

Б.С.СВЕТОВ  
Л.Я.МИЗЮК  
В.М.ПОДЖАРЫЙ

# РУДНАЯ ЭЛЕКТРОРАЗВЕДКА

## ПО МЕТОДИКЕ ЭЛЛИПТИЧЕСКИ ПОЛЯРИЗОВАННОГО ПОЛЯ

Б. С. СВЕТОВ,  
Л. Я. МИЗЮК,  
В. М. ПОДЖАРЫЙ

# РУДНАЯ ЭЛЕКТРОРАЗВЕДКА ПО МЕТОДИКЕ ЭЛЛИПТИЧЕСКИ ПОЛЯРИЗОВАННОГО ПОЛЯ

### ОПЕЧАТКИ

Страница	Строка	Напечатано	Следует читать
29	20 сверху	$\frac{dH}{dt}$	$\frac{dH_z}{dt}$
89	3 снизу	$E_0 D_1^E \frac{a^3}{2R}$	$E_0 D_1^E \frac{a^3}{2R^3}$
91	6 сверху	$\frac{ k_1 a }{2} = \frac{\sigma_1 \mu \omega a^2}{2}$	$\frac{ k_1 a ^2}{2} = \frac{\sigma_1 \mu \omega a^2}{2}$
111	19 сверху	до 6000 ом·м	до 60 000 ом·м



ИЗДАТЕЛЬСТВО „НЕДРА“  
Москва · 1969

**РУДНАЯ ЭЛЕКТРОРАЗВЕДКА ПО МЕТОДИКЕ ЭЛЛИПТИЧЕСКИ ПОЛЯРИЗОВАННОГО ПОЛЯ.** Б. С. СВЕТОВ, Л. Я. МИЗЮК, В. М. ПОДЖАРЫЙ М., ИЗД-ВО «НЕДРА», 1969, стр. 1—136.

В книге содержатся сведения об аппаратуре, о проведении полевых работ и физико-теоретических основах методики исследования эллипса поляризации переменного магнитного поля (ЭПП) для целей геофизической разведки. Основное внимание уделяется дипольным индукционным способам исследования (профилированию и зондированию); при этом методика ЭПП рассматривается как частный вариант этих методов, позволяющая реализовать высокую чувствительность к вторичным полям, увеличить глубину поиска хорошо проводящих рудных тел и осуществить геоэлектрическое картирование горных пород в спектре достаточно низких частот. Описывается высокоточная аппаратура ЭПП-1М, предназначенная для измерения полуосей эллипса поляризации магнитного поля на ряде фиксированных частот звукового диапазона. Рассматриваются общие принципы построения аппаратуры для измерения различных характеристик переменного электромагнитного поля и производится их сопоставление. Значительное место в книге уделяется вопросам более общего порядка: структуре переменного электромагнитного поля, физико-теоретическим основам индуктивной электро-разведки и особенностям аппаратуры, предназначенной для высокоточных измерений напряженности поля. Приводятся примеры проведения полевых работ по методике ЭПП в различных геологических районах с существенно различающимися физико-геологическими условиями.

Книга предназначена для геофизиков — электроразведчиков и студентов геофизической специальности. Она будет полезна также для специалистов в области электрометрии, занимающихся разработкой аппаратуры для исследования электромагнитного поля.

Иллюстраций 40, таблиц 6, библиография 43 наименования.

## ПРЕДИСЛОВИЕ

*Изучение элементов эллипса поляризации переменного электромагнитного поля является одной из форм исследования в индуктивной электроразведке. Успешное внедрение методики измерений полуосей эллипса поляризации (ЭПП) низкочастотного магнитного поля в практику геофизических работ, начатое*

*1965 г., базируется на применении аппаратуры ЭПП-1. Отличие этой аппаратуры от прочих видов электроразведочной аппаратуры аналогичного назначения состоит в том, что она позволяет более точно измерять вторичные поля, составляющие весьма малую долю первичного поля. Это определяет повышенную глубину исследования и возможность применения аппаратуры для геоэлектрического картирования с использованием частот звукового диапазона. Аппаратура ЭПП-1 выпущена малой серией. ОКБ МГ СССР готовит к выпуску новый комплект модернизированной аппаратуры ЭПП. Все это предопределяет необходимость информации для широкого круга специалистов разведочной геофизики о вопросах теоретического обоснования и описания методики и аппаратуры ЭПП. Наряду с этими специальными вопросами в книге немало мест отводится сведениям более общего характера: структуре эллиптически поляризованного электромагнитного поля, общим принципам его измерения, дипольным индукционным методам исследования в электроразведке и т. п. Поскольку в книге рассмотрен ряд вопросов, касающихся принципиальных особенностей аппаратуры для высокоточных измерений переменного электромагнитного поля, она будет представлять интерес и для специалистов в области электрометрии. В книге подведен итог аппаратурным разработкам, проведенным в физико-механическом институте (ФМИ) АН УССР, и методическим работам, осуществленным в Центральном научно-исследовательском горноразведочном институте (ЦНИГРИ)."*

*Авторы книги выражают благодарность своим товарищам по работе сотрудникам ФМИ — Р. В. Процу, А. М. Брискину и С. И. Савицкому и сотрудникам ЦНИГРИ — Е. М. Ершову, Г. В. Прису, В. И. Пятницкому и Г. Ю. Малашеву, принявшим непосредственное участие в разработке методики и аппаратуры ЭПП.*

*Все замечания и пожелания просим направлять по адресу: Москва, К-12, Третьяковский проезд, 1/19, изд-во «Недра».*

## ВВЕДЕНИЕ

Переменное электромагнитное поле в присутствии проводящей среды в общем случае эллиптически поляризовано. Поляризация электромагнитного поля возникает в результате сложения первичного поля источника и вторичного поля токов, возбуждаемых в проводящей среде. Естественно, что параметры, характеризующие эллипс поляризации, содержат информацию о физических свойствах и геометрии проводящих объектов, которая может быть использована при электроразведочных исследованиях. Интерес к изучению элементов эллипса поляризации переменного магнитного поля в низкочастотной электроразведке появился на самой ранней стадии развития отечественной геофизики. Еще в тридцатые годы в классическом варианте метода интенсивности предусматривалось получение полной пространственной характеристики эллипса поляризации магнитного поля заземленной полушария [15]. В методе индукции, так же как и в целом ряде его зарубежных аналогов, до настоящего времени одним из основных измеряемых параметров является угол наклона эллипса поляризации магнитного поля к горизонту [33]. Не так давно были предприняты попытки исследования с поисково-разведочными целями и эллиптической поляризации переменного электрического поля [38].

Однако в последнее время в связи с развитием индуктивных методов электроразведки интерес к изучению эллиптической поляризации электромагнитного поля приобрел новую окраску. Как известно [41] эти методы обладают определенной частотной избирательностью для выделения проводящих объектов с различными параметрами. Особенно просто эта избирательность реализуется при поисках хорошо проводящих рудных тел колчеданного типа. Поиски таких рудных тел могут производиться на столь низких частотах, на которых прочие нарушения однородности геоэлектрического разреза практически незаметны. Это приводит к существенному снижению фона «геологических помех», т. е. таких изменений наблюдаемого поля, которые обусловлены геологическими причинами, не представляющими интереса в процессе данных работ. Фон геологических помех является естественной границей, которая

ставит предел целесообразному повышению точности геофизических измерений. В условиях низкого уровня геологических помех повышение точности измерений непосредственно приводит к увеличению глубинности геофизических исследований, а последняя является одним из главных факторов, определяющих эффективность геофизических работ. Попытки повышения точности электроразведочной аппаратуры носили до настоящего времени либо весьма робкий характер (аппаратура АФИ), либо были сопряжены с применением весьма громоздкой и сложной методики измерений (аппаратура ИНФАЗ).

Причина этого заключается в том, что повышение точности геофизических измерений связано не только со снижением погрешностей применяемой измерительной аппаратуры, но и с уменьшением так называемых методических погрешностей измерений. Последние в электроразведке определяются всякого рода нарушениями геометрии системы: источник — приемник поля (изменением их взаимной ориентации и взаимного расположения). Основной среди этих погрешностей является погрешность ориентировки в пространстве приемных элементов (магнитоприемников) поля. С целью уменьшения этой погрешности в ряде организаций разрабатываются специальные методики измерений переменного электромагнитного поля (двухчастотная электроразведка — МГРИ, ФМИ АН УССР, ИАЭСО АН СССР; метод вращающегося магнитного поля — ВИТР). Однако наиболее радикальное решение этой задачи может быть достигнуто, по-видимому, на пути перехода к измерению инвариантных характеристик поля, т. е. таких величин, которые характеризуют поле независимо от ориентировки системы координат в точке наблюдения. В постоянном магнитном поле такой инвариантной характеристикой поля является модуль вектора напряженности поля  $|\vec{T}| = \sqrt{H_x^2 + H_y^2 + H_z^2}$ . В переменном электромагнитном поле инвариантных характеристик несколько, простейшими среди них являются полуоси эллипсов поляризации магнитного и электрического полей. При измерении инвариантных характеристик поля методические погрешности ориентации магнитоприемников принципиально становятся равными нулю, снижаются, как будет показано, и другие методические погрешности, и точность измерений начинает определяться, в основном, аппаратурными погрешностями. Повышая точность аппаратурных измерений, мы будем непосредственно увеличивать глубинность геофизических исследований вплоть до того момента, пока не начнут сказываться геологические помехи и неустранимые методические погрешности.

Измерение полуосей эллипса поляризации магнитного поля можно осуществить путем непосредственного отыскания с помощью одной приемной рамки направлений максимальной и минимальной напряженности поля в пространстве и измерения поля по этим направлениям. Однако существенное повышение точности измерений на этом пути сопряжено с резким снижением производительности

труда при полевых работах. Поэтому более выгодным является путь инвариантных измерений этих величин, т. е. таких измерений, при которых с помощью измерительной аппаратуры непосредственно получают значение того или иного инварианта поля при произвольном расположении в пространстве магнитопримемников.

В разработанной на основе этого принципа аппаратуре ЭПП-1 была достигнута точность измерений, позволяющая фиксировать вторичные поля, составляющие 0,1—0,2% от первичного поля, что примерно на порядок превышает точность обычной электроразведочной аппаратуры.

При построении аппаратуры на транзисторных элементах такая точность обеспечивается выбором коммутационного метода сравнения двух близких по амплитуде напряжений, применением специальных стабилизированных усилителей, введением системы калибровки, позволяющей свести к минимуму большинство дополнительных погрешностей. Аппаратура ЭПП-1 в принципе универсальна и может применяться в любых низкочастотных методах индуктивной электроразведки, однако свое основное применение она нашла в дипольных методах исследований.

Следует отметить, что до самого последнего времени индуктивные методы электроразведки ориентировались в основном на поиски хорошо проводящих руд и в качестве основного средства решения этой задачи рассматривались методы незаземленной петли и длинного кабеля. Применение для этой цели дипольного индуктивного профилирования затруднялось отсутствием подходящей аппаратуры. С другой стороны, геологокартировочные работы с использованием переменных электромагнитных полей велись, как правило, на более высоких частотах (десятки и сотни килогерц). Осуществление этих работ в спектре звуковых частот было невозможно, поскольку горные породы с удельным сопротивлением в сотни и тысячи ом-метров практически не отличались на этих частотах от непроводящей среды. Повышение точности измерений позволило решать и эту задачу в области низких частот. При этом появилась возможность так выбирать рабочую частоту, чтобы область исследований все время характеризовалась малыми параметрами  $p = |kr|$ , где  $k$  — волновое число;  $r$  — расстояние до диполя. Это повышает глубинность геоэлектрического картирования (поглощение поля в среде пренебрежимо мало) и существенно упрощает теорию интерпретации. Таким образом, повышение точности измерений приводит к увеличению глубинности низкочастотных индуктивных методов электроразведки и существенному расширению круга решаемых ими задач.

## Глава I

### СТРУКТУРА ЭЛЛИПТИЧЕСКИ ПОЛЯРИЗОВАННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

#### КОМПЛЕКСНАЯ АМПЛИТУДА ВЕКТОРА НАПРЯЖЕННОСТИ, ПРОСТРАНСТВЕННЫЙ И ФАЗОВЫЙ ЭЛЛИПСЫ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Пусть в некоторой области пространства существует переменное электромагнитное поле. Выберем в заданной точке этой области произвольно ориентированную ортогональную систему координат *Oxyz*. При гармоническом изменении во времени напряженность магнитного поля в данной точке по некоторому произвольному направлению, например вдоль оси *x*, может быть записана в виде

$$H_x = H_x \cos(\omega t - \varphi_x) = H_x \cos(\varphi - \varphi_x). \quad (I.1)$$

При этом начальная фаза  $\varphi_x$  характеризует моменты времени, в которые напряженность поля  $H_x$  достигает амплитудного значения  $H_x$  по отношению к некоторому произвольно выбранному значению напряженности  $H_{Re} = H_{Re} \cos \omega t = H_{Re} \cos \varphi$  с нулевой начальной фазой. Амплитуда напряженности и ее начальная фаза не зависят от времени и являются функциями пространственных координат точки. В отличие от начальной фазы  $\varphi_x$  фазу  $\varphi = \omega t$  в любой момент времени, определяемую скоростью изменения поля, будем называть мгновенной. В соответствии с символическим методом [1] напряженность  $H_x$  может быть представлена в виде

$$H_x = \operatorname{Re} [H_x e^{j\varphi_x} e^{-j\varphi}] = \operatorname{Re} [\dot{H}_x e^{-j\varphi}], \quad (I.2)$$

а характеризующая ее комплексная величина  $H_x e^{j\varphi_x} e^{-j\varphi}$  может быть изображена на комплексной плоскости вектором, вращающимся с угловой скоростью  $\omega = \frac{\varphi}{t}$ .

Если частота изменения поля считается заданной, то напряженность  $H_x$  может быть полностью охарактеризована ее комплексной амплитудой  $\dot{H}_x = H_x e^{j\varphi_x}$ , изображаемой на комплексной

плоскости неподвижным вектором  $\dot{H}_x$  (рис. 1). При этом положение вектора  $\dot{H}_x$  будет определено углом наклона его к действительной оси, равным начальной фазе  $\varphi_x$ . Удобно обозначить действительную и мнимую оси координат этой комплексной плоскости соответственно индексами Re и Im и в дальнейшем называть ее комплексной временной плоскостью. Координаты вектора комплексной амплитуды  $\dot{H}$  на комплексной временной плоскости могут быть представлены в виде

$$\begin{aligned} H_{x \text{ Re}} &= H_x \cos \varphi_x = \text{Re} [H_x e^{j\varphi_x}] = \text{Re} \dot{H}_x, \\ H_{x \text{ Im}} &= H_x \sin \varphi_x = \text{Im} [H_x e^{j\varphi_x}] = \text{Im} \dot{H}_x. \end{aligned} \quad (1.3)$$

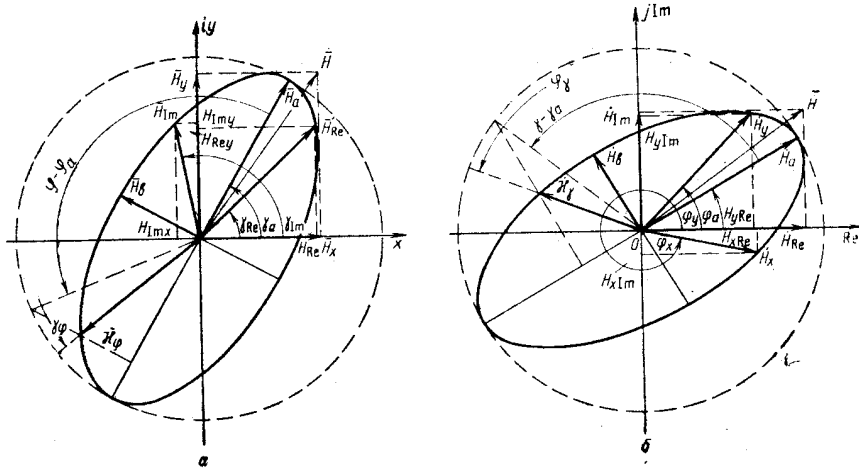


Рис. 1. Эллипс поляризации на пространственной (а) и временной (б) плоскостях.

Они совпадают с действительной и мнимой частью комплексной амплитуды, поэтому

$$\dot{H}_x = \text{Re} \dot{H}_x + j \text{Im} \dot{H}_x = H_{x \text{ Re}} + j H_{x \text{ Im}}. \quad (1.4)$$

Мгновенное значение напряженности поля  $H_x$  выражается через координаты вектора комплексной амплитуды

$$\begin{aligned} H_x &= H_x \cos(\varphi - \varphi_x) = H_x \cos \varphi_x \cos \varphi + \\ &+ H_x \sin \varphi_x \sin \varphi = H_{x \text{ Re}} \cos \varphi + H_{x \text{ Im}} \sin \varphi. \end{aligned} \quad (1.5)$$

Таким образом, мгновенное значение напряженности поля по заданному направлению (например, вдоль оси  $x$ ) в произвольный момент времени (определяемый мгновенной фазой  $\varphi$ ) может быть полностью определено значением его комплексной амплитуды, изображаемой на комплексной временной плоскости вектором, по модулю равным амплитуде напряженности и направленным под углом к оси абсцисс, равным ее начальной фазе.

В соответствии с (1.5) напряженность поля по произвольному направлению в моменты времени  $\varphi = 0 \pm 2\pi n$  и  $\varphi = \frac{\pi}{2} \pm 2\pi n$  (где  $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ ) совпадает со значением активной (ваттной)  $H_{x \text{ Re}}$  и реактивной (безваттной)  $H_{x \text{ Im}}$  части комплексной амплитуды  $\dot{H}_x$ . Активная и реактивная составляющие являются частным случаем квадратурных компонент, под которыми будем понимать любые произвольные компоненты вектора напряженности поля, сдвинутые между собой во времени на фазовый угол  $\pi/2$ .

В общем случае вектор напряженности гармонически изменяющегося во времени магнитного поля может быть охарактеризован в заданной точке пространства тремя ортогональными компонентами:

$$\begin{aligned} H_x &= H_x \cos(\omega t - \varphi_x) = H_x \cos(\varphi - \varphi_x), \\ H_y &= H_y \cos(\omega t - \varphi_y) = H_y \cos(\varphi - \varphi_y), \\ H_z &= H_z \cos(\omega t - \varphi_z) = H_z \cos(\varphi - \varphi_z). \end{aligned} \quad (1.6)$$

Если  $\bar{x}_0, \bar{y}_0, \bar{z}_0$  единичные векторы по направлениям координатных осей, то мгновенное значение вектора напряженности определяется выражением

$$\begin{aligned} \bar{H} &= \bar{x}_0 H_x + \bar{y}_0 H_y + \bar{z}_0 H_z = \bar{x}_0 H_x \cos(\varphi - \varphi_x) + \\ &+ \bar{y}_0 H_y \cos(\varphi - \varphi_y) + \bar{z}_0 H_z \cos(\varphi - \varphi_z). \end{aligned} \quad (1.7)$$

Используя символический метод, можно перейти к изображению ортогональных компонент  $H_x, H_y, H_z$  комплексными числами и представить их в виде, аналогичном (1.2). Комплексные амплитуды компонент  $\dot{H}_x = H_x e^{j\varphi_x}, \dot{H}_y = H_y e^{j\varphi_y}, \dot{H}_z = H_z e^{j\varphi_z}$  можно рассматривать как ортогональные пространственные координаты некоторого комплексного вектора  $\dot{H}$ , отнесенного к комплексному пространству [1]:

$$\dot{H} = \bar{x}_0 \dot{H}_x + \bar{y}_0 \dot{H}_y + \bar{z}_0 \dot{H}_z = \bar{x}_0 H_x e^{j\varphi_x} + \bar{y}_0 H_y e^{j\varphi_y} + \bar{z}_0 H_z e^{j\varphi_z}. \quad (1.8)$$

При этом мгновенное значение (в любой момент времени) вектора напряженности магнитного поля  $\bar{H}_\varphi$  будет определяться равенством

$$\bar{H}_\varphi = \text{Re} [(\bar{x}_0 \dot{H}_x + \bar{y}_0 \dot{H}_y + \bar{z}_0 \dot{H}_z) e^{-j\varphi}] = \text{Re} [\dot{H} e^{-j\varphi}]. \quad (1.9)$$

Введенный комплексный вектор  $\dot{H}$  по аналогии (1.2) называют комплексной амплитудой вектора напряженности поля\*.

\* Проекции этого вектора на оси координат  $\dot{H}_x, \dot{H}_y, \dot{H}_z$  имеют различные фазы, поэтому он не может быть записан с помощью экспоненциального множителя типа  $e^{j\alpha}$ .

