая установка представляет собой две стелющиеся по земле антенны: генераторную AB и измерительную MN . Оси их лежат на одной прямой. Установка удобна для профильных наблюдений в залесенных районах.

«Емкостная» питающая линия имеет форму полупетли, в середине основания которой находится генератор (рис. 51, *b*). Профили разбиваются внутри полупетли параллельно ее основанию.

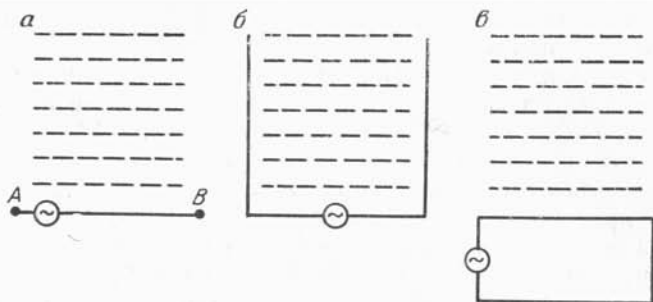


Рис. 51. Схема устройства питающих линий при электропрофиллировании методом БИЭП:
a — заземленный кабель; *б* — полупетля; *в* — прямоугольная петля; пунктиром показаны планшеты профилей

«Индукционная» питающая линия имеет форму прямоугольной петли с соотношением сторон 1:2. В середину боковой стороны подключается генератор (рис. 51, *б*). Планшет съемки располагается во внешней области по одну, или обе стороны от петли. Наибольшее удаление профилей от центра установки не должно превышать длины петли, поскольку уровень полезного сигнала быстро падает.

Электропрофиллирование выполняют с портативной аппаратурой ЭРА-625, в комплект которой помимо генератора и микровольтметра входит выносной блок измерителя с телескопической штыревой антенной. При измерениях антенну держат параллельно земле на высоте 0,8—1 м. После отработки одного планшета всю установку перемещают вдоль линии профилей на расстояние, позволяющее осуществить перекрытие планшетов в двух крайних точках.

По данным измерений вычисляют кажущееся сопротивление по формуле $\rho_K = K \Delta U / I$. Коэффициент установки K находят либо с помощью номограмм, либо путем эталонирования на основе сравнения результатов БИЭП с данными электропрофиллирования на постоянном токе. Методика обработки описана в соответствующих пособиях и инструкциях.

§ 28. МЕТОД ЕСТЕСТВЕННОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Естественное электрическое поле (ЕП) изучают путем измерения потенциала или градиента потенциала на земной поверхности, на дне рек и водоемов, в горных выработках и скважинах. Скважинные наблюдения ввиду их специфичности будут описаны в гл. VI. В данном параграфе рассмотрим методику профильных наблюдений естественного электрического поля,

которая по сути дела представляет собой одну из модификаций электропрофилирования.

Установка для наблюдений состоит из двух приемных неполяризуемых электродов M и N , между которыми при помощи прибора АЭ-72 измеряют разность потенциалов ΔU .

Для съемки потенциалов предварительно разбивают сеть профилей. Магистральный профиль ориентируют по предполагаемому простираннию рудного тела или подземного потока (при изучении поля фильтрации). Профили наблюдений располагают перпендикулярно магистрали на расстоянии 20, 50 или 100 м один от другого (в зависимости от размеров искомых тел и масштаба съемки). При измерении потенциалов используют два электрода — подвижный M и неподвижный N . Электрод N устанавливают во влажную лунку на расстоянии 0,5 м от нулевой точки, расположенной на магистрали (рис. 52, а). Здесь же находится наблюдатель с прибором. Вторым электродом M последовательно помещают в точки профиля 1, 2, 3, ... и измеряют разности потенциалов ΔU_1 , ΔU_2 , ΔU_3 и т. д. Для облегчения операций соединительный провод наматывают на катушку K и измерения проводят при размотке катушки от ближних точек к дальним (рис. 52, б).

После того, как профиль будет пройден в одном направлении, при смотке провода делают контрольные измерения на каждой 10-й точке. Измеренные величины представляют собой потенциалы относительно потенциала точки N . Дойдя с электродом M до нее, измеряют собственную поляризацию P . С этой целью оба электрода помещают в одну лунку или рядом. Разность потенциалов между контактируемыми электродами и будет составлять величину P . Если она превышает 2 мВ, электроды заменяют.

Далее наблюдения ведут по другую сторону от магистрали. При переходе на следующий профиль (для увязки результатов наблюдений) измеряют разность потенциалов между нулевыми пикетами профилей. По результатам измерений на всех профилях составляют карту потенциалов, которая является основным отчетным материалом.

Съемку градиентов производят в том случае, если по условиям работы или в силу электрических помех невозможно выполнить наблюдения по схеме потенциала. В процессе наблюдений оба электрода M и N перемещают вдоль профиля и на каждой стоянке измеряют разность потенциалов. Расстояние между M и N выбирают равным шагу профилирования. Для исключения собственной поляризации электродов их поочередно меняют местами. После измерения на данной точке передний (по ходу движения) электрод остается на месте (рис. 53, а), а задний переносится на два интервала вперед («шагом циркуля»). При переходе с точки на точку провода отключают от

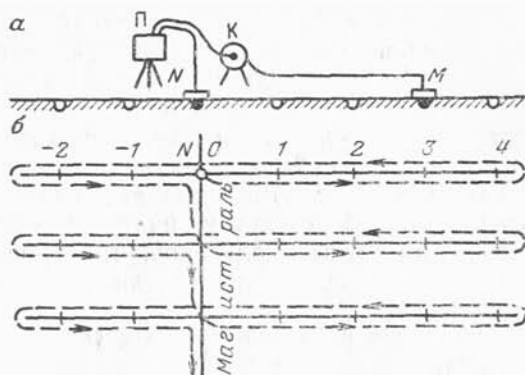


Рис. 52. Схема съемки потенциалов естественного электрического поля:

a — установка; *б* — перемещение подвижного электрода по профилям (прямой и обратный ход); П — прибор; К — катушка с проводом; 1, 2, ... , -1, -2 — номера точек наблюдения; пунктиром показано направление перемещения измерительного электрода

электродов, но местами их не меняют. Для этого на передний конец провода ставят метку. При такой системе наблюдений собственная поляризация P входит в измеренные величины ΔU с противоположными знаками (вследствие перестановки электродов) и при последующем суммировании ΔU_i она автоматически исключается.

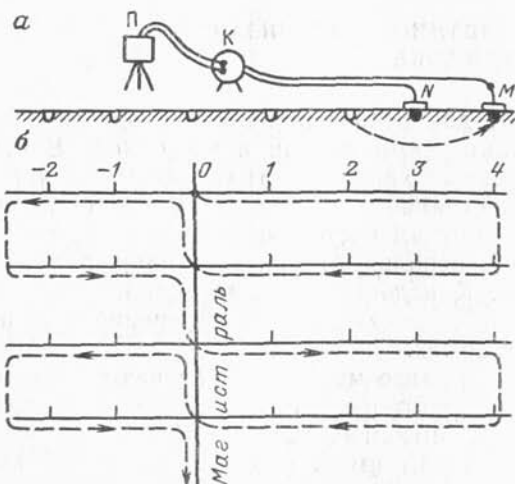


Рис. 53. Схема съемки градиентов потенциала естественного электрического поля:

a — установка; *б* — перемещение электродов по замкнутым полигонам; обозначения см. на рис. 52

Наблюдения способом градиента выполняют по замкнутым контурам, как показано на рис. 53, б. Дойдя до конца одного профиля, переходят на конец другого, а для увязки наблюдений измеряют разность потенциалов между ними. Второй профиль проходят от его конца до нулевого пикета и возвращаются к исходной точке, попутно делая увязку измерений по магистрали. Таким же образом ведут наблюдения по другую сторону от магистрали. В результате получают систему увязанных между собой замкнутых полигонов, что позволяет рассчитать потенциалы всех точек планшета (по отношению к потенциалу исходной точки).

Невязку результатов по каждому замкнутому контуру определяют по формуле

$$m = \Sigma \Delta U_+ + \Sigma \Delta U_-,$$

где ΔU_+ и ΔU_- — положительные и отрицательные значения разности потенциалов. Невязку m «разбрасывают» равными долями (с обратным знаком) на измеренные величины. По полученным, т. е. исправленным значениям разностей потенциалов вычисляют потенциалы всех точек контура. О качестве полевых наблюдений судят по величине относительной погрешности (в %)

$$\delta = (m / \Sigma |\Delta U|) \cdot 100.$$

При $\delta \leq 5\%$ наблюдения считают удовлетворительными.

§ 29. МЕТОД ВЫЗВАННОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ НА ПЕРЕМЕННОМ ТОКЕ

Существуют два основных варианта изучения поля вызванной поляризации — импульсный и частотный. В первом из них изучают временные характеристики электрического поля после выключения постоянного тока в заземленной питающей линии. Этот вариант получил настолько широкое распространение, что его повсеместно используют при электропрофилировании на постоянном токе. К недостаткам импульсного варианта надо отнести низкую производительность измерений и сильное влияние электрических помех.

В частном варианте метода ВП изучают либо амплитудные, либо фазовые характеристики электрического поля заземленных источников, питаемых током инфранизкой частоты (0,1—10 Гц). Этот вариант имеет ряд достоинств: а) высокая помехозащищенность измерительной аппаратуры; б) простая техника измерений; в) высокая производительность полевых наблюдений по сравнению с импульсным вариантом (А. В. Куликов, Е. А. Шемякин, 1978).

В амплитудно-частотной модификации метода ВП используют обычные установки для электропрофилирования (симметричную, дипольную, комбинированную и срединного градиента). В условиях сильных индукционных влияний применяют ортогональную установку (см. рис. 42, а, б). Работы проводят на двух частотах ω_1 и ω_2 ($\omega_1 < \omega_2$). Между приемными электродами M и N измеряют разности потенциалов $\Delta U(\omega_1)$ и $\Delta U(\omega_2)$ и вычисляют кажущиеся сопротивления

$$\rho_k(\omega_1) = K\Delta U(\omega_1)/I, \quad \rho_k(\omega_2) = K\Delta U(\omega_2)/I,$$

где K — коэффициент установки, который вычисляют по формулам для постоянного тока. По этим данным определяют коэффициент частотной дисперсии m_k :

$$m_k = \frac{\rho_k(\omega_1) - \rho_k(\omega_2)}{\rho_k(\omega_1) \lg(\omega_2/\omega_1)} \cdot 100. \quad (29.1)$$

Формула (29.1) была найдена экспериментально В. В. Кормильцевым (1980) для частотного диапазона $10^{-2} - 3 \cdot 10^2$ Гц. Если частоты ω_1 и ω_2 различаются на порядок, то (29.1) упрощается:

$$m_k = \frac{\rho_k(\omega_1) - \rho_k(\omega_2)}{\rho_k(\omega_1)} \cdot 100. \quad (29.2)$$

В практике зарубежной электроразведки величину m_k называют процентным эффектом частоты (ПФЕ).

Кроме того, Л. Коллет предложил вычислять **фактор металлопроводности** (металл-фактор — MCF)

$$\sigma_k = \frac{\rho_k(\omega_1) - \rho_k(\omega_2)}{\rho_k(\omega_1)\rho_k(\omega_2)} \cdot 6\pi \cdot 10^4,$$

который представляет собой полный заряд в проводящих породах в $(\text{Ом} \cdot \text{м})^{-1}$. С его помощью нормируется эффект ВП и таким образом дается представление о степени минерализации горных пород.

Результаты амплитудных измерений оформляют в виде графиков электропрофилирования, на которых изображают изменения кажущихся сопротивлений $\rho(\omega)$, коэффициентов частотной дисперсии m_k или металл-фактора σ_k по профилям, а также карт равных значений этих величин.

В фазовой модификации метода ВП изучают сдвиг по фазе между измеряемым сигналом и током в генераторном устройстве или между двумя измеряемыми сигналами на разных частотах (высокой и низкой). Определение фазовых сдвигов различных компонентов поля относительно тока в источнике принято называть **абсолютными измерениями**, а между двумя изучаемыми сигналами — **относительными измерениями**. В послед-

нем случае отпадает необходимость в радиостанции для приема сигналов опорной фазы, что позволяет упростить измерения (см. § 14).

Полевые наблюдения выполняют с аппаратурой ВПФ или ЭВП-203, являющейся усовершенствованным аналогом станции ВПФ. Источником первичного поля служит заземленная линия AB , датчиком измеряемого электрического поля — заземленная приемная линия MN . Для наблюдений используют установки срединного градиента, дипольные осевую и экваториальную, ортогональные с двумя и тремя питающими электродами (см. рис. 42). Разносы установки и частоты подбирают так, чтобы соблюдать условие ближней зоны (или малых параметров поля $|K|r \ll 1$), где индукционные фазовые сдвиги невелики и находятся в прямой зависимости от частоты. Условие ближней зоны практически выполняется при $\rho/(r^2f) \geq 50$, где ρ — среднее удельное сопротивление пород; r — разнос, км; f — частота, Гц. Для ослабления индукционных эффектов применяют осевые и ортогональные установки. Однако в этом случае уровень полезного сигнала примерно вдвое ниже, чем при измерении с линейными установками АМNB.

Наиболее производительной считается площадка съемка с установкой срединного градиента, когда при одном положении питающих электродов обрабатывается значительная территория.

При использовании переносной аппаратуры ВПФ наблюдения проводят на нескольких профилях тремя приборами одновременно. Основной режим работы — относительные двухчастотные фазовые измерения. В процессе измерений фазовых углов $\varphi_{ВП}$ считывают непосредственно с цифрового табло прибора. По результатам наблюдений строят графики фазовых углов $\varphi_{ВП}$ по отдельным профилям и карты равных фазовых сдвигов. Графики и карты интерпретируют так же, как и соответствующие графики и карты кажущейся поляризуемости η_k .

§ 30. ДИПОЛЬНОЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПРОФИЛИРОВАНИЕ

Дипольным электромагнитным профилированием (ДЭМП) называют один из вариантов индуктивного профилирования с двумя разнесенными рамками. Одна из них служит для возбуждения поля в земле, другая — для измерения составляющих магнитного поля.

Генераторная рамка, которую обычно раскладывают на земле, представляет собой вертикальный магнитный диполь, питаемый переменным током. Измерительную рамку устанавливают на треноге, она может вращаться вокруг как горизонтальной, так и вертикальной оси. С ее помощью измеряют вер-

тикальную H_z и горизонтальную H_r , составляющие магнитного поля, а также элементы эллипса поляризации — большую H_a и малую H_b полуоси, угол наклона γ большой оси к горизонту (А. В. Вешев и др., 1971; В. Х. Захаров, 1975; Г. С. Франтов и др., 1978).

Для измерений используют аппаратуру ДЭМП-1, ДЭМП-2 и ДЭМП-3, позволяющую проводить наблюдения в широком диапазоне частот: 0,125; 0,5; 2; 8; 32; 128; 512 и 2048 кГц. Расстояние между генераторной и приемной рамками (разнос r) выбирают экспериментально. Оно может изменяться в пределах 30—100 м. Оптимальный разнос выбирают в соответствии с заданной глубиной исследования так, чтобы он в 1,5—2 раза превышал глубину залегания верхней кромки рудного тела. При работе со специальной приставкой, позволяющей довести мощность генератора до 10 Вт, разнос можно увеличить до 200 м.

Оптимальные рабочие частоты подбирают опытным путем. В условиях вмещающих пород с высоким удельным сопротивлением, равным нескольким тысячам ом-метров, проводящие объекты ($\rho < 10$ Ом·м) хорошо проявляются при измерениях на относительно низких (0,125; 0,5; 2; 8 кГц) частотах, а объекты с удельным сопротивлением несколько сотен ом-метров, — на высоких (32; 128; 512; 2048 кГц) частотах. Детальные наблюдения выполняют на двух частотах (низкой и высокой). Их подбирают так, чтобы по результатам измерений на низкой частоте хорошо выделялись искомые рудные объекты, а на высокой — неоднородности в верхней части разреза.

Работы проводят по профилям, расстояние между которыми соответствуют заданному масштабу съемки. Шаг профилирования обычно выбирают кратным разносу установки и равным 10; 20 или 40 м. При этом искомый объект должен подсекаться двумя или тремя точками. На практике применяют два способа ориентации генераторной и приемной рамок: нивелирования и взаимного визирования. При работе первым способом взаимно ориентируют только вертикальные оси обеих рамок, во втором — вертикальные и горизонтальные оси. В этом случае измеряют углы наклона линии генератор — приемник. Взаимное визирование рекомендуется в условиях сложно пересеченного рельефа для того, чтобы учесть искажения за счет неровности земной поверхности.

Для определения точности измерений предусматривают около 5 % контрольных наблюдений. При работе на частотах ниже 10 кГц допускается средняя относительная погрешность до 3 %, свыше 10 кГц — до 7 %.

Результаты измерений оформляют либо в виде графиков $H_z / |H_{z_0}|$, где $|H_{z_0}|$ — составляющая нормального поля, либо в виде графиков эффективного сопротивления $\tilde{\rho}$ (по А. В.

Вешеву). Величину эффективного сопротивления определяют с помощью пространственно-частотных характеристик для нормального поля вертикального магнитного диполя (см. рис. 88). С этой целью используют отношение $|H_z|/|H_r|$ или отношение H_a/H_b большой и малой полуосей эллипса поляризации. Хорошо проводящие рудные объекты отмечаются на графиках ДЭМП характерными минимумами (см. рис. 122).

Дипольное электромагнитное профилирование применяется не только для поисков рудных тел, но и для геологического картирования, определения местоположения тектонических нарушений, изучения многолетней мерзлоты и решения других задач.

§ 31. ДВУХПЕТЛЕВОЙ ИНДУКТИВНЫЙ МЕТОД

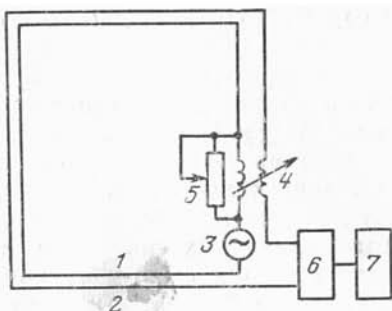
Двухпетлевой индуктивный метод (ДИМ) основан на изучении частотных характеристик гармонически изменяющегося поля с помощью двух «совмещенных» контуров (генераторного и приемного). Они имеют форму квадрата, длина стороны которого примерно равна предполагаемой глубине исследования. Генераторная петля подключается к источнику синусоидальных колебаний, вырабатывающему ток с фиксированной частотой в диапазоне 9—18 000 Гц. Приемная петля подключается к измерительному устройству, содержащему компенсатор, избирательный усилитель и осциллограф (рис. 54).

Отличительной особенностью метода является наличие компенсационной схемы, с помощью которой в момент измерений компенсируется влияние первичного поля источника, в результате чего точность измерений повышается. Суть устройства заключается в следующем. Генераторная петля 1 соединена последовательно с первичной обмоткой трансформатора 4, а приемная 2 — со вторичной. Конструкция трансформатора позволяет плавно перемещать одну обмотку относительно другой и менять их взаимную индуктивность. Трансформатор в данном случае играет роль вариометра напряжений. Во время работы генератора 3 в окружающей среде возбуждается магнитное поле, которое через приемный контур наводит ЭДС индукции \mathcal{E}_1 в первичной обмотке трансформатора. В то же время во вторичной обмотке индуцируется ЭДС $\mathcal{E}_{к0}$. Изменяя взаимную индуктивность в трансформаторе 4, добиваются равенства обоих сигналов, т. е. $\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_{к0}$. В этом случае ЭДС первичного поля компенсируются и на экране осциллографа 7 амплитуда рабочего сигнала убывает до нуля.

Если в окружающей среде находится проводящее рудное тело, то возникает вторичное аномальное магнитное поле. В ближней зоне оно имеет в основном реактивную составляющую

Рис. 54. Схема установки двухпетлевого индуктивного метода (ДИМ):

- 1 — генераторная петля;
 2 — измерительная петля;
 3 — генератор; 4 — трансформатор-вариометр; 5 — магазин сопротивлений; 6 — избирательный усилитель;
 7 — осциллограф



щую, которая сдвинута по фазе относительно тока генератора на 90° . Поток магнитной индукции вторичного поля возбуждает в измерительном контуре вторичную ЭДС $\mathcal{E}_{вт} = \text{Re} \mathcal{E}_{вт} + i \text{Im} \mathcal{E}_{вт}$ что приводит к нарушению компенсации. Для ее восстановления изменяют фазу вторичного сигнала с помощью магазина сопротивлений 5, который подключен к генераторной петле параллельно и играет роль фазовращателя. После восстановления равновесия определяют компенсационное сопротивление R_k , которое связано с вещественной составляющей вторичного поля соотношением

$$\text{Re } e_{вт} = \text{Re } \mathcal{E}_{вт} / \mathcal{E}_п = K / R_k,$$

где $\mathcal{E}_{вт}$ и $\mathcal{E}_п$ — вторичная и первичная ЭДС; K — коэффициент установки, зависящий от индуктивности первичной обмотки трансформатора и постоянный для каждой фиксированной частоты.

Наблюдения выполняют вдоль параллельных профилей или на площади. Петли раскладывают вплотную одна к другой без перекрытий. Длину стороны петли выбирают равной 50, 100, 200 м (в зависимости от глубины исследования). Результаты наблюдений оформляют либо в виде графиков изменения величины $\text{Re } e_{вт}$, измеренной на двух фиксированных частотах (высокой и низкой), либо в виде частотной характеристики $\text{Re } e_{вт} = F(f)$. По результатам двухчастотных измерений или по частотной характеристике можно отличить глубинные аномалии от поверхностных.

Применяют ДИМ в комплексе с высокоточной магниторазведкой и другими поисковыми методами. Поскольку аппаратура обладает высокой помехозащищенностью, ее можно применять в районах с высоким уровнем промышленных помех (В. Ф. Лаптев и др., 1984).

§ 32. МЕТОД ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ

Методом переходных процессов (МПП) называют индуктивный способ изучения неустановившегося магнитного поля, возбужденного в земле импульсным способом с помощью незаземленного контура. Измерения выполняют в паузах между импульсами постоянного тока. Для приема сигналов используют либо тот же контур, либо переносную рамку меньших размеров.

Метод переходных процессов применяют главным образом для обнаружения и **о**контуривания хорошо проводящих объектов в земле. Чем больше электропроводность объекта и его размеры, тем меньше тепловые потери и тем дольше длится переходный процесс. Поэтому по крутизне переходной характеристики (графика зависимости измеряемого сигнала от времени) можно судить о наличии, размерах и электропроводности объекта. Кроме того, можно выбрать такой промежуток времени для регистрации сигнала, когда вторичное поле, вызванное искомыми хорошо проводящими телами, обладает наибольшей интенсивностью, а мешающие поля в поверхностных образованиях уже затухли или полностью исчезли. Таким образом, при электромагнитном профилировании методом переходных процессов изучается скорость изменения вторичного магнитного поля в оптимальном временном промежутке.

Полевые наблюдения проводят в два этапа. На первом этапе выполняют поисковую съемку, на втором — детализируют найденные аномалии. Для измерений используют аппаратуру МПП-3, МПП-4, «Цикл-2», «Импульс-Ц».

Задачей первого этапа является обнаружение участков с аномальным поведением неустановившегося сигнала (с пологой переходной характеристикой). На этой стадии основное внимание уделяют глубинности исследования и производительности работ. Эффективная глубина (в км) проникновения вихревых электрических токов оценивается приближенно по формуле $z_{\text{эф}} \approx 0,71 \sqrt{\rho_{\text{ср}} t}$ [см. (10.8)].

Площадную съемку проводят по методике совмещенных петель с оптимальными для данных условий размерами. Согласно общим рекомендациям, длина стороны квадратной петли должна быть равна или несколько превышать предполагаемую глубину залегания искомых объектов. Шаг наблюдений выбирают равным стороне петли, т. е. петли раскладывают вплотную одна к другой без перекрытий. При этом сторона предыдущей петли используется при раскладке последующей. Аппаратуру устанавливают на одном из углов петли так, чтобы с одной стойки провести измерения в четырех соседних петлях (рис. 55).

Перед началом измерений в каждой петле проводят калибровку прибора импульсами напряжения, пропорциональными току в петле. При калибровке показание регистратора должно

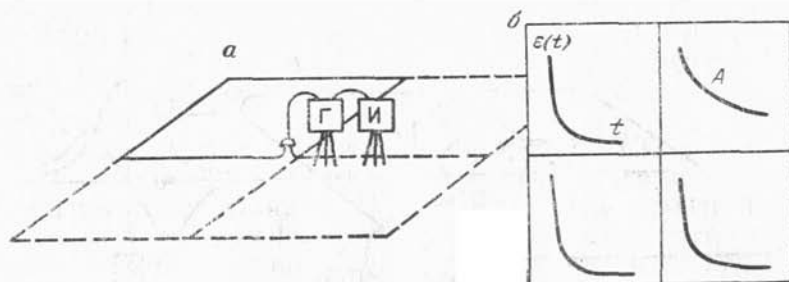


Рис. 55. Схема площадной поисковой съемки для однопетлевого варианта МПП (а) и план обработанных петель (б) с нанесенными на них переходными характеристиками.

Одна из характеристик (А) получена над аномальной зоной; Г — генератор; И — измеритель МПП-4

соответствовать амплитуде калибровочного напряжения, что достигается регулировкой коэффициента импульсного усилителя. Эта операция позволяет измерять непосредственно отношение амплитуды неустановившегося сигнала к току в петле: $\mathcal{E}(t) = \Delta V(t)/I$.

Измерения выполняют на всех временных задержках, начиная с минимальной и кончая той, на которой сигнал соизмерим с амплитудой помех. Причем последняя сводится к минимуму регулированием длительности импульса тока или паузы. Снимаемый с регистратора отсчет записывают в соответствующий журнал. Регистрируемые сигналы относят к центру петли. Контроль результатов осуществляется путем повторных измерений на том же месте. Относительное расхождение между первым и контрольным результатами не должно превышать 20 %.

На этапе детализации аномалий, выявленных площадной поисковой съемкой, ставится задача получения максимальной информации об элементах залегания и природе изучаемого объекта. Детальные измерения можно выполнить как в однопетлевом, так и в рамочно-петлевом варианте. В первом случае на участке выявленной аномалии сгущают сеть наблюдений. Петли раскладывают с перекрытием, равным $1/2$ или $1/4$ стороны петли. Размеры их уменьшают в 2—4 раза, но при условии, что влияние объекта проявляется достаточно отчетливо. Иногда измерения по профилю выполняют с двумя петлями разных размеров.

При работе с выносными рамками петли сохраняют такими же, как и при поисковых наблюдениях, а измерения проводят с магнитоприемником вдоль профиля, пересекающего выявленную аномалию (рис. 56). В процессе измерений регистрируют горизонтальную и вертикальную составляющие магнитного

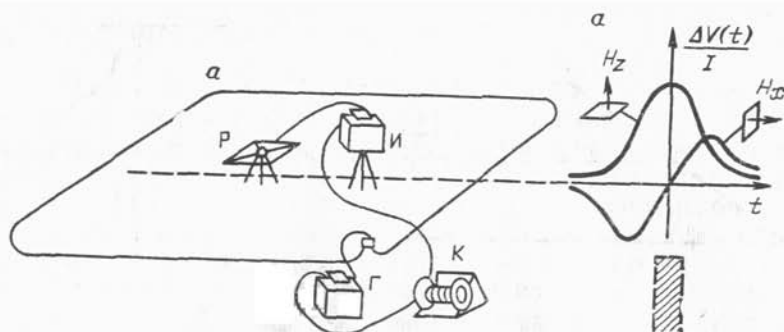


Рис. 56. Схема детализации аномального поля с аппаратурой МПП-4 для рамочно-петлевого варианта (а) и графики составляющих H_x и H_z магнитного поля над проводящей жилой (б).

Г — генератор; И — измеритель МПП-4; Р — рамка; К — катушка с кабелем

поля при одном фиксированном времени. Это время выбирают на основе анализа результатов поисковой съемки как оптимальное, при котором не наблюдается существенного влияния покровных и вмещающих пород. Далее в точках, где получена максимальная аномалия вертикальной составляющей поля, измерения выполняют во всем диапазоне времен. На аномальных участках наблюдения проводят со 100 %-ным повторением.

По результатам поисковых и детальных измерений строят графики зависимости приведенного сигнала $\Delta V(t)/I$ от времени — переходные характеристики, карты равных сигналов для характерного времени, а также вычисляют эффективные сопротивления, кажущиеся проводимости и другие параметры, необходимые для качественной и количественной интерпретации (см. гл. XI).

§ 33. РАДИОВОЛНОВОЕ ПРОФИЛИРОВАНИЕ МЕТОДОМ РАДИОКИП

Метод радиокип (радиокомпарирования и пеленгации) основан на изучении электромагнитного поля удаленных радиостанций, работающих в диапазоне сверхдлинных волн. Волна, скользящая вдоль поверхности земли, в каждой точке преломляется, и ее энергия частично поглощается горными породами. Отток энергии в землю тем интенсивнее, чем больше удельное сопротивление пород и выше скорость распространения в них электромагнитных волн. Над локальными геоэлектрическими неоднородностями типа «контакт» или «жила» возникают местные аномалии напряженности радиоволнового поля, по которым можно определить местоположение этих объектов.

Современный сверхдлинноволновой вариант метода радиокип (СДРП) разработан в ЦНИГРИ Б. В. Рогачевым, Э. С. Седелниковым, А. Г. Тарховым и С. Г. Гордеевым. За рубежом этот вариант называют методом очень низких частот (VLF).

Стабильный прием сверхдлинных волн (СДВ) с частотой 15—23 кГц возможен днем и ночью на расстоянии до 12 000 км от мощных радиостанций. При этом глубина проникновения вихревых токов достигает нескольких десятков метров при удельном сопротивлении пород свыше 100 Ом·м. В подобных условиях наблюдения методом радиокип могут заменить электропрофилирование в поле постоянного или низкочастотного тока с разносами AB до 300 м.

Для съемки выбирают поле регулярно действующих СДВ-радиостанций с рабочими частотами (кГц): 15,1 (Франция); 17,4 (Япония); 17,8—18,6 (США); 19,6 (Англия); 22,3 (Австралия). Угол между направлением r распространения волны и простираемением искомого объекта должен составлять 20—70°. Пеленг станции (азимут направления прихода волны) измеряют в опорном пункте на участке с однородным геологическим строением и спокойным рельефом, где горизонтальная составляющая H_r магнитного поля минимальна. Перед началом полевых наблюдений изучают вариации напряженности поля радиостанций в течение суток и выбирают оптимальное время работы.

Сеть наблюдений и шаг профилирования намечают исходя из масштаба съемки. В диапазоне СДВ аномальное поле возбуждается объектами длиной 50—1000 м, и масштаб выбирают равным 1:10 000 или 1:25 000. При неглубоком залегании объектов оптимальный шаг профилирования составляет 20—25 м, а при глубине до 100 м его увеличивают до 50 м.

Наблюдения выполняют с помощью компактной аппаратуры СДВР-4М, предназначенной для измерения магнитных и электрических составляющих. Датчиком магнитного поля служит малогабаритная ферритовая антенна, а датчиком электрического поля — измерительная линия MN , заземленная на концах или полностью изолированная от земли (стелющаяся антенна). Длина приемной линии, как правило, равна шагу профилирования.

Поступающие с датчиков ЭДС ΔV преобразуют в единицы напряженности поля по формулам $H = \Delta V_H / g$, $E = \Delta V_E / h_e$, где g — коэффициент преобразования, Ом·м [см. (9.18) — (9.20)]; h_e — действующая длина антенны, м; в случае заземленной линии $h_e \approx MN$, незаземленной — $h_e \approx 0,5 MN$.

На каждой точке измеряют горизонтальные составляющие E_r и H_ϕ , которые соответствуют проекциям больших осей эллипсов поляризации на горизонтальную плоскость. Если

направление профилей совместить с осью x прямоугольной системы координат, то

$$E_r = \sqrt{E_x^2 + E_y^2}, \quad H_\varphi = \sqrt{H_x^2 + H_y^2}.$$

Наряду с этим измеряют вертикальную составляющую H_z , большую H_a и малую H_b полуоси эллипса поляризации магнитного поля, а также угол наклона γ большой оси эллипса к горизонту, сдвиг по фазе между E_r и H_φ и другие компоненты. Для оценки точности полевых измерений на ряде профилей выполняют повторные контрольные измерения.

Результаты наблюдений оформляют в виде графиков изменения магнитных компонентов H_φ и H_z а также импедансов $|E_r/H_\varphi|$ и кажущихся сопротивлений ρ_k . Последние вычисляют по формулам (9.21), (11.6), полученным для плоского поля:

$$\rho_k = (0,127/f) |E_r/H_\varphi|^2,$$

где f — частота в Гц; E_r — в мкВ/м, H_φ — в мА/м.

Наблюдения проводят одновременно, поэтому следует учесть влияние вариаций поля и смещение нуля-пункта. С этой целью графики профилирования, построенные по результатам основных и контрольных измерений, разбивают на несколько отрезков, содержащих 20—30 точек, наблюдения на которых в целом продолжались не более одного часа. Поскольку вариации поля в течение часа обычно носят квазилинейный характер, поступают следующим образом.

Начало и конец каждого графика в выделенном интервале соединяют прямой, которую принимают за фоновый опорный уровень. Отклонения от этого уровня A_i в каждой точке сравнивают с соответствующими контрольными отклонениями A_{ki} . Среднюю относительную погрешность (в %) на каждом отрезке профиля вычисляют раздельно для составляющих H_φ , H_z и $|E_r/H_\varphi|$ по формуле

$$\delta = \frac{2}{n} \sum_{i=1}^n \left| \frac{A_i - A_{ki}}{A_i + A_{ki}} \right| \cdot 100,$$

где A_i , A_{ki} — приведенные значения основного и контрольного измерений; n — число точек на отрезке профиля.

Удовлетворительные результаты получаются при средних погрешностях измерения $\delta(H_z) \leq 2\%$, $\delta(H_\varphi) \leq 4\%$, $\delta(E_r/H_\varphi) \leq 10\%$.

Аэроэлектроразведка применяется для исследования обширных и труднодоступных территорий на стадии геологического картирования и поисков полезных ископаемых. Известно несколько ее вариантов, которые представляют собой по существу модификации электромагнитного профилирования. Источник поля и измерительную установку (либо только последнюю) размещают на самолете или вертолете, и наблюдения ведут в движении в автоматическом режиме.

Варианты аэроэлектроразведки различаются между собой по типу изучаемого поля и способу измерений. Наибольшее распространение получили индуктивные методы, основанные на изучении гармонически изменяющихся полей: длинного кабеля (ДК), дипольного индуктивного профилирования (ДИП-АД) и вращающегося магнитного поля (ВМП). С середины 60-х годов развиваются и успешно применяются в нашей стране и за рубежом новые модификации воздушной разведки, в которых изучают неустановившееся поле переходных процессов (АМПП) и радиоволновое поле в диапазоне сверхдлинных волн (СДВР).

В методе длинного кабеля источником поля служит заземленный на концах кабель длиной 15—40 км. Он питается от наземного генератора переменным током до 5 А. Частоту колебаний подбирают в зависимости от условий в диапазоне 100—4000 Гц. Измерительный комплекс размещается в самолете АН-2 (рис. 57, г). Он состоит из датчика поля — ферритовой антенны с предварительным усилителем, которые буксируются в гондоле на кабель-тросе длиной 20 м, и аналогового регистратора. Во время полета автоматически регистрируются горизонтальная составляющая H_y магнитного поля (перпендикулярная к кабелю) и сдвиг по фазе между напряжением в приемной антенне и током в кабеле. Опорный сигнал, необходимый для работы фазочувствительных детекторов, передается от генераторной установки на борт самолета по радиоканалу или с помощью высокостабильных кварцевых генераторов. Наблюдения производят по профилям, перпендикулярным к кабелю. Длина профилей 15—20 км, расстояние между ними порядка 250 м при съемке в масштабе 1 : 25 000 или 1 : 50 000.

Метод ДК дает вполне удовлетворительные результаты при картировании протяженных тектонических зон, контактов, хорошо проводящих крупных рудных тел, залегающих на глубинах 50—100 м. Недостаток его — зависимость от земного источника поля.

В методе дипольного индуктивного профилирования (ДИП-АД) возбудителем поля служит вертикальный магнитный диполь, представляющий собой многовитковую горизонтальную петлю, закрепленную на корпусе самолета. Приемные рамочные

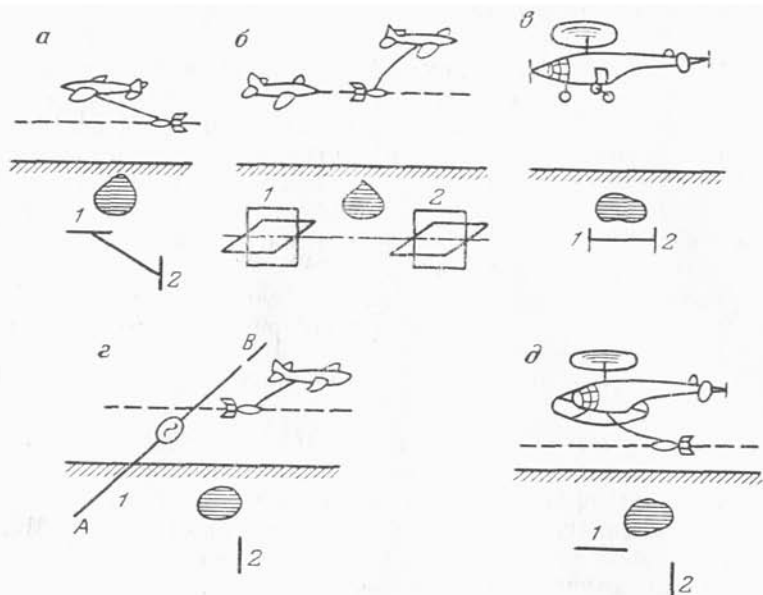


Рис. 57. Схемы вариантов аэроэлектроразведки (по Ю. В. Якубовскому): а — дипольное индуктивное профилирование (ДИП-А); б — метод вращающегося магнитного поля (ВМП); в — вертолетный вариант дипольного индуктивного профилирования с жестким креплением генераторной и приемной рамок (ДИП-ЖК); г — метод длинного кабеля (ДК); д — аэровариант метода переходных процессов (АМПП); 1 — генераторная рамка (или кабель); 2 — приемная рамка; штриховкой показано рудное тело

антенны устанавливают в гондоле, буксируемой на кабель-тросе длиной 20—25 м (рис. 57, а). Измерения ведут одновременно на двух частотах, 312 и 2500 Гц. Во время полета автоматически регистрируются инвариантные величины — полуоси эллипса поляризации магнитного поля H_a и H_b .

Маршруты задают вкрест предполагаемого простирания горных пород. Высота полета порядка 100 м. Она контролируется с помощью радиовысотомера. Привязку профилей осуществляют либо с помощью радиогеодезических приборов, либо посредством фотографирования ориентиров на местности.

По результатам двухчастотных измерений удается отделить глубинные эффекты от поверхностных, обусловленных влиянием наносов или локальных неоднородностей. Метод ДИП-АД успешно применяют для геологического картирования, выделения зон тектонических нарушений, поисков рудных залежей, кимберлитовых трубок и решения других задач.

Своеобразной модификацией воздушного индуктивного профилирования является метод вращающегося поля (ВМП). В этом методе используют два самолета, летящих по одному

курсу друг за другом на расстоянии 200—400 м. Причем ведомый самолет несет на себе две взаимно перпендикулярные рамки, линия пересечения которых совпадает с направлением полета. Они возбуждаются двумя токами одинаковой частоты, но сдвинутыми по фазе на 90° . Благодаря этому результирующий вектор переменного магнитного поля вращается вокруг оси самолета со скоростью, равной частоте возбуждающего тока. Ведущий самолет несет в гондоле две одинаковые взаимно перпендикулярные приемные рамки, причем гондола находится на продолжении оси ведомого самолета (рис. 57, б).

Наведенные в двух приемных рамках первичным полем ЭДС одинаковы по амплитуде, но сдвинуты по фазе на 90° . При регистрации обоих сигналов фазу одного из них поворачивают на 90° и находят разность ЭДС. В однородной среде разностный сигнал будет равен нулю. Аномальное поле, наведенное в подземных проводниках, нарушит баланс регистрируемой разности ЭДС, вследствие чего на выходе измерительного тракта появится сигнал разбалансировки, несущий информацию о геоэлектрическом разрезе. Эксплуатация двух самолетов существенно удорожает стоимость работ, поэтому МВП, несмотря на ряд достоинств, применяется редко.

Одним из перспективных аэровариантов представляется электромагнитное профилирование методом переходных процессов (АМПП). Через укрепленный на вертолете КА-26 генераторный контур (рис. 57, д) пропускают импульсы тока большой мощности, возбуждающие в проводящих объектах в земле неустановившихся вихревые токи. С помощью приемного контура, буксируемого в гондоле на кабель-тросе, регистрируется вертикальная составляющая магнитного поля $H_z(t)$. Нестационарный сигнал воспринимается, усиливается, стробируется и регистрируется бортовой аппаратурой. Процесс импульсного возбуждения и стробирования периодически повторяется.

В современной аппаратуре АМПП-2 предусмотрена одновременная регистрация неустановившегося поля на четырех задержках и разработаны приемы подавления различного рода помех (Ф. М. Каменецкий и др., 1978). Измерения проводят по профилям на высоте порядка 100 м (от поверхности земли до гондолы). Расстояние между профилями 100 м при съемке масштаба 1:10 000. Результаты наблюдений привязывают к местности с помощью аэрофотосъемки сопровождения.

Метод переходных процессов комплексирован с аэромагниторазведкой. Для этой цели используют квантовый гелиевый магнитометр, датчик которого размещают в общей выпускной гондоле вместе с приемной рамкой АМПП. Магнитометр имеет также общую с АМПП систему аналоговой и цифровой регистрации данных измерений.

В методе СДВР изучается электромагнитное поле СДВ-ра-

диостанций специального назначения (см. § 33), что не требует установки генераторного устройства на борту самолета и существенно не увеличивает общую массу геофизического оборудования. Аппаратура СДВР сконструирована в виде отдельного канала комплексной аэрофизической станции СКАТ-77, разработанной в НПО «Рудгеофизика».

В состав аппаратуры входят измерительный блок и приемное устройство. Измерительный блок размещается в салоне самолета в одной стойке вместе с гамма-спектрометром. Приемное устройство состоит из двух идентичных ферритовых антенн с предварительными усилителями. Они устанавливаются в кожухе под фюзеляжем самолета и имеют поворотный механизм. Каждая антенна может быть повернута в горизонтальной плоскости так, чтобы обеспечить максимум приема сигнала рабочей радиостанции.

Аппаратура предназначена для измерения горизонтальной составляющей магнитного поля H_p (модуля проекции большой полуоси эллипса поляризации магнитного поля на горизонтальную плоскость). В отличие от зарубежных аналогов, одновременно регистрируются сигналы двух СДВ-радиостанций с разными частотами и пеленгами, что позволяет выявить электропроводные объекты на глубинах 50—100 м практически при любом простирании.

Наблюдения проводят на высоте порядка 100 м по параллельным профилям, отстоящим друг от друга на расстоянии 100—250 м (масштаб съемки 1:10 000 — 1:25 000). Для учета рельефа местности по линии полета используется профилограф, входящий в блок штурманской привязки станции.

Метод СДВР обладает хорошей разрешающей способностью (на уровне метода ДК) и достаточной глубиной в открытых районах со спокойным рельефом.

Более подробное описание модификаций электромагнитного профилирования, в том числе и аэроэлектроразведки, и морских вариантов, можно найти в специальных пособиях, а также в справочнике (1980 и 1989) и инструкции (1984) по электро-разведке.

Несмотря на успешное применение полевых наземных методов — электромагнитного зондирования и профилирования, их возможности в смысле глубинности исследования и разрешающей способности в какой-то мере ограничены. Ограничения обусловлены техническими причинами (маломощностью генераторных устройств), причинами естественного характера (быстрым затуханием электрических токов с глубиной, наличием пластов-экранов, сильным влиянием поверхностных неоднородностей), а также влиянием электрических помех и др. Поэтому с усовершенствованием методики и техники наземных измерений создаются и успешно применяются методы скважинной электроразведки. Под термином «скважинная электроразведка» объединяют методы и модификации, для которых скважина служит не столько объектом исследования, как в электрическом каротаже¹, сколько средством проникновения в недра, или каналом для размещения источников и датчиков поля в глубоких горизонтах. Задачи скважинной электроразведки: поиски и оконтуривание залежей полезных ископаемых в околоскважинном пространстве; увязка данных наземной и скважинной съемки; получение объемной информации о разрезе.

Методика наблюдений отличается большим разнообразием. Источники и датчики помещают либо в одной скважине, либо порознь в двух соседних, либо источник на поверхности земли, а приемник в скважине. Варианты подбирают таким образом, чтобы, максимально используя доступ к глубоким горизонтам, обеспечить объемное изучение около- и межскважинного пространств. С помощью скважин электромагнитное поле возбуждают именно в тех породах, которые являются объектом изучения. Более того, и рудную залежь можно сделать источником поля, если подсоединить к ней один из электродов питающей

¹ Электрическим каротажем называют исследование разрезов скважин электрическими методами, которые относят к дисциплине «Геофизические методы исследования скважин» (ГИС).

цепи. Регулируя глубину погружения питающих электродов (или диполей), можно усилить полезные эффекты и ослабить помехи.

§ 35. СКВАЖИННОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПРОФИЛИРОВАНИЕ

Скважинным электрическим профилированием называют способ изучения электрического поля вдоль ствола скважины при непрерывном или дискретном перемещении измерительной установки. В процессе наблюдений измеряют потенциалы и разности потенциалов естественного и искусственного электрического поля. Искусственное поле возбуждают с помощью двух питающих электродов. Один из них располагают либо в самой скважине, либо на поверхности земли в разных азимутах (вариант поверхность — скважина), либо в соседней скважине (вариант скважина — скважина). Другой питающий электрод относят на достаточно большое расстояние, чтобы его влиянием можно было пренебречь.

Измерительная установка состоит из одного, двух или трех электродов, которые вместе с грузом крепятся на каротажном кабеле (рис. 58). Спуск и подъем кабеля осуществляют с помощью каротажной лебедки. Для измерений используют обычную электроразведочную аппаратуру АЭ-72, ВПС-67, АНЧ-3, ВПФ, ЭВП-203, СВП-74, а также специальные каротажные станции. Наблюдения обычно выполняют по схеме поверхность — скважина. Источник тока — электрод A — располагают поочередно на лучах, веером расходящихся от устья скважины. Другой электрод относят в «бесконечность». По результатам измерений составляют несколько графиков ΔU , соответствующих разным положениям питающего электрода.

В однородной изотропной среде ΔU вычисляют по формуле

$$\Delta U = \frac{I\rho}{2\pi} \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) = \frac{I\rho}{2\pi} \frac{R_2 - R_1}{R_1 R_2}, \quad (35.1)$$

где R_1, R_2 — соответственно расстояния от измерительных электродов M и N до точки A (рис. 59). $MN \ll R$

$$\Delta R = R_2 - R_1 \approx MN \cdot \cos \theta, \quad R_1 R_2 \approx R^2,$$

где θ — угол между осью скважины в интервале измерения и направлением R от середины диполя MN до точки A . В таком случае

$$\Delta U = \frac{I\rho \cdot MN \cdot \cos \theta}{2\pi R^2}, \quad \rho_k = \frac{2\pi R^2}{MN \cdot \cos \theta} \frac{\Delta U}{I}. \quad (35.2)$$

Кажущуюся поляризуемость вычисляют по формуле $\eta_k = \Delta U_{\text{ВП}} / \Delta U$.

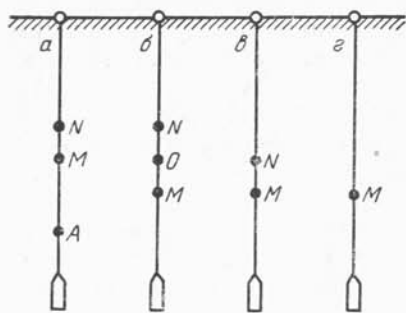


Рис. 58. Измерительные установки для скважинных измерений:

a — однополюсная трехэлектродная градиентная; *б* — трехэлектродная дивергентная; *в* — градиентная; *г* — потенциальная

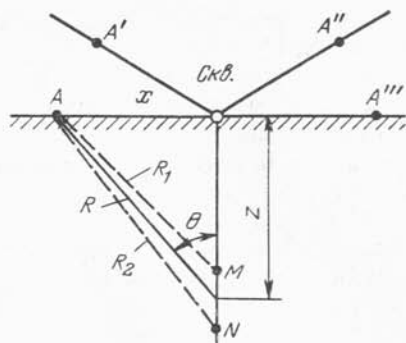


Рис. 59. Расчет разности потенциалов при скважинном электрическом профилировании

При изучении **естественного поля** применяют приборы АЭ-72. Вдоль скважины снимают значения потенциала относительно некоторой точки, расположенной на поверхности земли, где устанавливается неподвижный электрод. Техника измерений подробно описана в книге А. С. Семенова (1980). Перед началом измерений несколько раз спускают и поднимают кабель для перемешивания промывочной жидкости и выравнивания температуры электрода и окружающей среды. Затем выполняют два цикла наблюдений, причем потенциалы измеряют только при подъеме кабеля. Шаг профилирования выбирают равным 1—2, редко 10 м. В начале и конце каждого цикла проверяют собственную поляризацию электродов.

В условиях помех для измерений используют двухэлектродную градиентную или трехэлектродную дивергентную установку (см. рис. 58, б, в). По результатам дивергентных измерений можно построить график второй производной естественного потенциала.

Результаты скважинных измерений увязывают с данными наземной съемки и составляют единые разрезы и карты равных значений потенциала естественного поля. Если наблюдения выполнены в нескольких скважинах, равномерно распределенных на площади, то карты строят для разных горизонтов, что в совокупности позволяет составить пространственное представление об аномалиях естественного поля.

Скважинное профилирование методом **вызванной поляризации** (ВПС) применяют для изучения объемного распределения рудной минерализации в околоскважинном и призабойном пространстве, уточнения свойств вкрапленного оруденения, встреченного скважиной и отмечаемого по данным каротажа. Про-

филирование выполняют с помощью трехэлектродной установки NMA (см. рис. 58, а). Расстояние между питающим электродом A и серединой приемной линии MN выбирают равным 5—10 м, а между приемными электродами — 1—10 м. Измерения выполняют со станцией ВПС-67 или СВП-74, ВПФ при подъеме кабеля с остановкой на каждой точке наблюдения. Шаг профилирования обычно равен 1—2 м. Приемные электроды всегда располагают наверху, чтобы избежать влияния медленно спадающего напряжения вызванной поляризации. По результатам измерений находят ΔU , $\Delta U_{\text{вп}}$ ($\Phi_{\text{вп}}$) и вычисляют значения кажущегося сопротивления, кажущейся поляризуемости и строят графики этих величин.

На графиках ρ_k проводящие рудные тела отмечаются минимумами, а η_k и $\Phi_{\text{вп}}$ — максимумами. По серии графиков, полученных при разных азимутах отнесения электрода A , составляют круговые диаграммы эффективных параметров для нескольких горизонтов. Все эти данные позволяют дать объективное заключение об анизотропии пород околоскважинного пространства, наличии и глубине залегания искоемых объектов, пропущенных при бурении.

§ 36. МЕТОДЫ ИЗУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ ПОГРУЖЕННЫХ ЭЛЕКТРОДОВ

В электроразведке давно используют скважины для возбуждения поля в глубоких горизонтах, например при использовании метода заряда, который описан ниже. Однако за последние годы изучение поля погруженных электродов приняло целенаправленный характер в связи с поисками глубокозалегающих рудных тел и оконтуриванием залежей нефти и газа. Суть рассматриваемой методики сводится к следующему.

В скважинах размещают один или два питающих электрода выше и ниже предполагаемого залегания изучаемого объекта или непосредственно в интервале рудного тела, если оно подсечено скважиной. На поверхности земли по системе параллельных или радиальных профилей выполняют измерения потенциала и градиента потенциала. Благодаря погружению питающих электродов плотность тока в глубоких горизонтах становится значительно выше, чем на поверхности. Поэтому улучшается соотношение между интенсивностью полезного сигнала, поступающего от глубокозалегающих объектов, и уровнем помех, которые создаются неоднородностью верхней части разреза. По результатам измерений удается выделить дополнительные аномалии, пропущенные при наземной съемке, классифицировать их и более определенно наметить контуры объекта.

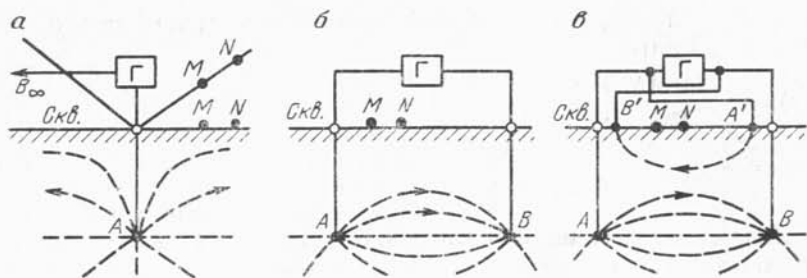


Рис. 60. Варианты методики изучения электрического поля погруженных электродов:

a — одноэлектродный; *б* — двухэлектродный; *в* — четырехэлектродный с противофазным возбуждением поля; Г — генератор; пунктиром показаны токовые линии

Известно несколько вариантов методики изучения поля погруженных электродов. На рис. 60 показаны схемы установок для наблюдений с использованием скважин. В одноэлектродном варианте (рис. 60, *a*) в скважину опускают питающий электрод *A*, а электрод *B* относят в «бесконечность». Наблюдения выполняют на поверхности земли по радиальным профилям, веером расходящимся от устья скважины. В двухэлектродном варианте поле возбуждают с помощью электродов *A* и *B*, погруженных в две соседние скважины на одинаковую глубину (рис. 60, *б*). В данном случае измерения проводят по нескольким профилям, параллельным линии *AB*. В четырехэлектродном варианте наряду с погруженными электродами *A* и *B* около устья скважины заземляют дополнительные электроды *B'* и *A'*, подключенные в противофазе с током *AB* (рис. 60, *в*). Они создают гасящее поле в верхней части разреза и таким образом происходит подавление эффектов от приповерхностных неоднородностей и существенно возрастает отношение сигнал/помеха.

Во всех описанных вариантах при измерениях используют аппаратуру для постоянного и низкочастотного тока: АЭ-72, АНЧ-3, ВПФ, ВПС-67, ЭВП-203, СВП-74 и др. Обработка результатов наблюдений сводится к вычислению кажущихся сопротивлений и построению графиков градиента потенциала, кажущегося сопротивления и кажущейся поляризуемости вдоль радиальных или параллельных профилей. Кроме того, строят своеобразные кривые вертикального зондирования, по которым можно получить информацию о геоэлектрическом разрезе околоскважинного пространства. В случае погружения одного электрода *A* (электрод *B* отнесен в «бесконечность») разность потенциалов нормального поля и кажущееся сопротивление вычисляют по формулам (35.2).

В том случае, когда второй электрод B заземляют около устья скважины,

$$\Delta U = \frac{I\rho \cdot MN}{2\pi} \left(\frac{\cos \theta}{R^2} + \frac{1}{r^2} \right) = \frac{I\rho \cdot MN}{2\pi} \left(\frac{r}{R^3} + \frac{1}{r^2} \right),$$

$$\rho_k = \frac{2\pi r^2}{MN (1 + r^3/R^3)} \frac{\Delta U}{I}, \quad (36.1)$$

где R , r — расстояния измерительного диполя от электродов A и B соответственно.

При погружении обоих питающих электродов в две соседние скважины (см. рис. 60, б) расчеты выполняют по формуле

$$\Delta U = \frac{I\rho \cdot MN}{2\pi} \left(\frac{\cos \theta_1}{R_1^2} - \frac{\cos \theta_2}{R_2^2} \right) = \frac{I\rho \cdot MN}{2\pi} \left(\frac{r_1}{R_1^3} - \frac{r_2}{R_2^3} \right),$$

где r_1 , r_2 — расстояния измерительного диполя от устьев первой и второй скважин; $R_1 = \sqrt{r_1^2 + z_1^2}$, $R_2 = \sqrt{r_2^2 + z_2^2}$ — расстояния измерительного диполя от питающих электродов; z_1 , z_2 — глубины погружения питающих электродов. Отсюда

$$\rho_k = \frac{2\pi}{MN (r_1/R_1^3 - r_2/R_2^3)} \frac{\Delta U}{I}. \quad (36.2)$$

Во всех других случаях формулы для разности потенциалов и кажущегося сопротивления получают аналогично.

По графикам и картам равных кажущихся сопротивлений, составленным для разных глубин погружения питающих электродов, определяют направление осей анизотропии, местоположение и глубину залегания локальных объектов, дают заключение о направлении дальнейших горных работ.

Одним из распространенных вариантов изучения поля погруженных электродов является **метод электрической корреляции**, предложенный А. К. Козыриным. В одной из скважин (зарядной) помещают питающий электрод, а в соседней (измерительной) проводят съемку корреляционных кривых: кривой потенциала или градиента потенциала первичного и вторичного полей (ΔU , $\Delta U_{ВП}$). В случае достаточно крупных неоднородностей или анизотропии пород максимум потенциала или точка перехода через нуль на кривой градиента сместятся выше или ниже горизонта, в котором находится питающий электрод. При этом изменяются форма кривых и амплитуда аномалии. Наиболее четко аномальные эффекты проявляются в случае, когда скважина пересекает проводящее тело под острым углом. Изменяя положение питающего электрода, можно «просветить» несколько глубоких горизонтов и получить представление о строении межскважинного пространства и элементах залегания проводящего рудного тела.

В поисково-картировочном варианте метода питающий электрод размещают на поверхности земли по системе лучей и профилей, а измерения проводят в одной или нескольких скважинах. По характеру корреляционных кривых судят о наличии или отсутствии рудных тел в околоскважинном пространстве и анизотропии пород. Наряду с кривыми потенциала и градиента потенциала строят графики кажущегося сопротивления ρ_k и кажущейся поляризуемости η_k , которые непосредственно отражают изменение электрических свойств пород в разных азимутах в зависимости от положения питающего электрода.

Для оконтуривания залежей нефти и газа применяют метод экранированных электродов. Сущность метода покажем на таком примере. Допустим, что одна из скважин пересекла нефтегазоносную залежь. В эту скважину ниже залежи опускают один из питающих электродов A . Электрод B заземляют вблизи устья скважины (рис. 61). На поверхности земли по радиальным профилям снимают значения разности потенциалов и затем вычисляют кажущиеся сопротивления по формуле (36.1). Над контуром экрана, которым является нефтяная или газовая залежь, вследствие увеличения плотности тока будут наблюдаться повышенные значения кажущегося сопротивления.

После выполнения первого цикла измерений питающий электрод поднимают выше залежи, фиксируют в положении A' и проводят повторные наблюдения. По результатам измерений при положении электрода A ниже и выше залежи вычисляют кажущиеся сопротивления ρ_k и ρ_k' , а также разность $\Delta\rho_k = \rho_k' - \rho_k$. На рис. 61 показаны графики кажущихся сопротивлений и их разности по одному из диаметральных профилей. На графиках выделяются аномальные зоны, соответствующие

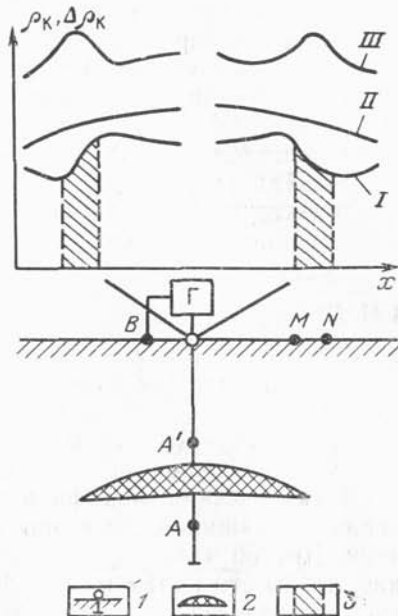


Рис. 61. Оконтуривание залежи нефти методом погруженных экранированных электродов.

I — графики кажущегося сопротивления ρ_k при положении питающего электрода A под залежью; II — то же, при положении питающего электрода A' над залежью; III — график разности кажущихся сопротивлений $\Delta\rho_k$; 1 — скважина; 2 — нефтегазоносная залежь; 3 — аномальные зоны, соответствующие контуру залежи; Γ — генератор

переходной зоне контура нефтегазоносности. Подобная методика широко опробована в условиях Украины, в Западной Сибири и других местах. Согласно опубликованным данным, контуры нефтегазоносности могут быть зафиксированы при глубине до 3000 м. Для создания поля применяют мощные генераторные станции ЭРСУ-71.

Следует заметить, что в настоящее время для этих же целей вместо постоянного и низкочастотного полей применяют неустановившееся поле.

§ 37. МЕТОД ЗАРЯДА

К наиболее распространенным вариантам скважинной электроразведки, основанным на изучении поля погруженных электродов, относятся метод заряда и его модификации (П. Ф. Родионов, 1970). Известны электрическая (МЗ) и магнитная (МЗМ) модификации, а также гидрогеологический вариант.

Электрическая модификация (МЗ). В рудное тело, пересеченное скважиной, помещают один из электродов питающей цепи. Другой электрод относят на достаточно большое расстояние, чтобы его полем можно было пренебречь. После включения тока «заряженное» рудное тело само становится источником поля. Это поле изучают на поверхности земли и в соседних скважинах путем съемки потенциалов и градиентов потенциала. Для этой цели применяют аппаратуру АНЧ-3 (возможно также использование электроразведочных станций ВПФ, ЭВП-203 и СВП-74).

Одним из наглядных вариантов методики наблюдений является съемка изолиний потенциала. Их прослеживают с помощью двух щупов — электродов *M* и *N*, между которыми фиксируют минимальную ЭДС. В этом случае приемная линия *MN* располагается вдоль малой оси эллипса поляризации электрического поля. Узолинии в поле переменного тока фактически являются огибающими малых осей эллипсов поляризации. При низких частотах ($f \leq 5$ Гц) они совпадают с эквипотенциальными линиями в поле постоянного тока. По их конфигурации определяют контуры рудной залежи в горизонтальной плоскости, ее простирание и падение. Для изучения пространственного положения залежи составляют разрезы, на которых вычерчивают изолинии потенциала в вертикальной плоскости. Если скважин достаточно, то строят несколько карт потенциалов для различных горизонтов. Обычно выполняют два цикла наблюдений, перенося заземление *A* в другие скважины, как показано на рис. 62, *a*. На основе корреляции полученных карт, разрезов и графиков потенциалов удается составить пространственное представление о положении отдельной залежи или рудоносной зоны в целом.

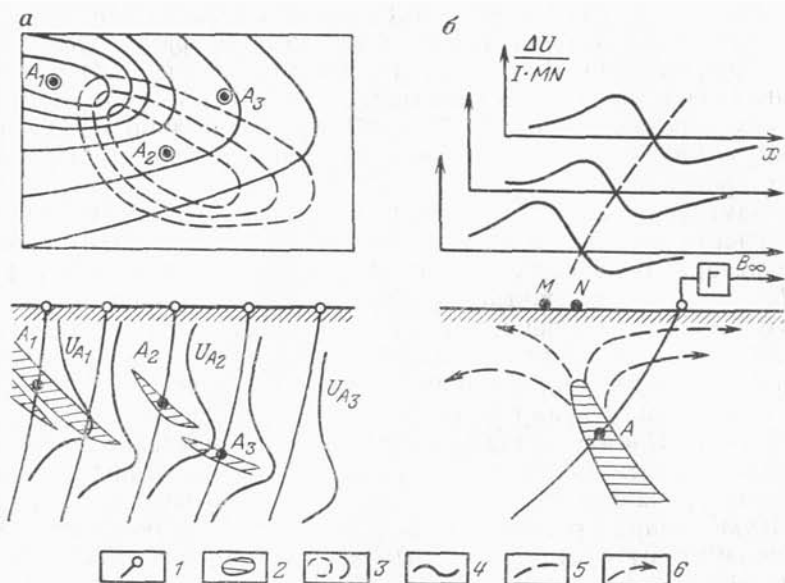


Рис. 62. Результаты наблюдения методом заряда по схеме съемки потенциалов (а) и градиентов (б).

A_1, A_2, A_3 — положение питающих электродов (точки заряда); Γ — генератор; I — скважина; 2 — рудное тело; 3 — изолинии потенциала при положении питающих электродов A_1 и A_2 ; 4 — графики градиента потенциала; 5 — ось проекции рудного тела на поверхность; 6 — токовые линии

При изучении вытянутых тел часто используют съемку градиентов потенциала по профилям, секущим «заряженное» рудное тело вкрест простирания (рис. 62, б). По точкам перехода градиента через нуль определяют проекцию верхней кромки рудного тела на поверхности Земли. Выбор варианта и методики наблюдения диктуется конкретной обстановкой и наличием скважин.

Электрический вариант метода заряда оказывается малоэффективным в том случае, когда вмещающие породы имеют высокое сопротивление или залежь перекрыта пластами-экранами, которые сильно искажают электрическое поле «заряженного» рудного тела. В этих случаях предпочтительнее вести съемку магнитного поля, которое зависит в основном от плотности тока в рудном теле и мало искажается за счет поверхностных неоднородностей.

Магнитная модификация (МЗМ). В скважину опускают на кабеле электрод A и заземляют его в рудном теле или на забое. Другой электрод B устанавливают вблизи устья скважины (рис. 63, а). Затем через эпицентр точки заряда A проводят радиальные профили для изучения магнитного поля. В каждом пункте наблюдения измеряют вертикальную составляющую

B_z магнитной индукции, а в аномальных зонах — и горизонтальную составляющую B_x по нормали к профилю. «Заряженное» рудное тело отмечается максимумом горизонтальной составляющей B_x и двумя экстремумами (максимумом и минимумом) составляющей B_z (рис. 63, б). Расстояние между экстремумами B_z примерно вдвое превышает глубину до заряженного проводника.

Измерения магнитного поля производят одновременно несколькими серийными измерителями ИМА-1 при работе одного генератора. В качестве источника тока используют универсальный электроразведочный генератор УГЭ-300 мощностью до 90 Вт, вырабатывающий переменный ток частотой 78; 312; 1250 и 2500 Гц. Для этих же целей можно использовать аппаратуру частотного зондирования.

В настоящее время понятие «метод заряда» несколько расширилось. Наряду с гармоническим полем изучают также неустановившееся поле «заряженного» проводника и поле вызванной поляризации. При этом используют соответствующую серийную аппаратуру, имеющуюся в наличии. Выбор типа поля и аппаратуры определяется исключительно конкретной обстановкой.

Гидрогеологический вариант метода заряда применяют для определения направления и скорости течения подземных вод по одной скважине (Б. К. Матвеев, 1963). С этой целью в скважину, вскрывшую подземный поток, опускают на кабеле один из электродов питающей цепи A и мешок с поваренной солью. Другой электрод B относят в «бесконечность». Под действием потока раствор соли будет вымываться из скважины и около нее образуется «заряженная» зона электролита, вытянутая в сторону течения подземных вод. Передняя граница зоны пе-

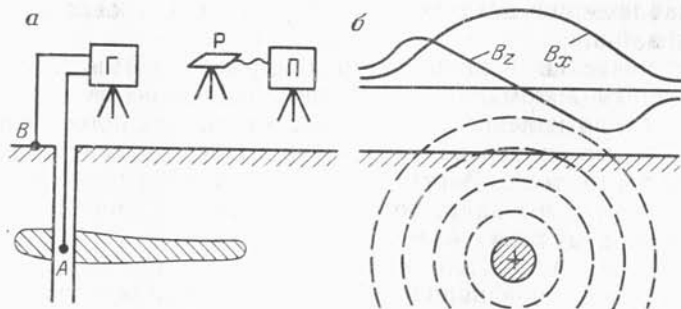


Рис. 63. Методика изучения магнитного поля «заряженного» рудного тела. а — схема установки; б — графики вертикальной B_z и горизонтальной B_x составляющих магнитной индукции над «заряженным» проводником; Г — генератор; Р — рамка; П — прибор; заштриховано рудное тело, пунктиром показаны магнитные силовые линии

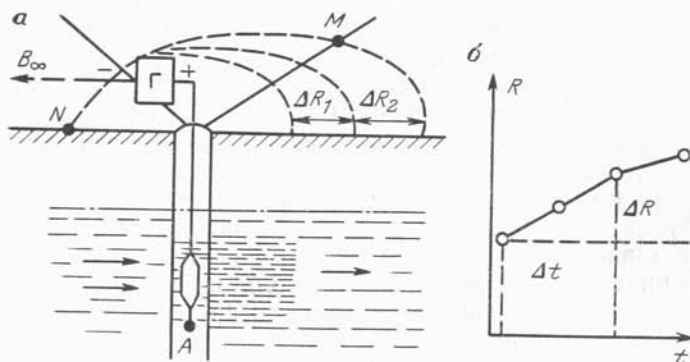


Рис. 64. Определение направления и скорости движения подземных вод методом заряда.

a — схема измерений изолиний потенциала; *б* — результаты обработки в виде графика зависимости смещений изолинии вдоль потока от времени; Г — генератор

ремещается со скоростью, примерно равной действительной скорости потока. Динамику движения этой зоны изучают на поверхности земли путем съемки замкнутых эквипотенциальных линий в разные моменты времени (рис. 64, *a*). Эквипотенциальные линии вытягиваются в сторону потока со скоростью, равной скорости перемещения электролита. На рис. 64, *б* показан график зависимости смещения ΔR изолинии вдоль потока от времени наблюдения. Скорость определяется по формуле $v = \Delta R / \Delta t$.

§ 38. КОНТАКТНЫЙ СПОСОБ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ КРИВЫХ

Одним из специфических вариантов изучения рудной залежи с помощью погруженных электродов является контактный способ поляризационных кривых (КСПК), предложенный Ю. С. Рыссом (1973). Сущность его заключается в регистрации потенциалов электрохимического происхождения, возникающих на поверхности электропроводящих минералов при пропускании через рудную залежь постоянного электрического тока с непрерывно возрастающей интенсивностью.

Установка состоит из генератора тока, питающей и приемной линий и регистратора. Один питающий электрод присоединяют к залежи, которая подсечена скважиной и предварительно обследована методами электрического каротажа, в частности методом скользящих контактов (МСК). Другой питающий электрод заземляют на некотором удалении от рудной зоны. В основном варианте способа КСПК один приемный электрод также подсоединяют к залежи, а второй (N') устанавливают

на поверхности земли в нейтральной зоне, где нет аномалий естественного поля (рис. 65, а).

В процессе измерений ток в питающей цепи непрерывно увеличивают с постоянной скоростью dI/dt (в мА/с) и одновременно регистрируют потенциал рудного тела U относительно электрода, расположенного на земной поверхности. Вследствие неравномерного развития электрохимических реакций потенциал будет изменяться скачками, как показано на рис. 65, б. График зависимости потенциала от тока называют **поляризационной кривой**. Каждая ступень на поляризационной кривой отражает протекание электрохимического процесса на каком-либо из минералов, слагающих поликомпонентное рудное тело. Происходящее в отдельном минерале сводится к следующему.

На начальном участке возрастания тока потенциал U также повышается до величины потенциала реакции в первом минерале. После этого начинается усиленный обмен зарядами между минералом и вмещающей средой через границу раздела, вследствие чего потенциал некоторое время остается постоянным. На кривой этот процесс фиксируется отрезком прямой, параллельной оси I . Продолжение его до пересечения с осью U отсекает на последней значение потенциала электрохимической реакции на данном минерале. Такое положение будет сохраняться до тех пор, пока вся поверхность минерала не вовлечется в электрохимическое взаимодействие. В дальнейшем реагирующая поверхность уже не в состоянии обеспечить пропускание нарастающего количества электричества во вмещающую среду, и избыток зарядов накапливается в рудном теле, повышая его энергетический уровень. Это явление отражается

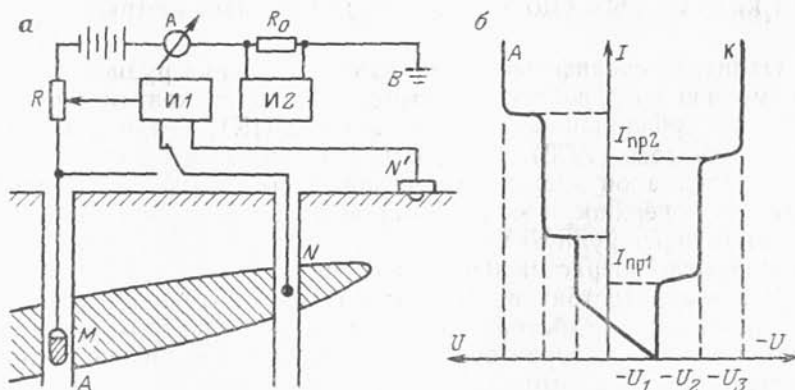


Рис. 65. Изучение поляризационных эффектов контактным способом (метод КСПК).

а — схема измерений потенциала U и тока I ; б — поляризационные кривые для катодного К и анодного А вариантов; А — амперметр; R_0 — эталонное сопротивление; И1 — измеритель потенциала; И2 — измеритель тока

на поляризационной кривой достижением предела нарастания тока и увеличением потенциала рудного тела до какого-то значения, после чего начинается электрохимический процесс на другом минерале.

Каждая реакция характеризуется потенциалом реакции U_i и предельным током реакции $I_{пр i}$, значение которого отсекается на оси I продолжением отрезка, параллельного оси потенциалов (см. рис. 65, б). Потенциал U_i является критерием качественного состава руд, так как его величина характеризует определенный минерал. Путем сравнения потенциалов реакций с табличными значениями определяют сами минералы. Предельный ток реакции $I_{пр}$ пропорционален суммарной площади поверхности каждого минерального образования, т. е. служит мерилем количества реагирующего компонента. При обработке материалов наблюдений эти две величины используют для определения минерального состава, площади поверхности рудного тела и подсчета запасов обнаруженных руд.

В общем случае регистрируемые поляризационные кривые по своему виду отличаются от идеальных ступенчатых кривых, показанных на рис. 65. Обычно участки переходов между электрохимическими реакциями слабо выражены и растянуты (рис. 66, а). Особенно сложными бывают поляризационные кривые для вкрапленных руд. Они отражают влияние многих процессов и обычно имеют овальную форму (рис. 66, б). По ним минеральный состав не определяется. Предельный ток $I_{пр}$ для вкрапленников определяют условно по уровню точки касания

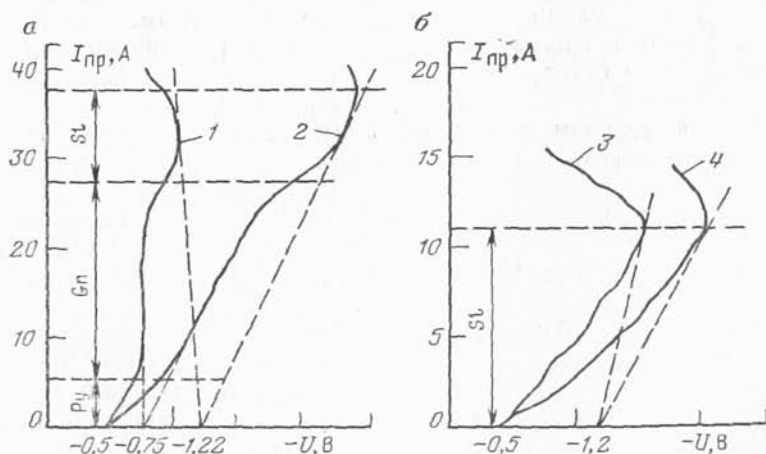


Рис. 66. Типы поляризационных кривых при сплошном (а) и вкрапленном оруденении (б).

1—4 — кривые при заземлении в разных частях рудной зоны; минералы: Ру — пирит; Gn — галенит; Sl — сфалерит

прямой, проведенной из абсциссы графика с отметкой $U=1,2$ В до выпуклой части поляризационной кривой.

Запись поляризационных кривых проводят с помощью скважинного снаряда-контактора и каломельного электрода сравнения, расположенного в нормальном естественном поле. В качестве измерительной аппаратуры используют серийную станцию КСПК-1. Она состоит из трех функциональных агрегатов: энергетической группы смонтированной на шасси автомобиля ЗИЛ-131; аппаратурной группы — на автомобиле ГАЗ-66; подъемника — на автомобиле ЗИЛ-131. Работы проводят в соответствии со специальной инструкцией.