Разделив комплексную амплитуду  $\vec{H}$  на действительную и мнимую части, можем представить ее в виде

$$\vec{H} = \text{Re} \vec{H} + j \text{Im} \vec{H} = \vec{H}_{\text{Re}} + j \vec{H}_{\text{Im}}, \quad (1.10)$$

где векторы  $\vec{H}_{\text{Re}}$  и  $\vec{H}_{\text{Im}}$  являются действительными векторами, занимающими определенное положение в пространстве. Их ортогональными компонентами являются соответственно действительные и мнимые части комплексных амплитуд (активные и реактивные составляющие) ортогональных компонент  $\vec{H}_x, \vec{H}_y, \vec{H}_z$ :

$$\begin{aligned} \vec{H}_{\text{Re}} &= \bar{x}_0 H_{x \text{ Re}} + \bar{y}_0 H_{y \text{ Re}} + \bar{z}_0 H_{z \text{ Re}} = \bar{x}_0 H_x \cos \varphi_x + \\ &\quad + \bar{y}_0 H_y \cos \varphi_y + \bar{z}_0 H_z \cos \varphi_z, \\ \vec{H}_{\text{Im}} &= \bar{x}_0 H_{x \text{ Im}} + \bar{y}_0 H_{y \text{ Im}} + \bar{z}_0 H_{z \text{ Im}} = \bar{x}_0 H_x \sin \varphi_x + \\ &\quad + \bar{y}_0 H_y \sin \varphi_y + \bar{z}_0 H_z \sin \varphi_z. \end{aligned} \quad (1.11)$$

На основе (1.9) и (1.10) мгновенное значение вектора напряженности магнитного поля будет определяться равенством:

$$\vec{H}_\varphi = \text{Re} [(\vec{H}_{\text{Re}} + j \vec{H}_{\text{Im}}) e^{-j\varphi}] = \vec{H}_{\text{Re}} \cos \varphi + \vec{H}_{\text{Im}} \sin \varphi. \quad (1.12)$$

Равенство (1.12) в косоугольной системе координат, определяемой векторами  $\vec{H}_{\text{Re}}$  и  $\vec{H}_{\text{Im}}$ , представляет собой параметрическое уравнение эллипса. Этот эллипс (рис. 1, а) описывается мгновенным вектором напряженности поля  $\vec{H}_\varphi$  за период изменения поля (т. е. при изменении  $\varphi$  в пределах от 0 до  $2\pi$ ) и называется эллипсом поляризации магнитного поля. В моменты времени, определенные значениями мгновенной фазы  $\varphi = 0 \pm 2\pi n$  и  $\varphi = \frac{\pi}{2} \pm 2\pi n$  (где  $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ ), вектор  $\vec{H}_\varphi$  совпадает с векторами  $\vec{H}_{\text{Re}}$  и  $\vec{H}_{\text{Im}}$ , в силу этого их называют, соответственно, векторами активной и реактивной составляющих напряженности магнитного поля.

Из (1.10)–(1.12) следует, что комплексная амплитуда вектора напряженности  $\vec{H}$  определяет мгновенное значение вектора напряженности  $\vec{H}_\varphi$  по любому направлению в любой момент времени, т. е. полностью определяет эллиптически поляризованное магнитное поле. С этой точки зрения изучение эллиптически поляризованного поля может быть заменено изучением поля комплексного вектора  $\vec{H}$ .

Основные определения и векторные операции, применимые к обычным векторам, легко обобщаются на комплексные векторы. Над ними можно проводить любые линейные операции, определяя окончательный результат в виде  $\text{Re} \vec{H} e^{-j\varphi}$ .

Прием, которым мы пользовались выше для определения поля, заключается в том, что фиксировались определенные, произвольно выбранные, направления в пространстве (например, координатные оси  $x, y, z$ ) и по ним задавалась напряженность поля в любой момент времени, определенный значением мгновенной фазы  $\varphi$ . Можно поступить наоборот, зафиксировать определенные, произвольно выбранные, моменты времени (например, для значений мгновенной фазы  $\varphi' = 0 \pm 2\pi n$  и  $\varphi'' = \frac{\pi}{2} \pm 2\pi n$ ) и задать в эти моменты времени напряженность поля по любому направлению в пространстве. При этом, так как магнитное поле полностью определено в плоскости эллипса поляризации, для простоты будем рассматривать его в пространстве в двухкоординатной декартовой системе  $Oxy$ , произвольно ориентированной в плоскости эллипса поляризации. Произвольное направление будем определять углом  $\gamma$ . Зафиксируем мгновенную фазу  $\varphi' = 0 \pm 2\pi n$  и выразим напряженность поля по направлению  $\gamma$  через модуль мгновенного значения вектора напряженности  $\vec{H}_\varphi$ . Как указывалось выше, в этот момент времени мгновенный вектор  $\vec{H}_\varphi$  совпадает с вектором  $\vec{H}_{\text{Re}}$ , направление которого определяется углом  $\gamma_{\text{Re}}$ . Тогда напряженность поля по любому направлению  $\gamma$  в выбранный момент времени будет равна

$$H_{\text{Re}} = H_{\text{Re}} \cos(\gamma - \gamma_{\text{Re}}), \quad (1.1')$$

где индекс Re указывает на выбранный момент времени, а  $H_{\text{Re}} = |\vec{H}_{\text{Re}}|$ . По аналогии с начальной фазой  $\varphi_x$ , угол  $\gamma_{\text{Re}}$  будем называть начальным углом. В отличие от начального угла  $\gamma_{\text{Re}}$  и по аналогии с мгновенной фазой  $\varphi$  текущий угол  $\gamma$  будем называть мгновенным углом.

Далее будем поступать так же, как при рассмотрении напряженности поля в комплексной временной плоскости. Будем рассматривать пространственную плоскость  $Oxy$  как комплексную, называя ее комплексной пространственной плоскостью и считая ось  $Ox$  — действительной, а ось  $Oy$  — мнимой. Чтобы отличать комплексные величины, изображаемые на этой плоскости, от изображаемых на комплексной временной плоскости, будем обозначать  $\sqrt{-1} = i$  (в отличие от  $j$ ). Тогда напряженность магнитного поля заданной фазы  $\varphi' = 0 \pm 2\pi n$  по любому направлению  $\gamma$  может быть представлена в виде

$$H_{\text{Re}} = \text{Re} [H_{\text{Re}} e^{i\gamma_{\text{Re}}} e^{-i\gamma}] = \text{Re} [\vec{H}_{\text{Re}} e^{-i\gamma}]. \quad (1.2')$$

Изображением комплексной амплитуды  $H_{\text{Re}} e^{j\gamma_{\text{Re}}}$  на комплексной пространственной плоскости является вектор  $\vec{H}_{\text{Re}}$ , поэтому специального обозначения комплексности на этой плоскости можно не вводить.

Очевидно, что координаты вектора  $\bar{H}_{Re}$  на комплексной пространственной плоскости будут равны соответственно

$$H_{Re x} = H_{Re} \cos \gamma_{Re} = \operatorname{Re} [H_{Re} e^{i\gamma_{Re}}] = \operatorname{Re} \bar{H}_{Re}, \quad (I.3')$$

$$H_{Re y} = H_{Re} \sin \gamma_{Re} = \operatorname{Im} [H_{Re} e^{i\gamma_{Re}}] = \operatorname{Im} \bar{H}_{Re}.$$

Как видно, они совпадают с действительной и мнимой частью комплексной амплитуды, поэтому можно записать:

$$\bar{H}_{Re} = \operatorname{Re} \bar{H}_{Re} + i \operatorname{Im} \bar{H}_{Re} = H_{Re x} + i H_{Re y}. \quad (I.4')$$

На основе (I.1')—(I.4')

$$H_{Re} = H_{Re} \cos \gamma_{Re} \cos \gamma + H_{Re} \sin \gamma_{Re} \sin \gamma = H_{Re x} \cos \gamma + H_{Re y} \sin \gamma. \quad (I.5')$$

Таким образом, значение напряженности поля в заданный момент времени (например, когда  $\varphi = 0 \pm 2\pi n$ ) по произвольному направлению в пространстве  $\gamma$  полностью определяется значением его комплексной амплитуды, изображением которой на комплексной пространственной плоскости является мгновенный вектор напряженности в заданный момент времени. Если амплитуда напряженности поля по заданному направлению  $x$ , равная модулю комплексной амплитуды  $H_x$ , представляет собой максимальное значение ее в некоторый момент времени, определяемый начальной фазой  $\varphi_x$ , то амплитуда напряженности в заданный момент времени  $\varphi$ , равная модулю комплексной амплитуды  $\bar{H}_{Re}$ , представляет собой максимальное значение напряженности в этот момент времени по некоторому направлению, определяемому начальным углом  $\gamma_{Re}$ .

В соответствии с (I.5') для полного определения напряженности поля по произвольному направлению в произвольный момент времени необходимо знать ее квадратурные (активную и реактивную) компоненты:

$$\begin{aligned} H_{Re} &= H_{Re} \cos(\gamma - \gamma_{Re}), \\ H_{Im} &= H_{Im} \cos(\gamma - \gamma_{Im}), \end{aligned} \quad (I.6')$$

где  $H_{Im}$  — модуль мгновенного значения вектора напряженности  $\bar{H}_{Im}$  в момент времени, определенный мгновенной фазой  $\varphi'' = \frac{\pi}{2} \pm 2\pi n$ ;  $\gamma_{Im}$  — значение начального угла этого вектора в комплексной пространственной плоскости.

Если  $p$  и  $q$  — единичные векторы по направлениям координатных осей  $Re$  и  $Im$  комплексной временной плоскости, то значение

напряженности поля по направлению  $\gamma$ , может быть найдено по вектору на этой плоскости, определенному выражением

$$\dot{H}_\gamma = p \dot{H}_{Re} + q \dot{H}_{Im} = p H_{Re} \cos(\gamma - \gamma_{Re}) + q H_{Im} \cos(\gamma - \gamma_{Im}). \quad (I.7')$$

Модуль этого вектора представляет собой амплитуду напряженности, а угол наклона к действительной оси — ее начальную фазу. Представляя реактивную компоненту напряженности  $H_{Im}$  в виде, аналогичном (I.2'), и используя ее комплексную амплитуду  $\bar{H}_{Im} = H_{Im} e^{i\gamma_{Im}}$ , можно полностью определить напряженность поля по любому направлению с помощью комплексного вектора

$$\bar{H} = p \bar{H}_{Re} + q \bar{H}_{Im} = p H_{Re} e^{i\gamma_{Re}} + q H_{Im} e^{i\gamma_{Im}}, \quad (I.8')$$

отнесенного к комплексному пространству. Для этого достаточно найти:

$$H_\gamma = \operatorname{Re} [(p \bar{H}_{Re} + q \bar{H}_{Im}) e^{-i\gamma}] = \operatorname{Re} [\bar{H} e^{-i\gamma}]. \quad (I.9')$$

Комплексный вектор  $\bar{H}$  можно представить суммой действительной и мнимой частей

$$\bar{H} = \operatorname{Re} \bar{H} + i \operatorname{Im} \bar{H}. \quad (I.10')$$

Как следует из (I.8') действительная и мнимая части вектора  $\bar{H}$  представляют собой векторы на комплексной временной плоскости

$$\operatorname{Re} \bar{H} = p H_{Re} \cos \gamma_{Re} + q H_{Im} \cos \gamma_{Im}, \quad (I.11')$$

$$\operatorname{Im} \bar{H} = p H_{Re} \sin \gamma_{Re} + q H_{Im} \sin \gamma_{Im}.$$

На основе (I.3') и (I.4') координаты вектора  $\operatorname{Re} \bar{H}$  совпадают с активной и реактивной составляющими комплексной амплитуды  $H_x$ , аналогично координаты вектора  $\operatorname{Im} \bar{H}$  совпадают с активной и реактивной составляющими комплексной амплитуды  $H_y$  и, следовательно,  $\operatorname{Re} \bar{H} = \dot{H}_x$ ,  $\operatorname{Im} \bar{H} = \dot{H}_y$ .

На основе (I.9')—(I.11') мгновенное значение вектора напряженности на комплексной временной плоскости определяется выражением

$$\dot{H}_\gamma = \operatorname{Re} [(\dot{H}_x + i \dot{H}_y) e^{-i\gamma}] = \dot{H}_x \cos \gamma + \dot{H}_y \sin \gamma. \quad (I.12')$$

Равенство (I.12') в косоугольной системе координат, определяемой векторами  $\dot{H}_x$  и  $\dot{H}_y$ , представляет собой параметрическое уравнение эллипса. Этот эллипс описывается мгновенным вектором  $\dot{H}_\gamma$  (рис. 1, б) на комплексной временной плоскости при изменении угла  $\gamma$  в пределах от 0 до  $2\pi$ . В отличие от пространственного эллипса поляризации будем называть его фазовым эллипсом поляризации

магнитного поля. При углах  $\gamma = 0 \pm 2\pi n$  и  $\gamma = \frac{\pi}{2} \pm 2\pi n$  вектор  $\dot{H}_\gamma$  совпадает соответственно с векторами  $\dot{H}_x$  и  $\dot{H}_y$ .

Представляя векторы (I.10) и (I.10') через их координаты соответственно на комплексной пространственной и комплексной временной плоскостях, будем иметь

$$\begin{aligned} \dot{\bar{H}} &= \bar{H}_{\text{Re}} + j\bar{H}_{\text{Im}} = H_{\text{Re}x} + iH_{\text{Re}y} + jH_{\text{Im}x} + jiH_{\text{Im}y}, \\ \dot{\bar{H}} &= \dot{H}_x + i\dot{H}_y = H_{x\text{Re}} + jH_{x\text{Im}} + iH_{y\text{Re}} + ijH_{y\text{Im}}. \end{aligned} \quad (\text{I.13})$$

$H_{x\text{Re}} = H_{\text{Re}x}$ , так как обе координаты представляют собой одну и ту же активную составляющую компоненты вектора напряженности поля  $H_x$ , аналогично  $H_{y\text{Re}} = H_{\text{Re}y}$ ,  $H_{x\text{Im}} = H_{x\text{Im}}$ ,  $H_{y\text{Im}} = H_{\text{Im}y}$ .

Следовательно,  $\dot{\bar{H}} = \dot{\bar{H}}$  и введенный нами комплексный вектор  $\dot{\bar{H}}$  есть не что иное, как комплексная амплитуда вектора напряженности магнитного поля. Таким образом, фазовый эллипс поляризации также полно характеризует эллиптически поляризованное магнитное поле, как и пространственный эллипс поляризации. Уравнение (I.12') так же, как и (I.12), позволяет определить напряженность поля по любому направлению в любой момент времени.

Проведенный выше общий анализ структуры эллиптической поляризации позволяет сделать следующие основные выводы.

Гармонически изменяющееся во времени магнитное поле в общем случае является эллиптически поляризованным и в каждой точке пространства может быть полностью охарактеризовано комплексной амплитудой вектора напряженности магнитного поля  $\dot{\bar{H}}$ , которая представляет собой комплексный вектор, отнесенный к комплексному пространству. Ее ортогональными (направленными под углом  $\frac{\pi}{2}$  в пространстве) компонентами являются комплексные во времени амплитуды  $\dot{H}_x$  и  $\dot{H}_y$  ортогональных компонент напряженности поля, которые можно представить в комплексной временной плоскости векторами, направленными к действительной оси под углами, равными начальным фазовым сдвигам  $\varphi_x$  и  $\varphi_y$  этих компонент во времени. Ее квадратурными (направленными под углом  $\frac{\pi}{2}$  во времени) компонентами являются комплексные в пространстве амплитуды  $\bar{H}_{\text{Re}}$  и  $\bar{H}_{\text{Im}}$  квадратурных компонент напряженности поля, которые можно представить в комплексной пространственной плоскости векторами, направленными к действительной оси под углами, равными начальным углам  $\gamma_{\text{Re}}$  и  $\gamma_{\text{Im}}$  этих компонент в пространстве.

Вектор комплексной амплитуды напряженности магнитного поля в данный момент времени  $\dot{\bar{H}}_\varphi$ , определенный мгновенной фазовой  $\varphi$ , при изменении  $\varphi$  в пределах  $0-2\pi$  описывает в пространственной плоскости пространственный эллипс поляризации. Вектор ком-

плексной амплитуды напряженности магнитного поля по заданному направлению  $\dot{\bar{H}}_\gamma$ , определенный мгновенным углом  $\gamma$ , при изменении  $\gamma$  в пределах  $0-2\pi$  описывает в комплексной временной плоскости фазовый эллипс поляризации.

Напряженность поля по заданному направлению определяется в пространственной плоскости проекций на это направление пространственного эллипса поляризации. Напряженность поля заданной начальной фазы определяется в комплексной временной плоскости проекцией на направление этой фазы фазового эллипса поляризации.

Для получения более полного представления об эллиптически поляризованном поле рассмотрим распределение его в пространстве на примере плоской электромагнитной волны в идеальном диэлектрике.

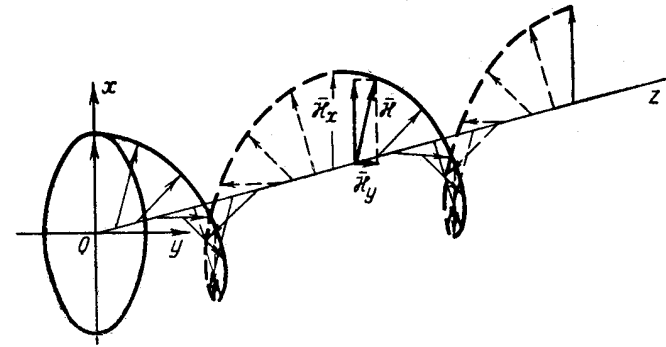


Рис. 2. Эллиптическая поляризация плоской волны.

Если волна будет распространяться вдоль оси  $z$ , координаты вектора напряженности магнитного поля будут определяться следующими соотношениями [40]:

$$\begin{aligned} H_x &= \text{Re} \left[ H_x e^{j\varphi_x} e^{-j\omega \left( t - \frac{z_0 r}{v} \right)} \right], \\ H_y &= \text{Re} \left[ H_y e^{j\varphi_y} e^{-j\omega \left( t - \frac{z_0 r}{v} \right)} \right], \\ H_z &= 0. \end{aligned}$$

Распределение в пространстве напряженности магнитного поля плоской волны в произвольно выбранный момент времени показано на рис. 2. Конец вектора  $\dot{\bar{H}}$  описывает эллиптическую винтовую линию, ось которой совпадает с направлением распространения. В произвольной плоскости, ортогональной направлению распространения волны, конец вектора напряженности двигается по эллипсу поляризации. Эллипс может вырождаться в прямую или в круг. Соответственно, плоская волна называется линейно или по кругу поляризованной.



При равенстве начальных фаз ортогональных компонент вектора напряженности  $\varphi_x = \varphi_y = \psi$  будут наблюдаться линейно поляризованные волны.

При равенстве амплитуд ортогональных компонент  $H_x = H_y = H$  и сдвиге во времени между ними в четверть периода  $\varphi_x = \psi$ ,  $\varphi_y = \psi + \pi/2$  будем иметь волны, поляризованные по кругу.

Все сказанное о напряженности эллиптически поляризованного магнитного поля может быть полностью перенесено на напряженность электрического поля. В частности, в плоской волне эллипсы поляризации магнитного и электрического полей лежат в одной плоскости и так же, как векторы напряженностей магнитного и электрического полей, сдвинуты между собой на угол  $90^\circ$  и совпадают по величине с точностью до постоянной среды  $\sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$ .

### ИНВАРИАНТЫ ПРОСТРАНСТВЕННОГО И ФАЗОВОГО ЭЛЛИПСОВ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Напряженность эллиптически поляризованного магнитного поля в пространственной плоскости поляризации  $Oxy$  может быть охарактеризована двумя ортогональными компонентами, которые относительно мгновенной фазы  $\varphi$  задают параметрические уравнения пространственного эллипса поляризации

$$\begin{aligned} H_x &= H_x \cos(\varphi - \varphi_x), \\ H_y &= H_y \cos(\varphi - \varphi_y). \end{aligned} \quad (I.14)$$

Исключая из этих уравнений параметр  $\varphi$ , получим обычное уравнение эллипса в декартовой ортогональной системе координат:

$$\frac{H_x^2}{H_x^2 \sin^2 \varphi_{xy}} + \frac{H_y^2}{H_y^2 \sin^2 \varphi_{xy}} - \frac{2H_x H_y \cos \varphi_{xy}}{H_x H_y \sin^2 \varphi_{xy}} = 1, \quad (I.15)$$

где  $\varphi_{xy} = \varphi_y - \varphi_x$ .

Это уравнение уже не содержит значения мгновенной фазы  $\varphi$ , а, следовательно, все коэффициенты квадратичной формы представляют собой величины, независимые от времени, т. е. инвариантные относительно начала отсчета фазовых углов. Все они (в том числе и фазовый сдвиг  $\varphi_{xy}$ ) могут быть определены путем амплитудного исследования эллипса поляризации в пространственной плоскости поляризации  $Oxy$ . Будем поворачивать систему координат  $Oxy$  до получения уравнения эллипса поляризации (I.15) в каноническом виде, т. е. не содержащего члена с произведением  $H_x H_y$ . Это произойдет, когда  $\cos \varphi_{xy}$  станет равным нулю. В этом случае амплитуды напряженностей поля по осям  $Ox$  и  $Oy$  станут равными полуосям эллипса поляризации и его уравнение запишется в виде

$$\frac{H_a^2}{H_a^2} + \frac{H_b^2}{H_b^2} = 1, \quad (I.16)$$

где  $H_a$  и  $H_b$  — мгновенные значения напряженностей поля по направлениям полуосей;  $H_a$  и  $H_b$  — их амплитудные значения, равные соответственно большой и малой полуоси.

Так как  $\cos \varphi_{xy} = 0$ , то напряженности поля  $H_a$  и  $H_b$  сдвинуты по фазе на угол  $\frac{\pi}{2}$ , т. е. они ортогональны не только в пространстве, но и во времени. Направления полуосей эллипса поляризации — единственные направления, по которым напряженности поля одновременно взаимно ортогональны и взаимно квадратурны. Уравнение (I.15), а значит и вся геометрия эллипса поляризации определяется тремя коэффициентами квадратичной формы:

$$\frac{1}{H_x^2 \sin^2 \varphi_{xy}}, \quad \frac{1}{H_y^2 \sin^2 \varphi_{xy}}, \quad -\frac{\cos \varphi_{xy}}{H_x H_y \sin^2 \varphi_{xy}}.$$

Вместо них могут быть взяты три другие независимые величины, например, амплитуды напряженности поля по осям координат  $H_x$  и  $H_y$  и фазовый сдвиг  $\varphi_{xy}$ . Наконец, в качестве таких независимых величин могут быть приняты и наиболее непосредственные характеристики эллиптически поляризованного поля: большая  $H_a$  и малая  $H_b$  полуоси и угол наклона большой полуоси  $\gamma_a$ .

Поскольку мы исключили мгновенную фазу, то утратили всякую временную характеристику поля. Ее можно сохранить, переходя к рассмотрению фазового эллипса поляризации, параметрическими уравнениями которого являются выражения (I.6'). Исключая из (I.6') параметр  $\varphi$ , получим обычное уравнение эллипса поляризации в декартовых прямоугольных координатах временной плоскости

$$\frac{H_{Re}^2}{H_{Re}^2 \sin^2 \gamma_{Re Im}} + \frac{H_{Im}^2}{H_{Im}^2 \sin^2 \gamma_{Re Im}} - \frac{2H_{Re} H_{Im} \cos \gamma_{Re Im}}{H_{Re} H_{Im} \sin^2 \gamma_{Re Im}} = 1, \quad (I.15')$$

где  $\gamma_{Re Im} = \gamma_{Im} - \gamma_{Re}$ .

Будем поворачивать систему координат временной плоскости, пока уравнение (I.15') не запишется в каноническом виде. Это произойдет при  $\gamma_{Re Im} = \frac{\pi}{2}$ . Ранее мы указали, что в эллиптически поляризованном поле существуют только два направления, напряженности поля по которым ортогональны в пространстве и квадратурны во времени. Это направления полуосей. Таким образом, при  $\gamma_{Re Im} = \pi/2$  получим, что  $H_{Re} = H_a$ ,  $H_{Im} = H_b$ ,  $H_{Re} = H_a$ ,  $H_{Im} = H_b$ , а уравнение фазового эллипса поляризации запишется в виде (I.16). Из этого следует, что пространственный и фазовый эллипсы поляризации совпадают с точностью до ориентировки в пространственной и временной плоскостях.

Аналогично можно утверждать, что поскольку уравнение (I.15') не содержит значения текущего угла  $\gamma$ , то все коэффициенты квадратичной формы представляют собой величины, независимые от ориентировки пространственной системы координат  $Oxy$ , т. е. инвариантные относительно начала отсчета углов  $\gamma$ . Все они могут быть

получены измерением поля системой произвольно ориентированных в пространственной плоскости датчиков поля.

В качестве независимых величин, полностью характеризующих фазовый эллипс поляризации, могут быть приняты коэффициенты квадратичной формы (I.15')

$$\frac{1}{H_{Re}^2 \sin^2 \gamma_{Re Im}}, \quad \frac{1}{H_{Im}^2 \sin^2 \gamma_{Re Im}} \quad \text{и} \quad - \frac{\cos \gamma_{Re Im}}{H_{Re} H_{Im} \sin^2 \gamma_{Re Im}},$$

или связанные с ними модули квадратурных составляющих  $H_{Re}$  и  $H_{Im}$  и угол между ними  $\gamma_{Re Im}$ . Наконец, в качестве наиболее непосредственных характеристик фазового эллипса поляризации могут быть приняты его полуоси  $H_a$  и  $H_b$  и фаза напряженности поля по направлению большой полуоси  $\varphi_a$ . Полуоси эллипса поляризации  $H_a$  и  $H_b$  являются инвариантами как на пространственной, так и на временной плоскостях, а фаза большой полуоси  $\varphi_a$  является инвариантом только в пространстве и зависит от начала отсчета фазовых углов. Аналогично угол наклона большой полуоси  $\gamma_a$  является инвариантом только на временной плоскости. В этом смысле эти величины уместно называть полуинвариантами соответственно в пространстве и во времени.

Сопоставление выражений (I.1)—(I.12), (I.1')—(I.12') и (I.15)—(I.15') позволяет установить систему величин — аналогов на пространственной и временной плоскостях поляризации. Пользуясь этой системой, мы сможем в дальнейшем ограничиваться выводом необходимых соотношений только на одной из плоскостей, перенося окончательные результаты на другую плоскость путем аналогий. Так как ориентировка осей координат пространственной плоскости  $x$  и  $y$  и временной  $Re$  и  $Im$  была нами принята произвольной, то все сказанное относительно компонент  $H_x$  и  $H_y$  полностью справедливо для любых ортогональных компонент напряженности, аналогично все сказанное относительно компонент  $H_{Re}$  и  $H_{Im}$  полностью справедливо для любых квадратурных компонент напряженности. Чтобы подчеркнуть это, будем иногда использовать индексации характеристик компоненты по произвольно выбранному направлению значком  $\alpha$  и ортогональной ей  $\alpha' = \alpha + \pi/2$ , а характеристик компоненты произвольно выбранной фазы значком  $\psi$  и квадратурой ей  $\psi' = \psi + \pi/2$ . Основные величины-аналоги сведены в табл. 1.

Установим соотношения, связывающие ортогональные компоненты поля с элементами эллипса поляризации.

На основе (I.12') для направлений, определяемых углами  $\gamma = \gamma_a$  и  $\gamma = \gamma_a + \frac{\pi}{2}$ , будем иметь соответственно:

$$\begin{aligned} H_a \cos \varphi_a + j H_a \sin \varphi_a &= H_x \cos \varphi_x \cos \gamma_a + j H_x \sin \varphi_x \cos \gamma_a + \\ &+ H_y \cos \varphi_y \sin \gamma_a + j H_y \sin \varphi_y \sin \gamma_a, \\ -H_a \sin \varphi_a + j H_b \cos \varphi_a &= -H_x \cos \varphi_x \sin \gamma_a - \\ &- j H_x \sin \varphi_x \sin \gamma_a + H_y \cos \varphi_y \cos \gamma_a + j H_y \sin \varphi_y \cos \gamma_a. \end{aligned} \quad (I.17)$$

Пространственная плоскость	Временная плоскость
$\gamma$ — текущий угол наклона	$\varphi$ — текущий фазовый угол
$\varphi_x$ — начальная фаза напряженности по направлению оси $x$ ( $\alpha=0$ )	$\gamma_{Re}$ — начальный угол напряженности с нулевой начальной фазой ( $\psi=0$ )
$\varphi_y$ — начальная фаза напряженности по направлению оси $y$ ( $\alpha=\frac{\pi}{2}$ )	$\gamma_{Im}$ — начальный угол напряженности с начальной фазой $\frac{\pi}{2}$ ( $\psi=\frac{\pi}{2}$ )
$\varphi_a$ — начальная фаза напряженности по данному направлению $\alpha$	$\gamma_\psi$ — начальный угол напряженности поля с данной фазой $\psi$
$H_x$ — амплитуда напряженности поля по направлению оси $x$ ( $\alpha=0$ )	$H_{Re}$ — амплитуда напряженности поля с нулевой начальной фазой ( $\psi=0$ )
$H_y$ — амплитуда напряженности поля по направлению оси $y$ ( $\alpha=\frac{\pi}{2}$ )	$H_{Im}$ — амплитуда напряженности поля с начальной фазой $\frac{\pi}{2}$ ( $\psi=\frac{\pi}{2}$ )
$H_a$ — амплитуда напряженности поля по данному направлению $\alpha$	$H_\psi$ — амплитуда напряженности поля с данной начальной фазой $\psi$
$\gamma_a$ — угол наклона большой полуоси пространственного эллипса поляризации	$\varphi_a$ — фазовый угол большой полуоси фазового эллипса поляризации

Приравняв действительные и мнимые части этих равенств, получим четыре основных уравнения связи между ортогональными ( $H_x, H_y, \varphi_x, \varphi_y$ ) и эллиптическими ( $H_a, H_b, \varphi_a, \gamma_a$ ) характеристиками поля:

$$\begin{aligned} H_a \cos \varphi_a &= H_x \cos \varphi_x \cos \gamma_a + H_y \cos \varphi_y \sin \gamma_a, \\ H_a \sin \varphi_a &= H_x \sin \varphi_x \cos \gamma_a + H_y \sin \varphi_y \sin \gamma_a, \\ H_b \cos \varphi_a &= -H_x \sin \varphi_x \sin \gamma_a + H_y \sin \varphi_y \cos \gamma_a, \\ H_b \sin \varphi_a &= H_x \cos \varphi_x \sin \gamma_a - H_y \cos \varphi_y \cos \gamma_a. \end{aligned} \quad (I.18)$$

На основе (I.18) можно получить непосредственные выражения эллиптических характеристик поля через ортогональные компоненты и по аналогии через квадратурные.

$$H_a = \frac{1}{2} [\sqrt{H_x^2 + H_y^2 + 2H_x H_y \sin \varphi_{xy}} + \sqrt{H_x^2 + H_y^2 - 2H_x H_y \sin \varphi_{xy}}]; \quad (I.19)$$

$$\begin{aligned} H_a &= \frac{1}{2} [\sqrt{H_{Re}^2 + H_{Im}^2 + H_{Re} H_{Im} \sin \gamma_{Re Im}} + \\ &+ \sqrt{H_{Re}^2 + H_{Im}^2 - H_{Re} H_{Im} \sin \gamma_{Re Im}}]; \end{aligned} \quad (I.19')$$

$$H_b = \frac{1}{2} \left[ \sqrt{H_x^2 + H_y^2 + 2H_x H_y \sin \varphi_{xy}} - \sqrt{H_x^2 + H_y^2 - 2H_x H_y \sin \varphi_{xy}} \right]; \quad (I.20)$$

$$H_b = \frac{1}{2} \left[ \sqrt{H_{\text{Re}}^2 + H_{\text{Im}}^2 + H_{\text{Re}} H_{\text{Im}} \sin \gamma_{\text{Re Im}}} - \sqrt{H_{\text{Re}}^2 + H_{\text{Im}}^2 - H_{\text{Re}} H_{\text{Im}} \sin \gamma_{\text{Re Im}}} \right]; \quad (I.20')$$

$$\text{tg } 2\varphi_a = \frac{H_x^2 \sin 2\varphi_x + H_y^2 \sin 2\varphi_y}{H_x^2 \cos 2\varphi_x + H_y^2 \cos 2\varphi_y}; \quad (I.21)$$

$$\text{tg } 2\gamma_a = \frac{H_{\text{Re}}^2 \sin 2\gamma_{\text{Re}} + H_{\text{Im}}^2 \sin 2\gamma_{\text{Im}}}{H_{\text{Re}}^2 \cos 2\gamma_{\text{Re}} + H_{\text{Im}}^2 \cos 2\gamma_{\text{Im}}}; \quad (I.21')$$

$$\text{tg } 2\gamma_a = \frac{2 \frac{H_y}{H_x} \cos \varphi_{xy}}{1 - \frac{H_y^2}{H_x^2}}; \quad (I.22)$$

$$\text{tg } 2\varphi_a = \frac{2 \frac{H_{\text{Im}}}{H_{\text{Re}}} \cos \gamma_{\text{Re Im}}}{1 - \frac{H_{\text{Im}}^2}{H_{\text{Re}}^2}}; \quad (I.22')$$

На основе (I.18) можно вывести и обратные соотношения, выражающие ортогональные компоненты поля (и квадратурные) через его эллиптические характеристики:

$$H_x^2 = H_a^2 \cos^2 \gamma_a + H_b^2 \sin^2 \gamma_a; \quad (I.23)$$

$$H_{\text{Re}}^2 = H_a^2 \cos^2 \varphi_a + H_b^2 \sin^2 \varphi_a; \quad (I.23')$$

$$H_y^2 = H_a^2 \sin^2 \gamma_a + H_b^2 \cos^2 \gamma_a; \quad (I.24)$$

$$H_{\text{Im}}^2 = H_a^2 \sin^2 \varphi_a + H_b^2 \cos^2 \varphi_a; \quad (I.24')$$

$$\varphi_x = \varphi_a + \arctg \left[ \frac{H_b}{H_a} \text{tg } \gamma_a \right]; \quad (I.25)$$

$$\gamma_{\text{Re}} = \gamma_a + \arctg \left[ \frac{H_b}{H_a} \text{tg } \varphi_a \right]; \quad (I.25')$$

$$\varphi_y = \varphi_a - \arctg \left[ \frac{H_b}{H_a} \text{ctg } \gamma_a \right]; \quad (I.26)$$

$$\gamma_{\text{Im}} = \gamma_a - \arctg \left[ \frac{H_b}{H_a} \text{ctg } \varphi_a \right]. \quad (I.26')$$

Выпишем дополнительно формулы для  $\varphi_{xy}$  и  $\gamma_{\text{Re Im}}$ , вытекающие соответственно из (I.25), (I.26) и (I.25'), (I.26'):

$$\text{tg } \varphi_{xy} = \text{tg } (\varphi_x - \varphi_y) = \frac{H_b}{H_a} \frac{\text{tg } \gamma_a + \text{ctg } \gamma_a}{1 - \frac{H_b^2}{H_a^2}}, \quad (I.27)$$

$$\text{tg } \gamma_{\text{Re Im}} = \text{tg } (\gamma_{\text{Re}} - \gamma_{\text{Im}}) = \frac{H_b}{H_a} \frac{\text{tg } \varphi_a + \text{ctg } \varphi_a}{1 - \frac{H_b^2}{H_a^2}}. \quad (I.27')$$

Формулы (I.23), (I.24), (I.27) и (I.23'), (I.24'), (I.27') подтверждают ранее сделанный вывод о том, что  $H_x$ ,  $H_y$  и  $\varphi_{xy}$  являются инвариантами на временной плоскости, а  $H_{\text{Re}}$ ,  $H_{\text{Im}}$ ,  $\gamma_{\text{Re Im}}$  — на пространственной плоскости.

На основе этих полуинвариантных величин могут быть найдены полные инварианты, т. е. величины инвариантные как на пространственной, так и на временной плоскостях и эквивалентные  $H_a$  и  $H_b$

$$H^2 = H_x^2 + H_y^2 = H_a^2 + H_b^2; \quad (I.28)$$

$$H^2 = H_{\text{Re}}^2 + H_{\text{Im}}^2 = H_a^2 + H_b^2; \quad (I.28')$$

$$S = H_x H_y \sin \varphi_{xy} = H_a H_b; \quad (I.29)$$

$$S = H_{\text{Re}} H_{\text{Im}} \sin \gamma_{\text{Re Im}} = H_a H_b. \quad (I.29')$$

Инвариант  $H^2$  представляет собой модуль комплексной амплитуды вектора напряженности магнитного поля  $\vec{H}$ . Инвариант  $S$  характеризует площадь эллипса поляризации и равен ей с точностью до множителя  $\pi$ . Эти инварианты могут представлять самостоятельный интерес при изучении эллиптически поляризованного поля.

Подводя итог рассмотрению инвариантных и полуинвариантных характеристик эллиптически поляризованного магнитного поля, сведем в табл. 2 эквивалентные системы этих величин в пространственной и временной плоскостях.

Таблица 2

Пространственная плоскость	$H_\psi$	$H_{\text{Re}}$	$H_a$	$H^2 = H_\psi^2 + H_{\psi'}^2 = H_{\text{Re}}^2 + H_{\text{Im}}^2 = H_a^2 + H_b^2$
	$H_{\psi'}$	$H_{\text{Im}}$	$H_b$	$S = H_\psi H_{\psi'} \sin (\psi' - \psi) = H_{\text{Re}} H_{\text{Im}} \sin (\gamma_{\text{Im}} - \gamma_{\text{Re}}) = H_a H_b$
	$\psi' - \psi$	$\gamma_{\text{Im}} - \gamma_{\text{Re}}$	$\varphi_a$	$H_\psi H_{\psi'} \cos (\psi' - \psi) = H_{\text{Re}} H_{\text{Im}} \sin (\gamma_{\text{Im}} - \gamma_{\text{Re}})$
Временная плоскость	$H_\alpha$	$H_x$	$H_a$	$H^2 = H_\alpha^2 + H_\alpha'^2 = H_x^2 + H_y^2 = H_a^2 + H_b^2$
	$H_{\alpha'}$	$H_y$	$H_b$	$S = H_\alpha H_{\alpha'} \sin (\alpha' - \alpha) = H_x H_y \sin (\varphi_y - \varphi_x) = H_a H_b$
	$\alpha' - \alpha$	$\varphi_y - \varphi_x$	$\gamma_a$	$H_\alpha H_{\alpha'} \cos (\alpha' - \alpha) = H_x H_y \cos (\varphi_y - \varphi_x)$

Эквивалентность этих систем говорит о том, что принципиально безразлично, какую из них выбрать объектом измерения, так как они определяют один и тот же объем информации о магнитном поле. Поэтому вопрос о выборе конкретных измеряемых параметров при исследовании инвариантов поля решается на основе соображений, связанных с техникой измерения.

**СВЯЗЬ ИНВАРИАНТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК  
С ПЕРВИЧНЫМ И ВТОРИЧНЫМ ПОЛЕМ  
И ОСНОВЫ ИНТЕРПРЕТАЦИИ**

Существенно выяснить, какую полезную для геофизической разведки информацию представит изучение инвариантных характеристик магнитного поля. С этой целью рассмотрим их связь с первичным и вторичным полем.

Отметим, что если в предыдущем рассмотрении начало отсчета в пространственной и временной плоскостях поляризации было выбрано произвольно, то в дальнейшем выбор его приобретает уже принципиальное значение. В электроразведочных методах переменным током геометрические и фазовые соотношения между первичным и вторичным полями являются важными для интерпретации параметрами. Первичное поле, как правило, является не только направлением, от которого отсчитывается угол наклона и фаза вторичного поля, но и служит единицей измерения его величины. Таким образом, для удобства интерпретации, началом отсчета в пространстве и во времени должно быть выбрано первичное поле. Пусть в некоторой точке пространства происходит сложение первичного поля  $\vec{H}_0 = \vec{H}_0 \cos \omega t$  и линейно поляризованного вторичного  $\vec{H}_1 = \vec{H}_1 \cos(\omega t - \varphi_1)$ , сдвинутого в пространстве на угол  $\gamma_1$ . Пространственная плоскость поляризации будет определяться направлением векторов  $\vec{H}_0$  и  $\vec{H}_1$ .

Направим оси абсцисс пространственной  $Ox$  и временной  $ORe$  плоскостей по первичному полю и найдем соотношения между ортогональными и квадратурными компонентами суммарного поля и параметрами первичного и вторичного полей:

$$H_x = \sqrt{H_0^2 + H_1^2 \cos^2 \gamma_1 + 2H_0 H_1 \cos \gamma_1 \cos \varphi_1}; \quad (I.30)$$

$$H_{Re} = \sqrt{H_0^2 + H_1^2 \cos^2 \varphi_1 + 2H_0 H_1 \cos \varphi_1 \cos \gamma_1}; \quad (I.30')$$

$$H_{xRe} = H_0 + H_1 \cos \varphi_1 \cos \gamma_1; \quad (I.31)$$

$$H_{Re x} = H_0 + H_1 \cos \gamma_1 \cos \varphi_1; \quad (I.31')$$

$$H_{xIm} = H_1 \sin \varphi_1 \cos \gamma_1; \quad (I.32)$$

$$H_{Re y} = H_1 \cos \varphi_1 \sin \gamma_1; \quad (I.32')$$

$$\operatorname{tg} \varphi_x = \frac{H_1 \sin \varphi_1 \cos \gamma_1}{H_0 + H_1 \cos \varphi_1 \cos \gamma_1}; \quad (I.33)$$

$$\operatorname{tg} \gamma_{Re} = \frac{H_1 \cos \varphi_1 \sin \gamma_1}{H_0 + H_1 \cos \gamma_1 \cos \varphi_1}; \quad (I.33')$$

$$H_y = H_1 \sin \gamma_1; \quad (I.34)$$

$$H_{Im} = H_1 \sin \varphi_1; \quad (I.34')$$

$$H_{yRe} = H_1 \cos \varphi_1 \sin \gamma_1; \quad (I.35)$$

$$H_{Im x} = H_1 \cos \gamma_1 \sin \varphi_1; \quad (I.35')$$

$$H_{yIm} = H_1 \sin \varphi_1 \sin \gamma_1; \quad (I.36)$$

$$H_{Im y} = H_1 \sin \gamma_1 \sin \varphi_1; \quad (I.36')$$

$$\operatorname{tg} \varphi_y = \operatorname{tg} \varphi_1; \quad (I.37)$$

$$\operatorname{tg} \gamma_{Im} = \operatorname{tg} \gamma_1. \quad (I.37')$$

Наибольший практический интерес представляют связи между элементами эллипса поляризации и первичным, и вторичным полями. Используя (I.30)—(I.37) либо (I.30')—(I.37') с учетом (I.19)—(I.22) или (I.19')—(I.22'), получим:

$$H_a = \frac{1}{2} [\sqrt{H_0^2 + H_1^2 + 2H_0 H_1 \cos(\gamma_1 - \varphi_1)} + \sqrt{H_0^2 + H_1^2 + 2H_0 H_1 \cos(\gamma_1 + \varphi_1)}]; \quad (I.38)$$

$$H_b = \frac{1}{2} [\sqrt{H_0^2 + H_1^2 + 2H_0 H_1 \cos(\gamma_1 - \varphi_1)} - \sqrt{H_0^2 + H_1^2 + 2H_0 H_1 \cos(\gamma_1 + \varphi_1)}]; \quad (I.39)$$

$$\operatorname{tg} 2\varphi_a = \frac{H_1^2 \sin 2\varphi_1 + 2H_0 H_1 \cos \gamma_1 \sin \varphi_1}{H_0^2 + H_1^2 \cos 2\varphi_1 + 2H_0 H_1 \cos \gamma_1 \cos \varphi_1}; \quad (I.40)$$

$$\operatorname{tg} 2\alpha_a = \frac{H_1^2 \sin 2\gamma_1 + 2H_0 H_1 \cos \varphi_1 \sin \gamma_1}{H_0^2 + H_1^2 \cos 2\gamma_1 + 2H_0 H_1 \cos \gamma_1 \cos \varphi_1}. \quad (I.41)$$

В выражения (I.38)—(I.41) геометрический  $\gamma_1$  и фазовый  $\varphi_1$  углы входят симметрично. Это говорит о том, что форма эллипса поляризации не изменится, если углы, характеризующие направление вторичного поля в пространстве и во времени, поменять местами.