Результаты обработки и интерпретации данных КСПК представляют в виде поляризационных кривых, таблиц минерального состава и расчетов площади поверхности рудного тела, а также содержания элементов и запасов руды.

§ 39. СКВАЖИННОЕ ИНДУКТИВНОЕ ПРОФИЛИРОВАНИЕ

Известно несколько вариантов индуктивного профилирования: дипольный (ДЭМПС) и петлевой (НПС) частотные варианты и два подобных варианта метода переходных процессов (МППС). Для работы первыми двумя вариантами выпускается специальная аппаратура — скважинная многочастотная индукционная АСМИ-40 или новый ее вариант — «Синус». Она состоит из генератора, работающего на частотах 125; 375; 1125; 5012 и 22 000 Гц, и приемного устройства с магнитной антенной. Диаметр скважинных снарядов 40—42 мм. Аппаратура предназначена для измерения амплитудных и фазовых значений осевой (направленной вдоль оси скважины), вертикальной и горизонтальной составляющих магнитного поля.

При дипольном профилировании ДЭМПС генераторную и приемную антенны опускают в скважину на каротажном кабеле. Измерения выполняют в отдельных точках как при спуске, так и при подъеме снарядов. Расстояние между антеннами выбирают равным 25; 50; 75; 100 м. Шаг профилирования составляет 5—20 м. Исследования можно проводить в скважинах глубиной до 1500 м.

Вариант ДЭМПС применяют для изучения околоскважинного пространства на больших глубинах при крутых углах падения рудных тел и низком удельном сопротивлении вмещающих пород. При необходимости с помощью аппаратуры АСМИ-40 и «Синус» можно осуществить радиальное зондирование окрестностей скважины.

В петлевом варианте НПС первичное поле возбуждается с помощью квадратной незаземленной петли размером 500×500 или 1000×1000 м, которая раскладывается на поверхно-

сти земли, а компоненты магнитного поля измеряют в скважине. В средней части петли первичное магнитное поле практически однородно и направлено по вертикали. В таком поле хорошо выделяются пологозалегающие рудные тела. Глубинность исследования составляет 150—200 м.

По результатам скважинного индуктивного профилирования ДЭМПС и НПС можно обнаружить хорошо проводящие объекты на расстоянии до 80 м от скважины.

Петлевой скважинный вариант метода переходных процессов. МППС применяют для изучения околоскважинного и подзабойного пространства с целью обнаружения сплошных рудных тел, не вскрытых бурением. Поле возбуждается с помощью квадратной петли, как в варианте НПС. Расположение петли на земной поверхности выбирают с учетом предполагаемого падения залежи. При горизонтальном залегании пород петлю размещают над эпицентром залежи, а при наклонном — смещают в сторону падения (Ф. М. Каменецкий и др., 1977).

Для измерений используют аппаратуру типа МППУ и МПП-4, состоящую из генератора и скважинного датчика. Датчик позволяет измерять три составляющие магнитного поля. Он опускается в скважину на трехжильном кабеле КТШ-0,3 с помощью каротажной лебедки ЛК-600. Порядок измерений тот же, что и при наземных наблюдениях. Скважинный снаряд опускают до забоя и выполняют первый замер. Дальнейшие измерения проводят на фиксированных глубинах по мере подъема снаряда. Шаг профилирования обычно равен 10 или 20 м со сгущением на аномальных участках. В интервалах аномальных сигналов снимают полные переходные характеристики. В принципе источник поля может размещаться не только на поверхности земли, но и в самой скважине, как в варианте ДЭМПС, а также в соседней скважине.

Результаты скважинного индуктивного профилирования в петлевом и дипольном вариантах представляют в виде графиков изменения составляющих магнитного поля, измеренных в гармоническом или неустановившемся режимах, а также графиков кажущейся проводимости σ_k .

Частотный метод применяют для выявления слепого оруденения, определения морфологии рудных тел и зон с вкрапленной минерализацией, как подсеченных, так и не подсеченных скважиной. Метод переходных процессов используют для поисков хорошо проводящих сплошных рудных тел. По данным амплитудно-фазовых измерений с аппаратурой АСМИ-40 вычерчивают графики амплитуд осевой составляющей магнитного поля, а также вещественной и мнимой частей. При возбуждении поля петлей в пологозалегающих проводящих объектах возникают сильные вихревые токи, создающие относительно большие положительные аномалии. Если объект подсечен скважиной, то

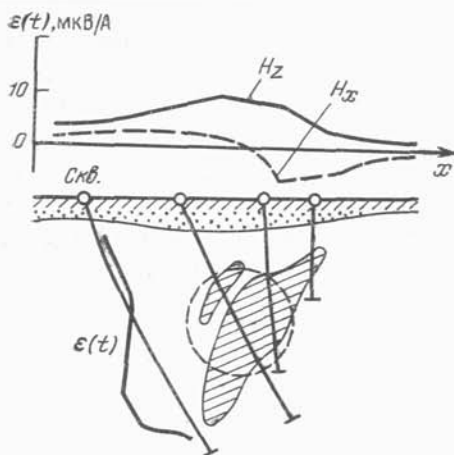


Рис. 67. Результаты наземных и скважинных наблюдений методом переходных процессов на одном из медно-колчеданных месторождений (по Ф. М. Каме-нецкому).

Пунктиром показано положение эквивалентного шара по данным интерпретации

знак аномалии изменяется на противоположный. На графиках дипольного профилирования (ДЭМПС) форма аномалии будет зависеть от падения рудной залежи: против крутопадающих жил наблюдаются выразительные положительные аномалии осевой составляющей. При интерпретации результатов наблюдений используют набор эталонных кривых, полученных по данным моделирования для разных моделей геоэлектрических сред.

Обычно выполняют комплекс наземных и скважинных измерений. По данным наземных наблюдений (рамочно-петлевой вариант) строят профильные графики вертикальной и горизонтальной составляющих поля для разных моментов времени. Хорошо проводящие тела на профильных графиках отмечаются максимумом вертикальной составляющей поля и переходом горизонтальной составляющей через нуль (см. рис. 56). По данным скважинных измерений вычерчивают графики приведенных ЭДС $\mathcal{E} = \Delta V(t)/I$ (рис. 67) для разных моментов времени. Хорошо проводящие объекты, находящиеся за пределами скважины или подсеченные ею, отмечаются либо положительными, либо отрицательными аномалиями в зависимости от взаимного положения петли, рудного тела, наклона скважины и других факторов.

§ 40. РАДИОВОЛНОВОЕ ПРОСВЕЧИВАНИЕ

Радиоволновое просвечивание представляет собой одну из модификаций электромагнитной разведки, основанную на использовании радиоволн высокой (0,16—40 МГц) частоты. В скважинной электроразведке радиопросвечивание (СРП)

применяется для исследования блоков горных пород, расположенных между скважинами или между скважиной и поверхностью земли. Для этой цели передатчик опускают в одну из них, а приемник располагают в соседней скважине или на поверхности земли. Если на пути радиоволн окажется тело повышенной проводимости, то в силу поглощения энергии произойдет ослабление радиосигнала в пункте наблюдений, находящемся за этим телом. Перемещая одновременно или порознь передатчик и приемник, по радиотени обнаруживают проводящее тело и определяют его контуры в изучаемом пространстве (рис. 68). Тело высокого удельного сопротивления (например, пегматитовая жила, карстовая полость и т. п.) отметится повышением значений напряженности радиополя, поскольку оно поглощает меньше энергии радиоволн, чем окружающая среда. Расчеты и эксперименты, выполненные А. В. Вешевым и О. М. Морозовой, показали, что для получения наибольшего аномального эффекта при радиопросвечивании в проводящих породах достаточно различия между значениями удельного сопротивления среды и объекта в 1,5—2 раза, а в породах с высоким сопротивлением — на 1,5—2 порядка. В реальных средах наряду с поглощением энергии происходят также процессы отражения, преломления и дифракции электромагнитных волн.

Для скважинных наблюдений выпускается специальная аппаратура СРП-30, состоящая из трех генераторов и приемного устройства. Приборы, опускаемые в скважину, смонтированы в цилиндрических стаканах диаметром 30 мм, так что для ра-

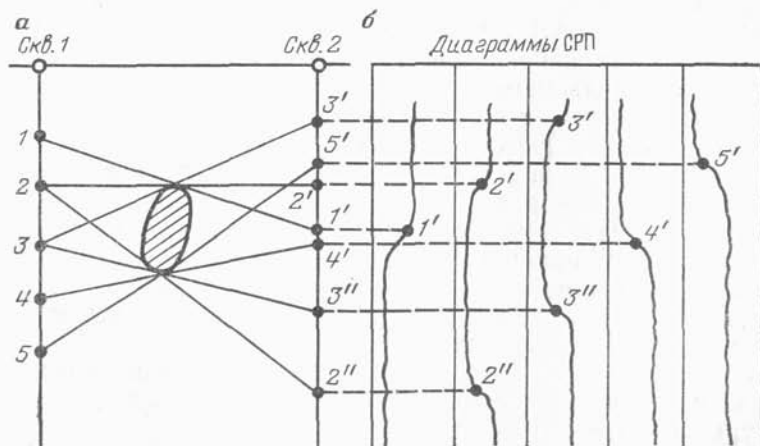


Рис. 68. Результаты межскважинного просвечивания.

а — схема прохождения радиолучей от генератора к приемнику; б — диаграммы напряженности электрического поля (по А. К. Аузяну); 1—5 — положение передатчика; 1'—5', 2'', 3'' — положения приемника

диопросвечивания могут быть использованы любые разведочные скважины диаметром 35 мм и более. Передатчик и приемник опускают на каротажном кабеле КТШ-0,3, КТШ-1 или КТО-1, КТО-2. Аппаратура рассчитана для работы на глубинах до 2000 м. Она размещена на двух автомашинах повышенной проходимости. Отдельные блоки съемные, поэтому в труднодоступных для машин районах аппаратуру можно переносить, используя ручные лебедки.

Источником поля служит штыревая электрическая антенна, состоящая из разъединенных симметричных отрезков провода, длина которых мала по сравнению с длиной радиоволн. Поле такой антенны можно рассматривать как поле вертикального диполя. Прием осуществляется также на электрическую антенну. Обычно измеряют вертикальную составляющую напряженности электрического поля вдоль оси скважины. Дальность радиопросвечивания для аппаратуры СРП-30 составляет 100—400 м в зависимости от выбранной рабочей частоты и удельного сопротивления вмещающих пород.

На поисковом этапе радиопросвечивание выполняют по редкой сети скважин. При этом используют относительно низкие (0,16—2,5 МГц) частоты. Если расстояние между скважинами менее 100 м, переходят на более высокие (5 МГц и более) частоты. Регистрируемый сигнал должен в 10—15 раз превышать уровень помех.

При радиопросвечивании межскважинного пространства применяют синхронную или шаговую методику наблюдений. В первой из них передатчик и приемник перемещают одновременно, сохраняя одинаковое расстояние между ними. Эту методику используют в параллельных скважинах. По результатам синхронных наблюдений удается сравнительно легко выявить между скважинами искомый объект. Однако для определения контуров тела и положения его в пространстве предпочтительнее методика шаговой съемки. В этом случае приемник устанавливают на определенной глубине, а передатчик непрерывно перемещают в другой скважине. Измерения выполняют по всему исследуемому интервалу при нескольких фиксированных положениях приемника. Шаг передвижения приемника выбирают в зависимости от необходимой детальности разведки в пределах 5—50 м. По данным измерений составляют диаграммы электрической напряженности радиоволнового поля, по которым способом засечек или другим приемом определяют положение искомого объекта в пространстве и примерные его контуры (см. рис. 68).

В общем случае скважины имеют разный наклон. Кроме того, плоскости наклона располагаются под азимутальным углом φ . Если обозначить углы между радиусом-вектором R , соединяющим генератор Γ с приемником Π , и осями скважин

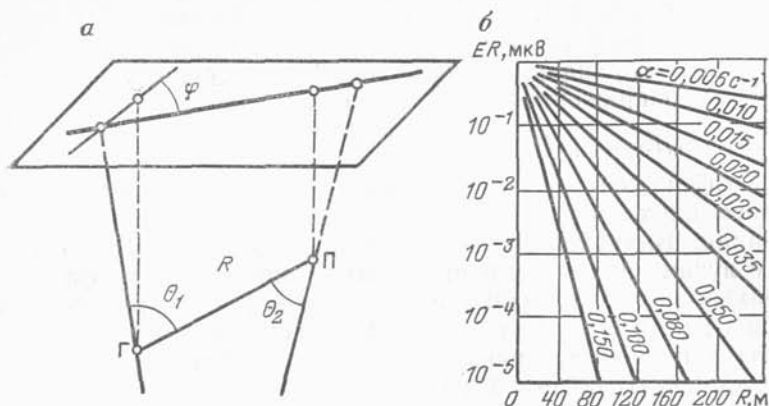


Рис. 69. Определение коэффициента поглощения α по данным радиоволнового просвечивания.

a — схема расположения скважин; b — палетка для определения коэффициента поглощения α

соответственно θ_1 и θ_2 (рис. 69, a), то напряженность электрического поля в точке приема

$$E = E_0 (e^{-\alpha R/R}) \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos \varphi, \quad (40.1)$$

где E_0 — аппаратный параметр; $\alpha = 2\pi/\lambda$ — коэффициент поглощения электромагнитной энергии (см. § 9); λ — длина волны в породе.

Если скважины параллельны и расположены в одной плоскости, то $\theta_1 = \theta_2 = \theta$, $\varphi = 0$. В этом случае при $\theta > 60^\circ$, $R > 100$ м можно принять

$$E \approx E_0 e^{-\alpha R/R}. \quad (40.2)$$

Обработка материалов радиопросвечивания включает в себя оформление диаграммных лент, разбивку на них глубин, определение расстояний R с точностью до 2% и вычисление коэффициентов поглощений α по тем расстояниям, где $R \geq \lambda/2$. Коэффициент α определяют по палетке, приведенной на рис. 69, b .

Если пренебречь токами смещения, то согласно (9.10), в первом приближении можно записать

$$\alpha = 2\pi/\lambda \approx 2\pi/\sqrt{10^7 T \rho/\mu_r}.$$

Отсюда найдем формулы для вычисления кажущегося сопротивления ρ_k и эффективной магнитной проницаемости μ_r по параметру α :

$$\rho_k = \frac{4\pi^2 \mu_r f}{10^7 \alpha^2}, \quad \mu_r = \frac{10^7}{4\pi^2} \frac{\alpha^2 \rho}{f}. \quad (40.3)$$

При обработке лучевым способом по каждому радиусу R вычисляют коэффициенты экранирования, представляющие собой отношение напряженности E_n — вычисленного нормального поля — к напряженности E измеренного поля

$$\mathcal{E} = E_n/E = E_0 e^{-\alpha_n R} / (ER). \quad (40.4)$$

Коэффициент α_n для вмещающих пород определяют в безрудном блоке пород, значение \mathcal{E} снимают с диаграммы просвечивания. Вычисленные значения \mathcal{E} относятся к соответствующим лучам. Области с повышенными значениями коэффициента экранирования указывают на наличие в разрезе хорошо проводящих тел, а с аномально заниженными — на присутствие объектов с плохой проводимостью (даек, пустот, горных выработок, карстовых полостей и т. п.).

Применение скважинных методов в комплексе с наземными наблюдениями позволяет разредить сеть разведочного бурения почти вдвое и повысить общую эффективность геологоразведочных работ.

Глава VII

ПРЯМЫЕ И ОБРАТНЫЕ ЗАДАЧИ ЭЛЕКТРОРАЗВЕДКИ ПОСТОЯННЫМ ТОКОМ

Теория электроразведки базируется на решении прямых и обратных задач электродинамики. **Прямой задачей** называют отыскание элементов поля на поверхности или внутри заданной модели среды при известном расположении источников поля. Форму модели подбирают такой, чтобы она максимально соответствовала типичным геологическим моделям среды и в то же время допускала строгое математическое решение, на основе которого можно было бы производить количественные расчеты. Например, контакт двух сред, вертикальный или наклонный пласт, горизонтально-слоистое полупространство, шар, эллипсоид и другие тела правильной геометрической формы.

Обратной задачей называют воссоздание внутренней структуры модели среды по найденному распределению элементов поля на ее поверхности или внутри среды. Например, по наблюдаемой аномалии потенциала естественного электрического поля определяют местоположение, форму и глубину залегания рудного тела, являющегося природным источником наблюдаемой аномалии. Другой пример: по результатам электромагнитного зондирования делают заключение о последовательности залегания пластов с различной электропроводностью и находят глубину залегания маркирующих границ.

Таким образом, прямые и обратные задачи в совокупности составляют физико-математическое обеспечение приемов интерпретации.

§ 41. ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ

В электроразведке изучают распространение поля в объемном проводнике — земле, который в общем случае представляет собой сложную многокомпонентную систему, состоящую из отдельных пластов, пропластков, жил и включений с различными электрическими свойствами. Поэтому для описания поля обычно применяют дифференциальный метод, а именно: в заданной точке среды выделяют дифференциально малый объем

поряд, для которого находят средние значения напряженности электрического \vec{E} и магнитного \vec{H} полей, плотности тока \vec{j} и др. В физическом пространстве такой элементарный объем принимают за точку.

Согласно общей теории электродинамики, в любой точке заданного пространства при отсутствии сторонних источников компоненты постоянного электромагнитного поля можно найти с помощью системы дифференциальных уравнений Максвелла

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{H} &= \vec{j}, & \operatorname{rot} \vec{E} &= 0, \\ \operatorname{div} \vec{H} &= 0, & \operatorname{div} \vec{E} &= 0. \end{aligned} \quad (41.1)$$

Первое уравнение показывает зависимость вихревого магнитного поля \vec{H} от плотности тока проводимости \vec{j} , второе постулирует тот факт, что в стационарном поле нет вихревых индукционных токов, третье и четвертое представляют собой уравнения непрерывности магнитных и электрических силовых линий в отсутствие объемно распределенных и сторонних зарядов.

Возьмем дивергенцию от левой и правой частей первого уравнения

$$\operatorname{div} \operatorname{rot} \vec{H} = \operatorname{div} \vec{j}.$$

Поскольку дивергенция от всякого ротора равна нулю, будем иметь

$$\operatorname{div} \vec{j} = 0. \quad (41.2)$$

Найденное выражение представляет собой уравнение сохранения количества электричества или выражение закона Кирхгофа в дифференциальной форме. Выражение закона Ома в дифференциальной форме

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} = -\sigma \operatorname{grad} U = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial U}{\partial l}, \quad (41.3)$$

где U — потенциал; l — направление течения тока.

В поляризуемой среде, согласно принятой нами в § 6 формализации,

$$\vec{j} = \frac{1}{\rho} (\vec{E} - \eta \vec{E}) = \frac{1-\eta}{\rho} \vec{E} = \frac{1}{\rho^*} \vec{E}, \quad (41.4)$$

где $\rho^* = \rho / (1-\eta) \approx \rho (1+\eta)$. Введение новой характеристики среды — поляризуемости η — позволяет сохранить структуру основных уравнений и упростить решение прямых и обратных задач для моделей поляризующихся объектов. Поэтому все по-

Следующие выводы будут справедливы как для неполяризуемых, так и для поляризуемых сред.

Из (41.2) и (41.3) находим основное дифференциальное уравнение для скалярного потенциала U в общем виде

$$\operatorname{div} \vec{j} = \operatorname{div} (\sigma \operatorname{grad} U) = 0. \quad (41.5)$$

В прямоугольной системе координат

$$\operatorname{div} \vec{j} = \frac{\partial j_x}{\partial x} + \frac{\partial j_y}{\partial y} + \frac{\partial j_z}{\partial z}, \quad (41.6)$$

где

$$j_x = -\sigma_x \frac{\partial U}{\partial x}; \quad j_y = -\sigma_y \frac{\partial U}{\partial y}; \quad j_z = -\sigma_z \frac{\partial U}{\partial z}.$$

Подставив выражения компонент плотности тока в (41.6), получим дифференциальное уравнение для потенциала в любой анизотропной среде

$$\sigma_x \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \sigma_y \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \sigma_z \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = 0,$$

или

$$\frac{1}{\rho_x} \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{1}{\rho_y} \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{1}{\rho_z} \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = 0. \quad (41.7)$$

В однородной изотропной среде $\rho_x = \rho_y = \rho_z = \rho$, и уравнение (41.7) преобразуется в уравнение Лапласа

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = 0. \quad (41.8)$$

В цилиндрической системе координат r, φ, z уравнение Лапласа имеет вид

$$\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 U}{\partial \varphi^2} = 0, \quad (41.9)$$

в сферической системе координат R, θ, z —

$$\frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial R} \left(R^2 \frac{\partial U}{\partial R} \right) + \frac{1}{R^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial U}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{R^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 U}{\partial \varphi^2} = 0. \quad (41.10)$$

Уравнение Лапласа является основным дифференциальным уравнением постоянного электрического поля. Его решение (или интеграл) позволяет определить потенциал U в любой точке среды, а следовательно, определить все элементы поля. Однако известно, что всякому дифференциальному уравнению,

в том числе и уравнению Лапласа, удовлетворяет множество решений. Из них надо отобрать единственное, отвечающее условиям поставленной задачи. Согласно теореме о единственности решения, для получения конкретного результата необходимо учесть распределение источников тока и граничные условия, т. е. условия на границе сред с различными электрическими свойствами. Граничные условия задают исходя из конкретной модели среды. Для неполяризуемых сред необходимо и достаточно задать условия непрерывности потенциала и нормальных составляющих плотности тока на границе сред с УЭС, равными, например, ρ_1 и ρ_2 :

$$U_1 = U_2, \\ (1/\rho_1) \partial U_1 / \partial n = (1/\rho_2) \partial U_2 / \partial n. \quad (41.11)$$

Первое равенство выполняется лишь тогда, когда на границе раздела отсутствуют контактные электродвижущие силы. В противном случае при переходе через границу будет наблюдаться скачок потенциала, равный по величине этой контактной ЭДС. Второе равенство вытекает из закона Кирхгофа и выполняется всегда.

При формулировке граничных условий для поляризуемых сред необходимо предусмотреть, как минимум, три варианта поляризации: поверхностной, объемной и смешанного типа, когда возникают и поверхностная, и объемная поляризации. Математически эти условия можно записать так:

$$1) \quad U_1 - U_2 = \lambda E_1 = -\lambda \partial U_1 / \partial n, \\ (1/\rho_1) \partial U_1 / \partial n = (1/\rho_2) \partial U_2 / \partial n, \quad (41.12)$$

где λ — коэффициент поверхностной поляризации (скачок потенциала пропорционален напряженности внешнего поля E_1);

$$2) \quad U_1 = U_2, \\ (1/\rho_1^*) \partial U / \partial n = (1/\rho_2^*) \partial U_2 / \partial n; \quad (41.13)$$

$$3) \quad U_1 - U_2 = -\lambda \partial U_1 / \partial n, \\ (1/\rho_1^*) \partial U_1 / \partial n = (1/\rho_2^*) \partial U_2 / \partial n, \quad (41.14)$$

где $\rho_1^* = \rho_1 / (1 - \eta_1)$; $\rho_2^* = \rho_2 / (1 - \eta_2)$.

§ 42. ПОЛЕ ТОЧЕЧНОГО ИСТОЧНИКА В ОДНОРОДНОЙ ИЗОТРОПНОЙ СРЕДЕ

Пусть в однородной изотропной и безграничной среде с удельным сопротивлением ρ находится точечный источник A (x_0, y_0, z_0), с которого стекает ток I . В таком случае потенциал

в любой точке $M(x, y, z)$ удовлетворяет уравнению Лапласа и, согласно выводам § 6, имеет вид

$$U(M) = \frac{I\rho}{4\pi} \frac{1}{R} = \frac{c}{\sqrt{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + (z-z_0)^2}}, \quad (42.1)$$

где $c = I\rho/4\pi$ — коэффициент эмиссии тока в полное пространство с телесным углом 4π ; $R = \sqrt{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + (z-z_0)^2}$ — расстояние от источника A до точки наблюдения M .

Если источник совмещен с началом координат ($x_0=0, y_0=0, z_0=0$) и находится на поверхности полупространства, заполненного средой с УЭС ρ_1 , то

$$U_1(M) = \frac{I\rho_1}{2\pi} \frac{1}{R} = \frac{c_1}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}, \quad (42.2)$$

где $c_1 = I\rho_1/2\pi$.

Следует отметить, что выражения (42.1) и (42.2) являются решениями уравнения Лапласа (41.8), что легко проверить простым дифференцированием. С удалением от источника потенциал убывает пропорционально R^{-1} . Причем, в зависимости от выбранной системы координат и применяемого математического аппарата, функция R^{-1} может быть разложена либо в бесконечный ряд по **сферическим гармоникам**, например при $r < d$

$$\begin{aligned} \frac{1}{R} &= \frac{1}{d} \left(1 + \frac{r^2}{d^2} - 2 \frac{r}{d} \cos \theta \right)^{-1/2} = \\ &= \frac{1}{d} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{r}{d} \right)^n P_n(\cos \theta), \end{aligned}$$

где d — полярная ось, соединяющая электроды A и B , от нее отсчитывается угол θ ; $r = AM$ — расстояние от электрода A до точки M ; $P_n(\cos \theta)$ — полиномы Лежандра, либо в интеграл Фурье по цилиндрическим гармоникам:

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{\sqrt{r^2 + z^2}} = \int_0^{\infty} e^{-mz} J_0(mr) dm,$$

где $J_0(mr)$ — функция Бесселя, m — переменная интегрирования, имеющая смысл пространственной частоты по оси r , либо в интеграл Фурье по **пространственным гармоникам**:

$$\begin{aligned} \frac{1}{R} &= \frac{1}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-n_0 |z|}}{n_0} \times \\ &\times e^{-i(m_1 x + m_2 y)} dm_1 dm_2, \end{aligned}$$

где $n_0 = \sqrt{m_1^2 + m_2^2}$, m_1 и m_2 — пространственные частоты по осям x и y . Последнее выражение используют в теории пространственных спектров (М. С. Жданов, 1986).

Из (42.2) найдем градиент потенциала вдоль силовой линии или напряженность поля

$$E_1 = -\partial U / \partial R = (I \rho_1 / 2\pi) (1/R^2). \quad (42.3)$$

Отсюда можно получить формулу для вычисления удельного электрического сопротивления ρ_1 :

$$\rho_1 = 2\pi R^2 E_1 / I. \quad (42.4)$$

В случае измерения E на поверхности неоднородной или анизотропной среды результат вычисления по формуле (42.4) называют **эффективным** или **кажущимся удельным сопротивлением**

$$\rho_k = 2\pi R^2 E / I.$$

Отношение

$$\rho_k / \rho_1 = E / E_1.$$

Отсюда $\rho_k = \rho_1 E / E_1 = A \rho_1$, а $\rho_1 = A^{-1} \rho_k$, где $A = E / E_1$.

Следовательно, кажущееся сопротивление определяется как удельное электрическое сопротивление фиктивной однородной изотропной среды, в которой при заданном токе и фиксированном расстоянии от источника создается такая же напряженность поля, как и в неоднородной среде.

Кажущееся сопротивление ρ_k связано с кажущейся поляризуемостью η_k соотношением

$$\eta_k = E_{ВП} / E = (E - E_1) / E = (\rho_k - \rho_{к1}) / \rho_k, \quad (42.5)$$

где E_1 и $\rho_{к1}$ — напряженность поля и кажущееся сопротивление для неполяризуемой среды.

§ 43. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ТОЧЕЧНОГО ИСТОЧНИКА В ОДНОРОДНОЙ ИЗОТРОПНОЙ СРЕДЕ

Для определения напряженности магнитного поля точечного источника воспользуемся способом Стефанеску, описанным в книге В. Р. Бурсиана (1972). Пусть электрический ток I поступает к заземлению A по вертикальному кабелю бесконечной длины (рис. 70, а). От заземления A он растекается по радиальным прямым в полупространство. Выберем прямоугольную систему координат. Ее начало совместим с точкой A , а ось z направим по вертикали вниз. Рассмотрим две окружности радиусом $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ с центрами на оси z , расположенные выше

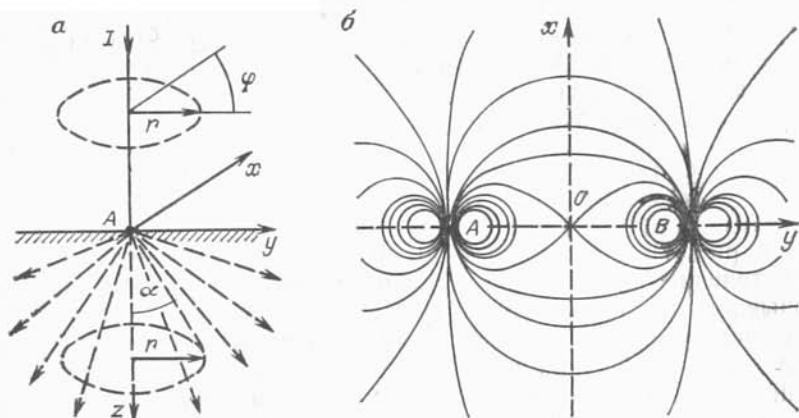


Рис. 70. Магнитное поле* точечного источника постоянного тока (а) и линий горизонтальной составляющей H_x магнитного поля двух точечных источников (б).

Пунктиром обозначены токовые линии

и ниже источника на расстоянии $|z_0|$. На верхней окружности (в воздухе) магнитное поле найдем по закону линейного тока:

$$H_{\varphi} = \frac{I}{2\pi r} = \frac{I}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{x^2 + y^2}}. \quad (43.1)$$

В нижнем полупространстве при $z > 0$ полный ток I' , проходящий через такую же окружность, уже не равен I , а меньше во столько раз, во сколько телесный угол конуса, имеющего вершину в точке заземления и опирающегося на данную окружность, меньше, чем телесный угол полупространства, т. е. 2π . В связи с тем, что этот телесный угол (его легко вычислить) равен $2\pi(1 - \cos \alpha)$, где α — угол между вертикалью и направляющей конуса, получим

$$I'/I = 2\pi(1 - \cos \alpha)/2\pi,$$

и

$$H_{\varphi} = \frac{I}{2\pi r} (1 - \cos \alpha) = \frac{I}{2\pi r} \left(1 - \frac{z_0}{\sqrt{r^2 + z_0^2}} \right). \quad (43.2)$$

На поверхности заданного полупространства при $z_0 = 0$ поле H_{φ} точечного заземления совпадает с полем вертикального линейного тока (43.1).

Магнитное поле двух заземлений находят алгебраическим сложением компонент, обусловленных влиянием первого и второго электродов. Так, если заземления A и B соединены прямым горизонтальным кабелем и расположены вдоль оси y на

расстоянии L одно от другого, а начало координат выбрано в середине между A и B (рис. 70, б), то горизонтальная составляющая магнитного поля H_x на поверхности однородного полупространства будет иметь вид

$$H_x = \frac{I}{\pi L} \left[\frac{2y/L + 1}{(2y/L + 1)^2 + (2x/L)^2} - \frac{2y/L - 1}{(2y/L - 1)^2 + (2x/L)^2} \right]. \quad (43.3)$$

На рис. 70, б показан план изолиний H_x магнитного поля двух точечных источников. В данном примере ток в кабеле не оказывает влияния на величину H_x .

В общем случае помимо поля электродов приходится учитывать магнитное поле токов, протекающих в подводящих проводниках. Согласно закону Био — Савара, магнитное поле тока, сосредоточенного в любом малом элементе провода dl , определяется формулой

$$dH = (Idl/4\pi) \sin \varphi / R^2, \quad (43.4)$$

где R — расстояние точки наблюдения от элемента dl ; φ — угол между dl и R .

Магнитное поле от всего провода получают интегрированием по переменной l :

$$H = \frac{I}{4\pi} \int_0^L \frac{\sin \varphi}{R^2} dl. \quad (43.5)$$

Магнитное поле постоянного тока наблюдают в специальных модификациях профилирования, получивших на западе название магнитного метода сопротивлений.

§ 44. ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ В ОДНОРОДНОЙ АНИЗОТРОПНОЙ СРЕДЕ

Пусть теперь все пространство заполнено однородно-анизотропной средой, свойства которой по разным направлениям различны.

Поместим в некоторой точке A источник тока I и найдем потенциал. Для решения задачи выберем прямоугольную систему координат x, y, z . Начало координат совместим с точкой A ($x_0=0, y_0=0, z_0=0$). Предположим, что $\rho_x \neq \rho_y, \rho_x \neq \rho_z, \rho_y \neq \rho_z$, и решим задачу в общем виде.

Согласно (41.7), основное дифференциальное уравнение для потенциала U

$$\frac{1}{\rho_x} \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{1}{\rho_y} \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{1}{\rho_z} \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = 0. \quad (44.1)$$

Преобразуем это неоднородное уравнение в уравнение Лапласа. С этой целью деформируем пространство, введя разно-масштабные координаты

$$\xi = x \sqrt{\rho_x}, \quad \eta = y \sqrt{\rho_y}, \quad \zeta = z \sqrt{\rho_z}.$$

Очевидно,

$$\partial \xi = \partial x \sqrt{\rho_x}, \quad [\partial \eta = \partial y \sqrt{\rho_y}, \quad \partial \zeta = \partial z \sqrt{\rho_z}.$$

Заменяв соответствующие дифференциалы в уравнении (44.1), получаем

$$\partial^2 U / \partial \xi^2 + \partial^2 U / \partial \eta^2 + \partial^2 U / \partial \zeta^2 = 0. \quad (44.2)$$

Таким образом, в однородно деформированном пространстве потенциал удовлетворяет уравнению Лапласа, решение которого, согласно (42.1), можно записать в общем виде

$$U = \frac{c}{R} = \frac{c}{\sqrt{\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2}} = \frac{c}{\sqrt{\rho_x x^2 + \rho_y y^2 + \rho_z z^2}}, \quad (44.3)$$

где c — константа, символизирующая коэффициент эмиссии тока в анизотропную среду.

Используя выражение (44.3), найдем компоненты плотности тока по осям координат

$$j_x = - \frac{1}{\rho_x} \frac{\partial U}{\partial x} = \frac{Cx}{(\rho_x x^2 + \rho_y y^2 + \rho_z z^2)^{3/2}},$$

$$j_y = - \frac{1}{\rho_y} \frac{\partial U}{\partial y} = \frac{Cy}{(\rho_x x^2 + \rho_y y^2 + \rho_z z^2)^{3/2}},$$

$$j_z = - \frac{1}{\rho_z} \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{Cz}{(\rho_x x^2 + \rho_y y^2 + \rho_z z^2)^{3/2}}.$$

Отсюда заключаем, что

$$j_x : j_y : j_z = x : y : z.$$

Линейный характер последних соотношений показывает, что ток растекается от источника по радиальным прямым, и линии тока нигде не преломляются и не искривляются. Это свойство характерно как для однородно-изотропных, так и однородно-анизотропных сред. Поэтому выражение для константы C найдем методом аналогий, суть которого сводится к следующему.

В однородно-изотропной среде, согласно (42.1) и (44.3),

$$U_0 = (I/4\pi) \sqrt{\rho \rho \rho} / \sqrt{\rho x^2 + \rho y^2 + \rho z^2}.$$

Тогда в однородно-анизотропной среде

$$U = (I/4\pi) \sqrt{\rho_x \rho_y \rho_z} / \sqrt{\rho_x x^2 + \rho_y y^2 + \rho_z z^2}. \quad (44.4)$$

Уравнение эквипотенциальной поверхности получим исходя из условия $U = \text{const}$:

$$\rho_x x^2 + \rho_y y^2 + \rho_z z^2 = C^2,$$

или

$$x^2/a^2 + y^2/b^2 + z^2/c^2 = 1.$$

где C — константа; $a = C/\sqrt{\rho_x}$, $b = C/\sqrt{\rho_y}$, $c = C/\sqrt{\rho_z}$ — оси эллипсоида.

Таким образом, в однородно-анизотропной среде изоповерхности потенциала имеют форму трехосного эллипсоида с осями, вытянутыми вдоль наименьшего сопротивления среды.

Предположим теперь, что среда представлена тонкослоистой толщей пород с произвольными элементами залегания. Обозначим удельное электрическое сопротивление по простиранию символом ρ_l , вкрест простирания — ρ_n , среднее геометрическое сопротивление $\rho_m = \sqrt{\rho_n \rho_l}$. Заданная слоистая толща характеризуется коэффициентом анизотропии $\lambda = \sqrt{\rho_n / \rho_l}$ (см. § 3). Начало координат совместим с точкой A , оси x и y направим вдоль простирания, а ось z — вкрест простирания (рис. 71). В таком случае $\rho_x = \rho_y = \rho_l$, $\rho_z = \rho_n = \rho_l$. В соответствии с (44.4) формула для потенциала

$$\begin{aligned} U &= \frac{I \rho_l \sqrt{\rho_n}}{4\pi} \frac{1}{\sqrt{\rho_l (x^2 + y^2) + \rho_n z^2}} = \\ &= \frac{I \rho_m}{4\pi} \frac{1}{\sqrt{x^2 + y^2 + \lambda^2 z^2}}. \end{aligned} \quad (44.5)$$

Легко показать, что эквипотенциальные поверхности имеют в данном случае форму сфероида, сплюсненного по оси z .

Для составления более общих формул повернем систему координат x, y, z против часовой стрелки вокруг оси x на угол, равный углу падения α , и перейдем к цилиндрическим координатам r, φ, z' (схема перехода показана пунктиром на рис. 71). В новой системе ось z' направлена по вертикали вниз и составляет с прежней осью z угол α . Азимутальный угол φ будем отсчитывать от плоскости xz' . Формулы перехода от прямоугольных координат к цилиндрическим запишутся так:

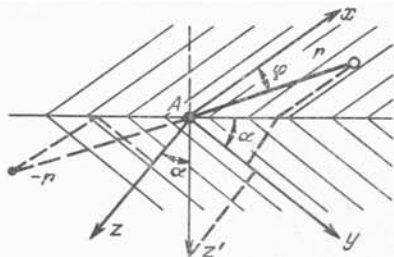
$$x = r \cos \varphi, \quad y = r \sin \varphi \cos \alpha + z' \sin \alpha,$$

$$z = -r \sin \varphi \sin \alpha + z' \cos \alpha.$$

Заменив координаты в (40.5), получим

$$U = \frac{I \rho_m}{4\pi} \times$$

Рис. 71. Точечный источник A в однородной анизотропной среде и схема перехода от прямоугольных (x, y, z) координат к цилиндрическим (r, φ, z') .



$$\times \frac{1}{\sqrt{r^2 \cos^2 \varphi + (z' \sin \alpha + r \sin \varphi \cos \alpha)^2 + \lambda^2 (z' \cos \alpha - r \sin \varphi \sin \alpha)^2}} \quad (44.6)$$

При измерении потенциала на оси z (например, в скважине, секущей слоистую толщу) $r=0$, и формула для потенциала имеет вид

$$U_{z'} = \frac{I \rho_m}{4\pi z'} \frac{1}{\sqrt{\lambda^2 - (\lambda^2 - 1) \sin^2 \alpha}} \quad (44.7)$$

Напряженность поля вдоль оси z'

$$E_{z'} = - \frac{\partial U}{\partial z'} = \frac{I \rho_m}{4\pi z'^2 \sqrt{\lambda^2 - (\lambda^2 - 1) \sin^2 \alpha}} \quad (44.8)$$

Отсюда кажущееся сопротивление при скважинных измерениях

$$\rho_{кз'} = 4\pi z'^2 E_{z'} / I = \rho_m / \sqrt{\lambda^2 - (\lambda^2 - 1) \sin^2 \alpha} \quad (44.8)$$

Заметим, что при $\alpha=0$

$$\rho_{кз'} = \rho_m / \lambda = \rho_l \quad (44.9)$$

(без учета влияния скважины).

Далее рассмотрим поле в анизотропном полупространстве. Предположим, что плоскость раздела земля—воздух проходит через точку A перпендикулярно к оси z' . Тогда заменив в формуле (44.6) 4π на 2π и положив $z'=0$, найдем потенциал на поверхности анизотропного полупространства

$$\begin{aligned} U &= \frac{I \rho_m}{2\pi r} \frac{1}{\sqrt{\cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi \cos^2 \alpha + \lambda^2 \sin^2 \varphi \sin^2 \alpha}} = \\ &= \frac{I \rho_m}{2\pi r} \frac{1}{\sqrt{1 + (\lambda^2 - 1) \sin^2 \varphi \sin^2 \alpha}}, \end{aligned} \quad (44.10)$$

где r — расстояние от источника A ; φ — азимут измерительной установки; α — угол падения слоистой толщи.

Напряженность поля на расстоянии r от источника

$$E_r = -\frac{\partial U}{\partial r} = \frac{I\rho_m}{2\pi r^2} \frac{1}{\sqrt{1 + (\lambda^2 - 1) \sin^2 \varphi \sin^2 \alpha}}.$$

Отсюда кажущееся сопротивление при полевых наблюдениях вдоль оси r

$$\rho_k = 2\pi r^2 E/I = \rho_m / \sqrt{1 + (\lambda^2 - 1) \sin^2 \varphi \sin^2 \alpha}. \quad (44.11)$$

Из (44.11) следует, что кажущееся сопротивление, полученное по результатам измерений на поверхности анизотропной толщи, зависит не только от параметров среды, но и от азимута установки и ее ориентировки относительно главных тектонических элементов. Так, если установка AMNB расположена вдоль простирания ($\varphi=0$), то согласно (44.11)

$$\rho_k'' = \rho_m,$$

а если установка вытянута вкрест простирания ($\varphi=\pi/2$), то

$$\rho_k^\perp = \rho_m / \sqrt{1 + (\lambda^2 - 1) \sin^2 \alpha}.$$

Таким образом, по результатам многоазимутных (круговых) измерений на поверхности анизотропной толщи можно построить полярную диаграмму кажущихся сопротивлений, которая будет иметь форму эллипса, вытянутого своей большей осью вдоль простирания. Причем кажущееся сопротивление ρ_k'' , измеренное вдоль простирания, равно среднему удельному сопротивлению, а кажущееся сопротивление ρ_k^\perp , измеренное вкрест простирания,— меньше среднего. Поскольку для истинных удельных сопротивлений мы имеем обратное соотношение, то **отмеченное несоответствие называют «парадоксом анизотропии»**. Математически его можно представить так:

$$\rho_k'' > \rho_k^\perp,$$

$$\rho_l < \rho_n.$$

(44.12)

Выявленный «парадокс» имеет строгое физическое толкование: поскольку кажущееся сопротивление пропорционально плотности тока, то оно вдоль простирания больше, чем вкрест простирания.

В случае горизонтально-слоистой среды ($\alpha=0$) при любом азимуте

$$\rho_k = \rho_m, \quad (44.13)$$

т. е. кажущееся сопротивление, полученное по данным измерений на поверхности горизонтально-слоистой среды, связано не с истинными (ρ_l или ρ_n), а со средним удельным сопротивлением ρ_m . Таковы выводы, вытекающие из анализа поля в анизотропной среде.

Обратную задачу запишем в общем виде:

$$\rho_k = A\rho_m, \quad \rho_m = A^{-1}\rho_k, \quad (44.14)$$

где

$$A = [1 + (\lambda^2 - 1) \sin^2 \alpha \sin^2 \varphi]^{-1/2};$$

$$1 \leq A \leq [1 + (\lambda^2 - 1) \sin^2 \alpha]^{-1/2}.$$

При известном α коэффициент анизотропии подбирают так, чтобы для всех φ выполнялось условие $\rho_m = A^{-1}\rho_k = \text{const}$.

Кажущуюся поляризуемость η_k в анизотропной среде можно найти с помощью формулы (42.5). После некоторых преобразований получим

$$\eta_k = 1 - \sqrt{\frac{(1 - \eta_l)(1 - \eta_n)[1 + (\lambda^{*2} - 1) \sin^2 \varphi \sin^2 \alpha]}{1 + (\lambda^2 - 1) \sin^2 \varphi \sin^2 \alpha}}, \quad (44.15)$$

где η_l — поляризуемость вдоль простирания; η_n — вкрест простирания; $\lambda^* = \sqrt{\rho_n^*/\rho_l^*}$, $\rho_n^* = \rho_n/(1 - \eta_n)$, $\rho_l^* = \rho_l/(1 - \eta_l)$. Наибольшее значение кажущейся поляризуемости наблюдается вкрест простирания. В случае горизонтально-слоистой среды при $\alpha = 0$

$$\eta_k = 1 - \sqrt{(1 - \eta_l)(1 - \eta_n)} \approx 1 - \sqrt{(1 - \eta_m)^2} = \eta_m,$$

где $\eta_m = \sqrt{\eta_l \eta_n}$ — средняя геометрическая поляризуемость.

§ 45. ПЛОСКИЙ КОНТАКТ В ПОЛЕ ТОЧЕЧНОГО ИСТОЧНИКА

Классической моделью неоднородной среды является контакт двух сред, где удельное сопротивление (поляризуемость) изменяется скачком от ρ_1 (η_1) до ρ_2 (η_2). Плоская граница в электрическом поле — одна из типичных задач электроразведки. С подобной задачей приходится довольно часто встречаться на практике, например при измерениях вблизи границы двух мощных пластов, над плоскостью сброса или надвига, в случае изучения крупных эрозионных врезов типа древних долин и при наблюдениях на поверхности земли, которая есть не что иное как контакт проводящей земли и воздуха. Источник поля, линия наблюдения и поверхность раздела могут занимать различные положения в пространстве. В зависимости от этого различают модели горизонтального, вертикального и наклонного контактов.

Рассмотрим один из простейших вариантов задачи — плоский вертикальный контакт двух сред в поле точечного источника. Пусть слева залегают породы с удельным сопротивлением ρ_1 , а справа — с ρ_2 . В первой среде на расстоянии d от

контакта находится точечный источник A , с которого стекает ток I (рис. 72). Требуется найти потенциалы в первой и второй средах. Для исключения влияния границы земля — воздух отобразим все нижнее полупространство вверх. В результате получим полное пространство, разделенное плоским контактом на две части.

Выберем цилиндрическую систему координат r, φ, z . Начало координат поместим в точку A , а ось z направим по нормали к плоскости раздела. В таком случае, в силу осевой симметрии, поле не будет зависеть от угла φ . Искомые потенциальные функции $U_1(r, z)$ и $U_2(r, z)$ являются решениями уравнения Лапласа и на плоскости раздела должны удовлетворять граничным условиям

$$\left. \begin{aligned} U_1 &= U_2, \\ \frac{1}{\rho_1} \frac{\partial U_1}{\partial z} &= \frac{1}{\rho_2} \frac{\partial U_2}{\partial z} \end{aligned} \right\} \text{при } z = d. \quad (45.1)$$

Решим задачу методом зеркальных отображений. Для определения потенциала в первой среде, например в точке $M_1(r, z)$, отобразим всю левую часть пространства вправо. Получим целое пространство, заполненное средой с удельным сопротивлением ρ_1 и содержащее два источника: один действительный A , с которого стекает ток I , а другой фиктивный A' , являющийся зеркальным отображением первого в плоскости разреза. Будем полагать, что с него стекает ток I' , который пока неизвестен. В таком случае потенциал в точке $M_1(r, z)$ найдем в виде суммы потенциалов двух точечных источников:

$$U_1 = \frac{I\rho_1}{4\pi} \frac{1}{\sqrt{r^2 + z^2}} + \frac{I'\rho_1}{4\pi} \frac{1}{\sqrt{r^2 + (2d - z)^2}}. \quad (45.2)$$

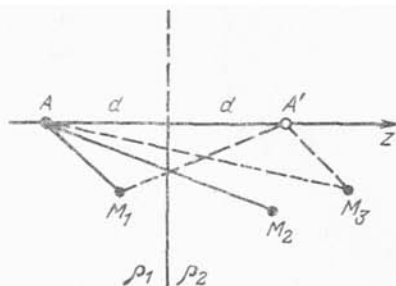
Для определения потенциала во второй среде, например в точке $M_2(r_1, z_1)$, отобразим всю правую часть пространства влево. Получим целое пространство, заполненное средой с удельным сопротивлением ρ_2 и содержащее один фиктивный источник A'' , который находится в точке A . С него стекает ток I'' . Потенциал в точке $M_2(r_1, z_1)$

$$U_2 = \frac{I''\rho_2}{4\pi} \frac{1}{\sqrt{r^2 + z_1^2}}. \quad (45.3)$$

Первые производные потенциала по нормали (оси z) будут равны

$$\begin{aligned} \frac{\partial U_1}{\partial z} &= -\frac{I\rho_1}{4\pi} \frac{r}{(r^2 + z^2)^{3/2}} + \frac{I'\rho_1}{4\pi} \frac{2d - z}{[r^2 + (2d - z)^2]^{3/2}}, \\ \frac{\partial U_2}{\partial z} &= -\frac{I''\rho_2}{4\pi} \frac{z_1}{(r_1^2 + z_1^2)^{3/2}}. \end{aligned}$$

Рис. 72. Точечный источник, расположенный около контакта двух сред



На контакте $z=z_1=d$, $2d-z=d$, $r=r_1$ и в силу граничных условий (45.1)

$$\begin{aligned} \frac{I\rho_1}{4\pi} \frac{1}{\sqrt{r^2+d^2}} + \frac{I'\rho_1}{4\pi} \frac{1}{\sqrt{r^2+d^2}} &= \frac{I''\rho_2}{4\pi} \frac{1}{\sqrt{r^2+d^2}}, \\ -\frac{1}{\rho_1} \frac{I\rho_1}{4\pi} \frac{d}{(r^2+d^2)^{3/2}} + \frac{1}{\rho_1} \frac{I'\rho_1}{4\pi} \frac{d}{(r^2+d^2)^{3/2}} &= \\ = -\frac{1}{\rho_2} \frac{I''\rho_2}{4\pi} \frac{d}{(r^2+d^2)^{3/2}}. \end{aligned}$$

После сокращения система уравнений примет простой вид

$$I\rho_1 + I'\rho_1 = I''\rho_2,$$

$$-I + I' = -I'',$$

откуда находим неизвестные величины I' и I'' :

$$I' = I(\rho_2 - \rho_1)/(\rho_2 + \rho_1) = Ik_{1,2}, \quad (45.4)$$

$$I'' = I[1 - (\rho_2 - \rho_1)/(\rho_2 + \rho_1)] = I(1 - k_{1,2}). \quad (45.5)$$

Коэффициент $k_{1,2} = (\rho_2 - \rho_1)/(\rho_2 + \rho_1)$ называют коэффициентом отражения тока, а $(1 - k_{1,2})$ — коэффициентом пропускания тока. В дальнейшем нам понадобится соотношение

$$\rho_2/\rho_1 = (1 + k_{1,2})/(1 - k_{1,2}), \quad (45.6)$$

которое легко выводится из выражения для $k_{1,2}$.

Подставив найденные значения I' и I'' в формулы (45.2) и (45.3) для потенциалов, получим

$$U_1 = \frac{I\rho_1}{4\pi} \left[\frac{1}{\sqrt{r^2+z^2}} + \frac{k_{1,2}}{\sqrt{r^2+(2d-z)^2}} \right], \quad (45.7)$$

$$U_2 = \frac{I\rho_2}{4\pi} \frac{1 - k_{1,2}}{\sqrt{r_1^2+z_1^2}}. \quad (45.8)$$

Пусть теперь источник A вместе с началом координат переместится во вторую среду и находится справа от контакта на расстоянии d . В таком случае эффекты влияния контакта

будут наблюдаться со стороны второй среды. Потенциалы во второй среде в точке с координатами (r_2, z_2) найдем по аналогии с формулой (45.7):

$$U_3 = \frac{I\rho_2}{4\pi} \left[\frac{1}{\sqrt{r_2^2 + z_2^2}} + \frac{k_{2,1}}{\sqrt{r_2^2 + (2d + r_2)^2}} \right], \quad (45.9)$$

где $k_{2,1} = (\rho_1 - \rho_2) / (\rho_1 + \rho_2)$ — коэффициент отражения со стороны второй среды. Нетрудно увидеть, что $k_{2,1} = -k_{1,2}$. Воспользовавшись соотношением (45.6), заменим ρ_2 на ρ_1 . Тогда формулы для потенциалов примут более общий вид

$$\begin{aligned} U_1 &= \frac{I\rho_1}{4\pi} \left[\frac{1}{\sqrt{r^2 + z^2}} + \frac{k_{1,2}}{\sqrt{r^2 + (2d - z)^2}} \right], \\ U_2 &= \frac{I\rho_1}{4\pi} \frac{1 + k_{1,2}}{\sqrt{r_1^2 + z_1^2}}, \\ U_3 &= \frac{I\rho_1}{4\pi} \frac{1 + k_{1,2}}{1 - k_{1,2}} \left[\frac{1}{\sqrt{r_2^2 + z_2^2}} - \frac{k_{1,2}}{\sqrt{r_2^2 + (2d + z_2)^2}} \right]. \end{aligned} \quad (45.10)$$

Полученные выражения (45.10) можно использовать для расчета поля как в скважине, так и на поверхности полупространства.

Найдем потенциалы и напряженность поля на поверхности полупространства вдоль оси z — главного профиля, пересекающего контакт под прямым углом. В полупространстве плотность тока удвоится, и вместо коэффициента эмиссии $I\rho_1/4\pi$ будем иметь $I\rho_1/2\pi$. Полагая $r=0$ и опуская индексы у z , запишем выражения для потенциалов при трех положениях питающего электрода A и точки наблюдения относительно контакта:

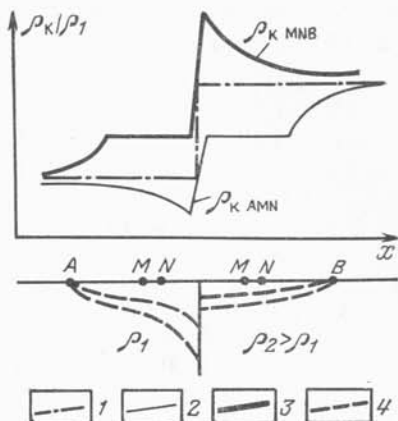
$$\begin{aligned} U_1 &= \frac{I\rho_1}{2\pi} \left(\frac{1}{r} + \frac{k_{1,2}}{2d - z} \right), \\ U_2 &= \frac{I\rho_1}{2\pi} \frac{1 + k_{1,2}}{z}, \\ U_3 &= \frac{I\rho_1}{2\pi} \frac{1 + k_{1,2}}{1 - k_{1,2}} \left(\frac{1}{r} - \frac{k_{1,2}}{2d + z} \right). \end{aligned}$$

Напряженность поля вдоль оси z (главного профиля наблюдений над контактом)

$$\begin{aligned} E_1 &= -\frac{\partial U_1}{\partial z} = \frac{I\rho_1}{2\pi} \left[\frac{1}{z^2} - \frac{k_{1,2}}{(2d - z)^2} \right], \\ E_2 &= -\frac{\partial U_2}{\partial z} = \frac{I\rho_1}{2\pi} \frac{1 + k_{1,2}}{z^2}, \\ E_3 &= -\frac{\partial U_3}{\partial z} = \frac{I\rho_1}{2\pi} \frac{1 + k_{1,2}}{1 - k_{1,2}} \left[\frac{1}{z^2} - \frac{k_{1,2}}{(2d + z)^2} \right]. \end{aligned}$$

Рис. 73. Теоретические графики кажущегося сопротивления при электропрофилировании над контактом двух сред комбинированной установкой.

1 — модель удельных сопротивлений; 2 — прямая установка AMN; 3 — обратная установка MNB; 4 — токовые линии



Последние формулы можно использовать для определения кажущихся сопротивления и поляризуемости

$$\rho_k/\rho_1 = E/E_1, \quad \eta_k = E_{ВП}/E = (E - E_0)/E,$$

где $E_1 = I\rho_1/2\pi z^2$; E_0 — напряженность поля в неполяризующейся среде. Формулы для кажущегося сопротивления при трех положениях установки AMN (или MNB) относительно контакта имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\rho_{к1}}{\rho_1} &= 1 - \frac{k_{1,2}}{(2d/z - 1)^2}, & \frac{\rho_{к2}}{\rho_1} &= 1 + k_{1,2}, \\ \frac{\rho_{к3}}{\rho_1} &= \frac{1 + k_{1,2}}{1 - k_{1,2}} \left[1 - \frac{k_{1,2}}{(2d/z + 1)^2} \right]. \end{aligned} \quad (45.11)$$

На рис. 73 показаны графики кажущегося сопротивления при электропрофилировании с комбинированной установкой, которые получены расчетным путем по формулам (45.11).

Помимо выделения контакта можно решить обратную задачу в общем виде, т. е. найти удельные сопротивления пород ρ_1 и ρ_2 . Из (45.11) найдем

$$\rho_1 = A_1^{-1} \rho_{к1} = \rho_{к1} [1 - k_{1,2}/(2d/z - 1)^2]^{-1},$$

$$\rho_1 = A_2^{-1} \rho_{к2} = \rho_{к2} (1 + k_{1,2})^{-1},$$

$$\rho_2 = \rho_{к2} (1 - k_{1,2})^{-1},$$

$$\rho_2 = A_3^{-1} \rho_{к3} = \rho_{к3} [1 - k_{1,2}/(2d/z + 1)^2]^{-1}.$$

В качестве первого приближения для коэффициента отражения можно принять

$$k_{1,2} \approx (\rho_{к\max} - \rho_{к\min}) / (\rho_{к\max} + \rho_{к\min}).$$

Аналогичные задачи можно решить по данным электрического зондирования и скважинных наблюдений.

§ 46. ПОЛЕ ТОЧЕЧНОГО ИСТОЧНИКА В СРЕДЕ С ВЕРТИКАЛЬНЫМИ ПЛАСТАМИ

Более общей моделью неоднородной среды является полупространство, состоящее из нескольких крутопадающих пластов, разделенных плоскими границами. Если расстояние между ними превышает размеры измерительной установки, то задача сводится к предыдущей — выделению одиночных контактов. В иной ситуации приходится учитывать экранирующее влияние соседних границ.

Пусть, например, под поверхностью земли залегают две жилы ограниченной мощности, расположенные близко одна от другой (рис. 74). Условия задачи сформулируем следующим образом. Заданное полупространство разделено плоскими вертикальными границами на пять пластов с различными (для общности задачи) удельными сопротивлениями $\rho_1—\rho_5$. Крайние пласты имеют неограниченную мощность. На некотором расстоянии z_1 от первого контакта находится точечный электрод A , с которого стекает ток I . Требуется найти потенциалы $U_1—U_5$.

Для упрощения задачи отобразим все нижнее полупространство вверх. После этого получим полное пространство, разделенное на пять пластов плоскими границами.

Выберем цилиндрическую систему координат r, φ, z с началом координат в точке A и осью z , направленной по нормали к границам раздела. Расстояние от точки A до границ обозначим соответственно через z_1, z_2, z_3, z_4 . В силу очевидной осевой симметрии искомые потенциалы будут зависеть только от переменных r и z , т. е. $U_i = U_i(r, z)$, $i = 1, 2, 3, 4, 5$. Сформулируем дополнительные условия.

1. Потенциал в первой среде представим в виде двух слагаемых: потенциала U_0 точечного источника в окрестности питающего электрода и дополнительного потенциала U_1' , определяющего искажающее влияние границ раздела, т. е.

$$U_1(r, z) = U_0(r, z) + U_1'(r, z), \quad (46.1)$$

где

$$U_0(r, z) = \frac{I\rho_1}{4\pi} \frac{1}{\sqrt{r^2 + z^2}} = \frac{c_1}{\sqrt{r^2 + z^2}}. \quad (46.2)$$

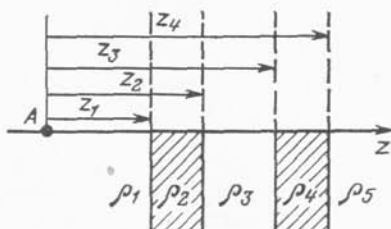


Рис. 74. Точечный источник в вертикально-слоистой среде

2. Потенциальные функции всюду конечны и удовлетворяют уравнению Лапласа (41.9). В бесконечно удаленных точках они обращаются в нуль. В силу осевой симметрии потенциалы не зависят от азимутального угла φ ($dU/d\varphi=0$), и уравнение (41.9) в цилиндрических координатах запишется так:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = 0. \quad (46.3)$$

3. Полагая, что поверхности раздела не поляризуются и на них не возникают контактные ЭДС, граничные условия при $z=z_i$ запишем в общем виде

$$\left. \begin{aligned} U_i &= U_{i+1}, \\ \frac{1}{\rho_i} \frac{\partial U_i}{\partial z} &= \frac{1}{\rho_{i+1}} \frac{\partial U_{i+1}}{\partial z} \end{aligned} \right\} i = 1, 2, 3, 4. \quad (46.4)$$

Решение задачи начнем с интегрирования уравнения Лапласа (46.3). Для этой цели воспользуемся методом разделения переменных (или методом Фурье). Потенциальную функцию, зависящую от переменных r и z , представим в виде произведения двух функций, каждая из которых зависит от одного переменного:

$$U(r, z) = V(r) W(z). \quad (46.5)$$

Введя это выражение функции в уравнение (46.3), получим

$$W \frac{\partial^2 V}{\partial r^2} + \frac{W}{r} \frac{\partial V}{\partial r} + V \frac{\partial^2 W}{\partial z^2} = 0$$

или после деления на произведение VW

$$\frac{1}{V} \frac{\partial^2 V}{\partial r^2} + \frac{1}{rV} \frac{\partial V}{\partial r} + \frac{1}{W} \frac{\partial^2 W}{\partial z^2} = 0.$$

В этом уравнении первые два слагаемых содержат функции, зависящие только от r , а последнее слагаемое — функции, зависящие только от z . В сумме обе группы членов дают нуль. Это возможно лишь тогда, когда каждая из групп равна одной и той же величине, но с разными знаками. Примем, что

$$\frac{1}{V} \frac{\partial^2 V}{\partial r^2} + \frac{1}{rV} \frac{\partial V}{\partial r} = -m^2, \quad (46.6)$$

$$\frac{1}{W} \frac{\partial^2 W}{\partial z^2} = m^2, \quad (46.7)$$

где $0 \leq m < \infty$.

Уравнение (46.6) после некоторых преобразований приводится к обычному уравнению Бесселя

$$\frac{\partial^2 V}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r} + m^2 V = 0, \quad (46.8)$$

или

$$\frac{\partial^2 y}{\partial x^2} + \frac{1}{x} \frac{\partial y}{\partial x} + y = 0,$$

где $x = mr$, $y(x) = V(mr)$.

Частным интегралом уравнения (46.8) является линейная комбинация функций Бесселя нулевого порядка первого и второго рода

$$V(mr) = AJ_0(mr) + BN_0(mr),$$

где A , B — постоянные коэффициенты. При этом функция Неймана $N_0(mr)$ имеет особенность при $r=0$ (на оси z , где $N_0(mr) \rightarrow \infty$, рис. 75). В связи с этим, согласно второму условию задачи, она не должна входить в искомое решение. Полагая $B \equiv 0$.

Уравнение (46.7), переписанное в форме

$$\partial^2 W / \partial z^2 + m^2 W = 0,$$

представляет собой обыкновенное дифференциальное уравнение второго порядка, решение которого записывается в виде линейной комбинации показательных функций

$$W(mz) = C e^{-mz} + D e^{mz}.$$

Здесь C и D — неизвестные коэффициенты.

Следовательно, согласно формуле (46.5), частным интегралом уравнения Лапласа является произведение частных решений

$$U(mr, mz) = V(mr) W(mz) = (a e^{-mz} + b e^{mz}) J_0(mr),$$

где $a = AC$, $b = AD$ — новые коэффициенты. Поскольку величина m изменяется от нуля до бесконечности, то общее решение уравнения Лапласа (для случая осевой симметрии) запишем в виде суммы частных решений или интеграла по всем m :

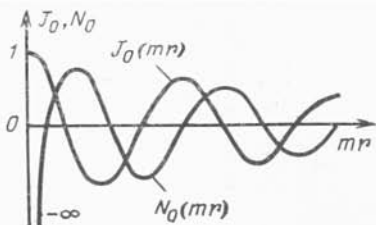
$$U(r, z) = \int_0^{\infty} (a e^{-mz} + b e^{mz}) J_0(mr) dm, \quad (46.9)$$

где $J_0(mr)$ — функция Бесселя нулевого порядка первого рода; m — переменная интегрирования, имеющая смысл пространственной частоты (частоты повторяемости цилиндрической функции на единицу длины). Размерность m — L^{-1} .

Полученной формулой (46.9) мы и воспользуемся для составления выражений искомых потенциальных функций. Дополнительно к этому нам потребуется известная в теории функций Бесселя формула Вебера—Липшица

$$\frac{1}{\sqrt{r^2 + z^2}} = \int_0^{\infty} e^{-mz} J_0(mr) dm, \quad (46.10)$$

Рис. 75. Графики функций Бесселя от действительного аргумента



позволяющая переходить от дробной функции к интегральному выражению и обратно. С ее помощью потенциал в окрестности питающего электрода A можно разложить в интеграл Фурье по цилиндрическим гармоникам (см. § 42):

$$U_0(r, z) = \frac{c_1}{\sqrt{r^2 + z^2}} = \int_0^{\infty} c_1 e^{-mz} J_0(mr) dm. \quad (46.11)$$

При составлении выражений потенциальных функций надо иметь в виду неограниченность первого ($z_1 \rightarrow -\infty$) и пятого ($z_5 \rightarrow \infty$) пластов. Потенциальные функции $U_1(r, z)$ и $U_5(r, z)$ не должны содержать членов, обращающихся в бесконечность (согласно второму условию задачи). Итак, учитывая сделанные замечания, в соответствии с формулами (46.1), (46.9) и (46.11) запишем:

$$U_1(r, z) = \int_0^{\infty} (c_1 e^{-mz} + b_1 e^{mz}) J_0(mr) dm. \quad (46.12)$$

В общем виде с добавлением градиента потенциала по z

$$U_i(r, z) = \int_0^{\infty} (a_i e^{-mz} + b_i e^{mz}) J_0(mr) dm, \quad (46.13)$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial z} = - \int_0^{\infty} (a_i m e^{-mz} - b_i m e^{mz}) J_0(mr) dm, \quad (46.14)$$

где $i=1, 2, 3, 4, 5$, $a_1 \equiv c_1$, $b_5 \equiv 0$. Остальные неизвестные коэффициенты можно найти с помощью граничных условий (46.4), предусматривающих равенство потенциалов и нормальных составляющих плотности тока на границах раздела. Так как эти условия выполняются для всех r (на протяжении всей границы), равенство интегралов типа (46.13), (46.14) можно заменить равенством их подынтегральных выражений. В таком случае граничные условия запишутся в виде следующей компактной системы. При $z=z_i$

$$\left. \begin{aligned} a_i e^{-mz_i} + b_i e^{mz_i} &= a_{i+1} e^{-mz} + b_{i+1} e^{mz}, \\ a_i e^{-mz_i} - b_i e^{mz_i} &= \frac{\rho_i}{\rho_{i+1}} (a_{i+1} e^{-mz_i} - b_{i+1} e^{mz_i}), \end{aligned} \right\} i=1, 2, 3, 4. \quad (46.15)$$

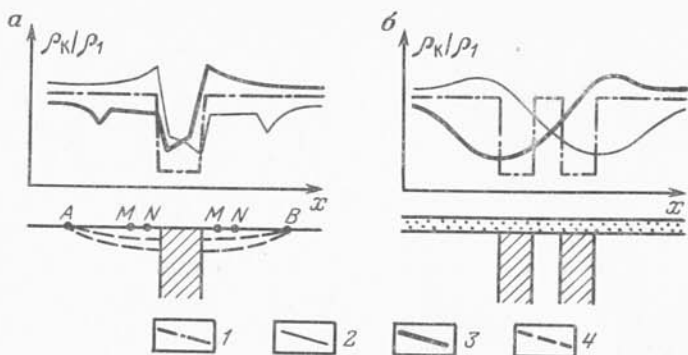


Рис. 76. Графики комбинированного электропрофилирования над одиночной (а) и двумя (б) проводящими жилами, покрытыми наносами (по данным моделирования):

1 — график удельных сопротивлений; 2 — с прямой установкой AMN; 3 — с обратной установкой MNB; 4 — токовые линии

При решении данной системы можно рассмотреть следующие варианты:

- 1) $z_2 \gg z_1$ — контакт двух сред, $i=1$, $a_1 \equiv c_1$, $b_2 \equiv 0$;
- 2) $z_3 \gg z_2$ — вертикальная жила, $i=1, 2$, $a_1 \equiv c_1$, $b_3 \equiv 0$;
- 3) $z_4 \gg z_3$ — два пласта рядом, $i=1, 2, 3$, $a_1 \equiv c_1$, $b_4 \equiv 0$;
- 4) общий случай — две вертикальные жилы, разделенные пластом, $i=1, 2, 3, 4$, $a_1 \equiv c_1$, $b_5 \equiv 0$.

Решив систему (46.15) для выбранного варианта, можно определить соответствующие коэффициенты a_i , b_i и найти выражения для потенциалов и кажущихся сопротивлений во всех пластах. Более общую задачу для модели наклонно-слоистой среды, покрытой наносами, решают либо численным способом на основе метода интегральных уравнений, либо с помощью физического моделирования (см. § 62).

Обратная задача в данной ситуации сводится к определению местоположения вертикальных пластов или жил, их мощности, проводимости и элементов залегания. Местоположение, мощность и относительную проводимость объекта определяют непосредственно по графику электропрофилирования, элементы залегания — по данным площадной съемки и круговых наблюдений в одной точке при разных азимутах измерительной установки).

На рис. 76 показаны графики электропрофилирования над вертикальными пластами, выходящими непосредственно на земную поверхность и залегающими на некоторой глубине под слоем наносов. Влияние наносов сказывается в сглаживании экстремумов.

§ 47. ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ В ГОРИЗОНТАЛЬНО-СЛОИСТОЙ СРЕДЕ

Фундаментальной моделью в электроразведке является горизонтально-слоистая среда, состоящая из ряда слоев конечной мощности h_i с удельным сопротивлением ρ_i (рис. 77). Расчет поля в такой среде и установление количественной связи между компонентами поля и ее параметрами (h_i , ρ_i) составляют основную задачу электрического зондирования. При этом источники поля могут располагаться как на поверхности среды, так и внутри нее (например в скважине или на дне моря). Рассмотрим первый основной вариант.

Пусть точечный электрод A , питаемый током I , находится на поверхности слоистой среды. Необходимо найти потенциал в любом слое и главным образом на поверхности среды.

Выберем цилиндрическую систему координат r , φ , z с началом отсчета в точке A и осью z , направленной по вертикали вниз. При таком выборе системы координат среда и поле обладают осевой симметрией с центром на оси z , вследствие чего искомые потенциальные функции будут зависеть только от переменных r и z . Обозначим глубину залегания подошвы каждого слоя z_i , где $i=1, 2, 3, \dots$ — его номер по порядку сверху вниз. Количество слоев не будем ограничивать. Сформулируем дополнительные условия задачи.

1. Потенциальную функцию для первого слоя запишем в виде двух слагаемых:

$$U_1(r, z) = c_1 / \sqrt{r^2 + z^2} + U_1'(r, z). \quad (47.1)$$

Первое из них представляет собой потенциал в окрестности точки A (условие вблизи источника), $c_1 = I\rho_1/2\pi$ — коэффициент эмиссии тока, второе слагаемое символизирует аномальную часть поля, обусловленную влиянием границ слоев.

2. Потенциальные функции $U_i(r, z)$ в каждом слое конечны, непрерывны и обращаются в нуль в бесконечно удаленных точ-

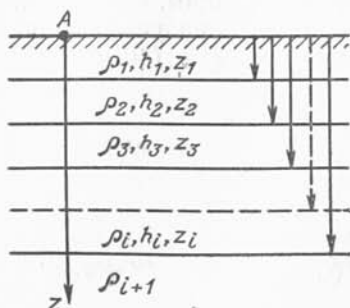


Рис. 77. Модель горизонтально-слоистой среды

ках. Все они, в том числе и $U_1'(r, z)$ удовлетворяют уравнению Лапласа, общее решение которого для осесимметричной среды получено в предыдущем параграфе (46.9) и имеет вид

$$U_i(r, z) = \int_0^{\infty} (a_i e^{-mz} + b_i e^{mz}) J_0(mr) dm. \quad (47.2)$$

3. На поверхности полупространства ток течет вдоль границы, поэтому

$$\left. \frac{\partial U_1}{\partial z} \right|_{z=0} = 0. \quad (47.3)$$

4. На подошве любого слоя при $z = z_i$ должны выполняться граничные условия

$$U_i = U_{i+1}, \quad \frac{1}{\rho_i} \frac{\partial U_i}{\partial z} = \frac{1}{\rho_{i+1}} \frac{\partial U_{i+1}}{\partial z}. \quad (47.4)$$

Пользуясь условиями задачи, составим выражения для искомых потенциальных функций. Потенциальная функция в первом слое, согласно условию (47.1), состоит из двух слагаемых. Одно из них известно, а второе возьмем в виде общего решения уравнения Лапласа (47.2):

$$U_1(r, z) = \frac{c_1}{\sqrt{r^2 + z^2}} + \int_0^{\infty} (\bar{a}_1 e^{-mz} + b_1 e^{mz}) J_0(mr) dm. \quad (47.5)$$

Некоторые сведения о коэффициентах \bar{a}_1 и b_1 можно получить из условия (47.3) на первой границе. Дифференцируем выражение (47.5) по z :

$$\frac{\partial U_1}{\partial z} = -c_1 \frac{z}{(r^2 + z^2)^{3/2}} + \int_0^{\infty} (-\bar{a}_1 e^{-mz} + b_1 e^{mz}) m J_0(mr) dm.$$

При $z=0$

$$\left. \frac{\partial U_1}{\partial z} \right|_{z=0} = \int_0^{\infty} (-\bar{a}_1 + b_1) m J_0(mr) dm = 0.$$

Отсюда находим, что $\bar{a}_1 = b_1$.

Теперь преобразуем выражение (47.5) с помощью формулы Вебера—Липшица (46.10) и запишем его в виде единого интеграла

$$U_1(r, z) = \int_0^{\infty} (c_1 e^{-mz} + \bar{a}_1 e^{-mz} + b_1 e^{mz}) J_0(mr) dm$$

или

$$U_1(r, z) = \int_0^{\infty} (a_1 e^{-mz} + b_1 e^{mz}) J_0(mr) dm, \quad (47.6)$$

где

$$a_1 = \bar{a}_1 + c_1 \text{ или } a_1 - b_1 = c_1 \text{ (при } z=0). \quad (47.7)$$

Во втором, третьем и остальных слоях потенциальные функции запишутся в форме общего интеграла уравнения Лапласа

$$U_i(r, z) = \int_0^{\infty} (a_i e^{-mz} + b_i e^{mz}) J_0(mr) dm, \quad (47.8)$$

и их вертикальные производные будут иметь вид

$$\frac{\partial U_i}{\partial z} = \int_0^{\infty} (-a_i e^{-mz} + b_i e^{mz}) m J_0(mr) dm. \quad (47.9)$$

Потенциальные функции в первом (47.6) и последующих (47.8) слоях имеют одинаковую структуру. Поэтому достаточно найти общую формулу связи коэффициентов a_i и b_i с параметрами слоистой среды. Она будет справедлива и для первого слоя. Для этого воспользуемся специальным приемом, разработанным Л. Л. Ваньяном (1965).

Согласно граничным условиям (47.4), на подошве каждого слоя при $z=z_i$ соблюдается непрерывность потенциалов и нормальных составляющих плотности тока. Эти условия справедливы для всех r (на протяжении всей границы), в связи с чем равенство интегралов типа (47.8) и (47.9) можно заменить равенством их подынтегральных выражений.