На практике нас будет интересовать обратная задача — определение параметров вторичного поля через элементы эллипса поляризации (первичное поле будем считать всегда заданным). Решение такой задачи следовало бы проводить на основе выражений, обратных (I.38) ÷ (I.41). Однако такие выражения громоздки и не поддаются четкому анализу. Более важно получить связи между величинами, характеризующими эллиптически поляризованное поле, когда они отнесены к значению первичного поля  $H_0$ . Найдем выражения для параметров вторичного поля через инварианты пространственного и фазового эллипсов поляризации, отнесенные к первичному полю. При этом все отнесенные величины будем обозначать штрихом.

Наиболее простые и удобные выражения получаются через полуинварианты фазового эллипса  $H'_x = \frac{H_x}{H_0}$ ;  $H'_y = \frac{H_y}{H_0}$ , полуинварианты пространственного эллипса  $H'_{Re} = \frac{H_{Re}}{H_0}$ ,  $H'_{Im} = \frac{H_{Im}}{H_0}$  и полный

инвариант  $S' = \frac{S}{H_0^2}$ . На основе (I.30)–(I.37), (I.30')–(I.37') и (I.29), (I.29') получаем:

$$H_1'^2 = 1 + H_x'^2 + H_y'^2 - 2 \frac{S'^2 + \sqrt{H_y'^2 - S'^2} - \sqrt{H_x'^2 H_y'^2 - S'^2}}{H_y'^2}, \quad (I.42)$$

$$H_1'^2 = 1 + H_{\text{Re}}'^2 + H_{\text{Im}}'^2 - 2 \frac{S'^2 + \sqrt{H_{\text{Im}}'^2 - S'^2} - \sqrt{H_{\text{Re}}'^2 H_{\text{Im}}'^2 - S'^2}}{H_{\text{Im}}'^2}, \quad (I.42')$$

$$\sin \varphi_1 = \frac{S'}{H_y'}, \quad (I.43)$$

$$\sin \gamma_1 = \frac{S'}{H_{\text{Im}}'}, \quad (I.43')$$

$$\text{tg } \gamma_1 = \frac{H_y'^2}{\sqrt{H_x'^2 H_y'^2 - S'^2} - \sqrt{H_y'^2 - S'^2}}, \quad (I.44)$$

$$\text{tg } \varphi_1 = \frac{H_{\text{Im}}'^2}{\sqrt{H_{\text{Re}}'^2 H_{\text{Im}}'^2 - S'^2} - \sqrt{H_{\text{Im}}'^2 - S'^2}}. \quad (I.44')$$

Подставляя в эти формулы значения  $H_x$ ,  $H_y$ ,  $S$ , взятые из (I.23), (I.24) и (I.29), и значения  $H_{\text{Re}}$ ,  $H_{\text{Im}}$ , взятые из (I.23'), (I.24'), можно получить выражения для параметров вторичного поля через параметры эллипса поляризации.

Выражения (I.42)–(I.44) и (I.42')–(I.44') показывают, что полная информация о линейно поляризованном вторичном поле может быть получена при известной ориентации системы координат в пространственной (временной) плоскости поляризации путем измерения полного инварианта  $S$  и двух фазовых (пространственных) полуинвариантов  $H_x$  и  $H_y$  ( $H_{\text{Re}}$  и  $H_{\text{Im}}$ ), либо путем измерения характеристик пространственного (фазового) эллипса поляризации  $H_a$ ,  $H_b$  и  $\gamma_a$  ( $\varphi_a$ ). Таким образом, при относительных измерениях для полного определения вторичного поля достаточно измерить три из основных элементов эллипса поляризации. Поскольку в общем случае характер зависимости их от параметров первичного и вторичного поля, выраженный формулами (I.38)–(I.44), достаточно сложен, целесообразно получить более простые выражения для практически важного случая малых аномалий,  $H_1' = \frac{H_1}{H_0} \ll 1$ .

Ограничиваясь членами первого порядка малости, на основе (I.38)–(I.41) получим:

$$H_a' \approx 1 + H_1' \cos \varphi_1 \cos \gamma_1 = 1 + \text{Re } H_{1x}', \quad (I.45)$$

$$H_b' \approx H_1' \sin \varphi_1 \sin \gamma_1 = \text{Im } H_{1y}', \quad (I.46)$$

$$\varphi_a \approx H_1' \sin \varphi_1 \cos \gamma_1 = \text{Im } H_{1x}', \quad (I.47)$$

$$\gamma_a \approx H_1' \cos \varphi_1 \sin \gamma_1 = \text{Re } H_{1y}'. \quad (I.48)$$

Из полученных выражений следует, что графики распределения поля в пространстве для большой полуоси эллипса поляризации и ее начальной фазы будут сходны с графиками компоненты вторичного поля, параллельной первичному, а графики малой полуоси и угла наклона будут сходны с графиками компоненты вторичного поля ортогональной к первичному.

С другой стороны, частотные характеристики аномальных значений большой полуоси и угла наклона будут аналогичны частотной характеристике реальной части вторичного поля, а частотные характеристики малой полуоси и начальной фазы большой полуоси будут аналогичны частотным характеристикам мнимой части вторичного поля. С учетом этих замечаний может проводиться интерпретация результатов измерения элементов эллипса поляризации магнитного поля.

На основе выше сказанного можно утверждать, что для линейно поляризованных и достаточно малых вторичных полей графики распределения и частотные характеристики различных элементов поля весьма сходны и по их виду может быть проведена некоторая классификация величин, измеряемых в различных модификациях индуктивной электроразведки. Эта классификация дана в табл. 3.

Таблица 3

Графики распределения типа	Частотные характеристики типа	
	Im $H_1$	Re $H_1$
$H_{1x}$ $H_{1y}$	$\varphi_a; \varphi_a; H_x \text{ Im}$ $H_y \text{ Im}; H_b$	$H_x; H_a; H_a \text{ Re}$ $H_y \text{ Re}; \gamma_a$

Примечание. Первичное поле направлено по оси  $x$ .

Такая классификация позволит найти единый подход к интерпретации различных измеряемых параметров магнитного поля и переносить приемы, полученные при разработке теории интерпретации в одних методиках, на другие методики индуктивной электроразведки.

Глава II  
**ПРИНЦИПЫ ИЗМЕРЕНИЯ  
 ЭЛЛИПТИЧЕСКИ ПОЛЯРИЗОВАННОГО  
 МАГНИТНОГО ПОЛЯ**

**ПОГРЕШНОСТИ ОРИЕНТАЦИИ ПРИ ИЗМЕРЕНИИ  
 ПРОСТРАНСТВЕННЫХ СОСТАВЛЯЮЩИХ**

При измерении составляющих эллиптически и линейно поляризованных магнитных полей основную часть методических погрешностей измерения составляют погрешности «ориентации», обусловленные несовершенством устройств, ориентирующих приемник поля по интересующему нас направлению. Эти погрешности зависят от направления измеряемой составляющей, эллиптичности поля и могут достигать недопустимо больших значений. Рассмотрим погрешности ориентации при измерении амплитуды и начальной фазы произвольной составляющей в плоскости эллипса поляризации [26]. Относительная погрешность измерения амплитуды составляющей  $H_a$  под углом  $\alpha$  к большой полуоси может быть получена на основе (I.23)

$$\delta = \frac{H_{\alpha \pm \Delta\alpha} - H_{\alpha}}{H_{\alpha}} = \sqrt{\frac{\cos^2(\alpha \pm \Delta\alpha) + \left(\frac{H_b}{H_a}\right)^2 \sin^2(\alpha \pm \Delta\alpha)}{\cos^2 \alpha + \left(\frac{H_b}{H_a}\right)^2 \sin^2 \alpha}} - 1, \quad (\text{II.1})$$

где  $\Delta\alpha$  — абсолютная угловая погрешность ориентирующего устройства, либо амплитуда угловых флюктуаций магнитоприемника.

На рис. 3, а приведены зависимости амплитудной погрешности от угла наклона  $\alpha$  для различной степени поляризации поля.

В линейно поляризованном поле ( $\frac{H_b}{H_a} = 0$ ) амплитудная погрешность определяется зависимостью

$$\delta_{\alpha} = \frac{\cos(\alpha \pm \Delta\alpha)}{\cos \alpha} - 1 = \cos \Delta\alpha \mp \text{tg} \alpha \sin \Delta\alpha - 1 \approx \mp \Delta\alpha \text{tg} \alpha. \quad (\text{II.2})$$

Семейство зависимостей  $\delta = f\left(\alpha; \frac{H_b}{H_a}\right)$  показывает, что по мере уменьшения степени поляризации погрешность резко возрастает при  $\alpha$  близких к  $90^\circ$  и становится бесконечной при  $\frac{H_b}{H_a} = 0$ .

На основе (I.25) абсолютная погрешность измерения начальной фазы составляющей под углом  $\alpha$  к большой полуоси определяется выражением

$$\Delta\varphi = \varphi_{\alpha \pm \Delta\alpha} - \varphi_{\alpha} = \arctg \frac{H_b}{H_a} \text{tg}(\alpha \pm \Delta\alpha) - \arctg \frac{H_b}{H_a} \text{tg} \alpha. \quad (\text{II.3})$$

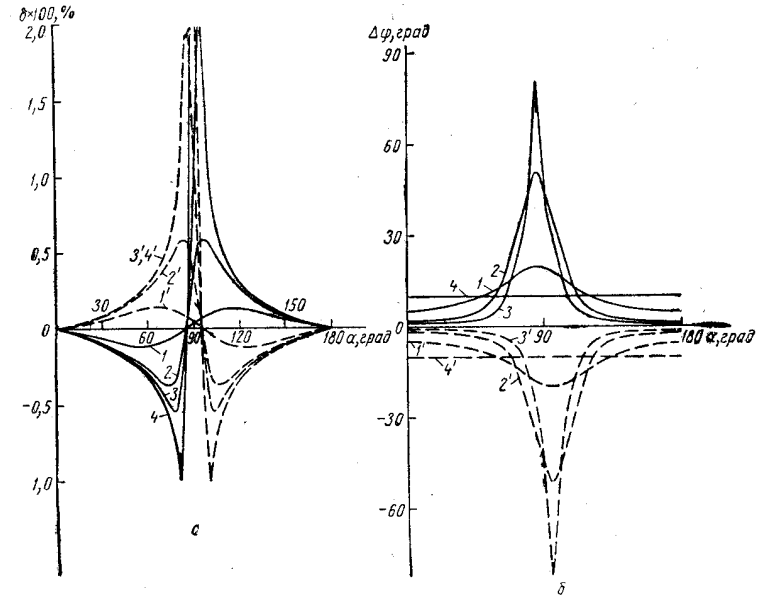


Рис. 3. Зависимости погрешностей ориентации от угла наклона  $\alpha$  по амплитуде (а) и по фазе (б).

1-1' —  $\frac{H_b}{H_a} = 0,5$ ; 2-2' —  $\frac{H_b}{H_a} = 0,2$ ; 3-3' —  $\frac{H_b}{H_a} = 0,1$ ; 4-4' —  $\frac{H_b}{H_a} = 0$   
 (кривым 1-4 соответствует  $+\Delta\alpha$ , а 1'-4' соответствует  $-\Delta\alpha$ ,  $\Delta\alpha = 10^\circ$ ).

Она принимает экстремальные значения при углах  $\alpha_n = \mp \frac{\Delta\alpha}{2} + n \frac{\pi}{2}$  ( $n = 0; 1; 2$ ) для значений погрешности ориентации  $\Delta\alpha$ , равные соответственно:

$$\Delta\varphi_{\min} = 2 \arctg \frac{H_b}{H_a} \text{tg} \frac{\Delta\alpha}{2} \quad n = 0; 2, \quad (\text{II.4})$$

$$\Delta\varphi_{\max} = 2 \arctg \frac{H_b}{H_a} \text{ctg} \frac{\Delta\alpha}{2} \quad n = 1. \quad (\text{II.5})$$

На рис. 3, б приведены кривые, выражающие зависимость фазовой погрешности от угла наклона для различной степени поляризации  $\frac{H_b}{H_a}$ .

Семейство зависимостей  $\Delta\varphi = f\left(\alpha, \frac{H_b}{H_a}\right)$  показывает, что по мере роста степени поляризации абсолютные минимальные значения погрешности при  $\alpha$ , близких к 0 и 180°, возрастают, абсолютные максимальные значения при  $\alpha$ , близких к 90°, уменьшаются и кривые, определяющие зависимость фазовой погрешности от угла наклона, переходят в прямые 4 и 4', соответствующие круговой поляризации  $\left(\frac{H_b}{H_a} = 1\right)$ , параллельные оси абсцисс и отстоящие от нее на  $\Delta\alpha$ . По мере уменьшения степени поляризации погрешность для углов  $\alpha$ , близких к 0 и 180°, уменьшается, стремясь к нулю, абсолютные максимальные значения погрешности при углах  $\alpha$ , близких к 90°, резко возрастают, стремясь к 180°. При линейной поляризации  $\left(\frac{H_b}{H_a} = 0\right)$  кривые переходят в совпадающую с осью абсцисс прямую, которая при  $\alpha = 90^\circ$  терпит разрыв, что соответствует инверсии фазы измеряемой составляющей.

Приведенный анализ показывает, что измерение пространственных компонент слабо эллиптически поляризованных  $\left(\frac{H_b}{H_a} \ll 1\right)$  магнитных полей, близких к направлению, ортогональному первичному полю, сопряжено со значительными погрешностями. Погрешности ориентации исключаются при измерении инвариантных характеристик магнитного поля, не зависящих от ориентировки магнитоприемных элементов. Кроме того, при этом резко сокращается время измерений, так как отпадает необходимость в ориентирующих устройствах, постоянная времени которых обычно значительна.

### ОБЩИЕ ПРИНЦИПЫ ИЗМЕРЕНИЯ ИНВАРИАНТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК

В главе I были определены информационно эквивалентные группы пространственных и фазовых инвариантов, каждая из которых при относительных измерениях определяет полный объем информации о линейно поляризованном вторичном поле. Однако достоверность и скорость поступления информации для каждой группы различна и зависит от эффективности измерения ее составных элементов. Способы измерения инвариантов поля могут быть инвариантные и неинвариантные. Под инвариантными способами будем понимать такие, результат измерения в которых не зависит от ориентировки системы координат, связанной с приемниками поля, в пространстве и во времени. Все способы, в которых не выполняются эти условия, будем относить к неинвариантным.

Рассмотрим вначале измерения в плоскости эллипса поляризации. Способы измерения ортогональных компонент  $H_x(H_x)$ ,  $H_y(H_y)$

и разности их начальных фазовых сдвигов  $\varphi_{x'} - \varphi_x (\varphi_y - \varphi_x)$  известны, поэтому на них останавливаться не будем. Заметим только, что им неизменно присущи методические погрешности ориентации, что существенно снижает их эффективность.

Определим вначале способы измерения произвольных квадратурных компонент  $H_\psi$ ,  $H_{\psi'}$  и угла сдвига между ними  $\gamma_{\psi'} - \gamma_\psi$ . Поскольку  $H_\psi$  — модуль комплексной амплитуды напряженности магнитного поля в заданный момент времени, то ее можно измерить, зафиксировав время в момент  $t = \frac{\psi}{\omega}$ , как максимальное значение напряженности поля в пространстве по некоторому направлению. Поясним способ функциональной схемой\*, представленной на рис. 4, а.

На основе (I.7') представим модуль мгновенного вектора напряженности по произвольному направлению магнитоприемника  $\alpha$  через квадратурные компоненты  $H_\psi$  и  $H_{\psi'}$ :

$$H_\alpha = H_\psi \cos(\omega t - \psi) \cos(\alpha - \gamma_\psi) + H_{\psi'} \sin(\omega t - \psi) \cos(\alpha - \gamma_{\psi'}). \quad (\text{II.6})$$

Если  $u_0 = U_0 \sin(\omega t - \varphi)$  — значение опорного сигнала балансного модулятора, то сигнал на его выходе может быть представлен в виде

$$u_{BM} = -U_0 \frac{G}{\omega} \frac{dH}{dt} = GU_0 \{-H_\psi \sin(\omega t - \psi) \cos(\alpha - \gamma_\psi) \sin(\omega t - \varphi) + H_{\psi'} \cos(\omega t - \psi) \cos(\alpha - \gamma_{\psi'}) \sin(\omega t - \varphi)\}, \quad (\text{II.7})$$

где  $G$  — коэффициент передачи (чувствительность) магнитоприемника\*\*. Установим фазорегулятором начальную фазу опорного сигнала, равную  $\psi$ , тогда

$$u_{BM} = GU_0 \left\{ H_\psi \sin^2(\omega t - \psi) \cos(\alpha - \gamma_\psi) - \frac{H_{\psi'}}{2} \cos(\alpha - \gamma_{\psi'}) \times \right. \\ \left. \times \sin 2(\omega t - \psi) \right\} = \frac{GU_0}{2} \{ H_\psi \cos(\alpha - \gamma_\psi) + H_\psi \cos(\alpha - \gamma_\psi) \cos 2(\omega t - \psi) - \\ - H_{\psi'} \cos(\alpha - \gamma_{\psi'}) \sin 2(\omega t - \psi) \}. \quad (\text{II.8})$$

Как видно, при  $\alpha = \gamma_\psi$  постоянная составляющая выходного напряжения  $BM$  принимает максимальное значение  $\frac{GU_0}{2} H_\psi$ , при  $U_0 = \text{const}$  — пропорциональное  $H_\psi$ . Она измеряется прибором  $I$ , включенным на выходе  $\Phi Н Ч$ , подавляющего переменную составляющую.

Таким образом, поворачивая магнитоприемник в плоскости поляризации до получения максимального показания  $I$ , находим амплитуду компоненты  $H_\psi$ . При этом направление магнитоприемника

\* В этой схеме и в последующих не будут рассматриваться элементы, связанные с необходимым усилением либо ослаблением сигналов.

\*\* Здесь и далее будем считать, что коэффициенты передачи всех остальных элементов схемы равны 1.

совпадает с направлением этой компоненты в пространстве. Аналогичным образом может быть определена компонента  $H_{\psi'}$  и ее направление. Для этого необходимо повернуть опорный сигнал по фазе с помощью ФР дополнительно на угол  $\pi/2$ .

Угол между направлениями магнитоприемника в первом ( $H_{\psi}$ ) и втором ( $H_{\psi'}$ ) случае равен значению пространственного полуин-

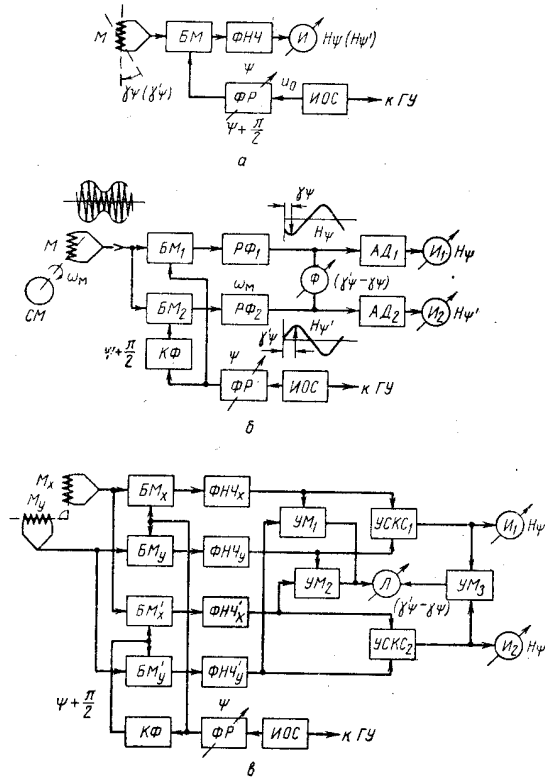


Рис. 4. Способы измерения квадратурных компонент.

*a* — экстремальный в пространстве; *б* — полуинвариантный экстремальный в пространстве; *в* — вычисления по ортогональным компонентам; *М* — магнитоприемник; *БМ* — балансный модулятор; *ФНЧ* — фильтр нижних частот; *ФР* — фазорегулятор; *ИОС* — источник опорного сигнала; *ГУ* — генераторное устройство; *И* — измерительный прибор; *СМ* — синхронный мотор; *КФ* — квадратурный фазовращатель; *РФ* — резонансный фильтр; *Ф* — фазометр; *АД* — амплитудный детектор; *УСКС* — устройство среднеквадратичного сложения; *УМ* — аналоговый умножитель.