При $z=z_i$

$$\begin{aligned} a_i e^{-mz_i} + b_i e^{mz_i} &= a_{i+1} e^{-mz_i} + b_{i+1} e^{mz_i}, \\ a_i e^{-mz_i} - b_i e^{mz_i} &= \frac{\rho_i}{\rho_{i+1}} (a_{i+1} e^{-mz_i} - b_{i+1} e^{mz_i}). \end{aligned}$$

Разделим верхнюю строку на нижнюю:

$$\frac{a_i e^{-mz_i} + b_i e^{mz_i}}{a_i e^{-mz_i} - b_i e^{mz_i}} = \frac{\rho_{i+1}}{\rho_i} \frac{a_{i+1} e^{-mz_i} + b_{i+1} e^{mz_i}}{a_{i+1} e^{-mz_i} - b_{i+1} e^{mz_i}}. \quad (47.10)$$

и воспользуемся тождеством Н. В. Липской¹

$$\begin{aligned} &\frac{a_i e^{-m(z_i-h_i)} + b_i e^{m(z_i-h_i)}}{a_i e^{-m(z_i-h_i)} - b_i e^{m(z_i-h_i)}} \equiv \\ &\equiv \operatorname{cth} \left(mh_i + \operatorname{arcth} \frac{a_i e^{-mz_i} + b_i e^{mz_i}}{a_i e^{-mz_i} - b_i e^{mz_i}} \right). \end{aligned} \quad (47.11)$$

¹ Формулу Н. В. Липской легко доказать для более простой комбинации показательных функций $(e^{-x} + e^x)/(e^{-x} - e^x)$, если использовать известное тождество $\operatorname{cth}(x + \operatorname{arcth} y) \equiv \operatorname{th}(x + \operatorname{arth} y)$.

Заменим аргумент у обратной гиперболической функции правой частью равенства (47.10). Тогда

$$\frac{a_i e^{-m(z_i-h_i)} + b_i e^{m(z_i-h_i)}}{a_i e^{-m(z_i-h_i)} - b_i e^{m(z_i-h_i)}} \equiv \equiv \operatorname{cth} \left(mh_i + \operatorname{arctg} \frac{\rho_{i+1}}{\rho_i} \frac{a_{i+1} e^{-mz_i} + b_{i+1} e^{mz_i}}{a_{i+1} e^{-mz_i} - b_{i+1} e^{mz_i}} \right). \quad (47.12)$$

Нетрудно заметить, что левая часть последнего выражения представляет собой функцию, определенную на кровле i -го слоя ($z=z_i-h_i$), а в правой части под знаком арекотангенса находится та же функция, но определенная на кровле $(i+1)$ -го слоя (или на подошве i -го слоя при $z=z_i$). Обозначая их через $R_i(m)$ и $R_{i+1}(m)$, получим рекуррентное соотношение

$$R_i(m) = \operatorname{cth} \left[mh_i + \operatorname{arcth} \frac{\rho_{i+1}}{\rho_i} R_{i+1}(m) \right]. \quad (47.13)$$

На поверхности заданной среды $i=1$, $z=z_1-h_1=0$ и, согласно (47.12) и (47.13),

$$R_1(m) = \frac{a_1 + b_1}{a_1 - b_1} = \operatorname{cth} \left[mh_1 + \operatorname{arcth} \frac{\rho_2}{\rho_1} R_2(m) \right], \quad (47.14)$$

$$R_2(m) = \operatorname{cth} \left[mh_2 + \operatorname{arcth} \frac{\rho_3}{\rho_2} R_3(m) \right], \dots$$

$$a_1 + b_1 = R_1(m) (a_1 - b_1) = c_1 R_1(m). \quad (47.15)$$

Таким образом, искомая связь коэффициентов a_i и b_i с параметрами слоистой среды проявилась в виде компактной функции $R_1(m)$, являющейся пространственной характеристикой среды. В иностранной литературе она известна под названием *kernel* (ядро, суть).

Потенциал на поверхности среды найдем по формуле (47.5) с учетом (47.7) и (47.15):

$$U(r, 0) = c_1 \left\{ \frac{1}{r} + \int_0^\infty [R_1(m) - 1] J_0(mr) dm \right\}. \quad (47.16)$$

Напряженность поля, кажущееся сопротивление и поляризуемость выразим с помощью известных нам формул

$$E = -\frac{\partial U}{\partial r}, \quad E_1 = \frac{J\rho_1}{2\pi r^2}, \quad \frac{\rho_k}{\rho_1} = \frac{E}{E_1}, \quad \eta_k = \frac{E_{вп}}{E}.$$

При дифференцировании потенциальной функции (47.16) учтем, что производная по r от функции Бесселя $J_0'(mr) = -mJ_1(mr)$. После дифференцирования и соответствующих преобразований получим искомые выражения для напряжен-

ности поля, кажущегося сопротивления и кажущейся поляризуемости на поверхности слоистого полупространства

$$\begin{aligned}
 E &= -\frac{I\rho_1}{2\pi} \left[\frac{1}{r^2} + \int_0^\infty \bar{R}_1(m) m J_1(mr) dm \right], \\
 E^* &= \frac{I\rho_1^*}{2\pi} \left[\frac{1}{r^2} + \int_0^\infty \bar{R}_1^*(m) m J_1(mr) dm \right], \\
 \rho_k &= \rho_1 \left[1 + r^2 \int_0^\infty \bar{R}_1(m) m J_1(mr) dm \right], \\
 \eta_k &= (E^* - E)/E^*,
 \end{aligned}
 \tag{47.17}$$

где

$$\begin{aligned}
 \bar{R}_1(m) &= R_1(m) - 1; \\
 R_1^*(m) &= \text{cth} \left[mh_1 + \text{arcth} \frac{\rho_2^*}{\rho_1^*} R_2^*(m) \right]; \\
 \rho_1^* &= \rho_1/(1 - \eta_1); \quad \rho_2^* = \rho_2/(1 - \eta_2) \text{ и т. п.}
 \end{aligned}$$

Потенциал диполя определяется как первая производная от потенциала точечного источника по оси диполя, взятая со знаком минус и умноженная на длину диполя

$$U_d = -\frac{\partial U}{\partial r} \frac{\partial r}{\partial L} L = -L \cos \varphi \frac{\partial U}{\partial r},
 \tag{47.18}$$

где L — ось диполя; φ — азимутальный угол между L и r . Кажущиеся сопротивления для любых типов дипольных установок можно получить по формуле связи Л. М. Альпина (1950)

$$\rho_{kd} = \rho_k - K_d \partial \rho_k / \partial r,
 \tag{47.19}$$

где K_d — коэффициент установки [для радиальной установки он равен $r/2$, азимутальной — 0, параллельной — $r \cos^2 \varphi / (3 \cos^2 \varphi - 1)$, перпендикулярно — $r/3$].

В условиях квазигоризонтально-слоистых сред кривые дипольного зондирования можно пересчитать в кривые ВЭЗ. Способы пересчета описаны в работе О. Куфуда (1984).

Формула (47.17) используется для расчета кажущихся сопротивлений при интерпретации результатов ВЭЗ методом подбора. Суть его заключается в том, что наблюдаемую кривую зондирования — график вида $\rho_k(r)$ — аппроксимируют расчетным графиком $\rho_k^*(r)$, полученным для гипотетической модели слоистого разреза. На основе их сравнения делают заключение о количестве слоев в разрезе, их мощностях и удельных сопротивлениях. Аналогично интерпретируют кривые кажущейся поляризуемости η_k . Принципы составления алгоритмов и приемы

интерпретации результатов ВЭЗ методом подбора описаны в гл. IX.

Наряду с этим возможен и прямой численный метод получения параметров разреза непосредственно по данным полевых измерений. Его мы рассмотрим в следующем параграфе.

§ 48. ЧИСЛЕННЫЙ ВАРИАНТ РЕШЕНИЯ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ ВЭЗ

Численное решение обратной задачи ВЭЗ возможно на основе послойного анализа функции $R_1(m)$, которая содержит все сведения о параметрах геоэлектрического разреза. Для этого рассмотрим приемы вычисления функции $R_1(m)$ по данным полевых измерений.

Пусть на поверхности горизонтально-слоистой среды выполнено вертикальное электрическое зондирование, по результатам которого получены кажущиеся сопротивления $\rho_k(r)$ в широком диапазоне разносов r . Требуется найти мощности и удельные сопротивления слоев геоэлектрического разреза.

Известно, что кажущееся сопротивление связано с параметрами горизонтально-слоистой среды интегральным соотношением

$$\rho_k(r) = \rho_1 \left[1 + r^2 \int_0^\infty \bar{R}_1(m) m J_1(mr) dm \right]. \quad (48.1)$$

Путем несложных изменений приведем его к интегральному преобразованию Ханкеля, имеющему формулу обращения:

$$\begin{aligned} f(r) &= \int_0^\infty \bar{R}_1(m) m J_1(mr) dm, \\ \bar{R}_1(m) &= \int_0^\infty f(r) r J_1(mr) dr, \end{aligned} \quad (48.2)$$

где

$$f(r) = \frac{\rho_k(r) - \rho_1}{\rho_1 r^2}; \quad \bar{R}_1(m) = R_1(m) - 1.$$

Интегралы (48.2) называют также интегральными преобразованиями Фурье—Бесселя. Они применяются в случае осесимметричных сред и справедливы для функций $f(r)$ и $\bar{R}_1(m)$, ограниченных на бесконечности (условие сходимости интегралов). В данной задаче при $r \rightarrow \infty$ $f(r) = 0$ и при $m \rightarrow \infty$ $\bar{R}_1(m) = R_1(m) - 1 = 0$, т. е. условия применимости выполняются.

Приведем второй интеграл к виду, удобному для вычисления:

$$R_1(m) - 1 = \int_0^{\infty} \left(\frac{\rho_K(r)}{\rho_1} - 1 \right) \frac{J_1(mr)}{r} dr = \\ = \int_0^{\infty} \frac{\rho_K(r)}{\rho_1} \frac{J_1(mr)}{r} dr - \int_0^{\infty} \frac{J_1(mr)}{r} dr.$$

Последний член представляет собой интегральную функцию Бесселя от нулевого аргумента $J_{11}(0) = 1$. Отсюда получим

$$R_1(m) = \int_0^{\infty} \frac{\rho_K(r)}{\rho_1} \frac{J_1(mr)}{r} dr. \quad (48.3)$$

Для выяснения физического смысла операции пересчета $\rho_K(r)$ в $R_1(m)$ сделаем некоторые преобразования формулы (48.3). С этой целью воспользуемся способом В. Н. Страхова. Обозначим

$$t = \ln r, \quad \tau = \ln m,$$

или

$$r = e^t, \quad m = e^\tau.$$

Тогда после подстановки в (48.3) будем иметь

$$\rho_1 R_1(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_K(t) J_1(t + \tau) dt.$$

Подстановкой $t = x - \tau$ приведем правую часть последнего выражения к интегралу типа свертки

$$\rho_1 R_1(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_K(x - \tau) J_1(x) dx. \quad (48.4)$$

Таким образом, операция вычисления интегралов в формулах (48.3) и (48.4), есть не что иное, как линейная фильтрация кажущихся сопротивлений, в результате которой мы получаем спектральную плотность — функцию $R_1(m)$, характеризующую данный геоэлектрический разрез. Алгоритмы для вычисления функции $R_1(m)$ разработаны В. Н. Страховым и Д. П. Гхошем. Алгоритм Гхоша, например, имеет вид

$$R_1(m_i) = \frac{1}{\rho_1} \sum_{j=-2}^{j=6} a_j \rho_K(r_{i+j}), \quad (48.5)$$

где a_j — коэффициенты линейного фильтра (по порядку сум-

мирования): $-0,0723$; $0,3999$; $0,3492$; $0,1675$; $0,0858$; $0,0358$; $0,0198$; $0,0067$; $0,0076$. Коэффициенты вычислены для шага $r_{i+1}/r_i = (\ln 10)/3$ (О. Куфуд, 1984). С помощью формулы (48.5) можно пересчитать кажущиеся сопротивления в функцию $R_1(m)$.

Предположим, что функция $R_1(m)$ определена в широком диапазоне пространственных частот (m_0, m_k). За пределами этого диапазона она достигает асимптотических значений. Составим схему прямой численной интерпретации функции $R_1(m)$ с целью послойного определения параметров слоев. На поверхности первого слоя

$$R_1(m) = \operatorname{cth} \left[mh_1 + \operatorname{arcth} \frac{\rho_2}{\rho_1} R_2(m) \right]. \quad (48.6)$$

Возьмем от обеих частей равенства (48.6) обратную гиперболическую функцию

$$\operatorname{arcth} R_1(m) = mh_1 + \operatorname{arcth} \frac{\rho_2}{\rho_1} R_2(m) \quad (48.7)$$

и перейдем от нее к натуральным логарифмам

$$\ln \left| \frac{1 + R_1(m)}{1 - R_1(m)} \right| = 2mh_1 + \ln \left| \frac{\rho_2 R_2(m) + \rho_1}{\rho_2 R_2(m) - \rho_1} \right|. \quad (48.8)$$

В интервале эффективного влияния первого слоя, соответствующего диапазону достаточно больших пространственных частот $m = m_k, m_{k-1}, \dots$, влияние третьего и более глубоких горизонтов очень мало и с достаточно высокой степенью приближения можно считать $R_2(m) \approx 1$. Отсюда получаем уравнение типа (48.8) с неизвестными h_1 и ρ_2/ρ_1 . Если составить два таких уравнения для соседних значений m , то можно однозначно найти мощность h_1 и относительное удельное сопротивление ρ_2/ρ_1 .

Далее, пересчитаем функцию $R_1(m)$ с кровли первого слоя на кровлю второго. Для этой цели преобразуем уравнение (48.7):

$$\operatorname{arcth} \frac{\rho_2}{\rho_1} R_2(m) = -mh_1 + \operatorname{arcth} R_1(m).$$

Возьмем от обеих частей равенства гиперболический котангенс и перенесем отношение ρ_2/ρ_1 в правую часть:

$$R_2(m) = (\rho_1/\rho_2) \operatorname{cth} [-mh_1 + \operatorname{arcth} R_1(m)]. \quad (48.9)$$

По этой формуле пересчитываем $R_1(m)$ в $R_2(m)$ во всем диапазоне m , после чего составляем уравнение типа (48.8) для второго слоя:

$$\ln \left| \frac{1 + R_2(m)}{1 - R_2(m)} \right| = 2mh_2 + \ln \left| \frac{\rho_3 R_3(m) + \rho_2}{\rho_3 R_3(m) - \rho_2} \right|.$$

Составив два таких уравнения для соседних m в интервале эффективного влияния второго слоя и полагая $R_3(m) \approx 1$, найдем h_2 и ρ_3/ρ_2 . Затем пересчитаем $R_2(m)$ в $R_3(m)$ и т. д.

Общий алгоритм содержит две основные формулы

$$\ln \left| \frac{1 + R_i(m)}{1 - R_i(m)} \right| = 2mh_i + \ln \left| \frac{\rho_{i+1} + \rho_i}{\rho_{i+1} - \rho_i} \right|,$$

$$R_{i+1}(m) = (\rho_i/\rho_{i+1}) \operatorname{cth} [-mh_i + \operatorname{arcth} R_i(m)].$$

Он может быть реализован как в диалоговом, так и автоматическом режимах на современных ЭВМ.

§ 49. ШАР В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Классическим примером трехмерной неоднородности является шар, залегающий в однородной изотропной среде. Расчет и анализ поля в такой модели представляют практический интерес для оценки и истолкования электрических аномалий, полученных над рудной залежью изомерной формы или над карстовой полостью.

Выполним сравнительно простое исследование для случая, когда шар находится в однородном электрическом поле. Однородным называют такое поле, в котором модуль и направление вектора плотности тока \vec{j}_0 (или напряженности \vec{E}_0) постоянны. Графически такое поле можно изобразить в виде системы параллельных токовых линий (или изолиний потенциала). На практике однородное электрическое поле возбуждают с помощью двух линейных заземлителей или двух точечных электродов, разнесенных на достаточно большое расстояние. В середине установки АВ, как было показано в § 6, всегда существует область однородного поля.

Решение задачи выполним сначала для полного пространства, а затем трансформируем его в область полупространства с шаровым включением.

Поляризующийся шар в однородном электрическом поле

Пусть в безграничной среде с удельным сопротивлением ρ_1 и поляризуемостью η_1 залегают шар радиусом a с удельным сопротивлением ρ_2 и поляризуемостью η_2 . В окрестности шара с помощью разнесенных электродов возбуждено однородное электрическое поле напряженностью E_0 (рис. 78, а). Под действием однородного тока на поверхности шара и внутри него образуются вторичные заряды ВП, которые создают ЭДС ВП. Образовавшееся вторичное поле ВП складывается с первич-

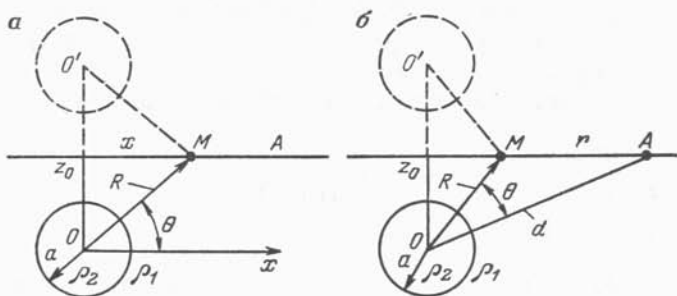


Рис. 78. Шар в однородном электрическом поле (а) и в поле точечного электрода (б).

Пунктиром показаны фиктивные шары, отраженные в плоскости раздела

ным и суммарный потенциал можно искать в виде решения уравнения Лапласа.

Выберем сферическую систему координат R, θ, φ с началом координат в центре шара и полярной осью x , направленной вдоль течения первичного тока. Очевидно, при таком выборе системы координат поле обладает осевой симметрией относительно полярной оси, и потенциальные функции как вне, так и внутри шара зависят только от переменных R и θ .

Запишем их в виде суммы нормального и аномального потенциалов.

Вне шара

$$U_1(R, \theta) = U_0(R, \theta) + U'_1(R, \theta), \quad (49.1)$$

внутри шара

$$U_2(R, \theta) = U_0(R, \theta) + U'_2(R, \theta), \quad (49.2)$$

где $U_0(R, \theta)$ — потенциал нормального (не возмущенного шаром) поля; R — расстояние от центра шара до точки наблюдения M ; θ — угол между R и x . Все потенциальные функции удовлетворяют уравнению Лапласа. Они непрерывны, конечны и обращаются в нуль в бесконечно удаленных точках.

На границе шара с вмещающей средой должны выполняться граничные условия, учитывающие поверхностную и объемную поляризации [вариант смешанного типа, см. (41.14)], т. е. при $R=a$

$$\begin{aligned} U_1 - U_2 &= -\lambda \partial U_1 / \partial R, \\ (1/\rho_1^*) \partial U_1 / \partial R &= (1/\rho_2^*) \partial U_2 / \partial R, \end{aligned} \quad (49.3)$$

где λ — коэффициент поверхностной поляризации, который бу-

дем считать постоянным для всей границы (случай равномерно поляризованного тела);

$$\rho_1^* = \rho_1 / (1 - \eta_1); \quad \rho_2^* = \rho_2 / (1 - \eta_2).$$

Прежде всего по заданному E_0 найдем потенциал нормального поля U_0 .

$$E_0 = -dU_0/dx, \quad dU_0 = -E_0 dx,$$

отсюда

$$U_0 = -E_0 \int dx = -E_0 x + \text{const.}$$

Полагая $\text{const} = 0$, найдем

$$U_0 = -E_0 x = -E_0 R \cos \theta. \quad (49.4)$$

Аномальные части поля $U_1'(R, \theta)$ и $U_2'(R, \theta)$ выберем исходя из следующего. Вне шара, судя по экспериментальным данным, аномальное поле эквивалентно полю диполя, а внутри шара — пропорционально первичному полю.

Следовательно, можно принять

$$U_1'(R, \theta) = A \cos \theta / R^2, \quad U_2'(R, \theta) = BR \cos \theta,$$

где A и B — неизвестные коэффициенты.

В таком случае общие выражения для потенциалов (49.1) и (49.2) примут более конкретную форму:

$$U_1(R, \theta) = -E_0 R \cos \theta + A \cos \theta / R^2, \quad (49.5)$$

$$U_2(R, \theta) = -E_0 R \cos \theta + BR \cos \theta. \quad (49.6)$$

Найдем их первые производные по R :

$$\partial U_1 / \partial R = -E_0 \cos \theta - 2A \cos \theta / R^3,$$

$$\partial U_2 / \partial R = -E_0 \cos \theta + B \cos \theta.$$

Для определения неизвестных коэффициентов A и B воспользуемся парой граничных условий (49.3). При $R = a$

$$A \frac{\cos \theta}{a^2} - Ba \cos \theta = \lambda \left(E_0 \cos \theta + 2A \frac{\cos \theta}{a^3} \right),$$

$$-\frac{E_0}{\rho_1^*} \cos \theta - \frac{2A}{\rho_1^*} \frac{\cos \theta}{a^3} = -\frac{E_0}{\rho_2^*} \cos \theta + \frac{B}{\rho_2^*} \cos \theta.$$

После сокращения на $\cos \theta$ и элементарных преобразований уравнения примут вид

$$A(1 - 2\lambda/a) - Ba^3 = \lambda a^2 E_0,$$

$$-2A\rho_2^*/\rho_1^* - Ba^3 = E_0 a^3 (\rho_2^*/\rho_1^* - 1).$$

Отсюда находим коэффициент A для внешнего аномального поля:

$$A = -E_0 a^3 \frac{\rho_2^* - \rho_1^* - \rho_1^* \lambda / a}{2\rho_2^* + \rho_1^* - 2\rho_1^* \lambda / a} = -E_0 a^3 k_1^*. \quad (49.7)$$

Здесь k_1^* — коэффициент отражения тока от сферической поляризуемой поверхности. В случае неполяризуемой среды

$$\lambda = 0, \quad \rho_1^* = \rho_1, \quad \rho_2^* = \rho_2, \quad k_1 = (\rho_2 - \rho_1) / (2\rho_2 + \rho_1). \quad (49.8)$$

Подставив найденное значение коэффициента A в (49.5) и полагая $x = R \cos \theta$, получим искомые выражения для потенциалов около поляризующегося и неполяризующегося шаров:

$$U_1 = -E_0 (1 + k_1^* a^3 / R^3) x, \quad (49.9)$$

$$U_1^0 = -E_0 (1 + k_1 a^3 / R^3) x. \quad (49.10)$$

Аномальное поле над шаром, залегающим в однородном пространстве

Ограничим вмещающую среду плоской поверхностью раздела земля—воздух и предположим, что воздух — непроводник. Если на глубине z_0 залегают шар радиусом a , то его аномальное электрическое поле будет испытывать влияние этой поверхности и тем большее, чем ближе к ней он расположен. В первом приближении учет влияния плоской границы можно выполнить путем зеркального отображения нижнего полупространства вверх (рис. 78, а). При такой трансформации пространства аномальное поле будет обусловлено действием двух шаров: действительного и фиктивного, являющегося зеркальным отображением первого. На поверхности раздела их влияние будет одинаковым, и аномальная составляющая потенциала удвоится. Таким образом, формулы для потенциала на поверхности полупространства с шаровым включением приобретут вид

$$U_1 = -E_0 (1 + 2k_1^* a^3 / R^3) x. \quad (49.11)$$

Эта формула дает приближенное решение, поскольку при ее выводе не учитывается взаимное влияние зарядов, возникающих на действительном и фиктивном шарах. Специальные исследования (Н. В. Липская, 1949) показали, что если глубина залегания верхней кромки шара равна или больше его радиуса, то погрешность не превышает 5 %.

Рассмотрим профиль, проходящий через эпицентр шара вдоль оси x (см. рис. 78, а). В этом случае $R = \sqrt{x^2 + z_0^2}$. Перепишем формулу для потенциала:

$$U_1 = -E_0 [x + 2k_1^* a^3 x / (x^2 + z_0^2)^{3/2}], \quad (49.12)$$

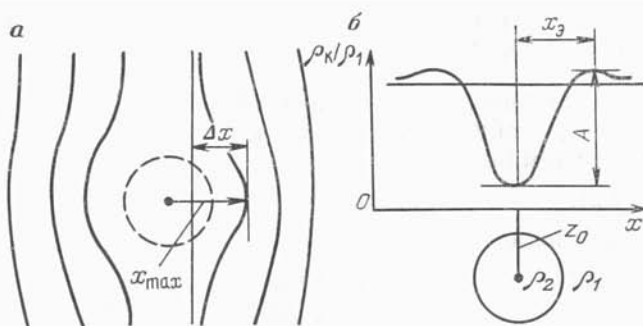


Рис. 79. План эквипотенциальных линий (а) и график кажущегося сопротивления (б) над проводящим шаром, залегающим в однородном полупространстве.

Пунктиром обозначен контур шара в плоскости наблюдений

Отсюда найдем напряженность поля, кажущееся сопротивление и кажущуюся полярность:

$$E_1 = -\frac{\partial U_1}{\partial x} = E_0 \left[1 + 2k_1^* a^3 \frac{z_0^2 - 2x^2}{(x^2 + z_0^2)^{5/2}} \right],$$

$$\frac{\rho_K}{\rho_1} = \frac{E_1}{E_0} = 1 + 2k_1^* a^3 \frac{z_0^2 - 2x^2}{(x^2 + z_0^2)^{5/2}}, \quad (49.13)$$

$$\eta_K = \frac{E_1 - E_1^0}{E_1} = \frac{2a^3 (k_1^* - k_1) f(x, z_0)}{1 + 2a^3 k_1^* f(x, z_0)}, \quad (49.14)$$

где E_1^0 и k_1 — напряженность поля и коэффициент для неполяризующихся сред; $f(x, z_0) = (z_0^2 - 2x^2)/(x^2 + z_0^2)^{5/2}$. На рис. 79 показаны эквипотенциальные линии и графики электропрофилирования над проводящим поляризующимся шаром. По изолиниям и графикам однозначно находится местоположение шара. Наряду с этим можно получить и количественную информацию, т. е. решить обратную задачу.

Обратная задача для шара, находящегося в однородном поле

Предположим, что на поверхности земли выполнены съемки изолиний потенциала и электропрофилирование симметричной установкой с большими разносами или установкой срединного градиента. Искомый объект в первом приближении аппрокси-

мируем шаром. Требуется найти глубину залегания и радиус шара по аномальному отклонению изолиний и кажущегося сопротивления.

Величину смещения изолиний (рис. 79, а) по направлению течения тока x найдем путем следующих рассуждений.

В нормальном поле

$$U = -E_0 x,$$

в аномальном поле

$$U = -E_0 x' = -E_0 (1 + 2k_1 a^3 / R^3) x.$$

Смещение изолинии вдоль оси x

$$\Delta x = x' - x = 2k_1 a^3 x / (x^2 + z_0^2)^{3/2}.$$

Максимальное смещение изолиний относительно эпицентра шара найдем из условия

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{x}{(x^2 + z_0^2)^{3/2}} \right] = \frac{z_0^2 - 2x^2}{(x^2 + z_0^2)^{5/2}} = 0.$$

Отсюда $x_{\max} = \pm z_0 / \sqrt{2}$,

$$\Delta x_{\max} = 2k_1 a^3 \frac{x_{\max}}{(x_{\max}^2 + 2x_{\max}^2)^{3/2}} = \frac{2k_1 a^3}{x_{\max}^2 \cdot 3\sqrt{3}}.$$

Следовательно,

$$z_0 = \sqrt{2} x_{\max}, \quad a \approx 2,6^3 \sqrt{\Delta x_{\max} x_{\max}^2 / k_1}. \quad (49.15)$$

Коэффициент k_1 можно оценить приближенно. Для проводящего шара $(\rho_2/\rho_1) \ll 1$ и $k_1 \approx 1$, для непроводящего $(\rho_1/\rho_2) \ll 1$ и $k \approx 1/2$.

Аналогичную картину эквипотенциальных линий можно получить в поле двух точечных электродов A и B , разнесенных на достаточно большое расстояние. Поэтому описанный прием интерпретации можно использовать при обработке результатов электропрофилирования установкой срединного градиента.

Далее рассмотрим кажущееся сопротивление (рис. 79, б). При электропрофилировании над неполяризующимся шаром, согласно (49.13),

$$\rho_k / \rho_1 = 1 + 2k_1 a^3 (z_0^2 - 2x^2) / (x^2 + z_0^2)^{5/2}.$$

Экстремальные значения кажущегося сопротивления найдем из условия

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{z_0^2 - 2x^2}{(x^2 + z_0^2)^{5/2}} \right] = \frac{3x(2x^2 - 3z_0^2)}{(x^2 + z_0^2)^{7/2}} = 0.$$

Отсюда

$$x_{э1} = 0, \quad x_{э2,3} = \pm \sqrt{3/2} z_0.$$

Главный экстремум при $x=0$

$$|\rho_{к \text{ min}}/\rho_1 - 1| = 2k_1 a^3/z_0^3.$$

Следовательно,

$$z_0 = x_э \sqrt{2/3}. \quad (49.16)$$

$$a \approx z_0^3 \sqrt{|\rho_{к \text{ min}} - \rho_1|/2k_1\rho_1}.$$

Решение задачи на этом можно считать законченным. Заметим только, что формулы (49.15) и (49.16) — оценочные, ибо аппроксимация реального объекта шаром в однородном электрическом поле без учета влияния земной поверхности и наносов дает лишь грубое приближение к действительности. Однако при корректной постановке обратной задачи можно получить вполне удовлетворительные результаты.

Шар в поле точечного источника

Более общей является задача о шаре в поле точечного источника. Ее аналитическое решение дано в предыдущем издании учебника (1982) и в книге М. С. Жданова (1986). Однако строгое решение получено для полного пространства. В модели полупространства учет влияния границы земля—воздух выполнен приближенно путем удвоения аномальной части потенциала. Приведем основные формулы без вывода (по А. И. Заборовскому, 1943, 1963):

$$U_1 \approx c_1 \left[\frac{1}{r} + 2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{k_n a^{2n+1}}{R^{n+1} d^{n+1}} P_n(\cos \theta) \right], \quad (49.17)$$

$$E_1 = c_1 \left\{ \frac{1}{r^2} + 2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{k_n a^{2n+1}}{d^{n+1} R^{n+2}} \frac{n+1}{r} \times \right. \\ \left. \times [R P_n(\cos \theta) - d P_{n+1}(\cos \theta)] \right\}, \quad (49.18)$$

$$\frac{\rho_{к1}}{\rho_1} = 1 + 2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{k_n a^{2n+1} r (n+1)}{d^{n+1} R^{n+2}} [R P_n(\cos \theta) - d P_{n+1}(\cos \theta)], \quad (49.19)$$

где $c_1 = I\rho_1/2\pi$.

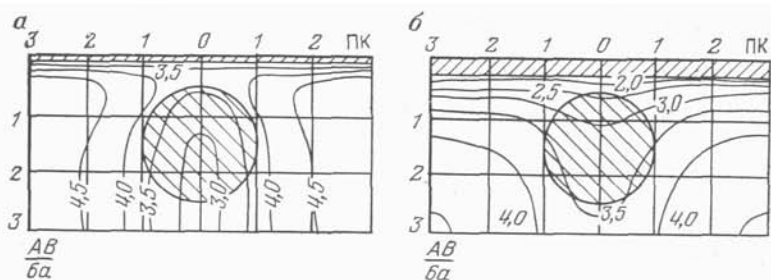


Рис. 80. Разрезы кажущихся сопротивлений для модели двухслойной среды с шаровым проводящим включением (по А. А. Редозубову).

a — мощность наносов $0.1 a$; b — $0.5 a$, где a — радиус шара

Все расстояния r , R , d показаны на рис. 78, б; $k_n = n(\rho_2 - \rho_1) / [(n+1)\rho_2 + n\rho_1]$, $P_n(\cos \theta)$ — полиномы Лежандра. В случае поляризующегося шара

$$k_n^* \approx n(\rho_2^* - \rho_1^* - \lambda \rho_1^* / a) / [(n+1)\rho_2^* + n(\rho_1^* - \lambda \rho_1^* / a)],$$

где λ — коэффициент поверхностной поляризации шара. Г. П. Саковцевым (1959) и А. А. Редозубовым (1972) выполнены исследования поля точечного источника в однородном полупространстве и двухслойной среде с шаровым включением. В первом случае алгоритмы получены на основе формул А. И. Заборовского, во втором было найдено строгое решение задачи методом зеркальных отображений. Результаты расчета показаны на рис. 80 в виде разрезов кажущихся сопротивлений. Как видно, влияние верхнего слоя наносов существенно сказывается на форме изолиний равных кажущихся сопротивлений (изоом). В последние годы разработаны алгоритмы численного моделирования электрического поля точечного источника в слоистой среде, содержащей несколько локальных включений (Н. Н. Серебренникова, 1986, 1988). Расчеты показали, что электрические аномалии над группой включений в двухслойной среде очень сильно отличаются от аномалии над одиночным шаром, залегающим в однородном полупространстве.

§ 50. ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ ЗАРЯЖЕННЫХ И ЕСТЕСТВЕННО ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПРОВОДНИКОВ

Поле заряженных проводников

В методе заряда изучают электрическое поле заряженного природного проводника (или группы проводников), к которому через скважину или иную горную выработку подведено пита-

ние от генератора тока. Таким проводником может быть рудная залежь, графитовые или антрацитовые жилы, увлажненная зона разлома или подсолонный водный поток. Заряженный проводник сам становится источником электрического поля, структура которого, выраженная, например, в виде совокупности эквипотенциальных поверхностей, отражает его форму, размеры и элементы залегания в пространстве. Целью исследования является оконтуривание искомого объекта в плане и уточнение его положения в пространстве, а также оценка количественных параметров: глубины залегания, продольных и поперечных размеров, объема и др.

Для количественных оценок заряженное тело аппроксимируют эквивалентным шаром, эллипсоидом, прямоугольной призмой или заряженной линией. Рассмотрим электрическое поле простейших моделей: шара и линейного горизонтального проводника.

Заряженный шар. Изомерную рудную залежь аппроксимируем шаром радиусом a . Предположим, что он залегает в однородной изотропной среде с удельным сопротивлением ρ_1 и заполнен проводящим материалом с удельным сопротивлением $\rho_2 \ll \rho_1$. К шару от внешнего генератора подведено питание и с него стекает ток I . Падением напряжения внутри шара пренебрежем и будем считать, что он заряжен равномерно, т. е. потенциал всех точек его поверхности одинаков. Такой проводник называют эквипотенциальным.

Начало координат поместим в центре шара, оси x и y расположим в горизонтальной плоскости, параллельной поверхности земли, а ось z направим по вертикали вверх (рис. 81, а). Глубину залегания центра шара обозначим через z_0 . Влияние земной поверхности учтем приближенно путем удвоения потенциала.

Электрический потенциал и его градиент вдоль главного профиля, проходящего через эпицентр шара вдоль оси x ,

$$U = I\rho_1/2\pi \sqrt{x^2 + z_0^2}, \quad (50.1)$$

$$\partial U/\partial x = -I\rho_1 x/2\pi (x^2 + z_0^2)^{3/2}. \quad (50.2)$$

Потенциал имеет максимум над эпицентром шара. При $x=0$

$$U_{\max} = I\rho_1/2\pi z_0.$$

Отсюда

$$z_0 = I\rho_1/2\pi U_{\max}, \quad \rho_1 = 2\pi z_0 U_{\max}/I.$$

Из последних уравнений можно однозначно определить продольную проводимость толщи пород, покрывающих шар до его диаметральной плоскости:

$$S_1 = z_0/\rho_1 = (2\pi U_{\max}/I)^{-1}.$$

Градиент потенциала имеет два боковых экстремума, ограничивающих аномальную зону слева и справа. Местоположение их найдем из уравнения

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} \left[\frac{x}{(x^2 + z_0^2)^{3/2}} \right] = \frac{z_0^2 - 2x^2}{(x^2 + z_0^2)^{5/2}} = 0.$$

Отсюда $x_3 = \pm z_0 \sqrt{2}$ и $z_0 = \sqrt{2} |x_3|$.

Для определения глубины залегания центра шара используют обычно способ касательных. С этой целью к максимуму и к правой нисходящей ветви графика потенциала проводят касательные. Из точки их пересечения опускают перпендикуляр на горизонтальную прямую — уровень нормального поля (см. рис. 81, а). Расстояние между основанием перпендикуляра и точкой пересечения ниспадающей касательной с линией нормального поля обозначают m . Поскольку

$$U_{\max}/m = \operatorname{tg} \alpha = |\partial U/\partial x|_{x=x_3},$$

то

$$m = \frac{U_{\max}}{|\partial U/\partial x|_{x=x_3}} = \frac{(z_0^2/2 + z_0)^{3/2}}{z_0^2} = \left(\frac{3}{2}\right)^{3/2} z_0, \quad z_0 \approx 0,47m. \quad (50.3)$$

Для этой же цели используют среднюю часть графика градиента потенциала (П. Ф. Родионов, 1971).

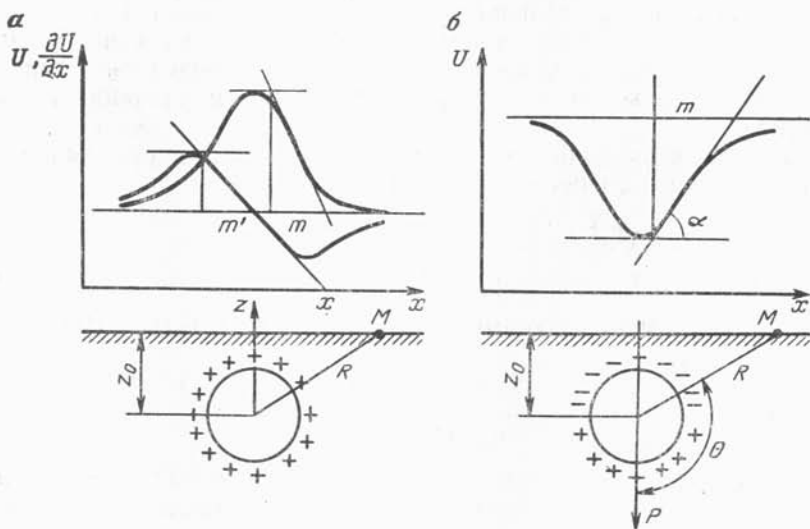


Рис. 81. Графики потенциала и градиента потенциала над заряженным (а) и естественно поляризованным (б) шарами

При $x \rightarrow 0$

$$-\partial U / \partial x \approx I \rho_1 x / 2\pi z_0^3 = kx,$$

где

$$k = \operatorname{tg} \alpha = |\partial U / \partial x|_{\max} / m' = I \rho_1 / 2\pi z_0^3.$$

Отсюда по графику градиента потенциала найдем

$$m' = |\partial U / \partial x|_{\max} / k = 2\pi z_0^3 / 3 \sqrt{3} \pi z_0^3 = \frac{2}{3 \sqrt{3}} z_0, \quad z_0 \approx 2,6 m'. \quad (50.4)$$

В случае асимметричного графика аналогичные построения делают по обоим экстремумам и находят среднее значение параметра m' .

Линейный эквипотенциальный проводник. Сильно вытянутую по простиранию жилу, питание к которой подведено в верхней ее части, можно аппроксимировать заряженной линией. Рассмотрим такой линейный горизонтальный проводник длиной l , залегающий в однородной среде с удельным сопротивлением ρ_1 . Глубину залегания обозначим z_0 . Предположим, что питание подведено к одному из его концов (точка зарядки), и ток стекает равномерно со всех точек проводника, т. е. потенциал каждой его точки одинаков. Такой заряженный проводник называют эквипотенциальным.

Начало координат поместим в точку зарядки, ось x направим вдоль линии, а ось z — по вертикали вверх. Разобьем проводник на элементарные отрезки $d\xi$, с которых стекает ток $dI = I d\xi / l$. Каждый такой отрезок создает в точке $M(x, y, z_0)$, расположенной на поверхности земли, элементарный потенциал

$$dU = \frac{dI \rho_1}{2\pi} \frac{1}{R} = \frac{I \rho_1}{2\pi l} \frac{d\xi}{\sqrt{(x - \xi)^2 + y^2 + z_0^2}}.$$

Полный потенциал найдем в виде интеграла

$$U = \frac{I \rho_1}{2\pi l} \int_0^l \frac{d\xi}{\sqrt{(x - \xi)^2 + y^2 + z_0^2}} = \frac{I \rho_1}{2\pi l} \times \\ \times \ln \frac{x - l + \sqrt{(x - l)^2 + y^2 + z_0^2}}{x + \sqrt{x^2 + y^2 + z_0^2}}. \quad (50.5)$$

График потенциала вдоль простирания линейного эквипотенциального проводника имеет симметричную форму относительно его середины (рис. 82, а). Концы проводника можно

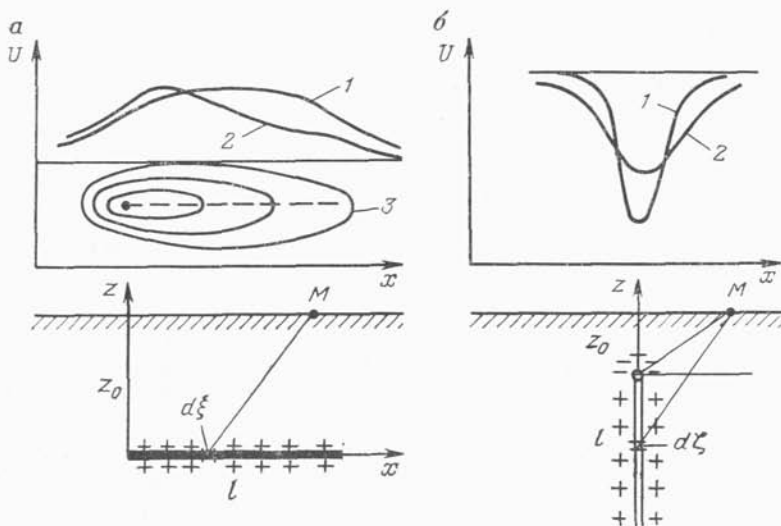


Рис. 82. Графики потенциала над заряженным линейным проводником (а) и естественно поляризованной столбообразной залежью (б): 1 — для эквипотенциального проводника; 2 — неэквипотенциального; 3 — изолинии потенциала над заряженным линейным неэквипотенциальным проводником

найти по точкам перегиба графика или экстремумам градиента потенциала.

Линейный неэквипотенциальный проводник. Рассмотрим теперь более общий случай, когда линейный проводник длиной l имеет конечное продольное сопротивление и вдоль него падает напряжение. Потенциал точек его поверхности уменьшается с удалением от точки зарядки вследствие большой утечки тока в начале проводника в окрестности точки заряда. Такой заряженный проводник называют неэквипотенциальным. Электрическое поле линейного неэквипотенциального проводника найдем способом расчета, предложенным В. Р. Бурсианом (1972).

Обозначим продольное сопротивление единицы длины проводника r_l , сопротивление стеканию тока с единицы длины r_n , ток и потенциал в точке зарядки ($x=0$) соответственно I_0 и u_0 , а в любой точке его поверхности с текущей координатой ξ через I и u . При протекании тока по проводнику на каждом его элементе $d\xi$ происходит падение потенциала

$$-du = Ir_l d\xi$$

и утечка тока во вмещающую среду

$$-dI = (u/r_n) d\xi.$$

Дифференцируя первое выражение по ξ и подставляя вместо $dI/d\xi$ значение этой производной из второго выражения, полу-

чим обыкновенное дифференциальное уравнение второго порядка

$$d^2u/d\xi^2 = (r_l/r_n) u,$$

решение которого имеет вид

$$u(\xi) = c_1 e^{-\sqrt{\frac{r_l}{r_n}} \xi} + c_2 e^{\sqrt{\frac{r_l}{r_n}} \xi}.$$

Зная потенциал, найдем ток I , стекающий с каждой точки линейного неэквипотенциального проводника:

$$\begin{aligned} I &= -\frac{1}{r_l} \frac{du}{d\xi} = \frac{1}{\sqrt{r_l r_n}} \left(c_1 e^{-\sqrt{\frac{r_l}{r_n}} \xi} - c_2 e^{\sqrt{\frac{r_l}{r_n}} \xi} \right) = \\ &= \frac{1}{r_m} (c_1 e^{-\lambda \xi} - c_2 e^{\lambda \xi}), \end{aligned}$$

где $r_m = \sqrt{r_l r_n}$ — среднее геометрическое сопротивление проводника; $\lambda = \sqrt{r_l/r_n}$ — коэффициент контрастности (анизотропии) проводника.

Постоянные c_1 и c_2 определим из условия: при $\xi=0$ $I=I_0$, а при $\xi=l$ $I=0$. Составив два уравнения и решив их, найдем

$$\begin{aligned} c_1 &= I_0 r_m e^{\lambda l} / (e^{-\lambda l} - e^{\lambda l}), \\ c_2 &= I_0 r_m e^{-\lambda l} / (e^{-\lambda l} - e^{\lambda l}). \end{aligned}$$

Отсюда

$$\begin{aligned} u(\xi) &= -I_0 r_m \frac{e^{\lambda(l-\xi)} + e^{-\lambda(l-\xi)}}{e^{\lambda l} - e^{-\lambda l}}, \\ dI &= -\frac{u}{r_n} d\xi = I_0 \lambda \frac{e^{\lambda(l-\xi)} + e^{-\lambda(l-\xi)}}{e^{\lambda l} - e^{-\lambda l}} d\xi = \\ &= \frac{I_0 \lambda}{2l \operatorname{sh} \lambda} [e^{\lambda(l-\xi)} + e^{-\lambda(l-\xi)}] d\xi. \end{aligned}$$

Элементарный потенциал от каждого отрезка проводника длиной $d\xi$, создаваемый в точке $M(x, y, z_0)$, находящейся на поверхности земли, можно записать в виде

$$\begin{aligned} dU &= \frac{dI \rho_1}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{(x-\xi)^2 + y^2 + z_0^2}} = \frac{I_0 \rho_1 \lambda}{2\pi 2l \operatorname{sh} \lambda} \times \\ &\times \frac{e^{\lambda(l-\xi)} + e^{-\lambda(l-\xi)}}{\sqrt{(x-\xi)^2 + y^2 + z_0^2}} d\xi. \end{aligned} \quad (50.6)$$

Искомый потенциал от линейного неэквипотенциального провод-

ника получим после интегрирования всех dU в интервале от 0 до l :

$$U(M) = \frac{l \rho_1 \lambda l}{2\pi 2l \operatorname{sh} \lambda l} \int_0^l \frac{e^{\lambda(l-\xi)} + e^{-\lambda(l-\xi)}}{\sqrt{(x-\xi)^2 + y^2 + z_0^2}} d\xi. \quad (50.7)$$

На рис. 82, *a* показаны графики потенциала, рассчитанные по формулам (50.5) и (50.7), а также план изолиний потенциала для неэквипотенциального проводника. По графику и плану изолиний можно однозначно определить простираание объекта, однако его линейные размеры найти не удастся, поскольку удаленный от точки зарядки конец проводника практически не проявляется в аномальное поле. Поэтому на практике при изучении неэквипотенциального проводника точку заряда перемещают в другой его конец и наблюдения повторяют.

Поле естественно поляризованных проводников

Естественное электрическое поле возникает в окрестности сульфидных залежей, пластов графита, антрацита и других природных проводников, находящихся в ионной среде (см. § 7). Они поляризуются самопроизвольно под действием природных факторов. Форма, размеры и элементы залегания проводников могут быть различными. Поэтому для изучения пространственного распределения потенциала модель среды идеализируют и рассматривают проводники в форме шара, цилиндра, пластины, столба и других тел правильной геометрической формы с осью поляризации, направленной по вертикали вниз. В этих эквивалентных схемах отрицательный полюс залежи (знак относится к вмещающей среде) сосредоточивается в верхней ее части. Влияние земной поверхности учитывается приближенно путем удвоения потенциала. Рассмотрим две типичные модели: шара и столбообразной залежи.

Равномерно поляризованный шар. Изомерную рудную залежь аппроксимируем шаром радиусом a . Пусть он залегает в однородной изотропной и безграничной среде с удельным сопротивлением ρ_1 и заполнен материалом с удельным сопротивлением $\rho_2 \ll \rho_1$. Под действием природных факторов его верхняя часть заряжается отрицательно, а нижняя — положительно (см. рис. 81, *b*). Причем внутри шара произойдет обратное перераспределение зарядов, поэтому ось поляризации P направим по вертикали вниз (случай вертикальной поляризации). В данной ситуации выберем сферическую систему координат R, θ, φ , начало которой поместим в центре шара, и главную ось расположим вдоль оси P . Будем полагать, что шар равномерно поля-

ризован, т. е. скачок потенциала ΔU на его поверхности изменяется в зависимости от глубины по линейному закону

$$\Delta U = \Delta U_0 \cos \theta, \quad (50.8)$$

где ΔU_0 — максимальный скачок, по абсолютной величине равный разности потенциалов U_1 и U_2 на границе шара вдоль оси P .

Найдем потенциалы U_1 и U_2 во внешней и внутренней частях среды соответственно. В силу очевидной осевой симметрии они будут зависеть только от переменных R и θ .

При выборе общих выражений для потенциальных функций будем исходить из того, что аномальное электрическое поле во внешней среде эквивалентно полю диполя, а внутри шара оно однородно, т. е. ток течет сверху вниз. Поэтому исходные выражения имеют вид

$$U_1(R, \theta) = A \cos \theta / R^2, \quad (50.9)$$

$$U_2(R, \theta) = BR \cos \theta, \quad (50.10)$$

где A и B — неизвестные коэффициенты.

На поверхности шара при $R = a$ обе функции должны удовлетворять граничным условиям

$$U_1 - U_2 = \Delta U_0 \cos \theta, \quad \frac{1}{\rho_1} \frac{\partial U_1}{\partial R} = \frac{1}{\rho_2} \frac{\partial U_2}{\partial R}. \quad (50.11)$$

Запишем эти условия для потенциалов (50.9) и (50.10) при $R = a$:

$$A \cos \theta / a^2 - Ba \cos \theta = \Delta U_0 \cos \theta,$$

$$-2A \cos \theta / (a^3 \rho_1) = B \cos \theta / \rho_2.$$

Решив эту систему, найдем коэффициенты A и B :

$$A = \frac{\rho_1}{\rho_1 + 2\rho_2} a^2 \Delta U_0, \quad B = -\frac{2\rho_2}{\rho_1 + 2\rho_2} a^{-1} \Delta U_0. \quad (50.12)$$

Далее, подставим значения коэффициентов в (50.9) и (50.10) и получим окончательные формулы для потенциалов во внешней и внутренней средах

$$U_1(R, \theta) = \frac{\rho_1}{\rho_1 + 2\rho_2} a^2 \Delta U_0 \frac{\cos \theta}{R^2} = A \frac{\cos \theta}{R^2}, \quad (50.13)$$

$$U_2(R, \theta) = -\frac{2\rho_2}{\rho_1 + 2\rho_2} \frac{R}{a} \cos \theta. \quad (50.14)$$

Рассмотрим внешнее поле вертикально поляризованного шара для случая горизонтальной поверхности раздела земля — воздух. Пусть она проходит через точку наблюдения. Ее влияние учтем приближенно путем удвоения потенциала. Следова-

тельно, на поверхности полупространства потенциал будет иметь вид

$$U = 2A \frac{\cos \theta}{R^2} = M \frac{\cos \theta}{R^2}, \quad (50.15)$$

где $M = 2A = 2\Delta U_0 a^2 \rho_1 / (\rho_1 + 2\rho_2)$ — дипольный момент равномерно поляризованного шара.

Для удобства расчетов перейдем к прямоугольной системе координат с началом отсчета в эпицентре шара, осью z , направленной по вертикали вниз, и осью x , проходящей вдоль главного профиля через эпицентр. Глубину залегания центра шара обозначим z_0 (см. рис. 81, б). В таком случае

$$\begin{aligned} R &= \sqrt{x^2 + z_0^2}, \quad \cos \theta = -z_0/R = -z_0/\sqrt{x^2 + z_0^2}, \\ U &= -Mz_0/(x^2 + z_0^2)^{3/2}. \end{aligned} \quad (50.16)$$

График потенциала, рассчитанный по (50.16), показан на рис. 81, б. Потенциал имеет минимум над эпицентром шара и при $x \gg z_0$ стремится к нулю как x^{-3} .

Обратную задачу — определение глубины залегания центра шара — решают несколькими способами.

1. По ширине хорды q (в м), соединяющей точки перегиба графика на уровне среднего значения аномального потенциала:

$$z_0 \approx 0,65q. \quad (50.17)$$

2. По ширине хорды q' (в м), соединяющей точки перегиба на графике аномального потенциала:

$$z_0 \approx q'. \quad (50.18)$$

3. По угловому коэффициенту касательной, проведенной к нисходящей или восходящей ветви графика потенциала через точку перегиба ($x = q'/2$). При этом обычно используют параметр m :

$$z_0 \approx 0,86m. \quad (50.19)$$

4. Методом подбора или на основе аналитического продолжения потенциала в нижнее полупространство с помощью регуляризирующих алгоритмов.

Поляризованная столбообразная залежь. Столбообразная залежь аппроксимируется вертикальной линией, верхний конец которой имеет отрицательный заряд, а вся остальная часть — положительный. Для общности задачи рассмотрим вертикальный неэквипотенциальный проводник длиной l .

Пусть он залегает в среде с удельным сопротивлением ρ_1 . Начало прямоугольной системы координат поместим в верхнем его конце, ось x направим по горизонтали, а ось z — по вертикали вверх. Глубину залегания его верхней кромки обозначим

z_0 . В таком случае потенциал в точке $M(x, y, z_0)$, находящейся на поверхности земли, можно найти в виде двух слагаемых — потенциалов вертикального положительно заряженного проводника и точечного отрицательного электрода:

$$U(M) = \int_0^l dU_+ - \frac{I_0 \rho_1}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{x^2 + y^2 + z_0^2}},$$

где

$$dU_+ = \frac{dI_0 \rho_1}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{x^2 + y^2 + (z_0 - \zeta)^2}};$$

ζ — текущая координата вдоль отрицательной оси z . Согласно (50.6),

$$dU_+ = \frac{I_0 \rho_1 \lambda l}{2\pi 2l \operatorname{sh} \lambda l} \frac{e^{\lambda(l-\zeta)} + e^{-\lambda(l-\zeta)}}{\sqrt{x^2 + y^2 + (z_0 - \zeta)^2}} d\zeta.$$

Отсюда

$$U_+(M) = \frac{I_0 \rho_1 \lambda l}{2\pi 2l \operatorname{sh} \lambda l} \int_0^l \frac{e^{\lambda(l-\zeta)} + e^{-\lambda(l-\zeta)}}{\sqrt{x^2 + y^2 + (z_0 - \zeta)^2}} d\zeta. \quad (50.20)$$

Полный потенциал запишем в виде суммы:

$$U(M) = \frac{I_0 \rho_1}{2\pi} \left[\frac{\lambda l}{2l \operatorname{sh} \lambda l} \int_0^l \frac{e^{\lambda(l-\zeta)} + e^{-\lambda(l-\zeta)}}{\sqrt{x^2 + y^2 + (z_0 - \zeta)^2}} d\zeta - \frac{1}{\sqrt{x^2 + y^2 + z_0^2}} \right]. \quad (50.21)$$

На рис. 82, б показаны графики потенциала над заряженной эквипотенциальной и неэквипотенциальной столбообразными залежами. В случае, когда $\lambda = \sqrt{r_l/r_n} < 0,01$

$$\operatorname{sh} \lambda l \approx \lambda l \text{ и } U_+(M) \approx \frac{I_0 \rho_1}{2\pi} \int_0^l \frac{d\zeta}{\sqrt{x^2 + y^2 + (z_0 - \zeta)^2}},$$

т. е. положительный заряд равномерно распределяется вдоль всей залежи, и ее можно считать эквипотенциальным проводником. При $\lambda \geq 0,1$ положительный заряд сосредоточивается в верхней части, и аномальное поле от столбообразной залежи становится эквивалентным полю диполя или шара.

§ 51. ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Существенной особенностью переменного электромагнитного поля, возбужденного в земле, является наличие индуктивной составляющей, или вторичного поля, которое возникает в земных слоях и рудных телах под воздействием магнитной индукции. Вторичное поле складывается с первичным и на поверхности земли или в скважине мы наблюдаем обычно суммарный эффект, отражающий сложную картину взаимодействия двух полей с объектом исследования — геологической средой. Отсюда вытекает необходимость обратиться к уравнениям Максвелла, позволяющим однозначно определить элементы электромагнитного поля в каждой точке заданной модели среды и для любого момента времени t . Запишем уравнения Максвелла в дифференциальной форме:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{H} &= \vec{j} + \partial \vec{D} / \partial t + \vec{j}^{\text{ст}}, \\ \operatorname{rot} \vec{E} &= -\partial \vec{B} / \partial t, \\ \operatorname{div} \vec{B} &= 0, \\ \operatorname{div} \vec{D} &= \delta + \delta^{\text{ст}}, \end{aligned} \quad (51.1)$$

где \vec{E} и \vec{H} — векторы напряженности соответственно электрического и магнитного поля; \vec{D} и \vec{B} — векторы электрической и магнитной индукции; \vec{j} — вектор плотности тока проводимости; $\vec{j}^{\text{ст}}$ — вектор плотности стороннего тока; δ и $\delta^{\text{ст}}$ — плотность объемно распределенных зарядов. Единицы вышеуказанных величин в СИ: $[E]=1$ В/м; $[H]=1$ А/м; $[D]=1$ Кл/м²; $[B]=1$ Вб/м²=1 Тл; $[j]=1$ А/м²; $[\partial D/\partial t]=1$ Кл·м⁻²·с⁻¹=1 А/м²; $[\delta]=1$ Кл/м³.

Уравнения Максвелла следует дополнить соотношениями, устанавливающими связь между векторами поля в материальной среде:

$$\vec{j} = \sigma \vec{E}, \quad \vec{D} = \epsilon \vec{E}, \quad \vec{B} = \mu \vec{H}, \quad (51.2)$$

где σ , ϵ и μ — соответственно удельная электропроводность, диэлектрическая и магнитная проницаемости. В анизотропной среде они являются тензорами второго ранга. В вакууме $\sigma=0$, $\epsilon=\epsilon_0=10^{-9}/36\pi$ Ф/м, $\mu=\mu_0=4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м. При расчетах полагают, что электромагнитные свойства среды не зависят от напряженности поля, частоты и времени наблюдения. Такую идеализированную модель среды называют линейной и недиспергирующей. Она удобна для численного анализа, однако далеко не адекватна реальной геологической среде, в которой происходят, как правило, нелинейные процессы.

Векторы поля рассматриваются как функции координат точки наблюдения (x, y, z) и времени t . Исключение составляет $\vec{j}^{\text{ст}}$, координаты которого обычно совпадают с координатами возбуждителя поля (x_0, y_0, z_0) .

Сторонние токи возбуждают магнитное поле, но сами они не связаны непосредственно с вектором напряженности электрического поля. Поэтому в интересах симметрии уравнений пока исключим их из рассмотрения, т. е. положим $\vec{j}^{\text{ст}}=0$. В дальнейшем при решении прямых задач сторонние токи будем учитывать с помощью отдельного слагаемого.

Плотность объемно распределенных зарядов δ и $\delta^{\text{ст}}$ в сплошной проводящей среде (σ , ϵ , μ) при наличии переменных токов быстро релаксирует до нуля. Поэтому положим $\delta=0$ и $\delta^{\text{ст}}=0$.

Напомним физический смысл каждого из приведенных выше уравнений. Первое уравнение Максвелла представляет собой дифференциальное выражение закона полного тока. Оно указывает на связь вихревого магнитного поля с токами проводимости и смещения. Причем токи проводимости — это движение зарядов, а токи смещения — скорость изменения поля \vec{D} , однако оба эти процесса порождают магнитное поле \vec{H} . Направление вихря \vec{H} совпадает с направлением суммарного тока.

Второе уравнение есть не что иное, как дифференциальное выражение закона электромагнитной индукции, согласно которому всякое изменение магнитной индукции возбуждает в проводящей среде вихревое электрическое поле \vec{E} . Направление вихря \vec{E} таково, что возникший индукционный ток и связанное с ним вторичное магнитное поле противодействуют изменению магнитной индукции, на что указывает знак «минус».

Третье и четвертое уравнения выражают непрерывность (замкнутость, соленоидальность) магнитных и электрических силовых линий в отсутствие сторонних зарядов.

Согласно второму уравнению, изменение магнитного поля порождает вихревое электрическое поле, которое, в свою очередь, согласно первому уравнению, стимулирует возникновение

магнитного поля. Оба поля, возникши в среде, непрерывно питают и поддерживают друг друга, что обуславливает глубокое проникновение вихревых токов в земные слои.

Далее преобразуем систему (51.1). Подставим в нее уравнения связи (51.2) и, принимая $\vec{j}^{ext}=0$, $\delta=0$, $\delta^{ext}=0$, запишем ее в виде

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{H} &= \sigma \vec{E} + \varepsilon \partial \vec{E} / \partial t, \\ \operatorname{rot} \vec{E} &= -\mu \partial \vec{H} / \partial t, \\ \operatorname{div} \vec{H} &= 0, \\ \operatorname{div} \vec{E} &= 0. \end{aligned} \quad (51.3)$$

Для составления общих дифференциальных уравнений возьмем ротор от левой и правой частей первого уравнения (51.3):

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{H} = \sigma \operatorname{rot} \vec{E} + \varepsilon \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{rot} \vec{E}.$$

Из векторного анализа известно, что

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{H} = \operatorname{grad} \operatorname{div} \vec{H} - \Delta \vec{H},$$

где Δ — оператор Лапласа, или лапласиан. Учитывая, что $\operatorname{div} \vec{H}=0$, и заменяя $\operatorname{rot} \vec{E}$ его значением из правой части второго уравнения, получим

$$\Delta \vec{H} = \sigma \mu \partial \vec{H} / \partial t + \varepsilon \mu \partial^2 \vec{H} / \partial t^2. \quad (51.4)$$

Если за исходное принять второе уравнение системы (51.3), то после аналогичных преобразований будем иметь

$$\Delta \vec{E} = \sigma \mu \partial \vec{E} / \partial t + \varepsilon \mu \partial^2 \vec{E} / \partial t^2. \quad (51.5)$$

Оба уравнения (51.4) и (51.5), которым удовлетворяют векторы \vec{H} и \vec{E} в любой точке заданной среды (σ , ε , μ), называют **телеграфными уравнениями**.

Интересно заметить, что при быстро изменяющемся поле в плохо проводящей среде ($\sigma \rightarrow 0$) второй член правой части написанных уравнений будет явно превалировать над первым. В этом случае телеграфные уравнения преобразуются в волновые

$$\Delta \vec{H} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2}, \quad \Delta \vec{E} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}, \quad (51.6)$$

где $v = (\varepsilon \mu)^{-1/2}$ — скорость распространения электромагнитных волн. Пренебрежение токами проводимости в условиях высоко-

частотного электромагнитного взаимодействия называют **волновым приближением**.

Наоборот, в случае медленно изменяющегося поля в проводящей среде ($\sigma \rightarrow \infty$) первый член будет значительно весомее второго, и телеграфные уравнения преобразуются в **уравнения теплопроводности или диффузии**

$$\Delta \vec{H} = \frac{1}{a^2} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \quad \Delta \vec{E} = \frac{1}{a^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad (51.7)$$

где $a = (\sigma\mu)^{-1/2}$ — параметр токопроводности (по С. М. Шейнманну), или токопроводность ($[a] = 1 \text{ м/с}^{1/2}$). Пренебрежение токами смещения в условиях низкочастотного электромагнитного взаимодействия называют **квазистационарным приближением**.

Следовательно, в хорошо проводящей безграничной среде электромагнитное возмущение распространяется не по волновому закону, а по закону диффузии, подобно теплу от нагретого источника. В реальной неоднородной среде, содержащей и проводящие, и непроводящие слои, будут, очевидно, наблюдаться оба явления — волновое и диффузное распространение поля. Однако для упрощения расчетов в теории электроразведки прибегают либо к одному, либо к другому, чаще — к квазистационарному приближению.

Решение дифференциальных уравнений (51.3) — (51.7) иногда упрощается, если ввести вспомогательные функции — векторный и скалярный потенциалы электромагнитного поля. В зависимости от типа возбуждения их определяют двумя путями.

1. В случае гальванического возбуждения, например с помощью заземленного кабеля, в земле будет наводиться вихревое магнитное поле, для которого, согласно третьему уравнению системы (51.3), $\text{div } \vec{H} = 0$. Отсюда можно записать

$$\vec{H} = \text{rot } \vec{A}, \quad (51.8)$$

ибо дивергенция всякого ротора, характеризующего непрерывный поток какого-то вектора, равна нулю. Определенная таким образом функция \vec{A} получила название **электрического вектор-потенциала**.

Подставим новое выражение для \vec{H} во второе уравнение системы (51.3):

$$\text{rot } \vec{E} = -\mu \frac{\partial}{\partial t} \text{rot } \vec{A}$$

или

$$\text{rot } (\vec{E} + \mu \partial \vec{A} / \partial t) = 0.$$

Это соотношение показывает, что в данной ситуации поле не имеет вихрей тока, поэтому его можно описать с помощью градиента какого-то скаляра:

$$\vec{E} + \mu \partial \vec{A} / \partial t = -\text{grad } U$$

или

$$\vec{E} = -\mu \partial \vec{A} / \partial t - \text{grad } U. \quad (51.9)$$

Введенная таким образом функция U получила название **скалярного электрического потенциала**.

Преобразуем теперь первое уравнение системы (51.3) с учетом новых выражений (51.8) и (51.9):

$$\begin{aligned} \text{rot rot } \vec{A} &= \sigma \left(-\mu \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \text{grad } U \right) + \\ &+ \varepsilon \frac{\partial}{\partial t} \left(-\mu \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \text{grad } U \right), \\ \text{grad div } \vec{A} - \Delta \vec{A} &= -\sigma \mu \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} - \\ &- \text{grad} \left(\sigma U + \varepsilon \frac{\partial U}{\partial t} \right). \end{aligned}$$

Наложим дополнительное условие калибровки, а именно: соберем все члены с градиентом и приравняем их нулю:

$$\text{grad} \left(\text{div } \vec{A} + \sigma U + \varepsilon \partial U / \partial t \right) = 0$$

или

$$\text{div } \vec{A} = -\sigma U - \varepsilon \partial U / \partial t. \quad (51.10)$$

Тогда получим новое телеграфное уравнение для вектор-потенциала \vec{A}

$$\Delta \vec{A} = \sigma \mu \partial \vec{A} / \partial t + \varepsilon \mu \partial^2 \vec{A} / \partial t^2. \quad (51.11)$$

Аналогичное уравнение для скалярного потенциала найдем следующим образом. Возьмем дивергенцию от левой и правой частей выражения (51.9):

$$\text{div } \vec{E} = -\mu \frac{\partial}{\partial t} \text{div } \vec{A} - \text{div grad } U = 0.$$

Поскольку $\text{div grad } U = \Delta U$, а $\text{div } \vec{A}$ связана со скалярным потенциалом соотношением (51.10), будем иметь

$$\Delta U + \sigma \mu \partial U / \partial t + \varepsilon \mu \partial^2 U / \partial t^2. \quad (51.12)$$

В квазистационарном приближении система основных уравне-

ний для векторного и скалярного потенциалов запишется в виде

$$\begin{aligned}\Delta \vec{A} &= \sigma \mu \partial \vec{A} / \partial t, \\ \vec{H} &= \text{rot } \vec{A}, \\ \Delta U &= \sigma \mu \partial U / \partial t, \\ \vec{E} &= -\mu \partial \vec{A} / \partial t - \text{grad } U, \\ U &= -\frac{1}{\sigma} \text{div } \vec{A}.\end{aligned}\quad (51.13)$$

2. В случае индуктивного возбуждения поля с помощью незаземленной петли или рамки в земле будет наводиться вихревое электрическое поле, для которого $\text{div } \vec{E} = 0$. Следовательно, можно положить

$$\vec{E} = \text{rot } \vec{A}^*, \quad (51.14)$$

где \vec{A}^* — магнитный вектор-потенциал.

Подставив (51.14) в первое уравнение системы (51.3) и выполнив необходимые преобразования, найдем

$$\text{rot } \vec{H} = \sigma \text{rot } \vec{A}^* + \varepsilon \frac{\partial}{\partial t} \text{rot } \vec{A}^*.$$

Отсюда

$$\begin{aligned}\text{rot} (\vec{H} - \sigma \vec{A}^* - \varepsilon \partial \vec{A}^* / \partial t) &= 0, \\ \vec{H} - \sigma \vec{A}^* - \varepsilon \partial \vec{A}^* / \partial t &= -\text{grad } U^*, \\ \vec{H} &= \sigma \vec{A}^* + \varepsilon \partial \vec{A}^* / \partial t - \text{grad } U^*.\end{aligned}\quad (51.15)$$

Введенная таким образом скалярная функция U^* получила название **магнитного скалярного потенциала**.

После преобразований, аналогичных тем, что были выполнены в случае гальванического возбуждения, получим систему уравнений, выражающих связь компонент электромагнитного поля \vec{E} и \vec{H} с векторным электрическим и скалярным магнитным потенциалами.

§ 52. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ УРАВНЕНИЙ МАКСВЕЛЛА ДЛЯ ГАРМОНИЧЕСКИ ИЗМЕНЯЮЩЕГОСЯ ПОЛЯ

Рассмотрим переменное электромагнитное поле, компоненты которого изменяются по гармоническому закону

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{-i\omega t}, \quad \vec{H} = \vec{H}_0 e^{-i\omega t},$$

а их производные по времени имеют вид

$$\partial \vec{E} / \partial t = -i\omega \vec{E}_0 e^{-i\omega t}, \quad \partial \vec{H} / \partial t = -i\omega \vec{H}_0 e^{-i\omega t}.$$

Здесь \vec{E}_0 и \vec{H}_0 — так называемые комплексные амплитуды; $\omega = 2\pi f = 2\pi/T$ — круговая частота, f — частота в Гц, T — период колебаний в с. В скалярной форме $E_0 \sim |E| e^{i\varphi_E}$, $H_0 \sim |H| e^{i\varphi_H}$, где $|E|$ и $|H|$ — амплитуды; φ_E и φ_H — начальные фазы измеряемых сигналов.

Если подставить новые выражения векторов и их производных в систему (51.3), что равносильно преобразованию Фурье, то получим уравнения Максвелла для гармонически изменяющегося поля. Предварительно заметим, что временной множитель $e^{-i\omega t}$ можно везде вынести за операторы rot и div и сократить. После несложных преобразований будем иметь

$$\text{rot } \vec{H}_0 = -i\omega \varepsilon (1 + i\sigma/\omega\varepsilon) \vec{E}_0,$$

$$\text{rot } \vec{E}_0 = i\omega\mu \vec{H}_0,$$

$$\text{div } \vec{H}_0 = 0, \quad \text{div } \vec{E}_0 = 0.$$

Обозначив $\varepsilon' = \varepsilon(1 + i\sigma/\omega\varepsilon)$ и опустив индекс «нуль», получим систему симметричных для \vec{E} и \vec{H} уравнений

$$\text{rot } \vec{H} = -i\omega\varepsilon' \vec{E},$$

$$\text{rot } \vec{E} = i\omega\mu \vec{H},$$

$$\text{div } \vec{H} = 0, \quad \text{div } \vec{E} = 0. \quad (52.1)$$

Величину $\varepsilon' = \varepsilon(1 + i\sigma/\omega\varepsilon)$ называют **комплексной диэлектрической проницаемостью**. При $(\sigma/\omega\varepsilon) \ll 1$ она становится вещественной величиной ($\varepsilon' = \varepsilon$). В дальнейшем будем помнить, что векторы \vec{E} и \vec{H} в системе (52.1) — суть комплексные амплитуды.

Составим дифференциальные уравнения для \vec{E} и \vec{H} . С этой

целью воздействуем оператором rot на левую и правую части первого уравнения:

$$\text{rot rot } \vec{H} = -i\omega\epsilon' \text{rot } E'.$$

Развернем это выражение:

$$\text{grad div } \vec{H} - \Delta \vec{H} = -i\omega\epsilon' (i\omega\mu \vec{H}) = \omega^2\epsilon'\mu \vec{H}.$$

Поскольку $\text{div } \vec{H} = 0$, получим

$$\Delta \vec{H} = -\omega^2\epsilon'\mu \vec{H}. \quad (52.2)$$

Сделав аналогичные преобразования второго уравнения, будем иметь

$$\Delta \vec{E} = -\omega^2\epsilon'\mu \vec{E}. \quad (52.3)$$

Дифференциальные уравнения типа (52.2) и (52.3) называются **уравнениями Гельмгольца**. Обозначив $k^2 = -\omega^2\epsilon'\mu$ и пользуясь (52.1), запишем найденные уравнения в рабочем виде

$$\Delta \vec{H} = k^2 \vec{H}, \quad \vec{E} = (-i\omega\epsilon')^{-1} \text{rot } \vec{H}, \quad (52.4)$$

$$\Delta \vec{E} = k^2 \vec{E}, \quad \vec{H} = (i\omega\mu)^{-1} \text{rot } \vec{E}. \quad (52.5)$$

Чтобы найти оба вектора \vec{H} и \vec{E} , достаточно решить одно из уравнений Гельмгольца.

В ряде задач, как было замечено ранее, целесообразно воспользоваться векторным и скалярным потенциалами. Найдем соответствующие уравнения для комплексного вектора \vec{A} и комплексного скаляра U .

Пусть в среде возбуждено магнитное поле \vec{H} и $\text{div } \vec{H} = 0$. Тогда

$$\vec{H} = \text{rot } \vec{A}. \quad (52.6)$$

Электрическое поле выразим через вектор-потенциал \vec{A} с помощью второго уравнения (52.1) и (52.6):

$$\text{rot } \vec{E} = i\omega\mu \text{rot } \vec{A},$$

или

$$\text{rot} (\vec{E} - i\omega\mu \vec{A}) = 0.$$

Отсюда

$$\vec{E} = i\omega\mu \vec{A} - \text{grad } U. \quad (52.7)$$

С учетом выражений (52.6) и (52.7) перепишем первое уравнение системы (52.1):

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{A} = -i\omega\varepsilon' (i\omega\mu\vec{A} - \operatorname{grad} U)$$

или

$$\operatorname{grad} \operatorname{div} \vec{A} - \Delta \vec{A} = \omega^2 \varepsilon' \mu \vec{A} + \operatorname{grad} (i\omega\varepsilon' U).$$

Наложим условие калибровки

$$\operatorname{grad} (\operatorname{div} A - i\omega\varepsilon' U) = 0,$$

после чего получим выражение для электрического скалярного потенциала

$$U = (i\omega\varepsilon')^{-1} \operatorname{div} \vec{A} \quad (52.8)$$

и новое уравнение Гельмгольца для комплексного вектор-потенциала

$$\Delta \vec{A} = k^2 \vec{A},$$

где $k^2 = -\omega^2 \varepsilon' \mu$ — волновое число [см. (9.3) — (9.11)].

Таким образом, оба вектора \vec{H} и \vec{E} выражены теперь через вектор-потенциал \vec{A} с помощью системы уравнений

$$\begin{aligned} \Delta \vec{A} &= k^2 \vec{A}, \\ \vec{H} &= \operatorname{rot} \vec{A}, \\ \vec{E} &= i\omega\mu \vec{A} - \operatorname{grad} U, \\ U &= (i\omega\varepsilon')^{-1} \operatorname{div} \vec{A}. \end{aligned} \quad (52.9)$$

Если в среде возбуждено вихревое электрическое поле, то исходя из четвертого уравнения системы (52.1) $\operatorname{div} \vec{E} = 0$, аналогично (52.9) получают систему уравнений для векторного \vec{A}^* и скалярного U^* потенциалов

$$\begin{aligned} \Delta \vec{A}^* &= k^2 \vec{A}^*, \\ \vec{E}^* &= \operatorname{rot} \vec{A}^*, \\ \vec{H} &= -i\omega\varepsilon' \vec{A}^* - \operatorname{grad} U^*, \\ U^* &= (-i\omega\mu)^{-1} \operatorname{div} \vec{A}^*. \end{aligned} \quad (52.10)$$

В системах (52.9), (52.10) нетрудно заметить аналогию, позволяющую переходить от одной из них к другой, от поля элек-

трического диполя к полю магнитного диполя и наоборот. Эту аналогию кратко можно записать так:

$$\begin{aligned} \vec{A} &\rightleftharpoons \vec{A}^*, & \vec{H} &\rightleftharpoons \vec{E}, & U &\rightleftharpoons U^*, \\ (i\omega\mu) &\rightleftharpoons (-i\omega\epsilon'). \end{aligned} \quad (52.11)$$

В квазистационарном приближении $(i\omega\mu) \rightleftharpoons \sigma$. Поскольку между \vec{E} и \vec{H} имеется пропорциональная зависимость $\vec{E} \sim i\omega\mu\vec{H}$, то между моментами электрического и магнитного диполей также соблюдается аналогия типа

$$\vec{M} \rightleftharpoons i\omega\mu \vec{M}^*, \quad (52.12)$$

где $|M| = I \cdot AB$; $|M^*| = IQ$; I — ток; AB — длина электрического диполя; Q — суммарная площадь витков магнитного диполя.

Здесь уместно напомнить, что операцию $\text{div} \vec{A}$ в любой ортогональной системе координат (x_1, x_2, x_3) можно записать в виде общего уравнения

$$\begin{aligned} \text{div} \vec{A} = \frac{1}{h_1 h_2 h_3} & \left[\frac{\partial}{\partial x_1} (h_2 h_3 A_1) + \right. \\ & \left. + \frac{\partial}{\partial x_2} (h_3 h_1 A_2) + \frac{\partial}{\partial x_3} (h_1 h_2 A_3) \right], \end{aligned}$$

а $\text{rot} \vec{A}$ — в виде вспомогательной матрицы

$$\text{rot} \vec{A} = \frac{1}{h_1 h_2 h_3} \begin{vmatrix} \vec{1} h_1 & \vec{1} h_2 & \vec{1} h_3 \\ \frac{\partial}{\partial x_1} & \frac{\partial}{\partial x_2} & \frac{\partial}{\partial x_3} \\ A_1 h_1 & A_2 h_2 & A_3 h_3 \end{vmatrix}, \quad (52.13)$$

где $\vec{1}$ — единичная орта; h_1, h_2, h_3 — метрические коэффициенты (Ламе), которые для разных систем координат имеют значения:

прямоугольной (x, y, z) — $h_1 = h_2 = h_3 = 1$;

цилиндрической (r, φ, z) — $h_1 = 1, h_2 = r, h_3 = 1$;

сферической (R, θ, φ) — $h_1 = 1, h_2 = R, h_3 = R \sin \theta$.

Например, в системе прямоугольных координат выражения для дивергенции и скалярных составляющих ротора имеют вид

$$\text{div} \vec{A} = \partial A_x / \partial x + \partial A_y / \partial y + \partial A_z / \partial z,$$

$$\text{rot}_x \vec{A} = \partial A_z / \partial y - \partial A_y / \partial z,$$

$$\text{rot}_y \vec{A} = \partial A_x / \partial z - \partial A_z / \partial x,$$

$$\text{rot}_z \vec{A} = \partial A_y / \partial x - \partial A_x / \partial y.$$

Уравнения Гельмгольца решают методом разделения переменных, с которым мы познакомились в предыдущей главе, а также численными методами: сеток, конечных разностей, интегральных уравнений и др. Для получения однозначного реше-

ния задают граничные условия на поверхности раздела двух сред с различными электромагнитными свойствами ($\sigma_1, \epsilon_1, \mu_1$) и ($\sigma_2, \epsilon_2, \mu_2$). Если, например, в системе прямоугольных координат x, y, z оси x и y расположены в плоскости раздела, а ось z — по нормали к ней, то граничные условия сводятся к непрерывности тангенциальных составляющих E_x, E_y, H_x, H_y , нормальной составляющей магнитной индукции B_z и скалярного потенциала U . В общем виде эти условия запишутся так:

$$\begin{aligned} E_{x_1} &= E_{x_2}, & H_{x_1} &= H_{x_2}, & B_{z_1} &= B_{z_2}, \\ E_{y_1} &= E_{y_2}, & H_{y_1} &= H_{y_2}, & U_1 &= U_2. \end{aligned}$$

Пользуясь формулами (52.9) и (52.13), выразим их через вектор-потенциал \vec{A} в квазистационарном приближении ($\sigma/\omega\epsilon \gg 1$):

$$\begin{aligned} i\omega\mu_1 A_{x_1} - \text{grad}_x U_1 &= i\omega\mu_2 A_{x_2} - \text{grad}_x U_2, \\ i\omega\mu_1 A_{y_1} - \text{grad}_y U_1 &= i\omega\mu_2 A_{y_2} - \text{grad}_y U_2, \\ \partial A_{z_1}/\partial y - \partial A_{y_1}/\partial z &= \partial A_{z_2}/\partial y - \partial A_{y_2}/\partial z, \\ \partial A_{x_1}/\partial z - \partial A_{z_1}/\partial x &= \partial A_{x_2}/\partial z - \partial A_{z_2}/\partial x, \end{aligned}$$

$$(1/\sigma_1) \text{div} \vec{A}_1 = (1/\sigma_2) \text{div} \vec{A}_2.$$

Для удовлетворения написанных равенств необходимо и достаточно, чтобы выполнялись условия

$$\begin{aligned} \mu_1 A_{x_1} &= \mu_2 A_{x_2}, & \partial A_{x_1}/\partial z &= \partial A_{x_2}/\partial z, \\ \mu_1 A_{y_1} &= \mu_2 A_{y_2}, & \partial A_{y_1}/\partial z &= \partial A_{y_2}/\partial z, \end{aligned} \quad (52.14)$$

$$(1/\sigma_1) \text{div} \vec{A}_1 = (1/\sigma_2) \text{div} \vec{A}_2, \quad A_{z_1} = A_{z_2}.$$

Аналогично — для \vec{A}^* :

$$\begin{aligned} \sigma_1 A_{x_1}^* &= \sigma_2 A_{x_2}^*, & \partial A_{x_1}^*/\partial z &= \partial A_{x_2}^*/\partial z, \\ \sigma_1 A_{y_1}^* &= \sigma_2 A_{y_2}^*, & \partial A_{y_1}^*/\partial z &= \partial A_{y_2}^*/\partial z, \end{aligned} \quad (52.15)$$

$$(1/\mu_1) \text{div} \vec{A}_1^* = (1/\mu_2) \text{div} \vec{A}_2^*, \quad A_{z_1}^* = A_{z_2}^*.$$

Если граничные условия заданы на некоторой криволинейной поверхности, то их записывают в соответствующей системе ортогональных криволинейных координат.

§ 53. ПЛОСКОЕ ПОЛЕ В БЕЗГРАНИЧНОЙ СРЕДЕ

Как пример применения уравнения Гельмгольца рассмотрим решение задачи о распространении плоского электромагнитного поля в однородной среде. Эта задача, как увидим в дальнейшем, имеет практическое приложение.

Плоским называют электромагнитное поле с плоским фазовым фронтом. Например, поле удаленного источника, фазовые поверхности которого на ограниченной площади можно аппроксимировать плоскостью. Существуют однородные и неоднородные поля. **Однородным** называют такое плоское поле, амплитуды которого в пределах фазовой поверхности не изменяются. Иными словами, поверхности равных амплитуд и фаз совпадают. В **неоднородном** поле амплитуды заметно убывают с удалением от оси излучения, а следовательно, амплитудные и фазовые поверхности пересекаются. Кроме того, гармонически меняющееся поле с фиксированной частотой называют **монохроматическим**.

Пусть в однородной изотропной и безграничной среде (σ , ϵ , μ) удаленными источниками возбуждено плоское однородное монохроматическое поле с волновым числом k . Требуется найти компоненты поля E и H в любой точке пространства.

Выберем прямоугольную правовинтовую систему координат x , y , z так, чтобы оси x и y лежали в плоскости поляризации (фазовой поверхности), а ось z — по направлению распространения волны. Для решения поставленной задачи воспользуемся системой уравнений (52.5)

$$\Delta \vec{E} = k^2 \vec{E},$$

$$\vec{H} = (i\omega\mu)^{-1} \text{rot } \vec{E}.$$

Запишем эти уравнения в скалярной форме для искомого составляющих:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 E_{x,y}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_{x,y}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_{x,y}}{\partial z^2} &= k^2 E_{x,y}, \\ H_x &= (i\omega\mu)^{-1} \text{rot}_x \vec{E} = (i\omega\mu)^{-1} \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right), \\ H_y &= (i\omega\mu)^{-1} \text{rot}_y \vec{E} = (i\omega\mu)^{-1} \left(\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right), \\ E_z &= 0, \quad H_z = 0. \end{aligned} \quad (53.1)$$

Вследствие однородности поля комплексные амплитуды в плоскости xOy не изменяются, поэтому $\partial E/\partial x = 0$ и $\partial E/\partial y = 0$, и система (53.1) упрощается:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 E_{x,y}}{\partial z^2} &= k^2 E_{x,y}, \\ H_x &= -(i\omega\mu)^{-1} \partial E_y / \partial z, \quad H_y = (i\omega\mu)^{-1} \partial E_x / \partial z. \end{aligned} \quad (53.2)$$

Таким образом, для заданной модели поля задача свелась к решению однородного дифференциального уравнения второго

порядка. Решим его для составляющих E_x , E_y и, пользуясь (53.2), найдем компоненты магнитного поля H_x и H_y :

$$\begin{aligned} \partial^2 E_x / \partial z^2 &= k^2 E_x, & E_x &= a_x e^{-kz} + b_x e^{kz}, \\ \partial^2 E_y / \partial z^2 &= k^2 E_y, & E_y &= a_y e^{-kz} + b_y e^{kz}, \end{aligned} \quad (53.3)$$

$$H_x = -(i\omega\mu)^{-1} \frac{\partial E_y}{\partial z} = k(i\omega\mu)^{-1} (a_y e^{-kz} - b_y e^{kz}),$$

$$H_y = (i\omega\mu)^{-1} \frac{\partial E_x}{\partial z} = -k(i\omega\mu)^{-1} (a_x e^{-kz} - b_x e^{kz}).$$

В этих уравнениях a и b — константы, не зависящие от координат. Они символизируют момент удаленного диполя и реакцию среды. Частные решения получены в виде линейной комбинации двух показательных функций. Причем по мере того, как одна из них убывает вдоль оси z , другая возрастает. Очевидно, первое слагаемое характеризует комплексную амплитуду прямой волны, убывающую с удалением от источника, а второе — обратной, отраженной волны. Поскольку в однородной безграничной среде не может быть отражений, полагаем $b_x = b_y = 0$. Окончательный результат запишем в векторной форме:

$$\begin{aligned} \vec{E}_x &= \vec{a}_x e^{-kz}, & \vec{H}_x &= \vec{a}_y k (i\omega\mu)^{-1} e^{-kz}, \\ \vec{E}_y &= \vec{a}_y e^{-kz}, & \vec{H}_y &= -\vec{a}_x k (i\omega\mu)^{-1} e^{-kz}. \end{aligned} \quad (53.4)$$

Чтобы получить полные векторы, надо комплексные амплитуды умножить на временной множитель $e^{-i\omega t}$. Например,

$$\vec{E}_x(t) = \vec{E}_x e^{-i\omega t} = \vec{a}_x e^{-(\alpha + i\beta)z} e^{-i\omega t}.$$

Отсюда

$$\vec{E}_x(t) = \vec{a}_x e^{-\alpha z} e^{-i(\omega t + \beta z)},$$

где амплитуда

$$|E_x| = |a_x| e^{-\alpha z}, \quad (53.5)$$

а полная фаза

$$\varphi_E(t) = \omega t + \beta z, \quad (53.6)$$

$\alpha = 2\pi/\lambda$, $\beta = -2\pi/\lambda$.

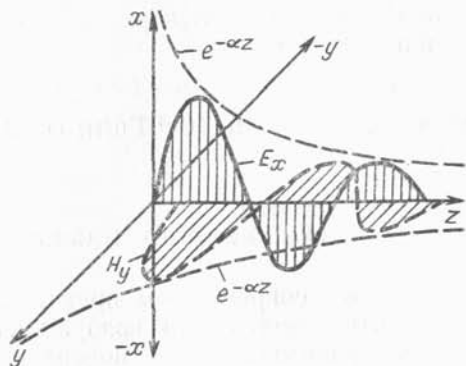
Аналогичные результаты можно получить для E_y , H_x , H_y .

На рис. 83 показана модель такого плоского поля с экспоненциальным затуханием. Последнее выражение (53.6) используем для определения фазовой скорости и длины волны. Пусть плоский фронт волны за время Δt переместился на расстояние Δz .

Тогда

$$\varphi_E(t + \Delta t) = \omega(t + \Delta t) + \beta(z + \Delta z).$$

Рис. 83. Модель плоского (E_x, H_y) поля с экспоненциальным затуханием



Учитывая, что фаза не изменилась, запишем равенство

$$\omega t + \beta z = \omega t + \omega \Delta t + \beta z + \beta \Delta z$$

или

$$\beta \Delta z = -\omega \Delta t.$$

Отсюда находим скорость перемещения фазового фронта волны или фазовую скорость v и длину волны λ :

$$v = \Delta z / \Delta t = -\omega / \beta = -2\pi / \beta T,$$

$$\lambda = vT = -2\pi / \beta,$$

где T — период; β — мнимая часть волнового числа k [см. (9.3) — (9.11)].

Поскольку в решении (53.4) коэффициенты a_x и a_y неизвестны, можно взять отношения взаимно перпендикулярных комплексных амплитуд E_x и H_y , E_y и H_x :

$$Z_{xy} = E_x / H_y = -i\omega\mu/k, \quad Z_{yx} = E_y / H_x = i\omega\mu/k. \quad (53.7)$$

Величины Z_{xy} и Z_{yx} называют импедансами. Импеданс представляет собой комплексное сопротивление среды при распространении в ней вихревых токов. Модуль импеданса измеряют в омах. В однородной по отношению к плоскости поляризации среде импедансы Z_{xy} и Z_{yx} равны по амплитуде и противоположны по фазе. Они являются характеристиками среды и могут быть использованы для решения обратной задачи. С этой целью запишем Z в виде

$$Z = -i\omega\mu/k = -i\omega\mu/\sqrt{-i\omega\mu/\rho} = \sqrt{-i} \sqrt{\omega\mu\rho}.$$

Выделим модуль импеданса

$$|Z| = \sqrt{\omega\mu\rho}$$

и найдем удельное электрическое сопротивление и магнитную проницаемость среды

$$\rho = (\omega\mu)^{-1} |Z|^2, \quad \mu = (\omega\rho)^{-1} |Z|^2, \quad (53.8)$$

где $\mu = \mu_r \mu_0$; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м; $\omega = 2\pi/T$.

§ 54. ПЛОСКОЕ ПОЛЕ В ГОРИЗОНТАЛЬНО-СЛОИСТОЙ СРЕДЕ

Согласно современным представлениям, естественное электромагнитное поле Земли возбуждается плоскими волнами, распространяющимися от ее поверхности вглубь практически по вертикали. Эта модель, предложенная акад. А. Н. Тихоновым и французским ученым Л. Каньяром, лежит в основе теории магнитотеллурических методов (см. § 11).

Пусть задано полупространство, разделенное горизонтальными границами на ряд слоев мощностью h_p с удельным сопротивлением ρ_p и магнитной проницаемостью μ_p , где p — номер слоя (рис. 84). На поверхность заданной среды падает плоская, однородная, монохроматическая волна, поляризованная вдоль напластования. Требуется найти элементы поля E , H и установить их связь с параметрами слоев h_p , ρ_p и μ_p .

Выберем правовинтовую прямоугольную систему координат x , y , z с осью z , направленной по нормали к границам раздела, т. е. вдоль распространения волны. Обозначим глубину залегания границ d_p , волновое число — k_p . В дальнейшем индексом p будем пользоваться при необходимости.

Компоненты поля E и H в каждом слое можно найти с помощью уравнений

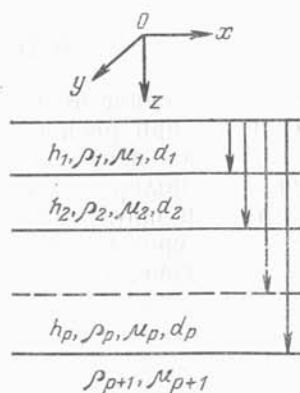


Рис. 84. Плоское поле в горизонтально-слоистой среде

$$\Delta \vec{E} = k^2 \vec{E} \quad \text{и} \quad \vec{H} = (i\omega\mu)^{-1} \text{rot } E.$$

Согласно выводам § 53, в однородном поле уравнение Гельмгольца преобразуется в линейное дифференциальное уравнение второго порядка

$$\partial^2 E_{x,y} / \partial z^2 = k^2 E_{x,y},$$

и общие решения для составляющих E_x , E_y , H_x , H_y в любом слое с индексом p будут (см. 53.3) иметь вид

$$E_{x p} = a_{x p} e^{-k_p z} + b_{x p} e^{k_p z},$$

$$E_{y p} = a_{y p} e^{-k_p z} + b_{y p} e^{k_p z},$$

$$H_{x p} = k_p (i\omega\mu_p)^{-1} (a_{y p} e^{-k_p z} - b_{y p} e^{k_p z}),$$

$$H_{y\rho} = -k_\rho (i\omega\mu_\rho)^{-1} (a_{x\rho} e^{-k_\rho z} - b_{x\rho} e^{k_\rho z}),$$

где коэффициенты a и b зависят, как отмечалось, от мощности источника и электромагнитных параметров среды. В данной ситуации наиболее удобной характеристикой среды и поля является импеданс, представляющий собой отношение взаимно перпендикулярных составляющих напряженности электрического и магнитного полей. Составим выражения для импедансов в ρ -м и $(\rho+1)$ -м слоях:

$$Z_\rho = \frac{E_{x\rho}}{H_{y\rho}} = -\frac{i\omega\mu_\rho}{k_\rho} \frac{a_{x\rho} e^{-k_\rho z} + b_{x\rho} e^{k_\rho z}}{a_{x\rho} e^{-k_\rho z} - b_{x\rho} e^{k_\rho z}}, \quad (54.1)$$

$$Z_{\rho+1} = \frac{E_{x\rho+1}}{H_{y\rho+1}} = -\frac{i\omega\mu_{\rho+1}}{k_{\rho+1}} \frac{a_{x\rho+1} e^{-k_{\rho+1} z} + b_{x\rho+1} e^{k_{\rho+1} z}}{a_{x\rho+1} e^{-k_{\rho+1} z} - b_{x\rho+1} e^{k_{\rho+1} z}}. \quad (54.2)$$

На границах слоев в силу непрерывности тангенциальных составляющих E_x и H_y импедансы равны. Следовательно, при $z=d_\rho$ $Z_\rho = Z_{\rho+1}$.

Опуская индекс « x » в выражениях (54.1) и (54.2), получим равенство (при $z=d_\rho$)

$$\frac{a_\rho e^{-k_\rho d_\rho} + b_\rho e^{k_\rho d_\rho}}{a_\rho e^{-k_\rho d_\rho} - b_\rho e^{k_\rho d_\rho}} = \frac{k_\rho \mu_{\rho+1}}{k_{\rho+1} \mu_\rho} \frac{a_{\rho+1} e^{-k_{\rho+1} d_\rho} + b_{\rho+1} e^{k_{\rho+1} d_\rho}}{a_{\rho+1} e^{-k_{\rho+1} d_\rho} - b_{\rho+1} e^{k_{\rho+1} d_\rho}}. \quad (54.3)$$

Для определения связи неизвестных коэффициентов a и b с параметрами слоистой толщи h_ρ , ρ_ρ , μ_ρ воспользуемся тождеством Н. В. Липской (см. § 47):

$$\begin{aligned} & \frac{a_\rho e^{-k_\rho (d_\rho - h_\rho)} + b_\rho e^{k_\rho (d_\rho - h_\rho)}}{a_\rho e^{-k_\rho (d_\rho - h_\rho)} - b_\rho e^{k_\rho (d_\rho - h_\rho)}} \equiv \\ & \equiv \operatorname{th} \left(k_\rho h_\rho + \operatorname{arth} \frac{a_\rho e^{-k_\rho d_\rho} + b_\rho e^{k_\rho d_\rho}}{a_\rho e^{-k_\rho d_\rho} - b_\rho e^{k_\rho d_\rho}} \right) = \operatorname{th} (k_\rho h_\rho + \\ & + \operatorname{arth} \frac{k_\rho \mu_{\rho+1}}{k_{\rho+1} \mu_\rho} \frac{a_{\rho+1} e^{-k_{\rho+1} d_\rho} + b_{\rho+1} e^{k_{\rho+1} d_\rho}}{a_{\rho+1} e^{-k_{\rho+1} d_\rho} - b_{\rho+1} e^{k_{\rho+1} d_\rho}}). \end{aligned} \quad (54.4)$$

Нетрудно заметить, что левая часть тождества (54.4) представляет собой функцию, определенную на кровле ρ -го слоя ($z = d_\rho - h_\rho$). В то же время под знаком арекотангенса мы имеем такую же функцию, но определенную на кровле $(\rho+1)$ -го слоя

или на подошве p -го слоя ($z=d_p$). Обозначив их соответственно через R_p и R_{p+1} , найдем рекуррентное соотношение¹

$$R_p = \text{th} \left(k_p h_p + \text{arth} \frac{k_p \mu_{p+1}}{k_{p+1} \mu_p} R_{p+1} \right). \quad (54.5)$$

На кровле первого слоя ($p=1, d_1-h_1=0$), т. е. на поверхности заданной среды, согласно (54.4) и (54.5),

$$R_1 = \frac{a_1 + b_1}{a_1 - b_1} = \text{th} \left(k_1 h_1 + \text{arth} \frac{k_1 \mu_2}{k_2 \mu_1} R_2 \right), \quad (54.6)$$

где $R_2 = \text{th} \left(k_2 h_2 + \text{arth} \frac{k_2 \mu_3}{k_3 \mu_2} R_3 \right)$ и т. д.

По формуле (54.1) находим импеданс

$$Z_1 = -\frac{i\omega\mu_1}{k_1} \frac{a_1 + b_1}{a_1 - b_1} = -\frac{i\omega\mu_1}{k_1} R_1. \quad (54.7)$$

В случае однородного полупространства с удельным сопротивлением ρ_1 и магнитной проницаемостью μ_1 (например, при $h_1 \rightarrow \infty$)

$$R_1^0 = \text{th} (k_1 h_1 + \dots) = 1$$

и

$$Z_1^0 = -i\omega\mu_1/k_1. \quad (54.8)$$

Отсюда

$$R_1 = Z_1/Z_1^0. \quad (54.9)$$

Найденная функция R_1 является **приведенным импедансом** слоистого полупространства. Она зависит от частоты изменения поля и параметров слоистой толщи h_p, ρ_p, μ_p . В дальнейшем будем записывать ее в виде $R_1(\omega)$. При относительно высоких частотах ($k_1 h_1 \gg \text{arth} k_1 \mu_2 R_2 / k_2 \mu_1$) она зависит преимущественно от свойств верхних слоев разреза, а при низких — от глубоких горизонтов. Поэтому функцию $R_1(\omega)$ можно назвать **частотной характеристикой** горизонтально-слоистого разреза. В отличие от вещественной функции $R_1(m)$ для постоянного тока, $R_1(\omega)$ — комплексная функция. Комплексность ее обусловлена тем, что между составляющими поля E и H имеется сдвиг по фазе.

¹ С учетом известного тождества $\text{th}(x + \text{arth } y) = \text{cth}(x + \text{arth } y)$ можно также записать, что $R_p = \text{cth} \left(k_p h_p + \text{arth} \frac{k_p \mu_{p+1}}{k_{p+1} \mu_p} R_{p+1} \right)$.

Понятие кажущегося сопротивления и эффективной магнитной проницаемости

Рассмотрим формулу (54.8) для импеданса на поверхности однородного полупространства и запишем ее в развернутом виде

$$Z_1^0 = -i\omega\mu_1/k_1 = -i\omega\mu_1/\sqrt{-i\omega\mu_1/\rho_1} = \sqrt{-i} \sqrt{\omega\mu_1\rho_1}. \quad (54.10)$$

Учитывая, что $\sqrt{-i} = e^{-i\pi/4}$, формулу (54.10) можно записать так:

$$Z_1^0 = E_x/H_y = \sqrt{\omega\mu_1\rho_1} e^{-i\pi/4} = |Z_1^0| e^{i\psi_T}. \quad (54.11)$$

Отсюда найдем

$$\rho_1 = (\omega\mu_1)^{-1} |Z_1^0|^2 = (\omega\mu_{r1}\mu_0)^{-1} |Z_1^0|^2, \quad (54.12)$$

$$\mu_{r1} = (\omega\rho_1\mu_0)^{-1} |Z_1^0|^2. \quad (54.13)$$

В случае неоднородного слоистого полупространства в результате вычисления удельного сопротивления по (54.12) получают значение эффективного или кажущегося сопротивления ρ_T , а по (54.13) — эффективной (относительной) магнитной проницаемости (μ_T):

$$\rho_T = (\omega\mu_T\mu_0)^{-1} |Z_1|^2, \quad (54.12')$$

$$\mu_T = (\omega\rho_T\mu_0)^{-1} |Z_1|^2. \quad (54.13')$$

В немагнитной среде

$$\rho_T = (\omega\mu_0)^{-1} |Z_1|^2, \quad \mu_T = 1. \quad (54.14)$$

На практике при вычислении импеданса Z_1 пользуются более дробными единицами измерений и кажущееся сопротивление вычисляют по формуле

$$\rho_T = 0,127T |Z_1|^2. \quad (54.15)$$

Для теоретических расчетов удобнее пользоваться относительными величинами

$$\frac{\rho_T}{\rho_1} = \frac{\mu_{r1}}{\mu_T} \left| \frac{Z_1}{Z_1^0} \right|^2, \quad \frac{\mu_T}{\mu_1} = \frac{\rho_1}{\rho_T} \left| \frac{Z_1}{Z_1^0} \right|^2, \quad (54.16)$$

или

$$\frac{\rho_T}{\rho_1} = \frac{\mu_{r1}}{\mu_T} \left(\frac{Z_1}{Z_1^0} \right) = \frac{\mu_{r1}}{\mu_T} R_1^2(\omega, h_p, \rho_p, \mu_p), \quad (54.17)$$

$$\frac{\mu_T}{\mu_1} = \frac{\rho_1}{\rho_T} \left(\frac{Z_1}{Z_1^0} \right)^2 = \frac{R_1^2(\omega, h_p, \rho_p, \mu_p)}{R_1^2(\omega, \tilde{h}_p, \rho_p)}. \quad (54.18)$$

В общем случае кажущееся сопротивление записывают в виде

$$\frac{\rho_T}{\rho_1} = R_1^2(\omega) \text{ или } \frac{\rho_T}{\rho_1} = \frac{|\rho_T|}{\rho_1} e^{i\varphi_T}, \quad (54.19)$$

где $|\rho_T|$ — амплитуда; $\varphi_T = 2 \operatorname{arg} R_1$ — фаза кажущегося сопротивления.

Найдем связь φ_T с фазой импеданса ψ_T . На поверхности однородной среды, согласно (54.11),

$$Z_1^0 = |Z_1^0| e^{-i\pi/4},$$

а на поверхности слоистого полупространства

$$Z_1 = \frac{|E| e^{-i(\omega t - \psi_E)}}{|H| e^{-i(\omega t - \psi_H)}} = |Z_1| e^{i\psi_T},$$

где $\psi_T = \operatorname{arg} Z_1 = \psi_E - \psi_H$ — фаза импеданса. Следовательно,

$$\frac{\rho_T}{\rho_1} = \left(\frac{Z_1}{Z_1^0} \right)^2 = \left| \frac{Z_1}{Z_1^0} \right|^2 e^{i2(\psi_T + \pi/4)} = \frac{|\rho_T|}{\rho_1} e^{i\varphi_T}.$$

Отсюда

$$\varphi_T = 2(\psi_T + \pi/4), \quad \psi_T = \varphi_T/2 - \pi/4. \quad (54.20)$$

Выразим связь кажущегося сопротивления с длиной волны и параметрами слоев h_p, ρ_p, μ_p . В случае многослойной среды

$$\frac{\mu_T \rho_T}{\mu_1 \rho_1} = R_1^2(\omega) = \operatorname{th}^2 \left[k_1 h_1 + \operatorname{arth} \frac{k_1 \mu_2}{k_2 \mu_1} \operatorname{th} (k_2 h_2 + \dots) \right], \quad (54.21)$$

где

$$\begin{aligned} k_1 h_1 &= \frac{2\pi\sqrt{2}}{\lambda_1/h_1} e^{-i\pi/4} = \frac{2\pi}{\lambda_1/h_1} (1-i); \\ k_2 h_2 &= k_1 h_1 \frac{k_2 h_2}{k_1 h_1} = \frac{2\pi}{\lambda_1/h_1} (1-i) \frac{h_2 \mu_2}{h_1 \mu_1} \sqrt{\frac{\rho_1 \mu_1}{\rho_2 \mu_2}}; \\ \frac{k_1 \mu_2}{k_2 \mu_1} &= \frac{\mu_2}{\mu_1} \frac{\sqrt{-i\omega\mu_1/\rho_1}}{\sqrt{-i\omega\mu_2/\rho_2}} = \\ &= \frac{\mu_2}{\mu_1} \sqrt{\frac{\rho_2 \mu_1}{\rho_1 \mu_2}} = \sqrt{\frac{\rho_2 \mu_2}{\rho_1 \mu_1}}. \end{aligned}$$

Обозначим $\tilde{\rho}_p = \rho_p \mu_p$, $\tilde{h}_p = h_p \mu_p$ и перепишем (54.21) в виде

$$\frac{\tilde{\rho}_T}{\tilde{\rho}_1} = \text{th}^2 \left\{ \frac{2\pi}{\lambda_1/h_1} (1-i) + \text{arth} \sqrt{\tilde{\rho}_2/\tilde{\rho}_1} \text{th} \left[\frac{2\pi}{\lambda_1/h_1} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times (1-i) \frac{\tilde{h}_2}{\tilde{h}_1} \sqrt{\frac{\tilde{\rho}_1}{\tilde{\rho}_2}} + \dots \right] \right\}. \quad (54.22)$$

В частном случае для двух- и трехслойных сред соответственно

$$\rho_T/\tilde{\rho}_1 = f_2(\lambda_1/h_1, \tilde{\rho}_2/\tilde{\rho}_1), \\ \tilde{\rho}_T/\tilde{\rho}_1 = f_3(\lambda_1/h_1, \tilde{\rho}_2/\tilde{\rho}_1, \tilde{h}_2/\tilde{h}_1, \tilde{\rho}_3/\tilde{\rho}_1).$$

При графическом изображении комплексного кажущегося сопротивления строят два графика: амплитудный и фазовый. На первом из них в двойном логарифмическом масштабе изображают зависимость $|\rho_T|/\rho_1$ от λ_1/h_1 или $|\rho_T|$ от \sqrt{T} , а на другом — фазы φ_T от λ_1/h_1 или φ_T от \sqrt{T} . Расчет кривых МТЗ выполняют на ЭВМ. Один из алгоритмов вычисления ρ_T , φ_T и μ_T описан в § 71. Теоретические кривые вычерчивают в виде палеток, которые используют при интерпретации результатов МТЗ.

§ 55. ПОЛЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО И МАГНИТНОГО ДИПОЛЕЙ В БЕЗГРАНИЧНОЙ СРЕДЕ

В практике электроразведки широко используют искусственное возбуждение поля с помощью дипольного источника, который представляет собой заземленный кабель или незаземленную петлю-рамку конечных размеров. Его питают постоянным импульсным либо переменным гармонически изменяющимся током. Диполь возбуждает в окружающей среде электромагнитное поле, которое можно описать с помощью векторного или скалярного потенциала. Рассмотрим случай гармонически изменяющегося диполя, расположенного в безграничной среде. Выведем аналитические выражения для векторного и скалярного потенциалов, а также выясним закономерности поведения поля в дальней и ближней зонах.

Поле электрического диполя

Пусть в однородной, изотропной и безграничной среде с удельным сопротивлением ρ и магнитной проницаемостью μ находится электрический диполь — источник сферических волн,

возбуждающий в окружающем пространстве поле шаровой симметрии. Выберем сферическую систему координат R, θ, φ с началом отсчета в середине диполя и полярной осью z , направленной вертикально вверх вдоль его оси (рис. 85, а). Предположим, что вектор-потенциал \vec{A} имеет только одну составляющую A_z ($\vec{A} = \vec{1} \cdot A_z$), параллельную оси диполя. Покажем это и найдем его компоненты в любой точке заданного пространства.

Запишем уравнение Гельмгольца в сферических координатах:

$$\frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial R} \left(R^2 \frac{\partial \vec{A}}{\partial R} \right) + \frac{1}{R^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \vec{A}}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{R^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial \varphi^2} = k^2 \vec{A}. \quad (55.1)$$

В силу шаровой симметрии $\partial \vec{A} / \partial \theta = 0$, $\partial \vec{A} / \partial \varphi = 0$. Тогда уравнение (55.1) переписывается так:

$$\frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial R} \left(R^2 \frac{\partial \vec{A}}{\partial R} \right) = k^2 \vec{A},$$

или

$$\frac{\partial^2 (R\vec{A})}{\partial R^2} = k^2 (R\vec{A}). \quad (55.2)$$

Тождественность последних двух выражений легко проверить, если после дифференцирования сравнить левые части. Решая (55.2), найдем

$$R\vec{A} = \vec{C}_1 e^{-kR} + \vec{C}_2 e^{kR}. \quad (55.3)$$

Первое слагаемое характеризует прямую волну, второе — отра-

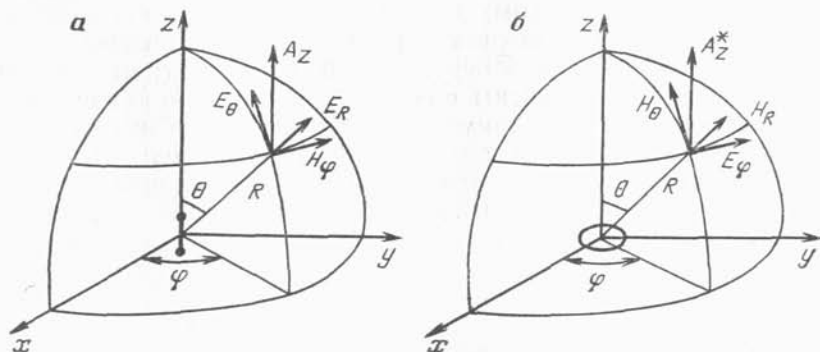


Рис. 85. Компоненты поля электрического (а) и магнитного (б) диполей в безграничной среде

женную. Поскольку заданная среда не имеет отражающих границ, полагаем $\vec{C}_2 \equiv 0$. Решение для вектор-потенциала в общем виде приобретает вид

$$\vec{A} = \vec{C}_1 e^{-kR}/R. \quad (55.4)$$

Скалярный потенциал найдем с помощью формулы (52.8). Принимая во внимание, что в рассматриваемом поле имеется лишь одна составляющая вектор-потенциала A_z , запишем:

$$U = (i\omega\epsilon')^{-1} \operatorname{div} \vec{A} = (i\omega\epsilon')^{-1} \partial A_z / \partial z. \quad (55.5)$$

Для определения неизвестной константы C_1 перейдем от переменного поля к постоянному, для которого скалярный потенциал известен.

В квазистационарном приближении при $\sigma/(\omega\epsilon) \gg 1$
 $-(i\omega\epsilon')^{-1} = -\{i\omega\epsilon [1 + i\sigma/(\omega\epsilon)]\}^{-1} = \sigma^{-1} = \rho.$

Тогда

$$\begin{aligned} U &= -\rho \frac{\partial A_z}{\partial z} = -C_1 \rho \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{e^{-kR}}{R} \right) \frac{\partial R}{\partial z} = \\ &= C_1 \rho \frac{\cos \theta}{R^2} (1 + kR) e^{-kR}. \end{aligned} \quad (55.6)$$

При $\omega \rightarrow 0$ $k \rightarrow 0$

$$U_0 = C_1 \rho \frac{\cos \theta}{R^2} = \frac{M_0 \rho}{4\pi} \frac{\cos \theta}{R^2}, \quad (55.7)$$

где $M_0 = I_0 \cdot AB$ [см. (6.20)].

Отсюда

$$C_1 = M_0 / 4\pi.$$

Следовательно, поле шаровой симметрии действительно создает электрический диполь AB , питаемый либо постоянным ($M_0 = I_0 \cdot AB$), либо переменным ($M = I \cdot AB$) током.

Подставив соответствующие значения константы C_1 в (55.4) и (55.6), запишем формулы для векторного и скалярного потенциалов в окончательном виде

$$\vec{A} = \frac{\vec{M}}{4\pi} \frac{e^{-kR}}{R}, \quad \vec{A}_0 = \frac{\vec{M}_0}{4\pi} \frac{1}{R}, \quad (55.8)$$

$$U = \frac{M\rho}{4\pi} \frac{\cos \theta}{R^2} (1 + kR) e^{-kR}, \quad (55.9)$$

где $M = I \cdot AB$; $M_0 = I_0 \cdot AB$.

Компоненты электромагнитного поля H_φ , E_θ , E_R (см. рис. 85, а) найдем с помощью системы уравнений (52.9). При

этом для записи компонент ротора в сферических координатах воспользуемся матрицей (52.13):

$$\operatorname{rot} \vec{A} = \frac{1}{R^2 \sin \theta} \begin{vmatrix} \vec{1} & \vec{1}R & \vec{1}R \sin \theta \\ \frac{\partial}{\partial R} & \frac{\partial}{\partial \theta} & \frac{\partial}{\partial \varphi} \\ A_R & A_\theta R & A_\varphi R \sin \theta \end{vmatrix}. \quad (55.10)$$

Принимая во внимание (см. рис. 85, а), что $A_\theta = -A_z \sin \theta$, $A_R = A_z \cos \theta$, $\partial A_R / \partial \theta = -A_z \sin \theta = A_\theta$, запишем:

$$H_\varphi = \operatorname{rot}_\varphi \vec{A} = \frac{1}{R} \left[\frac{\partial (A_\theta R)}{\partial R} - \frac{\partial A_R}{\partial \theta} \right] = \frac{\partial A_\theta}{\partial R},$$

$$E_\theta = i\omega\mu A_\theta - \operatorname{grad}_\theta U = i\omega\mu A_\theta - \frac{\partial U}{R\partial\theta},$$

$$E_R = i\omega\mu A_R - \operatorname{grad}_R U = i\omega\mu A_R - \frac{\partial U}{\partial R}.$$

Подставим в эти формулы значения составляющих A_θ , A_R и выполним дифференцирование:

$$H_\varphi = \frac{\partial}{\partial R} \left(-\frac{M \sin \theta}{4\pi} \frac{e^{-kR}}{R} \right) = -\frac{M}{4\pi} \frac{\sin \theta}{R^2} (1 + kR) e^{-kR}, \quad (55.11)$$

$$\begin{aligned} E_\theta &= -i\omega\mu \frac{M \sin \theta}{4\pi} \frac{e^{-kR}}{R} - \frac{\partial}{R\partial\theta} \left[\frac{M\rho \cos \theta}{4\pi R^2} (1 + kR) e^{-kR} \right] = \\ &= \frac{M\rho \sin \theta}{4\pi R^3} (1 + kR + k^2 R^2) e^{-kR}, \end{aligned} \quad (55.12)$$

$$\begin{aligned} E_R &= i\omega\mu \frac{M \cos \theta}{4\pi} \frac{e^{-kR}}{R} - \frac{M\rho \cos \theta}{4\pi} \frac{\partial}{\partial R} \times \\ &\times \left(\frac{1 + kR}{R^2} e^{-kR} \right) = \frac{2M\rho \cos \theta}{4\pi R^3} (1 + kR) e^{-kR}. \end{aligned} \quad (55.13)$$

Найдем асимптотические значения компонент поля в дальней и ближней зонах.

Дальней зоной называют область больших параметров $|k|R \gg 1$ или $(2\pi \sqrt{2}/\lambda) R \gg 1$, $R > \lambda$, где λ — длина волны. Следовательно, дальняя зона — это область относительно больших разностей или коротких по сравнению с разностью волн. Энергия поступает сюда в форме электромагнитного излучения, подобно энергии радиоволн. Поэтому ее называют также **волновой зоной**. Компоненты поля в дальней зоне найдем на (55.11),

(55.12), (55.13), в которых пренебрежем единицей. После выполнения необходимых преобразований будет иметь

$$\begin{aligned} H_{\varphi} &\approx \frac{M}{4\pi} \frac{\sin \theta}{R} k e^{-kR}, \\ E_R &\approx \frac{2M\rho}{4\pi} \frac{\cos \theta}{R^2} k e^{-kR}, \\ E_{\theta} &= \frac{M\rho}{4\pi} \frac{\sin \theta}{R} k^2 e^{-kR}. \end{aligned} \quad (55.14)$$

Как видно из (55.14), поле в дальней зоне имеет характер плоской волны, что и следовало ожидать [сравните (55.14) и (53.4)]. Амплитуды магнитной и электрических составляющих убывают по экспоненте. Для изучения свойств среды в дальней зоне можно использовать импеданс

$$Z = E_{\theta}/H_{\varphi} = \rho k = \rho \sqrt{-i\omega\mu/\rho} = \sqrt{-i\omega\mu\rho}.$$

Отсюда модуль импеданса $|Z| = \sqrt{\omega\mu\rho}$,

$$\rho = (\omega\mu)^{-1} |Z|^2, \quad \mu = (\omega\rho)^{-1} |Z|^2. \quad (55.15)$$

Ближней зоной называют область малых параметров $|k|R \ll 1$ или $(2\pi\sqrt{2}/\lambda)R \ll 1$, $R < \lambda$. Фактически это область относительно малых разностей или длинных волн. Пренебрегая в (55.11), (55.12) и (55.13) малыми по сравнению с единицей величинами $|k|R$ и $|k|^2 R^2$, получим асимптотические приближения для амплитудных составляющих поля

$$\begin{aligned} H_{\varphi} &\approx \frac{M}{4\pi} \frac{\sin \theta}{R^2}, \\ E_R &\approx \frac{2M\rho}{4\pi} \frac{\cos \theta}{R^3}, \\ E_{\theta} &\approx \frac{M\rho}{4\pi} \frac{\sin \theta}{R^3}. \end{aligned} \quad (55.16)$$

В данном случае модуль импеданса пропорционален удельному электрическому сопротивлению среды

$$|Z| = |E_{\theta}|/|H_{\varphi}| = \rho/R.$$

Отсюда

$$\rho = R|Z|. \quad (55.17)$$

Таким образом, в ближней зоне поле гармонически изменяющегося диполя формально тождественно полю постоянного диполя [сравните (55.16) с (6.23) и (6.24), а также с (55.8)]. Это свойство используется в методике электротондирования и электропрофилеирования на переменном токе с аппаратурой типа АНЧ (АЧЗ и ВПФ), работающей на низких частотах. Все

априорные расчеты поля и вычисление кажущегося сопротивления производятся по формулам для постоянного поля, если соблюдается условие ближней зоны $R < \lambda$, где $\lambda = \sqrt{10^7 \rho / f}$.

Поле магнитного диполя

Теперь поместим в начало координат магнитный диполь (горизонтальную петлю или рамку) с моментом \vec{M}^* , направленным вдоль оси z (рис. 85, б). В таком случае по аналогии с вектор-потенциалом \vec{A} магнитный вектор-потенциал \vec{A}^* в безграничной среде будет иметь только одну составляющую A_z^* ($\vec{A}^* = \vec{1}A_z^*$), параллельную оси диполя (оси z). Решая уравнение Гельмгольца $\Delta \vec{A}^* = k^2 \vec{A}^*$ в сферической системе координат, найдем

$$\vec{A}^* = \vec{C}_1^* e^{-kR} / R.$$

Выражение для скалярного потенциала U^* запишем с помощью формулы из системы (52.10):

$$\begin{aligned} U^* &= - (i\omega\mu)^{-1} \operatorname{div} \vec{A}^* = - \frac{1}{i\omega\mu} \frac{\partial A^*}{\partial z} = \\ &= - \frac{C_1^*}{i\omega\mu} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{e^{-kR}}{R} \right) \frac{\partial R}{\partial z} = \frac{C_1^* \cos \theta}{i\omega\mu} \frac{1 + kR}{R^2} e^{-kR}. \end{aligned}$$

При $k \rightarrow 0$

$$U_0^* = \frac{C_1^*}{i\omega\mu} \frac{\cos \theta}{R^2}.$$

В то же время известно, что потенциал постоянного магнитного диполя

$$U_0^* = \frac{M_0^*}{4\pi} \frac{\cos \theta}{R^2},$$

где $M_0^* = I_0 Q$; Q — общая площадь витков петли.

Сравнивая две последние формулы, найдем значение константы C_1^* :

$$C_1^* = i\omega\mu M_0^* / 4\pi.$$

Таким образом, в случае переменного магнитного диполя

$$\begin{aligned} \vec{A}^* &= \frac{i\omega\mu \vec{M}^*}{4\pi} \frac{e^{-kR}}{R}, \\ U^* &= \frac{M^*}{4\pi} \frac{\cos \theta}{R^2} (1 + kR) e^{-kR}. \end{aligned} \quad (55.18)$$

Компоненты поля магнитного диполя E_φ , H_θ , H_R найдем с помощью системы уравнений (52.10) или на основе электромагнитной аналогии [(52.11), (55.12)] между полями магнитного и электрического диполей:

$$E_\varphi^M \rightleftharpoons H_\varphi^E, \quad H_R^M \rightleftharpoons E_R^E,$$

$$H_\theta^M \rightleftharpoons E_\theta^E, \quad i\omega\mu M^* \rightleftharpoons M.$$

В соответствии с (55.11) — (55.13) запишем:

$$E_\varphi^M = \frac{i\omega\mu M^*}{4\pi} \frac{\sin\theta}{R^2} (1 + kR) e^{-kR},$$

$$H_\theta^M = \frac{M^*}{4\pi} \frac{\sin\theta}{R^3} (1 + kR + k^2 R^2) e^{-kR},$$

$$H_R^M = \frac{2M^*}{4\pi} \frac{\cos\theta}{R^3} (1 + kR) e^{-kR}.$$

Анализ поля в дальней и ближней зонах выполните самостоятельно.

Вектор-потенциал \vec{A} поля магнитного диполя

Рассмотрим круглую горизонтальную петлю с радиусом a , центр которой совмещен с началом координат, а плоскость ее витков — с координатной плоскостью xy (рис. 86). Предположим сначала, что петля питается постоянным током I_0 и найдем вектор-потенциал \vec{A}_0 в произвольной точке $M(r, 0, z)$. Для простоты последующих вычислений угол φ будем отсчитывать от плоскости rz .

В данной ситуации вектор-потенциал \vec{A} имеет только азимутальную составляющую A_φ , которую найдем следующим образом. Разобьем петлю на ряд малых элементов длиной dl , каждый из которых будем рассматривать как элементарный электрический диполь с моментом $\vec{M}_0 = I_0 \vec{dl}$. Расстояние от элемента \vec{dl} до точки $M(r, z)$ обозначим буквой R . В таком случае поле, образованное каждым из элементарных источников, можно описать [см. (55.9)] формулой

$$dA_{\varphi 0} = \frac{I_0 dl}{4\pi} \frac{1}{R} = \frac{I_0 dl}{4\pi} (z^2 + a^2 + r^2 - 2 \operatorname{arccos} \varphi)^{-1/2} =$$

$$= \frac{I_0 a}{4\pi} \cos \varphi (R_0^2 + a^2 - 2 \operatorname{arccos} \varphi)^{-1/2} d\varphi,$$

где $dl = a \cos \varphi d\varphi$ — составляющая элемента \vec{dl} ; $R_0 = \sqrt{r^2 + z^2}$ — расстояние от центра петли до точки наблюдения.

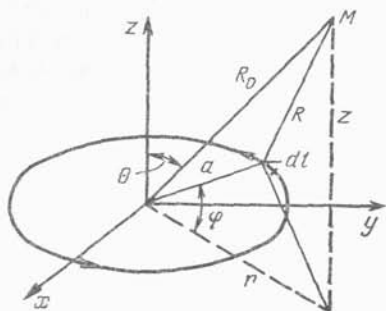


Рис. 86. Определение вектора-потенциала \vec{A} поля круглой петли

При $a \ll R_0$ петлю можно принять за магнитный диполь. В этом случае

$$dA_{\varphi_0} = \frac{I_0 a}{4\pi R_0} \left(1 - \frac{2ar}{R_0^2} \cos \varphi\right)^{-1/2} \cos \varphi d\varphi \approx \frac{I_0 a}{4\pi R_0} \times \\ \times \left(1 + \frac{ar}{R_0^2} \cos \varphi\right) \cos \varphi d\varphi.$$

Окончательный результат получим в виде интеграла по всем dA_{φ_0} в пределах от 0 до 2π

$$A_{\varphi_0} = \frac{I_0 a}{4\pi R_0} \int_0^{2\pi} \left(1 + \frac{ar}{R_0^2} \cos \varphi\right) \cos \varphi d\varphi = \frac{I_0 a^2 r}{4\pi R_0^3} \times \\ \times \int_0^{2\pi} \cos^2 \varphi d\varphi = \frac{I_0 a^2 r}{4\pi R_0^3} \frac{1}{2} \left(\varphi + \frac{\sin 2\varphi}{2}\right) \Big|_0^{2\pi}.$$

После постановки пределов, полагая, что при $a \ll R_0$ $R_0 \approx R$, найдем азимутальную составляющую вектор-потенциала магнитного диполя

$$A_{\varphi_0} = \frac{I_0 \pi a^2}{4\pi} \frac{r}{R^3} = \frac{I_0 Q}{4\pi} \frac{r}{(r^2 + z^2)^{3/2}} = -\frac{M_0^*}{4\pi} \frac{\partial}{\partial r} \frac{1}{R}, \quad (55.19)$$

где $M_0^* = I_0 Q$ — момент диполя.

В случае гармонически изменяющегося магнитного диполя с моментом $M^* = IQ$ вектор-потенциал \vec{A} будет иметь азимутальную составляющую

$$A_{\varphi} = -\frac{i\omega\mu M^*}{4\pi} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{e^{-kR}}{R}\right) = \frac{i\omega\mu M^*}{4\pi} \frac{\sin \theta}{R^2} (1 + kR) e^{-kR}. \quad (55.20)$$

В заключение можно сделать следующие выводы.

1. Электромагнитное поле диполя в безграничной среде обладает шаровой симметрией и имеет только одну составляющую ($\vec{A}^* = \vec{I} \cdot A_z$ или $\vec{A}^* = \vec{I} \cdot A_z^*$) вектор-потенциала, параллельную оси диполя.

2. Амплитуда вектор-потенциала пропорциональна моменту диполя ($I \cdot AB$ или IQ) и убывает с удалением от источника по экспоненте и обратно пропорционально R .

3. Поле магнитного диполя может быть описано как с помощью магнитного \vec{A}^* , так и электрического \vec{A} вектор-потенциала.

§ 56. ПОЛЕ ДИПОЛЬНЫХ ИСТОЧНИКОВ НА ПОВЕРХНОСТИ ОДНОРОДНОГО ПОЛУПРОСТРАНСТВА

В большинстве методов наземной электроразведки источник и приемник размещают на поверхности земли, которая, как было отмечено в гл. II, оказывает существенное влияние на распределение поля в среде. Характер связи компонент поля \vec{E} и \vec{H} со средой в этом случае будет зависеть от типа источника, частоты колебаний и разности. Первое представление об этих связях можно получить на основе анализа нормальных полей, рассчитанных на поверхности однородного изотропного проводящего полупространства. Рассмотрим нормальные поля типичных источников: вертикального магнитного и горизонтального электрического диполей, круглой петли и длинного кабеля.

Поле вертикального магнитного диполя

Расположим магнитный диполь на поверхности полупространства, заполненного проводящей средой с удельным сопротивлением ρ_1 , УЭС воздуха обозначим ρ_0 . Магнитный диполь имеет форму горизонтальной петли с общей площадью витков Q , по которым циркулирует переменный ток $I = I_0 e^{-i\omega t}$. Выберем цилиндрическую систему координат r, φ, z с началом отсчета в центре диполя и осью z , направленной по вертикали вниз (рис. 87). Обозначим волновое число среды $k_1 = \sqrt{-i\omega\mu_0/\rho_1}$, воздуха $k_0 = \sqrt{-i\omega\mu_0/\rho_0}$, полагая при этом, что среда немагнитна и $\mu_1 = \mu_0$.

В данной ситуации вектор-потенциал \vec{A}^* (магнитного типа) имеет только одну вертикальную составляющую A_z^* , параллель-

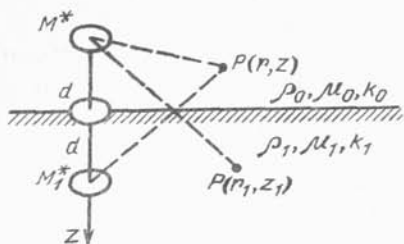


Рис. 87. К расчету нормального поля магнитного диполя методом зеркальных отображений

ную оси диполя. Для решения прямой задачи запишем систему уравнений в общем виде:

$$\begin{aligned} \Delta \vec{A}^* &= k^2 \vec{A}^*, \\ E &= \text{rot } \vec{A}^*, \\ i\omega\mu\vec{H} &= \text{rot } \vec{E}. \end{aligned} \quad (56.1)$$

Из этой системы находим выражение для магнитной индукции

$$\begin{aligned} i\omega\vec{B} &= \text{rot } \vec{E} = \text{rot rot } \vec{A}^* = \text{grad div } \vec{A}^* - \Delta \vec{A}^* = \\ &= \text{grad div } \vec{A}^* - k^2 \vec{A}^*. \end{aligned} \quad (56.2)$$

Поскольку поле имеет только одну составляющую A_z^* , то

$$\text{div } \vec{A}^* = \partial A_z^* / \partial z. \quad (56.3)$$

Задачу решим методом зеркальных отображений, подробно описанным в § 45. В отличие от задачи для постоянного поля, у нас вместо точечных источников — диполи, а вместо удельных сопротивлений ρ_0 и ρ_1 — волновые числа k_0 и k_1 .

Приподнимем диполь на высоту d и отобразим все верхнее полупространство вниз. В таком случае поле в верхнем полупространстве A_{z0}^* можно рассматривать в виде суммы потенциалов двух диполей: действительного с моментом $M^* = IQ$ и фиктивного с моментом $M_1^* = I\alpha_{1,0}Q$, являющегося зеркальным отображением первого в плоскости раздела. Причем оба диполя находятся в одинаковой среде с волновым числом k_0 , поэтому выражение для A_{z0}^* запишем в виде

$$\begin{aligned} A_{z0}^* &= \frac{i\omega\mu_0 M^*}{4\pi} \left\{ \frac{\exp[-k_0 \sqrt{r^2 + (d-z)^2}]}{\sqrt{r^2 + (d-z)^2}} + \alpha_{1,0} \times \right. \\ &\times \left. \frac{\exp[-k_0 \sqrt{r^2 + (2d-z)^2}]}{\sqrt{r^2 + (2d-z)^2}} \right\}, \end{aligned} \quad (56.4)$$

где $\alpha_{1,0} = (k_1 - k_0)/(k_1 + k_0)$ — коэффициент отражения [см. (45.10)].

Затем отобразим все нижнее полупространство вверх и предположим, что поле A_{z1}^* в нижней среде возбуждается фиктивным диполем с моментом $M_2^* = I(1 + \alpha_{1,0})Q = M^*(1 + \alpha_{1,0})$, расположенным на месте действительного. В этом случае

$$A_{z1}^* = \frac{i\omega\mu M^*}{4\pi} (1 + \alpha_{1,0}) \frac{\exp(-k_1 \sqrt{r_1^2 + z_1^2})}{\sqrt{r_1^2 + z_1^2}}. \quad (56.5)$$

Индукционные эффекты у поверхности раздела ($z=0$) учтем с помощью граничных условий (52.15):

$$A_{z0}^* = A_{z1}^*, \quad B_{z0} = B_{z1},$$

$$\operatorname{div} \vec{A}_0^* = \operatorname{div} \vec{A}_1^* \quad \text{или} \quad \partial A_{z0}^* / \partial z = \partial A_{z1}^* / \partial z. \quad (56.6)$$

В соответствии с (56.2) запишем выражения для магнитной индукции в верхней и нижней частях пространства:

$$i\omega B_{z0} = \partial^2 A_{z0}^* / \partial z^2 - k_0^2 A_{z0}^*,$$

$$i\omega B_{z1} = \partial^2 A_{z1}^* / \partial z^2 - k_1^2 A_{z1}^*.$$

Из нижнего выражения вычтем верхнее и, учитывая граничные условия, получим уравнение

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} (A_{z1}^* - A_{z0}^*)_{z=0} = (k_1^2 - k_0^2) A_{z1}^*, \quad (56.7)$$

из которого найдем суммарную составляющую $A_{z=0}^*$ на поверхности раздела

$$A_{z=0}^* = (k_1^2 - k_0^2)^{-1} \frac{\partial^2}{\partial z^2} (A_{z1}^* - A_{z0}^*)_{z=0}. \quad (56.8)$$

Таким образом, при $z=0$ (у поверхности земли) уравнение Гельмгольца преобразуется в одномерное разностное уравнение (56.8).

Далее опустим диполь на поверхность раздела, т. е. положим $d=0$ и перепишем выражения (56.4) и (56.5):

$$A_{z0}^* = \frac{i\omega\mu M^*}{4\pi} (1 + \alpha_{1,0}) \frac{\exp(-k_0 \sqrt{r^2 + z^2})}{\sqrt{r^2 + z^2}},$$

$$A_{z1}^* = \frac{i\omega\mu M^*}{4\pi} (1 + \alpha_{1,0}) \frac{\exp[-k_1 \sqrt{r^2 + z^2})}{\sqrt{r^2 + z^2}}.$$

Верхнее полупространство (воздух) будем считать изолятором ($\rho_0 = \infty$). Тогда $k_0 = \sqrt{-i\omega\mu_0/\rho_0} = 0$, $(1 + \alpha_{1,0}) = 2$, и уравнение (56.8) принимает вид

$$A_{z=0}^* = \frac{2}{k_1^2} \frac{\partial^2}{\partial z^2} (A_{z1}^* - A_{z0}^*)_{z=0, k=0}, \quad (56.9)$$

где

$$\begin{aligned}
 A_{z1}^* &= \frac{i\omega\mu_0 M^*}{4\pi} \frac{\exp(-k_1 \sqrt{r^2 + z^2})}{\sqrt{r^2 + z^2}}; \\
 A_{z0}^* &= \frac{i\omega\mu_0 M^*}{4\pi} \frac{\exp(-k_0 \sqrt{r^2 + z^2})}{\sqrt{r^2 + z^2}}; \\
 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left[\frac{\exp(-k \sqrt{r^2 + z^2})}{\sqrt{r^2 + z^2}} \right]_{z=0} &= -\frac{1+kr}{r^3} e^{-kr}. \quad (56.10)
 \end{aligned}$$

Подставив результаты дифференцирования (56.10) в (56.9), получим выражение для A_z^* на поверхности однородного полупространства

$$A_{z=0}^* = \frac{i\omega\mu_0 M^*}{4\pi} \frac{2}{k_1^2} \left(\frac{1}{r^3} - \frac{1+k_1 r}{r^3} e^{-k_1 r} \right). \quad (56.11)$$

Из формулы (56.11) следует, что электромагнитное поле диполя состоит из двух частей. Первая (возбуждение первого рода) распространяется вдоль поверхности земли и затем проникает вглубь с затуханием типа r^{-3} ; вторая (возбуждение второго рода) распространяется непосредственно в земле с экспоненциальным затуханием.

Компоненты электромагнитного поля E и H найдем по формулам (56.1). Предварительно запишем вспомогательную матрицу (52.13) для определения составляющих ротора в цилиндрических координатах r, φ, z :

$$\operatorname{rot} \vec{a} = \frac{1}{r} \begin{vmatrix} \vec{1} & \vec{1} \cdot r & \vec{1} \\ \frac{\partial}{\partial r} & \frac{\partial}{\partial \varphi} & \frac{\partial}{\partial z} \\ a_r & a_\varphi r & a_z \end{vmatrix}, \quad (56.12)$$

где \vec{a} — любой вектор. Пользуясь матрицей, найдем общие формулы для получения компонент E_φ, H_z, H_r :

$$\begin{aligned}
 E_\varphi &= \operatorname{rot}_\varphi \vec{A}^* = -\partial A_z^* / \partial r, \\
 i\omega\mu_0 H_z &= \operatorname{rot}_z \vec{E} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (E_\varphi r) = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial A_z^*}{\partial r} \right), \\
 i\omega\mu_0 H_r &= \operatorname{rot}_r \vec{E} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial z} (E_\varphi r) = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial A_z^*}{\partial r} \right).
 \end{aligned}$$

Первые две составляющие находим из (56.11) непосредственно путем дифференцирования по r .

После выполнения всех операций получим компоненты E_φ и H_z нормального электромагнитного поля для магнитного диполя:

$$E_\varphi = -\frac{i\omega\mu_0 M^*}{4\pi r^2} \frac{2}{k_1^2 r^2} [3 - (3 + 3k_1 r + k_1^2 r^2) e^{-k_1 r}], \quad (56.13)$$

$$H_z = -\frac{M^*}{4\pi r^3} \frac{2}{k_1^2 r^2} [9 - (9 + 9k_1 r + 4k_1^2 r^2 + k_1^3 r^3) e^{-k_1 r}]. \quad (56.14)$$

Составляющую \tilde{H}_r в элементарных функциях получить не удастся, поэтому ее находят иным способом (А. В. Вешев, 1980). Запишем ее выражение без вывода:

$$H_r = -\frac{M^*}{4\pi r^3} k_1^2 r^2 (I_1 K_1 - I_2 K_2), \quad (56.15)$$

где I_1 , I_2 , K_1 , K_2 — модифицированные функции Бесселя первого и второго рода от мнимого аргумента $k_1 r/2$.

При анализе поля обычно рассматривают относительные величины

$$E_\varphi/E_{\varphi 0} = e_\varphi, \quad H_z/H_{z 0} = h_z, \quad H_r/H_{r 0} = h_r,$$

где индексом «0» обозначают компоненты поля при $\omega = 0$; e_φ , h_z , h_r называют **электрическими и магнитными числами** соответственно:

$$e_\varphi = \frac{2}{k_1^2 r^2} [3 - (3 + 3k_1 r + k_1^2 r^2) e^{-k_1 r}], \quad (56.16)$$

$$h_z = -\frac{2}{k_1^2 r^2} [9 - (9 + 9k_1 r + 4k_1^2 r^2 + k_1^3 r^3) e^{-k_1 r}], \quad (56.17)$$

$$h_r = -k_1^2 r^2 (I_1 K_1 - I_2 K_2). \quad (56.18)$$

Кроме трех основных составляющих изучают также элементы эллипса поляризации магнитного поля — большую и малую оси H_a и H_b (или a и b), угол наклона γ большой оси к горизонту. На рис. 88 показаны пространственно-частотные характеристики нормального поля магнитного диполя. Они представляют собой графики зависимости электрических и магнитных чисел от параметра $\rho/(r^2 f)$, где r выражено в километрах. Таблицы расчета характеристик даны в книге А. В. Вешева (1980) и в инструкции по электроразведке (1984).

На графиках выделяются левая часть при $\rho/(r^2 f) \leq 0$; характеризующая поведение поля в дальней зоне, и правая, при $\rho/(r^2 f) \geq 10$, характеризующая поведение поля в ближней зоне.

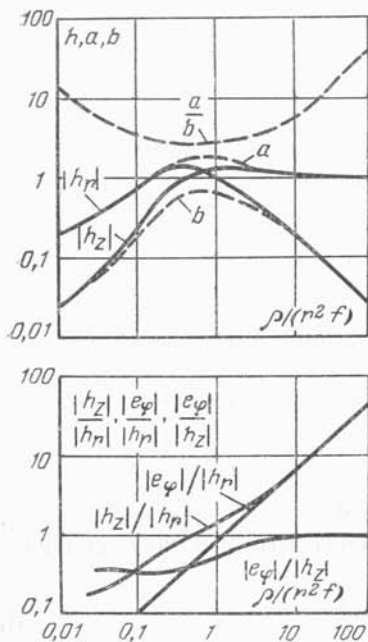
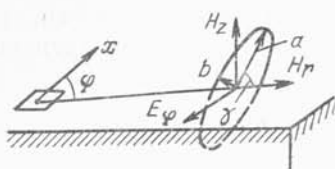


Рис. 88. Пространственно-частотные характеристики нормального поля магнитного диполя (по А. В. Вешеву)

дули этих величин используют для определения ЭДС $\Delta V(\omega)$ измеряемого сигнала и вычисления кажущегося сопротивления. Согласно (56.19) — (56.21),

$$\Delta V_E(\omega) = |E_\varphi| \cdot MN = \frac{3M^* \cdot MN}{2\pi r^4} \rho = \frac{3IQ \cdot MN}{2\pi r^4} \rho,$$

$$\Delta V_{H_z}(\omega) = \omega \mu_0 q |H_z| = \frac{9M^* q}{2\pi r^5} \rho = \frac{9IQq}{2\pi r^5} \rho,$$

$$\Delta V_{H_r}(\omega) = \omega \mu_0 q |H_r| = \frac{3M^* q}{2\pi r^4} \sqrt{\omega \mu_0 \rho} = \frac{3IQq}{2\pi r^4} \sqrt{\omega \mu_0 \rho},$$

где q — суммарная площадь витков петли приемного контура.

Отсюда найдем формулы для вычисления кажущегося сопротивления ρ_ω при измерениях с установками:

В окрестности $\rho/(r^2 f) \approx 1$ поле слабо реагирует на изменение удельного электрического сопротивления среды.

Исследуем поле в дальней и ближней зонах и найдем формулы для вычисления кажущегося сопротивления.

В дальней зоне при $|k_1| r \gg \gg 1 e^{-k_1 r} \rightarrow 0$, поэтому формулы (56.13) — (56.15) будут иметь вид

$$E_\varphi \approx - \frac{i \omega \mu_0 M^*}{4\pi r^2} \frac{2 \cdot 3}{k_1^2 r^2} = \\ = \frac{3M^* \rho}{2\pi r^4}, \quad (56.19)$$

$$H_z \approx - \frac{M^*}{4\pi r^3} \frac{2 \cdot 9}{k_1^2 r^2} = \\ = \frac{9M^* \rho}{2\pi r^5 i \omega \mu_0}, \quad (56.20)$$

$$H_r \approx - \frac{M^*}{4\pi r^3} \frac{6}{k_1 r} \frac{\sqrt{2}}{2} \times \\ \times (1 - i) = - \frac{3M^* \sqrt{\rho}}{2\pi r^4 \sqrt{\omega \mu_0}}. \quad (56.21)$$

Последняя формула записана по А. В. Вешеву (1980). Мо-

петля — электрический диполь ($Q-MN$)

$$\rho_{\omega} = \frac{2\pi r^4}{3Q \cdot MN} \frac{\Delta V_E(\omega)}{I} = K_E \Delta V_E(\omega)/I; \quad (56.22)$$

петля — петля ($Q-q_z$)

$$\rho_{\omega} = \frac{2\pi r^5}{9Qq} \frac{\Delta V_H(\omega)}{I} = K_H \Delta V_H(\omega)/I; \quad (56.23)$$

петля — горизонтальный магнитоприемник ($Q-q_r$)

$$\rho_{\omega} = \left[\frac{2\pi r^4}{3Qq \sqrt{\omega \mu_0}} \frac{\Delta V_H(\omega)}{I} \right]^2. \quad (56.24)$$

Кроме того, в дальней зоне можно изучать импеданс. Модуль импеданса, согласно (56.19) — (56.21),

$$|Z| = |E_{\varphi}|/|H_r| = \sqrt{\omega \mu_0 \rho}.$$

Отсюда кажущееся сопротивление при импедансных измерениях

$$\rho_{\omega} = (\omega \mu_0)^{-1} |Z|^2 = 0,127 |Z|^2 / f. \quad (56.25)$$

В последней формуле $|E_{\varphi}|$ измеряется в мВ/км, $|H_r|$ — в мА/м, f — в Гц.

В ближней зоне при $|k_1|r \ll 1$ можно воспользоваться разложением экспоненты в ряд

$$e^{-k_1 r} \approx 1 - k_1 r + k_1^2 r^2 / 2 - \dots$$

Подставив это разложение в (56.16) — (56.18) и ограничившись величинами второго порядка малости, получим

$$e_{\varphi} = \frac{2}{k_1^2 r^2} \left[3 - (3 + 3k_1 r + k_1^2 r^2) \left(1 - k_1 r + \frac{k_1^2 r^2}{2} \right) \right] \approx 1,$$

$$h_z = -\frac{2}{k_1^2 r^2} \left[9 - (9 + 9k_1 r + 4k_1^2 r^2 + k_1^3 r^3) \times \right. \\ \left. \times \left(1 - k_1 r + \frac{k_1^2 r^2}{2} \right) \right] \approx 1,$$

$$h_r = -k_1^2 r^2 (I_1 K_1 - I_2 K_2) |_{k_1 r < 1} \approx \frac{k_1^2 r^2}{4}. \quad (\text{А. В. Вешев, 1980})$$

Отсюда найдем компоненты поля в ближней зоне

$$E_{\varphi} \approx -\frac{i\omega \mu_0 M^*}{4\pi r^2}, \quad H_z \approx \frac{M^*}{4\pi r^3},$$

$$H_r \approx \frac{M^*}{4\pi r^3} \frac{k_1^2 r^2}{4} = -\frac{i\omega \mu_0 M^*}{16\pi r}.$$

Поскольку первые две составляющие не связаны со свойствами среды, для определения кажущегося (или эффективного) сопротивления используют радиальную составляющую, а также горизонтальный и вертикальный импедансы

$$Z_{\varphi} = E_{\varphi}/H_r = 4\rho/r, \quad Z_z = H_z/H_r = -4\rho/(i\omega\mu_0 r^2).$$

Отсюда

$$\rho_k = (r/4) |E_{\varphi}/H_r| \quad \text{и} \quad \rho_k = (\omega\mu_0 r^2/4) |H_z/H_r|. \quad (56.26)$$

Наводимая в горизонтальном магнитопримемнике ЭДС

$$\Delta V_{H_r}(\omega) = \omega\mu_0 q |H_r| = \frac{\omega^2 \mu_0^2 I Q q}{16\pi r}.$$

Тогда

$$\rho_k = \frac{\omega^2 \mu_0^2 Q q}{16\pi r} \frac{I}{\Delta V_H(\omega)} \quad \text{или} \\ \sigma_k = \frac{16\pi r}{\omega^2 \mu_0^2 Q q} \frac{\Delta V_H(\omega)}{I}, \quad (56.27)$$

где σ_k — кажущаяся проводимость.

Формулы (56.26) и (56.27) используют при обработке результатов радиально-частотного (индукционного) зондирования. Помимо этого, с помощью пространственно-частотных характеристик (см. рис. 88) определяют **эффективные сопротивления** ρ . С этой целью по результатам полевых измерений — ЭДС $\Delta V(\omega)$ — находят компоненты поля, нормируют их полем в однородном полупространстве при $\omega \rightarrow 0$ и вычисляют электрические и магнитные числа. Например,

$$|E_{\varphi}| = \Delta V_E(\omega)/MN, \quad |E_{\varphi 0}| = \frac{\omega\mu_0 I Q}{4\pi r^2},$$

$$|e_{\varphi}| = \left| \frac{E_{\varphi}}{E_{\varphi 0}} \right| = \frac{4\pi r^2}{\omega\mu_0 Q \cdot MN} \frac{\Delta V_E(\omega)}{I},$$

$$|H_z| = \Delta V_H(\omega)/(\omega\mu_0 q), \quad |H_{z0}| = \frac{I Q}{4\pi r^3},$$

$$|h_z| = \left| \frac{H_z}{H_{z0}} \right| = \frac{4\pi r^3}{\omega\mu_0 q Q} \frac{\Delta V_H(\omega)}{I}.$$

Зная эти числа, разнос и частоту, при которой проводились измерения, по характеристике (см. рис. 88) находят ρ (А. В. Вешев, 1980; Инструкция по электроразведке, 1984). В интервале больших разносов и относительно низких частот при $\tilde{\rho}/(r^2 f) \leq$

$\ll 0,1$ эффективное и кажущееся сопротивление совпадают ($\tilde{\rho} \approx \rho_\omega$) и вне этого интервала—расходятся. При наблюдениях в ближней зоне, если $\tilde{\rho}/(r^2f) \geq 10$, $\tilde{\rho} \approx \rho_{\text{н}}$.

Поле горизонтального электрического диполя

Рассмотрим теперь электрический диполь, заземленный на поверхности однородного полупространства (рис. 89). Начало координат поместим в середину диполя, ось x направим вдоль его оси, а ось z — по вертикали вниз. Обозначим длину диполя AB , его момент $M = I \cdot AB$, где $I = I_0 e^{-i\omega t}$. В данном случае для описания поля воспользуемся вектор-потенциалом \vec{A} , который имеет две составляющие: A_x , параллельную оси диполя, и A_z , характеризующую влияние поверхности раздела.

Вдоль оси y никаких изменений поля не наблюдается, поэтому полагаем $A_y = 0$.

Горизонтальную составляющую A_x найдем по аналогии с полем магнитного диполя. В соответствии с (56.9) запишем:

$$A_x = \frac{2}{k_1^2} \frac{\partial^2}{\partial z^2} (A_{x1} - A_{x0})_{z=0}, \quad k_0 = 0, \quad (56.28)$$

где

$$A_{x1} = \frac{M}{4\pi} \frac{\exp(-k_1 \sqrt{r^2 + z^2})}{\sqrt{r^2 + z^2}};$$

$$A_{x0} = \frac{M}{4\pi} \frac{\exp(-k_0 \sqrt{r^2 + z^2})}{\sqrt{r^2 + z^2}}.$$

После дифференцирования будем иметь

$$A_x = \frac{2M}{4\pi k_1^2} \left(\frac{1}{r^3} - \frac{1 + k_1 r}{r^3} e^{-k_1 r} \right). \quad (56.29)$$

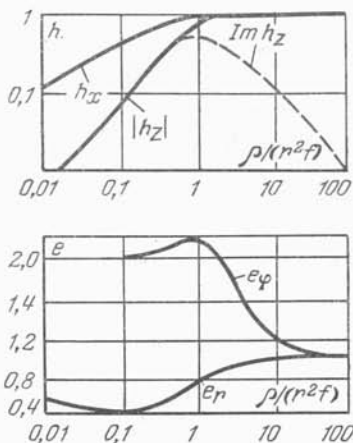
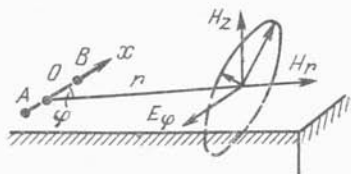


Рис. 89. Пространственно-частотные характеристики нормального поля горизонтального электрического диполя (по А. В. Вешеву)

Рассмотрим, например, две составляющие поля H_z и E_x .
При $z=0$

$$H_z = \frac{\partial A_x}{\partial y} = \frac{\partial A_x}{\partial r} \frac{\partial r}{\partial y} = \sin \varphi \frac{\partial A_x}{\partial r},$$

$$E_x = i\omega\mu_0 \left(A_x - \frac{1}{k_1^2} \frac{\partial}{\partial x} \operatorname{div} A \right) = \\ = i\omega\mu_0 \left[A_x - \frac{1}{k_1^2} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial A_x}{\partial x} + \frac{\partial A_z}{\partial z} \right) \right].$$

Опуская способ определения A_z и ее вертикальной производной, запишем:

$$H_z = -\frac{M}{4\pi r^4} \frac{2 \sin \varphi}{k_1^2} [3 - (3 + 3k_1 r + k_1^2 r^2) e^{-k_1 r}], \quad (56.30)$$

$$E_x = -\frac{M}{2\pi r^3} \frac{i\omega\mu_0}{k_1^2} [3 \cos^2 \varphi - 2 + (1 + k_1 r) e^{-k_1 r}]. \quad (56.31)$$

На рис. 89 показаны пространственно-частотные характеристики нормального поля электрического диполя. В дальней зоне при $\rho/(r^2 f) < 0,1$ компоненты поля имеют надежную связь со сферой. При $|k_1| r \gg 1$

$$H_z = -\frac{3M \sin \varphi}{2\pi r^4 k_1^2} = -\frac{3I \cdot AB \cdot \sin \varphi \rho}{2\pi r^4 (-i\omega\mu_0)},$$

$$E_x = -\frac{M}{2\pi r^3} \frac{i\omega\mu_0}{k_1^2} (3 \cos^2 \varphi - 2) = \frac{I \cdot AB \cdot \rho}{2\pi r^3} (3 \cos^2 \varphi - 2).$$

Отсюда найдем формулы для расчета ЭДС $\Delta V(\omega)$ и кажущегося сопротивления:

$$\Delta V_H(\omega) = \omega q \mu_0 |H_z| = \frac{3I \cdot AB \cdot q \sin \varphi}{2\pi r^4} \rho,$$

$$\Delta V_E(\omega) = |E_x| \cdot MN = \frac{I \cdot AB \cdot MN}{2\pi r^3} (3 \cos^2 \varphi - 2) \rho,$$

$$\rho_\omega = \frac{2\pi r^4}{3AB \cdot q \sin \varphi} \frac{\Delta V_H(\omega)}{I} = K_H \frac{\Delta V_H(\omega)}{I}, \quad (56.32)$$

$$\rho_\omega = \frac{2\pi r^3}{AB \cdot MN \cdot (3 \cos^2 \varphi - 2)} \frac{\Delta V_E(\omega)}{I} = K_E \frac{\Delta V_E(\omega)}{I}, \quad (56.33)$$

где K_H и K_E — коэффициенты установок АВ— q и АВ— MN .