варианта  $\gamma_{\psi'} - \gamma_{\psi}$ . Рассмотренный способ инвариантен и во времени и в пространстве. На его основе легко получить полуинвариантный в пространстве способ одновременного измерения  $H_{\psi}$ ,  $H_{\psi'}$  и  $\gamma_{\psi'} - \gamma_{\psi}$ , задав вращательное движение магнитоприемнику в плоскости поляризации с постоянной угловой скоростью  $\omega_m$ , не равной  $\omega$ .

Поясним способ функциональной схемой (рис. 4, б).

Напряженность магнитного поля по направлению вращающегося магнитоприемника может быть записана на основе (II.6) в виде

$$H_m = H_{\psi} \cos(\omega t - \psi) \cos(\omega_m t - \gamma_{\psi}) + H_{\psi'} \sin(\omega t - \psi) \cos(\omega_m t - \gamma_{\psi'}). \quad (II.9)$$

Она представляет собой модулированный сигнал, спектр которого определен суммарной и разностной частотой:

$$H_m = \frac{H_{\psi}}{2} \{ \cos[(\omega - \omega_m)t - \psi + \gamma_{\psi}] + \cos[(\omega + \omega_m)t - \psi - \gamma_{\psi}] \} + \frac{H_{\psi'}}{2} \{ \sin[(\omega - \omega_m)t - \psi + \gamma_{\psi'}] + \sin[(\omega + \omega_m)t - \psi - \gamma_{\psi'}] \}. \quad (II.10)$$

Если  $G_p$  и  $G_c$  — соответственно чувствительность магнитоприемника на разностной и суммарной частотах и значение опорного сигнала на выходе ФР равно  $u_0 = U_0 \sin(\omega t - \psi)$ , то выходное напряжение  $БМ_1$ , исходя из (II.10), будет определяться при условии  $G_c = G_p = G$  выражением

$$u_{БМ_1} = \frac{GU_0}{2} \left\{ -H_{\psi} \cos(\omega_m t - \gamma_{\psi}) + \frac{H_{\psi}}{2} \cos[(2\omega - \omega_m)t - 2\psi + \gamma_{\psi}] + \frac{H_{\psi}}{2} \cos[(2\omega + \omega_m)t - 2\psi - \gamma_{\psi}] + \frac{H_{\psi'}}{2} \sin[(2\omega - \omega_m)t - 2\psi + \gamma_{\psi'}] + \frac{H_{\psi'}}{2} \sin[(2\omega + \omega_m)t - 2\psi - \gamma_{\psi'}] \right\}. \quad (II.11)$$

По аналогии

$$u_{БМ_2} = \frac{GU_0}{2} \left\{ H_{\psi'} \cos(\omega_m t - \gamma_{\psi'}) + \frac{H_{\psi'}}{2} \cos[(2\omega - \omega_m)t - 2\psi + \gamma_{\psi'}] + \frac{H_{\psi'}}{2} \cos[(2\omega + \omega_m)t - 2\psi - \gamma_{\psi'}] - \frac{H_{\psi}}{2} \sin[(2\omega - \omega_m)t - 2\psi + \gamma_{\psi}] - \frac{H_{\psi}}{2} \sin[(2\omega + \omega_m)t - 2\psi - \gamma_{\psi}] \right\}. \quad (II.12)$$

Как видно из этих выражений, при подаче на балансные модуляторы опорных сигналов с начальными фазами, соответственно  $\psi$  и  $\psi' = \psi + \frac{\pi}{2}$ , в выходных сигналах появляются составляющие частоты  $\omega_m$ , амплитуды которых пропорциональны  $H_{\psi}$  и  $H_{\psi'}$ , а начальные фазы равны  $\gamma_{\psi}$  и  $\gamma_{\psi'}$ , соответственно. Выделив эти составляющие резонансными фильтрами, можно с помощью фазометра измерить фазовый сдвиг между ними, равный полуинварианту  $\gamma_{\psi'} - \gamma_{\psi}$ , а с помощью амплитудных детекторов и измерителей их амплитуды  $H_{\psi}$  и  $H_{\psi'}$ . Основные недостатки способа связаны с вращением магнитоприемника: необходимость поддерживать постоянной скорость вращения, возникновение дополнительных помех за счет синхронного двигателя и подвижных контактов магнитоприемника, сложность конструкции вращающегося магнитоприемника.



От этих недостатков свободен способ определения квадратурных компонент через ортогональные. На основе (I.7) квадратурные компоненты определяются выражениями

$$H_\psi = \sqrt{H_x^2 \cos^2(\psi - \varphi_x) + H_y^2 \cos^2(\psi - \varphi_y)}, \quad (\text{II.13})$$

$$H_{\psi'} = \sqrt{H_x^2 \sin^2(\psi - \varphi_x) + H_y^2 \sin^2(\psi - \varphi_y)},$$

а угол сдвига между ними из выражения

$$\sin(\gamma_\psi - \gamma_{\psi'}) = \frac{H_x \cos(\psi - \varphi_x) H_y \sin(\psi - \varphi_y) + H_x \sin(\psi - \varphi_x) H_y \cos(\psi - \varphi_y)}{\sqrt{H_x^2 \cos^2(\psi - \varphi_x) + H_y^2 \cos^2(\psi - \varphi_y)} \sqrt{H_x^2 \sin^2(\psi - \varphi_x) + H_y^2 \sin^2(\psi - \varphi_y)}}. \quad (\text{II.14})$$

Поясним способ вычисления  $H_\psi$ ,  $H_{\psi'}$  и  $\gamma_\psi - \gamma_{\psi'}$  на основе (II.13) и (II.14) функциональной схемой (рис. 4, в).

Если напряженности магнитного поля по направлениям магнитоприемников равны соответственно  $H_x = H_x \cos(\omega t - \varphi_x)$  и  $H_y = H_y \cos(\omega t - \varphi_y)$ , то выходные напряжения  $БМ_x$  и  $БМ_y$  при подаче на них опорного сигнала  $u_0 = U_0 \sin(\omega t - \psi)$  будут равны

$$u_{БМ_x} = GU_0 [H_x \sin(\omega t - \varphi_x) \sin(\omega t - \psi)] = \frac{GU_0}{2} [H_x \cos(\psi - \varphi_x) - H_x \cos(2\omega t - \psi - \varphi_x)], \quad (\text{II.15})$$

$$u_{БМ_y} = \frac{GU_0}{2} [H_y \cos(\psi - \varphi_y) - H_y \cos(2\omega t - \psi - \varphi_y)]. \quad (\text{II.16})$$

Постоянные составляющие этих напряжений пропорциональны синфазным с  $H_\psi$  составляющим  $H_x$  и  $H_y$ . Выделяя их с помощью  $ФНЧ_x$  и  $ФНЧ_y$  и суммируя по среднеквадратичному закону в  $УСКС_1$  получим напряжение пропорциональное в соответствии с (II.13)  $H_\psi$ , измеряемое прибором  $I_1$ . Аналогично измеряется компонента  $H_{\psi'}$  с помощью  $БМ'_x$ ,  $БМ'_y$ , управляемых от  $КФ$  опорным сигналом  $u_0 = U_0 \cos(\omega t - \psi)$ , фильтров  $ФНЧ'_x$ ,  $ФНЧ'_y$ , устройства среднеквадратичного сложения  $УСКС_2$  и прибора  $I_2$ . Измерение функции  $\sin(\gamma_\psi - \gamma_{\psi'})$  в соответствии с (II.14) осуществляется с помощью умножителей  $УМ_1$ ,  $УМ_2$ , перемножающих напряжения, пропорциональные соответствующим составляющим ортогональных компонент (числитель выражения (II.14)), умножителя  $УМ_3$ , определяющего напряжение, пропорциональное произведению  $H_\psi H_{\psi'}$  (знаменатель (II.14)), и логометра  $L$ , измеряющего отношение суммы выходных напряжений  $УМ_1$ ,  $УМ_2$  и выходного напряжения  $УМ_3$ .

Если в рассмотренных способах использовать опорный сигнал нулевой фазы, то результатом измерений будут активная  $H_{Re}$  и реактивная  $H_{Im}$  компоненты напряженности и угол сдвига между ними ( $\gamma_{Im} - \gamma_{Re}$ ).

Рассмотренные способы пригодны для измерения и полуосей эллипса поляризации. При этом благодаря тому, что полуоси являются максимальным и минимальным значениями напряженности поля, способы экстремальных измерений в пространстве, реализуемые схемами на рис. 4, а, б, могут быть значительно упрощены. Так, в схеме на рис. 4, а вместо балансного модулятора может быть применен амплитудный детектор и исключен канал опорного сигнала.

Угол наклона магнитоприемника при этом будет указывать угол наклона большой (малой) полуоси. В таком варианте способ давно применяется в индуктивной электроразведке [34]. В схеме на рис. 4, б также можно исключить канал опорного сигнала. По аналогии с (II.10) напряженность поля по направлению вращающегося с частотой  $\omega_m$  магнитоприемника через полуоси определяется выражением

$$H_m = \frac{H_a \pm H_b}{2} \cos[(\omega + \omega_m)t - \varphi_a - \gamma_a] + \frac{H_a \pm H_b}{2} \cos[(\omega - \omega_m)t - \varphi_a + \gamma_a]. \quad (\text{II.17})$$

На выходе магнитоприемника получаем модулированный сигнал, спектр которого определен суммарной  $\omega + \omega_m$  и разностной  $\omega - \omega_m$  частотами. При этом амплитуда напряжения суммарной частоты равна полусумме полуосей, а амплитуда напряжения разностной частоты — их полуразности или наоборот. Выделяя напряжения суммарной и разностной частот с помощью резонансных фильтров  $РФ_1$  и  $РФ_2$ , настроенных соответственно на эти частоты, на выходе амплитудных детекторов  $АД_1$  и  $АД_2$ , получим напряжения, пропорциональные соответственно  $\frac{H_a + H_b}{2}$  и  $\frac{H_a - H_b}{2}$ . Определив их сумму и разность суммо-разностной схемой, получим напряжения пропорциональные полуосям. Функциональная схема способа показана на рис. 5, а. Так как полуоси являются максимальным

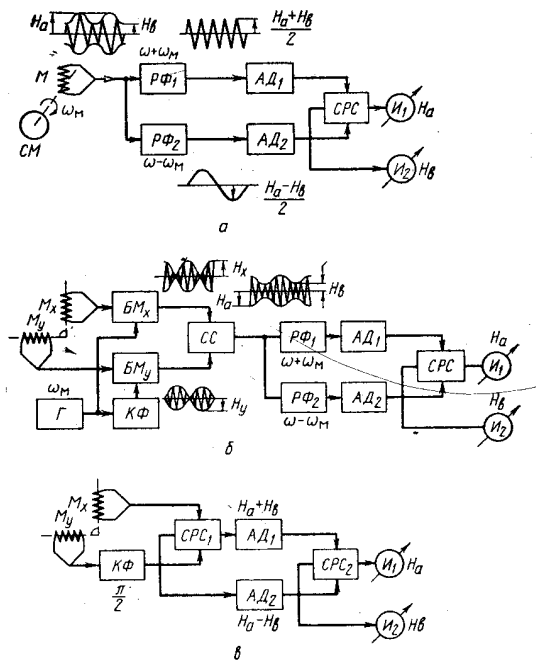


Рис. 5. Инвариантные способы измерения полуосей. а — экстремальный в пространстве; б — экстремальный во времени; в — вычисления по ортогональным компонентам. Условные обозначения те же, что к рис. 4.

и минимальным значениями выходного сигнала магнитоприемника, то при достаточной степени поляризации ( $\frac{H_b}{H_a} > 3 \div 5\%$ ) и незначительном разное частот  $\omega$  и  $\omega_m$  их можно определять без дополнительной обработки, например, по осциллограмме этого сигнала, получаемой, как это предложено Г. В. Присом [28], с помощью шлейфового осциллографа.

Измерение полуосей третьим способом (функциональная схема, рис. 4, в) в отличие от измерения произвольных квадратурных компонент не требует предварительной установки начальной фазы опорного сигнала.

При измерении необходимо установить фазорегулятором экстремальные показания измерительных приборов  $I_1$  и  $I_2$ , пропорциональные полуосям. Положение фазорегулятора при этом определит  $\varphi_a$ .

Если измерение последней не требуется, то способ легко перевести в инвариантный, задав непрерывное изменение фазы опорного сигнала, т. е., управляя балансными модуляторами генератором гармонического сигнала с частотой изменения  $\omega_m$  не равной  $\omega$ . Измерение полуосей в этом случае можно осуществить функциональной схемой, рис. 5, б. Пусть в качестве опорного используется напряжение генератора  $u_0 = U_0 \sin \omega_m t$ . Причем на балансный модулятор  $BM_x$  оно подается непосредственно, а на  $BM_y$  через квадратурный фазовращатель. Выходные напряжения  $BM_x$  и  $BM_y$  при этом будут равны соответственно:

$$\begin{aligned} u_{BM_x} &= GH_x \sin(\omega t - \varphi_x) U_0 \sin \omega_m t = \\ &= \frac{GU_0}{2} H_x \{ \cos[(\omega - \omega_m)t - \varphi_x] - \cos[(\omega + \omega_m)t - \varphi_x] \}; \end{aligned} \quad (II.18)$$

$$\begin{aligned} u_{BM_y} &= GH_y \sin(\omega t - \varphi_y) U_0 \cos \omega_m t = \\ &= \frac{GU_0}{2} H_y \{ \sin[(\omega - \omega_m)t - \varphi_y] + \sin[(\omega + \omega_m)t - \varphi_y] \}. \end{aligned}$$

Определим их алгебраическую сумму с помощью суммирующей схемы

$$\begin{aligned} u_{CC} &= u_{BM_x} + u_{BM_y} = \\ &= GU_0 \left\{ \frac{1}{2} \sqrt{H_x^2 + H_y^2 - 2H_x H_y \sin(\varphi_y - \varphi_x)} \times \right. \\ &\times \sin \left[ (\omega - \omega_m)t + \arctg \frac{H_x \cos \varphi_x - H_y \sin \varphi_y}{H_x \sin \varphi_x + H_y \cos \varphi_y} \right] - \\ &- \frac{1}{2} \sqrt{H_x^2 + H_y^2 + 2H_x H_y \sin(\varphi_y - \varphi_x)} \times \\ &\times \sin \left[ (\omega + \omega_m)t + \arctg \frac{H_x \cos \varphi_x + H_y \sin \varphi_y}{H_x \sin \varphi_x - H_y \cos \varphi_y} \right] \left. \right\}. \end{aligned} \quad (II.19)$$

На основании (I.19), (I.20) радикалы в этом выражении равны соответственно разности и сумме полуосей. Поэтому

$$\begin{aligned} u_{CC} &= GU_0 \left\{ \frac{H_a - H_b}{2} \sin \left[ (\omega - \omega_m)t + \arctg \frac{H_x \cos \varphi_x - H_y \sin \varphi_y}{H_x \sin \varphi_x + H_y \cos \varphi_y} \right] - \right. \\ &- \left. \frac{H_a + H_b}{2} \sin \left[ (\omega + \omega_m)t + \arctg \frac{H_x \cos \varphi_x + H_y \sin \varphi_y}{H_x \sin \varphi_x - H_y \cos \varphi_y} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (II.20)$$

На выходе суммирующей схемы получаем модулированный сигнал, спектр которого определен суммарной  $\omega + \omega_m$  и разностной  $\omega - \omega_m$  частотами. Амплитуда напряжения суммарной частоты пропорциональна полусумме полуосей, а амплитуда напряжения разностной частоты — их полуразности. Дальнейшая обработка сигнала может быть проведена аналогично способу, рис. 5, а.

Рассмотренные выше способы измерения полуосей эллипса поляризации базировались на определении экстремальных значений напряженности поля либо в пространстве, либо во времени. В первых задавалось вращательное движение магнитоприемнику, во вторых вращался по фазе опорный сигнал. Возможен инвариантный способ измерения полуосей, не требующий дополнительного вращения. Он заключается в вычислении полуосей по произвольным ортогональным, либо квадратурным компонентам на основе (I.19), (I.20) или (I.19'), (I.20'). Проще реализуется способ на основе (I.19), (I.20), предложенный Б. С. Световым [30], функциональная схема которого приведена на рис. 5, в. Сигналы двух взаимно ортогональных магнитоприемников поступают на суммо-разностную схему  $CPC_1$ . Предварительно один из них поворачивается по фазе на  $\frac{\pi}{2}$  квадратурным фазовращателем. Если  $H_x = H_x \cos(\omega t - \varphi_x)$  и  $H_y = H_y \cos(\omega t - \varphi_y)$  — напряженности поля по направлениям магнитоприемников, то выходные напряжения  $CPC_1$  будут равны соответственно:

$$\begin{aligned} u_c &= G \sqrt{H_x^2 + H_y^2 + 2H_x H_y \sin(\varphi_y - \varphi_x)} \times \\ &\times \sin \left( \omega t + \arctg \frac{H_y \cos \varphi_y - H_x \sin \varphi_x}{H_y \sin \varphi_y + H_x \cos \varphi_x} \right); \end{aligned} \quad (II.21)$$

$$\begin{aligned} u_p &= G \sqrt{H_x^2 + H_y^2 - 2H_x H_y \sin(\varphi_y - \varphi_x)} \times \\ &\times \sin \left( \omega t + \arctg \frac{H_y \cos \varphi_y + H_y \sin \varphi_x}{H_y \sin \varphi_y - H_x \cos \varphi_x} \right). \end{aligned} \quad (II.22)$$

На основе (I.19), (I.20)

$$U_c = G(H_a + H_b) \sin \left( \omega t + \arctg \frac{H_y \cos \varphi_y - H_x \sin \varphi_x}{H_y \sin \varphi_y + H_x \cos \varphi_x} \right); \quad (II.23)$$

$$U_p = G(H_a - H_b) \sin \left( \omega t + \arctg \frac{H_y \cos \varphi_y + H_x \sin \varphi_x}{H_y \sin \varphi_y - H_x \cos \varphi_x} \right). \quad (II.24)$$

Модули полученных напряжений пропорциональны соответственно сумме и разности полуосей. Протектировав их амплитудными

детекторами и определив с помощью  $CPC_2$  их полусумму и полуразность, получим напряжения пропорциональные полуосям.

Все рассмотренные выше способы измерения инвариантны лишь относительно положения магнитоприемников в плоскости приема. Полностью исключаются погрешности ориентации при измерении параметров полного эллипса поляризации.

Способы измерения параметров эллипса поляризации в трехмерном пространстве принципиально не отличаются от рассмотренных способов измерения в плоскости поляризации. Так, экстремальные в пространстве способы измерения квадратурных компонент или полуосей требуют задания сложного вращательного движения магнитоприемника по двум пространственным координатам. Примером может служить предложенный О. П. Хвостовым [36] способ автоматической ориентации системы взаимно ортогональных магнитоприемников по направлениям полуосей эллипса поляризации.

Функциональная схема экстремального во времени способа измерения полуосей будет определяться равенствами, аналогичными (II.13):

$$H_a = \sqrt{H_x^2 \cos^2(\varphi_a - \varphi_x) + H_y^2 \cos^2(\varphi_a - \varphi_y) + H_z^2 \cos^2(\varphi_a - \varphi_z)},$$

$$H_b = \sqrt{H_x^2 \sin^2(\varphi_a - \varphi_x) + H_y^2 \sin^2(\varphi_a - \varphi_y) + H_z^2 \sin^2(\varphi_a - \varphi_z)}. \quad (II.25)$$

Способ, основанный на (II.25), в котором в качестве опорного используется выходной сигнал одного из магнитоприемников, предложен О. П. Хвостовым [37].

Сравнение способов измерения инвариантных, полуинвариантных в пространстве и во времени характеристик эллиптически поляризованного поля позволяет определить их относительную эффективность. Способы измерения полуинвариантов во времени являются относительно простыми, а следовательно, обладают высокой надежностью. Однако точность их невысока и ограничена методическими погрешностями ориентации. Снижение этих погрешностей возможно при применении высокоточных ориентирующих устройств, но при этом резко снижается и их быстродействие. От погрешностей ориентации свободны способы измерения полных инвариантов и пространственных полуинвариантов. Измерения полуосей и их фазовых сдвигов осуществляются более надежными способами, чем квадратурных компонент и угла между ними. При этом экстремальный в пространстве способ с установкой магнитоприемников максимально прост, однако обладает низким быстродействием. Из инвариантных способов измерений в плоскости поляризации наиболее просто реализуется способ вычисления полуосей.

Максимальной потенциальной помехоустойчивостью обладают способы, основанные на использовании балансных модуляторов. Их функциональные схемы могут быть построены по корреляционному принципу. Полностью инвариантные способы измерения обладают максимальным потенциальным быстродействием,

## ФУНКЦИОНАЛЬНАЯ СХЕМА ИЗМЕРЕНИЙ ПОЛУОСЕЙ ПРОЕКЦИИ ЭЛЛИПСА ПОЛЯРИЗАЦИИ

Рассмотрим общие принципы построения измерительной аппаратуры на основе способа вычисления полуосей проекции эллипса поляризации (рис. 5, в), частично изложенные в [3, 24].

Наибольшие трудности при реализации способа связаны с измерением малых разностей выходных сигналов суммо-разностной схемы (II.23) и (II.24). Как известно, максимальной чувствительностью на переменном токе обладают дифференциальные указатели

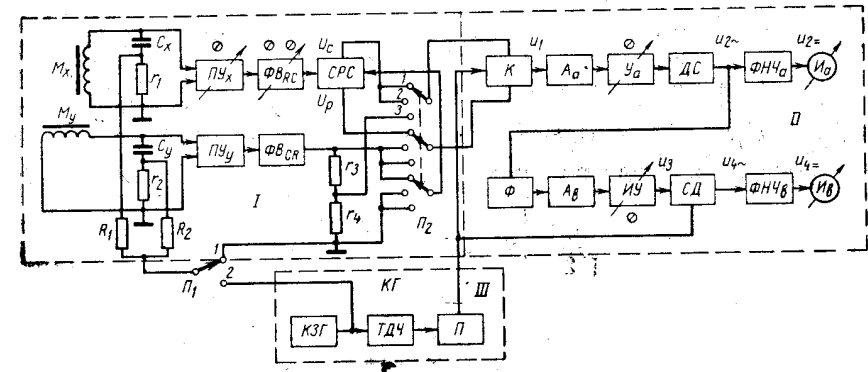


Рис. 6. Функциональная схема измерения полуосей аппаратуры типа ЭПП.

I — схема векторного преобразования; II — дифференциальный указатель; III — калибровочный генератор; М — магнитоприемник; ПУ — предварительный усилитель; ФВ — фазовращатель; CPC — суммо-разностная схема; К — коммутатор; А — аттенуатор; Уа — аperiodический усилитель; ДС — детектор средних значений; ФНЧ — фильтр нижних частот; Иа, Иб — измерительные приборы; Ф — фильтр; ИУ — избирательный усилитель; СД — синхронный детектор; КЗГ — кварцевый задающий генератор; ТДЧ — триггерный делитель частоты; П — преобразователь.

коммутационного типа с поочередным воздействием сравниваемых сигналов [25]. Целесообразно принципы их построения использовать при измерении полуосей. На рис. 6 приведена функциональная схема измерений, которая представляет оптимальным решением способа. Она состоит из двух основных частей: схемы векторного преобразования I, в результате которого образуются векторы, модули которых пропорциональны полусумме и полуразности полуосей, и дифференциального указателя II, измеряющего сумму и разность этих модулей.

Прием поля осуществляется взаимно ортогональными магнитоприемниками  $M_x$  и  $M_y$ , выходные напряжения которых представим в виде

$$\dot{U}_x = \dot{G}_x \dot{H}_x = G_x e^{j\epsilon_x} H_x e^{j\varphi_x} = G_x H_x e^{j(\varphi_x + \epsilon_x)}, \quad (II.26)$$

$$\dot{U}_y = \dot{G}_y \dot{H}_y = G_y e^{j\epsilon_y} H_y e^{j\varphi_y} = G_y H_y e^{j(\varphi_y + \epsilon_y)}, \quad (II.27)$$

где  $G_x$  и  $G_y$  — чувствительности магнитоприемников по модулю;  $\xi_x$  и  $\xi_y$  — вносимые ими фазовые сдвиги.

Напряжения магнитоприемников подаются на аperiodические предварительные усилители  $ПУ_x$  и  $ПУ_y$ , с помощью которых при измерении слабых полей осуществляется усиление напряжений до уровней, обеспечивающих работу дифференциального указателя. Усиленные напряжения поступают соответственно на фазосдвигающие цепи ( $\Phi B_{RC}$  и  $\Phi B_{CR}$ ), подобранные таким образом, что коэффициенты передачи их равны соответственно  $\frac{1}{\sqrt{2}} e^{-j\frac{\pi}{4}}$  и

$\frac{1}{\sqrt{2}} e^{+j\frac{\pi}{4}}$ . Затем сигналы поступают на  $CPC$ . Если коэффициенты передачи предварительных усилителей равны  $K_{ПУ_x} = K_{ПУ_y} e^{j\chi_x}$  и  $K_{ПУ_y} = K_{ПУ_x} e^{j\chi_y}$ , а суммо-разностной схемы  $K_{CPC}$ , то выходные напряжения последней можем представить в виде

$$\dot{U}_c = \frac{K_{CPC}}{\sqrt{2}} \left[ K_{ПУ_x} G_x H_x e^{j(\varphi_x + \xi_x + \chi_x - \frac{\pi}{4})} + K_{ПУ_y} G_y H_y e^{j(\varphi_y + \xi_y + \chi_y + \frac{\pi}{4})} \right], \quad (II.28)$$

$$\dot{U}_p = \frac{K_{CPC}}{\sqrt{2}} \left[ K_{ПУ_x} G_x H_x e^{j(\varphi_x + \xi_x + \chi_x - \frac{\pi}{4})} - K_{ПУ_y} G_y H_y e^{j(\varphi_y + \xi_y + \chi_y + \frac{\pi}{4})} \right]. \quad (II.29)$$

Переходя к модулям комплексных амплитуд, получим

$$U_c = \frac{K_{CPC}}{\sqrt{2}} \sqrt{(K_{ПУ_x} G_x H_x)^2 + (K_{ПУ_y} G_y H_y)^2 + 2K_{ПУ_x} K_{ПУ_y} G_x G_y H_x H_y \times \sin(\varphi_y + \xi_y + \chi_y - \varphi_x - \xi_x - \chi_x)}; \quad (II.30)$$

$$U_p = \frac{K_{CPC}}{\sqrt{2}} \sqrt{(K_{ПУ_x} G_x H_x)^2 + (K_{ПУ_y} G_y H_y)^2 - 2K_{ПУ_x} K_{ПУ_y} G_x G_y H_x H_y \sin(\varphi_y + \xi_y + \chi_y - \varphi_x - \xi_x - \chi_x)}. \quad (II.31)$$

При равенстве коэффициентов передачи магнитоприемников совместно с предварительными усилителями, т. е. при

$$K_{ПУ_x} G_x = K_{ПУ_y} G_y = K_{П}; \quad (II.32)$$

$$\xi_x + \chi_x = \xi_y + \chi_y = \xi, \quad (II.33)$$

модули выходных напряжений  $CPC$  будут равны

$$U_c = \frac{K_{CPC} K_{П}}{\sqrt{2}} \sqrt{H_x^2 + H_y^2 + 2H_x H_y \sin(\varphi_y - \varphi_x)} = K_{CPC} K_{П} \frac{H_a + H_b}{\sqrt{2}}; \quad (II.34)$$

$$U_p = \frac{K_{CPC} K_{П}}{\sqrt{2}} \sqrt{H_x^2 + H_y^2 - 2H_x H_y \sin(\varphi_y - \varphi_x)} = K_{CPC} K_{П} \frac{H_a - H_b}{\sqrt{2}}. \quad (II.35)$$

Векторная диаграмма, отражающая преобразования (II.28) и (II.29) при выполнении условий (II.32) и (II.33), приведена на рис. 7.

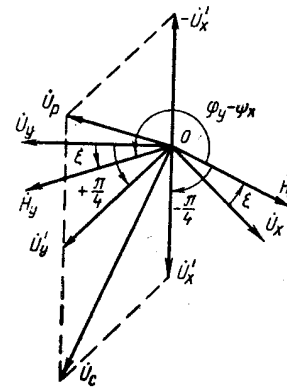


Рис. 7. Диаграмма векторных преобразований.

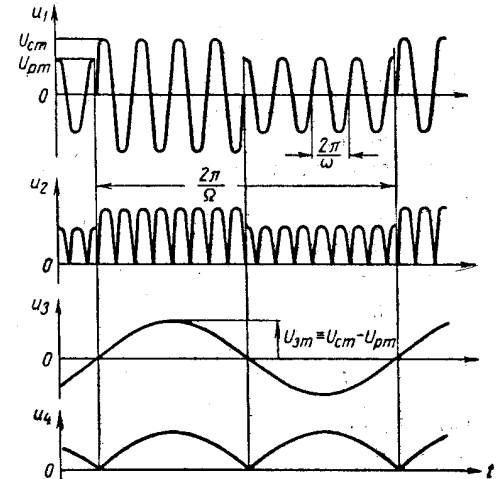


Рис. 8. Временная диаграмма основных напряжений дифференциального указателя.

С помощью входного коммутатора напряжения  $u_c$  и  $u_p$  попеременно, через каждый полупериод частоты коммутации  $\Omega$  подаются на общий стабилизированный отрицательной обратной связью аperiodический усилитель  $У_a$ , осуществляющий основное усиление сигнала. Таким образом, на входе  $У_a$  образуется модулированное по амплитуде и фазе напряжение  $u_1$ , показанное на временной диаграмме рис. 8. Включенный перед усилителем attenuator  $A_a$  служит для изменения чувствительности указателя. После усиления напряжение поступает на двухполупериодный детектор средних значений  $ДС$ . Разлагая напряжение на выходе детектора в ряд Фурье, получим в предположении линейности детектора выпрямленное напряжение в виде [35]:

$$u_2 = m_a K_y \left\{ \frac{U_c + U_p}{\pi} + \frac{4(U_c - U_p)}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin(2n-1)\Omega t}{2n-1} - \frac{2U_c}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\cos 2k(\omega t - \varphi_c)}{4k^2 - 1} - \frac{2U_p}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\cos 2k(\omega t - \varphi_p)}{4k^2 - 1} \right\}$$

$$\begin{aligned}
& -\frac{4U_c}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{(4k^2-1)(2n-1)} [\sin([2k\omega + (2n-1)\Omega]t - 2k\varphi_c) + \\
& + \sin([2k\omega - (2n-1)\Omega]t - 2k\varphi_c)] + \frac{4U_p}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{(4k^2-1)(2n-1)} \times \\
& \times [\sin([2k\omega + (2n-1)\Omega]t - 2k\varphi_p) + \sin([2k\omega - (2n-1)\Omega]t - 2k\varphi_p)] \Big\}.
\end{aligned} \quad (II.36)$$

Здесь  $m_a$  — коэффициент ослабления attenuатора;  $K_{y_a}$  — коэффициент усиления усилителя  $Y_a$ , а коэффициент передачи детектора принят равным 1.

Как видно из (II.36), напряжение на выходе детектора имеет сложный спектр. Постоянная составляющая напряжения  $u_2$  пропорциональна сумме модулей  $U_c + U_p$ . Если переменные составляющие напряжения  $u_2$  отфильтровать фильтром нижних частот ФНЧ<sub>а</sub>, то магнитоэлектрический указатель  $H_a$  будет реагировать только на постоянную составляющую, пропорциональную на основе (II.34), (II.35) большой полуоси

$$u_2 = m_a K_{y_a} \frac{U_c + U_p}{\pi} = \frac{2m_a K_{y_a} K_{\Pi} K_{CPC}}{\pi} H_a. \quad (II.37)$$

Для получения малой полуоси  $H_b$ , как следует из (II.36), необходимо из напряжения  $u_2$  выделить составляющую частоты коммутации и измерить ее амплитуду. С этой целью напряжение  $u_2$  после ДС подается на резонансный LC-фильтр, затем на избирательный усилитель, настроенный на частоту коммутации. Фильтр служит для предварительного подавления второй гармоники рабочей частоты  $2\omega$ , уровень которой намного превышает полезный сигнал частоты коммутации. На входе ИУ включен attenuатор  $A_a$ , с помощью которого выбирается необходимая чувствительность по малой полуоси. Основная избирательность достигается при дальнейшем синхронном детектировании напряжения синхронным детектором, управляемым синфазно с выходным коммутатором. Если  $m_b$  — коэффициент ослабления attenuатора  $A_a$ ,  $K_{иу}$  — коэффициент усиления избирательного усилителя с учетом фильтра, то постоянная составляющая выходного напряжения СД, выделяемая ФНЧ<sub>б</sub> и измеряемая прибором  $H_b$ , на основе (II.34), (II.35) будет пропорциональна малой полуоси и равна

$$u_4 = \frac{8m_a K_{y_a} m_b K_{иу}}{\pi^3} (U_c - U_p) = \frac{8\sqrt{2} K_{\Pi} K_{CPC} m_a K_{y_a} m_b K_{иу}}{\pi^3} H_a. \quad (II.38)$$

Напряжение частоты коммутации снимается с согласующего преобразователя калибровочного генератора. Последний состоит

из кварцевого задающего генератора рабочих частот, выходное напряжение которого используется для калибровки аппаратуры, и триггерного делителя частоты для получения частоты коммутации.

Составляющие основных относительных погрешностей измерения полуосей при выполнении условий (II.32) и (II.33) могут быть определены на основе (II.37) и (II.38):

$$\delta_{H_{a\max}} = \pm \sqrt{\delta_{H_a}^2 + \delta_G^2 + \delta_{ИУ}^2 + \delta_{CPC}^2 + \delta_{m_a}^2 + \delta_{y_a}^2}, \quad (II.39)$$

$$\delta_{H_{b\max}} = \pm \sqrt{\delta_{H_b}^2 + \delta_G^2 + \delta_{ИУ}^2 + \delta_{CPC}^2 + \delta_{m_a}^2 + \delta_{y_a}^2}, \quad (II.40)$$

где  $\delta_{H_a}$  — класс точности прибора  $H_a$ , определяющий погрешность измерения напряжения  $u_2$ ;  $\delta_{H_b}$  — класс точности прибора  $H_b$ , определяющий погрешность измерения напряжения  $u_4$ ;  $\delta_G$  — погрешность градуировки магнитоприемника по чувствительности;  $\delta_{m_a}$  и  $\delta_{m_b}$  — погрешности градуировки attenuаторов;  $\delta_{CPC}$  — погрешность, вносимая суммо-разностной схемой за счет временной нестабильности ее элементов;  $\delta_{ИУ}$ ,  $\delta_{y_a}$  и  $\delta_{иу}$  — погрешности соответствующих усилителей, определяемые временной нестабильностью коэффициентов передачи и погрешностью их градуировки. При невыполнении условий (II.32) и (II.33) возникают дополнительно систематические погрешности, обусловленные неидентичностью амплитудно- и фазочастотных характеристик магнитоприемников и предварительных усилителей. Пусть не соблюдается первое условие и относительная разность коэффициентов передачи предварительных каналов по модулю

$$\delta = \frac{2(K_{\Pi_x} - K_{\Pi_y})}{K_{\Pi_x} + K_{\Pi_y}},$$

где

$$K_{\Pi_x} = K_{ИУ_x} G_x, \quad K_{\Pi_y} = K_{ИУ_y} G_y,$$

тогда

$$K_{\Pi_x} = \frac{K_{\Pi_x} + K_{\Pi_y}}{2} \left(1 + \frac{\delta}{2}\right),$$

$$K_{\Pi_y} = \frac{K_{\Pi_x} + K_{\Pi_y}}{2} \left(1 - \frac{\delta}{2}\right).$$

На основе (II.34) — (II.38) и (I.23) — (I.26) погрешности измерения полуосей можно определить выражениями

$$\delta_{H_a} = \frac{\delta}{2} \cos 2\gamma_a, \quad (II.41)$$

$$\delta_{H_b} = -\frac{\delta}{2} \cos 2\gamma_a, \quad (II.42)$$

где  $\gamma_a$  — угол между направлениями магнитоприемника  $M_x$  и большой полуосью.

Таким образом, погрешности измерения полуосей, обусловленные неравенством коэффициентов передачи предварительных каналов по модулю, отсутствуют, когда магнитоприемники направлены под углом  $\gamma_a = \frac{\pi}{4} \pm k \frac{\pi}{2}$  к полуосям, и имеют экстремальные значения, равные по абсолютной величине  $\frac{\delta}{2}$ , когда магнитоприемники направлены по полуосям  $\gamma_a = 0 \pm k \frac{\pi}{2}$ .

Погрешности, обусловленные неравенством фазовых сдвигов в предварительных каналах  $\xi_y + \chi_y - (\xi_x + \chi_x) = \Delta\varphi$  на основе (II.34)—(II.38) и (I.23)—(I.26), равны

$$\delta_{H_a} = -\frac{H_b}{H_a} \sin 2\gamma_a \frac{\sin \Delta\varphi}{2}; \quad (\text{II.43})$$

$$\delta_{H_b} = \frac{H_a}{H_b} \sin 2\gamma_a \frac{\sin \Delta\varphi}{2}. \quad (\text{II.44})$$

Таким образом, погрешности, обусловленные неравенством фазовых сдвигов в предварительных каналах, зависят как от положения магнитоприемников, так и от эллиптичности поля. Они принимают экстремальные значения, когда магнитоприемники направлены по отношению к полуосям под углом  $\gamma_a = \frac{\pi}{4} \pm k \frac{\pi}{2}$ , и отсутствуют, когда магнитоприемники направлены по полуосям ( $\gamma_a = 0 \pm k \frac{\pi}{2}$ ). При этом с уменьшением степени поляризации погрешность по большой полуоси пропорционально ей уменьшается, а по малой, наоборот, пропорционально возрастает. Знаки погрешностей по полуосям противоположны.

Погрешности измерения, обусловленные неидентичностью амплитудных и фазовых характеристик магнитоприемников и предварительных усилителей (II.41)—(II.44), характеризуют степень неинвариантности измерительной аппаратуры. При измерении слабо поляризованных полей наиболее существенна погрешность по малой полуоси, так как она пропорциональна  $\frac{H_a}{H_b}$ . Для уменьшения ее следует располагать магнитоприемники по направлениям полуосей эллипса поляризации нормального поля. Погрешности неинвариантности можно свести к величинам второго порядка малости по отношению к (II.39), (II.40) при амплитудной и фазовой калибровке предварительных каналов. Для этого в один из предварительных усилителей (например  $ПУ_x$ ) вводится регулятор усиления, с помощью которого выравниваются коэффициенты передачи предварительных каналов, а в одну из фазосдвигающих цепей вводится переменное сопротивление, с помощью которого выравниваются фазовые сдвиги. Кроме того, при калибровке корректируются общие коэффициенты усиления по полуосям.

Рассмотрим последовательность калибровки по функциональной схеме (см. рис. 6). С помощью переключателя  $\Pi_1$  от  $K3Г$  посредством безреактивных делителей  $R_1 r_1$  и  $R_2 r_2$  последовательно с подстроечными емкостями магнитоприемников  $C_x$  и  $C_y$  вводятся равные напряжения. Резисторы  $r_1$  и  $r_2$  выбраны достаточно низкоомными и не нарушают режима работы магнитоприемников. Таким образом иммитируется линейно поляризованное поле, направленное под углом  $45^\circ$  к магнитоприемникам. При этом на  $CPC$  должны поступать равные по модулю напряжения в квадратуре и показание прибора  $I_b$  должно быть равным нулю. В положении 1 переключателя  $\Pi_2$  (положение измерения) устанавливается нулевое показание  $I_b$  при выведенном аттенуаторе  $A_b = (m_b = 1)$  с помощью переменного сопротивления  $\Phi B_{RC}$ , т. е. выравниваются фазовые сдвиги предварительных каналов и устанавливается квадратура между выходными напряжениями. Поскольку мы свели погрешность по малой полуоси за счет фазовых сдвигов к порогу чувствительности  $I_b$ , то минимально необходимая точность установки квадратуры, исходя из (II.44), может быть определена из неравенства  $\frac{\delta_{I_b}}{3} \geq \delta_{H_b} = \frac{H_a}{H_b} \frac{\sin \Delta\varphi}{2} = \frac{H_a}{H_b} \frac{\Delta\varphi}{2}$ . Учитывая, что  $\frac{H_a}{H_b} = K_{ИУ}$ , получаем  $\Delta\varphi \leq \frac{2\delta_{I_b}}{3K_{ИУ}}$ . Чтобы квадратура была установлена с такой точностью, порог чувствительности (дискретность) фазорегулятора  $\Delta\xi$  должен быть выбран из условия  $\Delta\xi \leq \frac{\Delta\varphi}{3} \leq \frac{2}{9} \frac{\delta_{I_b}}{K_{ИУ}}$ .

Установка равенства коэффициентов передачи по модулю (установка симметрии) производится в положении 2 переключателя  $\Pi_2$ . При этом на коммутатор поступают напряжения с выходов предварительных усилителей. Равенство их модулей устанавливается регулировкой усиления  $ПУ_x$  по нулевому показанию  $I_b$ . Погрешность установки симметрии на основе (II.42) определится неравенством  $\delta \leq \frac{\delta_{I_b}}{3K_{ИУ}}$ . Необходимая при этом дискретность регулятора усиления определяется из условия  $\delta_p \leq \frac{\delta}{3} \leq \frac{\delta_{I_b}}{9K_{ИУ}}$ .

Для калибровки усиления схемы по большой и малой полуосям используются напряжения, снимаемые с калиброванного безреактивного делителя  $r_3, r_4$  с помощью переключателя  $\Pi_2$  в положении 3.

Следует отметить, что периодическое проведение калибровки аппаратуры позволяет проводить компенсацию дополнительных погрешностей измерения полуосей, обусловленных изменением температуры и влажности окружающей среды. Возможность такой компенсации объясняется тем, что эти погрешности являются систематическими и определяются не среднеквадратичной, а алгебраической суммой дополнительных погрешностей отдельных элементов. Калиб-

ровка должна проводиться перед измерениями на каждой рабочей частоте. Ее периодичность определяется условиями эксплуатации аппаратуры.

Эффективность аппаратуры будет определяться погрешностью  $\delta'$  измерения отношения полуосей  $\frac{H_b}{H_a}$ , которую можно выразить через относительную погрешность измерения малой полуоси:

$$\delta' = \frac{\Delta H_b}{H_a} = \frac{\delta_{H_b} H_b}{H_a} = \frac{\delta_{H_b}}{m_b K_{ИУ}}. \quad (II.45)$$

Отсюда следует, что погрешность измерения отношения полуосей уменьшается пропорционально коэффициенту усиления избирательного усилителя частоты коммутации. Возможные пределы ее снижения определяются стабильностью последнего и отношением частоты коммутации к частоте изменения поля. В разработанной электроразведочной аппаратуре типа ЭПП эта погрешность не превышает 0,1%.