Формулы (56.32), (56.33) используют при обработке результатов частотного зондирования (см. § 23).

В ряде методов электроразведки поле изучают внутри квадратной или круглой петли относительно большого радиуса r . В центре петли имеется лишь одна вертикальная составляющая

магнитного поля H_z , которую легко вычислить путем интегрирования полей элементарных диполей по кругу.

Разобьем круглую петлю на ряд элементарных электрических диполей с моментами $dM = Idl = Ird\varphi$, где r — радиус петли, φ — азимутальный угол. В таком случае магнитное поле от каждого элемента в центре петли можно записать в виде поля электрического диполя [см. (56.30)]:

$$dH_z = -\frac{Idl}{4\pi r^2} h_z = -\frac{Ird\varphi}{4\pi r^2} h_z,$$

где

$$h_z = -\frac{2}{k_1^2 r^2} [3 - (3 + 3k_1 r + k_1^2 r^2) e^{-k_1 r}].$$

Интегрируя данное выражение по φ от 0 до 2π получим после сокращений

$$H_z = -(I/2r) h_z = -H_{z0} h_z, \quad (56.34)$$

где $H_{z0} = I/2r$ — постоянное магнитное поле в центре круглой петли при $\omega = 0$.

Таким образом, магнитное число h_z в данном случае полностью совпадает с соответствующим магнитным числом поля горизонтального электрического диполя [см. (56.30) и характеристику для $|h_z|$ на рис. 89].

Поле **длинного кабеля** находят также путем интегрирования полей элементарных диполей с моментами $dM = Idl$ (А. В. Вешев, 1980).

§ 57. ПОЛЕ ДИПОЛЯ В ГОРИЗОНТАЛЬНО-СЛОИСТОЙ СРЕДЕ

Модель поля дипольного источника в горизонтально-слоистой среде представляет интерес для уяснения сущности частотных зондирований и разработки приемов их интерпретации.

Пусть на поверхности слоистой полупространства, состоящего из горизонтальных слоев с физическими параметрами h_p , ρ_p , μ_p , где p — номер слоя, находится вертикальный магнитный диполь — петля или рамка с общей площадью витков Q , по которым циркулирует переменный ток $I = I_0 e^{-i\omega t}$. Момент диполя $M^* = IQ$ (рис. 90). Требуется найти компоненты электромагнитного поля E и H на поверхности среды и установить их связь с физическими параметрами.

Введем дополнительные обозначения: k_p — волновое число в p -м слое; d_p — глубина залегания его подошвы. Выберем цилиндрическую систему координат r , φ , z с началом отсчета

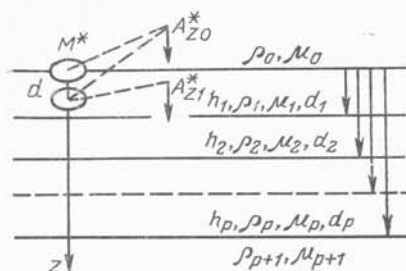


Рис. 90. Поле вертикального магнитного диполя в горизонтально-слоистой среде

в центре диполя и осью z , направленной по вертикали вниз, т. е. по нормали к границам слоев. В данном случае поле можно описать с помощью вертикальной составляющей вектор-потенциала \vec{A}^* . В силу очевидной осевой симметрии $\partial A^*/\partial \varphi = 0$.

Запишем основную систему уравнений (56.1) в виде

$$\begin{aligned} \Delta \vec{A}^* &= k^2 \vec{A}^*, \\ \vec{E} &= \text{rot } \vec{A}^*, \\ i\omega \mu \vec{H} &= \text{rot } \vec{E}. \end{aligned} \quad (57.1)$$

Учитывая, что $\text{div } \vec{A}^* = \partial A_z^*/\partial z$, составим две группы граничных условий. Согласно (52.15), для поверхности раздела земля — воздух и подошвы каждого слоя

$$\left. \begin{aligned} A_{z0}^* &= A_{z1}^* \\ \frac{1}{\mu_0} \frac{\partial A_{z0}^*}{\partial z} &= \frac{1}{\mu_1} \frac{\partial A_{z1}^*}{\partial z} \end{aligned} \right\} z=0,$$

$$\left. \begin{aligned} A_{zp}^* &= A_{z_{p+1}}^* \\ \frac{1}{\mu_p} \frac{\partial A_{zp}^*}{\partial z} &= \frac{1}{\mu_{p+1}} \frac{\partial A_{z_{p+1}}^*}{\partial z} \end{aligned} \right\} z=d_p.$$

Уравнение Гельмгольца решим методом разделения переменных подобно тому, как это сделано в § 46. Для случая осевой симметрии решение имеет вид

$$A^*(r, z) = \int_0^\infty (ae^{-\sqrt{m^2+k^2}z} + be^{\sqrt{m^2+k^2}z}) J_0(mr) dm.$$

Обозначив $n_p = \sqrt{m^2 + k_p^2}$, запишем это выражение для p -го слоя:

$$A_p^*(r, z) = \int_0^\infty (a_p e^{-n_p z} + b_p e^{n_p z}) J_0(mr) dm. \quad (57.2)$$

Сначала составим выражение для вектор-потенциала в первом слое и воздухе, считая $k_0 \neq 0$, и выполним первую группу граничных условий на поверхности раздела земля — воздух. С этой целью опустим диполь на глубину d (см. рис. 90). В таком случае поле в нижнем полупространстве будет состоять из двух слагаемых — первичного поля диполя A_{z1}^{*0} и аномальной части A_{z1}^{*1} , которую возьмем в виде общего решения (57.2) для $p=1$:

$$A_{z1}^* = A_{z1}^{*0} + A_{z1}^{*1} = c \frac{e^{-k_1 R}}{R} + \int_0^\infty (\bar{a}_1 e^{-n_1 z} + b_1 e^{n_1 z}) J_0(mr) dm,$$

где $R = \sqrt{r^2 + (d-z)^2}$; $c = M^*/4\pi$; $n_1 = \sqrt{m^2 + k_1^2}$; \bar{a}_1 и b_1 — неизвестные коэффициенты.

Разлагая первое слагаемое в интеграл Зоммерфельда

$$\frac{e^{-k_1 \sqrt{r^2 + (d-z)^2}}}{\sqrt{r^2 + (d-z)^2}} = \int_0^\infty \frac{m}{n_1} e^{-n_1 (d-z)} J_0(mr) dm,$$

получим общее выражение для A_{z1}^* в интегральной форме:

$$A_{z1}^* = \int_0^\infty \left(c \frac{m}{n_1} e^{-n_1 (d-z)} + \bar{a}_1 e^{-n_1 z} + b_1 e^{n_1 z} \right) J_0(mr) dm; \quad (57.3)$$

В верхнем полупространстве источников нет, поэтому для составления потенциала воспользуемся общим решением (57.2):

$$A_{z0}^* = \int_0^\infty (a_0 e^{-n_0 z} + b_0 e^{n_0 z}) J_0(mr) dm. \quad (57.4)$$

Однако первое слагаемое в области отрицательных z при $z \rightarrow -\infty$ растет, что противоречит свойствам потенциальной функции. Поэтому положим $a_0 \equiv 0$ и перепишем (57.4) в виде

$$A_{z0}^* = \int_0^\infty b_0 e^{n_0 z} J_0(mr) dm. \quad (57.5)$$

Найдем производные по z от A_{z1}^* и A_{z0}^* :

$$\frac{\partial A_{z1}^*}{\partial z} = \int_0^\infty (cme^{-n_1(d-z)} - \bar{a}_1 n_1 e^{-n_1 z} + b_1 n_1 e^{n_1 z}) J_0(mr) dm,$$

$$\frac{\partial A_{z0}^*}{\partial z} = \int_0^\infty n_0 b_0 e^{n_0 z} J_0(mr) dm.$$

Теперь потребуем выполнения граничных условий первой группы. Поскольку они справедливы для всех r (на всей границе), то вместо равенства интегралов запишем равенства их подынтегральных выражений. При $z=0$

$$c \frac{m}{n_1} e^{-n_1 d} + \bar{a}_1 + b_1 = b_0$$

$$\frac{1}{\mu_1} (cme^{-n_1 d} - \bar{a}_1 n_1 + b_1 n_1) = \frac{n_0}{\mu_0} b_0. \quad (57.6)$$

Далее вынесем диполь на поверхность и положим $d=0$. Верхнее полупространство (воздух) будем считать изолятором, в котором пренебрежем токами смещения. Отсюда $k_0 = \sqrt{-i\omega\mu_0/\rho_0} = 0$, $n_0 = \sqrt{m^2 + n_0^2} = m$. Кроме того, объединим некоторые слагаемые. Обозначим

$$a_1 = \bar{a}_1 + cm/n_1, \quad (\bar{a}_1 = a_1 - cm/n_1).$$

После преобразований система (57.6) запишется так:

$$a_1 + b_1 = b_0,$$

$$-n_1(\mu_0/\mu_1)(a_1 - b_1) = mb_0 - 2mc(\mu_0/\mu_1).$$

Разделим нижнее уравнение на верхнее и найдем коэффициент b_0 :

$$b_0 = 2c \frac{\mu_0}{\mu_1} \frac{m}{m + n_1 \mu_0 / (\mu_1 R_1)}, \quad (57.7)$$

где $R_1 = (a_1 + b_1)/(a_1 - b_1)$.

Следовательно, на поверхности среды при $z=0$

$$A_{z1}^* = A_{z0}^* = 2c \frac{\mu_0}{\mu_1} \int_0^\infty \frac{m}{m + n_1 \mu_0 / (\mu_1 R_1)} J_0(mr) dm. \quad (57.8)$$

В приповерхностном слое при $z \geq 0$

$$A_{z1}^* = 2c \frac{\mu_0}{\mu_1} \int_0^\infty \frac{me^{-n_1 z}}{m + n_1 \mu_0 / (\mu_1 R_1)} J_0(mr) dm. \quad (57.9)$$

Чтобы раскрыть содержание функции R_1 , воспользуемся граничными условиями второй группы. С помощью общего решения (57.2) запишем выражения для составляющей вектор-потенциала и ее производной для p -го слоя:

$$A_{z p}^* = \int_0^{\infty} (a_p e^{-n_p z} + b_p e^{n_p z}) J_0(mr) dm,$$

$$\frac{\partial A_{z p}^*}{\partial z} = \int_0^{\infty} (-n_p a_p e^{-n_p z} + n_p b_p e^{n_p z}) J_0(mr) dm.$$

На подошве p при $z = d_p$ имеем

$$a_p e^{-n_p d_p} + b_p e^{n_p d_p} = a_{p+1} e^{-n_{p+1} d_p} + b_{p+1} e^{n_{p+1} d_p},$$

$$\frac{n_p}{\mu_p} (a_p e^{-n_p d_p} - b_p e^{n_p d_p}) = \frac{n_{p+1}}{\mu_{p+1}} (a_{p+1} e^{-n_{p+1} d_p} - b_{p+1} e^{n_{p+1} d_p}).$$

Разделив верхнее уравнение на нижнее, получим равенство

$$\frac{a_p e^{-n_p d_p} + b_p e^{n_p d_p}}{a_p e^{-n_p d_p} - b_p e^{n_p d_p}} = \frac{n_p \mu_{p+1}}{n_{p+1} \mu_p} \frac{a_{p+1} e^{-n_{p+1} d_p} + b_{p+1} e^{n_{p+1} d_p}}{a_{p+1} e^{-n_{p+1} d_p} - b_{p+1} e^{n_{p+1} d_p}}.$$

Используя тождество Н. В. Липской и применяя способ, аналогичный тому, что описан в § 54, найдем рекуррентное соотношение между R_p и R_{p+1}

$$R_p = \text{cth} \left(n_p h_p + \text{arcth} \frac{n_p \mu_{p+1}}{n_{p+1} \mu_p} R_{p+1} \right), \quad (57.10)$$

где R_p — функция, определенная на поверхности слоя p .

На поверхности полупространства $p=1$, $d_1 - h_1 = 0$

$$R_1 = \frac{a_1 + b_1}{a_1 - b_1} = \text{cth} \left(n_1 h_1 + \text{arcth} \frac{n_1 \mu_2}{n_2 \mu_1} R_2 \right),$$

$$R_2 = \text{cth} \left(n_2 h_2 + \text{arcth} \frac{n_2 \mu_3}{n_3 \mu_2} R_3 \right) \text{ и т. д.} \quad (57.11)$$

Таким образом, вертикальная составляющая A_z^* связана с параметрами горизонтально-слоистой среды посредством рекуррентной функции R_1 , знакомой нам из § 47, 54. В отличие от функций $R_1(m)$ и $R_1(\omega)$, найденная функция R_1 зависит от $n_p = \sqrt{m^2 + k_p^2} = \sqrt{m^2 - i\omega\mu_p/\rho_p}$, т. е. от аргументов m и ω , не считая геометрических параметров и свойств среды. Поэтому ее можно записать с двумя аргументами — $R_1(m, \omega)$. Из § 54 мы знаем, что функцию $R_p(m, \omega)$, определенную на кровле p -го слоя, можно пересчитывать на соседнюю границу вверх или

вниз, если известны соответствующие параметры слоев. Алгоритм пересчета дан в § 71.

Компоненты электромагнитного поля на поверхности слоистой среды найдем с помощью (57.1):

$$E_{\varphi} = \text{rot}_{\varphi} \vec{A}^* = -\partial A_z^* / \partial r,$$

$$i\omega\mu_0 H_z = \text{rot}_z \vec{E} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rE_{\varphi}) = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial A_z^*}{\partial r} \right),$$

$$i\omega\mu_0 H_r = \text{rot}_r \vec{E} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rE_{\varphi}) = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial A_z^*}{\partial r} \right).$$

Первые две составляющие получаем дифференцированием выражения (57.8), третью — по (57.9):

$$E_{\varphi} = -\frac{\partial A_z^*}{\partial r} = -\frac{i\omega\mu_0 M^*}{2\pi} \frac{\mu_0}{\mu_1} \frac{\partial}{\partial r} \times \\ \times \int_0^{\infty} \frac{m}{m + n_1\mu_0/(\mu_1 R_1)} J_0(mr) dm,$$

$$H_z = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rE_{\varphi}) = -\frac{M^*}{2\pi r} \frac{\mu_0}{\mu_1} \frac{\partial}{\partial r} \int_0^{\infty} \frac{mr}{m + n_1\mu_0/(\mu_1 R_1)} \times \\ \times J_0(mr) dm,$$

$$H_r = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial A_z^*}{\partial r} \right) = -\frac{M^*}{2\pi} \frac{\mu_0}{\mu_1} \frac{\partial}{\partial r} \times \\ \times \int_0^{\infty} \frac{n_1 m e^{-n_1 z}}{m + n_1\mu_0/(\mu_1 R_1)} J_0(mr) dm.$$

В случае взаимно обратной установки диполь — петля (AB—q) вертикальную составляющую магнитного поля определяют по аналогии с полем E_{φ} :

$$H_z = -\frac{I \cdot AB \cdot q \sin \varphi}{2\pi} \frac{\mu_0}{\mu_1} \frac{\partial}{\partial r} \int_0^{\infty} \frac{m}{m + n_1\mu_0/(\mu_1 R_1)} J_0(mr) dm.$$

При расчете теоретических графиков частотного зондирования — кривых ЧЗ — используют приведенное значение кажущегося сопротивления

$$\frac{\rho_{\omega}}{\rho_1} = \frac{i\omega\mu_0 H_z}{i\omega\mu_0 H_0} = \frac{H_z}{H_0} = \frac{|\rho_{\omega}|}{\rho_1} e^{i\psi_H},$$

$$\frac{\rho_{\omega}}{\rho_1} = \frac{E_{\varphi} \cdot MN}{E_{\varphi 0} \cdot MN} = \frac{E_{\varphi}}{E_{\varphi 0}} = \frac{|\rho_{\omega}|}{\rho_1} e^{i\psi_E},$$

где H_0 и E_0 — компоненты поля на поверхности однородного полупространства; $|\rho_{\omega}|$ — амплитудное значение кажущегося сопротивления; ψ_H, ψ_E — фазы (сдвиг по фазе между измеряемым сигналом и током генератора). Расчеты выполняют на ЭВМ по специальным программам. В настоящее время имеются альбомы палеток кривых кажущегося сопротивления ЧЗ для типичных трех- и четырехслойных разрезов (Л. Л. Ваньян, 1976) и альбом сводных палеток (Б. К. Матвеев, 1966), позволяющих графически воспроизвести кривую ЧЗ для многослойного разреза. Палетки являются вспомогательным пособием при интерпретации результатов ЧЗ. Алгоритмы интерпретации методом подбора находятся в стадии разработки.

§ 58. ПРИНЦИПЫ РАСЧЕТА НЕУСТАНОВИВШИХСЯ ПОЛЕЙ

Неустановившееся поле возбуждают в земле с помощью таких же устройств, какие применяют и при возбуждении гармонически изменяющегося поля. Отличие заключается лишь в том, что в питающий диполь (или петлю, заземленный кабель) подают прямоугольный импульс постоянного тока, а в пунктах наблюдения регистрируют ЭДС переходного процесса. Датчиками поля служат либо заземленная линия MN , либо магнитоприемник в виде петли, рамки или катушки с ферромагнитным сердечником. При изучении поля в дальней зоне наблюдения выполняют в режиме включения тока (ступенчатое возбуждение), а в ближней зоне — в режиме выключения источника, в паузе между импульсами.

Основой для истолкования результатов наблюдений являются теоретические расчеты неустановившегося поля в моделях однородного полупространства и неоднородных сред. Известно несколько способов решения прямой задачи. В одном из них, предложенном А. Н. Тихоновым (1946—1950), предусматривается непосредственное решение телеграфного уравнения для вектор-потенциала \vec{A} при заданных граничных условиях. В квазистационарном приближении телеграфное уравнение переходит (51.13) в уравнение теплопроводности вида

$$\Delta \vec{A} = \sigma \mu \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}. \quad (58.1)$$

Его решают методом полного или частичного разделения переменных. Решение ряда задач этим методом дано в работах

А. Н. Тихонова, О. А. Скугаревской, П. П. Фролова, Д. Н. Четаева, Ю. В. Якубовского и др.

Уравнение (58.1) относится к дифференциальным уравнениям параболического типа. Они описывают поле, в котором нет четкого фронта движения энергии, как, например, в волновом поле. В. Н. Шуман (1980), а также Б. С. Светов и П. О. Барсуков (1984) предложили трансформировать уравнение (58.1) в уравнение гиперболического типа, а именно, в эквивалентное волновое уравнение вида

$$\Delta \vec{a} = \sigma \mu \frac{\partial^2 \vec{a}}{\partial t^2} \quad (58.2)$$

с помощью известного интегрального преобразования (К. Г. Резницкая, 1974)

$$\vec{A}(r, t) = \frac{1}{\sqrt{\pi i}} \int_0^{\infty} e^{-\tau^2/4t} \vec{a}(r, \tau) d\tau, \quad (58.3)$$

где $\vec{a}(r, \tau)$ — новый вектор-потенциал, описывающий поле в фиктивном, «замедленном» времени $\tau = \sqrt{t}$.

Предложенный способ позволяет перевести задачу анализа переходного процесса в область волновых решений, а также воспользоваться при интерпретации результатов кинематическими приемами (см. § 61), хорошо разработанными в сейсморазведке.

Однако наиболее оперативным способом анализа неустановившегося поля является спектральный метод, предложенный С. М. Шейнманном (1947). Он основан на применении интегрального преобразования Фурье

$$F(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) e^{-i\omega t} d\omega, \quad (58.4)$$

где $F(\omega)$ — спектральная функция, являющаяся решением соответствующей гармонической задачи. При этом учитывается изменение питающего тока $I(t)$ во времени. Если, например, в питающий диполь посылаются кратковременные импульсы, то режим работы источника аналитически описывается с помощью δ -функции Дирака:

$$I_1(t) = I_0 \delta(t) = \begin{cases} 0, & t \neq 0, \\ \infty, & t = 0. \end{cases}$$

Дельта-функция равна нулю всюду, кроме начала координат, где она имеет «бесконечный всплеск» [$\delta(0) = \infty$] «единич-

ной интенсивности» $\left[\int_{-\infty}^{\infty} \delta(x) dx = 1 \right]$. Для этой функции характерно соотношение

$$\int_{-\infty}^{\infty} \delta(x) \varphi(x) dx = \varphi(0). \quad (58.5)$$

В случае ступенчатого возбуждения (включение или выключение тока) режим работы источника описывается с помощью функции Хевисайда $\eta(t)$, или, как ее чаще называют, функции единичной ступени:

$$I_2(t) = I_0 \eta(t) = \begin{cases} 0, & t < 0, \\ I_0, & t > 0. \end{cases}$$

Рассмотрим временные спектры этих сигналов. Пусть электромагнитное поле возбуждается с помощью диполя с единичным моментом $\vec{m}(t) = I(t) \cdot \vec{l}$ ($dl=1$). Представим эту функцию в виде интеграла Фурье

$$I(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} I(\omega) e^{-i\omega t} d\omega,$$

где

$$I(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} I(t) e^{i\omega t} dt$$

— временной спектр момента тока диполя.

В случае возбуждения первого типа

$$I_1(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} I_1(t) e^{i\omega t} dt = I_0 \int_{-\infty}^{\infty} \delta(t) e^{i\omega t} dt = I_0,$$

а при возбуждении второго типа

$$I_2(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} I_2(t) e^{i\omega t} dt = I_0 \int_{-\infty}^{\infty} \eta(t) e^{i\omega t} dt = \frac{I_0}{-i\omega}.$$

Последний интеграл табличный.

Следовательно, соотношение (58.4) при возбуждении поля короткими импульсами будет иметь вид

$$F_1(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) e^{-i\omega t} d\omega, \quad (58.6)$$

а при ступенчатом возбуждении

$$F_2(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) \frac{e^{-i\omega t}}{-i\omega} d\omega, \quad (58.7)$$

где $F(\omega)$ — спектральная функция, представляющая собой

соответствующее решение гармонической задачи для электрического или магнитного диполя со спектральным моментом $M = I_0 \cdot AB$ или $M^* = I_0 Q$; I_0 — амплитуда тока в источнике.

В качестве примера найдем выражение для вектор-потенциала $\vec{A}(t)$ неустановившегося поля электрического диполя AB . В гармоническом режиме

$$A(\omega) = [I(\omega) \cdot AB/4\pi] (e^{-kr/r}),$$

где $I(\omega) = I_0 e^{-i\omega t}$, $k = \sqrt{-i\omega\sigma\mu}$.

В неустановившемся режиме при включении или выключении тока

$$A(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A(\omega) \frac{e^{-i\omega t}}{-i\omega} d\omega = \frac{I_0 \cdot AB}{4\pi r} \frac{1}{2\pi} \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} e^{-kr} \frac{e^{-i\omega t}}{-i\omega} d\omega.$$

Последний интеграл относится к табличным интегралам Фурье:

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-kr} \frac{e^{-i\omega t}}{-i\omega} d\omega = \begin{cases} 0, & t < 0, \\ 1 - \Phi(u), & t > 0, \end{cases} \quad (58.8)$$

где $u = r\sqrt{\sigma\mu/2t}$; $\Phi(u) = \sqrt{2/\pi} \int_0^u e^{-x^2/2} dx$ — интеграл вероятности. При $u \rightarrow 0$ ($t \rightarrow \infty$) $\Phi(u) \rightarrow 0$, а при $u \rightarrow \infty$ ($t \rightarrow 0$) $\Phi(u) \rightarrow 1$. Для случая $k_0 = \sqrt{-i\omega\sigma_0\mu_0} = 0$ найдем частный интеграл Фурье от единичной ступени

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-i\omega t}}{-i\omega} d\omega = \begin{cases} 0, & t < 0, \\ 1, & t > 0, \end{cases} \quad (58.9)$$

который понадобится нам в дальнейшем.

Таким образом, вектор-потенциал $\vec{A}(t)$ для неустановившегося поля диполя в безграничном пространстве принимает вид

$$A(t) = (\vec{M}_0/4\pi r) [1 - \Phi(u)], \quad (58.10)$$

где $u = r\sqrt{\sigma\mu/2t} = 2\pi r/\tau$; $\tau = \sqrt{10^7 2\pi t \rho}$ при $\mu = \mu_0$.

При больших временах $t \rightarrow \infty$ [$u = 0$, $\Phi(u) = 0$] поле устанавливается, и мы получаем вектор-потенциал для постоянного поля

$$\vec{A}_0 = (\vec{M}_0/4\pi) (1/r). \quad (58.11)$$

§ 59. НЕУСТАНОВИВШЕЕСЯ ПОЛЕ ДИПОЛЬНЫХ ИСТОЧНИКОВ НА ПОВЕРХНОСТИ ОДНОРОДНОГО ПОЛУПРОСТРАНСТВА

Нормальное неустановившееся поле для дипольных источников найдем с помощью спектрального метода в режиме включения или выключения тока, т. е. для случая ступенчатого возбуждения поля. С этой целью воспользуемся приемами, описанными в предыдущем параграфе и решениями гармонической задачи для $E(\omega) = H(\omega)$, полученными в § 56.

Вертикальный магнитный диполь

Компоненты $E_\varphi(\omega)$ и $H_z(\omega)$ даны в (56.13), (56.14). Заменив в них M^* на спектральный момент M_0^* и I_0Q , подставим эти выражения в (58.7) и выполним преобразование Фурье:

$$E_\varphi(t) = \frac{3M_0^* \rho_1}{2\pi r^4} \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left[1 - e^{-k_1 r} \left(1 + k_1 r + \frac{1}{3} k_1^2 r^2 \right) \right] \times \\ \times \frac{e^{-i\omega t}}{-i\omega} d\omega. \quad (59.1)$$

При изучении магнитного поля преобразование целесообразно сделать для производной $\partial H_z / \partial t = -i\omega H_z(\omega)$, которая пропорциональна скорости изменения магнитной индукции.

Подставив (56.14) в (58.7), будем иметь

$$\frac{\partial H_z(t)}{\partial t} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial H_z(\omega)}{\partial t} \frac{e^{-i\omega t}}{-i\omega} d\omega = -\frac{9M_0^* \rho_1}{2\pi r^5 \mu_0} \frac{1}{2\pi} \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} \left[1 - e^{-k_1 r} \left(1 + k_1 r + \frac{4}{9} k_1^2 r^2 + \frac{1}{9} k_1^3 r^3 \right) \right] \frac{e^{-i\omega t}}{-i\omega} d\omega. \quad (59.2)$$

Интегралы, входящие в (59.1) — (59.2), вычислим с помощью табличных выражений (58.8), (58.9), а также первых трех производных по r от (58.8). Производная от левой части (58.8) будет иметь вид

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-k_1 r} \frac{e^{-i\omega t}}{-i\omega} d\omega \right) = -\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} k_1 e^{-k_1 r} \frac{e^{-i\omega t}}{-i\omega} d\omega,$$

от правой части —

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial r} [1 - \Phi(2\pi r/\tau)] &= -\frac{\partial}{\partial u} \left(\sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^u e^{-x^2/2} dx \right) \frac{\partial u}{\partial r} = \\ &= -\sqrt{\frac{2}{\pi}} e^{-u^2/2} 2\pi/\tau = -\sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{u}{r} e^{-u^2/2}. \end{aligned}$$

Отсюда найдем первый результат:

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} k_1 r e^{-k_1 r} \frac{e^{-i\omega t}}{-i\omega} d\omega = -\sqrt{\frac{2}{\pi}} u e^{-u^2/2}. \quad (59.3)$$

Аналогично дифференцируя дважды последнее выражение, найдем

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} (k_1 r)^2 e^{-k_1 r} \frac{e^{-i\omega t}}{-i\omega} d\omega = \sqrt{\frac{2}{\pi}} u^3 e^{-u^2/2}. \quad (59.4)$$

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} (k_1 r)^3 e^{-k_1 r} \frac{e^{-i\omega t}}{-i\omega} d\omega = \sqrt{\frac{2}{\pi}} u^3 (u^2 - 1) e^{-u^2/2}. \quad (59.5)$$

После выполнения всех процедур получим

$$E_{\varphi}(t) = \frac{3M_0^* \rho_1}{2\pi r^4} \left[\Phi(u) - \sqrt{\frac{2}{\pi}} e^{-u^2/2} u \left(1 + \frac{u^2}{3} \right) \right], \quad (59.6)$$

$$\frac{\partial H_z(t)}{\partial t} = \frac{9M_0^* \rho_1}{2\pi r^5 \mu_0} \left[\Phi(u) - \sqrt{\frac{2}{\pi}} e^{-u^2/2} u \left(1 + \frac{u^2}{3} + \frac{u^4}{9} \right) \right]. \quad (59.7)$$

Выражение для производной от $H_r(t)$ запишем без вывода (по А. А. Кауфману и Г. М. Морозовой, 1970):

$$\begin{aligned} \frac{\partial H_r(t)}{\partial t} &= \frac{4\pi M_0^* \rho_1^2}{r^5 \mu_0} u^2 e^{-u^2/4} \left[\left(1 + \frac{u^2}{2} \right) I_0\left(\frac{u^2}{4}\right) - \left(2 + \frac{u^2}{2} + \right. \right. \\ &\left. \left. + \frac{8}{u^2} \right) I_1\left(\frac{u^2}{4}\right) \right]. \quad (59.8) \end{aligned}$$

В дальнейшей зоне при $u = (2\pi r/\tau) \gg 1$, т. е. при малых временах и больших разностях, $\Phi(u) \rightarrow 1$, $\exp(-u^2/2) \rightarrow 0$, и формулы (59.6) — (59.8) принимают вид

$$E_{\varphi}(t) \approx \frac{3M_0^* \rho_1}{2\pi r^4} = \frac{3I_0 Q \rho_1}{2\pi r^4},$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_z(t)}{\partial t} \approx \frac{9M_0^* \rho_1}{2\pi r^5} = \frac{9I_0 Q \rho_1}{2\pi r^5}.$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_r(t)}{\partial t} \approx \frac{3M_0^*}{2\pi r^4} \sqrt{\frac{\mu_0 \rho_1}{t}} = \frac{3I_0 Q \sqrt{\mu_0 \rho_1}}{2\pi r^4 \sqrt{t}}.$$

Отсюда найдем ЭДС $\Delta V(t)$ измеряемых сигналов при наблюдениях с установками «петля — диполь» (Q—MN) и «петля — петля» (Q—q):

$$\Delta V_E(t) = E_\varphi(t) \cdot MN = \frac{3I_0 Q \cdot MN \cdot \rho_1}{2\pi r^4},$$

$$\Delta V_{H_z}(t) = q\mu_0 \frac{\partial H_z(t)}{\partial t} = \frac{9I_0 Q q \rho_1}{2\pi r^5},$$

$$\Delta V_{H_r}(t) = q\mu_0 \frac{\partial H_r(t)}{\partial t} = \frac{3I_0 Q q \sqrt{\mu_0 \rho_1}}{2\pi r^4 \sqrt{t}}.$$

Если наблюдения выполняются на поверхности неоднородной среды, то вычисляемое по этим формулам УЭС называют кажущимся сопротивлением и обозначают символом ρ_τ :

$$\rho_\tau = \frac{2\pi r^4}{3Q \cdot MN} \frac{\Delta V_E(t)}{I_0} = K_E \frac{\Delta V_E(t)}{I_0}, \quad (59.9)$$

$$\rho_\tau = \frac{2\pi r^5}{9Qq} \frac{\Delta V_{H_z}(t)}{I_0} = K_{H_z} \frac{\Delta V_{H_z}(t)}{I_0}, \quad (59.10)$$

$$\rho_\tau = \left[\frac{2\pi r^4 \sqrt{t}}{3Qq \sqrt{\mu_0}} \frac{\Delta V_{H_r}(t)}{I_0} \right]^2. \quad (59.11)$$

Нетрудно заметить, что между выражениями для ρ_τ и ρ_ω [см. (56.22) — (56.24)] устанавливается полная аналогия, если заменить ω на $1/t$. Пользуясь этой аналогией, можно найти соответствующие выражения для $H_z(t)$, $H_r(t)$ и вычислить импеданс в дальней зоне

$$Z(t) = E_\varphi(t)/H_r(t) = \sqrt{\mu_0 \rho/t}. \quad (59.12)$$

Отсюда получим формулу для кажущегося сопротивления при импедансных наблюдениях в дальней зоне

$$\rho_\tau = \frac{t}{\mu_0} [Z(t)]^2. \quad (59.13)$$

В ближней зоне при $u = (2\pi r/\tau) \ll 1$, т. е. при малых расстояниях и больших временах, когда точка наблюдения находится внутри основного вихря токов, отмеченная аналогия не наблюдается. Магнитное поле в этом случае определяется низкочастотной частью спектра реактивной составляющей поля, обусловленной взаимодействием токов индуцированных полей в проводящей среде.

Найдем асимптотические выражения для E_{φ} , $\partial H_z/\partial t$ и $\partial H_r/\partial t$ при $u \ll 1$. С этой целью воспользуемся разложением интеграла вероятности, экспоненты и модифицированных функций Бесселя в ряды по малому параметру:

$$\begin{aligned} \Phi(x) &\approx \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(x - \frac{x^3}{3!} + \frac{3x^5}{5!} - \dots \right), \\ e^{-x^2/2} &\approx 1 - \frac{x^2}{2} + \frac{x^4}{8} - \dots, \\ I_0(x) &\approx 1 + \frac{x^2}{4} + \frac{x^4}{64} + \dots, \\ I_1(x) &\approx \frac{x}{2} + \frac{x^3}{16} + \dots \end{aligned} \quad (59.14)$$

Ограничившись величинами пятой степени малости и опуская выкладки, получим приближенные формулы для ближней зоны

$$E_{\varphi}(t) \approx \frac{M_0^* r \mu_0^{5/2}}{40\pi^{3/2} t^{5/2} \rho_1^{3/2}}, \quad (59.15)$$

$$\dot{H}_z(t) = \frac{\partial H_z}{\partial t} \approx -\frac{M_0^* \mu_0^{3/2}}{20\pi^{3/2} t^{5/2} \rho_1^{3/2}} = -\frac{2}{r} E_{\varphi}(t), \quad (59.16)$$

$$\dot{H}_r(t) = \frac{\partial H_r}{\partial t} = -\frac{M_0^* r \mu_0^2}{64\pi t^3 \rho_1^2}, \quad (59.17)$$

где $M_0^* = I_0 Q$.

При наблюдении на поверхности неоднородного полупространства вычисляемые по этим формулам УЭС среды называются кажущимся сопротивлением и обозначают символом ρ_{τ} (иногда с индексом «Б»):

$$\rho_{\tau} = \frac{\mu_0}{4\pi t} \left(\frac{M_0^* r \mu_0}{5t E_{\varphi}} \right)^{2/3}, \quad (59.18)$$

$$\rho_{\tau} = \frac{\mu_0}{4\pi t} \left(\frac{2M_0^*}{5t \dot{H}_z} \right)^{2/3} = \frac{\mu_0}{4\pi t} \left(\frac{2M_0^* \mu_0}{5t \dot{B}_z} \right)^{2/3}, \quad (59.19)$$

$$\rho_{\tau} = \frac{\mu_0}{8\pi^{1/2} t} \left(\frac{M_0^* r}{t \dot{H}_r} \right)^{1/2} = \frac{\mu_0}{8\pi^{1/2} t} \left(\frac{M_0^* r \mu_0}{t \dot{B}_r} \right)^{1/2}. \quad (59.20)$$

Последние формулы можно записать в более общепринятых выражениях

$$\rho_{\tau} = K_E(t) \left[\frac{I_0}{\Delta V_E(t)} \right]^{2/3}, \quad K_E = \frac{\mu_0}{4\pi t} \left(\frac{Q \cdot MN \cdot \mu_0}{5t} \right)^{2/3};$$

$$\rho_{\tau} = K_{H_z}(t) \left[\frac{I_0}{\Delta V_{H_z}(t)} \right]^{2/3}, \quad K_{H_z} = \frac{\mu_0}{4\pi t} \left(\frac{Qq\mu_0}{5t} \right)^{2/3};$$

$$\rho_{\tau} = K_{H_r}(t) = \left[\frac{I_0}{\Delta V_{H_r}(t)} \right]^{1/2}, \quad K_{H_r} = \frac{\mu_0}{8\pi t} \left(\frac{Qqr\mu_0}{\pi t} \right)^{1/2},$$

где $\Delta V_E(t) = E_{\varphi} \cdot MN$; $\Delta V_{H_z} = \mu_0 q \dot{H}_z(t)$; $\Delta V_{H_r}(t) = \mu_0 q \dot{H}_r(t)$; MN — длина измерительной линии; q — суммарная площадь витков приемной петли или коэффициент магнитоприемника; I_0 — ток в питающем диполе; Q — суммарная площадь его витков.

Горизонтальный электрический диполь

Компоненты неустановившегося поля горизонтального электрического диполя найдем с помощью (56.30), (56.31). Применив к ним преобразование Фурье (58.7), получим

$$H_z(t) = \frac{3I_0 \cdot AB \cdot \sin \varphi \rho_1}{2\pi r^4 \mu_0} \left[\Phi(u) - \sqrt{\frac{2}{\pi}} u \left(1 + \frac{u^2}{3} \right) e^{-u^2/2} \right], \quad (59.21)$$

$$\frac{\partial H_z(t)}{\partial t} = \frac{3I_0 \cdot AB \cdot \rho_1 \sin \varphi}{2\pi r^4 \mu_0} \left[\Phi(u) - \sqrt{\frac{2}{\pi}} u \left(1 + \frac{u^2}{3} \right) e^{-u^2/2} \right], \quad (59.22)$$

$$E_x(t) = \frac{I_0 \cdot AB \cdot \rho_1}{2\pi r^3} \left[3 \cos^2 \varphi - 2 + 1 - \Phi(u) - \sqrt{\frac{2}{\pi}} u e^{-u^2/2} \right]. \quad (59.23)$$

В дальней зоне при $u = (2\pi r/\tau) \gg 1$

$$H_z(t) \approx \frac{3I_0 \cdot AB \cdot \sin \varphi \rho_1}{2\pi r^4 \mu_0},$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} \approx \frac{3I_0 \cdot AB \cdot \sin \varphi \rho_1}{2\pi r^4 \mu_0},$$

$$E_x(t) \approx \frac{I_0 \cdot AB \cdot \rho_1}{2\pi r^3} (3 \cos^2 \varphi - 2).$$

Отсюда найдем ЭДС $\Delta V(t)$ регистрируемого сигнала и выведем формулы для кажущегося сопротивления:

$$\Delta V_{H_z}(t) = \mu_0 q \frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{3I_0 \cdot AB \cdot q \sin \varphi \rho_1}{2\pi r^4},$$

$$\Delta V_{E_x}(t) = E_x \cdot MN = \frac{I_0 \cdot AB \cdot MN \cdot (3 \cos^2 \varphi - 2) \rho_1}{2\pi r^3},$$

$$\rho_{\tau} = K_{H_z} \Delta V_{H_z} / I_0, \quad \rho_{\tau} = K_{E_x} \Delta V_{E_x} / I_0, \quad (59.24)$$

где

$$K_{H_z} = \frac{2\pi r^4}{3 \cdot AB \cdot q \sin \varphi}, \quad K_E = \frac{2\pi r^3}{AB \cdot MN \cdot (3 \cos^2 \varphi - 2)}. \quad (59.25)$$

В ближней зоне при $u = (2\pi r/\tau) \ll 1$ воспользуемся разложением интеграла вероятности и экспоненты в ряды (59.14) по малому параметру. После выполнения несложных операций, ограничившись пятой степенью малости для $\dot{H}_z = \partial H_z / \partial t$ и третьей — для E_x , получим

$$\begin{aligned} \dot{H}_z(t) &\approx \frac{3I_0 \cdot AB \cdot \rho_1 \sin \varphi}{2\pi r^4 \mu_0} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{u^5}{15} = \\ &= \frac{I_0 \cdot AB \cdot \sin \varphi r \mu_0^{3/2}}{40\pi^{3/2} t^{5/2} \rho^{3/2}}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} E_x(t) &\approx \frac{I_0 \cdot AB \cdot \rho_1}{2\pi r^3} \left(3 \cos^2 \varphi - 1 - \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{u^3}{3} \right) = \\ &= -\frac{I_0 \cdot AB \cdot \mu_0^{3/2}}{12\pi^{3/2} t^{3/2} \rho^{1/2}}. \end{aligned}$$

Отсюда найдем формулы для кажущегося сопротивления при наблюдениях с установками «диполь — петля» ($AB - q$) и «диполь — диполь» ($AB - MN$):

$$\begin{aligned} \rho_\tau &= \frac{\mu_0}{4\pi t} \left[\frac{I_0 \cdot AB \cdot r \sin \varphi \mu_0}{5t \dot{H}_z(t)} \right]^{2/3} = \\ &= \frac{\mu_0}{4\pi t} \left[\frac{AB \cdot qr \sin \varphi \mu_0^2}{5t \mathcal{E}_z(t)} \right]^{2/3}, \end{aligned} \quad (59.26)$$

$$\rho_\tau = \left(\frac{\mu_0}{\pi t} \right)^3 \left[\frac{I_0 \cdot AB}{12E_x(t)} \right]^2 = \left(\frac{\mu_0}{\pi t} \right)^3 \left[\frac{AB \cdot MN}{12\mathcal{E}_x(t)} \right]^2, \quad (59.27)$$

где $\mathcal{E}_z(t) = \Delta V_z(t)/I_0$; $\mathcal{E}_x(t) = \Delta V_E(t)/I_0$; q — суммарная площадь витков приемного контура; MN — длина измерительной линии; $\Delta V_{H_z}(t)$ и $\Delta V_E(t)$ — соответствующие ЭДС регистрируемых сигналов.

Следует заметить, что электрические компоненты поля $E_\varphi(t)$ и $E_x(t)$ весьма чувствительны к анизотропии среды и локальным неоднородностям (Л. В. Ваньян, 1965).

Неустановившееся поле в центре круглой петли

Как известно из (56.34) в гармоническом режиме поле внутри круглой петли имеет вид

$$H_z(\omega) = -\frac{I}{2r} h_z = -\frac{2I}{2rk_1^2 r^2} [3 - (3 + 3k_1 r + k_1^2 r^2) e^{-k_1 r}] =$$

$$= \frac{-3I\rho_1}{r^3(-i\omega\mu_0)} \left[1 - \left(1 + k_1 r + \frac{1}{3} k_1^2 r^2 \right) e^{-k_1 r} \right].$$

Найдем отсюда первую производную по t

$$i\omega H_z(\omega) = \frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{3I\rho_1}{r^3\mu_0} \left[1 - \left(1 + k_1 r + \frac{1}{3} k_1^2 r^2 \right) e^{-k_1 r} \right]$$

и выполним преобразование Фурье [см. (59.1) — (59.6)] для случая ступенчатого переключения тока:

$$\begin{aligned} \frac{\partial H_z(t)}{\partial t} &= \frac{3I_0\rho_1}{r^3\mu_0} \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left[1 - e^{-k_1 r} \left(1 + k_1 r + \frac{1}{3} k_1^2 r^2 \right) \right] \frac{e^{-i\omega t}}{-i\omega} d\omega = \\ &= \frac{3I_0\rho_1}{r^3\mu_0} \left[\Phi(u) - \sqrt{\frac{2}{\pi}} e^{-u^2/2} u \left(1 + \frac{u^2}{3} \right) \right]. \end{aligned} \quad (59.28)$$

Поместим в середину петли измерительную круглую рамку с меньшим радиусом a и суммарной площадью витков $q = \pi a^2 n$, где n — число витков. Наводимую в соосной измерительной рамке ЭДС $\Delta V(t)$ найдем с помощью выражения (59.28)

$$\begin{aligned} \Delta V_z(t) &= q\mu_0 \frac{\partial H_z(t)}{\partial t} = \frac{3I_0 q \rho_1}{r^3} \left[\Phi(u) - \sqrt{\frac{2}{\pi}} e^{-u^2/2} u \left(1 + \right. \right. \\ &\left. \left. + \frac{u^2}{3} \right) \right]. \end{aligned}$$

В ближней зоне, в области малых параметров $u \ll 1$ воспользуемся разложением (59.14) интеграла вероятности и экспоненты в ряды по малому параметру. Ограничившись величинами пятой степени малости и опуская выкладки, получим приближенную формулу

$$\Delta V_z(t) \approx \frac{I_0 q \pi r^2 \mu_0^{5/2}}{20\pi^{3/2} t^{5/2} \rho_1^{3/2}} = \frac{I_0 Q q \mu_0^{5/2}}{20\pi^{3/2} t^{5/2} \rho_1^{3/2}}. \quad (59.29)$$

Отсюда найдем формулу для вычисления кажущегося сопротивления при измерениях с соосной установкой (Qq):

$$\rho_r = \frac{\mu_0}{\pi t} \left[\frac{Qq\mu_0}{20t\mathcal{E}_z(t)} \right]^{2/3}, \quad (59.30)$$

где $Q = \pi r^2$ — площадь генераторной петли; $\mathcal{E}_z(t) = \Delta V(t)/I_0$ — приведенная ЭДС. Формула (59.30) справедлива и для измерений с квадратными петлями. В этом случае $Q = L^2$, $q = l^2$, где L — сторона генераторной петли, l — измерительной рамки, соосной с первой.

Компоненты поля для бесконечно длинного кабеля получены с помощью преобразования Фурье соответствующего решения

для гармонической задачи и разложения в ряды полученных функций. В ближней зоне при $u = (2\pi r/\tau) \ll 1$ (по С. Г. Аслибеяну, 1984)

$$H_y(t) = \frac{I_0}{\pi^{3/2}} \left[\frac{\alpha_1 (\sigma_1 \mu_0)^{1/2}}{t^{3/2}} + \frac{\alpha_2 y^2 (\sigma_1 \mu_0)^{3/2}}{t^{5/2}} + \frac{\alpha_3 y^4 (\sigma_1 \mu_0)^{5/2}}{t^{7/2}} + \dots \right], \quad (59.31)$$

$$H_z(t) = \frac{I_0}{\pi} \left[\frac{\beta_1 y (\sigma_1 \mu_0)}{t^2} - \frac{\beta_2 y^3 (\sigma_1 \mu_0)^2}{t^3} + \frac{\beta_3 y^5 (\sigma_1 \mu_0)^3}{t^4} - \dots \right], \quad (59.32)$$

где $\alpha_1 = 1/3 \sqrt{2}$; $\alpha_2 = -1/20$; $\alpha_3 = 1/12$; $\beta_1 = 1/16$; $\beta_2 = 1/94$; $\beta_3 = 1/768$.

Формулы (59.31), (59.32) можно использовать для численного анализа нормального поля кабеля в ближней зоне.

§ 60. НЕУСТАНОВИВШЕЕСЯ ПОЛЕ В ТОНКОМ ПРОВОДЯЩЕМ СЛОЕ

Тонкий проводящий слой, залегающий среди пород высокого сопротивления, представляет собой простейшую модель слоистого геоэлектрического разреза. Неустановившееся поле, наведенное в нем внешним источником, можно описать с помощью элементарных функций, что весьма удобно как для анализа поля, так и для разработки приемов интерпретации результатов наблюдений.

Впервые подобная задача была решена С. М. Шейнманном (1947), который дал четкую трактовку граничных условий и применил спектральный метод Фурье-преобразования гармонически изменяющегося поля. В. Смайт (1954) использовал для этой цели метод зеркальных отображений, дающий возможность быстрее прийти к искомому решению. В дальнейшем подобные задачи для двух, трех и большего числа тонких слоев были рассмотрены в работах В. Ю. Задорожной, Ф. М. Каменецкого, П. П. Макагонова, В. А. Сидорова, В. В. Тикшаева, Л. А. Табаровского и др.

Вектор-потенциал неустановившегося поля вблизи тонкого проводящего слоя

Рассмотрим решение задачи методом зеркальных отображений с использованием граничных условий С. М. Шейнманна. Пусть в плоскости $z=0$ пространственной системы координат

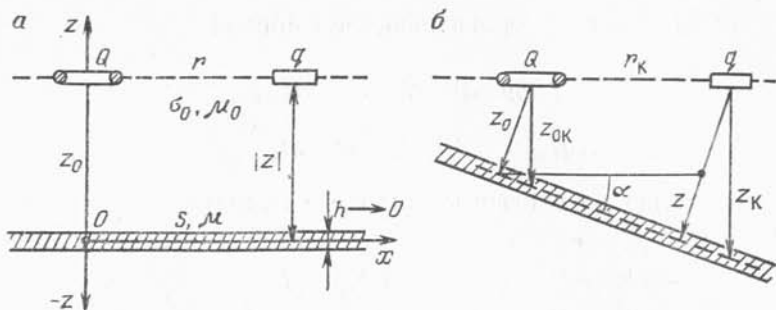


Рис. 91. Модель тонкого проводящего слоя в поле магнитного диполя: а — горизонтальный слой; б — наклонный

x, y, z залегает тонкий проводящий слой мощностью $h \rightarrow 0$ бесконечного простираения (рис. 91, а). Обозначим удельную проводимость слоя через σ , его магнитную проницаемость — $\mu = \mu_0 \mu_r$ и будем полагать, что вмещающая среда обладает на много меньшей удельной электропроводностью ($\sigma_0 \ll \sigma$) и является немагнитной ($\mu_r = 1, \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м).

Предположим, что на высоте $z_0 > 0$ над слоем расположен источник постоянного тока, поле которого характеризуется вектор-потенциалом $A_0(x, y, z)$. В момент времени $t=0$ ток в источнике отключается. Вследствие ступенчатого изменения магнитной индукции в проводящем слое возникают вихревые электрические токи, возбуждающие в слое и окружающей среде неустановившееся поле с вектор-потенциалом $\vec{A}(x, y, z, t)$. Электрическое поле, индуцированное внутри слоя, приведет к появлению поверхностных зарядов, электрическое поле которых в момент $t=0$ полностью компенсирует первоначальное, т. е.

$$\vec{A}(x, y, z, t=0) = \vec{A}_0(x, y, z). \quad (60.1)$$

Токи, сопровождающие это перераспределение зарядов, настолько незначительны, что ими можно пренебречь и рассматривать только горизонтальные составляющие $A_x, A_y, E_x, E_y, H_x, H_y$. Скалярный потенциал U всюду равен нулю, т. е. рассматривается индуктивное возбуждение магнитного типа.

Запишем исходные уравнения в виде

$$\text{rot } \vec{H} = \sigma \vec{E}, \quad (60.2)$$

$$\vec{H} = \text{rot } \vec{A}, \quad (60.3)$$

$$\vec{E} = -\mu \partial \vec{A} / \partial t. \quad (60.4)$$

Согласно первому уравнению, внутри слоя

$$\sigma E_x = \text{rot}_x \vec{H} = \partial H_z / \partial y - \partial H_y / \partial z = -\partial H_y / \partial z,$$

$$\sigma E_y = \text{rot}_y \vec{H} = \partial H_x / \partial z - \partial H_z / \partial x = \partial H_x / \partial z.$$

и с точностью до слагаемых высшего порядка малости можно записать

$$\begin{aligned} \sigma E_x &= -(H_{y1} - H_{y2})/h, & \sigma E_y &= (H_{x1} - H_{x2})/h, \\ \text{или} \quad -\sigma h E_x &= H_{y1} - H_{y2}, & \sigma h E_y &= H_{x1} - H_{x2}, \end{aligned} \quad (60.5)$$

где индексами «1» и «2» обозначены верхняя и нижняя границы слоя. В силу непрерывности тангенциальных составляющих уравнения (60.2), (60.3) будут справедливы и для внешних границ слоя. Так, на верхней из них, согласно (60.3), по нормали $\vec{n} = +z$

$$H_{y1} = \text{rot}_y \vec{A}_1 = \partial A_{x1} / \partial z - \partial A_{z1} / \partial x = \partial A_{x1} / \partial z, \quad (60.6)$$

$$H_{x1} = \text{rot}_x \vec{A}_1 = \partial A_{z1} / \partial y - \partial A_{y1} / \partial z = -\partial A_{y1} / \partial z. \quad (60.7)$$

На нижней внешней границе по нормали $\vec{n} = -z$ знак у ротора надо изменить на обратный:

$$H_{y2} = -\text{rot}_y \vec{A}_2 = -\partial A_{x2} / \partial z, \quad (60.8)$$

$$H_{x2} = -\text{rot}_x \vec{A}_2 = \partial A_{y2} / \partial z. \quad (60.9)$$

Далее устремим h к нулю так, чтобы предельное значение произведения σh стремилось к конечному значению продольной проводимости S . Подставим (60.8), (60.9) в уравнение (60.5) и, опуская индексы «1», «2», найдем

$$SE_x = -2\partial A_x / \partial z, \quad SE_y = -2\partial A_y / \partial z. \quad (60.10)$$

Согласно (60.4),

$$E_x = -\mu \partial A_x / \partial t, \quad E_y = -\mu \partial A_y / \partial t.$$

Подставив эти выражения в (60.10), получим основное дифференциальное уравнение для горизонтальной составляющей вектор-потенциала \vec{A}

$$\partial \vec{A} / \partial z = (\mu S / 2) \partial \vec{A} / \partial t. \quad (60.11)$$

Решением уравнения (60.11) будет функция

$$A(x, y, z, t) = f[x, y, (-|z| - 2t / \mu S)], \quad (60.12)$$

что легко проверить простым дифференцированием (60.12) по t . Действительно,

$$\partial A/\partial t = (\partial f/\partial z) \partial z/\partial t = (2/\mu S) \partial A/\partial z.$$

Знак у $|z|$ выбран таким, чтобы вектор-потенциал затухал со временем и был одинаковым при $\pm z$ в соответствии с симметрией поля.

Полученное решение можно истолковать следующим образом. В период $t < 0$ электромагнитное поле в среде существовало за счет внешнего источника постоянного поля. В момент времени $t = 0$ источник был выключен, однако наведенные в проводящем слое вихревые токи некоторое время поддерживают поле неизменным как в верхней, так и в нижней части пространства. Такую ситуацию можно уподобить полю двух одинаковых по интенсивности фиктивных источников, один из которых возник на месте действительного, а другой является его зеркальным отображением в плоскости $z = 0$. В момент времени $t = 0$ они полностью компенсируют первоначальное поле и при $t > 0$ удаляются от слоя в разные стороны с постоянной скоростью $v = 2/\mu S$. Эти мнимые источники, которые могут заменить реально действующие вихревые токи, являются изображениями, подобными фиктивным точечным источникам, рассмотренным в задачах постоянного тока.

Рассмотрим поле вертикального магнитного диполя (рамки) с центром, помещенным на оси Oz , и приподнятом над проводящим слоем на высоту $z = z_0$ (см. рис. 91, а). По рамке или петле с общей площадью витков Q течет постоянный ток I_0 , который в момент времени $t = 0$ скачком выключается. Согласно (55.19), вектор-потенциал круглой рамки в безграничной среде, заданный уравнением $\vec{H} = \text{rot } \vec{A}$, имеет только одну азимутальную составляющую

$$A_{\varphi 0}(r, z) = \frac{M_0^*}{4\pi} \frac{r}{[r^2 + (z - z_0)^2]^{3/2}}, \quad (60.13)$$

где $r = \sqrt{x^2 + y^2}$; $M_0^* = I_0 Q$.

Вектор-потенциал неустановившегося поля $\vec{A}(r, z, t)$ найдем методом зеркального отображения.

При $t = 0$, согласно (60.1),

$$\vec{A}(r, z, t = 0) = \vec{A}_0(r, z);$$

при $t > 0$, согласно (60.12), (60.13),

$$\vec{A}(r, z, t) = \frac{\vec{M}_0^*}{4\pi} \frac{r}{[r^2 + (-|z| - z_0 - 2t/\mu S)^2]^{3/2}}. \quad (60.14)$$

Компоненты электромагнитного поля при $t > 0$ получим с помощью уравнений

$$E_{\varphi} = -\mu_0 \partial A_{\varphi} / \partial t,$$

$$H_r = \text{rot}_r \vec{A} = \frac{1}{r} \frac{\partial A_r}{\partial \varphi} - \frac{\partial A_{\varphi}}{\partial z} = -\frac{\partial A_{\varphi}}{\partial z},$$

$$H_z = \text{rot}_z \vec{A} = \frac{1}{r} \frac{\partial (r A_{\varphi})}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial A_r}{\partial \varphi} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r A_{\varphi}).$$

Выполнив дифференцирование, будем иметь

$$E_{\varphi} = \frac{3I_0 Q \mu_0}{2\pi S \mu} \frac{r(|z| + z_0 + 2t/\mu S)}{[r^2 + (|z| + z_0 + 2t/\mu S)^2]^{5/2}}, \quad (60.15)$$

$$H_r = \frac{3I_0 Q}{4\pi} \frac{r(|z| + z_0 + 2t/\mu S)}{(r^2 + (|z| + z_0 + 2t/\mu S)^2)^{5/2}}, \quad (60.16)$$

$$H_z = \frac{I_0 Q}{4\pi} \frac{2(|z| + z_0 + 2t/\mu S)^2 - r^2}{[r^2 + (|z| + z_0 + 2t/\mu S)^2]^{5/2}}. \quad (60.17)$$

Горизонтальный импеданс

$$Z = \frac{E_{\varphi}}{H_r} = \frac{2\mu_0}{\mu S} = \frac{2}{\mu_r S}, \quad (60.18)$$

где μ_r — относительная магнитная проницаемость слоя. Поверхностная плотность тока на уровне $|z| = 0$

$$j(r, |z| = 0) = S E_{\varphi} = \frac{3I_0 Q}{2\pi r^3 \mu_r} \frac{z_0/r + 2t/(r\mu S)}{\{1 + [z_0/r + 2t/(r\mu S)]^2\}^{5/2}}. \quad (60.19)$$

В формулах (60.15) — (60.17) приведем все линейные величины к разности r и введем обозначение

$$\bar{m} = |z|/r + z_0/r + 2t/(r\mu S). \quad (60.20)$$

Найдем приведенную к току ЭДС $\mathcal{E}(t) = \Delta V/I_0$, наводимую в приемной линии MN или приемном контуре с общей площадью витков q :

$$\mathcal{E}_E(t) = \frac{\Delta V_E(t)}{I_0} = \frac{E_{\varphi} \cdot MN}{I_0} = \frac{3Q \cdot MN}{2\pi r^3 \mu_r} \frac{\bar{m}}{(1 + \bar{m}^2)^{5/2}}, \quad (60.21)$$

$$\mathcal{E}_{H_r}(t) = \frac{\Delta V_{H_r}(t)}{I_0} = -\frac{q\mu_0}{I_0} \frac{\partial H_r}{\partial t} = -\frac{3Qq}{2\pi r^4 S} \frac{4\bar{m}^2 - 1}{(1 + \bar{m}^2)^{7/2}}, \quad (60.22)$$

$$\mathcal{E}_{H_z}(t) = \frac{\Delta V_{H_z}(t)}{I_0} = -\frac{q\mu_0}{I_0} \frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{3Qq}{2\pi r^4 S} \frac{\bar{m}(2\bar{m}^2 - 3)}{(1 + \bar{m}^2)^{7/2}}. \quad (60.23)$$

В частном случае, когда источник и приемник находятся на одинаковой высоте $|z| = z_0$, $\bar{m} = 2z_0/r + 2t/(r\mu S) = 2m$.
Полагая

$$m = z_0/r + t/(r\mu S), \quad (60.24)$$

запишем

$$\mathcal{E}_E(t) = \frac{3Q \cdot MN}{\pi r^3 S \mu_r} \frac{m}{(1 + 4m^2)^{5/2}} = \frac{1}{K_E S \mu_r} F_E(m), \quad (60.25)$$

$$\mathcal{E}_{H_r}(t) = \frac{3Qq}{2\pi r^4 S} \frac{16m^2 - 1}{(1 + 4m^2)^{7/2}} = \frac{1}{K_{H_r} S} F_{H_r}(m), \quad (60.26)$$

$$\mathcal{E}_{H_z}(t) = \frac{3Qq}{\pi r^4 S} \frac{m(8m^2 - 3)}{(1 + 4m^2)^{7/2}} = \frac{1}{K_{H_z} S} F_{H_z}(m), \quad (60.27)$$

где K — коэффициент установки, $F(m)$ — переходная характеристика.

Неустановившиеся поля для других видов установок рассмотрены в работах Ф. М. Каменецкого, В. А. Сидорова и В. В. Тикшаева.

Так, для установки АВ — q (заземленный кабель АВ конечной длины — горизонтальная петля при $\sin \varphi = 1$)

$$K_{B_z} = \frac{\pi r^3}{3 \cdot AB \cdot q}, \quad F(m) = \frac{m [2 (AB/2r)^2 + 12m + 3]}{3 (1 + 4m^2) [(AB/2r)^2 + 4m^2 + 1]^{3/2}}; \quad (60.28)$$

для совмещенной приемно-генераторной петли

$$K = 1, \quad F(m) = \frac{2}{m [3,2 (1 + m^2)^{3/2} - 1]}; \quad (60.29)$$

для установки Qq (измерительная петля в центре круглой генераторной петли)

$$K = \frac{\pi r^4}{6Qq}, \quad F(m) = \frac{m}{(1 + 4m^2)^{5/2}}. \quad (60.30)$$

Полученные формулы используют для определения кажущейся продольной проводимости S_τ эквивалентного тонкого слоя по данным ЗСБ:

$$S_\tau = \frac{F(m)}{K \varepsilon t}, \quad (60.31)$$

а также глубины его залегания

$$z_0 = mr - t/(\mu S_\tau). \quad (60.32)$$

При этом полагают $\mu_r = 1$, $\mu = \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м.

§ 61. КИНЕМАТИКА НЕУСТАНОВИВШЕГОСЯ ПОЛЯ

Кинематика электромагнитного поля связана с перемещением максимума интенсивности вихревых токов в пространстве. Сущность этого процесса можно показать на модели тонкого проводящего слоя. С этой целью сопоставим основное дифференциальное уравнение для безграничной среды

$$\Delta \vec{A} = \sigma \mu \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = \frac{1}{a^2} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad (61.1)$$

с дифференциальным уравнением (60.11) для модели тонкого слоя:

$$\frac{\partial \vec{A}}{\partial z} = \frac{S \mu}{2} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = \frac{1}{v} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad (61.2)$$

Сравнивая их, заметим, что внесение в среду тонкого проводящего слоя существенно меняет структуру поля. В этом случае уравнение теплопроводности (61.1), представляющее собой уравнение параболического типа, трансформируется в одномерное дифференциальное уравнение (61.2) гиперболического типа. В то же время параметр токопроводности $a^2 = (\sigma \mu)^{-1}$ ($\text{м}^2/\text{с}$), характеризующий диффузное растекание тока в пространстве, преобразуется в параметр $v = 2/\mu S$ ($\text{м}/\text{с}$), характеризующий скорость растекания вихря токов в проводящем слое.

Следовательно, при интерпретации аномалий неустановившегося поля в слоистых средах возможны два подхода: **электродинамический**, основанный на анализе поведения компонент электромагнитного поля в зависимости от времени наблюдения, и **кинематический**, основанный на изучении времени прихода аномального сигнала к пунктам, расположенным на различных расстояниях от источника. Этот метод подобен лучевому методу в сейсморазведке. Сущность кинематического подхода раскроем на конкретном примере.

Пусть неустановившееся поле возбуждается с помощью электрического диполя с моментом $I_0 \cdot AB$, расположенного на высоте z_0 над тонким проводящим слоем с параметрами μ , S . В таком случае при наблюдении с установкой «диполь — петля» ($AB - q$) в измерительном контуре, по аналогии с (60.25), наводится ЭДС

$$\mathcal{E}_z(t) = (K_z S)^{-1} m / (1 + 4m^2)^{-5/2},$$

где $K_z = \pi r^4 / (3 \cdot AB \cdot q \sin \varphi)$ — коэффициент установки, $m = z_0/r + t/(r\mu S)$ — безразмерный параметр. Время прихода максимума сигнала в наблюдательный пункт найдем из уравнения

$$\partial \mathcal{E}_z(t) / \partial t = 0$$

или

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{m}{(1+4m^2)^{5/2}} \right) = \frac{1}{r\mu S} \frac{1-16m^2}{(1+4m^2)^{7/2}} = 0.$$

Отсюда вычислим экстремальное значение параметра m_3 и кажущуюся скорость v_k перемещения максимума измеряемого сигнала:

$$\begin{aligned} m_3 &= z_0/r + t_3/(r\mu S) = 1/4, \\ v_k &= r/t_3 = 4/\mu S + 4z_0/t_3. \end{aligned} \quad (61.3)$$

При $z_0=0$ получим граничную скорость v_r на поверхности слоя

$$v_r = 4/\mu S. \quad (61.4)$$

Из формул (61.3) и (61.4) можно найти уравнение годографа электромагнитного возбуждения

$$t = r/v_r - 4z_0/v_r = r/v_r + t_0, \quad (61.5)$$

где $t_0 = -4z_0/v_r$ — фиктивное время прихода максимума сигнала в точку возбуждения (при $r=0$). Оно будет получено со знаком «минус», поскольку время отсчитывается от момента выключения тока, когда аномальный сигнал еще не достиг поверхности наблюдения. Здесь следствие опережает причину. В абсолютном выражении t_0 характеризует время формирования возбуждения второго рода в тонком проводящем слое. В случае горизонтально-слоистого разреза кажущаяся скорость практически равна граничной и ее можно вычислять по формуле (61.4).

При наклонном залегании эквивалентного тонкого слоя уравнение для годографа будет иным. Как было показано в (60.15)—(60.17) и (61.3), компоненты поля, а следовательно, и уравнение годографа, зависят от суммы расстояний источника и приемника от границы слоя. При горизонтальном залегании, согласно (61.5),

$$t = r/v_r - 2(z_0 + z)/v_r, \quad (61.6)$$

где z_0 — расстояние от слоя до источника; z — до приемника. Если слой залегает под углом α к горизонтальной плоскости наблюдений (см. рис. 91, б), то получим соотношения:

$$r = r_k \cos \alpha, \quad z_0 = z_{0k} \cos \alpha, \quad z = z_k \cos \alpha = z_0 + r_k \sin \alpha,$$

где r_k — видимый разнос; z_{0k} — глубина слоя по вертикали; z_k — расстояние между слоем и приемником по вертикали. Отсюда уравнение годографа примет вид

$$\begin{aligned} t &= r_k \cos \alpha / v_r - 2(z_0 + z_0 \pm r_k \sin \alpha) / v_r = r_k \cos \alpha / v_r - \\ &- (4z_0 \pm 2r_k \sin \alpha) / v_r = -t_0 + r_k \cos \alpha / v_r \pm 2r_k \sin \alpha / v_r. \end{aligned}$$

Учитывая, что в данном случае $v_r = v_k \cos \alpha$, получим окончательно

$$t = -t_0 + r_k/v_k \pm 2r_k \operatorname{tg} \alpha/v_k = t_0 + r_k (1 \pm 2 \operatorname{tg} \alpha)/v_k. \quad (61.7)$$

Зная t_0 , можно найти глубину залегания эквивалентного проводящего слоя по формуле

$$z_0 = cv_k t_0, \quad (61.8)$$

где c — коэффициент, изменяющийся в зависимости от неоднородности среды от 0,25 до 1 (см. § 68).

Кинематический способ является одним из вариантов фазовых измерений в электроразведке. Трудности его реализации на практике связаны с выделением фазовых моментов по переходной характеристике.

§ 62. МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

Прямые задачи, на основе которых реализуются приемы математического моделирования, решены пока для ограниченного класса моделей, не охватывающего многие типичные модели геоэлектрических разрезов. Разработанные в настоящее время алгоритмы расчета элементов поля в горизонтально-неоднородных средах довольно громоздки (особенно для моделей трехмерных неоднородностей), и процесс вычислений занимает много времени на современных ЭВМ. Поэтому наряду с усовершенствованием методики математического моделирования развивается и успешно используется на практике физическое моделирование электромагнитных полей.

Сущность физического моделирования заключается в непосредственном измерении элементов электромагнитного поля на поверхности модели среды, уменьшенной по сравнению с натурой моделью в M раз, где M — масштаб моделирования. Измерения выполняются в лабораторных или полигонных условиях. Модели изготавливают из металла, графитовых смесей, резины, оргстекла, синтетических композитов и других материалов. Вмещающей средой служат электролит, песок, электропроводная бумага, легкоплавкие металлы. В настоящее время применяют баковые и настольные установки. При баковом моделировании модели погружают в насыщенный раствор поваренной соли или зарывают в тонкозернистый песок, смоченный раствором электролита. В настольных установках используют электропроводную бумагу, металлы и композиты. Измерения выполняют с помощью миниатюрных приемных электродов или индукционных катушек (А. Э. Вишняков, К. А. Вишнякова, 1974; А. А. Смирнов и др., 1979; М. М. Авдевич, А. Ф. Фокин, 1978; И. П. Мороз и др., 1975).

Для моделирования в полигонных условиях используют природные материалы: песок, глину (А. А. Огильви, 1957).

При полигонном моделировании моделью могут служить также хорошо изученные рудные тела в естественном залегании, известные тектонические разломы, поднятия, карстовые полости и другие характерные геологические объекты.

Теоретической основой моделирования являются критерии подобия. В гармонически изменяющихся полях подобие полей характеризуется отношением длины волны λ к линейному размеру l модели

$$\lambda_m/l_m = \lambda_n/l_n, \quad (62.1)$$

где индексы «м» и «н» соответствуют модели и натуре.

При изучении неустановившихся полей критерий подобия записывается аналогично

$$\tau_m/l_m = \tau_n/l_n, \quad (62.2)$$

где τ_m , τ_n — параметры становления поля в модели и натуре.

Отношение

$$M = l_m/l_n \quad (62.3)$$

называют масштабом моделирования.

В квазистационарном приближении (пренебрегая влиянием токов смещения при $f_e \ll 1/\rho$)

$$\lambda = \sqrt{10^7 \rho / (\mu_r f)}, \quad \tau = \sqrt{10^7 2\pi t \rho / \mu_r},$$

где f — частота, Гц; μ_r — относительная магнитная проницаемость; t — время становления поля.

Отсюда критерии подобия (62.1), (62.2) запишутся так:

$$\rho_m / (\mu_m f_m l_m^2) = \rho_n / (\mu_n f_n l_n^2), \quad (62.4)$$

$$\rho_m t_m / (\mu_m l_m^2) = \rho_n t_n / (\mu_n l_n^2). \quad (62.5)$$

При моделировании постоянных полей, полей ВП и ЕП достаточно сохранить геометрическое подобие в выбранном масштабе. За длину l принимают характерные линейные размеры моделируемых сред (мощность наносов, глубину залегания верхней кромки жилы, рудного тела, его поперечные размеры или протяженность по падению и т. п.).

Моделирование выполняют со специальной лабораторной или серийной геофизической аппаратурой, которая применяется для полевых работ (АЭ-72, АЧЗ, ВПФ, МПП-4). В этом случае наблюдения проводят в рабочем диапазоне частот и времен. Пусть, например, $M = 1 : 1000$. Тогда при $f_m = f_n$, согласно (62.4), удельное сопротивление модели должно быть в 10^6 раз меньше удельного сопротивления природы ($\rho_m = 10^{-6} \rho_n$). Поэтому для моделирования подбирают материалы с очень низким удельным

сопротивлением (раствор поваренной соли, металлы, графит, композитные материалы). Приведем наиболее употребительные материалы для изготовления моделей, а также их удельные сопротивления ($\text{Ом}\cdot\text{м}$), измеренные на постоянном токе.

Дюраль	$2,8 \cdot 10^{-8}$	Композиты	$1-10^{-5}$
Медь	$1,8 \cdot 10^{-8}$	Насыщенный раствор соли	$5,0 \cdot 10^{-2}$
Цинк	$6,1 \cdot 10^{-8}$	Эпоксидная смола с графитовым порошком	$10^{-2}-10^7$
Ртуть	$9,5 \cdot 10^{-8}$	Резина с сажей	10^2-10^5
Олово	$1,1 \cdot 10^{-7}$	Электропроводная бумага	10^2-10^6
Свинец	$2,1 \cdot 10^{-7}$	Оргстекло	10^9-10^{10}
Манганин	$2,4 \cdot 10^{-6}$		
Графит	$5,0 \cdot 10^{-5}$		

При выборе материалов учитывают не только контрастность их удельных сопротивлений, но и технологические особенности. Так, в процессе изготовления металлической модели отдельные детали сваривают между собой. Поэтому подбирают такие пары, как свинец — медь, свинец — цинк, олово — медь, олово — цинк, олово — манганин, свинец — манганин и др. В качестве вмещающей среды служат легкоплавкие металлы (олово или свинец), в которые впаивают более тугоплавкие материалы (медь, цинк, манганин). Общий вид такой модели представляет собой прямоугольную отливку размером $250 \times 125 \times 35$ мм (А. Э. Вишняков, К. А. Вишнякова, 1974). Размер диполей: $AB=2,6$ мм, $MN=2,6$ мм, расстояние между ними $r=17$ мм. Как при возбуждении, так и при измерении поля индукционными катушками размеры модели увеличивают до $1200 \times 1200 \times 35$ мм. При моделировании на металлических моделях точность измерений (по сравнению с теоретическим расчетом) достигает $\pm 5\%$.

Наиболее распространенный способ моделирования — измерения в баке с электролитом (в электролитической ванне). Модели рудных тел и пластов погружают в электролит, который служит вмещающей средой и выполняет роль наносов. Электромагнитное поле наводят с помощью как диполей, так и ленточных антенн, возбуждающих в электролите первично-однородное электромагнитное поле (И. П. Мороз и др., 1975). В баках с электролитом выполняют все виды профилирования и зондирования, а также имитируют скважинные наблюдения. Бачковые установки представляются универсальными, ибо они позволяют моделировать практически все процессы электроразведочных измерений. При этом модель легко заменяется, и измерения можно проводить в автоматическом режиме с непрерывным перемещением установки (А. А. Смирнов и др., 1979). Погрешность моделирования в баках может достигать 10% .

Оригинальный способ моделирования полей вызванной поляризации на электропроводной бумаге предложен В. А. Поновым и В. И. Петровских (1976). Как известно, для получения эффекта ВП необходим контакт двух фаз: твердой и жидкой. В природных условиях вмещающая среда имеет ионную проводимость, а рудные тела — электронную. Авторы заметили, что эквивалентный эффект ВП можно получить и в случае обращенной модели, когда вмещающая среда имеет электронный характер, а модель рудного тела — ионный. Модели изготавливали из водного раствора медного купороса, густо замешанного на желатине. Такие желеобразные модели хорошо прилипают к поверхности электропроводной бумаги и длительное время не высыхают. Им можно придать любую форму. При снятии модели эффект ВП пропадает.

Измерения выполняли с аппаратурой типа «Енисей». Установку, состоящую из питающих и измерительных электродов, перемещали по верхней кромке листа электропроводной бумаги. Для изучения внутренней структуры поля ВП вблизи тел различной формы наблюдали потенциалы по всей поверхности бумаги. Данный способ моделирования полей можно широко использовать в полевых условиях для прогнозирования аномалий ВП над рудными телами и для предварительной интерпретации результатов наблюдений методом подбора.

При моделировании поля ВП около электронного проводника (или около обращенной модели, как в описываемом случае) должно быть выдержано геометрическое подобие модели и рудного тела, т. е. не нарушено соотношение размеров, формы и глубины залегания тела, а также разносов установки. Кроме того, плотность поляризующего тока должна быть достаточно малой, чтобы соблюдалась линейность связи между первичным и вторичным полями (см. § 8).

**ИНТЕРПРЕТАЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ**

Электромагнитные зондирования (ЭМЗ) представляют собой основной вид электроразведочных исследований. Их применяют для изучения геоэлектрического разреза как вдоль профиля (профильный вариант съемки), так и по площади (площадной вариант). При этом для получения информации о малых глубинах (от нескольких метров до первых сотен метров) предусматривают обычно модификации, основанные на изменении разности: вертикальное электрическое зондирование и радиально-частотное дистанционное зондирование; для изучения средних глубин (до 3000 м) — частотное зондирование и метод становления поля, а больших глубин (свыше 3000 м) — становление поля в ближней и дальней зонах и магнитотеллурическое зондирование.