## Глава III

### АППАРАТУРА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛУОСЕЙ ПРОЕКЦИИ ЭЛЛИПСА ПОЛЯРИЗАЦИИ

#### МАГНИТОПРИЕМНИКИ

Напряженность низкочастотного магнитного поля  $H$  не может быть непосредственно усилена. Поэтому на входе измерительной аппаратуры должно быть устройство, преобразующее  $H$  в э. д. с. или напряжение. Для этого обычно используют преобразователи (магнитоприемники) индукционного типа. Конструктивно они выполняются в виде многovitковых кольцевых рамок без сердечника или в виде многослойных катушек с разомкнутыми ферромагнитными сердечниками стержневого типа [20].

Постоянную магнитоприемника по напряженности магнитного поля назовем магнитным моментом и обозначим

$$M_m = \mu_c w S, \quad (III.1)$$

где  $\mu_c$  — магнитная проницаемость сердечника;  $S$  — его сечение;  $w$  — число витков катушки магнитоприемника.

Магнитный момент магнитоприемника с многослойной катушкой, расположенной симметрично на сердечнике и, имеющей длину  $l_w$  и наружный диаметр  $D$ , определяется выражением [21]:

$$M_m = \mu_{сн} \left( 1 - 0,255 \frac{l_w^2}{l^2} \right) w \frac{\pi d}{12} \left( \frac{D}{d} + \frac{d}{D} + 1 \right), \quad (III.2)$$

где  $l$  — длина сердечника;  $d$  — диаметр его;  $\mu_{сн} = \frac{1,31\mu}{1 + N_n \left( \frac{\mu}{\mu_0} - 1 \right)}$  —

проницаемость сердечника в центральном сечении;  $N_n = \frac{\ln 2\lambda - 1}{\lambda^2}$  —

коэффициент размагничивания цилиндрического сердечника;  $\mu$  — магнитная проницаемость материала сердечника;  $\lambda = \frac{l}{d}$  — относительная длина сердечника.

Для лучшей помехозащиты магнитоприемник настраивают в резонанс на частоту сигнала. Напряжение с параллельного контура, образованного индуктивностью магнитоприемника  $L_m$  и настроенной емкостью  $C$ , подается на вход усилителя, имеющего входное сопротивление  $R$ . Эквивалентная схема преобразователя показана на рис. 9, а.

Запишем напряжение на нагрузке в общем случае, когда частота сигнала  $\omega$  отличается от резонансной частоты контура

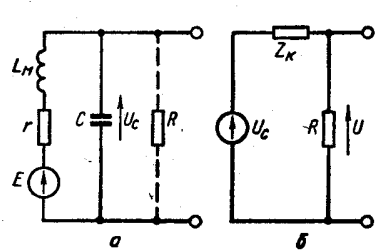


Рис. 9. Эквивалентная схема магнитоприемника.  
а — полная; б — упрощенная.

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_m C}}.$$

$$\dot{U}_m = \frac{\dot{U}_{сг}}{Z_k + R} R,$$

где  $Z_k$  — полное сопротивление параллельного контура  $L_m C$ .

Обозначим собственную добротность магнитоприемника

$$Q_m = \frac{\omega_0 L_m}{r} = \frac{1}{\omega_0 r C}, \quad (III.3)$$

где  $r$  — сопротивление потерь магнитоприемника.

При этом напряжение на выходе в соответствии с [20] равно

$$\dot{U}_m = \frac{\omega M_m \dot{H}_m}{\frac{\omega}{\omega_0} \left( \frac{1}{Q_m} + Q_m \frac{r}{R} \right) - j \left( 1 + \frac{r}{R} - \frac{\omega^2}{\omega_0^2} \right)}, \quad (III.4)$$

где  $\dot{H}_m$  — комплексная амплитуда напряженности поля по направлению магнитоприемника.

Амплитуда напряжения на выходе усилителя и фазовый сдвиг  $\psi$ , вносимый преобразователем, равны

$$U_m = \frac{\omega M_m H_m}{\sqrt{\frac{\omega^2}{\omega_0^2} \left( \frac{1}{Q_m} + Q_m \frac{r}{R} \right)^2 + \left( 1 + \frac{r}{R} - \frac{\omega^2}{\omega_0^2} \right)^2}},$$

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{1 + \frac{r}{R} - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}}{\frac{\omega}{\omega_0} \left( \frac{1}{Q_m} + Q_m \frac{r}{R} \right)}. \quad (III.5)$$

Чувствительность преобразователя  $G_m$  определяется отношением  $U_m$  к  $H_m$ . При настройке в резонанс  $\omega = \omega_0$  для высокодобротного магнитоприемника  $\left( \frac{r}{R} \ll 1 \right)$  она равна

$$G_m = \omega_0 Q_m M_m, \quad (III.6)$$

где  $Q_m = \frac{Q_m}{1 + \frac{R_{ос}}{R}}$  — добротность нагруженного магнитоприемника;

$R_{ос} = r Q_m^2 = \frac{\omega_0^2 L_m^2}{r}$  — эквивалентное сопротивление нешунтированного параллельного контура.

Наибольшее значения чувствительность достигает в режиме согласования магнитоприемника с нагрузкой, при котором  $R_{ос} = R$  [4]:

$$G_{m, \max} = 0,5 \omega_0 M_{m, \text{опт}} Q_m, \quad (III.7)$$

где  $M_{m, \text{опт}}$  — магнитный момент магнитоприемника, имеющего оптимальное число витков.

Вносимый резонансным магнитоприемником фазовый сдвиг близок к нулю.

В аппаратуре прием сигналов производится двумя идентичными настроенными индукционными магнитоприемниками, направления приема которых ортогональны. Ортогональность направлений приема (осей) магнитоприемников должна быть выставлена с высокой точностью, так как иначе невозможно обеспечить инвариантность приема в слабо поляризованных полях.

При неточной ортогональности между магнитоприемниками существует магнитная связь и, следовательно, они оказывают влияние друг на друга. Это приводит к нарушению инвариантности измерений, а значит и росту погрешностей. Для принятой конструкции рамок допустимая погрешность ортогональности составляет 1—2 угловые минуты.

Конструктивно блок магнитоприемников должен быть выполнен так, чтобы обеспечивалась возможность установки и поддержания в последующем ортогональности с точностью до нескольких угловых минут. С этой целью магнитоприемники установлены по обе стороны жесткой текстолитовой платы. Сердечники расположены симметрично один относительно другого, оси их взаимно ортогональны и параллельны плоскостям платы, на которой один из магнитоприемников закреплен неподвижно, а второй может поворачиваться в небольших пределах. Направление приема второго магнитоприемника изменяется микрометрическими винтами, при помощи которых юстируется ортогональность. После установки ортогональности положение второго магнитоприемника фиксируется.

Установка ортогональности производится следующим образом. В рамку одного (неподвижного) из магнитоприемников подается напряжение от генератора низкой частоты и он превращается в возбуждатель поля. Положение второго магнитоприемника устанавливается по минимуму сигнала на его выходе. Точность установки ортогональности определяется отношением напряжений на генераторной и приемной рамках, которое должно быть равным  $\frac{1}{\sin \beta} \cong \frac{1}{\beta}$ , т. е. обратной величине допустимой погрешности ортогональности,



выраженной в радианах. Очень важно, чтобы при установке ортогональности была минимальной электростатическая связь между магнитоприемниками. На частотах более 1000  $\mu\text{z}$  даже небольшая паразитная емкость может не только резко увеличить остаточный сигнал, но и существенно ухудшает порог чувствительности аппаратуры по малой полуоси.

### ВХОДНЫЕ КАСКАДЫ И АПЕРИОДИЧЕСКИЕ УСИЛИТЕЛИ

В транзисторной измерительной аппаратуре низкочастотной электроразведки следует применять усилители, построенные не из отдельных каскадов, а из модулей с несколькими транзисторами, охваченными общей отрицательной обратной связью. Они выполняют в основном функции аperiodических измерительных усилителей. Поэтому в определенном диапазоне их частотная характеристика должна быть плоской. Модуль в рабочем диапазоне температур должен обеспечивать высокую стабильность коэффициента усиления, работать без нелинейных искажений и т. п. Чтобы иметь возможность применять усилительный модуль в различных схемах, необходимо наряду с перечисленными свойствами обеспечить сравнительно высокое входное, низкое выходное сопротивления и малый уровень собственных шумов. Связь между каскадами в модуле должна быть непосредственной. При этом уменьшается количество элементов схемы и обеспечивается возможность достаточно эффективной стабилизации режима работы каждого из каскадов по постоянному току. Усилитель с непосредственными связями прост в настройке. В большинстве случаев требуется подбор только одного элемента схемы. Для конструирования измерительной аппаратуры необходимо иметь несколько (по крайней мере три) типов модулей. При высоком внутреннем сопротивлении источника сигнала необходим согласующий каскад, обладающий большим входным сопротивлением, малым уровнем шумов и малым выходным сопротивлением. На рис. 10, а дана схема модуля, разработанная В. И. Гольдштейром [12]. Основой ее является составной триод из последовательно соединенных транзисторов разного типа проводимости, обеспечивающий возможность получения повышенного входного сопротивления.

Исходя из условий стабилизации, в схеме применен низоомный делитель  $R_1 - R_2$  и для повышения  $R_{\text{вх}}$  введена положительная обратная связь ( $R_6 C_2 R_3$ ) по переменному напряжению. Для повышения  $R_{\text{вх}}$  второго триода на базу  $T_2$  также заведена цепь положительной обратной связи ( $R_6 C_3 R_4$ ). Для уменьшения собственных шумов приняты меры по снижению напряжения  $U_{\text{бк}}$  и тока  $I_2$  транзистора  $T_1$ . Напряжение  $U_3$  триода  $T_1$  равно напряжению  $U_{\text{бк}}$  триода  $T_1$  и составляет 0,2—0,3 в. Напряжение  $U_{\text{бк}}$  триода  $T_1$  тоже равно 0,2—0,3 в. Поэтому постоянное напряжение на переходе база — коллектор триода  $T_1$  близко к нулю. Ток эмиттера триода  $T_1$  мал, так как он является током базы триода  $T_2$  и, следовательно, меньше

выходного тока ( $I_{k2}$ ) в  $\beta_2$  раз. Второй транзистор шумит значительно меньше, чем первый, так как внутреннее сопротивление источника сигнала (выходное сопротивление первого триода) мало.

В рассмотренной схеме триод  $T_2$  работает по обычной схеме с заземленным коллектором. Нагрузкой его служит сопротивление  $R_n$ . Нагрузкой триода  $T_1$  является входное сопротивление  $T_2$ , включенное параллельно сопротивлению ( $R_4 + R_5$ ). Если бы коллектор  $T_1$  был подключен непосредственно к источнику  $E_k$ , то была бы обычная схема включения двух транзисторов с заземленными коллекторами. Однако коллектор триода  $T_1$  подключен к выходу и на нем имеется переменное напряжение, практически равное входному сигналу. Наличие переменного напряжения на коллекторе  $T_1$  приводит к тому,

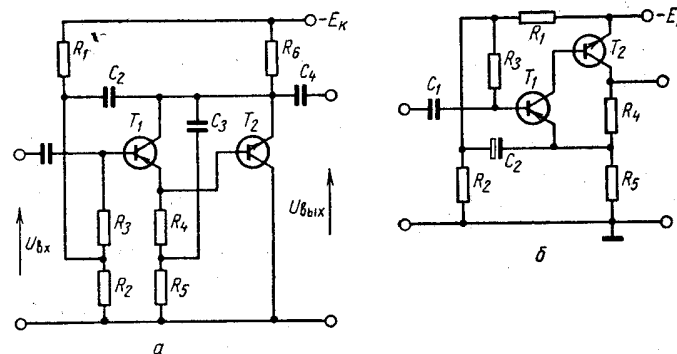


Рис. 10. Схемы усилителей.

а — согласующий каскад с высоким входным сопротивлением и малыми шумами; б — выходной каскад с малым внутренним сопротивлением.

что переменное напряжение между базой и коллектором  $T_1$  близко к нулю, то есть переменный ток не протекает через коллектор  $r_{k1}$ , и оно не шунтирует входное сопротивление эмиттерного повторителя. Достоинством схемы является и то, что несмотря на почти нулевое постоянное напряжение на коллекторе  $T_1$ , переменное напряжение на нем равно практически входному.

Для улучшения температурных характеристик схемы второй триод взят кремниевым. В диапазоне температур от  $-20$  до  $+50^\circ\text{C}$  схема обеспечивает практически постоянный коэффициент передачи и неизменное  $R_{\text{вх}} = 1,5 \text{ Мом}$ .

При малых коэффициентах усиления ( $k = 6$ ) целесообразно применять двухтранзисторный модуль, схема которого приведена на рис. 10, б. Изменением коэффициента обратной связи (регулировка  $R_5$ ) можно изменять усиление модуля от 1 до 6. Для получения коэффициента усиления от 6 до 30 следует включать два модуля последовательно.

Модуль обладает входным сопротивлением не менее 50  $\text{ком}$  и выходным не более 200  $\text{ом}$ . Анализ режима работы усилителя по постоянному току показывает, что схема может работать в широком температурном диапазоне только в случае применения кремниевых

транзисторов, имеющих очень малый ток  $I_{к0}$ . Необходимо отметить, что применять двухтриодный усилитель с усилением больше 7 не следует, так как кроме уменьшения входного и увеличения выходного сопротивлений резко возрастет температурная нестабильность.

Подгонка режима усилителя по постоянному току производится регулировкой величины сопротивления  $R_2$ . Если эмиттер первого транзистора соединен с коллектором второго, получаем составной повторитель (коэффициент обратной связи  $\beta_x = 1$ ).

В качестве предварительного усилителя может служить модуль с коэффициентом усиления  $30 \div 200$ , собранный по схеме рис. 11.

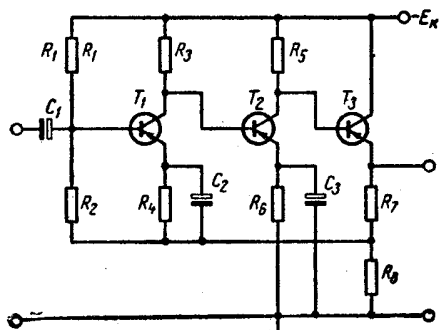


Рис. 11. Трехкаскадный стабилизированный усилитель.

Модуль состоит из двух каскадов усиления с непосредственными связями и выходного эмиттерного повторителя. Стабилизация параметров схемы осуществляется отрицательной обратной связью по переменному току, охватывающей весь модуль. При непосредственной связи между каскадами образуются термозависимые делители в базовых цепях, за счет которых достигается жесткая стабилизация режимов по постоянному току всех транзисторов, кроме первого.

Стабилизацию режима первого транзистора приходится обеспечивать соответствующим выбором коэффициента нестабильности. Задавшись его величиной и полагая токи коллекторов равными токам эмиттеров и напряжения эмиттер — база равными нулю, можно рассчитать режим усилителя по постоянному и переменному току [5]. В некоторых случаях сопротивление  $R_2$  приходится изменить в небольших пределах в целях получения максимально возможного динамического диапазона. Для этого на вход усилителя подается напряжение такой величины, чтобы на выходе наступило ограничение сигнала.  $R_2$  изменяется до значения, при котором наступает симметричное ограничение выходного сигнала. Усиление легко регулируется изменением величины сопротивления  $R_3$ ; при этом режим работы модуля по постоянному току не изменяется. Частотная характеристика модуля плоская в диапазоне частот от 20 до 10 кГц. Изменение температуры от  $-10$  до  $+70^\circ\text{C}$  практически не влияет на коэффициент усиления.

#### КВАДРАТУРНЫЙ ФАЗОВРАЩАТЕЛЬ, СУММО-РАЗНОСТНАЯ СХЕМА И ВХОДНОЙ КОММУТАТОР

Операции векторного сложения сигналов, соответствующие рассмотренной выше векторной диаграмме (рис. 7), выполняются при помощи суммо-разностной схемы.

В реальных условиях уровень помех может быть соизмерим с рабочими сигналами. До воздействия на СРС помехи ослабляются лишь настроенными в резонанс магнитоприемниками, которые не обеспечивают необходимого подавления близких по частоте помех. Близкая по частоте помеха, попадая на квадратурный фазовращатель, поворачивается по фазе на угол, не равный  $90^\circ$ . При этом на выходе СРС образуются напряжения частоты помехи с разной амплитудой. В результате в линейно поляризованном поле, когда амплитуды напряжений на выходе СРС одинаковы, различие уровней помех на входе коммутатора обуславливает на его выходе амплитудную модуляцию, вызывающую отклонение стрелки измерителя малой полуоси. Возникающую погрешность можно исключить при

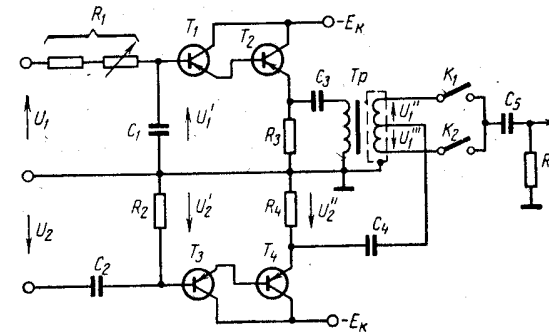


Рис. 12. Квадратурный фазовращатель и суммо-разностная схема.

применении широкополосного квадратурного фазовращателя, который поворачивает на  $90^\circ$  не только сигнал, но и близкие к нему по частоте помехи. Построение подобных фазовращателей сопряжено со значительными трудностями. Проще получить квадратуру между напряжениями, включая в один из каналов интегрирующую, а во второй — дифференцирующие цепи. Если цепи поворачивают фазу соответственно на  $-45^\circ$  и  $+45^\circ$  и они работают в режиме, близком к холостому ходу, то между выходными напряжениями сохраняется квадратура в значительном частотном диапазоне.

Операции, предусматриваемые векторной диаграммой, выполняются при помощи схемы, приведенной на рис. 12. После входных преобразователей и предварительных усилителей напряжения  $U_1$  и  $U_2$  подаются соответственно на интегрирующую  $R_1C_1$  и дифференцирующую  $C_2R_2$  цепи. С выхода этих цепей напряжения снимаются через составные повторители  $T_1-T_2$  и  $T_3-T_4$ , имеющие достаточно высокое входное сопротивление.

Операция образования векторной суммы и разности напряжений, поступающих на вход эмиттерных повторителей, выполняется при помощи трансформатора  $Tr$ , обеспечивающего во вторичной цепи фазоинверсию напряжения  $U_1$ , и сопротивления  $R_4$ , с которого

к средней точке вторичной обмотки трансформатора подается напряжение  $U_2$ . По отношению к общей точке на концах вторичной обмотки образуются напряжения векторной суммы и разности напряжений  $U'_1$  и  $U'_2$ . Далее эти напряжения поступают на ключи  $K_1$  и  $K_2$ .

Компенсированные транзисторные ключи составлены из последовательно включенных по инверсионной схеме триодов  $T_{10} - T_{13}$  (см. рис. 16). Известно, что при достаточной величине отпирающего напряжения свойства промежутка коллектор — эмиттер транзистора приближаются к свойствам идеального источника напряжения, а при достаточных запирающих напряжениях — к свойствам идеального источника тока.

При малых значениях  $U_{к-э}$  и  $I_к$  эти характеристики практически линейны и аппроксимируются уравнениями [2]

$$U_{к-э} = U_p + i_k r_d,$$

$$i_k = I_p + \frac{U_{к-э}}{R_d},$$

где  $r_d$  и  $R_d$  — динамические сопротивления транзистора в открытом и закрытом состояниях.

Аппроксимация выходных характеристик ключа приведенными уравнениями позволяет заменить его в открытом состоянии остаточным напряжением  $U_p = U_{к-э}$  и динамическим сопротивлением  $r_d$ , в закрытом — остаточным током  $I_p$  и сопротивлением  $R_d$ .

Остаточные напряжения и ток весьма нежелательны, так как за счет их на выходе ключа появляется сигнал при отсутствии источника коммутируемого напряжения.

Переход триода из открытого в закрытое состояние и обратно сопровождается переходными явлениями, вызывающими появление на зажимах ключа разнополярных импульсов напряжения. Амплитуды этих импульсов могут достигать нескольких вольт, а длительность — сотен микросекунд.

Для уменьшения остаточных параметров и выбросов напряжения за счет переходных процессов применяют компенсированные ключи, составленные из двух транзисторов, включенных так, чтобы их остаточные напряжения и токи вычитались. Управление работой коммутатора производится при помощи трансформатора, на первичную обмотку которого подается симметричное напряжение прямоугольной формы.

Включением в базовые цепи транзисторов коммутатора сопротивлений  $R_{2в} - R_{2э}$  обеспечивается, с одной стороны, управление триодов по току, что улучшает работу ключей [2], с другой стороны, подбором сопротивлений повышение степени компенсации остаточных параметров.

Точность работы суммо-разностной схемы в значительной мере зависит от погрешностей фазоинверсии. Поэтому важно обеспечить равенство амплитуд парафазных напряжений и точный сдвиг между ними на  $180^\circ$ . Для снижения погрешностей фазоинверсии

важно иметь не только равное число витков вторичных полуобмоток трансформатора, но и обеспечить их идентичное размещение на сердечнике, при котором выравниваются паразитные емкости на землю. С этой целью вторичные обмотки наматывают в два провода. Однако полной симметрии выходных емкостей вторичных полуобмоток добиться нельзя, так как в общую точку приходится соединить начало одной из них и конец второй. В тороидальных трансформаторах асимметрия получается минимальной.