Результаты наблюдений в большинстве случаев оформляют единообразно. По данным измерений вычисляют кажущиеся сопротивления (а также проводимости, поляризуемости, фазы) для ряда дискретных действующих расстояний: разносов в модификациях ВЭЗ, ДЭЗ, РИЗ, периода колебаний или частоты — в МТЗ, ЧЗ, времени становления поля — в ЗС, ЗСБ. Графики зависимости вычисленных параметров от действующего расстояния называют кривыми зондирования. Они содержат информацию об изменении электропроводности земных слоев по вертикали и последовательности их залегания. Расшифровка и истолкование этой информации при решении конкретной геологической задачи и составляют предмет интерпретации электромагнитного зондирования.

Интерпретация — широкое понятие. Оно включает в себя анализ кривых зондирования и построение физико-геологической модели среды, уточнение модели на основе решения прямой и обратной задач и, наконец, геологическое истолкование результатов. На первых двух этапах применяют формализованные приемы качественной и количественной интерпретации, разработанные на основе изучения аномальных электромагнитных полей в типичных моделях геоэлектрического разреза. Третий, заключительный этап предусматривает знание геологического

строения района. Поэтому он может быть формализован лишь в пределах изучаемой территории. Рассмотрим основные принципы и приемы качественной и количественной интерпретации.

§ 63. ТИПЫ ГЕОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАЗРЕЗОВ И СООТВЕТСТВУЮЩИЕ ИМ КРИВЫЕ ЗОНДИРОВАНИЯ

Типовая модель геоэлектрического разреза представляет собой набор горизонтальных слоев ограниченной мощности, различающихся между собой по электрическим свойствам. Слои могут быть изотропными и анизотропными. Тип разреза определяют по числу слоев и соотношению их удельных сопротивлений.

Простейшей моделью служит однородное полупространство, заполненное средой с удельным сопротивлением ρ_1 . В общем случае различают двух-, трех-, четырех- и многослойные разрезы. Соответствующие им кривые зондирования называют также двух-, трех-, четырехслойными.

Большое значение в методике интерпретации имеет модель **двухслойной среды**, состоящая из слоя ограниченной мощности и подстилающего основания бесконечно большой мощности. Оба слоя могут быть либо изотропными, либо анизотропными. Независимо от анизотропии различают два типа двухслойных разрезов: $\rho_1 < \rho_2$, $\rho_1 > \rho_2$. Графики кажущихся сопротивлений, или кривые зондирования, для первого и второго типов существенно различны. На графике первого типа кажущееся сопротивление плавно возрастает от ρ_1 до ρ_2 , а на графике второго типа убывает от ρ_1 до ρ_2 (рис. 92, а).

Такое поведение кажущихся сопротивлений можно объяснить следующим образом. При относительно малом действующем расстоянии (разносе, длине волны или параметре становления) по сравнению с мощностью верхнего слоя влияние подстилающего основания практически не отражается на результатах измерений. Большая доля тока в силу скин-эффекта или малого расстояния от источника протекает в верхнем слое, и кажущееся сопротивление близко по величине к истинному или среднему удельному сопротивлению первого слоя. Иными словами, кажущееся сопротивление ведет себя так же, как в случае однородного (изотропного или анизотропного) полупространства с удельным сопротивлением ρ_1 .

С увеличением действующего расстояния в первом типе разреза происходит экранирование нижней части пространства и усиление поля в приповерхностном слое, а во втором типе разреза, наоборот — утечка тока, поглощение энергии нижним слоем и, как следствие, ослабление поля на поверхности наблюдения. Когда действующее расстояние достигнет величины, во

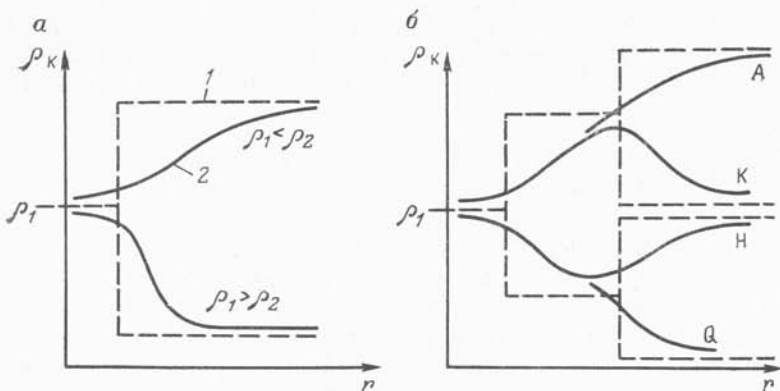


Рис. 92. Типы двухслойных (а) и трехслойных (б) кривых ВЭЗ.
1, 2 — графики истинных и кажущихся сопротивлений здесь и далее

много раз превышающей мощность первого слоя, большая доля тока будет протекать во втором слое (если он не изолятор), и кажущееся сопротивление станет близким к истинному или среднему удельному сопротивлению подстилающего основания. Случай с изолирующим основанием рассмотрим ниже.

Таким образом, по виду или типу кривой зондирования всегда можно определить, какие породы — высокого или низкого удельного сопротивления — залегают под слоем наносов.

Основной рабочей моделью при интерпретации кривых зондирования служит **трехслойный геоэлектрический разрез**, состоящий из двух слоев ограниченной мощности и подстилающего основания бесконечно большой мощности. Известны четыре типа трехслойных разрезов: тип А — $\rho_1 < \rho_2 < \rho_3$, тип К — $\rho_1 < \rho_2 > \rho_3$, тип Н — $\rho_1 > \rho_2 < \rho_3$, тип Q — $\rho_1 > \rho_2 > \rho_3$. По установившейся традиции соответствующие графики кажущихся сопротивлений, или кривые зондирования, также принято называть кривыми типа А, К, Н и Q. Кривые зондирования имеют левую, среднюю и правую ветви (рис. 92, б). Левая ветвь отражает соотношение удельных сопротивлений первых двух слоев, средняя характеризует в какой-то мере удельное сопротивление промежуточного слоя, правая — соотношение удельных сопротивлений третьего и второго слоев. Правая ветвь, как увидим ниже, несет информацию об интегральных параметрах разреза: суммарной продольной проводимости, суммарной мощности и поперечном сопротивлении. На графике зондирования кажущееся сопротивление изменяется от ρ_1 до ρ_3 , отклоняясь в сторону максимума или минимума в зависимости от удельного сопротивления промежуточного слоя. Максимум имеют кривые типа К, минимум — типа Н. Кривые типа А представлены восходящей ветвью, а типа Q — нисходящей ветвью, иногда

имеющей перегиб в средней части. На кривых МТЗ и ЧЗ при большой мощности второго слоя образуются два дополнительных экстремума, обусловленных наложением эффектов от двух промежуточных границ.

Модель трехслойной среды представляется универсальной в том смысле, что она позволяет имитировать эффекты от промежуточного слоя, ограниченного сверху и снизу породами иного удельного сопротивления. Эти эффекты проявляются на кривой зондирования на фоне влияния выше- и нижележащих пород. Степень проявления эффектов от промежуточного слоя зависит от его мощности и удельного сопротивления.

Другие модели многослойных сред, имеющие больше трех слоев, обычно рассматривают в процессе анализа кривых зондирования и при их интерпретации. Тип многослойного разреза определяют по соотношению удельных сопротивлений слоев в виде последовательного ряда трехслойных элементов. Например, различают (рис. 93) восемь типов **четырёхслойного разреза**: 1) АА— $\rho_1 < \rho_2 < \rho_3 < \rho_4$, 2) АК— $\rho_1 < \rho_2 < \rho_3 > \rho_4$, 3) КН— $\rho_1 < \rho_2 > \rho_3 < \rho_4$, 4) КQ— $\rho_1 < \rho_2 > \rho_3 > \rho_4$, 5) НА— $\rho_1 > \rho_2 < \rho_3 < \rho_4$, 6) НК— $\rho_1 > \rho_2 < \rho_3 > \rho_4$, 7) QQ— $\rho_1 > \rho_2 > \rho_3 > \rho_4$, 8) QH— $\rho_1 > \rho_2 > \rho_3 < \rho_4$. Соответствующие им кривые зондирования также именуют кривыми типов АА, АК, КН, КQ, НА, НК, QQ, QH. Увеличение числа слоев в модели разреза приведет к закономерному удвоению числа вариантов (типов) по сравнению с предыдущим разрезом. Например, пятислойные разрезы могут быть типа ААА или ААК, АКН или АКQ, КНА или КНК и т. п.

На рис. 92—98 приведены типичные кривые зондирования для разных моделей сред. При благоприятных геоэлектрических условиях на них проявляются все слои разреза. В этом случае по типу кривой зондирования можно качественно расчленить разрез и определить последовательность залегания пластов с различной электропроводностью. Чаще приходится встречаться с неясным типом кривых зондирования, когда отдельные слои визуально не выделяются, хотя их влияние в какой-то мере все же отражается на величине кажущегося сопротивления. Таким образом, по виду кривой зондирования не всегда можно однозначно определить тип разреза. Ошибки подобного рода иногда приводят к неправильному истолкованию результатов полевых наблюдений.

В общем случае геоэлектрический разрез может иметь не только субгоризонтальные, но и вертикальные, наклонные границы и содержать отдельные объекты, ограниченные сложными поверхностями раздела. Такие разрезы называют горизонтально-неоднородными. Среди них выделяют двухмерные, с протяженными вдоль одной оси границами, например контакт, жила, наклонно-слоистая среда, ступень, грабен, горст и др., а также

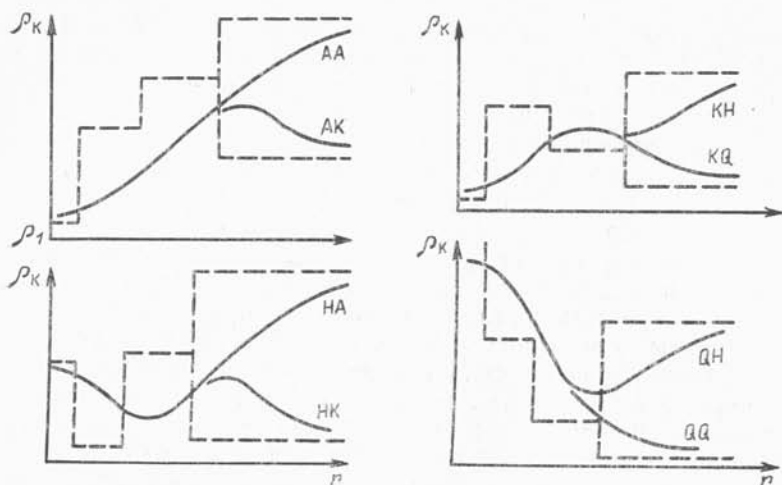


Рис. 93. Типы четырехслойных кривых ВЭЗ

трехмерные, содержащие локальные неоднородности изомерной формы: шар, сфероид, призма и др.

Фундаментальной моделью является горизонтально-слоистая среда, для которой разработаны основные приемы интерпретации.

§ 64. АСИМПТОТЫ КРИВЫХ ЗОНДИРОВАНИЯ

Графики кажущегося сопротивления, или кривые зондирования, вычерчивают в логарифмическом масштабе с модулем (масштабным коэффициентом), равным 6,25 или 10 см. На теоретических графиках по вертикальной оси откладывают значения кажущегося сопротивления в относительных единицах ρ_k/ρ_1 , $|\rho_T/\rho_1$, $|\rho_\omega/\rho_1$, ρ_τ/ρ_1 , а по горизонтальной — отношения действующих расстояний к мощности первого слоя r/h_1 , λ_1/h , τ_1/h_1 , где $\lambda_1 = \sqrt{10^7 T \rho_1}$ — длина волны; $\tau_1 = \sqrt{10^7 \cdot 2\pi \rho_1}$ — параметр становления в первом слое. Величины λ_1 и τ_1 имеют размерность длины (м) и служат аналогом разноса. На фазовых графиках по оси ординат откладывают в арифметическом масштабе фазы φ_T , φ_ω в градусах, а по оси абсцисс в логарифмическом масштабе — относительную длину волны λ_1/h_1 в первом слое.

При малом действующем расстоянии, вследствие близкого расположения источника или скин-эффекта, наивысшая плотность токов оказывается в первом слое. Поэтому левая ветвь кривой зондирования отражает эффекты, возникающие глав-

ным образом в верхней части разреза. В пределе при $r/h_1 \rightarrow 0$, $\lambda_1/h_1 \rightarrow 0$ или $\tau_1/h_1 \rightarrow 0$ кажущееся сопротивление близко или равно истинному либо среднему удельному сопротивлению первого слоя. Так что левой асимптотой для всех кривых зондирования, за исключением модификации ЗС в ближней зоне, служит горизонтальная прямая с отметкой

$$\rho_k = \rho_1, |\rho_T| = \rho_1, |\rho_\omega| = \rho_1, \rho_\tau = \rho_1. \quad (64.1)$$

Таким образом, кажущееся (или эффективное) сопротивление при отсутствии влияния глубинных неоднородностей численно равно удельному сопротивлению однородного полупространства. Сдвиг по фазе между горизонтальными компонентами поля E и H или фаза в однородном полупространстве — $-\pi/4$. Поэтому левой асимптотой фазовых кривых МТЗ, например, служит горизонтальная прямая с отметкой $\varphi = -\pi/4$.

При относительно больших параметрах ($r/h_1 \gg 1$, $\lambda_1/h_1 \gg 1$, $\tau_1/h_1 \gg 1$) электрические токи распределяются в большом объеме пород как по простиранию, так и по глубине. Основной вклад в аномальное поле вносят эффекты от токов, циркулирующих в подстилающем основании. Поэтому величина кажущегося сопротивления при больших действующих расстояниях асимптотически приближается к величине истинного или среднего сопротивления подстилающего основания ρ_n . Отсюда следует, что правой асимптотой кривых зондирования при $r/h_1 \rightarrow \infty$, $\lambda_1/h_1 \rightarrow \infty$ и $\tau_1/h_1 \rightarrow \infty$ служит горизонтальная прямая с отметкой

$$\rho_k = \rho_n, |\rho_T| = \rho_n, |\rho_\omega| = \rho_n, \rho_\tau = \rho_n. \quad (64.2)$$

Если же подстилающее основание — изолятор или идеальный проводник, то кажущееся сопротивление будет связано с обобщенными свойствами вышележащей толщи: суммарной продольной проводимостью S , поперечным сопротивлением T , суммарной мощностью H . Количественные связи между координатами кривой зондирования и параметрами среды найдем путем анализа асимптотики кажущихся сопротивлений для разных модификаций зондирования.

Правая асимптота кривых ВЭЗ при $\rho_3 \rightarrow \infty$

Основная формула для вычисления кажущегося сопротивления, согласно § 47, имеет вид

$$\rho_k/\rho_1 = 1 + r^2 \int_0^\infty (R_1 - 1) J_1(mr) m dm, \quad (64.3)$$

где $m = 1/r$ — пространственная частота (переменная интегрирования);

$$R = \text{cth} \{mh_1 + \text{arcth}(\rho_2/\rho_1) \text{cth} [mh_2 + \text{arcth}(\rho_3/\rho_2)]\}$$

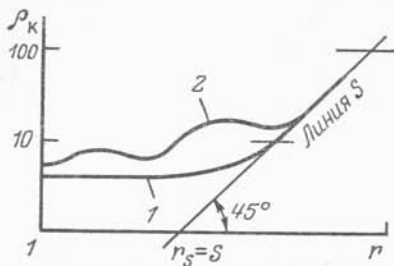


Рис. 94. Двухслойная (1) и многослойная (2) кривые ВЭЗ для случая, когда опорный электрический горизонт имеет бесконечно большое сопротивление

— пространственная характеристика трехслойной горизонтально-слоистой модели среды при $\rho_3 > \rho_2$.

Для получения искоемых связей воспользуемся известной асимптотикой гиперболических функций

$$\operatorname{cth} x \approx 1, \quad \operatorname{cth} x \approx 1/x, \quad \operatorname{arch} y \approx 1/y, \quad (64.4)$$

$x \rightarrow \infty$ $x \rightarrow 0$ $y \rightarrow \infty$

$$\operatorname{th} x \approx 1, \quad \operatorname{th} x \approx x, \quad \operatorname{arth} y \approx y. \quad (64.5)$$

$x \rightarrow \infty$ $x \rightarrow 0$ $y \rightarrow 0$

Пусть $\rho_3 = \infty$ (подстилающее основание — изолятор). Тогда $\operatorname{arch}(\rho_3/\rho_2) = 0$. При $r \rightarrow \infty, m \rightarrow 0$

$$\operatorname{cth}(mh_2) \approx 1/(mh_2), \quad \operatorname{arch}[\rho_2/(\rho_1 mh_2)] \approx \rho_1 mh_2/\rho_2,$$

$m \rightarrow 0$ $m \rightarrow 0$

$$R_1 \approx \operatorname{cth}[mh_1 + (m\rho_1 h_2)/\rho_2] \approx [\rho_1 m (h_1/\rho_1 + h_2/\rho_2)]^{-1} = 1/(m\rho_1 S).$$

Учитывая, что $\int_0^\infty J_0(mr) dm = 1/r,$

$$\int_0^\infty m J_1(mr) dm = -\frac{\partial}{\partial r} \int_0^\infty J_0(mr) dm = -\frac{\partial}{\partial r} (1/r),$$

получим после подстановки асимптотических выражений в (64.3)

$$\rho_k = r/S, \quad (64.6)$$

где $S = h_1/\rho_1 + h_2/\rho_2$ — суммарная продольная проводимость среды.

На графике с логарифмическим масштабом уравнение

$$\lg \rho_k = \lg r - \lg S$$

будет представлять собой прямую, наклоненную под углом $\alpha = 45^\circ$ к оси абсцисс (так как угловой коэффициент $\operatorname{tg} \alpha = 1$). Положение этой прямой на графике будет зависеть от величины S , поэтому ее принято называть **линией S**. На единичной оси графика с отметкой $\rho_k = 1$ линия S отсекает отрезок

$$\lg r = \lg S \quad \text{или} \quad r_s = S,$$

численно равный суммарной продольной проводимости (рис. 94).

Правая асимптота кривых МТЗ в случае непроводящего основания

При $\rho_3 = \infty$ формула для кажущегося сопротивления, согласно § 54, имеет вид

$$\rho_T / \rho_1 = R_1^2(\omega)$$

или

$$\frac{\rho_T}{\rho_1} = \operatorname{cth}^2 \left[\frac{2\pi \sqrt{2}}{\lambda_1/h_1} e^{-i(\pi/4)} + \operatorname{arcth} \sqrt{\mu_2} \operatorname{cth} \frac{2\pi \sqrt{2}}{\lambda_1/h_1} \times \right. \\ \left. \times \frac{v^2}{\sqrt{\mu_2}} e^{-i(\pi/4)} \right]. \quad (64.7)$$

При $\lambda_1/h_1 \rightarrow \infty$, применяя последовательно к гиперболическим функциям асимптотику типа (64.4), получим

$$\frac{\rho_T}{\rho_1} \approx \operatorname{cth}^2 \left[\frac{2\pi \sqrt{2}}{\lambda_1/h_1} \left(1 + \frac{v_2}{\mu_2} \right) e^{-i(\pi/4)} \right] \approx \left[\frac{\lambda_1}{h_1} \frac{S_1}{S \cdot 2\pi \sqrt{2}} e^{i(\pi/4)} \right]^2.$$

Выделяя из последнего выражения амплитуду и фазу, найдем асимптотические формулы для правой ветви кривой МТЗ

$$\frac{|\rho_T|}{\rho_1} = \left(\frac{\lambda_1}{h_1} \frac{1}{2\pi \sqrt{2}} \frac{S_1}{S} \right)^2, \quad (64.8)$$

$$\varphi_T = \pi/2, \quad \psi_T = 0. \quad (64.9)$$

На практических амплитудных графиках по оси абсцисс откладывают величину \sqrt{T} , а по оси ординат — $|\rho_T|$. Из выражения (64.8) после соответствующих преобразований найдем уравнение правой асимптоты в практических координатах \sqrt{T} , ρ_T :

$$|\rho_T| = \left(\frac{\sqrt{10^7}}{2\pi \sqrt{2}} \frac{\sqrt{T}}{S} \right)^2 = \left(356 \frac{\sqrt{T}}{S} \right)^2.$$

В логарифмической форме будем иметь

$$\lg |\rho_T| = 2 \lg \sqrt{T} - 2 \lg (S/356). \quad (64.10)$$

Это уравнение прямой, проходящей под углом $\alpha = \operatorname{arctg} 2 \approx \approx 63^\circ 26'$ к оси абсцисс. Поскольку ее положение на графике зондирования определяется величиной S , то прямую называют линией S . Она пересекает горизонтальную ось графика с отметкой $|\rho_T| = 1$ в точке с абсциссой $\lg \sqrt{T_S} = \lg (S/356)$, или $\sqrt{T_S} = S/356$.

Отсюда

$$S = 356 \sqrt{T_S}. \quad (64.11)$$

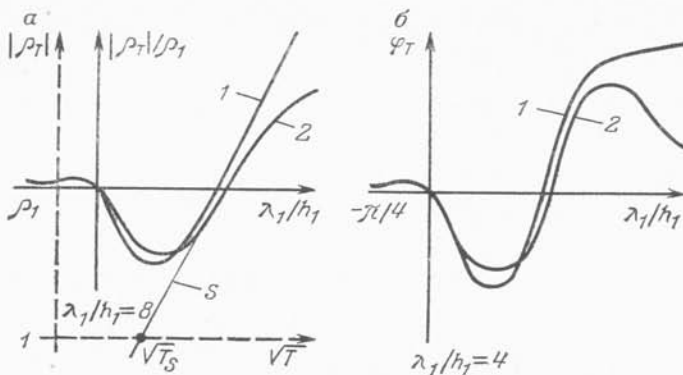


Рис. 95. Амплитудные (а) и фазовые (б) кривые МТЗ типа Н для случаев, когда $\rho_3 = \infty$ (1) и $\rho_3 \neq \infty$ (2)

По правой асимптоте кривых МТЗ в случае $\rho_n = \infty$ можно однозначно определить суммарную продольную проводимость надпорной толщи пород. Амплитудные и фазовые кривые МТЗ для этого случая показаны на рис. 95.

Правая асимптота кривых МТЗ в случае проводящего основания

Пусть $\rho_3 = 0$. При написании выражения для кажущегося сопротивления воспользуемся формой записи приведенного импеданса в гиперболических тангенсах, ибо арекотангенс в нуле не существует. Для трехслойного разреза по аналогии с (64.7) можно записать

$$\frac{\rho_T}{\rho_1} \approx \text{th}^2 \left[\frac{2\pi \sqrt{2}}{\lambda_1/h_1} e^{-i(\pi/4)} + \text{arth} \sqrt{\mu_2} \times \right. \\ \left. \times \text{th} \left(\frac{2\pi \sqrt{2}}{\lambda_1/h_1} \frac{v_2}{\sqrt{\mu_2}} e^{-i(\pi/4)} \right) \right]. \quad (64.12)$$

При $\lambda_1/h_1 \rightarrow \infty$, применяя асимптотику типа (64.5), найдем

$$\frac{\rho_T}{\rho_1} \approx \text{th}^2 \left[\frac{2\pi \sqrt{2}}{\lambda_1/h_1} (1 + v_2) e^{-i(\pi/4)} \right] \approx \\ \approx \left[\frac{2\pi \sqrt{2}}{\lambda_1/h_1} \frac{H}{h_1} e^{-i(\pi/4)} \right]^2.$$

Отсюда, выделяя амплитудную часть и фазу, получим уравнения правых асимптот в общем виде

$$\frac{|\rho_T|}{\rho_1} = \left(\frac{2\pi \sqrt{2}}{\lambda_1/h_1} \frac{H}{h_1} \right)^2, \quad (64.13)$$

$$\varphi_T = -\pi/2, \quad \psi_T = -\pi/2. \quad (64.14)$$

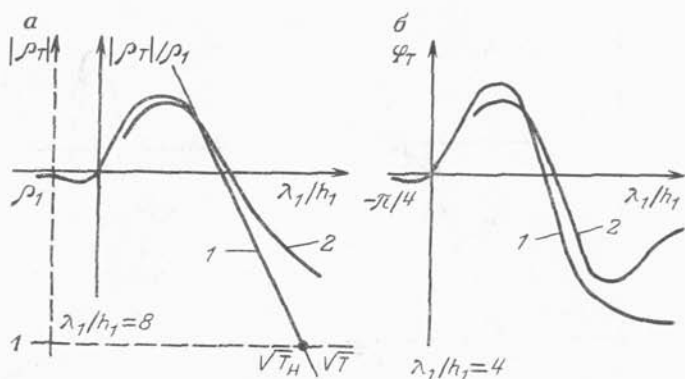


Рис. 96. Амплитудные (а) и фазовые (б) кривые МТЗ и ЧЗ типа К для случаев, когда $\rho_3=0$ (1) и $\rho_3 \neq 0$ (2)

Уравнение для амплитуд в практических координатах

$$|\rho_T| = \left(\frac{2\pi\sqrt{2}}{\sqrt{10^7}} \frac{H}{\sqrt{T}} \right)^2 = \left(\frac{H}{356\sqrt{T}} \right)^2. \quad (64.15)$$

В логарифмической форме

$$\lg |\rho_T| = -2 \lg \sqrt{T} + 2 \lg (H/356).$$

Это уравнение прямой, наклоненной к оси абсцисс под углом $\alpha = \arctg(-2) \approx -63^\circ 26'$. По аналогии с линией S правую нисходящую асимптоту кривой МТЗ в случае $\rho_n=0$ называют линией H. Она пересекает горизонтальную ось графика с отметкой $|\rho_T|=1$ в точке с абсциссой $\lg \sqrt{T_n} = \lg (H/356)$ или $\sqrt{T_n} = H/356$.

Отсюда

$$H = 356 \sqrt{T_n}. \quad (64.16)$$

По правым ниспадающим ветвям амплитудных кривых МТЗ можно однозначно определить глубину залегания кровли пород с очень низким удельным сопротивлением. На рис. 96 показаны кривые МТЗ для данного случая.

Правая асимптота кривых ЧЗ в случае непроводящего основания

При частотном зондировании следует различать два варианта разрезов: содержащие и не содержащие экраны высокого удельного сопротивления. Если разрез содержит опорный горизонт высокого удельного сопротивления, то электромагнитная энергия поступает от источника к приемнику по воздуху и изо-

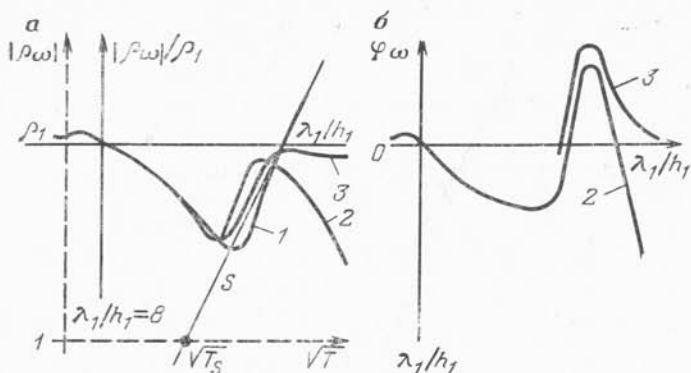


Рис. 97. Амплитудные (а) и фазовые (б) кривые ЧЗ типа Н для случая, когда $\rho_3 = \infty$.

а — волновая кривая; 2 — кривые зондирования по магнитной составляющей B_z ; 3 — кривые экваториального электрического зондирования по электрической составляющей E_x

лятору в основании разреза. Сигнал в точке приема практически удваивается, и кажущееся сопротивление в дальней зоне будет приблизительно равно $2R_1^2(\omega)$, т. е.

$$\rho_\omega/\rho_1 \approx 2R_1^2(\omega). \quad (64.17)$$

В асимптотическую формулу (64.8) для амплитуды кажущегося сопротивления добавится в числителе цифра «2». Поэтому при $\lambda_1/h_1 \rightarrow \infty$

$$|\rho_\omega|/\rho_1 \approx (\lambda_1/h_1)^2 (1/2\pi)^2 (S_1/S)^2. \quad (64.18)$$

В практических координатах эта формула имеет вид

$$|\rho_\omega| = (\sqrt{10^7}/2\pi)^2 (\sqrt{T}/S)^2 = (503 \sqrt{T}/S)^2. \quad (64.19)$$

Следовательно, линия S на графиках частотного зондирования (рис. 97) будет сдвинута влево по сравнению с таковой на графиках МТЗ. Она пересечет горизонтальную ось с отметкой $|\rho_\omega| = 1$ в точке с абсциссой $\sqrt{T_S} = S/503$.

Отсюда

$$S = 503 \sqrt{T_S}. \quad (64.20)$$

Правые асимптоты кривых ЧЗ в случае проводящего основания

При $\rho_3 = 0$ кажущееся сопротивление в дальней зоне $[(r/\lambda) \gg 1]$ вычисляются по формуле

$$\rho_\omega/\rho_1 = R_1^2(\omega).$$

Следовательно, правые асимптоты кривых ЧЗ в данном случае совпадают с соответствующими асимптотами кривых МТЗ (64.12) — (64.16).

Правые асимптоты кривых ЗС в случае непроводящего основания

Асимптотические формулы для кажущегося сопротивления при изучении неустановившегося поля в дальней зоне (ЗС) находят с помощью интегрального преобразования Фурье

$$\frac{\rho_{\tau}}{\rho_1} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\rho_{\omega}}{\rho_1} \frac{e^{-i\omega t}}{-i\omega} d\omega. \quad (64.21)$$

Подставляя в эту формулу асимптотическое выражение (64.18), можно, в частности, получить правую асимптоту кривой зондирования (ЗС) для случае $\rho_n = \infty$.

При $\tau_1/h_1 \rightarrow \infty$

$$\rho_{\tau}/\rho_1 = (\tau_1/h_1)^2 (1/2\pi)^2 (S_1/S)^2. \quad (64.22)$$

В практических координатах

$$\rho_{\tau} = (\sqrt{10^7}/2\pi)^2 (\sqrt{2\pi t}/S)^2 = (503 \sqrt{2\pi t}/S)^2. \quad (64.23)$$

Линия S пересекает горизонтальную ось графика зондирования с отметкой $\rho_{\tau} = 1$ в точке с абсциссой $\sqrt{2\pi t_S} = S/503$.

Отсюда

$$S = 503 \sqrt{2\pi t_S}. \quad (64.24)$$

На рис. 98, а показаны графики зондирования для данного случая.

При анализе неустановившегося поля в ближней зоне математические выкладки усложняются. Запишем без вывода асимптотические формулы типа (64.22) — (64.24) для кривых становления поля в ближней зоне (ЗСБ).

При $\tau_1/h_1 \rightarrow \infty$, $\rho_n = \infty$

$$\rho_{\tau}/\rho_1 \approx (\tau_1/h_1)^2 (1/2\pi c)^2 (S_1/S)^2, \quad (64.25)$$

где $c \approx 2,658$ (по А. А. Кауфману и Г. М. Морозовой, 1970).

В практических координатах

$$\rho_{\tau} \approx (\sqrt{10^7}/2\pi c)^2 (\sqrt{2\pi t}/S)^2 \approx (189,3 \sqrt{2\pi t}/S)^2. \quad (64.26)$$

Абсцисса точки пересечения $\sqrt{2\pi t_S} = S/189,3$.

Отсюда

$$S = 189,3 \sqrt{2\pi t_S}. \quad (64.27)$$

Вид графиков ЗСБ показан на рис. 98, б.

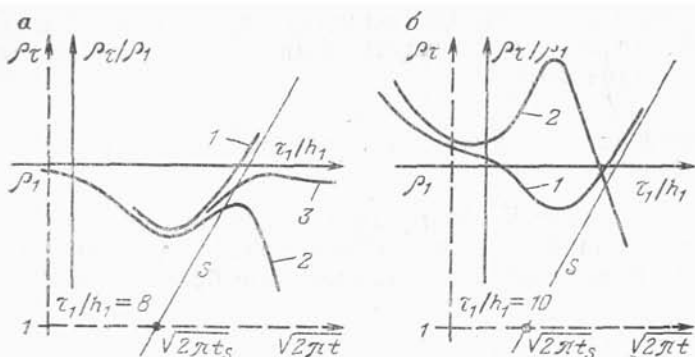


Рис. 98. Кривые зондирования становлением поля.

a — в дальней зоне (ЗС) типа Н: 1 — волновая, 2 — магнитного поля, 3 — электрического поля; *б* — в ближней зоне (ЗСБ): 1 — типа Н, 2 — типа К

§ 65. ПРИНЦИП ЭКВИВАЛЕНТНОСТИ

Эквивалентностью в электроразведке называют физическую равнозначность геоэлектрических разрезов, над которыми получают практически одинаковые кривые кажущегося сопротивления, совпадающие в пределах погрешности измерений. На практике это явление приводит к тому, что по данным измерений над разными слоистыми средами мы не сможем в ряде случаев их различить и сделать однозначное заключение о количестве слоев, их мощности и удельном электрическом сопротивлении. Эквивалентность обусловлена, с одной стороны, интегральным характером измеряемых величин — кажущихся сопротивлений, а с другой — закономерностями распределения электрического тока в слоистых средах.

Так, в разрезах типа Н и А, содержащих проводящие слои, электрический ток растекается преимущественно по простирающему, вдоль границ слоев, и эквивалентность определяется постоянством продольной проводимости промежуточного слоя $S_2 = h_2/\rho_2 = \text{const}$. В этом случае небольшое и одинаковое увеличение или уменьшение мощности промежуточного слоя и его удельного сопротивления в одну сторону при сохранении постоянства проводимости не повлечет за собой существенного изменения поля, а следовательно и кажущегося сопротивления. Это правило называют S_2 -эквивалентностью или эквивалентностью по S . Отсюда необходимым условием эквивалентности трехслойных разрезов типа Н и А является сохранение постоянства отношения

$$S_2/S_1 = v_2/\mu_2 = \text{const} \quad \text{или} \quad S_1 + S_2 = S = \text{const}, \quad (65.1)$$

где $v_2 = h_2/h_1$, $\mu_2 = \rho_2/\rho_1$.

Таким образом, в общем случае по кривым зондирования типа Н и А можно однозначно определить только S_2 или S , а остальные параметры определяются неоднозначно. Эквивалентность по S присуща всем модификациям электромагнитного зондирования. Однако она проявляется лишь в разрезах с относительно малой мощностью и малой проводимостью промежуточного слоя, а именно при $(h_2/h_1) < 2$ и $(S_2/S_1) < 2$. В разрезах с большой мощностью хорошо проводящих пород при $(h_2/h_1) > 2$ и $(S_2/S_1) > 2$ правило эквивалентности по S теряет силу. В таком случае обратная задача становится корректной, и параметры слоев (мощности и удельные сопротивления) можно определить с удовлетворительной погрешностью, не превышающей погрешности наблюдений.

В разрезах типа К и Q, содержащих промежуточные слои относительно высокого сопротивления, формирование электрических токов будет зависеть от скорости изменения магнитной индукции или от частоты поля. В постоянном поле электрический ток протекает преимущественно по нормали к границам слоя высокого сопротивления и эквивалентность обусловлена постоянством его поперечного сопротивления $T_2 = h_2 \rho_2 = \text{const}$. Изменение его мощности и удельного сопротивления в некоторых пределах при сохранении постоянства их произведения практически не повлияет на общее электрическое поле и величину кажущегося сопротивления. Это правило называют T_2 -эквивалентностью или эквивалентностью по T . Отсюда необходимым условием эквивалентности трехслойных разрезов типа К и Q в поле постоянного тока является сохранение постоянства отношения

$$T_2/T_1 = v_2 \mu_2 = \text{const} \quad \text{или} \quad T_1 + T_2 = T = \text{const}. \quad (65.2)$$

В соответствии с этим правилом по кривым ВЭЗ и ДЭЗ типа К и Q можно однозначно найти параметры T_2 и T , а мощность и удельное сопротивление промежуточного слоя определяются неоднозначно. Исключения составляют разрезы типа Q с относительно большой мощностью промежуточного слоя ($h_2/h_1 > 3$), на которые правило эквивалентности по T распространяется с ограничением.

Несколько своеобразно происходит формирование переменного поля в разрезах типа К и Q, содержащих промежуточные слои относительно высокого удельного сопротивления. Предположим, что гальваническая связь между верхним и подстилающим проводящими горизонтами почти отсутствует. В таком случае общее поле формируется в результате взаимодействия магнитных полей вихревых токов, циркулирующих в верхнем и нижнем горизонтах. Колебание удельного сопротивления промежуточного слоя в некоторых пределах слабо влияет на магнитное поле, в то время как изменение его мощности увеличивает

или сокращает расстояние между взаимодействующими полями и существенно сказывается на величине измеряемых компонент, а следовательно и кажущегося сопротивления.

Из этого следует, что необходимым условием эквивалентности трехслойных разрезов типа К и Q в поле переменного тока является сохранение постоянства мощности промежуточного слоя

$$v_2 = h_2/h_1 = \text{const} \text{ или } h_1 + h_2 = H = \text{const}. \quad (65.3)$$

Таким образом, по кривым индукционного зондирования мощность выделяемых пластов определяется однозначно, а их удельные электрические сопротивления — неоднозначно. В этой связи следует заметить, что индукционное зондирование — единственный геофизический метод, позволяющий однозначно находить глубину залегания границ по данным полевых измерений.

Пределы применимости принципа эквивалентности для трехслойных разрезов устанавливаются эмпирически (Пылаев, 1948; Матвеев, 1974), а для многослойных разрезов — путем статистического анализа в процессе интерпретации. Принцип эквивалентности — сложное физическое явление. Он отражает неопределенность наших суждений о физическом объекте по данным измерений. Совпадающие в пределах погрешности измерений кривые зондирования соответствуют в общем случае разным моделям, и чтобы их различить, нужна дополнительная информация. Ее получают, как правило, по результатам качественной интерпретации кривых зондирования и сопоставления их с данными бурения и ГИС.

§ 66. ПРИЕМЫ КАЧЕСТВЕННОЙ ИНТЕРПРЕТАЦИИ

Качественной интерпретацией называют предварительное истолкование результатов зондирования, основанное на визуальном анализе совокупности кривых кажущихся сопротивлений, проводимостей, поляризуемостей, а также карт и разрезов, составленных по эффективным параметрам. Примером может служить выявление количества слоев в разрезе по типу кривых зондирования и предварительная оценка их удельных сопротивлений, проводимостей и поляризуемостей. Выше мы отмечали, что такая оценка иногда возможна, если геоэлектрические условия благоприятны, границы отчетливо проявляются на кривых зондирования и коррелируются вдоль профиля или по площади.

Более общую информацию о разрезе как в плане, так и по вертикали дают карты и разрезы эффективных параметров. Последние вычисляют непосредственно по данным измерений и привязывают к эффективной глубине зондирования.

Эффективная глубина зондирования

В современных модификациях электромагнитного зондирования глубина проникновения электрических токов регулируется величиной действующего расстояния: разности r , длины волны $\lambda = \sqrt{10^7 T \rho}$ или параметра становления поля $\tau = \sqrt{10^7 2\pi t \rho}$. С увеличением действующего расстояния возрастает плотность линейных или вихревых токов в нижележащих горизонтах и увеличивается эффективная глубина зондирования $z_{эф}$. При наблюдении на поверхности однородного проводящего полупространства величину $z_{эф}$ (толщину скин-слоя в км) можно оценить [см. (6.18), (9.15), (10.7)] количественно на основе приближенных зависимостей

$$z_{эф1} \approx r/2 \quad (\text{для ВЭЗ и ДЭЗ}),$$

$$z_{эф2} \approx \lambda/4\pi \approx 0,25 \sqrt{T\rho} \quad (\text{для ЧЗ, МТЗ}),$$

$$z_{эф3} \approx \tau/4\pi \approx 0,71 \sqrt{t\rho} \quad (\text{для ЗС, ЗСБ}).$$

В случае неоднородной слоистой среды эти формулы можно записать в общем виде

$$z_{эф1} \approx \alpha_k r, \quad (66.1)$$

$$z_{эф2} \approx \alpha_\omega \sqrt{T\rho_{эф}}, \quad (66.2)$$

$$z_{эф3} \approx \alpha_\tau \sqrt{T\rho_{эф}}, \quad (66.3)$$

где $\rho_{эф}$ — эффективное удельное сопротивление электрически активной толщи пород; $\alpha_k, \alpha_\omega, \alpha_\tau$ — коэффициенты связи между $z_{эф}$ и действующим расстоянием. Очевидно, их величина может быть найдена только экспериментальным путем. В следующем параграфе мы рассмотрим приемы реализации этой возможности на основе сопоставления данных зондирования и бурения.

Эффективные параметры слоистой среды

При качественной интерпретации слоистую толщу в пределах эффективной глубины зондирования условно аппроксимируют слоем ограниченной мощности $h_{эф}$ с удельным сопротивлением $\rho_{эф}$ (рис. 99, а). Эти параметры характеризуют обобщенные свойства среды для данного фиксированного действующего расстояния. В интегральных модификациях зондирования (ВЭЗ, ВЭЗ-ВП, РИЗ, ЧЗ, МТЗ, ЗС) величина $h_{эф}$ численно равна мощности электрически активного слоя (скин-слоя — при индуктивном зондировании), т. е. $h_{эф} \approx z_{эф}$. Параметр $\rho_{эф}$ имеет смысл среднего продольного удельного сопротивления этого слоя. В случае горизонтально залегающей анизотропной толщи с коэффициентом анизотропии λ

$$\rho_{эф1} \approx \rho_l \approx \rho_k/\lambda, \quad \rho_{эф2} \approx \rho_\omega, \quad \rho_{эф3} \approx \rho_\tau.$$

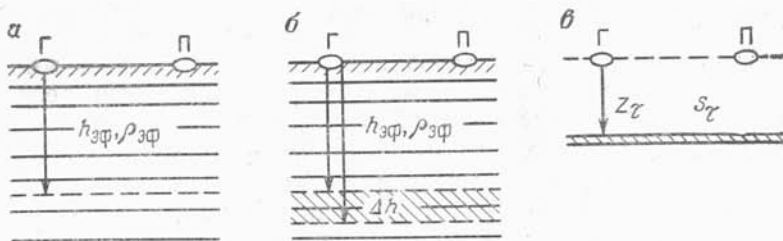


Рис. 99. Модели эффективных слоев:
 а — модель скин-слоя ($h_{эф}$, $\rho_{эф}$, $S_{эф}$); б — модель дифференциального скин-слоя (Δh , ρ_{Δ} , σ_{Δ} , η_{Δ}); в — модель тонкого проводящего слоя ($S_{т}$); Г — генератор, П — приемник

В условиях неоднородной горизонтально-слоистой среды

$$\rho_{эф1} \approx \alpha_k \rho_k, \quad \rho_{эф2} \approx \rho_{\omega, T}, \quad \rho_{эф3} \approx \rho_{\tau}.$$

Параметры $h_{эф}$ и $\rho_{эф}$ позволяют выяснить физический смысл кажущейся проводимости S_k и дифференциального кажущегося сопротивления ρ_{Δ} — специальных параметров, часто используемых при качественных построениях.

Кажущейся проводимостью называют суммарную продольную проводимость эффективной толщи пород для данного действующего расстояния. Эту величину для разных модификаций ЭМЗ определяют по формулам

$$S_k = h_{эф} / \rho_{эф} = \alpha_k r / (\alpha_k \rho_k) = r / \rho_k, \quad (66.4)$$

$$S_{\omega, T} = h_{эф} / \rho_{эф} = \alpha_{\omega} \sqrt{T / \rho_{\omega, T}}, \quad (66.5)$$

$$S_{\tau} = h_{эф} / \rho_{эф} = \alpha_{\tau} \sqrt{t / \rho_{\tau}}. \quad (66.6)$$

Дифференциальное кажущееся сопротивление определяют как среднее продольное сопротивление промежуточного активного слоя малой мощности $\Delta h = h_{эф2} - h_{эф1}$. Модель этого слоя показана на рис. 99, б. Если разность Δh получена в узком интервале двух соседних дискретных действующих расстояний (r , T или t), то $\alpha_k \approx \text{const}$, $\alpha_{\omega} \approx \text{const}$, $\alpha_{\tau} \approx \text{const}$.

В таком случае

$$\rho_{\Delta k} = \Delta h / \Delta S_k = \frac{\alpha_k (r_2 - r_1)}{r_2 / \rho_{k2} - r_1 / \rho_{k1}}, \quad (66.7)$$

$$\rho_{\Delta \omega, T} = \Delta h / \Delta S_{\omega, T} = \frac{\sqrt{T_2 \rho_{\omega 2}} - \sqrt{T_1 \rho_{\omega 1}}}{\sqrt{T_2 / \rho_{\omega 2}} - \sqrt{T_1 / \rho_{\omega 1}}}, \quad (66.8)$$

$$\rho_{\Delta \tau} = \Delta h / \Delta S_{\tau} = \frac{\sqrt{t_2 \rho_{\tau 2}} - \sqrt{t_1 \rho_{\tau 1}}}{\sqrt{t_2 / \rho_{\tau 2}} - \sqrt{t_1 / \rho_{\tau 1}}}. \quad (66.9)$$

Дифференциальные проводимости найдем как обратные величины:

$$\sigma_{\Delta k} = \Delta S_k / \Delta h = 1 / \rho_{\Delta k}, \quad \sigma_{\Delta \omega} = \Delta S_{\omega} / \Delta h = 1 / \rho_{\Delta \omega},$$

$$\sigma_{\Delta T} = \Delta S_T / \Delta h = 1 / \rho_{\Delta T}, \quad \sigma_{\Delta \tau} = \Delta S_{\tau} / \Delta h = 1 / \rho_{\Delta \tau}.$$

Локальные аномалии дифференциальных проводимостей σ_{Δ} обычно наблюдаются над такими объектами, как карстовые полости, линзы пресных вод, рифы, нефтяные и рудные залежи, графитовые и углистые сланцы.

При обработке результатов ВЭЗ-ВП используют два варианта **дифференциальной поляризуемости**: амплитудный — $\eta_{\Delta}(r)$ и временной — $\tilde{\eta}_k(t)$. Первый из них имеет смысл кажущейся поляризуемости промежуточного активного слоя с эффективной мощностью $\Delta h = h_{\text{эф}2} - h_{\text{эф}1}$ (рис. 99, б). Формулу для его вычисления найдем путем следующих рассуждений.

Величину кажущейся поляризуемости η_k при заданном разnose запишем приближенно в виде среднего арифметического истинных поляризуемостей в пределах эффективной толщи, залегающей до глубины $z = \alpha r$. В таком случае

$$\eta_k = \frac{1}{z} \int_0^z \eta(h) dh. \quad (66.10)$$

Обозначив $h = \alpha l$, где l — текущий разнос в интервале $0 \leq l \leq r$, и полагая в этом интервале $\alpha \approx \text{const}$, найдем

$$\eta_k = \frac{1}{\alpha r} \int_0^r \eta(\alpha l) \alpha dl$$

или

$$r\eta_k = \int_0^r \eta(\alpha l) dl. \quad (66.11)$$

Дифференцируя левую и правую части по r , получим

$$\partial(r\eta_k) / \partial r = \eta(\alpha r) = \eta(z), \quad (66.12)$$

где $\eta(z)$ — дифференциальное значение поляризуемости на любой глубине z . В конечных приращениях

$$\eta_{\Delta} = \Delta(r\eta_k) / \Delta r = (r_2\eta_{k2} - r_1\eta_{k1}) / (r_2 - r_1). \quad (66.13)$$

Интересно заметить, что параметр $\theta = r\eta_k$, согласно (66.11), представляет собой интегральную характеристику поляризуемости среды для разноса r . Поэтому η_{Δ} можно трактовать как приращение эффективной поляризуемости в интервале разносов (r_1, r_2) . Вычисленное значение η_{Δ} относят к среднему разному $r = \sqrt{r_1 r_2}$. На рис. 100 показаны графики η_k и η_{Δ} для модели трехслойного разреза. На графике η_{Δ} хорошо выделяется промежуточный слой с высокой поляризуемостью.

Временную дифференциальную поляризуемость $\tilde{\eta}_k$ вычисляют по формуле

$$\tilde{\eta}_k(t) = [\eta_k(t_2) - \eta_k(t_1)] / \lg(t_2/t_1), \quad (66.14)$$

где t_1 и t_2 — дискретные моменты спада ВП при фиксированном разномсе. Значение $\tilde{\eta}_k$ относят к среднему времени $t = \sqrt{t_1 t_2}$ и используют для построения качественных графиков и карт (Комаров, 1980).

Кажущуюся проводимость S_τ в методе ЗСБ вычисляют по способу «плавающей плоскости», предложенному В. А. Сидоровым и В. В. Тикшаевым (1969). Суть его заключается в том, что, в отличие от описанного выше способа, активный скин-слои мощностью $h_{эф}$ заменяют эквивалентным бесконечно тонким слоем с продольной проводимостью S_τ , залегающим на глубине z_τ , которая отсчитывается от середины источника (рис. 99, в). Теория этого способа описана в § 60. Величину S_τ для каждого выбранного момента времени t определяют по формуле

$$S_\tau = F(m) / (K \mathcal{E}), \quad (66.15)$$

где $F(m)$ — переходная характеристика для соответствующей установки; $\mathcal{E} = \Delta V(t) / I$ — приведенное к току значение ЭДС измеренного сигнала; K — коэффициент установки;

$$m = z_\tau / r + t / (r \mu S_\tau). \quad (66.16)$$

Переменную m , необходимую для определения функции $F(m)$, находят с помощью вспомогательной функции

$$\varphi(m) = F'(m) / F^2(m) = (\mu r / K) (\mathcal{E}' / \mathcal{E}^2), \quad (66.17)$$

где $F'(m) = \partial F / \partial m$, $\mathcal{E}' = \partial \mathcal{E} / \partial t$. Поскольку переходные характеристики $F(m)$, как показано в § 60, выражаются через элементарные функции, алгоритмы обработки просты и удобны. Порядок обработки данных ЗСБ таков: имея графики приведенной ЭДС $\mathcal{E}(t)$, численным способом находят производные $\mathcal{E}'(t)$ и определяют $\varphi(m)$. Эталонные графики $\varphi(m)$ составляют заранее. По ним находят переменную m , а зная m , определяют соответствующую ординату $F(m)$ и по формуле (66.15)

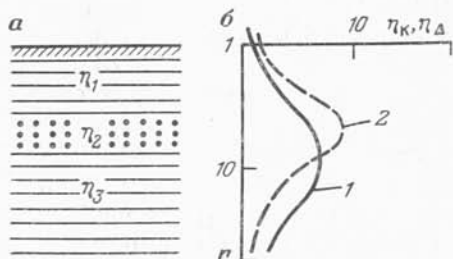


Рис. 100. Модель трех-слойной поляризующей среды (а) и графики ВЭС-ВП (б), 1 — η_k , 2 — η_Δ

вычисляют S_τ . Кроме этого находят и глубину залегания эквивалентного слоя

$$z_\tau = mr - t/(\mu S_\tau) \approx 0,75m. \quad (66.18)$$

Величина z_τ примерно равна средневзвешенной глубине залегания всех проводящих слоев в интервале $(0, z_{эф})$, т. е.

$$z_\tau \approx (\sum h_i S_i) / \sum S_i, \quad (66.19)$$

где h_i — мощности; S_i — проводимости слоев.

Дифференциальную проводимость находят численным дифференцированием S_τ по z :

$$\sigma_\Delta = \Delta S_\tau / \Delta z_{эф}. \quad (66.20)$$

Помимо интегральных и дифференциальных параметров в практике качественной интерпретации иногда используют вертикальные и горизонтальные **нормированные производные** кажущегося сопротивления

$$\delta_z = \frac{\Delta \bar{\rho}_{\kappa i}}{\Delta r_i}, \quad \delta_x = \frac{\Delta \bar{\rho}_{\kappa j}}{\Delta x_j}, \quad (66.21)$$

где $\Delta r_i = r_i - r_{i-1}$ — разность смежных разносов; $\Delta x_j = x_j - x_{j-1}$ — шаг зондирования по профилю; i — номер разноса; j — номер точки наблюдения;

$$\bar{\rho}_{\kappa i} = \frac{\rho_{\kappa i}}{\rho_{\kappa i}} - \frac{\rho_{\kappa i-1}}{\rho_{\kappa i-1}}; \quad \bar{\rho}_{\kappa j, i} = \frac{\rho_{\kappa j, i} - \rho_{\kappa (j-1), i}}{\rho_{\kappa i}}$$

$$\bar{\rho}_{\kappa i} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \rho_{\kappa j}(r_i); \quad \bar{\rho}_{\kappa i-1} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \rho_{\kappa j}(r_{i-1});$$

N — число точек наблюдений по профилю.

Производные δ_z и δ_x показывают аномальные отклонения кажущегося сопротивления либо по вертикали (δ_z), либо по горизонтали (δ_x). Их можно вычислять при обработке результатов зондирования всех видов (М. А. Киричек и др., 1980).

Качественные разрезы

Одним из распространенных способов визуализации результатов зондирования является построение разрезов кажущихся сопротивлений, кажущихся проводимостей, дифференциальных кажущихся сопротивлений, вертикальных или горизонтальных нормированных производных и др. Смысл построения качественных разрезов состоит в том, чтобы до проведения количественной интерпретации рассмотреть особенности изменения электрических свойств разреза вдоль профиля и на разных эффективных глубинах.

С этой целью на горизонтальной проекции профиля в заданном масштабе отмечают точки наблюдения, а по вертикали, обычно в логарифмическом масштабе — эффективные глубины $z_{\text{эф}}$ (или пропорциональные им величины r , $\sqrt{T\rho_{\omega}}$, $\sqrt{t\rho_{\tau}}$, а иногда \sqrt{T} , $\sqrt{2\pi t}$, t). Под каждой точкой наблюдения вычерчивают кривые изменения соответствующего параметра (S_{τ} , ρ_{Δ} , η_{Δ}) или выписывают значения параметров и проводят изолинии равных кажущихся сопротивлений (изоом) или кажущихся проводимостей (изосим). Значения кажущихся проводимостей откладывают обычно непосредственно по вертикальным радиусам методом дуг для фиксированных значений $z_{\text{эф}}$, затем концы радиусов соединяют плавной линией — огибающей вида $S_{\kappa}(x, z_{\text{эф}} = \text{const})$. Интервалы между эффективными глубинами и сечение изолиний выбирают по возможности малыми и одинаковыми в выбранном масштабе. При детальном изучении разреза, например при инженерно-геологических изысканиях, вертикальный масштаб целесообразно сделать арифметическим.

На **разрезах кажущихся сопротивлений** можно выделить искомые поднятия, впадины, а также локализовать аномалии, связанные с разломами, контактами, рудными залежами, карстовыми полостями и другими объектами. Разрезы ρ_{κ} используют также на промежуточном этапе обработки материала для корректировки и сглаживания данных измерений и построения нормализованных кривых зондирования без разрывов и перекрытий.

Разрезы кажущихся проводимостей дают ценную информацию при структурных исследованиях. Каждый график $S_{\kappa}(x, z_{\text{эф}} = \text{const})$ характеризует изменение продольной проводимости эффективного слоя мощностью $h_{\text{эф}}$. Сгущение линий S_{κ} (или прекращение нарастания проводимости) показывает положение пластов высокого удельного сопротивления и, наоборот, их разрежение (или увеличение проводимости) свидетельствует о наличии горизонтов с низким удельным сопротивлением. При истолковании разрезов или графиков кажущейся проводимости надо иметь в виду, что эффективный слой — понятие геоэлектрическое, а не структурное. Его границы плавно изменяются вдоль силовых линий поля и лишь в общих чертах отражают особенности подземного рельефа.

Известно несколько способов визуализации результатов ЗБС. Наиболее употребительны разрезы кажущихся проводимостей S_{τ} и дифференциальных проводимостей $\sigma_{\Delta} = \partial S_{\tau} / \partial z$. На разрезах вычерчивают либо сами кривые $S_{\tau}(\sigma_{\Delta})$, как показано на рис. 101, либо изолинии S_{τ} (рис. 102). По характерным изломам на кривых S_{τ} прослеживают границы слоев, а по изолиниям S_{τ} удается локализовать в разрезе рудные и нефтегазовые залежи. На рис. 102 показано выделение нефте-

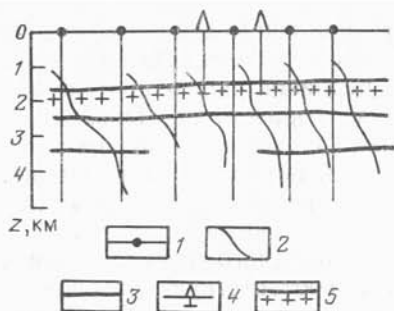


Рис. 101. Разрез кажущихся проводимостей S_{τ} по данным ЗСБ для одного из районов Саратовского Поволжья (по В. Ю. Задорожной и др.).

1 — точки ЗСБ; 2 — графики S_{τ} ; 3 — геoeлектрические границы; 4 — структурные скважины; 5 — кровля соли

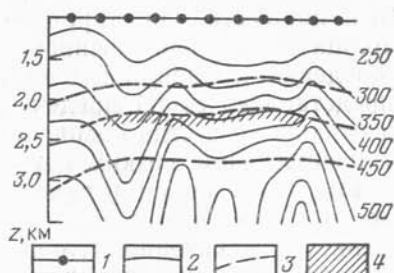


Рис. 102. Разрез кажущихся проводимостей в изолиниях S_{τ} над одним из нефтяных месторождений Тимано-Печорской провинции (по В. Л. Третьякову и др.):

1 — точки ЗСБ; 2 — изолинии S_{τ} , см; 3 — структурные границы; 4 — нефтегазовая залежь

газовой залежи по минимумам проводимости в интервале глубин 2000—2300 м. Характерно, что ниже этого интервала наблюдается хаотичность изолиний. Подобная картина «распада» поля наблюдается обычно при аналитическом продолжении поля ниже источника аномалии.

Качественные карты

Качественные карты составляют для изучения геoeлектрической обстановки на всей обследованной площади. Они позволяют систематизировать материал в плане на имеющейся топографической основе и осмыслить его в целом. Значения эффективных параметров находят либо непосредственно по данным полевых измерений, либо снимают с качественных разрезов.

Результаты общего анализа кривых зондирования оформляют в виде карты типов кривых. Тип кривой устанавливают по ее форме, особенно правой ветви, которая отражает строение глубоких горизонтов. В благоприятных условиях по карте типов кривых удается выделить зональность геoeлектрических свойств (рис. 103), выклинивание отдельных пластов, фацialsное замещение пород, зоны разломов и другие особенности разреза. В ряде случаев эти факторы проявляются в совокупности, так что карту типов кривых не всегда можно истолковать однозначно.

При структурных исследованиях составляют карты суммарной продольной проводимости (карта S , или изосим). Их строят в тех случаях, когда за опорный электрический горизонт принимают кровлю пород относительно высокого удельного сопро-

тивления. Суммарная продольная проводимость — эффективный параметр. Он характеризует проводимость эффективной толщи пород, заключенной между неровной поверхностью наблюдения и опорным электрическим горизонтом. Последний представляет собой предельную нижнюю токовую поверхность и отнюдь не всегда совпадает с кровлей пород высокого сопротивления. При резких нарушениях непрерывности среды, например, над краем горста или грабена, узкими и глубокими эрозийными впадинами, поверхность опорного горизонта изменяется монотонно и лишь условно соответствует поведению кровли изучаемых пород. Таким образом, на картах S подземный рельеф отображается в сглаженной форме. Поднятия отмечаются уменьшением значений S , погружения опорного горизонта — их повышением. Локальные неоднородности в верхней части разреза и экранирующие пласты или фациальное изменение состава пород вблизи опорного горизонта могут исказить общую картину и осложнить истолкование карты S .

Карта суммарной продольной проводимости в совокупности с картой средних продольных удельных сопротивлений (ρ_l) служит основным материалом для количественных структурных построений.

Карты **равных поперечных сопротивлений** (T , ΔT , $T_2 = h_2 \rho_2$) составляют для изучения пластов высокого удельного сопротивления, например при поисках гравия, песчаников, линз пресных вод, изучении россыпных месторождений и вечной мерзлоты. Данные о промежуточных экранах помогают распознать причины искажений индукционных зондирований и правильно наметить методику их интерпретации.

Карты **равных кажущихся сопротивлений** (изоом) отражают изменение эффективного сопротивления при фиксированной глубине зондирования. Для выбора «горизонтального среза» обычно используют качественные разрезы. На картах изоом объекты высокого или низкого удельного сопротивления отмечаются либо вытянутыми, либо локальными аномалиями.

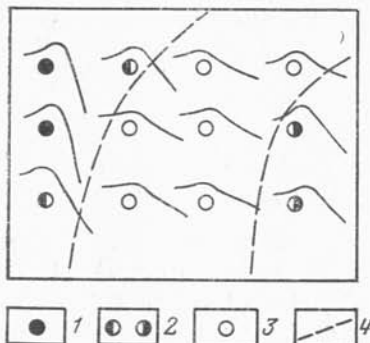


Рис. 103. Пример районирования пресных и минерализованных подземных вод по карте типов кривых ВЭЗ (тип КQ).

1 — минерализованные воды; 2 — слабо минерализованные; 3 — пресные; 4 — границы зон.

Иногда составляют две или несколько карт для разных эффективных глубин, чтобы воспроизвести картину распределения аномальных зон в пространстве.

Наряду с описанными составляют также карты абсцисс и ординат экстремальных значений кажущегося сопротивления, дифференциальных кажущихся сопротивлений, поляризуемостей и др. Выбор того или иного параметра для их построения определяется исключительно конкретной обстановкой и характером решаемой задачи.

По качественным картам и разрезам выполняют геоэлектрическое районирование территории, выявляют аномальные зоны и намечают участки, где возможна количественная интерпретация. При решении ряда поисково-разведочных задач, например при геологическом картировании, инженерно-геологических и гидрогеологических изысканиях, поисках нефтяных и рудных месторождений, по результатам качественной интерпретации можно получить необходимую, а в благоприятных условиях и достаточную информацию об изучаемых объектах.

Искажения кривых зондирования

Всякое отклонение значения кажущегося сопротивления от стандартного однотипного эталона, рассчитанного для модели горизонтально-слоистой среды, в методике количественной интерпретации принято называть искажением. Причинами искажений могут быть: методические погрешности, влияние неоднородной верхней части разреза и глубинные эффекты, связанные с пертурбацией поля вблизи негоризонтальных поверхностей раздела. Последний фактор, строго говоря, должен быть главным объектом изучения при истолковании результатов зондирования. Однако в настоящее время практически нет способов прямой количественной интерпретации данных наблюдений в сложных условиях. По-видимому, это дело недалекого будущего. Пока мы вынуждены в большинстве случаев ограничиваться лишь качественным истолкованием подобных явлений.

То же самое следует сказать об эффектах, вызванных влиянием поверхностных неоднородностей (неровного рельефа, изменения электрических свойств в верхней части разреза, карста и др.). Их можно частично ослабить или подавить при сглаживании разрезов и карт кажущихся сопротивлений и проводимостей, но полностью устранить не удастся. Зачастую они сравнимы с эффектами от глубинных структур или тектонических нарушений и распознать их можно лишь условно при тщательном анализе реальной обстановки.

Некоторая часть методических погрешностей может быть связана с погрешностями измерений кажущегося сопротивления или действующего расстояния. Иногда их удается своевременно

заметить и устранить в период полевых наблюдений или во время камеральной обработки. В крайнем случае материал бракуют. Однако есть и другая группа искажений, которые нельзя предусмотреть априори. Они зависят от расположения источника или установки зондирования относительно геологических объектов. Например, от положения оси зондирования или измерительных линий по отношению к главным тектоническим элементам, характера поляризации поля, положения источника относительно приемного диполя в пространстве (по падению, восстанию, простиранию, над объектом, около него, за объектом и т. п.). Наконец, самое распространенное, но далеко не второстепенное искажение — расхождение кривых ВЭЗ при переходе от малой длины приемной линии к большей в присутствии поверхностных и глубинных неоднородностей. Все эти и другие факторы учитывают и по возможности устраняют на стадии качественной интерпретации.

При обработке результатов МТЗ, например, применяется специальная методика количественного учета искажений магнитотеллурического поля. Кривые МТЗ приводят к нормализованному виду, какой они должны иметь при отсутствии горизонтальных неоднородностей (Г. Г. Обухов, Г. А. Чернявский, И. А. Яковлев, 1983).

§ 67. КОЛИЧЕСТВЕННАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ ВЭЗ С ПОМОЩЬЮ ПАЛЕТОК

Количественной интерпретацией называют решение обратной задачи ЭМЗ, т. е. непосредственное определение мощностей и удельных сопротивлений слоев геоэлектрического разреза по данным зондирования с учетом дополнительной геологической информации. Обратная задача в общем случае некорректна. Поэтому для ее решения применяют различные способы регуляризации. Одним из простейших является ограничение числа искомых слоев и выбор таких мощностей и удельных сопротивлений, которые могут устойчиво определяться по кривой зондирования. Подобное ограничение изменяет по существу постановку обратной задачи, делает ее более гибкой и практичной. В этом случае ищется не строгое решение, а так называемое квазирешение, т. е. в заданном классе простых типичных моделей разреза подбирается такая модель (квазирешение), которая лучше отвечает экспериментальным данным.

Практически это осуществляется путем либо подбора кривых на ЭВМ, либо визуального сопоставления наблюдаемой кривой зондирования с одной из теоретических (эталонных) кривых, рассчитанных заранее для ограниченного набора типовых моделей. Для удобства эталонные кривые собраны в па-

летки, откуда способ и получил свое название. В сущности, палеточный способ интерпретации представляет собой один из вариантов метода подбора, в котором регуляризация решения обратной задачи достигается за счет ограничения числа подбираемых параметров, визуального сглаживания и аппроксимации кривой зондирования эталонным графиком, а также интуитивного учета геологических данных, известных интерпретатору.

Типы палеток ВЭЗ

На практике применяют главным образом палетки, составленные для двух-, трех- и, реже четырехслойных моделей горизонтально-слоистых разрезов. Палетки также принято называть двух-, трех- и четырехслойными. Наряду с этим известны комбинированные для одномерных моделей и специальные палетки для двух- и трехмерных моделей сред, содержащих наклонные границы, контакт, пласт, уступ, горст, грабен, вставку, шар, сферонд и другие тела более сложной формы. Специальные палетки применяют для экспресс-интерпретации результатов ВЭЗ, полученных в условиях горизонтально-неоднородных сред.

Наиболее употребительны альбомы трехслойных палеток для одномерных моделей, в состав которых входит, как правило, и двухслойная палетка. На каждой палетке вычерчена совокупность кривых ВЭЗ — эталонных графиков кажущегося сопротивления вида

$$\rho_k/\rho_1 = \dot{f}_2(r/h_1, \rho_2/\rho_1) \text{ — для двухслойного разреза}$$

и

$\rho_k/\rho_1 = \dot{f}_3(r/h_1, \rho_2/\rho_1, h_2/h_1, \rho_3/\rho_1)$ — для трехслойного разреза, где r — разнос; h_1, h_2 — мощности; ρ_1, ρ_2, ρ_3 — удельные электрические сопротивления слоев. Для краткости записи приняты обозначения:

$$v_2 = h_2/h_1, \mu_2 = \rho_2/\rho_1, \mu_3 = \rho_3/\rho_1 \text{ и т. п.}$$

Эталонные кривые на палетках всех типов вычерчены в одном и том же логарифмическом масштабе с модулем $M = 6,25$ см. Модулем называют масштабный коэффициент — длину декады логарифмической шкалы (в см). Таким образом, на палетках представлены серии трехслойных кривых, рассчитанных для фиксированных значений μ_2, v_2 и μ_3 . Общими для всей серии типичных кривых являются μ_2 и μ_3 или v_2 и v_3 .

Известно несколько типов трехслойных палеток. За рубежом распространены палетки Шлюмберже¹, изданные в виде альбомов Главной геофизической компании Франции (CGG, 1955)

¹ Названы по имени французского проф. К. Шлюмберже, основателя фирмы, выпустившей первые альбомы палеток ВЭЗ в 1937 г.

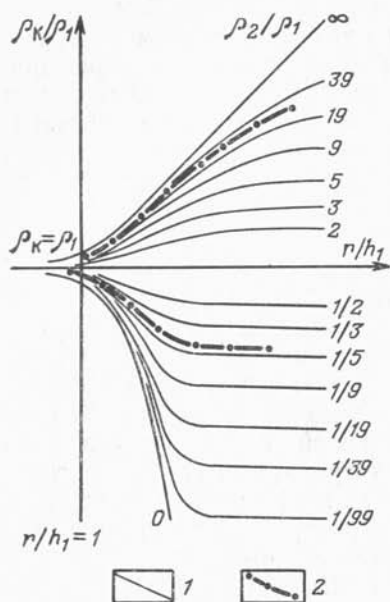


Рис. 104. Пример интерпретации двухслойных кривых ВЭЗ с помощью палетки. Здесь и далее 1 — эталонные кривые, 2 — интерпретируемая кривая

и альбома Европейской ассоциации геофизиков-разведчиков (ЕАЕГ, 1969). На палетках Шлюмберже по горизонтальной оси отложены $\lg(r/h_1)$, а по вертикальной — $\lg(\rho_K/\rho_1)$. Каждая палетка представляет собой совокупность однотипных кривых для модели трехслойного разреза с двумя закрепленными параметрами $\mu_2 = \rho_2/\rho_1$ и $\mu_3 = \rho_3/\rho_1$ и одним переменным $\nu_2 = h_2/h_1$. Иногда закрепляют ν_2 , а μ_2 делают переменным. В настоящее время геофизические фирмы составляют свои альбомы палеток, в каждом из которых насчитывается свыше ста листов. В Советском Союзе пользуются более удобными для интерпретации палетками А. М. Пылаева (1968), сводными палетками Б. К. Матвеева (1964) и номограммами В. К. Хмелевского (1984).

Методика интерпретации по палеткам Пылаева

На палетках Пылаева (рис. 105—106), в отличие от палеток Шлюмберже, по оси разносов отложены $\lg(r/h_{\text{эКВ}})$, а по оси сопротивлений — $\lg(\rho_K/\rho_1)$, где $h_{\text{эКВ}}$ — эквивалентная мощность первых двух слоев. Для удобства палетки объединены в четыре серии: Н — $\rho_2 - \rho_3$, Q — $\rho_2 - \rho_3$, К — $\rho_2 - \rho_3$, А — $\rho_2 - \rho_3$, соответствующие четырем типам трехслойных кривых. В индексе каждой палетки под символами ρ_2 и ρ_3 указаны численные значения $\mu_2 = \rho_2/\rho_1$ и $\mu_3 = \rho_3/\rho_1$. Цифры около каждой кривой — значение соответствующего модуля $\nu_2 = h_2/h_1$. Фактически палетки обладают двумя степенями свободы: по ν_2 — перебор кривых, по μ_2 — перебор палеток одной серии при жестко закрепленных параметрах ρ_1 и ρ_3 .

Интерпретируемые кривые вычерчивают на прозрачных билוגарифмических бланках или на кальке, где нанесены только основные декадные оси. У начала кривой ВЭЗ выписывается значение кажущегося сопротивления, определяющее масштаб сопротивлений. Левую ветвь кривой целесообразно сопоставить сначала с двухслойной палеткой. При совмещении

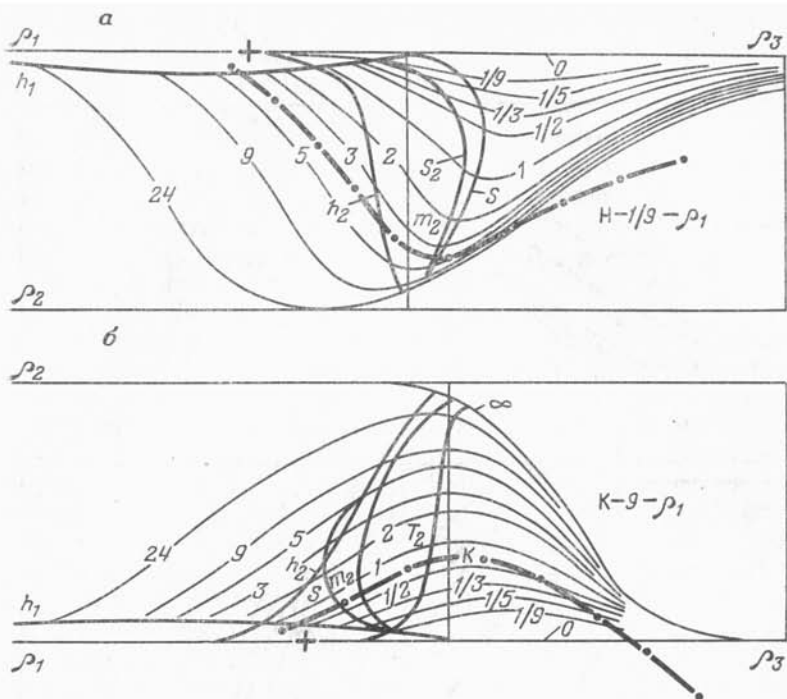


Рис. 105. Палетки Пылаева типов $H-\rho_2-\rho_3$ (а) и $K-\rho_2-\rho_3$ (б) и примеры интерпретации кривых ВЭЗ

кривых оси бланка и палетки должны быть строго параллельны, и большинство точек левой ветви интерпретируемой кривой должно совпадать с одной из палеточных кривых или соответственно располагаться между ними. Крест палетки — пересечение ее основных осей — фиксируется на бланке и считаются его координаты: $x = h_1 = \sqrt{T_1 S_1}$, $y_1 = \rho_1 = \sqrt{T_1 / S_1}$. На рис. 104 показан пример интерпретации двухслойных кривых.

Для выбора трехслойной палетки надо предварительно определить тип кривой ВЭЗ и оценить сопротивление ρ_3 , т. е. его близость к одному из палеточных значений. Например, при интерпретации кривой типа **H** предусмотрены три варианта палеток для $\rho_3 = \infty$, ρ_1 и $\sqrt{\rho_2}$. Выбрав палетку, на нее накладывают бланк с интерпретируемой кривой так, чтобы при соблюдении параллельности осей палетки и бланка большинство ее точек в области левой ветви и минимума совместилось с одной из эталонных кривых, либо расположилось бы соответственно между ними. На палетке $H-\rho_2-\rho_3$ (рис. 105, а) помимо эталонных кривых нанесены прямые $\rho_K = \rho_1$ и $\rho_K = \rho_2$, фиксирующие оба эти параметра, и перпендикулярная к ним

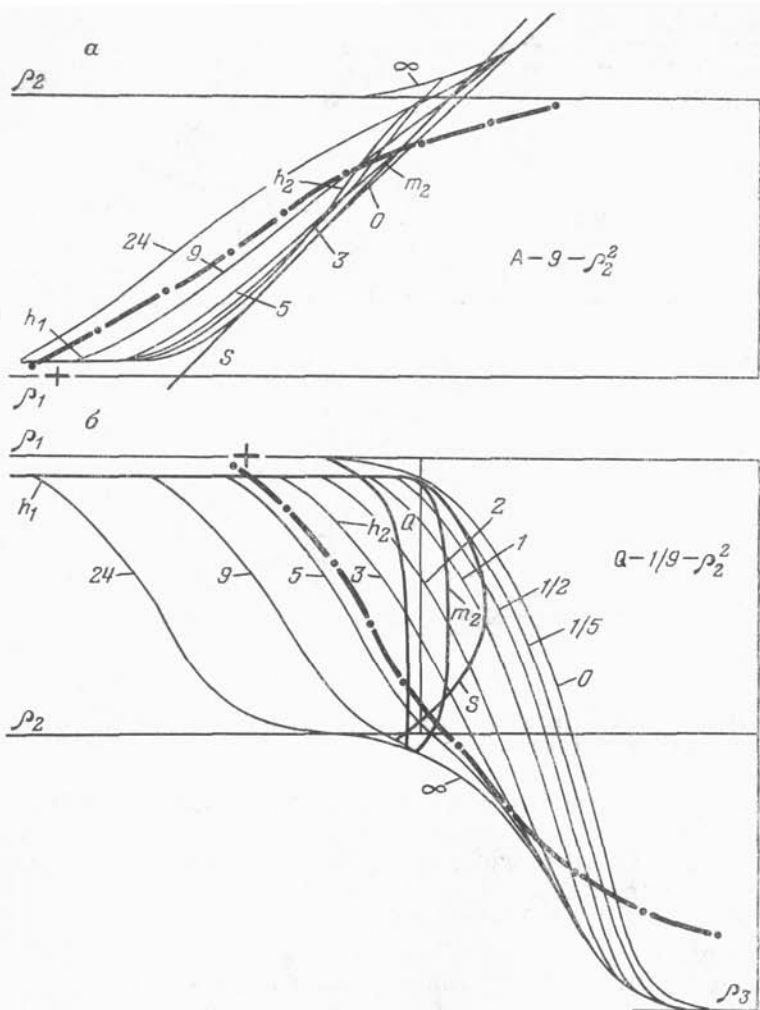


Рис. 106. Палетки Пылаева типов А — $\rho_2 - \rho_3$ (а) и Q — $\rho_2 - \rho_3$ (б) и примеры интерпретации кривых ВЭЗ

ось $m = h_1 + h_2$ — геометрическое место абсцисс x_H характерных (эквивалентных) точек для кривых данного типа. Кроме того, имеются вспомогательные линии h_1 , h_2 , S_2 и S , представляющие собой геометрические места точек пересечения кривых ρ_K с соответствующими прямыми $r = h_1$, $r = h_2$, $r = \rho_K S_2$ и $r = \rho_K S$. Через точки пересечения S_2 и S можно провести линии S_2 и S , наклоненные к оси разносов под углом 45° .

Таким образом, если сопротивление ρ_2 известно и оно сов-

падает с палеточным, то можно определить все искомые параметры трехслойного разреза: $h_1, \rho_1, h_2, \rho_2, S_2, S = S_1 + S_2$ и $m_2 = h_1 + h_2$. По точке пересечения линии S с прямой m_2 находят координаты точки Гуммеля: $x_H = h_1 + h_2$ и $y_H = \rho_l = (h_1 + h_2)/(S_1 + S_2)$, которая необходима для интерпретации последующей части многослойной кривой. Если ρ_2 отличается от палеточного, то, согласно принципу эквивалентности по S , однозначно находятся лишь проводимости S_2 и S . Мощность и удельное сопротивление второго слоя, а также суммарную мощность вычисляют по формулам: $h_2 = S_2 \rho_2$, $\rho_2 = h_2/S_2$, $H = h_1 + h_2$, $H = S \rho_l$. Дополнительные сведения о $\rho_2(h_2)$ и ρ_l получают по данным бурения, каротажа и параметрических наблюдений около скважины или на участках, где имеются количественные сведения о разрезе.

При интерпретации кривой типа К выбирают палетку К — $\rho_2 - \rho_3$. На палетках данной серии (рис. 105, б) имеются: две прямые $\rho_K = \rho_1$ и $\rho_K = \rho_2$, перпендикулярная к ним ось К — геометрическое место абсцисс x_K характерных (эквивалентных) точек для кривых типа К, а также вспомогательные линии h_1, h_2, m_2 и T_2 — геометрические места точек пересечения трехслойных кривых с прямыми $r = h_1$, $r = h_2$, $r = m_2 = h_2 + h_1$ и $r = T_2/\rho_K$. Все эти параметры можно найти однозначно только при условии, если ρ_2 известно и совпадает с палеточным. В противном случае, согласно принципу эквивалентности по T , однозначно определяют лишь $T_2 = h_2 \rho_2$ и параметры первого слоя $h_1 = \sqrt{T_1 S}$ и $\rho_1 = \sqrt{T_1/S_1}$. Для раздельного определения h_2 и ρ_2 нужно знать одну из этих величин.

Интерпретацию кривых типа А и Q выполняют аналогично с помощью палеток серии А — $\rho_2 - \rho_3$ и Q — $\rho_2 - \rho_3$. Примеры сопоставления кривых ВЭЗ с палеткой показаны на рис. 106.

Методика интерпретации по сводным палеткам Матвеева

На сводных палетках (рис. 107, 108) по оси разносов отложены $\lg(r/h_{\text{ЭКВ}})$, как и на палетках Пылаева, а по оси сопротивлений — $\lg(\rho_K/\rho_{\text{ЭКВ}})$. Это позволило сгруппировать на одном листе двух- и трехслойные кривые для одного типа эквивалентности (по S или T). При этом двухслойные кривые $\rho_K = f(r/h_1, \rho_2/\rho_1)$, вычерченные в приведенных координатах $r/h_{\text{ЭКВ}}$, $\rho_K/\rho_{\text{ЭКВ}}$, являются эквивалентными аналогами всех возможных вариантов правых ветвей трехслойных кривых. Сводные палетки разделены на две серии: Н-А — v_2 и Q-К — v_2 по 10 в каждой для фиксированных модулей $v = 1/9, 1/5, 1/3, 1/2, 1, 2, 3, 5, 9, 24$. В отличие от палеток Шлюмберже и Пылаева, они имеют три степени свободы: по μ_2 и μ_3 — перебор кривых и по v_2 — перебор палеток данной серии. Кроме этого в альбоме находятся вспомогательные палетки Н-А и Q-К, предназ-

наченные для предварительной экспресс-интерпретации трехслойных кривых, а также номограммы экстремальных точек.

На палетках серии Н-А (рис. 107) трехслойные кривые типа Н и А сопряжены в диапазоне правых восходящих ветвей (в первом квадранте) с двухслойными кривыми типа $\rho_2 > \rho_1$, что соответствует в приведенных координатах соотношению $\rho_3 > \rho_{\text{экр.}}$. На палетках имеются: общая линия S , линия v_2 — геометрическое место всех начал координат (h_1, ρ_1) трехслойных кривых, общий крест — пересечение основных осей палетки, представляющий собой геометрическое место характерных (эквивалентных) точек с координатами x_H, y_H и x_A, y_A . Экстремумы кривых типа Н и участки перегиба на кривых типа А сближены между собой, что представляет несомненное удобство для интерпретации.

Кривые зондирования типа Н и А предварительно интерпретируют с помощью вспомогательных палеток Н-А и Q-К. Левую ветвь совмещают с имеющимися на палетке Q-К двухслойными эталонными кривыми типа $\rho_2 < \rho_1$ и определяют h_1, ρ_1 . Начало координат кривой (h_1, ρ_1) отмечают крестом. Затем бланк с кривой накладывают на палетку Н-А так, чтобы правая ветвь кривой наилучшим образом совместилась с двухслойными кривыми палетки в первом квадранте. Фиксированный в этом положении крест (начало координат) отмечает на номограмме значения v_2' и μ_2' в первом приближении.

Затем по значению v_2' в альбоме отыскивают одну или две ближайшие палетки Н-А — v_2 и поочередно совмещают уже всю интерпретируемую кривую (левую, правую ветви и, особенно, зоны минимума и перегиба) с одной из палеточных кривых или располагают ее между ними.

Строго говоря, совокупность дискретных значений кажущихся сопротивлений, найденных экспериментально, аппроксимируют расчетной непрерывной функцией $\rho_k(r)$ в диапазоне видимого эффективного влияния первых трех слоев. Критерием сходства служит не среднеквадратичное отклонение, а главным образом формальное соответствие и совпадение кривых в пределах погрешности наблюдений. В фиксированном положении на бланке отмечают уточненные значения h_1 и ρ_1 , координаты креста палетки x_H, y_H (или x_A, y_A), проводят линию S и записывают значения v_2' и μ_2' — модули кривой палетки, с которой совместилась интерпретируемая кривая. При этом однозначно определяют величины: $S_1 = h_1/\rho_1$, $T_1 = h_1\rho_1$, $S = S_2 + S_1$, $S_2 = S - S_1$ и отношение v_2'/μ_2' . В соответствии с правилом эквивалентности по S , мощность второго слоя и суммарную мощность вычисляют по формулам: $h_2 = S_2\rho_2$, $H = S\rho_1$. Это и будет квази-решение. Дополнительную информацию о ρ_2 и ρ_1 получают по данным бурения и ГИС. Найденные координаты характерной эквивалентной точки x_H, y_H (или x_A, y_A) используют для

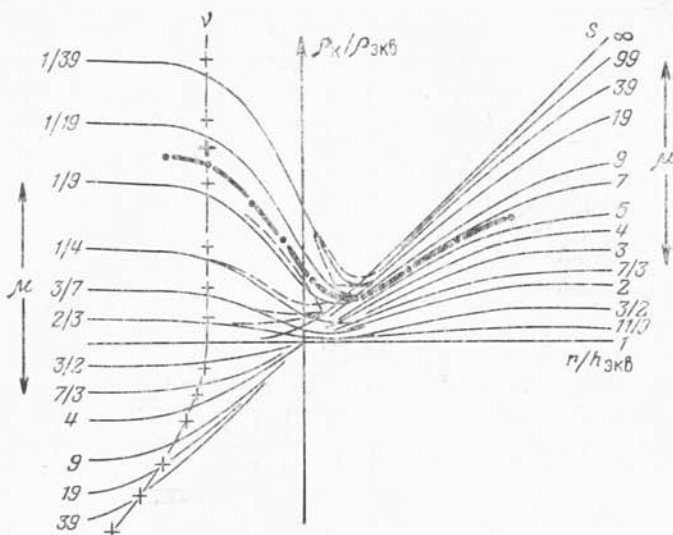


Рис. 107. Сводная палетка типа Н-А— v_2 и пример интерпретации кривой ВЭЗ типа Н

интерпретации следующей трехслойной части в случае многослойной кривой (см. ниже).

На палетках второй серии Q-K— v_2 (рис. 108) трехслойные кривые типа Q и K для фиксированного модуля v_2 сопряжены в диапазоне правых нисходящих ветвей (в четвертом квадранте) с двухслойными кривыми типа $\rho_2 < \rho_1$, что соответствует в приведенных координатах соотношению $\rho_3 < \rho_{экв}$. На палетках имеются: общая линия v_2 — геометрическое место всех начал координат (h_1, ρ_1) трехслойных кривых типа Q и K; общий крест палетки — пересечение ее главных осей — геометрическое место точек с координатами x_K, y_K (или x_Q, y_Q); общая линия S_Q для кривых типа Q. Экстремумы и участки перегибов кривых сближены между собой.

Интерпретация кривых типа K и Q выполняется также в два приема. Сначала с помощью вспомогательных палеток Н-А и Q-K находят параметры первого слоя h_1 и ρ_1 , а также модули v_2' и μ_2' в первом приближении. Затем по модулю v_2' подбирают одну или две ближайшие палетки Q-K— v_2 . Интерпретируемую кривую совмещают с одной из кривых палетки и определяют уточненные параметры первого слоя h_1 и ρ_1 , модули v_2' и μ_2' , координаты характерной (эквивалентной) точки x_K, y_K (или x_Q, y_Q), а в случае интерпретации кривой типа Q фиксируют на бланке линию S. Согласно принципу эквивалентности по T, однозначно определяют следующие величины: $T_1 = h_1 \rho_1$, $T_2/T_1 = v_2' \mu_2'$, $S_1 = h_1/\rho_1$ и $S_Q = S_1 + S_2$ — для кривой типа

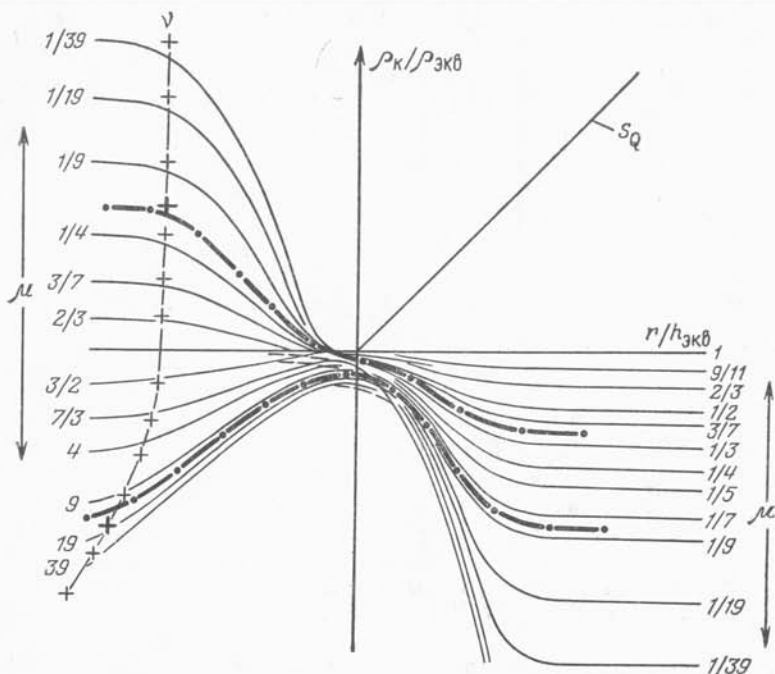


Рис. 108. Сводная палетка типа Q-K — v_2 и примеры интерпретации кривых ВЭЗ типов Q и K

Q. Мощность промежуточного слоя и суммарную мощность определяют по формулам: $h_2 = T_2/\rho_2$, $H = h_1 + h_2$. Найденные координаты x_K , y_K (или x_Q , y_Q) используют в дальнейшем при интерпретации многослойной кривой.

Вспомогательные палетки типа H-A и Q-K были усовершенствованы В. К. Хмелевским (1984) с целью увеличения плотности получаемой информации и повышения точности определения модулей v_2' и μ_2' на этапе экспресс-интерпретации. На новых комбинированных палетках Хмелевского нанесена более частая сетка линий v_2 и μ_2 , проведены изолинии $v_2/\mu_2 = \text{const}$ и $v_2\mu_2 = \text{const}$, а также указаны приближенные пределы эквивалентности. При интерпретации с помощью комбинированных палеток в случае большой мощности промежуточного слоя $v_2 > 2$ можно получить вполне удовлетворительные результаты.

Правила интерпретации многослойных кривых

Многослойную кривую зондирования, с числом слоев больше трех, можно аппроксимировать последовательной совокупностью трехслойных кривых с начальными координатами $x = h_{экв}$ и $y = \rho_{экв}$.

Интерпретацию выполняют по частям, слева направо, от малых разносов — к большим, последовательно аппроксимируя каждую часть соответствующей трехслойной кривой палетки, как показано на рис. 109. На первом этапе в интервале относительно малых разносов визуально выделяют трехслойную ветвь и интерпретируют ее отдельно, полагая, что в этом интервале эффективное влияние на результаты измерений оказывают только первые три слоя ρ_1, ρ_2, ρ_3 , которые хорошо проявляются на графике зондирования. В результате интерпретации по правилам, описанным выше, и в соответствии с принципом эквивалентности находят величины: $T_1 = h_1 \rho_1$, $S_1 = h_1 / \rho_1$, v_2', μ_2' , S_2 (или T_2), $h_2, \rho_2, x_2 = h_{\text{ЭКВ}}$, $y_2 = \rho_{\text{ЭКВ}}$.

На втором этапе два верхних слоя заменяют одним эквивалентным с параметрами $x_2 = h_{\text{ЭКВ}}$, $y_2 = \rho_{\text{ЭКВ}}$ и, принимая эту точку за начало координат, выделяют следующую трехслойную ветвь интерпретируемой кривой. При этом полагают, что зона эффективного влияния в данном интервале разносов распространяется на более глубокие три слоя с удельными сопротивлениями $\rho_{\text{ЭКВ}}, \rho_3, \rho_4$. В результате интерпретации второй трехслойной ветви получают параметры: $v_3' = h_3' / h_{\text{ЭКВ}}$, $\mu_3' = \rho_3' / \rho_{\text{ЭКВ}}$, S_3 (или T_3), $h_3 = S_3 \rho_3$ (или $h_3 = T_3 / \rho_3$), $\rho_3 = h_3 / S_3$ (или $\rho_3 = T_3 / h_3$).

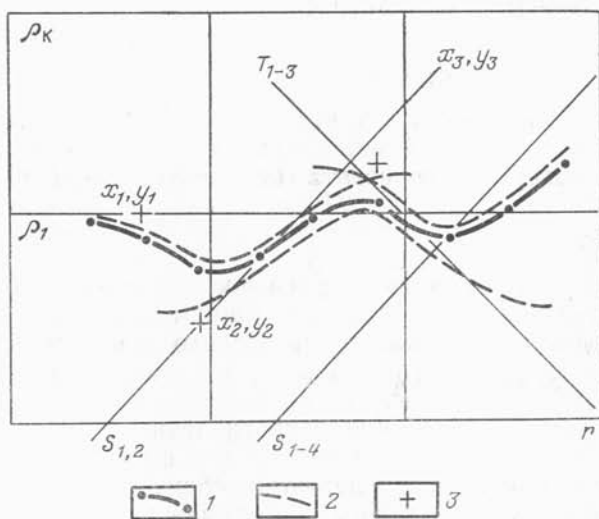


Рис. 109. Схема интерпретации многослойной кривой ВЭЗ типа НКН с помощью трехслойных палеток.

1 — интерпретируемая кривая ВЭЗ; 2 — палеточные аппроксимирующие кривые; 3 — характерные (эквивалентные) точки

На третьем, четвертом и последующих этапах первые три, затем первые четыре слоя и т. д. заменяют одним эквивалентным и повторяют эти процедуры. С целью ограничения возрастающих погрешностей рекомендуется предварительно найти линию S и воспользоваться приближенными оценочными формулами и приемами, описанными в § 68. Наряду с этим можно контролировать каждый этап с помощью графического построения кривой зондирования, применяя метод подбора. На рис. 109 показана схема интерпретации многослойной кривой типа НКН.

Результаты количественной интерпретации оформляют в виде геоэлектрических разрезов по отдельным профилям, а также в виде структурной карты по опорному электрическому горизонту.

§ 68. ЧИСЛЕННЫЕ И ГРАФИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ЭКСПРЕСС-ИНТЕРПРЕТАЦИИ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭМЗ

Глубину залегания отдельных границ можно найти непосредственно по кривым зондирования с помощью простых численных методов и графических построений. Для этого используют асимптоты кривых, по которым определяют обобщенные параметры разреза S и H . Рассмотрим основные методы, широко применяемые на практике.

S -интерпретация кривых ВЭЗ

Метод S применяют для интерпретации кривых типа Н и А. По правой восходящей ветви находят величину S , а глубину залегания опорного горизонта определяют по формуле Гуммеля

$$H = S\rho_l, \quad (68.1)$$

где ρ_l — среднее продольное удельное сопротивление всей надопорной толщи пород. Зная суммарное значение $S = S_1 + S_2$, можно вычислить проводимость второго промежуточного слоя

$$S_2 = S - S_1 = S - h_1/\rho_1 \quad (68.2)$$

и найти его мощность или сопротивление $h_2 = S_2\rho_2$, $\rho_2 = h_2/S_2$. В случае многослойного разреза, с числом слоев больше трех, по формуле Гуммеля определяют глубину залегания промежуточных горизонтов высокого сопротивления H_i (если удастся найти соответствующие значения S_i и ρ_{i1}).

Согласно правилу эквивалентности по S , суммарную продольную проводимость определяют однозначно. С этой целью используют несколько приемов в зависимости от положения правой ветви на графике ВЭЗ. Если правая ветвь поднимается

под углом 45° , то к ней проводят касательную или аппроксимирующую прямую — линию S (рис. 110, *a*) — и находят точки ее пересечения с основными горизонтальными осями бланка: $\rho_k = 1, 10$ или 100 . Абсциссы точек пересечения будут равны соответственно $S, 10S$ и $100S$ с погрешностью до 3%. Если правая ветвь пологая и поднимается под углом $\alpha < 45^\circ$, то применяют сводные палетки. В этом случае всю правую ветвь, включая минимум, сопоставляют с одной из кривых соответствующей палетки Н-А — v_2 . На билогарифмическом бланке фиксируют точки пересечения палеточной линии S с основными горизонтальными осями бланка. По абсциссам этих точек считают величину S . Погрешность ее определения не превышает 3%.

Наряду с этим известны численные приемы определения S , основанные на использовании абсцисс и ординат точек на восходящей ветви кривой зондирования. Они получены эмпирически на основе анализа асимптотики кривых ВЭЗ. При $\rho_n = \infty$ (правая ветвь выходит на асимптоту под углом $\alpha = 45^\circ$) $S = r/\rho_k$. При $\rho_n \neq \infty$ (правая ветвь пологая и поднимается под углом $\alpha < 45^\circ$) имеются три варианта:

$$S \approx \frac{r}{2\rho_k} \left(\frac{\alpha}{45} + \frac{1 + \operatorname{tg}^2 \alpha}{2} \right),$$

$$S \approx \frac{r}{\rho_k} (1 - \rho_k/\rho_n),$$

$$S \approx \frac{r_1 r_2}{\rho_{k1} \rho_{k2}} \frac{\rho_{k2} - \rho_{k1}}{r_2 - r_1},$$

где $r, r_1, r_2, \rho_k, \rho_{k1}, \rho_{k2}$ — соответственно абсциссы и ординаты точек на правой ветви кривой ВЭЗ в окрестности точки перегиба; α — угол наклона касательной к правой ветви; ρ_n — удельное электрическое сопротивление опорного слоя, которое оценивается приближенно по правой асимптоте.

Среднее продольное сопротивление ρ_l можно найти однозначно только в отдельных пунктах по результатам специальных параметрических наблюдений вблизи скважин, а также на участках, где известна глубина залегания опорного горизонта. Величину ρ_l вычисляют по формуле

$$\rho_l = H/S, \quad (68.3)$$

где H — суммарная мощность слоев; S — продольная проводимость, найденная путем обработки параметрической кривой зондирования. Если параметрические наблюдения не проведены, глубину H можно оценить приближенно по абсциссе точки пересечения линии S и касательной K к пологой правой ветви кривой ВЭЗ (рис. 110, *b*). При достаточно большой мощности

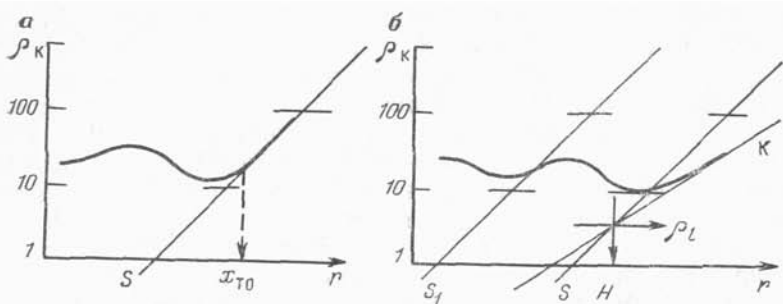


Рис. 110. Примеры определения S , H и ρ_l по крутой (а) и пологой (б) восходящим ветвям кривых ВЭЗ

надпорных отложений и четко выраженном минимуме линия S и касательная K пересекаются в точке Гуммеля (H , ρ_l) с погрешностью до 12%. Если правая ветвь поднимается под углом 45° (см. рис. 110, а), то суммарную мощность H оценивают по абсциссе x_{T0} точки отрыва линии S от кривой ВЭЗ:

$$H \approx 0,5x_{T0}. \quad (68.4)$$

Для трехслойных разрезов с соотношением сопротивлений $0,1 \leq \rho_2/\rho_1 < 4$ и относительно большой мощностью промежуточного слоя $(h_2/h_1) > 3$ погрешности не превышают 10%.

Кроме того, эффективное значение ρ_l иногда удается найти по минимуму кривой ВЭЗ $\rho_{K \min}$ или по трансформированным кривым: дифференциальной $\rho_{\Delta \min}$ и дипольной радиальной $\rho_{r \min}$ ($\rho_{l1} \approx c_1 \rho_{K \min}$, $\rho_{l2} \approx c_2 \rho_{\Delta \min}$, $\rho_{l3} \approx c_3 \rho_{r \min}$). Для этой цели трансформацию выполняют в диапазоне минимума по формулам

$$\begin{aligned} \rho_{\Delta} &\approx \alpha_K (r_2 - r_1) / (S_2 - S_1), \\ \rho_r &\approx 0,750 \rho_{K0} + 0,853 \rho_{K-1} + 0,603 \rho_{K+1}, \end{aligned}$$

где $\alpha_K \approx 0,2 \div 1$ — коэффициент связи; ρ_{K0} , ρ_{K-1} , ρ_{K+1} — соответственно центральная и соседние ординаты кривой ВЭЗ, снятые с интервалом $\sqrt{2}$ по оси r . Если мощность проводящих пород надпорной толщи достаточно велика (условие ограниченного действия принципа эквивалентности), то $\rho_{\Delta \min} \approx \rho_l$ и $\rho_{r \min} \approx \rho_l$.

Определение глубины залегания границ по характерным точкам на кривых ВЭЗ и ВЭЗ-ВП

В условиях сильно поляризующихся границ, когда в разрезе чередуются слои относительно высокой и низкой поляризуемости, кривые ВЭЗ становятся «ломаными». Абсциссы ха-

рактрных точек «изломов» (максимумы, минимумы и точки перегибов), как показали эксперименты, пропорциональны глубине залегания соответствующих границ и могут быть использованы для экспресс-интерпретации. Коэффициенты пропорциональности α_k находят экспериментально. При наличии песчано-глинистых пород, насыщенных пресными водами, $\alpha_k \approx 0,7$ (по В. А. Шемшурину). В каждом районе данный способ требует специальной проверки и обоснования.

S- и H-интерпретация кривых МТЗ и ЧЗ

Глубину залегания опорного горизонта высокого сопротивления определяют по формуле Гуммеля (68.1). Для интерпретации отбирают неискаженные кривые зондирования, восходящие ветви которых совершенно очевидно отражают наличие слоя высокого сопротивления. В том случае, когда $\rho_n = \infty$, восходящая ветвь кривой МТЗ поднимается под углом $63^\circ 26'$. К ней проводят касательную — линию S — и фиксируют абсциссы точек пересечения линии S с основными горизонтальными осями бланка, имеющими отметку $\rho_T = 1, 10, 100$ (см. рис. 95 и и 112). В соответствии с асимптотической формулой (64.16)

$$S = 356 \sqrt{T_S^{(1)}} = 112,5 \sqrt{T_S^{(10)}} = 35,6 \sqrt{T_S^{(100)}}. \quad (68.5)$$

В случае пологой восходящей ветви, когда $\rho_n \neq \infty$, линию S находят с помощью двухслойной или сводной палетки.

На кривых ЧЗ правая восходящая ветвь (см. рис. 97) оканчивается максимумом и выходом на индукционную асимптоту, горизонтальную — при электрических измерениях (ЧЗЭ) и полого ниспадающую — при магнитном зондировании (ЧЗМ). Поэтому для интерпретации используют специальные палетки S, на которых вычерчены правые ветви кривых ЧЗЭ и ЧЗМ (рис. 111). Предварительно на бланк наносят опорную линию. С этой целью на его горизонтальной оси с отметкой $\rho_\omega = 0,1$ отмечают точку с абсциссой $\sqrt{T} = r$, где r — разнос диполей в км, и через нее проводят прямую под углом $-63^\circ 26'$ к оси абсцисс. Бланк с интерпретируемой кривой накладывают на палетку так, чтобы опорная линия совместилась с крестом палетки, а правая часть кривой ЧЗ (в диапазоне низких частот) — с одной из теоретических кривых. В этом положении фиксируют линию S и абсциссу $\sqrt{T_S}$ — точку пересечения этой линии с горизонтальной осью бланка $\rho_\omega = 1$. Величину S находят по формуле $S = 503 \sqrt{T_S}$.

Среднее продольное удельное сопротивление ρ_l определяют по параметрическим наблюдениям, а также приближенно — по

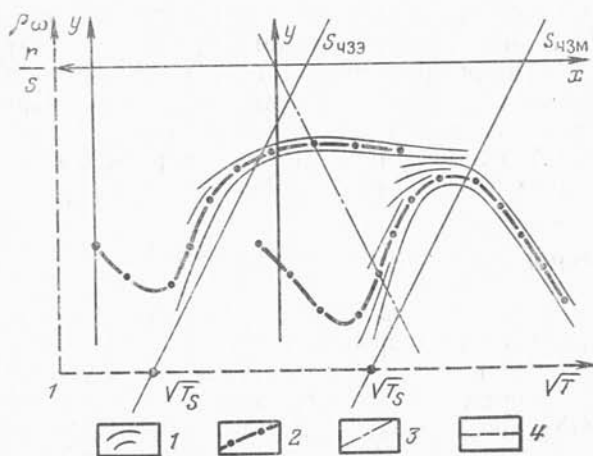


Рис. 111. Определение суммарной продольной проводимости S по кривым ЧЗЭ и ЧЗМ с помощью палеток S .

1 — палеточные кривые; 2 — кривые ЧЗ; 3 — опорная линия; 4 — оси бланка

ординате и абсциссе минимума кривых МТЗ и ЧЗ. Для этой цели найдены эмпирические формулы

$$\rho_l \approx p \rho_{T \min} \approx 1,16 p \rho_{\omega \min},$$

$$\rho_l \approx q \sqrt{\rho_{T \min} \rho_2} \approx q \sqrt{1,16 \rho_{\omega \min} \rho_2},$$

$$\rho_l \approx (0,625 \sqrt{T_{\min} \rho_2}) / S \approx (0,7 \sqrt{T_{\omega \min} \rho_2}) / S,$$

$$\rho_l (1,67cS)^{-1} \sqrt{T_{\min} \rho_{T \min}} \approx (1,4cS)^{-1} \sqrt{T_{\omega \min} \rho_{\omega \min}},$$

где ρ_2 — удельное сопротивление надопорного проводящего слоя; p , q , c — поправочные множители ($p \approx 0,8 \div 1$; $q \approx 1,15 - 1,2$; $c \approx 1 \div 2,2$).

Для определения глубины H залегания кровли проводящих пород (H -интерпретация) используют ниспадающие ветви кривых МТЗ и ЧЗ. Согласно правилу эквивалентности по H , мощность толщи плохо проводящих пород, покрывающих горизонт низкого сопротивления, определяется однозначно.

При отборе кривых для H -интерпретации следят за тем, чтобы они не были искажены и отчетливо отражали наличие одного или нескольких слоев низкого сопротивления. Интерпретацию выполняют графическим способом. К ниспадающей ветви кривой проводят линию H , которая проходит под углом

$\alpha = -63^\circ 26'$ ($\operatorname{tg} \alpha = -2$), и находят абсциссы $(\sqrt{T_H^{(1)}}, \sqrt{T_H^{(10)}}, \sqrt{T_H^{(100)}})$ точек пересечения этой линии с основными горизон-

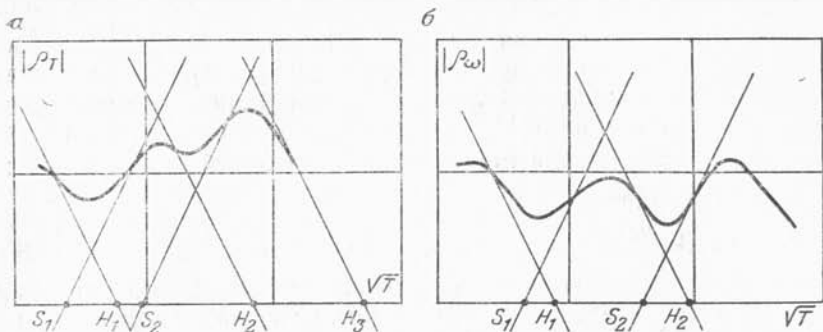


Рис. 112. Схема S- и H-интерпретации кривых МТЗ типа НКНК (а) и кривых ЧЗ типа НКН (б)

тальными осями бланка ($\rho_{T, \omega} = 1, 10, 100$). Найденные абсциссы связаны с глубиной H (в км) соотношением

$$H = 0,356 \sqrt{T_H^{(1)}} = 1,125 \sqrt{T_H^{(10)}} = 3,56 \sqrt{T_H^{(100)}}. \quad (68.6)$$

На рис. 112 показана схема интерпретации кривых МТЗ и ЧЗ способами H и S . В благоприятных геоэлектрических условиях при умелом сочетании обоих способов можно достаточно обоснованно выделить несколько границ в разрезе и определить глубину их залегания.

S-интерпретация кривых ЗС и ЗСБ

При интерпретации кривых ЗС и ЗСБ, построенных в виде графиков кажущихся сопротивлений $\rho_T = f(\sqrt{2\pi t})$, применяют специальные палетки поздней стадии. Палетки показаны на рис. 113. Они составлены по результатам расчетов кажущихся сопротивлений для моделей трехслойных сред типа Н и А и представляют собой совокупность кривых ρ_T в приведенных координатах X и Y , где

$$X = (\tau/h_1) : 2\pi \sqrt{rS/(h_1 S_1)} = (503 \sqrt{2\pi t}) / \sqrt{rS},$$

$$Y = (\rho_T/\rho_1) : rS_1/(h_1 S) = \rho_T S/r.$$

Для пользования палетками на бланке с кривой зондирования, по которой определяют S , проводят опорную прямую. С этой целью на горизонтальной оси бланка с отметкой $\rho_T = 0,1$ (для кривых ЗС) и соответственно $\rho_T = 10$ (для кривых ЗСБ) отмечают точку с абсциссой $\sqrt{2\pi t} = r$, где r — разнос в км (в случае применения установок диполь — петля и петля — диполь). Через эту точку проводят прямую, наклоненную под углом

— $63^{\circ}26'$ к оси абсцисс. Затем бланк накладывают на палетку так, чтобы практическая кривая зондирования совместилась с одной из палеточных кривых. При этом оси палетки и бланка должны быть параллельными, а опорная линия должна проходить через крест палетки. Численное значение S находят по абсциссе $\sqrt{2\pi t_S}$ точки пересечения палеточной линии S с единичной осью бланка

$$S_{ЗС} = 503 \sqrt{2\pi t_S}, \quad S_{ЗСБ} = 189,3 \sqrt{2\pi t_S}. \quad (68.7)$$

Полученное значение в обоих случаях уточняют по значению ординаты горизонтальной оси палетки, которая должна быть равна $\rho_{\tau} = r/S$. Точность определения S по палеткам поздней стадии составляет 2—3 %.

Среднее продольное сопротивление ρ_l находят по параметрическим измерениям, а также приблизительно — по ординате и абсциссе минимума на кривой ρ_{τ} типа Н:

для ЗС

$$\rho_l \approx (0,6 \div 0,8) \rho_{\tau \min}$$

$$\rho_l \approx 1,1 \sqrt{\rho_{\tau \min} \rho_2},$$

$$\rho_l \approx 770 S^{-1} \sqrt{2\pi t_{\min} \rho_2};$$

для ЗСБ

$$\rho_l \approx (0,7 \div 0,8) \rho_{\tau \min}$$

$$\rho_l \approx \rho_{\tau \min}^{2/3} \rho_2^{1/3},$$

где ρ_2 — удельное сопротивление надпорного проводящего слоя.

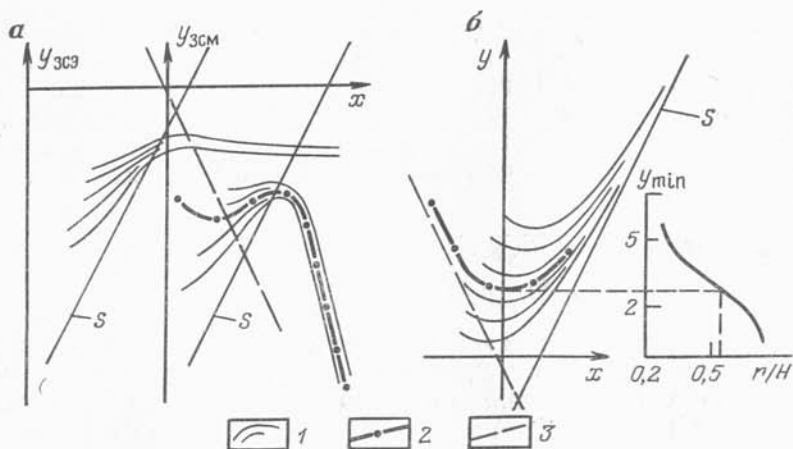


Рис. 113. Определение суммарной продольной проводимости S по кривым ЗС (а) и ЗСБ (б) с помощью палеток поздней стадии.

1 — палеточные кривые; 2 — интерпретируемая кривая типа Н; 3 — опорная линия

Кинематический способ интерпретации результатов зондирования становлением поля

Как было показано в гл. II и VIII, электромагнитное возбуждение импульсного источника распространяется двумя путями. На ранней стадии переходного процесса в пункт наблюдения, находящийся на достаточно большом расстоянии от источника, приходит возбуждение первого рода, энергия которого передается по воздуху и непроводящему основанию, подобно энергии радиоволн. Первичное поле формируется у поверхности земли (и подошвы непроводящего основания) в виде плоских неоднородных волн. Внутри среды фронт возмущения близок к горизонтальной плоскости. Эффекты от геоэлектрических границ формально воспринимаются в точке наблюдения как эффекты преломленной волны, момент прихода которой фиксируется по «первым вступлениям»: нарастанию или убыванию сигнала. Регистрацию кинематики «первых вступлений» предложил В. М. Давыдов в 1965 г., однако этот способ не был впоследствии реализован.

В поздней стадии переходного процесса в точку наблюдения приходит возбуждение второго рода, распространяющееся непосредственно в проводящей среде с некоторым запаздыванием. Оно формируется в процессе индукционного взаимодействия магнитных полей вихревых токов, возникающих в земле при включении или выключении тока в источнике. В силу скин-эффекта наибольшая доля вихревых токов высокой частоты концентрируется у поверхности земли в узколокализованной зоне. Токи средних и низких частот распределяются в глубоких горизонтах, охватывая большие объемы пород, как показано на рис. 114. По мере развития переходного процесса максимум возмущения будет перемещаться во все стороны от источника с эффективной скоростью v_n , которую можно определить, если регистрировать время t прихода аномального сигнала в пункты наблюдения. Оно зависит от свойств среды и удаления от источника. Такой способ обработки предложил А. А. Гроза.

В качестве фазового момента, позволяющего следить за кинематикой процесса, используется максимум сигнала (или центр тяжести и центр инерции регистрируемого импульса). Простейшая модификация рассматриваемого способа состоит в следующем: по результатам наблюдений составляют годограф, представляющий собой функциональную зависимость времени прихода аномального сигнала от разности r (расстояния пункта наблюдения от источника). При наблюдении на поверхности однородного полупространства годограф имеет вид параболы и аналитически записывается формулой

$$t = r^2 \sigma \mu / 4 = r^2 / 4a^2, \quad (68.8)$$

где $a = (\sigma \mu)^{-1/2}$ — параметр токопроводности.

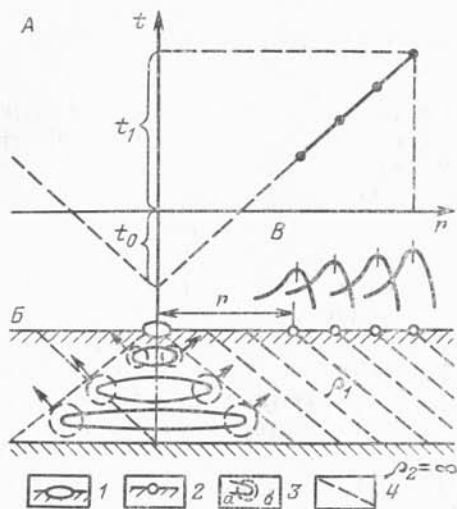


Рис. 114. Схема кинематической интерпретации результатов зондирования становлением поля:

А — годограф поля в дальней зоне; Б — схема формирования возбуждения второго рода в двухслойной среде; В — регистрируемые импульсы; 1 — источник поля; 2 — пункт приема; 3 — электрические (а) и магнитные (б) вихри; 4 — фронт возбуждения для момента времени t

Годограф графически выражает параболический закон диффузного растекания тока в однородном полупространстве (см. § 10, 61).

При наблюдении на поверхности горизонтально-слоистой среды годограф имеет вид псевдогиперболы и графически выражает гиперболический закон латерального растекания тока в проводящих слоях (см. § 61). В асимптотической области (в дальней зоне) гипербола преобразуется в наклонную прямую, и зависимость времени регистрации аномального сигнала от разноса становится линейной. Согласно формуле (61.5), уравнение годографа имеет вид

$$t = r/v_r - 4z_0/v_r = r/v_r - t_0, \quad (68.9)$$

где v_r — граничная скорость. В дальней зоне, согласно выводам § 61, $v_r = v_k = \Delta r / \Delta t = 4 / (\mu S)$. Уравнение (68.9) описывает реальный физический процесс латерального растекания максимума интенсивности вихревых токов в зоне S .

Годограф можно построить по результатам наблюдений в нескольких точках на разных разносах или даже по одной точке, если известны величины S и μ . Величину S определяют по кривой кажущегося сопротивления одним из описанных выше способов. Магнитную проницаемость принимают равной $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м. Зная S и μ_0 , вычисляют скорость v_k , которая определяет наклон линейного годографа. Продолжение годографа в сторону малых разносов отсекает на оси времен фиктивное время t_0 , условно принимаемое за время «пробега» электромагнитного возмущения от источника до опорного горизонта. Эффективное значение глубины залегания опорного горизонта

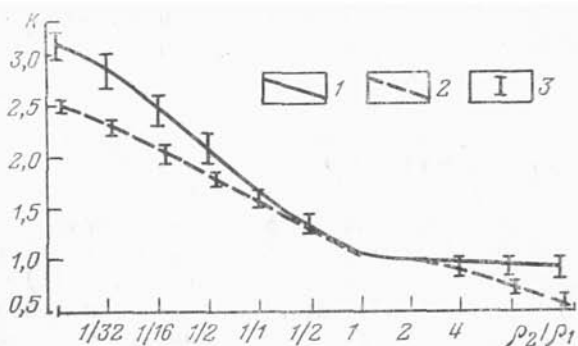


Рис. 115. График изменения поправочного коэффициента $K = H_k/H$ в зависимости от параметров трехслойного разреза ρ_2/ρ_1 и h_2/h_1 при кинематической интерпретации.

1 — кривая для $h_2/h_1 = 1/2 \pm 1/16$; 2 — кривая для $h_2/h_1 = 1 \pm 2$
3 — пределы вариаций K

определяют по формуле $H_k = v_k t_0 / K$, где K — поправочный коэффициент.

Для практических целей уравнение годографа (68.9) целесообразно переписать в виде

$$t = r/v_k - KH/v_k = r/v_k - t_0, \quad (68.10)$$

где H — истинная глубина залегания опорного горизонта и $K = v_k t_0 / H = H_k / H$. На рис. 115 показан экспериментальный график определения поправочного коэффициента для трехслойных моделей сред типа Н и А, составленный по результатам анализа теоретических расчетов кажущихся сопротивлений. Для двухслойной среды и близких к ней трехслойных моделей ($\rho_2/\rho_1 \approx 1 \div 2$) $K \approx 1$. С уменьшением сопротивления промежуточного слоя величина K возрастает и асимптотически стремится к 4 (при $\rho_2/\rho_1 < 1/64$). Экспериментально установлено, что величина K примерно постоянна вдоль простирания пород.

Для кинематической обработки результатов наблюдений в ближней зоне целесообразно воспользоваться графиками $S_\tau(t)$, на которых хорошо проявляются фазовые моменты. Экспериментальное исследование теоретических материалов показало, что глубина залегания тонкого проводящего слоя с достаточно высокой точностью определяется по «первым вступлениям» — началу возрастания кажущейся проводимости на графиках $S_\tau(t)$. Глубину вычисляют по формуле $H_i = v_k T_i$, где $v_k = 4/(\mu_0 S)$; T_i — моменты «первых вступлений».

Совершенствование кинематического способа обработки должно идти по пути увеличения точности регистрации фазовых

моментов на базе устройств и методик наблюдений, позволяющих накапливать и суммировать полезные сигналы, используя опыт сейсморазведки методом ОГТ.

Приемы сопоставления результатов зондирования с данными бурения и ГИС

Привязку геоэлектрических границ осуществляют визуально путем сопоставления результатов зондирования с данными бурения и геофизических исследований скважин (ГИС). С этой целью используют все методы ГИС, но главным образом данные электрического каротажа. В зависимости от сложности разреза применяют различные варианты совместной обработки наземных и скважинных наблюдений.

1. В сравнительно благоприятных условиях, когда все слои геоэлектрического разреза хорошо проявляются как на кривой зондирования, так и на диаграмме электрического каротажа, возможна полная увязка материалов наблюдений. В этом случае (рис. 116) по данным ГИС определяют глубину залегания основных границ и мощности пластов, выделяемых на параметрической кривой: $h_1, h_2, h_3, \dots; H \sum_{i=1}^N h_i$. По результатам полойной интерпретации однозначно находят значения продольных проводимостей S_i и поперечных сопротивлений T_i пластов. Затем с учетом правил эквивалентности вычисляют соответствующие искомые величины продольных и поперечных удельных электрических сопротивлений: $\rho_{11} = h_1/S_1, \rho_{n1} = T_1/h_1, \rho_{12} = h_2/S_2, \rho_{n2} = T_2/h_2, \dots$

$$\rho_l = \sum_{i=1}^N h_i / \sum_{i=1}^N S_i.$$

Отсюда находят послонные значения коэффициентов анизотропии

$$\lambda_1 = \sqrt{\rho_{n1}/\rho_{11}}, \quad \lambda_2 = \sqrt{\rho_{n2}/\rho_{12}} \text{ и т. д.}$$

Следует заметить, что согласно принципу эквивалентности, продольные проводимости проводящих слоев S_i определяются, как правило, с меньшей погрешностью, чем их поперечные сопротивления T_i , и наоборот, поперечные сопротивления слабо проводящих пород вычисляются с меньшей погрешностью, чем их продольные проводимости.

2. В менее благоприятных условиях, когда геоэлектрические слои нечетко проявляются на кривой зондирования и диаграммах ГИС, рекомендуется построение дополнительных графиков,

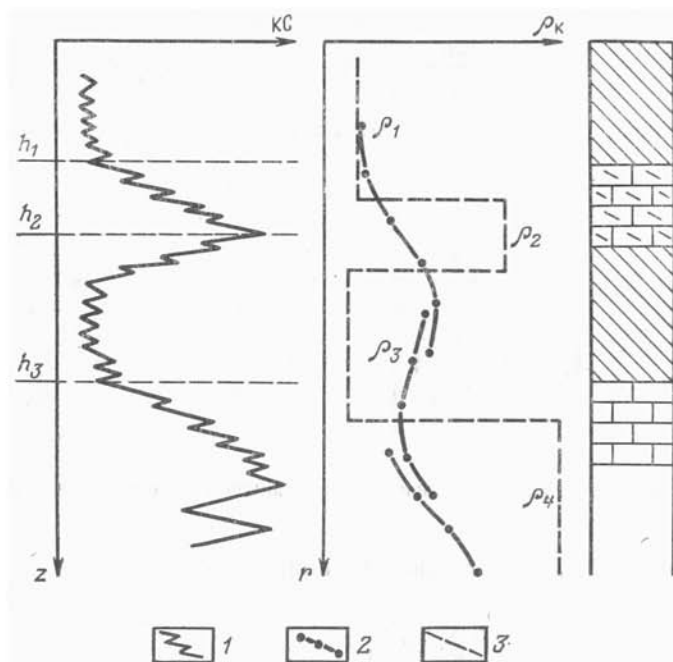


Рис. 116. Использование данных электрического каротажа при интерпретации результатов ВЭЗ.

1 — фрагмент диаграммы КС; 2 — кривая ВЭЗ; 3 — результаты послышной интерпретации

позволяющих уточнить положение границ в разрезе. С этой целью кривые ЭМЗ трансформируют в кривые $S_K(r)$, а каротажную диаграмму — в вертикальный график продольной проводимости $S(z)$, где z — текущая глубина (рис. 117). По характерным изломам графиков $S_K(r)$ и $S(z)$ отмечают границы обобщенных, эквивалентных пластов, устойчиво проявляющихся как на кривой зондирования, так и на каротажной диаграмме. Выделенные таким образом границы корректируют по другим графикам ГИС (стандартного каротажа, бокового и микрокаротажа, ПС, АК, ГК, НГК и др.).

Установлено, что график $S(z)$, построенный по данным электрических измерений в скважине, показывает, как правило, заниженные значения продольной проводимости. Для его корректировки по S можно использовать результаты интерпретации параметрического зондирования. Откорректированный график $S'(z)$ смещается вправо от оси глубин, как это показано на рис. 117. После корректировки по графику $S'(z)$ можно определить проводимости выделенных пластов, их мощности и средние

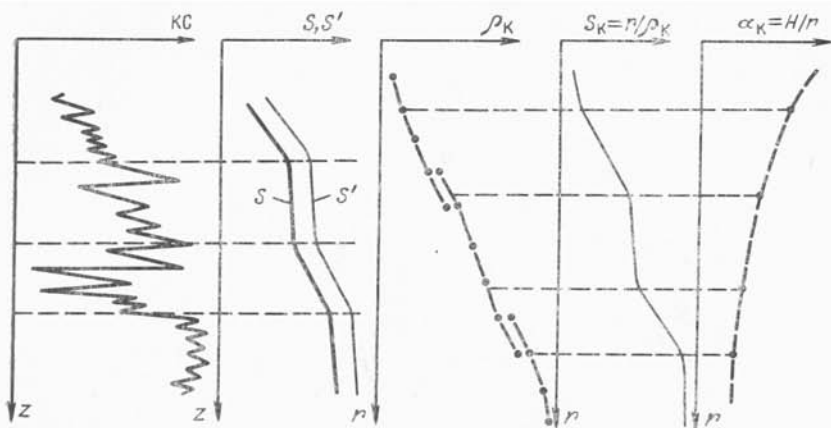


Рис. 117. Результаты сопоставления скважинных и наземных наблюдений

продольные удельные сопротивления:

$$\rho_{li} = h_i / S_i, \quad \rho_l = \sum_{i=1}^N h_i / \sum_{i=1}^N S_i.$$

Сопоставляя ординаты соответствующих границ на графиках $S(z)$ и $S_k(r)$, можно найти коэффициенты связи α_k (α_ω , α_τ) между глубиной залегания выделенных границ H_i и величиной действующего расстояния, на котором отмечается данная граница. Вертикальный график коэффициентов α показывает изменение глубины проникновения тока при разных раз-

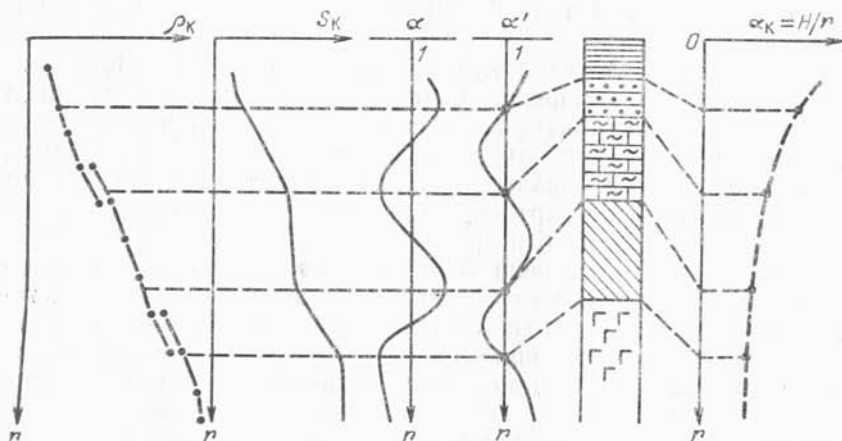


Рис. 118. Схема привязки результатов ВЭЗ к данным бурения (по В. М. Шувалову)

носах. Его используют для полуколичественной интерпретации разрезов кажущихся сопротивлений и кажущихся проводимостей.

3. Если данные ГИС отсутствуют, то результаты зондирования увязывают непосредственно с данными бурения. В этом случае целесообразно построить дополнительные графики $S_k(r)$, $\alpha(r)$, $\alpha'(r)$, где $\alpha(r) = \rho_k(r_{i+1})/\rho_k(r_i)$; $\alpha'(r) = \rho_k(r_{i+2})\rho_k \times X(r_i)/\rho_k^2(r_{i+1})$; r — текущий разнос. Границы пластов отмечаются по изломам графиков $S_k(r)$, экстремумам $\alpha(r)$ и точкам перехода графика $\alpha'(r)$ через единичную ось (способ В. М. Шувалова). Схема привязки границ показана на рис. 118. При интерпретации результатов электрических зондирований, полученных в условиях горизонтально-неоднородных сред, этот способ представляется одним из надежных вариантов количественной интерпретации данных ЭМЗ.

§ 69. НЕКОРРЕКТНОСТЬ ПОСТАНОВКИ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ И ПРИНЦИПЫ ЕЕ РЕШЕНИЯ

В настоящее время ЭВМ применяют на всех этапах обработки и интерпретации электроразведочных материалов. Однако, если на стадии обработки имеются определенные успехи и вырисовывается единая система алгоритмов и программ, то на стадии интерпретации успехи чередуются с неудачами, и поиск оптимальных алгоритмов и программ продолжается.

Основные трудности на этом пути связаны с некорректностью постановки обратной задачи. Понятие корректной постановки задачи математической физики было сформулировано французским математиком Ж. Адамаром. Оно включает в себя обязательное выполнение следующих условий: 1) решение задачи существует, 2) оно единственно и 3) решение устойчиво по отношению к исходным данным.

Существование решения в нашем случае вытекает из физического смысла электромагнитных зондирований и подтверждается экспериментами. Вопросы единственности требуют обоснования. В этой связи А. Н. Тихоновым, В. Л. Друскиным и другими исследователями доказана теорема о единственности решения обратной задачи электромагнитного зондирования для горизонтально-слоистых сред. Суть основного вывода теоремы заключается в том, что знания элементов поля, измеренных на поверхности слонстой среды, достаточны для воспроизведения ее внутренней структуры и однозначного определения мощностей и сопротивлений слоев. В случае горизонтально-неоднородных сред единственность решения может быть обеспечена пространственными измерениями компонент поля (например, по площадной сетке или несколькими профилям, расположенным в разных азимутах).

Однако на практике, вследствие неизбежных погрешностей полевых измерений, условия теоремы о единственности нарушаются, и обратная задача становится типично некорректной. Согласно принципу эквивалентности, одной и той же модели геоэлектрического разреза может соответствовать множество кривых кажущегося сопротивления, укладываемых в пределы погрешности измерений. Это обстоятельство приводит

к неоднозначности результатов интерпретации, ибо по наблюдаемой кривой зондирования можно получить несколько решений в виде эквивалентных совокупностей параметров слоистой модели $\{h_1, h_2, h_3, \dots; \rho_1, \rho_2, \rho_3, \dots\}$, значительно различающихся между собой. Для повышения устойчивости решения приходится ограничивать класс моделей и использовать в качестве дополнительных сведений результаты бурения, каротажа или предшествующих геофизических съемок.

Положение осложняется еще и тем, что исходные данные — кривые зондирования — получают в виде дискретных значений кажущихся сопротивлений (или проводимостей, поляризуемостей) для ряда фиксированных действующих расстояний. Интервал между ними иногда бывает настолько велик, что аномальные эффекты, возбуждаемые отдельными маломощными горизонтами, практически растворяются на фоне интегрального влияния соседних более мощных слоев. Следовательно, исходные данные оказываются недоопределенными. В таком случае, пожалуй, некорректно ставить задачу о выделении тонких пластов в разрезе даже при наличии дополнительной информации.

Возникает вопрос, не напрасны ли поиски интерпретирующих алгоритмов и программ. Обнадеживающий ответ дает многолетний опыт интерпретации результатов зондирования, а также хорошо развитая к настоящему времени теория решения некорректно поставленных задач (А. Н. Тихонов, В. Я. Арсенин, 1974).

Существуют два подхода к решению задач такого типа. Первый состоит в том, что на основании априорных данных решение ищется в специально отобранном классе моделей, для которых обратная задача является корректной, например в классе двухслойных моделей. Как известно, по двухслойной кривой зондирования в принципе однозначно определяются мощность h_1 и сопротивление ρ_1 первого слоя, если он изотропен и не поляризуется. В противном случае мы находим не истинные параметры h_1 и ρ_1 , а их эффективные аналоги $h_1^* = \sqrt{T_1 S_1} = \lambda_1 h_1$, $\rho_1^* = \sqrt{T_1 / S_1} = \lambda_1 \rho_1$, где λ_1 — коэффициент анизотропии; $\rho_{1l}^* = \rho_{1l} / (1 - \eta_l)$; $\rho_{1n}^* = \rho_{1n} / (1 - \eta_n)$; η_l и η_n — продольная и поперечная поляризуемости. Однако это не меняет сути дела, ибо параметры h_1^* и ρ_1^* определяются однозначно.

Другим примером может служить класс трехслойных моделей с относительно большой мощностью промежуточного горизонта ($h_2/h_1 > 2$). В этом классе возможно устойчивое определение параметров первого и второго слоев с учетом сделанного замечания.

Второй подход заключается в отыскании квазирешения с помощью регуляризирующих алгоритмов, позволяющих заменить некорректно поставленную обратную задачу корректной, прибли-

женное решение которой (квазирешение) достаточно полно соответствует экспериментальным данным. В данном методе, применительно к интерпретации ЭМЗ, формализован, по сути дела, палеточный метод, рассмотренный выше. Разница заключается лишь в том, что поиск параметров среды в ограниченном классе типичных моделей, расчет кривых кажущегося сопротивления и оптимальное сглаживание экспериментальных данных осуществляется не интуитивно вручную, а по специальной программе на ЭВМ.

В настоящее время в электроразведке насчитывается несколько десятков подобных программ. Большинство из них работает по принципу математического моделирования. Вместе с тем известны программы прямой численной интерпретации результатов ВЭЗ (см. § 48 и 72), а также программы подбора на основе использования банка параметрических кривых и результатов физического моделирования. Л. А. Табаровским высказана идея создания гибридных программ, объединяющих математическое и физическое моделирование в реальном времени.

За рубежом и в нашей стране интенсивно развивается новая ветвь математического моделирования, получившая название **имитационного моделирования**. Суть его заключается в том, что на первом этапе конструируется мысленная упрощенная модель объекта с нужными параметрами. Далее в диалоге с ЭВМ перебирается огромное число возможных вариантов и в конкретные сроки выбирается наиболее приемлемый из них, с точки зрения интерпретатора. В нашей стране это направление развивают В. А. Шевнин (МГУ), Н. Г. Шкабарня (ПГО «Приморгеология») и др. Основным методом, воплотившим в себе разные подходы и направления, является метод подбора, который широко применяется при решении обратных геофизических задач.

§ 70. РЕШЕНИЕ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ ЭМЗ МЕТОДОМ ПОДБОРА

Задача формулируется так. По результатам измерений на поверхности земли, представленным в виде совокупности кажущихся сопротивлений $\rho_k(\bar{r}_i)$ (где \bar{r}_i — действующее расстояние, $1 \leq i \leq N$; N — общее число отсчетных точек), необходимо найти мощности и удельные электрические сопротивления геоэлектрического разреза. Если модель среды задана в первом приближении и для нее известно решение прямой задачи $\rho_k'(\bar{r}_i, \vec{p})$, то решение ищется обычно на основе минимизации параметрического функционала Тихонова

$$M_\alpha(\vec{p}) = I_{\log}(\vec{p}) + \alpha \Omega(\vec{p}) = \min,$$

где $\vec{p} = \vec{p}(h_1, \rho_1, h_2, \rho_2, \dots, \rho_n)$ — пространственный вектор, составленный из параметров геоэлектрического разреза;

$$I_{\log}(\vec{p}) = \sqrt{\sum_{i=1}^N k_i [\log \rho_k(\vec{r}_i) - \log \rho'_k(\vec{r}_i, \vec{p})]^2}$$

— функционал логарифмической невязки; k_i — весовые коэффициенты;

$$\Omega(\vec{p}) = \sqrt{\sum_{j=1}^n k_j (\log \rho_j - \log \rho_j^0)^2 + \sum_{j=1}^{n-1} k'_j (h_j - h_j^0)^2}$$

— так называемый стабилизирующий функционал, роль которого заключается в ограничении интервала поиска подбираемых параметров; α — параметр регуляризации, контролирующий влияние стабилизатора; $h_1^0, \rho_1^0, h_2^0, \rho_2^0, \dots, h_{n-1}^0, \rho_{n-1}^0, \rho_n^0$ — параметры опорной модели, которые определяются по результатам качественной интерпретации с учетом всей известной геологической и геофизической информации. Весовые коэффициенты k_j и k'_j выражают степень доверия к отдельным параметрам опорной модели.

Задача подбора решается на основе итерационной процедуры, состоящей в последовательной коррекции вектора параметров $\vec{p}(h_1, \rho_1, h_2, \rho_2, \dots, \rho_n)$. Здесь очень важно правильно выбрать нулевые приближения параметров, как можно более близкие к искомым. Коррекция параметров осуществляется с помощью стандартных процедур поиска экстремумов (метод Ньютона, процедура Розенброка, метод Монте-Карло и др.). Итерационный процесс завершается тогда, когда функционал M_α становится соизмерим с величиной σ — среднеквадратичной погрешностью определения $\rho_k(\vec{r}_i)$.

Важное место в процессе минимизации функционала M_α занимает выбор параметра α . Если обратная задача решается в классе одномерных параметрических моделей с небольшим числом достаточно мощных промежуточных слоев, то полагают $\alpha=0$ и ограничиваются минимизацией функционала логарифмической невязки. В общем случае величину α подбирают экспериментально на основе принципа оптимальности Тихонова — Иванова в зависимости от погрешности измерений. Очевидно, что если α слишком мал, то эффект стабилизирующего функционала может оказаться недостаточным для получения устойчивого результата. Если же α слишком велик, то, напротив, минимизация будет достигаться за счет приближения искомого решения к опорной модели. Обычно $\alpha \approx 0,01 \div 0,1$.

Таким образом, в алгоритмах метода подбора имеются три важных элемента: априорная модель, алгоритм решения прямой

задачи (или банк параметрических кривых) и процедура минимизации. Выбор модели и нулевых приближений делает опытный геофизик на этапе качественной интерпретации. Алгоритмы расчета кривых ρ_k и принципы использования параметрического материала рассмотрим ниже, третий элемент относится к специфике программирования.

§ 71. АЛГОРИТМЫ РАСЧЕТА КАЖУЩИХСЯ СОПРОТИВЛЕНИИ

Расчет кажущихся сопротивлений для организации массовой интерпретации результатов зондирования в большинстве программ выполняется для моделей горизонтально-слоистых сред. Соответствующие алгоритмы разрабатывают на основе решения прямых задач, которые рассмотрены в § 47, 54, 57, 58. При составлении алгоритмов и программ применяют самые разнообразные вычислительные схемы, руководствуясь при этом соображениями экономичности и точности расчетов. В настоящем параграфе мы познакомимся с некоторыми принципами составления алгоритмов для основных модификаций зондирования.

Электрическое зондирование. Как показано в § 47, кажущееся сопротивление в методе ВЭЗ связано с параметрами горизонтально-слоистой среды соотношением

$$\rho_k(r) = \rho_1 \left\{ 1 + r^2 \int_0^\infty [R_1(m) - 1] m J_1(mr) dm \right\}, \quad (71.1)$$

где $r = AB/2$ — разнос; $J_1(mr)$ — функция Бесселя от действительного аргумента; m — пространственная частота; $R_1(m)$ — пространственная характеристика слоистой среды, включающая в себя все сведения об удельных электрических сопротивлениях ρ_p и мощностях h_p слоев геоэлектрического разреза; p — номер слоя. Исследования показали, что интеграл, входящий в формулу (71.1), быстро сходится в ограниченном промежутке (m_0, m_k) , где $m_0 \leq 10^3$, $m_k \geq 4$. Особенностью подынтегрального выражения является то, что оно состоит из произведения двух функций: $R_1(m)$ и $J_1(mr)$. Первая из них зависит от параметров геоэлектрического разреза, а вторая — только от разноса. Поэтому в схеме расчета $\rho_k(r)$ предусматриваются два этапа. Сначала вычисляют функцию $R_1(m)$ в широком диапазоне пространственных частот m , а затем выполняют численное интегрирование и находят $\rho_k(r)$ для фиксированного разноса r .

Функцию $R_1(m)$ вычисляют с помощью рекуррентных соотношений [см. (47.13)] по формуле Ваньяна

$$R_i(m) = \frac{1 - \Phi_{i+1}(m)}{1 + \Phi_{i+1}(m)}, \quad \Phi_{i+1}(m) = \frac{1 - \rho_{i+1} R_{i+1}(m) / \rho_i}{1 + \rho_{i+1} R_{i+1}(m) / \rho_i} e^{-2mh_i},$$

либо по формуле Пекериса

$$R_i(m) = \left[R_{i+1}(m) + \frac{\rho_i}{\rho_{i+1}} \operatorname{th}(mh_i) \right] / \left[\frac{\rho_i}{\rho_{i+1}} + R_{i+1}(m) \operatorname{th}(mh_i) \right].$$

На кривле подстилающего основания $R_n=1$. Зная R_n , по рекуррентным формулам находят R_{n-1} , R_{n-2} и т. д. до R_1 включительно. Цикл повторяют $n-1$ раз, где n — число слоев в разрезе. Значения $R_1(m)$ получают для ряда частот m , образующих геометрическую прогрессию с шагом (коэффициентом) q . Дробность шага выбирают в зависимости от способа численного интегрирования.

При составлении квадратурных формул используют различные приемы, обеспечивающие высокую точность и экономичность расчетов. Наибольшее распространение получил метод линейной фильтрации, разработанный Д. П. Гхошем (Куфуд, 1982). Суть его в следующем.

Выражение (71.1) путем перехода к логарифмам r и m преобразуют в интеграл типа свертки (см. § 48), для вычисления которого известны простые квадратурные формулы. Перепишем (71.1) в развернутом виде

$$\rho_k(r)/\rho_1 = 1 + r^2 \int_0^\infty R_1(m) m J_1(mr) dm - r^2 \int_0^\infty m J_1(mr) dm.$$

Поскольку $\int_0^\infty m J_1(mr) dm = -\partial/\partial r \int_0^\infty J_0(mr) dm = 1/r^2$,

будем иметь

$$\rho_k(r) = \rho_1 r^2 \int_0^\infty R_1(m) m J_1(mr) dm. \quad (71.2)$$

Введем новые обозначения $\tau = \ln r$ и $t = \ln m$. Тогда $r = e^\tau$, $m = e^t$, $dm = e^t dt$. Отсюда, поменяв в (71.2) пределы интегрирования, получим

$$\rho_k(e^\tau) = \rho_1 \int_{-\infty}^\infty R_1(e^t) J_1(e^{\tau+t}) e^2(\tau+t) dt.$$

Подстановкой $t = x - \tau$ приведем это выражение к интегралу типа свертки

$$\rho_k(\tau) = \rho_1 \int_{-\infty}^\infty R_1(x - \tau) F(x) dx,$$

где $F(x) = J_1(x) e^{2x}$; x — текущая координата на оси абсцисс с логарифмическим масштабом.

Учитывая, что функция $R_1(x)$ является гладкой, можно записать

$$\rho_k(\tau_j) = \rho_1 \sum_{i=-\infty}^\infty R_1(x_{j+i}) \int_{x_i}^{x_{i+1}} F(x) dx = \rho_1 \sum_{i=-\infty}^\infty C_i R_1(x_{j+i}). \quad (71.3)$$

Таким образом, расчет кажущихся сопротивлений $\rho_k(\tau)$ для фиксированных разносов сводится к свертке дискретных значений $R_1(x)$ с коэффициентами C_i , не зависящими от параметров геоэлектрического разреза. Процедура расчета по формуле (71.3) называется линейной фильтрацией, а соответствующий набор коэффициентов C_i — фильтром. В настоящее время получены различные наборы фильтров с числом коэффициентов от 8 до 200 для расчета $\rho_k(r)$ при наблюдениях с установками Шлюмберже, Веннера, дипольной осевой Альпина, а также для пересчета $\rho_k(r)$ в $R_1(m)$ (Б. К. Матвеев, 1974; О. Куфуд, 1984; В. К. Хмелевской, В. А. Шевнин, 1988). В качестве примера приведем один из наиболее экономичных алгоритмов Гхоша с коротким фильтром, коэффициенты которого вычислены Е. Ш. Абрамовой:

$$\rho_k(r_j) = \rho_1 \sum_{i=-2}^5 C_i R_1(x_{j+i}), \quad (71.4)$$

где $x = 1/m$; $C_i = -0,100307$; $1,130612$; $-3,862261$; $3,922998$; $-0,964145$; $1,059077$; $-0,274974$; $0,088971$ (по порядку суммирования). Шаг фильтра составляет одну пятую логарифмического модуля $q = \exp(\ln 10/5)$, т. е. пять точек на декаду. Если шаг мал, расчеты повторяют для промежуточных точек.

Для расчета кажущихся сопротивлений в более сложных моделях разработаны алгоритмы и программы численного моделирования в двумерных и трехмерных горизонтально-неоднородных и градиентных средах, реализованные на современных ЭВМ (В. В. Кусков, 1985; К. М. Ермохин, 1985; Н. Н. Серебренникова, 1987; В. Г. Шевченко, 1985; Н. Г. Шкабарня, 1984).

Магнитотеллурическое зондирование. Основная формула для расчета кажущегося сопротивления, согласно выводам § 54, имеет вид

$$\rho_T/\rho_1 = R_1^2(\omega) = (|\rho_T|/\rho_1) e^{i\varphi_T}, \quad (71.5)$$

где $R_1(\omega) = \text{th}[k_1 h_1 + \text{arth} \sqrt{\rho_2/\rho_1} (k_2 h_2 + \dots)]$; $|\rho_T|$ — амплитуда и φ_T — фаза кажущегося сопротивления. В общем случае для любого слоя с индексом p

$$R_p(\omega) = \text{th}(k_p h_p + \text{arth} \sqrt{\rho_{p+1}/\rho_p} R_{p+1}(\omega)). \quad (71.6)$$

Последняя формула положена в основу алгоритма. С ее помощью функцию $R(\omega)$ можно пересчитать с подошвы на кровлю выделенного слоя. Для удобства расчетов ее преобразуют в дробно-линейные соотношения

$$R_p(\omega) = \frac{1 - \Phi_{p+1}(\omega)}{1 + \Phi_{p+1}(\omega)},$$

$$\Phi_{p+1}(\omega) = \frac{1 - \sqrt{\rho_{p+1}/\rho_p} R_{p+1}(\omega)}{1 + \sqrt{\rho_{p+1}/\rho_p} R_{p+1}(\omega)} e^{-k_p h_p}.$$

Для немагнитной среды запишем

$$R_1(\omega, h_p, \rho_p) = \text{Re}_1 + i \text{Im}_1,$$

а для магнитной

$$R_1(\omega, \tilde{h}_p, \tilde{\rho}_p) = \tilde{\text{Re}}_1 + i \tilde{\text{Im}}_1,$$

где $\tilde{h}_p = h_p \mu_p$, $\tilde{\rho}_p = \rho_p \mu_p$ (см. § 54).

Тогда формулы для вычисления искомых величин примут вид

$$\begin{aligned} \rho_T &= \rho_1 (\text{Re}_1^2 + \text{Im}_1^2), \\ \varphi_T &= 2 \arctg (\text{Im}_1 / \text{Re}_1), \end{aligned} \quad (71.7)$$

$$\begin{aligned} \psi_T &= \varphi_T / 2 - \pi / 4, \\ \mu_T &= \mu_1 (\tilde{\text{Re}}_1^2 + \tilde{\text{Im}}_1^2) / (\text{Re}_1^2 + \text{Im}_1^2). \end{aligned} \quad (71.8)$$

Рассмотрим основные части алгоритма.

1. Вводят исходные данные: h_1, h_2, \dots, h_n в км; $\rho_1, \rho_2, \dots, \rho_n, \rho_{n+1}$ в Ом·м; $\mu_1, \mu_2, \dots, \mu_n, \mu_{n+1}$ — относительные магнитные проницаемости; n — число слоев ограниченной мощности. Кроме того, задают последовательность абсцисс $\sqrt{T_i}$. При расчете теоретических кривых параметры среды записывают в относительных единицах $h_p/h_1, \rho_p/\rho_1$, а последовательность абсцисс λ_1/h_1 — в виде ряда геометрической прогрессии с шагом $\sqrt[10]{10}$. В случае магнитной среды все мощности и удельные сопротивления умножают на величину соответствующей магнитной проницаемости: $\tilde{h}_p = h_p \mu_p$, $\tilde{\rho}_p = \rho_p \mu_p$.

2. Пересчитывают приведенный импеданс с нижней границы на верхнюю, выполняя следующий цикл последовательных операций

$$2.1. \theta_p = -\frac{4\pi}{\lambda_1/h_1} \frac{h_p/h_1}{\sqrt{\rho_p/\rho_1}} = -\frac{4\pi h_p}{\sqrt{10T} \rho_p}.$$

$$2.2. \alpha_{p+1} = \frac{\rho_p/\rho_{p+1} - \text{Re}_{p+1}^2 - \text{Im}_{p+1}^2}{(\text{Re}_{p+1} + \sqrt{\rho_p/\rho_{p+1}})^2 + \text{Im}_{p+1}^2},$$

$$\beta_{p+1} = \frac{-2\sqrt{\rho_p/\rho_{p+1}} \text{Im}_{p+1}}{(\text{Re}_{p+1} + \sqrt{\rho_p/\rho_{p+1}})^2 + \text{Im}_{p+1}^2}.$$

$$2.3. P_p = e^{\theta_p} (\alpha_{p+1} \cos \theta_p + \beta_{p+1} \sin \theta_p),$$

$$\theta_p = e^{\theta_p} (-\alpha_{p+1} \sin \theta_p + \beta_{p+1} \cos \theta_p).$$

$$2.4. \text{Re}_p = \frac{1 - P_p^2 - Q_p^2}{(P_p + 1)^2 + Q_p^2}, \quad \text{Im}_p = \frac{-2Q_p}{(P_p + 1)^2 + Q_p^2}.$$

В каждой из этих операций искомые величины находят для всей заданной совокупности абсцисс $\sqrt{T_i}$ или λ_i/h_i . Вычисления начинают с нижнего слоя при $p=n$, полагая $\text{Re}_{p+1}=1$, $\text{Im}_{p+1}=0$. Заканчивают цикл при $p=1$, т. е. после получения значений Re_1 и Im_1 , а также $\tilde{\text{Re}}_1$ и $\tilde{\text{Im}}_1$.

Амплитуды и фазы вычисляют по формулам (71.7), (71.8). Реализация описанного алгоритма на ЭВМ среднего класса не вызывает никаких затруднений.

Частотное зондирование. Описанный выше алгоритм можно использовать для расчета волновых кривых частотного зондирования в дальней зоне при $r > 5z_{\text{эф}}$, если опорный горизонт не изолятор. В этом случае формула для кажущегося сопротивления совпадает с (71.5) для МТЗ:

$$\rho_{\omega}/\rho_1 = R_1^2(\omega) = (|\rho_{\omega}|/\rho_1) e^{i\varphi_{\omega}}. \quad (71.9)$$

Однако полевые исследования зачастую проводятся при меньших разносах, поэтому приходится пользоваться общими формулами, представленными в интегральной форме с осциллирующими подынтегральными выражениями, как в методе ВЭЗ.

Например, при измерении магнитной составляющей поля заземленного диполя формула для кажущегося сопротивления (см. § 57) имеет вид

$$\frac{\rho_{\omega}}{\rho_1} = \frac{k_1^2 r^4}{6} \int_0^{\infty} m X J_1(mr) dm.$$

Обычно вычисляют аномальное приращение кажущегося сопротивления по сравнению с его величиной в однородном полупространстве

$$\Delta\rho_{\omega} = \frac{k_1^2 r^4}{6} \int_0^{\infty} m (X - X_0) J_1(mr) dm, \quad (71.10)$$

где

$$X = \frac{m}{m + n_1/R_1(m, \omega)}; \quad X_0 = \frac{m}{m + n};$$

$$R_1(m, \omega) = \text{th} \left[n_1 h_1 + \text{arth} \frac{n_1}{n_2} \text{th} \left(n_2 h_2 + \dots + \text{arth} \frac{n_{N-1}}{n_N} \right) \right];$$

$n_i = \sqrt{m^2 + k_i^2}$; k_i — волновое число в i -м слое. Вычисления производят в два этапа. Сначала по рекуррентным формулам (71.6) находят пространственно-частотные характеристики $R_1(m, \omega)$ и составляют разности $X - X_0$ для ряда значений m , а затем выполняют численное интегрирование. Квадратурную формулу составляют так же, как и при расчетах кривых ВЭЗ. Верхний предел интегрирования $M=16$. Кажущиеся сопротивления по-

лучают для геометрического ряда значений λ_1/h_1 от 10^0 до 10^4 с шагом порядка $\sqrt[4]{2}$ или $\sqrt[10]{10}$. Наряду с амплитудами вычисляют и фазы кажущегося сопротивления ρ_ω (Л. Л. Ваньян, 1966; В. И. Дмитриев, 1970, и др.).

Зондирование становлением электромагнитного поля. При расчете компонент неустановившегося поля обычно используют (см. § 58) обратное преобразование Фурье

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f(\omega) \frac{e^{-i\omega t}}{-i\omega} d\omega, \quad (71.11)$$

где $f(\omega)/(-i\omega)$ — единичный спектр гармонической функции $E(\omega)$, $B(\omega)$, $\partial B/\partial t$ или ρ_ω .

Например, для расчета кажущихся сопротивлений в дальней зоне в режиме включения тока основная формула (по Л. Л. Ваньяну) приводится к виду

$$\frac{\rho_\tau}{\rho_1} = 1 + \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \left(\operatorname{Re} \frac{\rho_\omega}{\rho_1} - 1 \right) \frac{\sin \omega t}{\omega} d\omega. \quad (71.12)$$

В ближней зоне, в режиме выключения тока, сначала находят компоненты поля по формуле (71.11), а затем вычисляют кажущиеся сопротивления

$$\frac{\rho_\tau}{\rho_1} = \left(\frac{E_{\Phi 0}}{E_\Phi} \right)^{2/3}, \quad \frac{\rho_\tau}{\rho_1} = \left(\frac{\dot{B}_{z0}}{\dot{B}_z} \right)^{2/3}, \quad (71.13)$$

где $E_{\Phi 0}$ — электрическая составляющая поля в однородном полупространстве; \dot{B}_{z0} , \dot{B}_z — первые производные по времени от вектора магнитной индукции (см. § 59).

В настоящее время имеются программы расчета ρ_τ и S_τ для моделей горизонтально-слоистых и неоднородных сред. Однако затраты машинного времени по этим программам пока сравнительно велики, что не позволяет использовать их в интерпретирующих системах. Большие надежды возлагаются на создание гибридных систем, обладающих достоинствами математического и физического моделирования при решении прямых и обратных задач в сложных моделях горизонтально-неоднородных сред.

§ 72. АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ СИСТЕМА ИНТЕРПРЕТАЦИИ РЕЗУЛЬТАТОВ ВЭЗ

В качестве примера комплексного подхода к использованию ЭВМ рассмотрим систему «Зонд», предназначенную для обработки и интерпретации данных ВЭЗ в условиях квазигоризон-

тально-слоистого разреза. Система разработана В. П. Колесниковым (1981) совместно с сотрудниками ВЦ ПГО «Уралгеология». Она состоит из трех пакетов программ, обеспечивающих: 1) решение обратной задачи прямым численным методом, описанным в § 48; 2) пространственное согласование полученного эквивалентного решения с геологическими данными; 3) вычисление эффективных параметров и построение качественных карт и разрезов.

Количественная интерпретация выполняется на основе пересчета $\rho_k(r)$ в $R_1(m)$ и последующего определения параметров слоев численным методом. Как было показано в § 48, пересчет выполняется по формуле

$$\rho_1 R_1(m) = \int_0^{\infty} \rho_k(r) r J_1(mr) dr. \quad (72.1)$$

Для практических вычислений использована квадратурная формула В. Н. Страхова и Г. Н. Карелиной (1969)

$$\rho_1 R_1(m_i) = \sum_{j=-N}^{j=N} c_j \rho_k(r_{i+j}) + \rho_k(r_{i-N}) \delta_- + \rho_k(r_{i+N}) \delta_+, \quad (72.2)$$

где c_j , δ_- и δ_+ — коэффициенты, рассчитанные для двух вариантов шага дискретизации функции $\rho_k(r)$:

$$q = r_{j+1}/r_j = \sqrt[5]{10} \quad \text{и} \quad \sqrt[10]{10} \quad (N = 10 \text{ и } 20).$$

Устойчивость послойной интерпретации функции $R_1(m)$ обеспечивается своеобразным приемом, получившим название «метода снятия слоев». Сущность его заключается в том, что на каждом этапе некорректно поставленная задача для случая многослойной среды трансформируется в область корректных решений для двухслойного разреза. Практически это осуществляется вычислением параметров h_p , ρ_p каждого слоя на основе решения уравнений типа

$$\ln \left| \frac{1 + R_p(m_i)}{1 - R_p(m_i)} \right| = 2m_i h_p + \ln \left| \frac{\rho_{p+1} + \rho_p}{\rho_{p+1} - \rho_p} \right|. \quad (72.3)$$

Величины $R_p(m_i)$ выбираются в узком диапазоне эффективного влияния p -го слоя.

После выполнения очередной процедуры функция $R_p(m)$ пересчитывается вниз на кровлю следующего слоя по формуле

$$R_{p+1}(m) = (\rho_p/\rho_{p+1}) \operatorname{th} [-mh_p + \operatorname{arth} R_p(m)]. \quad (72.4)$$

Подобный прием был предложен Пекерисом в 1940 г. и в дальнейшем развивался советскими и зарубежными геофизиками. В системе «Зонд» он доведен до совершенства.

Процесс интерпретации состоит из ряда последовательных операций, включающих решение прямой и обратной задачи, кон-

троль вычислений, коррекцию параметров и оценку пределов действия принципа эквивалентности.

Численным способом определяются количество слоев (реально проявляющихся по данным зондирования), их мощности и удельные сопротивления. Далее производится коррекция параметров каждого слоя, начиная с первого. В процессе коррекции повторяется весь цикл послышной интерпретации, оценивается сходимость расчетных данных с исходными в диапазоне эффективного проявления каждого слоя и определяются пределы S - и T -эквивалентности. Кроме того, предусматриваются статистические испытания интерпретирующей системы. С этой целью на ее входе моделируются случайные ошибки измерений. В результате «раскачки» исходных данных в пределах погрешности полевых измерений и многократного повторения послышной интерпретации получают более объективные данные о верхнем и нижнем пределах искоемых параметров.

На этапе геологического истолкования (второй пакет программ) прослеживаются геоэлектрические границы, оптимизируется их поведение в рамках допустимых физических решений и проводится стратиграфическая привязка к известным горизонтам. Границы прослеживаются на основе взаимной корреляции обобщенных параметров S , T , H с учетом их латеральной изменчивости и условий гладкости границ. При этом используются данные бурения, ГИС, параметрические наблюдения и другая необходимая информация. С помощью системы «Зонд» получают следующие данные.

1. Мощности и удельные сопротивления слоев геоэлектрического разреза с оценкой пределов эквивалентности решения.
2. Значения продольной проводимости S , поперечного сопротивления T , среднего продольного ρ_l и поперечного ρ_n сопротивлений, а также ΔS , ΔT , ρ_Δ для любой заданной промежуточной толщи.
3. Эффективные параметры (кажущиеся сопротивления, проводимости, дифференциальные сопротивления и др.) для построения качественных карт и разрезов.

Результаты интерпретации могут выдаваться как в числовом, так и графическом виде с помощью графопостроителя «Атлас». Программы составлены на языке ФОРТРАН-IV и отлажены в системе ОС на ЭВМ серии ЕС. Время обработки 100 зондирований на ЭВМ ЕС 1055 без статистического анализа эквивалентности составляет 15—20 мин, а в режиме со статистическим анализом 100—200 мин. Объем памяти при обработке 100 зондирований — 160 Кбайт.

Применение интерпретирующих систем позволяет существенно повысить эффективность геологоразведочных работ, особенно при больших объемах геофизических исследований.

§ 73. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Электромагнитное профилирование применяют на стадии поисков месторождений полезных ископаемых, а также при геологическом картировании и на этапе предварительных инженерно-геологических и гидрогеологических изысканий. Объектом поисков являются рудные зоны или залежи, контакты, разломы, крутопадающие пласты, карстовые полости и трещиноватые зоны, древние русла, локальные подземные водотоки и др. Глубинность исследования в зависимости от решаемой задачи составляет первые десятки или первые сотни метров. Исключением является магнитотеллурическое профилирование, которое применяют для регионального картирования крупных структур и изучения поверхности кристаллического фундамента.

При исследовании верхней части разреза в пределах единиц и первых десятков метров обычно используют модификации электрического профилирования, основанные на изучении постоянного и низкочастотного полей, а также методы вызванной поляризации, естественного электрического поля, радиоволнового и индукционного профилирования, в том числе аэроэлектроразведочные варианты.

Для поисков и картирования объектов, залегающих на глубинах 200—300 м, используют фазовые измерения поля вызванной поляризации, метод переходных процессов и модификации профилирования с использованием скважин. Глубокозалегающие (до 1000 м) рудные тела обнаруживают по данным зондирования и исследуют с помощью таких скважинных методов, как метод заряда на постоянном и переменном токе, методы электрической корреляции и радиоволнового просвечивания.

Наблюдения выполняют, как правило, вдоль параллельных профилей, ориентированных вкрест простирания искомого объекта. Однако возможны и другие варианты прокладки профилей, например вдоль простирания, веером от скважины, по системе лучей от общей точки при круговых наблюдениях. Расстояния между профилями и точками наблюдений выбирают в зависимости от размеров искомого тела и глубины их залегания. Согласно общим требованиям, аномальная зона над иско-

мым объектом должна быть подтверждена минимум двумя профилями и на каждом из них не менее чем в двух смежных точках наблюдения.

Результаты профилирования оформляют в виде графиков изменения характерных эффективных параметров. К ним относятся: кажущееся или эффективное сопротивление ρ_k или $\tilde{\rho}$, кажущаяся поляризуемость η_k , относительный фазовый сдвиг $\varphi_{ВП}$ в поле ВП, потенциал естественного поля $U_{ЕП}$ или заряженного рудного тела $U_{ЗТ}$, импеданс E_x/H_y (или E_φ/H_r), отношение H_z/H_{z_0} вертикальной составляющей магнитного поля к его нормальному значению, отношение H_a/H_b (или a/b) полуосей эллипса поляризации, угол наклона γ большей полуоси эллипса поляризации к горизонту, амплитуда приведенных сигналов (ЭДС) $\mathcal{E} = \Delta V(t)/I$ в поле переходных процессов и др. Выбор параметра определяется методикой наблюдения. Однако в большинстве случаев там, где это возможно, предпочитают вычислять единый унифицированный параметр — эффективное, или кажущееся сопротивление как наиболее объективный показатель свойств геоэлектрического разреза.

Наряду с графиками строят карты эффективных параметров, в том числе: изоом для фиксированного действующего расстояния, равных ЭДС (при МПП), эквипотенциальных линий (при ЕП и МЗТ), равных фазовых углов (при ВП) и графиков профилирования, которые позволяют составить представление о площадном изменении геоэлектрических свойств изучаемого района.

По результатам профилирования обычно дают качественное заключение о разрезе, т. е. определяют местоположение искомого объекта и его пространственные характеристики: простирание, падение и примерные размеры. В отдельных случаях возможна и количественная интерпретация: определение мощности покрывающих отложений, глубины залегания искомого рудного тела и вычисление параметра, характеризующего его электрическую проводимость и примерные поперечные размеры. В отличие от данных зондирования эти параметры имеют в большинстве случаев оценочный характер.

§ 74. ПРИЕМЫ ВЫЧИСЛЕНИЯ ЭФФЕКТИВНЫХ ПАРАМЕТРОВ

Во многих модификациях электропрофилирования поле возбуждают с помощью заземленного кабеля длиной AB и измеряют разность потенциалов или ЭДС (ΔU) в заземленной приемной линии MN . Для постоянного и низкочастотного полей величину ΔU в однородном полупространстве можно вычислить (см. § 9) по формуле

$$\Delta U = \frac{I\rho}{2\pi} \left(\frac{1}{AM} - \frac{1}{AN} - \frac{1}{BM} + \frac{1}{BN} \right),$$

где AM , AN , BM , BN — расстояния от питающих электродов до приемных. Отсюда выводят формулу для определения эффективного, или кажущегося, сопротивления

$$\rho_k = 2\pi \left(\frac{1}{AM} - \frac{1}{AN} - \frac{1}{BM} + \frac{1}{BN} \right)^{-1} \frac{\Delta U}{I}, \quad (74.1)$$

$$\rho_k = (K\Delta U)/I, \quad (74.2)$$

где $K = 2\pi (1/AM - 1/AN - 1/BM + 1/BN)^{-1}$ — коэффициент установки. В частном случае для трехэлектродной линейной и симметричной четырехэлектродной установок

$$K = 2\pi \frac{AM \cdot AN}{MN}, \quad K = \pi \frac{AM \cdot AN}{MN}.$$

Формула (74.1) справедлива для постоянного поля. В случае обработки результатов наблюдений с низкочастотной аппаратурой АНЧ-3, ВПФ и др. эту формулу используют при условии, что величина разноса r (в км) меньше, чем длина волны в среде на рабочей частоте f (в Гц): $r < \sqrt{10\rho_{\text{ср}}f}$, где $\rho_{\text{ср}}$ — среднее удельное сопротивление эффективной толщи пород. Это условие характеризует ближнюю зону, где структура переменного электрического поля формально тождественна структуре постоянного поля (см. § 55).

В ряде модификаций электромагнитного профилирования, основанных на изучении поля удаленных источников (радиоволновое, индукционное, магнитотеллурическое профилирование) или двух погруженных электродов, первичное поле с достаточной для практики точностью аппроксимируется плоским полем. В этом случае применяют импедансный способ измерения (см. § 11, 56, 59) и кажущееся сопротивление вычисляют по формулам

$$\rho_k = \frac{0,127}{f} \left| \frac{E_x}{H_y} \right|^2, \quad \rho_k = \frac{0,127}{5} \left| \frac{E_r}{H_\varphi} \right|^2, \quad (74.3)$$

где f — частота, Гц; $|E_x|$, $|E_r|$ — в мкВ/м; $|H_y|$, $|H_\varphi|$ — в мА/м.

Приемы расчета нормального поля в дальней и ближней зонах и вычисления кажущихся (эффективных) сопротивлений для разных типов установок даны в § 56, 59.

В более общем случае, когда измерения выполнены вблизи источника или на ограниченном расстоянии от него, рекомендуется вычислять эффективное сопротивление $\tilde{\rho}$ (А. В. Вешев, 1980). Оно аналогично кажущемуся сопротивлению в модификации профилирования на постоянном токе и численно равно удельному сопротивлению фиктивной однородной среды, при измерении над которой в датчиках поля регистрируются такие

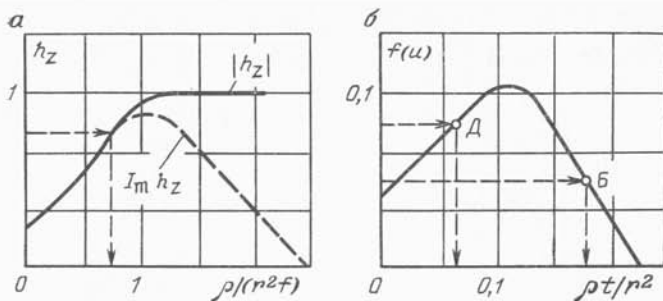


Рис. 119. Схема определения эффективного сопротивления с помощью частотных (а) и переходных (б) характеристик.

Б — ближняя зона; Д — дальняя зона

же ЭДС, как и на поверхности неоднородной среды. Для его вычисления используют пространственно-частотные или переходные (пространственно-временные) характеристики поля конкретных источников в однородном изотропном полупространстве. Они представляют собой графики зависимости относительных компонент поля от параметров типа $\tilde{\rho}/r^2f$ или $\tilde{\rho}t/r^2$ (см. § 56, 59, рис. 88, 89). При обработке результатов наблюдений компоненты поля находят по данным измерений и, зная разность r установки, частоту f или время наблюдения t переходного процесса, определяют одно неизвестное — $\tilde{\rho}$, которое будет иметь смысл эффективного сопротивления. Величины r , f и t подбирают таким образом, чтобы параметр $\tilde{\rho}/(r^2f)$ или $\tilde{\rho}t/r^2$ находился в интервале восходящей или нисходящей ветви характеристики, что соответствует либо дальней, либо ближней зоне. Компоненты поля в средней промежуточной части характеристики, как видно на рис. 88, 89, слабо зависят от изменения удельного сопротивления среды, и в этом интервале нельзя однозначно найти величину эффективного сопротивления.

Схема определения $\tilde{\rho}$ с помощью частотных и переходных характеристик показана на рис. 119. Подобные характеристики составлены для наиболее употребительных источников: электрического и магнитного диполей, длинного кабеля, петли большого размера. Они опубликованы в виде графиков и таблиц в соответствующих пособиях и в инструкции по электроразведке (А. В. Вешев, 1965, 1980; А. В. Вешев и др., 1971; Г. С. Франтов и др., 1978; Ф. М. Каменецкий и др., 1976; В. А. Сидоров и др., 1972).

При обработке результатов МПП в петлевом варианте кажущуюся электропроводность $\sigma_K = 1/\rho_K$ (См/м) вычисляют по асимптотической формуле

$$\sigma_K = 800t / (l^2 \tau_K), \quad (74.4)$$

где $\tau_k = [111,4 l / (t \mathcal{E})]^{2/3}$ с⁻¹; l — половина длины стороны квадратной петли, м; $\mathcal{E} = \Delta V(t) / I$ — приведенное значение ЭДС, В/А; t — время переходного процесса, с.

Способы вычисления производных эффективных параметров (дифференциального кажущегося сопротивления, дифференциальной кажущейся поляризуемости, кажущейся проводимости, а также нормированных производных и др.) описаны в § 60, 66.

§ 75. ТИПИЧНЫЕ ГРАФИКИ ПРОФИЛИРОВАНИЯ И ИХ ИСТОЛКОВАНИЕ

Аномальные электромагнитные поля над крутопадающими контактами, жилами или локальными объектами априори изучают на основе либо теоретических расчетов путем решения прямых задач (гл. VII, VIII), либо физического и полигонного моделирования (§ 62). Теоретические и экспериментальные графики эффективных параметров, полученные над моделями различных сред, служат эталонами для сравнения при интерпретации электромагнитных аномалий. Форма и амплитуда аномалий в общем случае зависят от многих факторов: строения геоэлектрического разреза, соотношения электрических и магнитных свойств искомого объекта и вмещающих пород, типа источника и структуры первичного поля. Поэтому приемы истолкования аномалий постоянных и переменных электромагнитных полей удобнее рассмотреть отдельно.

При истолковании результатов **электрического профилирования** на постоянном или низкочастотном переменном токе (ЭП, ДЭП, КЭП и др.) главное внимание обращают на гальванические эффекты, обусловленные индуцированными зарядами, возникающими на поверхностях раздела. Образование этих зарядов не надо путать с явлением вызванной поляризации. После выключения тока они исчезают практически мгновенно. Если ток пересекает границу по нормали, то в силу непрерывности тока на границе происходит скачок напряженности электрического поля, пропорциональный соотношению удельных сопротивлений контактирующих сред. Действительно,

$$j_{n1} = j_{n2} \text{ или } E_{n1} / \rho_1 = E_{n2} / \rho_2.$$

Отсюда

$$E_{n1} / E_{n2} = \rho_1 / \rho_2. \quad (75.1)$$

Поскольку кажущееся сопротивление изменяется пропорционально напряженности поля, то на графиках электропрофилеирования этот скачок отражается в виде аномалии. В реальных условиях кажущееся сопротивление увеличивается в сторону

пород с высоким удельным сопротивлением и уменьшается в сторону пород с низким удельным сопротивлением (см. рис. 73, 76, 79, 120).

Аномалии кажущейся поляризуемости имеют, как правило, противоположный знак, т. е. аномалиям пониженных значений кажущегося сопротивления соответствуют аномалии высоких значений кажущейся поляризуемости и наоборот (см. рис. 39, 120). «Противофазность» аномалий ρ_k и η_k объясняется тем, что кажущееся сопротивление пропорционально напряженности первичного поляризующего поля, тогда как кажущаяся поляризуемость обратно пропорциональна ему:

$$\rho_k = 2\pi r^2 (E/I), \quad \eta_k = E_{\text{вп}}/E. \quad (75.2)$$

Электрические аномалии около контакта и у поверхности земли лучше всего расшифровываются при анализе плотности тока. Известно, что ток концентрируется около проводящих границ (ибо со стороны источника на них образуются отрицательные заряды) и особенно сильно — вблизи острых проводящих клиньев, которые подобны отрицательно заряженным линейным электродам. Над такими участками происходит усиление поля и, как следствие, увеличение кажущегося сопротивления. Подобные аномалии показаны на рис. 73, 76, 79, 120, а. Около непроводящих или плохо проводящих стенок, положительно заряженных со стороны источника, токовые линии разрезаются, вследствие чего напряженность поля падает, и кажущееся сопротивление уменьшается.

Ключом для расшифровки электрических аномалий может служить соотношение между кажущимся сопротивлением и плотностью тока j_{MN} на участке измерительной линии MN

$$\rho_k = \rho_1 \frac{E_{MN}}{E_1} = \rho_1 \frac{\rho_{MN} j_{MN}}{\rho_1 j_1} = \rho_{MN} \frac{j_{MN}}{j_1}, \quad (75.3)$$

где ρ_{MN} — эффективное удельное сопротивление на участке MN ; j_1 — плотность тока в однородной среде. Типичные графики электропрофилирования могут быть легко истолкованы с помощью формул (75.1) — (75.3). Формула (75.3) показывает также, что неоднородности верхней части разреза могут служить причиной возникновения местных аномалий — помех, мешающих выделению полезной информации.

Аномалии естественного электрического поля (ЕП) возникают под влиянием природных факторов, и для их расшифровки необходимо хорошее знание геологической обстановки. Согласно материалу § 7, над электропроводящими рудными телами, как правило, наблюдаются минимумы потенциала естественного поля. Амплитуда аномалий зависит от многих факторов, в первую очередь, от глубины залегания верхней кромки рудного тела (см. § 7, 50). Фильтрационные потенциалы нара-

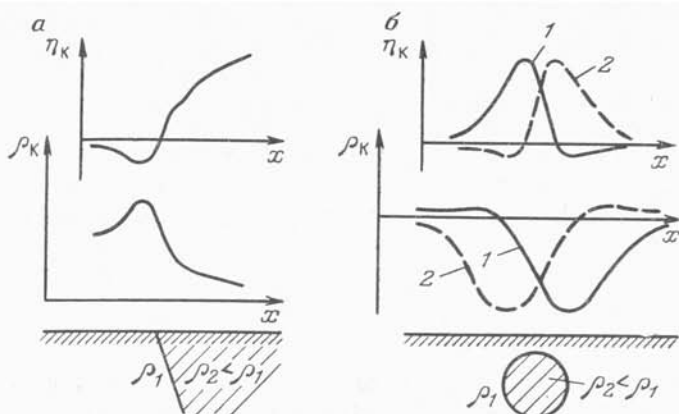


Рис. 120. Графики кажущихся сопротивлений и поляризуемости при электропрофилировании трехэлектродной установкой через контакт (а) и комбинированной установкой над проводящим шаром (б).

1 — прямая установка АМN; 2 — обратная установка МNВ

стают вдоль потока пресных вод. Так, над восходящими водотоками наблюдаются максимумы, а над утечками воды в коренные породы — минимумы. Потенциалы возрастают также вдоль подземного потока, что можно наблюдать вблизи водохранилищ, вдоль склонов и около карстовых воронок.

При истолковании результатов **индукционного профилирования** (ДЭМП, МПП, радиокип и др.) гальванические и индукционные эффекты необходимо учитывать в совокупности. Предположим, что переменное электромагнитное поле возбуждается в земле индуктивным способом (с помощью магнитного диполя или незаземленной петли). В этом случае в горных породах возникают следующие процессы:

- 1) под действием переменного магнитного поля в проводящих частях земли, в том числе в наносах и рудных телах, образуются вихревые электрические токи;
- 2) вихревые токи концентрируются в локальных проводниках и обтекают непроводящие объекты;
- 3) все горные породы намагничиваются в переменном магнитном поле;
- 4) в поле инфранизких частот появляется ЭДС вызванной поляризации, а при очень высоких частотах — токи смещения.

Таким образом, аномальная часть поля складывается из полей вихревых токов, текущих в покровных отложениях и индуцированных в локальных проводниках; поля электрических зарядов, возникающих на поверхностях раздела, которые пересекают электрический ток, и поля магнитных зарядов, индуциро-

ванных первичным полем на границах сред с различной магнитной проницаемостью. Соотношение интенсивностей указанных аномалий определяется типом источника, расстоянием от его центра до проводящих и магнитных пород, свойствами пород и частотой поля.

При этом, если аномальные магнитные поля возникают за счет перераспределения вихревых токов и их концентрации в объектах с большей проводимостью, то подобные аномалии называют кондуктивными или **аномалиями электрического типа**. Они наблюдаются над разломами, трещиноватыми зонами, древними руслами или эрозионными впадинами, заполненными рыхлым увлажненным материалом, а также над пластами углей, графитизированных сланцев и некоторыми рудами, имеющими конечную проводимость.

Другая группа аномалий образуется под влиянием вихревых токов, наведенных в локальном проводнике, и его индукционного намагничивания. Подобные аномалии называют индуктивными или **аномалиями магнитного типа**. По форме они ничем не отличаются от кондуктивных. Однако основные их элементы (амплитуда, ширина, расстояние между боковыми экстремумами) количественно связаны с проводимостью и элементами залегания рудного тела, что дает возможность использовать их для количественной интерпретации.

Для разделения эффектов, обусловленных влиянием вихревых токов и индукционным намагничиванием, наблюдения проводят при разных частотах. На рис. 121 показаны графики ДЭМП над залежью магнетитовых руд с магнитной проницаемостью $\mu > 1,5 \mu_0$. Разнос диполей составлял 60 м. При относительно высокой частоте $f = 32$ кГц отчетливо проявляется аномалия магнитного типа, обусловленная вихревыми токами, наведенными в рудном теле, а при относительно низких $f = 0,5 \div 2$ кГц — положительная аномалия, связанная с индукционным намагничиванием.

Для разделения эффектов, обусловленных влиянием вихревых токов и индукционным намагничиванием, наблюдения проводят при разных частотах. На рис. 121 показаны графики ДЭМП над залежью магнетитовых руд с магнитной проницаемостью $\mu > 1,5 \mu_0$. Разнос диполей составлял 60 м. При относительно высокой частоте $f = 32$ кГц отчетливо проявляется аномалия магнитного типа, обусловленная вихревыми токами, наведенными в рудном теле, а при относительно низких $f = 0,5 \div 2$ кГц — положительная аномалия, связанная с индукционным намагничиванием.

Форма и величина аномалии зависят также от расположения источника и приемника. Если магнитные диполи разнесены один от другого (как в ДЭМП), то над проводящим рудным телом

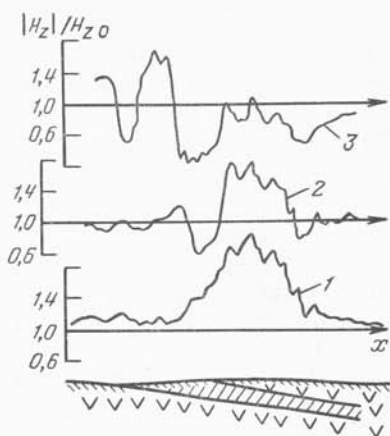


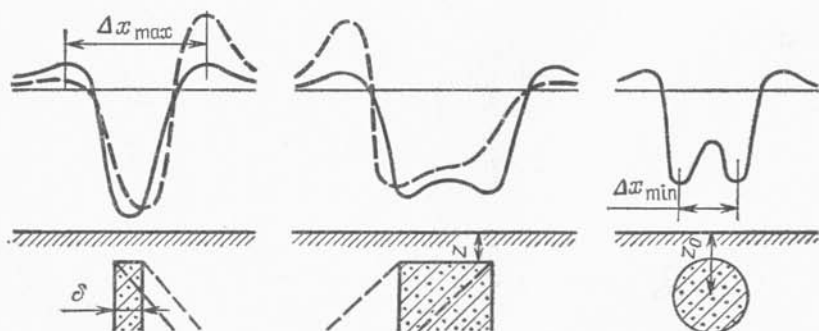
Рис. 121. Графики ДЭМП ($r = 60$ м) над магнетитовой жиллой, залегающей среди долеритов (по Г. С. Франтову).

Рабочие частоты f , кГц: 1 — 0,5; 2 — 2, 3 — 32

наблюдается минимум вертикальной составляющей H_z/H_{z0} магнитного поля, а по обеим сторонам от него — небольшие максимумы (рис. 122). Над наклонными жилами графики аномалий несимметричны. Аналогичный вид имеют и графики эффективного сопротивления $\tilde{\rho}$, вычисленного по значениям H_z/H_{z0} . Преимущество параметра $\tilde{\rho}$ состоит в том, что его величина не зависит от мощности источника. Эффективное сопротивление является объективным показателем результатов измерений, что дает возможность качественно оценивать аномалии и сравнивать их как между собой, так и с расчетными эталонами (А. В. Вешев, 1980).

Если измерения выполнены в середине петли большого радиуса (как в модификациях незаземленной петли и петлевым варианте МПП), то над проводящим рудным телом вертикальная составляющая H_z имеет максимум, а горизонтальная составляющая H_x — нулевое значение и два боковых разнополярных экстремума (см. рис. 56, б; 123, а). В этом случае магнитные аномалии за счет вихревых токов и индукционного намагничивания складываются. График дипольного варианта МПП имеет минимум H_z (рис. 123, б).

При изучении поля удаленных источников, заземленного электрического диполя или длинного кабеля различают E и H -поляризованные поля. E -поляризованным условно называют такое первичное поле, в котором вектор \vec{E} направлен параллельно простиранию объекта. Оно возбуждается электрическим диполем или заземленным кабелем, ось которого вытянута вдоль простирания, а также удаленным магнитным диполем. H -поляризованным называют такое первичное поле, в котором вектор \vec{H} направлен по простиранию пород, а вектор \vec{E} — вкrest прости-



ном профилировании над вертикальными и наклонными пластами и шаром
Рис. 122. Форма типичных аномалий $|H_z|/H_{z0}$ при дипольном электромагнитном (по В. Х. Захарову)

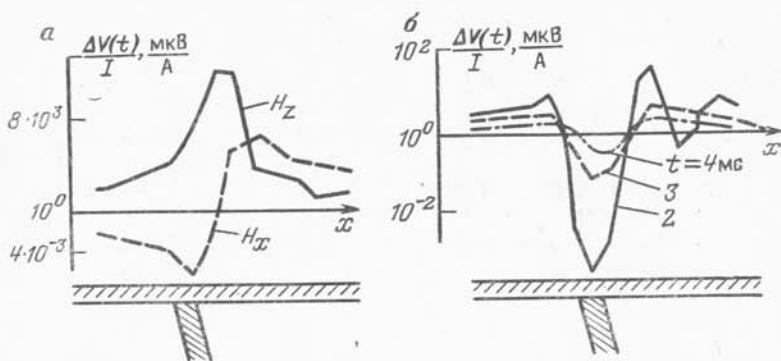


Рис. 123. Графики аномалий H_x и H_z для петлевого варианта (а) и H_x для дипольного варианта (б) МПП над зоной оруденения (по А. К. Аузину)

рания. В этом случае, очевидно, оси диполя или кабеля перпендикулярны вытянутому объекту.

В случае **E -поляризации** вихревые электрические токи, индуцированные в земле, направлены преимущественно вдоль простираения. Если объект проводящий, то за счет концентрации в нем электрических токов образуется аномальное магнитное поле. На поверхности земли над таким объектом можно наблюдать максимум поперечной составляющей H_x , а по обеим сторонам от него — небольшие минимумы, обусловленные уменьшением плотности вихревых токов за счет оттока энергии в проводящее тело (рис. 124, а, в). Аналогичные аномалии возникают над контактом двух сред (рис. 124, г). Вертикальная составляющая H_z над объектом равна нулю, а по бокам от него имеет два экстремума, свидетельствующие о концентрации продольных вихревых токов в верхней части рудного тела.

Объект высокого удельного сопротивления, например, кварцевая жила или дайка, слабо проявляется в E -поляризованном поле. Он как бы вытесняет токовые линии из своего объема, вследствие чего по бокам от него образуются небольшие максимумы поперечной составляющей H_x (рис. 124, б).

Существенное влияние на форму аномалий могут оказать поля-помехи, которые возникают вблизи искусственных проводников (трубопроводов, подземных кабелей, линий электропередач и пр.), а также над неровными формами рельефа. Например, вследствие концентрации токов под хребтами над ними появляются дополнительные максимумы H_x , а над долинами — минимумы. Причем влияние рельефа усиливается при высокой частоте, вследствие скин-эффекта.

В случае **H -поляризации** магнитное поле направлено вдоль простираения, электрический ток пересекает поверхности раздела и на них образуются индуцированные заряды, создающие

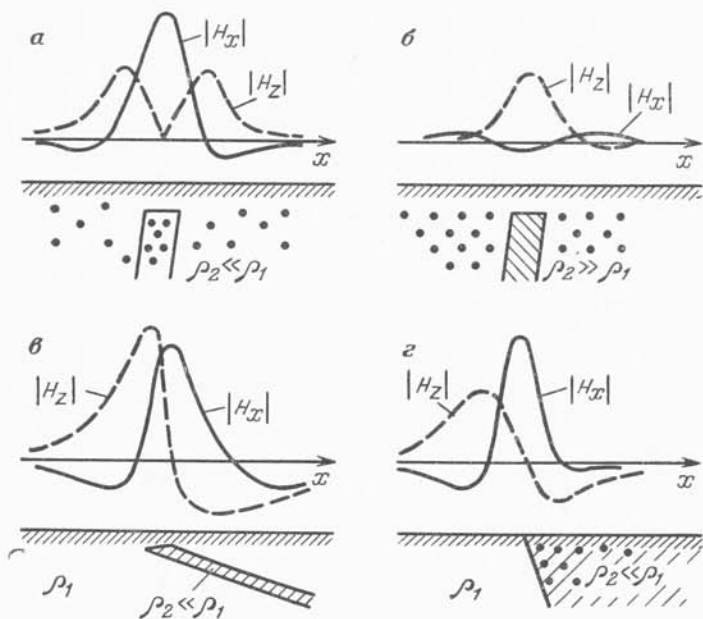


Рис. 124. Типичные аномалии магнитного поля при E -поляризованном поле.

a — проводящий пласт; $б$ — непроводящая дайка; $в$ — наклонная жила; $г$ — контакт двух сред

аномальное электрическое поле. Над хорошо проводящими рудными телами будет наблюдаться минимум поперечной составляющей E_x , а над плохо проводящей жилой — максимум (рис. 125). Аномалии H_x в этом случае не возникают. Рельеф местности здесь проявляется в виде увеличения составляющей E_x над долинами и уменьшения — над хребтами.

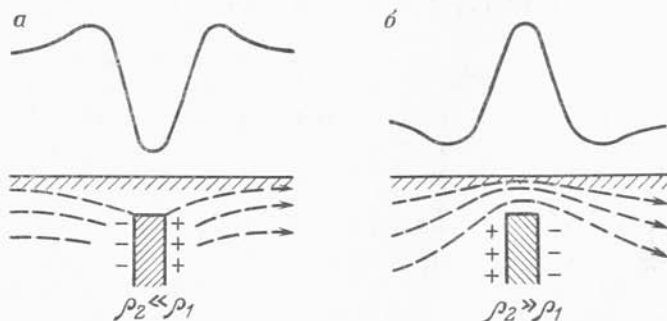


Рис. 125. Типичные аномалии E_x электрического поля при H -поляризованном поле.

a — проводящая жила; $б$ — непроводящая жила; пунктиром показаны токовые линии

На характер аномального поля оказывают влияние экранирующие наклонные пропластки и соседние проводящие тела. Помимо воздействия локальных объектов могут наблюдаться региональные эффекты, обусловленные перераспределением вихревых токов низкой частоты в окружающей среде, например, за счет их утечки в подземные долины и впадины. Подобные явления наблюдаются, когда длина волны в несколько раз превышает расстояние до этих долин.

Типичные аномалии описаны в книгах А. К. Аузина (1977), А. В. Вешева (1980), В. Х. Захарова (1975), а также в методических руководствах по ДЭМП (под ред. Г. С. Франтова, 1978) и МПП (под ред. Ф. М. Каменецкого, 1976).

§ 76. ПРИЕМЫ КОЛИЧЕСТВЕННОЙ ИНТЕРПРЕТАЦИИ

Результаты электрического и индукционного профилирования можно использовать для количественной оценки некоторых параметров разреза, например, определения мощности наносов, глубины залегания эквивалентного шара или верхней кромки пласта, вычисления параметра α , характеризующего эквивалентную проводимость искомого объекта. Рассмотрим некоторые типичные приемы интерпретации.

Для определения мощности хорошо проводящих наносов можно воспользоваться данными симметричного электропрофилирования с двухразносной установкой АА'МNB'В. Фактически эти данные представляют собой результат зондирования с двумя разносами. Если предположить, что кажущиеся сопротивления $\rho_{к1}$ и $\rho_{к2}$, измеренные на двух разносах $r_1 = A'B'/2$ и $r_2 = AB/2$, лежат на восходящей ветви кривой ВЭЗ, то по асимптотической формуле (Б. К. Матвеев, 1974) можно вычислить продольную проводимость наносов

$$S_1 \approx \frac{r_1 r_2}{\rho_{к1} \rho_{к2}} \frac{\rho_{к2} - \rho_{к1}}{r_2 - r_1}. \quad (76.1)$$

Затем на логарифмическом бланке проводят линию S_1 и отмечают точки $\rho_{к1}$ и $\rho_{к2}$. Пользуясь двухслойной палеткой, в соответствии с правилами интерпретации кривых ВЭЗ находят однозначно величины h_1 и ρ_1 . Аналогичные результаты можно получить без палетки по точке пересечения линии S_1 и прямой, проходящей через две заданные точки. В последнем случае точность интерпретации будет несколько ниже. Удельное сопротивление подстилающих (коренных) пород оценивают приближенно по асимптотическим формулам

$$\rho_2 \approx r_1 (r_1 / \rho_{к1} - S_1) \quad \text{или} \quad \rho_2 \approx (r_2 - r_1) / (r_2 / \rho_{к2} - r_1 / \rho_{к1}). \quad (76.2)$$

Описанный алгоритм можно легко запрограммировать.

Если наносы имеют более высокое удельное сопротивление, чем подстилающие породы, то для их изучения целесообразно использовать индукционное профилирование.

Определение мощности покрывающего слоя в случае хорошо проводящего основания

Фактически данная задача сводится к определению глубины залегания кровли проводящего основания. Согласно принципу эквивалентности по H , эта задача однозначно решается методом дипольного электромагнитного профилирования (ДЭМП).

Существуют несколько способов определения мощности h_1 покрывающего слоя. Наиболее надежный из них — по данным двухчастотных измерений, выполненных в дальней зоне, когда разнос диполей r в 3—5 раз превышает мощность изучаемого слоя. Этот случай соответствует мини-ЧЗ. По двум точкам ниспадающей ветви кривой ЧЗ мощность h_1 определяется (Б. К. Матвеев, 1974) по асимптотической формуле

$$h \approx 356 \sqrt{T_1 T_2} (\sqrt{\rho_{к2}} - \sqrt{\rho_{к1}}) / (\sqrt{T_2} - \sqrt{T_1}), \quad (76.3)$$

где $\rho_{к1}$, $\rho_{к2}$ — кажущиеся (или эффективные) сопротивления для периодов T_1 и T_2 соответственно.

Если подстилающий слой близок к идеальному проводнику ($\rho_2 \ll \rho_1$), то

$$h_1 \approx 356 \sqrt{T_1 \rho_{к1}}. \quad (76.4)$$

При импедансных измерениях

$$h_1 \approx \frac{159}{\sqrt{f_1 f_2}} \frac{|Z_1| \sqrt{f_2} - |Z_2| \sqrt{f_1}}{\sqrt{f_1} - \sqrt{f_2}}, \quad (76.5)$$

где $|Z| = |E_\varphi / H_r|$ или $|E_r / H_\varphi|$ — импеданс на частотах f_1 и f_2 ($f_1 > f_2$).

В случае идеально проводящего основания

$$h_1 \approx 796 |Z|^{-1}. \quad (76.6)$$

Кроме того, для определения h_1 используют отношение $|H_z / H_r|$ вертикальной и горизонтальной составляющих магнитного поля, а также угол наклона большей оси эллипса поляризации относительно горизонта. Мощность слоя h_1 находят с помощью вспомогательных номограмм, рассчитанных для двухслойной среды.

Определение глубины залегания шара, цилиндра, вертикального пласта

Некоторые целостные объекты или скопления жил и пропластков, дающих единую аномалию, можно в первом приближении аппроксимировать одним телом правильной геометрической

формы — шаром, цилиндром, вытянутой призмой прямоугольного сечения (пластом) — и применить для интерпретации простые алгоритмы, найденные в результате решения прямых и обратных задач. Такой прием широко используют при интерпретации аномалий электрического и индукционного профилирования.

Как было показано в § 49, проводящий (или непроводящий) шар отражается на графиках симметричного профилирования четкой аномалией в виде симметричного минимума (или максимума) и двух небольших боковых экстремумов. По абсциссе бокового экстремума x_3 [x — расстояние от эпицентра шара (см. рис. 79)], можно найти глубину залегания его центра

$$z_0 \approx 0,82x_3, \quad (76.7)$$

а по величине полной аномалии

$$A = |\rho_{\text{км}} - \rho_{\text{кэ}}| / \rho_1$$

радиус шара

$$a \approx z_0 \sqrt[3]{A/2,1|k|}. \quad (76.8)$$

Здесь $\rho_{\text{км}}$ — как минимальное, так и максимальное значение ρ_k ; $|k| = |(\rho_2 - \rho_1) / (2\rho_2 + \rho_1)|$ — соотношение удельных электрических сопротивлений шара ρ_2 и вмещающей среды ρ_1 . Практически для хорошо проводящего шара ($\rho_2 = 0$) можно принять $|k| \approx 1$, а для плохо проводящего $|k| \approx 1/2$.

Приемы определения глубины залегания поляризованных тел по данным съемки естественного электрического поля описаны в § 50. Наиболее надежным из них считается способ касательных (А. С. Семенов, 1980), основанный на использовании параметра m (см. рис. 81). Так, глубина залегания центра эквивалентного шара

$$z_0 \approx 0,86m, \quad (76.9)$$

осевой линии горизонтального цилиндра —

$$z_0 \approx 0,6m. \quad (76.10)$$

Глубина залегания верхней кромки вертикального пласта и верхней части столбообразной залежи

$$z \approx 0,55m, \quad z \approx 0,5m. \quad (76.11)$$

Для количественных оценок в методе ДЭМП используют эмпирические зависимости, найденные В. Х. Захаровым (1975) по данным физического моделирования. Аномалия ДЭМП над эквивалентным шаром имеет два боковых минимума (см. рис.

122, в), расстояние Δx_{\min} между которыми используют для определения глубины залегания центра шара:

$$z_0 \approx \sqrt{r^2 - \Delta x_{\min}^2} / 2, \quad (76.12)$$

где r — разнос рамок.

Относительно тонкий проводящий пласт отмечается на графиках ДЭМП минимумом и двумя боковыми максимумами (см. рис. 122, а), расстояние Δx_{\max} между которыми и величина разности r входят в формулу для определения глубины залегания верхней кромки пласта

$$z \approx (\Delta x_{\max} - r) / 2. \quad (76.13)$$

В методе переходных процессов для определения глубины залегания рудных тел анализируют результаты детальных наблюдений в рамочно-петлевом варианте. Глубину залегания центра эквивалентного шара находят по формуле

$$z_0 \approx b_x \approx b_z, \quad (76.14)$$

осевой линии цилиндра —

$$z_0 \approx 0,87b_x \approx b_z, \quad (76.15)$$

где b_z — ширина аномалии вертикальной составляющей H_z на уровне половины ее максимума; b_x — расстояние между экстремумами горизонтальной составляющей H_x .

Определение обобщенного показателя аномалии α

Показатель α , характеризующий суммарные качества (электропроводность и поперечные размеры) проводников различной формы, вычисляют по результатам электромагнитного профилирования в модификациях незаземленной петли (НП) и переходного процесса (МПП). Связь показателя α с параметрами рудного тела находят так. В частотном режиме (см. § 9) характерным показателем аномального поля служит параметр

$$p^2 = |k|^2 Q = (2\pi \sqrt{2}/\lambda)^2 Q = \omega \mu_0 \sigma Q,$$

где $|k|$ — модуль волнового числа; Q — площадь характерного сечения объекта, порождающего аномалию; σ — удельная электропроводимость объекта; $\lambda = \sqrt{10^7 T \rho}$ — длина волны в объекте; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м.

Амплитуда аномального поля для фиксированной частоты f будет зависеть от показателя

$$\alpha' = p^2 / \omega = \sigma \mu_0 Q, \quad (76.16)$$

который фактически является критерием подобия аномалий над проводниками разной формы (измеряется в секундах). Расчеты и моделирование показывают, что при одинаковых значениях α'

частотные характеристики аномальных полей практически совпадают. Для шара, цилиндра и пласта экспериментально установлены соответственно соотношения

$$\alpha' = (\sigma\mu_0 a^2)/2, \quad \alpha' = \sigma\mu_0 a^2, \quad \alpha' = (\sigma\mu_0 hl)/2,$$

где a — радиус эквивалентного шара или цилиндра; h — мощность пласта; l — линейный размер пласта по падению.

Отсюда следует, что после определения по данным наблюдения показателя α' можно вычислить примерные поперечные размеры эквивалентного подземного проводника. Показатель α' находят с помощью частотных характеристик аномальных полей (А. К. Аузин, 1977).

В неустановившемся режиме (см. § 10) характерным показателем аномального поля служит параметр

$$u^2 = (2\pi\sqrt{2}/\tau)^2 Q = \sigma\mu_0 Q/t,$$

где $\tau = \sqrt{10^7 2\pi l \rho}$ — параметр становления поля в проводнике.

Амплитуда аномального поля для фиксированного момента времени t будет зависеть от объективного показателя

$$\alpha = (u^2 t)^{-1} = (\sigma\mu_0 Q)^{-1}. \quad (76.17)$$

Показатель α измеряется в с^{-1} . Он является критерием подобия аномалий над различными проводниками, находящимися в неустановившемся поле, и вместе с тем показывает скорость затухания регистрируемого сигнала. Экспериментально установлены следующие соотношения для проводников правильной геометрической формы (шара, цилиндра и наклонного пласта):

$$\alpha = (\sigma\mu_0 a^2)^{-1}, \quad \alpha = (1,8\sigma\mu_0 a^2)^{-1}, \quad \alpha = (2\mu_0 S l)^{-1},$$

где a — радиус эквивалентного шара или цилиндра; l — линейный размер пласта по падению; $l \gg h$ (h — мощность пласта); $S = h/\rho = \sigma h$ — проводимость пласта.

Показатель α находят по данным полевых наблюдений с помощью переходных характеристик аномального поля. Определение этого показателя дает возможность составить некоторое представление о поперечных размерах природного проводника и объеме полезного ископаемого. В целом эта связь очень сложна. Однако по данным опытных исследований установлено, что при $\alpha < 40 \text{ с}^{-1}$ и радиусе эквивалентного шара $a > 25 \text{ м}$ аномалии свидетельствуют о наличии крупных и средних по запасам рудных зон.

§ 77. ПРИМЕНЕНИЕ ЭВМ ДЛЯ ОБРАБОТКИ И ИНТЕРПРЕТАЦИИ РЕЗУЛЬТАТОВ ПРОФИЛИРОВАНИЯ

ЭВМ применяют как на стадии обработки материалов полевых наблюдений, так и при их истолковании. При обработке вычисляют эффективные и кажущиеся сопротивления, оценивают

погрешность измерений, выполняют статистическую обработку данных измерений, а также строят графики, качественные карты и вычерчивают их с помощью автоматических печатающих устройств или графопостроителей. Фактически для любой модификации электромагнитного профилирования можно составить программу полной обработки полевых материалов. Специфические ее элементы, такие как вычисление эффективных сопротивлений и их производных, разрабатывают на основе алгоритмов, описанных в § 6—11, 56—60. Статистические методы применяют для выделения слабых аномалий на фоне помех, взаимной корреляции аномалий на соседних профилях и изучения аномалий по комплексу признаков или по данным комплексирования различных методов исследования. Использование приемов статистического анализа при интерпретации результатов электромагнитного профилирования и других геофизических методов описаны в книгах В. К. Хмелевского (1984), А. А. Никитина (1986), А. Г. Тархова и др. (1982). В настоящее время разработаны специальные автоматизированные системы статистической обработки (АССО) геофизических наблюдений, которые входят составной частью в АСУ «Геология».

Алгоритмы количественной интерпретации результатов электромагнитного профилирования разрабатывают на основе метода подбора и регуляризации, используя известные решения прямых и обратных задач электроразведки (см. гл. X).

Глава XII

ПРИМЕНЕНИЕ ЭЛЕКТРОРАЗВЕДКИ В КОМПЛЕКСЕ С ДРУГИМИ ГЕОФИЗИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ

Электроразведка располагает большими возможностями при исследовании земных недр, что обусловлено рядом причин. Во-первых, горные породы различаются не только по удельной электропроводности, но также по поляризуемости, диэлектрической и магнитной проницаемости. Эти параметры в совокупности однозначно характеризуют литологический состав, свойства и условия залегания горных пород. Во-вторых, в электроразведке изучают поля нескольких типов: постоянное, низкочастотное, вызванной поляризации, гармонически изменяющееся, неустановившееся, естественное электрическое и магнитотеллурическое. Каждое из них несет разную информацию о среде. В-третьих, современные технические достижения в области изучения полей позволили создать ряд модификаций, предназначенных для решения задач глубинного геологического картирования, поисков месторождений полезных ископаемых, инженерно-геологических, гидрогеологических и мелиоративных изысканий.

§ 78. РЕГИОНАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Региональные геофизические исследования выполняют при тектоническом районировании крупных регионов по признакам их строения и структурного развития. Для этого применяют комплекс геофизических методов: сейсмо-, грави-, аэромагнито-разведку и электромагнитные методы, в частности, магнитотеллурическое зондирование и профилирование, зондирование методом становления поля. При этом перед электроразведкой ставят задачу изучения глубинного строения земной коры и верхней мантии, картирования поверхности кристаллического фундамента, выделения глубинных разломов и расчленения осадочной толщи на основные комплексы пород.

Точки зондирования располагают по редкой сети, в масштабах 1 : 200 000—1 : 500 000 на расстояниях 2—5 км вдоль линий глубокого разведочного бурения или профилей глубинного сейсмического зондирования (ГСЗ).

По данным магнитотеллурического зондирования в осадочной толще выделяется одна или редко две границы, соответствующие породам либо низкого, либо высокого удельного сопротивления. По восходящей ветви кривой МТЗ хорошо отмечается кровля кристаллического фундамента, а по характерным перегибам и нисходящей ветви в диапазоне длинных периодов—проводящие горизонты в кристаллической оболочке и верхней мантии Земли (см. рис. 112, а). Глубина залегания проводящих горизонтов в рифтовых зонах (например, западное оз. Байкал) изменяется в пределах 20—50 км, а под платформами и древними геосинклинальными зонами достигает 90—150 км.

Магнитотеллурическое профилирование с опорными зондированиями применяют для картирования в осадочной толще крупных тектонических структур, перспективных на нефть и газ.

В последние годы широко применяют зондирования методом становления поля в ближней зоне. Зондирования выполняют для изучения терригенных отложений в осадочной толще (см. рис. 102), выделения и картирования подземных ловушек-коллекторов нефти и газа, а также с целью региональных структурных исследований, изучения кровли кристаллического фундамента и выявления глубинных разломов и блоков. В настоящее время в электроразведке используют мощные магнито-гидродинамические генераторы тока, с помощью которых удастся увеличить глубинность зондирования методом становления поля до 20 км.

§ 79. ПОИСКИ МЕСТОРОЖДЕНИЙ НЕФТИ И ГАЗА

Ведущим геофизическим методом при поисках нефтегазовых месторождений является сейсморазведка, на которую затрачивают примерно 70 % капиталовложений, выделяемых на геофизические работы. Однако в ряде районов Восточной Сибири, Казахстана и Средней Азии, где сейсмогеологические условия крайне неблагоприятны, сейсморазведку применяют в комплексе с гравиразведкой и электромагнитными зондированиями методами ВЭЗ, ДЭЗ, ЗС и МТЗ.

По данным ВЭЗ и ДЭЗ обычно картируют структуры, залегающие на глубинах 200—600, редко 1000 м. В большинстве случаев эти структуры хорошо согласуются с более глубокими поднятиями и, как правило, подтверждаются сейсморазведкой и бурением. Вертикальные электрические зондирования применяют также для изучения верхней части разреза с целью получения дополнительной информации, необходимой для расчета статических поправок при обработке данных МОГТ.

Существенная роль в общем комплексе методов отводится зондированиям методом становления поля, особенно вариантам

изучения поля в ближней зоне. По данным ЗС и ЗСБ получают ценную информацию о строении терригенных комплексов осадочной толщи, глубине залегания кровли фундамента и наличии тектонических разломов. Эти модификации получили широкое распространение в Восточной Сибири, Туркмении, на Украине и на Севере Европейской части СССР.

Некоторые модификации (ВЭЗ-ВП, ВПФ, методы экранированного электрода и др.) используют для прогнозирования разрезом и прямого изучения нефтяных залежей.

§ 80. ПОИСКИ РУДНЫХ МЕСТОРОЖДЕНИЙ

Поиски рудных месторождений проводят в два этапа. На первом выполняют крупномасштабное (1 : 50 000—1 : 25 000) картирование с целью изучения рудных полей и выделения перспективных участков, на втором — детализационно-оценочные работы. На обоих этапах электроразведка занимает ведущее место. Однако при решении данной задачи основным принципом организации работ считается комплексирование геофизических методов.

Основу комплекса составляют аэрогеофизические методы, грави- и магниторазведка. На первом этапе выполняют воздушную и наземную съемки. В дополнение к ним рекомендуются методы СЭП, ВП-СГ, ВПФ, ДЭМП, МПП, ЕП, а также способы изучения анизотропии горных пород рудного поля. Выбор наиболее рационального комплекса зависит от конкретных условий и технических возможностей организации, ведущей разведку. Все результаты увязывают с данными геологической и геохимической съемок.

На втором этапе выполняют детализационные исследования на аномальных участках и бурение разведочных скважин. Целью комплексных детализационно-оценочных работ является получение сведений о пространственном залегании рудной залежи, оценка ее размеров и качественного состава. На этом этапе из электроразведочных методов наиболее эффективными считаются ВЭЗ-ВП, радиально-частотные зондирования, МПП в рамочно-петлевом варианте, метод естественного электрического поля и скважинные варианты, особенно методы заряда, электрической корреляции и КСПК.

§ 81. ПОИСКИ НЕРУДНОГО СЫРЬЯ И СТРОИТЕЛЬНЫХ МАТЕРИАЛОВ

К нерудным полезным ископаемым относятся минералы и породы, которые могут служить сырьем: а) промышленным — алмазы, пьезокварц, исландский шпат, слюды, графит и др.;

б) химическим и агрономическим — апатиты, фосфориты, сера, калийные соли и др.; в) стронтовым — глины, магнезит, каолин, кварцевые пески и др., а также гипсы, известняк, мрамор, песок, гравий, изверженные и метаморфические породы и др. Основную информацию о местонахождении нерудных полезных ископаемых дают картировочно-поисковые съемки с применением грави-, магнито- и электроразведки.

Из электроразведочных методов применяют сравнительно экономичные и мобильные модификации ВЭЗ и ЭП. Поисковые работы проводят в масштабах 1 : 200 000—1 : 50 000, детальные — 1 : 10 000. Например, при поисках россыпных месторождений алмазов и золота с помощью ВЭЗ определяют мощность аллювиальных отложений, расчленяют их по составу на блоки и, зная среднее содержание полезного ископаемого в каждом блоке, оценивают запасы. Метод ВЭЗ применяют также для картирования галечниковых отложений, изучения закарстованности промышленных залежей гипса и известняков, поисков даек изверженных пород и решения других задач.

В связи с расширением строительства и ростом потребности в нерудном сырье комплекс геофизических методов претерпевает качественные изменения. В дополнение к традиционным методам чаще стали применять аэроэлектроразведку, ВЭЗ-ВП, ВПФ, радиоволновое профилирование и просвечивание, частотное и радиально-частотное зондирование, модификации электромагнитного профилирования ДЭМП, МПП и скважинные варианты.

§ 82. ИНЖЕНЕРНО-ГЕОЛОГИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Инженерно-геологические исследования проводят при проектировании строительства зданий, промышленных объектов, гидротехнических сооружений, аэродромов, а также при изыскании трасс шоссейных и железных дорог и мостовых переходов. В целом они включают в себя широкий круг геоморфологических, литологических, тектонических и гидрогеологических изысканий. В ряде случаев организуется постоянная инженерно-геологическая служба контроля за состоянием различных сооружений (например АЭС, гидроэлектростанций, водохранилищ, уникальных зданий, памятников старины, железных дорог, крупных мостов).

На всех стадиях проектирования и контроля применяют электро-, а также сейсморазведку и, в меньшем объеме, грави- и магниторазведку. Перед электроразведкой ставятся задачи:

1) изучение верхней толщи пород, оценка мощности и литологии отдельных слоев, определение глубины залегания коренных пород;

2) обнаружение и картирование зон тектонических нарушений, трещиноватости, выветрелых коренных пород;

3) изучение карста, выявление отдельных карстовых и суффозионных полостей;

4) определение уровня подземных вод, мощности водоносной толщи, степени обводненности пород, динамики подземных вод и их минерализации;

5) разведка и оконтуривание древних долин;

6) изучение коррозионной активности грунтов и интенсивности блуждающих электрических токов;

7) оценка прочностных свойств горных пород в естественном залегании;

8) изучение оползней, мерзлых грунтов и др.

Для решения этих задач широко применяют модификации ВЭЗ, ВЭЗ-ВП, радиально-частотное или дистанционное зондирование, все варианты электропрофилеирования, а также радиоволновые профилирование и просвечивание, электромагнитное профилирование в модификациях ДЭМП и МПП.

§ 83. ГИДРОГЕОЛОГИЧЕСКИЕ ИЗЫСКАНИЯ

Геофизические методы применяют для решения большинства основных гидрогеологических задач на всех стадиях изысканий: при поисках и разведке источников водоснабжения, обосновании заложения водозаборов, при изучении динамики подземных вод, разведке артезианских бассейнов, выяснении условий обводнения шахт и рудников, изучении гидрогеологического режима действующих водозаборов, водохранилищ и т. п. Ведущим методом в данном направлении является электроразведка, реже применяют сейсмо- и гравиразведку (например, при изучении артезианских бассейнов, определении глубины залегания уровня грунтовых вод и динамики его колебаний в различные периоды).

Изыскания начинают обычно с геологического и гидрогеологического картирования, в ходе которого с помощью геофизических методов изучают геологический разрез, определяют мощности пластов, состав покровных и коренных пород, выявляют границы различных литологических комплексов, водоносные и водоупорные горизонты, отдельные зоны, древние русла и структуры, благоприятные для накопления грунтовых, пластовых и артезианских вод. С этой целью применяют методы ВЭЗ, ВЭЗ-ВП, ВПФ, реже ЧЗ и РЧЗ, все виды электромагнитного профилирования, в том числе ЭП-ВП, ДЭМП и радиоволновое профилирование.

При изучении динамики подземных вод применяют круговые наблюдения (КВЭЗ, КЭП) с использованием скважин, метод

заряда — для определения направления и действительной скорости движения подземного потока по одиночным скважинам; метод естественного (фильтрационного) электрического поля, а также различные скважинные измерения с применением резистивиметра, термометра, дебитометра — для изучения подземных вод в статическом и динамическом режимах во время откачек или наливов на опытных кустах скважин.

Для режимных исследований используют различные модификации, основанные на изучении поля вызванной поляризации, а также естественного электрического поля в наземном и скважинном вариантах. Результаты геофизических наблюдений тесно увязывают с данными гидрогеологической съемки, материалами бурения и каротажа.

§ 84. МЕЛИОРАТИВНЫЕ ИЗЫСКАНИЯ

Для обоснования мелиоративного строительства выполняют комплекс гидрогеологических, инженерно-геологических и геофизических работ. Цель их состоит в получении подробнейшей и точной информации об условиях формирования и возможных изменениях гидрогеологических процессов в период обустройства и эксплуатации дренажных и оросительных систем, а также в оценке условий водообмена через зону аэрации. При этом необходимо:

- 1) дать литологическую характеристику верхней части разреза до глубины 10 м;
- 2) выявить в разрезе региональный водоупор, определить мощности водоносных горизонтов и установить, имеется ли связь между ними;
- 3) определить глубину залегания уровня грунтовых вод и оценить их общую минерализацию;
- 4) определить пористость, влажность, засоленность пород зоны аэрации и их фильтрационные свойства.

Съемку проводят в масштабе 1 : 5000. Точки геофизических наблюдений располагают по сети 5×10 или 50×50 м. Опыт показывает, что для правильного обоснования мелиоративного строительства необходимо выполнить практически непрерывные измерения вдоль профилей с шагом 5—10 м. Для решения указанных задач широко применяют методы ВЭЗ, микро-ВЭЗ, ВЭЗ-ВП. Особенно ценную информацию получают с помощью ВЭЗ-ВП. Для непрерывных измерений применяют радиоволновые методы и бесконтактный способ электрического профилирования.

Для определения уровня подземных вод используют сейсмо-разведку в модификации преломленных волн.

По результатам комплексных исследований составляют гео-

лого-геофизические разрезы, на которых выделяют литологические толщи пород, отмечают их фильтрационные свойства, уровень подземных вод, положение водоупора и другую информацию.

Применение геофизических методов позволяет существенно сократить сроки изысканий и затраты на их производство.

Завершая учебник, хотелось бы подчеркнуть, что арсенал средств электроразведки непрерывно обновляется и соответственно расширяются ее возможности. Несмотря на то, что на ее долю приходится не более 10 % всех затрат на геофизическую службу СССР, треть всех поисковых партий и отрядов работают методами электроразведки.

Высокая разрешающая способность, а также растущая промышленная отдача свидетельствуют об их экономической эффективности и перспективности развития. Кроме того, электроразведка, наряду с грави- и магниторазведкой, обеспечивает наибольшую экологическую чистоту при геологоразведочных работах. Все это позволяет с уверенностью сказать, что в ближайшие годы мы будем свидетелями быстрого роста возможностей и народнохозяйственного значения электромагнитных методов исследования земных недр.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Основной

Жданов М. С. Электроразведка.— М.: Недра, 1986.— 315 с.

Хмелевской В. К. Электроразведка. 2-е изд.— М.: Изд-во МГУ, 1984.— 422 с.

Якубовский Ю. В. Электроразведка. 2-е изд.— М.: Недра, 1980.— 384 с.

Дополнительный

Альпин Л. М., Даев Д. С., Каринский А. Д. Теория полей, применяемых в разведочной геофизике.— М.: Недра, 1985.— 407 с.

Аузин А. К. Электроразведка (Спецкурс по индуктивным и радиоволновым методам рудной электроразведки).— М.: Недра, 1977.— 134 с.

Бердичевский М. Н. Электрическая разведка методом магнитотеллурического профилирования.— М.: Недра, 1968.— 254 с.

Блох И. М. Электропрофилирование методом сопротивлений. 2-е изд.— М.: Недра, 1971.— 216 с.

Бобровников Л. З., Кадыров М. Н., Попов В. А. Электроразведочная аппаратура и оборудование.— 2-е изд.— М.: Недра, 1985.— 336 с.

Бурсиан В. Р. Теория электромагнитных полей, применяемых в электроразведке. 2-е изд.— Л.: Недра, 1972.— 368 с.

Ваньян Л. Л., Бутковская А. И. Магнитотеллурические зондирования слоистых сред.— М.: Недра, 1980.— 228 с.

Ваньян Л. Л. Основы электромагнитных зондирований.— М.: Недра, 1965.— 108 с.

Вешев А. В. Электропрофилирование на постоянном и переменном токе. 2-е изд.— Л.: Недра, 1980.— 391 с.

Гордеев С. Г., Седельников Э. С., Тархов А. Г. Электроразведка методом радиокип.— М.: Недра, 1981.— 132 с.

Дмитриев В. И., Бердичевский М. Н., Кокотушкин Г. А. Альбом палеоток для магнитотеллурического зондирования в неоднородных средах. Ч. IV.— М.: Изд-во МГУ, 1975.— 101 с.

Заборовский А. И. Электроразведка.— М.: Гостоптехиздат, 1963.— 423 с.

Захаров В. Х. Электроразведка методом дипольного индуктивного профилирования.— Л.: Недра, 1975.— 224 с.

Иванов А. П., Скугаревская О. А. Методика частотных электромагнитных зондирований.— М.: Наука, 1978.— 140 с.

Инструкция по электроразведке.— Л.: Недра, 1984.— 352 с.

Каменецкий Ф. М., Тимофеев В. М., Мамаев В. А. Аэроэлектроразведка методом переходных процессов.— М.: Недра, 1978.— 64 с.

Колесников В. П. Обработка и интерпретация результатов вертикального электрического зондирования с помощью ЭВМ.— М.: Недра, 1981.— 140 с.

Комаров В. А. Электроразведка методом вызванной поляризации. 2-е изд.— Л.: Недра, 1980.— 391 с.

Кормильцев В. В., Семенов В. Д. Электроразведка методом заряда.— М.: Недра, 1987.— 218 с.

Краев А. П. Основы геоэлектрики. 2-е изд.— Л.: Недра, 1965.— 587 с.

Куликов А. В., Шемякин Е. А. Электроразведка фазовым методом вызванной поляризации.— М.: Недра, 1978.— 157 с.

Куфуд О. Зондирование методом сопротивлений. Пер. с англ.— М.: Недра, 1984.— 270 с.

Матвеев Б. К. Геофизические методы изучения движения подземных вод.— М.: Госгеолтехиздат, 1963.— 133 с.

Матвеев Б. К. Графическое построение кривых электромагнитных зондирований.— М.: Недра, 1966.— 83 с., 53 палетки.

Матвеев Б. К. Интерпретация электромагнитных зондирований.— М.: Недра, 1974.— 232 с.

Матвеев Б. К. Методика графического построения кривых электрических зондирований.— М.: Недра, 1964.— 71 с., 46 палеток.

Никитин А. А. Теоретические основы обработки геофизической информации.— М.: Недра, 1986.— 342 с.

Обухов Г. Г., Чернявский Г. А., Яковлев И. А. Магнитотеллурическая разведка в нефтеперспективных районах СССР.— М.: Недра, 1983.— 203 с.

Огильви А. А. Инженерная геофизика.— М.: Недра, 1990.— с.

Пылаев А. М. Руководство по интерпретации вертикальных электрических зондирований.— М.: Недра, 1968.— 148 с., 31 палетка.

Рабинович Б. И. Наставление по электроразведочным работам методом ЗСБЗ (интерпретация).— Новосибирск, изд. СНИИГГИМС. 1973.— 80 с.

Руководство по применению метода переходных процессов в рудной геофизике/Под ред. Ф. М. Каменецкого.— Л.: Недра, 1976.— 128 с.

Руководство по интерпретации кривых ВЭЗ МДС/А. Н. Боголюбов, Н. П. Боголюбова, Е. Я. Мозганова.— М.: Стройиздат, 1984.— 200 с.

Рысс Ю. С. Геоэлектрохимические методы разведки (Введение в геоэлектрохимию).— Л.: Недра, 1983.— 255 с.

Светов Б. С. Теория, методика и интерпретация материалов низкочастотной индуктивной электроразведки.— М.: Недра, 1973.— 256 с.

Семенов А. С. Электроразведка методом естественного электрического поля. 3-е изд.— Л.: Недра, 1980.— 446 с.

Сидоров В. А. Импульсная индуктивная электроразведка.— М.: Недра, 1985.— 192 с.

Сидоров В. А., Тикшаев В. В. Электроразведка зондированиями становлением поля в ближней зоне.— Саратов, изд. ОНТИ НВ НИИГГ, 1969.— 68 с.

Смирнов А. А., Закутский С. Н., Притыка И. В. Руководство по обработке и интерпретации результатов наземной электроразведки.— Воронеж: Изд-во ВГУ, 1985.— 232 с.

Тархов А. Г., Бондаренко В. М., Никитин А. А. Комплексование геофизических методов.— М.: Недра, 1982.— 295 с.

Тихонов А. Н., Гласко В. Б., Дмитриев В. И. Математические методы в разведке полезных ископаемых.— М.: Знание, 1983.— 64 с.

Шейнманн С. М. Современные физические основы теории электроразведки.— Л.: Недра, 1969.— 224 с.

Электрическое зондирование геологической среды. Ч. I/Под. ред. В. К. Хмелевского, В. А. Шевнина.— М.: Изд-во МГУ, 1988.— 177 с.

Электроразведка. Справочник геофизика. В 2-х кн.— М.: Недра, 1989.— 438, 378 с.

Якубовский Ю. В., Ляхов Л. Л. Электроразведка 5-е изд.— М.: Недра, 1988.— 395 с.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	3
Глава I ФИЗИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ГОРНЫХ ПОРОД	6
§ 1. Электрическая модель горной породы	6
§ 2. Электромагнитные свойства горных пород	8
§ 3. Электрические свойства слоистых сред	20
§ 4. Геоэлектрический разрез	24
§ 5. Геоэлектрическая модель земной коры и верхней мантии	25
Глава II ПОСТОЯННЫЕ И ПЕРЕМЕННЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПОЛЯ, ПРИМЕНЯЕМЫЕ В ЭЛЕКТРОРАЗВЕДКЕ	28
§ 6. Постоянное электрическое поле	28
§ 7. Естественное электрическое поле	39
§ 8. Поле вызванной поляризации	44
§ 9. Гармонически изменяющееся электромагнитное поле	49
§ 10. Неустановившееся электромагнитное поле	60
§ 11. Магнитотеллурическое поле	65
§ 12. Естественное переменное электромагнитное поле	72
Глава III МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ, АППАРАТУРА И ОБОРУДОВАНИЕ	74
§ 13. Методы и модификации электроразведки	74
§ 14. Способы измерения электрического поля и поля вызванной поляризации	76
§ 15. Способы измерения переменных электромагнитных полей	86
§ 16. Способы измерения магнитотеллурического поля	94
§ 17. Агрегатированный комплекс электроразведочной техники	97
§ 18. Основное электроразведочное оборудование	100
Глава IV ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ	103
§ 19. Вертикальное электрическое зондирование	104
§ 20. Дипольное электрическое зондирование	107
§ 21. Специальные модификации электрического зондирования	110
§ 22. Радиально-частотное индукционное зондирование	113
§ 23. Частотное зондирование	115
§ 24. Зондирование становлением поля	117
§ 25. Магнитотеллурическое зондирование	121
Глава V ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПРОФИЛИРОВАНИЕ	124
§ 26. Электрическое профилирование	124
§ 27. Электрическое профилирование с незаземленными рабочими линиями	128
§ 28. Метод естественного электрического поля	129

§ 29. Метод вызванной поляризации на переменном токе	132
§ 30. Дипольное электромагнитное профилирование	134
§ 31. Двухпетлевой индуктивный метод	136
§ 32. Метод переходных процессов	138
§ 33. Радиоволновое профилирование методом радиокип	140
§ 34. Аэроэлектроразведка	143

Глава VI

СКВАЖИННАЯ ЭЛЕКТРОРАЗВЕДКА 147

§ 35. Скважинное электрическое профилирование	148
§ 36. Методы изучения электрического поля погруженных электродов	150
§ 37. Метод заряда	154
§ 38. Контактный способ поляризационных кривых	157
§ 39. Скважинное индуктивное профилирование	160
§ 40. Радиоволновое просвечивание	162

Глава VII

ПРЯМЫЕ И ОБРАТНЫЕ ЗАДАЧИ ЭЛЕКТРОРАЗВЕДКИ ПОСТОЯННЫМ ТОКОМ 167

§ 41. Исходные уравнения	167
§ 42. Поле точечного источника в однородной изотропной среде	170
§ 43. Магнитное поле точечного источника в однородной изотропной среде	172
§ 44. Электрическое поле в однородной анизотропной среде	174
§ 45. Плоский контакт в поле точечного источника	179
§ 46. Поле точечного источника в среде с вертикальными пластами	184
§ 47. Электрическое поле в горизонтально-слоистой среде	189
§ 48. Численный вариант решения обратной задачи ВЭЗ	194
§ 49. Шар в электрическом поле	197
§ 50. Электрическое поле заряженных и естественно поляризованных проводников	204

Глава VIII

ПРЯМЫЕ И ОБРАТНЫЕ ЗАДАЧИ ЭЛЕКТРОРАЗВЕДКИ ПЕРЕМЕННЫМ ТОКОМ 214

§ 51. Исходные уравнения	214
§ 52. Преобразование уравнений Максвелла для гармонически изменяющегося поля	220
§ 53. Плоское поле в безграничной среде	224
§ 54. Плоское поле в горизонтально-слоистой среде	228
§ 55. Поле электрического и магнитного диполей в безграничной среде	233
§ 56. Поле дипольных источников на поверхности однородного полупространства	241
§ 57. Поле диполя в горизонтально-слоистой среде	251
§ 58. Принципы расчета неустановившихся полей	257
§ 59. Неустановившееся поле дипольных источников на поверхности однородного полупространства	261
§ 60. Неустановившееся поле в тонком проводящем слое	268
§ 61. Кинематика неустановившегося поля	274
§ 62. Моделирование электромагнитных полей	276

Глава IX

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ 280

§ 63. Типы геоэлектрических разрезов и соответствующие им кривые зондирования	281
---	-----

§ 64. Асимптоты кривых зондирования	284
§ 65. Принцип эквивалентности	292
§ 66. Приемы качественной интерпретации	294
§ 67. Количественная интерпретация результатов ВЭЗ с помощью палеток	304
§ 68. Численные и графические методы экспресс-интерпретации результатов ЭМЗ	314

Глава X

ПРИМЕНЕНИЕ ЭВМ ДЛЯ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ЗОНДИРОВАНИЙ 328

§ 69. Некорректность постановки обратной задачи и принципы ее решения	328
§ 70. Решение обратной задачи ЭМЗ методом подбора	330
§ 71. Алгоритмы расчета кажущихся сопротивлений	332
§ 72. Автоматизированная система интерпретации результатов ВЭЗ	337

Глава XI

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПРОФИЛИРОВАНИЯ 340

§ 73. Общие сведения	340
§ 74. Приемы вычисления эффективных параметров	341
§ 75. Типичные графики профилирования и их истолкование	444
§ 76. Приемы количественной интерпретации	351
§ 77. Применение ЭВМ для обработки и интерпретации результатов профилирования	355

Глава XII

ПРИМЕНЕНИЕ ЭЛЕКТРОРАЗВЕДКИ В КОМПЛЕКСЕ С ДРУГИМИ ГЕОФИЗИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ 357

§ 78. Региональные исследования	357
§ 79. Поиски месторождений нефти и газа	358
§ 80. Поиски рудных месторождений	359
§ 81. Поиски нерудного сырья и строительных материалов	359
§ 82. Инженерно-геологические исследования	360
§ 83. Гидрогеологические изыскания	361
§ 84. Мелиоративные изыскания	362
Список литературы	364

УЧЕБНОЕ ИЗДАНИЕ

Матвеев Борис Константинович

ЭЛЕКТРОРАЗВЕДКА

Заведующий редакцией *Е. Г. Першина*. Редактор издательства *В. И. Жукова*. Технические редакторы *Н. П. Старостина*, *Г. В. Лехова*. Корректор *И. П. Розанова*

ИБ № 7583

Сдано в набор 16.03.90. Подписано в печать 29.05.90. Т-05171. Формат 60×90¹/₁₆. Бумага тип. № 1. Гарнитура Литературная. Печать высокая. Усл. печ. л. 23,0. Усл. кр.-отт. 23,0. Уч.-изд. л. 22,90. Тираж 5100 экз. Заказ 381/1718—3. Цена 1 р. 10 к.

Ордена «Знак Почета» издательство «Недра», 125047 Москва, пл. Белорусского вокзала, 3

Ленинградская типография № 4 ордена Трудового Красного Знамени Ленинградского объединения «Техническая книга» им. Евгении Соколовой Государственного комитета СССР по печати 191126, Ленинград, Социалистическая ул., 14.

Отпечатано в Ленинградской типографии № 8 ордена Трудового Красного Знамени Ленинградского объединения «Техническая книга» им. Евгении Соколовой Государственного комитета СССР по печати. 190000, Ленинград, Прачечный пер., 6.