Точность фазоинверсии в значительной мере зависит от паразитной емкости между первичной и вторичной обмотками трансформатора. Синфазно передаваемое через нее напряжение во вторичные полуобмотки нарушает фазоинверсию, особенно на верхних частотах. Величина этой емкости резко снижается электростатической экранировкой обмоток трансформатора. Так как полупроводниковый коммутатор работает на достаточно низкой ( $\sim 19$  гц) частоте, при которой в управляющем трансформаторе даже при пермалловом сердечнике приходится применять обмотки с большим числом витков, то заметно возрастают его входные емкости. Опасны не сами по себе эти емкости, а их асимметрия. Симметрия и снижение входных емкостей коммутатора достигается экранировкой каждой из вторичных обмоток управляющего трансформатора и заземлением экранов, рекомендуемом при понижающих трансформаторах [2]. Асимметрия остаточных напряжений ключей приводит к тому, что при работе коммутатора на вход усилителя несущей частоты поступает напряжение, изменяющееся с частотой коммутации. Это напряжение вызывает погрешность измерения  $H_b$ . В случае применения избирательного усилителя, обеспечивается подавление этого напряжения. Однако при малом различии несущей частоты и частоты коммутации применение избирательного усилителя исключено вследствие резких искажений формы огибающего напряжения, обусловленных переходными процессами при сравнении напряжений, отличающихся по фазе. При  $\omega \gg \Omega$  применение избирательного усилителя в канале несущей частоты возможно и вполне оправданно, так как повышает помехоустойчивость аппаратуры. На низких частотах для выполнения указанного неравенства пришлось бы резко снижать частоту коммутации вплоть до десятых долей герца. Это существенно затрудняет применение коммутационной схемы, так как аппаратура становится чрезвычайно инерционной и время измерений недопустимо возрастает. Если исходить из допустимого времени измерений (установление показания за  $1-3$  сек), то частота коммутации должна быть не ниже  $5-10$  гц. При нижней рабочей частоте  $78$  гц несущая частота и частота коммутации оказываются соизмеримыми.

Различие фазовых сдвигов сравниваемых сигналов вызывает паразитную амплитудную модуляцию напряжения на выходе избирательного усилителя, глубина которой при сдвиге фаз на  $180^\circ$  достигает 100%. Форма огибающей зависит от соотношения частот  $\frac{\omega}{\Omega}$  и полосы пропускания усилителя несущей частоты. В основном,

в нем выражены вторая и высшие четные гармоники частоты коммутации. Измерение большой полуоси по выпрямленному току при этом становится невозможным, так как величина его зависит не только от амплитуды сравниваемых напряжений, но и от сдвига фаз между ними.

Выделение первой гармоники частоты коммутации, пропорциональной разнице амплитуд сигналов, очень затруднено. К тому же следует учесть, что при неточной настройке усилителя несущей характер переходных процессов усложняется и фазовая модуляция вызывает появление первой гармоники частоты коммутации. Все это приводит к тому, что коммутационная схема в этих условиях теряет свои преимущества. Поэтому при соизмеримости несущей частоты и частоты коммутации приходится отказаться от избирательности усилителя.

### АКТИВНЫЕ RC-ФИЛЬТРЫ И ИЗБИРАТЕЛЬНЫЙ RC-УСИЛИТЕЛЬ

В аппаратуре применены два типа избирательных усилителей — активный RC-фильтр верхних частот и усилитель, настроенный на частоту коммутации.

При изменении положения магнитопримемников в пространстве в них индуцируется медленно меняющаяся э. д. с., вызванная изменением подмагничивающих магнитных потоков постоянного поля Земли. Наибольшей величины эти низкочастотные помехи достигают при работе на нижней рабочей частоте 78 гц, на которой магнитопримемник имеет максимальное количество витков.

Частота помех, индуцированных постоянным полем Земли при колебаниях магнитопримемника, не превышает  $1,5 \div 2$  гц, а уровень их может заметно превышать полезный сигнал. Вполне понятно, что напряжение столь низкой частоты ослабляется самими предварительными усилителями. Однако как показала практика, этого ослабления недостаточно.

Для устранения помех от магнитного поля Земли в аппаратуру введены активные RC-фильтры верхних частот, собранные по схеме рис. 13, а. Активный фильтр представляет собой сочетание двухзвенного пассивного фильтра верхних частот  $C_1R_4$  и  $C_2R_2$  и составного эмиттерного повторителя  $T_1-T_2$ . Часть выходного напряжения в виде положительной обратной связи попадает через сопротивление  $R_4$  на вход фильтра. В полосе прозрачности фильтра положительная связь компенсирует потери звеньев пассивного фильтра, повышая тем самым избирательность.

Коэффициент передачи активного фильтра зависит от глубины положительной обратной связи. Последняя является частотозависимой, так как в цепь обратной связи входит пассивный RC-фильтр. В полосе прозрачности пассивного фильтра глубина обратной связи велика и коэффициент передачи схемы близок к единице. В полосе непрозрачности глубина обратной связи падает и коэффициент передачи схемы уменьшается, причем степень его уменьшения опре-

деляется одновременно затуханием пассивного фильтра и ослаблением положительной связи. Поэтому крутизна спада частотной характеристики у активного фильтра больше, чем у пассивного.

Стабильность коэффициента передачи эмиттерного повторителя при величине его несколько меньшей единицы обеспечивает высокую устойчивость параметров активного RC-фильтра, несмотря на действующую в нем положительную обратную связь.

В области непрозрачности крутизна спада частотной характеристики активного RC-фильтра составляет примерно 10—12 дб на октаву. Поэтому такой фильтр обеспечивает достаточное подавление только помех, имеющих частоту, значительно меньшую частоты среза.

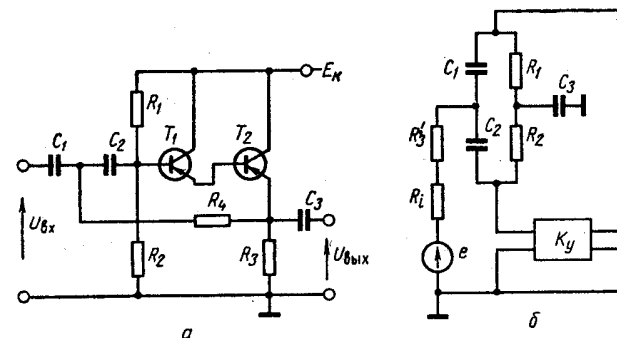


Рис. 13. Усилители с RC-фильтрами.  
а — с фильтром верхних частот; б — с T-образным фильтром.

Поскольку крутизна спада частотной характеристики фильтра невелика, то частоту среза его следует принять несколько меньше нижней рабочей частоты. В нашем случае  $f_{ср} = 0,8f_n \approx 65$  гц. Избирательные RC-усилители строят обычно по схеме апериодического усилителя с нулевым заграждающим RC-фильтром в цепи отрицательной обратной связи (ООС). В качестве RC-фильтров применяют чаще всего симметричный двойной T-образный мост.

Для устойчивой работы избирательного RC-усилителя необходимо согласовать параметры моста с сопротивлениями на его входе  $Z_i$ ; и выходе  $Z_n$  и стремиться к тому, чтобы  $Z_i$  и  $Z_n$  были активными. На низких частотах это сделать обычно нетрудно. В режиме согласования сопротивления плеч симметричного моста выбирают из условия

$$R = \sqrt{2R_i R_n}$$

Коэффициент передачи моста при этом равен

$$\beta_{ос} = \frac{K_{ТМ}}{1 - j \frac{1}{QY}}, \quad (III.8)$$

где  $Y = \left( \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)$  — обобщенная расстройка;  $\omega_0 = \frac{1}{RC}$  — частота настройки моста;

$$K_{\text{тн}} = \frac{2}{1 - 2 \frac{R}{R_{\pi}} + \left( 1 + \frac{R}{R_{\pi}} \right)^2};$$

$$Q = \frac{1}{K_{\text{тн}} 2 \left[ 1 + \left( 1 + \frac{R}{R_{\pi}} \right)^2 \right]}.$$

(III.9)

Одним из существенных вопросов при построении избирательных  $RC$ -усилителей является возможность контроля настройки моста непосредственно в схеме усилителя. К сожалению, в большинстве распространенных избирательных  $RC$ -усилителей контроль настройки моста непосредственно в схеме невозможен, так как на выходе его действует не напряжение  $OOC$ , а разностный сигнал между напряжением  $OOC$  и входным напряжением. Частота квазирезонанса в таких усилителях, соответствующая максимуму выходного напряжения, не совпадает с частотой настройки моста. Такие усилители склонны к самовозбуждению. Коэффициент усиления усилителя с  $OOC$  равен:

$$K_y = \frac{K}{1 + \beta_{oc} K}.$$

При больших расстройках ( $Y \rightarrow \infty$ ) коэффициент усиления избирательного усилителя стремится не к нулю, как в  $LC$ -усилителе, а к единице. Это один из недостатков большинства избирательных  $RC$ -усилителей.

Для исключения этого недостатка в [19] предложено вводить сигнал на вход моста через его поперечное сопротивление, как показано на рис. 13, б. Поперечное сопротивление  $RC$ -моста при этом складывается из суммы внутреннего сопротивления источника  $R_i$  и сопротивления  $R'_3$ . Если  $R_i \ll R'_3$ , то его нестабильность практически не меняет частоты настройки усилителя. Частотная характеристика избирательного  $RC$ -усилителя аналогична частотной характеристике  $LC$ -усилителя и определяется выражением

$$A(f) = \frac{K_0}{K_y} = \frac{1}{\sqrt{1 + Y^2 Q_0^2}},$$

(III.10)

где  $Q_0 = \frac{1 + K_0}{4}$  — добротность,  $K_0$  — коэффициент усилителя без  $OOC$ .

В избирательных  $RC$ -усилителях необходимо иметь высокую стабильность коэффициента усиления аperiodического усилителя, так как изменение его резко меняет добротность, а значит и усиление всего избирательного усилителя.

В транзисторных схемах избирательных усилителей с этой целью следует обязательно применять глубокую отрицательную обратную связь по постоянному току.

Примером стабильного транзисторного избирательного  $RC$ -усилителя, построенного по схеме рис. 13, б, является усилитель канала огибающей аппаратуры ЭПП.

Усилитель состоит из каскадов  $T_{39}$  и  $T_{40}$  (см. рис. 16), охваченных по постоянному току отрицательной обратной связью, жестко стабилизирующей режим транзисторов. Источником сигнала здесь служит attenuator ( $R_{80} - R_{85}$ ), собранный на стабильных элементах и имеющий постоянное выходное сопротивление, которое в сумме с сопротивлением  $R_{126}$  образует поперечное сопротивление двойного  $T$ -образного  $RC$ -моста. Сопротивлениями  $R_{\pi}$  и  $R_i$  служат входное сопротивление эмиттерного повторителя ( $T_{39}$ ) и выходное сопротивление усилительного каскада  $T_{40}$ . Благодаря введению сигнала по схеме рис. 13, б  $RC$ -усилитель имеет такую же частотную характеристику, как и резонансный. При достаточной простоте усилитель обеспечивает коэффициент усиления на частоте квазирезонанса порядка 20—40 и добротность  $Q = 10-20$ . Добротность усилителя легко регулировать изменением отрицательной обратной связи в усилительном каскаде, шунтируя емкостью часть сопротивления  $R_{130}$ .

Изменение температуры в значительных пределах почти не меняет коэффициента усиления усилителя. Это подтверждается экспериментальной проверкой схемы. Примененная схема позволяет произвести настройку моста непосредственно в усилителе.

Для настройки усилителя необходимо подать от звукового генератора через достаточно большое (20—40 ком) добавочное сопротивление сигнал требуемой частоты на коллектор  $T_{40}$ . При этом схема превращается в активный частотозависимый делитель напряжения. Регулировкой сопротивлений моста следует добиться совпадения минимума переменного напряжения на эмиттеры  $T_{39}$  с максимумом напряжения на коллекторы  $T_{40}$ . При той же схеме включения звукового генератора настройку моста можно проверить по симметрии частотной характеристики усилителя на уровне 0,707.

### ДЕТЕКТОРЫ

В аппаратуре применены детекторы двух типов — детектор несущей и детектор огибающей. Детектор несущей предназначен для получения постоянной составляющей, пропорциональной большой полуоси эллипса поляризации, и выделения переменной составляющей частоты коммутации, пропорциональной малой полуоси.

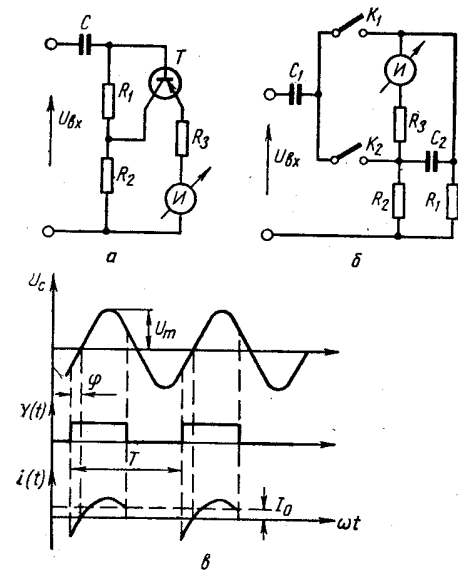
За счет остаточных напряжений транзисторных ключей на выходе коммутатора, помимо модулированного напряжения несущей, имеется составляющая напряжения, изменяющаяся с частотой коммутации. При нижней рабочей частоте 78 гц эту составляющую нельзя подавить режекторным фильтром, так как он внесет недопустимое затухание сигнала. Подавить ее можно только двухполупериодным выпрямлением. Действительно, при симметричных половинах

двухполупериодного детектора несущей воздействующее на него входное напряжение коммутации дает переменную составляющую на выходе, изменяющуюся с удвоенной частотой.

Кроме того, при двухполупериодном детекторе облегчается выделение огибающей, так как частота пульсаций выпрямленного напряжения несущей удваивается. Очень важно, чтобы детектор несущей имел линейную характеристику выпрямления, поскольку лишь при этом условии можно сохранить симметрию половин двухполупериодного детектора при изменении уровня напряжения несущей. Коэффициент передачи детектора должен быть стабильным, иначе его изменение внесет прямую ошибку в измерение как большой, так и малой полусей. Из всех детекторов требованиям линейности выпрямительной характеристики и стабильности коэффициента передачи наиболее полно отвечает управляемый транзисторный детектор [22], схема которого показана на рис. 14, а. При использовании германиевых триодов управляемый транзисторный детектор имеет практически линейную характеристику и очень малую температурную погрешность.

Двухполупериодный детектор собран на транзисторах  $T_{28}$  и  $T_{29}$  (см. рис. 16). Входное напряжение на каждую из половин детектора подается с полуобмоток вторичной цепи трансформатора  $Tr_3$ . Фазы напряжений на входах детекторов противоположны, поэтому транзисторы работают поочередно, обеспечивая тем самым двухполупериодное выпрямление. Постоянная составляющая выпрямленного тока, пропорциональная большой полусеи, измеряется магнитоэлектрическим прибором, подключаемым параллельно емкости  $C_{45}$ . Напряжение частоты коммутации, пропорциональное малой полусеи, снимается с сопротивления нагрузки  $R_{94}$  через фильтр  $L_2 C_{43} C_{42}$ , настроенный на частоту 156 гц и осуществляющий подавление пульсаций, получаемых от нижней частоты 78 гц. Пульсации несущей более высоких рабочих частот подавляются также достаточно эффективно. На частоте коммутации фильтр вносит незначительное затухание.

Рис. 14. Детекторы. а — амплитудный; б — синхронный; в — временная диаграмма синхронного детектора.



на вход коммутатора подаются от звукового генератора равные по амплитуде парафазные напряжения. Изменением частоты генератора добиваются медленных колебаний стрелки измерителя « $H_b$ » и регулировкой  $R_{93}$  сводят амплитуду этих колебаний до минимума.

Для выпрямления напряжения частоты коммутации на выходе канала огибающей применен синхронный детектор. Синхронное детектирование осуществляется, как известно, за счет периодического изменения проводимости управляемого элемента при помощи вспомогательного (опорного) напряжения, синхронного с частотой сигнала. В качестве управляемых элементов могут быть применены компенсированные транзисторные ключи такого же типа, как в коммутаторе.

Работу синхронного детектора (рис. 14, б) можно пояснить графиком рис. 14, в. Если проводимость ключа изменяется по закону  $Y(t)$ , то при действии сигнала  $U_c$  ток в сопротивлении, включенном последовательно с ключом, изменяется по закону  $i(t)$ . Постоянная составляющая этого тока  $I_0$  зависит от амплитуды входного напряжения  $U_m$  и фазового сдвига его  $\varphi$  относительно опорного напряжения.

Пусть проводимость синхронного выпрямителя изменяется по закону

$$Y(t) = Y \left( \frac{1}{2} + \frac{2}{\pi} \sum_{k=1}^{k=\infty} \sin k\Omega t \right). \quad (\text{III.11})$$

Если на вход его подан сигнал  $U_c = U_m \sin(\Omega t + \varphi)$ , то постоянная составляющая тока равна

$$I_0 = \frac{1}{T} \int_0^T i(t) dt = \frac{1}{T} \int_0^T Y(t) U_m \sin(\Omega t + \varphi) dt.$$

Учитывая, что произведение синусов с разными частотами не дают постоянной составляющей, можем записать

$$I_0 = \frac{1}{T} \int_0^T \frac{2Y}{\pi} U_m \sin \Omega t \sin(\Omega t + \varphi) dt = \frac{Y}{\pi} U_m \cos \varphi. \quad (\text{III.12})$$

Выпрямленный ток максимален при  $\varphi = 0$ .

При достаточно низкой частоте сигнала ( $\frac{\Omega}{2\pi} \approx 19$  гц) желательно применить такую схему синхронного детектора, которая не требует подключения его к выходу усилителя огибающей через трансформатор. С этой целью применен синхронный детектор (рис. 14, б), работающий по схеме с дифференциальным выходом, по измерителю которого протекает двухполупериодно выпрямленный ток. Ключи  $K_1$  и  $K_2$  здесь замыкаются поочередно и через разделительную емкость  $C_1$  в оба полупериода входного напряжения протекают токи одинаковой величины, но разного направления.

Выпрямленный ток в каждый из полупериодов разветвляется на две половины, причем по измерителю в каждый из полупериодов протекает половина тока, проходящего через ключ. Для уменьшения пульсаций тока измеритель шунтируется большой емкостью  $C_2$ . Поскольку полярность выпрямленного напряжения в синхронном детекторе может меняться, то при применении электролитических конденсаторов, нормально работающих при одной полярности постоянного напряжения, приходится включать две емкости последовательно.

### ЗАДАЮЩИЙ И КАЛИБРОВОЧНЫЙ ГЕНЕРАТОР

Одним из основных требований к задающему генератору является высокая стабильность частоты, не ниже  $10^{-4}$ . При выполнении его практически исключаются погрешности измерений, обусловленные уходом частоты возбудителя поля. Необходимую стабильность частоты можно получить при помощи кварцевых резонаторов. При этом целесообразно применение одного относительно высокочастотного кварцевого автогенератора с последующим делением частоты до значений рабочих частот.

При собственной частоте 10 кГц габариты кварцевого резонатора невелики, он достаточно надежен в механическом отношении и в то же время делители частоты получаются сравнительно простыми. При использовании в мощном усилителе полупроводниковых триодов, работающих в ключевом режиме, от задающего генератора желательно получать выходное напряжение прямоугольной формы. Это обстоятельство существенно облегчает построение делителя частоты. Устойчивое деление частоты обеспечивают триггерные делители, каждый каскад которых делит частоту на 2. Выходное напряжение триггеров меняется по прямоугольному закону и поэтому непосредственно с каскадов деления может быть подано к усилителю мощности. Для запуска триггеров необходимы кратковременные импульсы напряжения, которые легко получить посредством дифференцирования выходных напряжений предыдущих каскадов деления частоты. Только в первом каскаде деления частоты приходится перед дифференцированием произвести формирование напряжения кварцевого автогенератора, форма которого практически синусоидальна. Для этого перед воздействием на дифференцирующую цепочку напряжение автогенератора подвергается двухстороннему ограничению. Схема кварцевого автогенератора, усилителя-ограничителя и первого триггера делителя частоты приведены на рис. 15.

Кварцевый автогенератор собран на германиевом триоде с достаточно большим коэффициентом усиления ( $\beta = 40$ ). Нагрузкой его, включенной в цепь коллектора, является параллельный резонансный контур, образованный емкостью  $C_1$  и первичной обмоткой трансформатора. Контур несколько расстроен относительно частоты резонатора, включенного в цепь положительной обратной связи.

Выходное напряжение автогенератора подводится к усилителю-ограничителю с понижающей обмотки трансформатора. В трансформаторе применен альсиферовый тороидальный сердечник, при котором изменение температуры мало влияет на индуктивность обмоток и поэтому настройка контура почти не меняется. На германиевом триоде автогенератор устойчиво работает в интервале температур  $-10^\circ - +50^\circ \text{C}$ .

Усилителем-ограничителем служит двухкаскадный транзисторный усилитель с непосредственной связью на триодах  $T_2$  и  $T_3$ . Такая схема обеспечивает симметрию полуволн и высокую крутизну фронтов ограниченного напряжения.

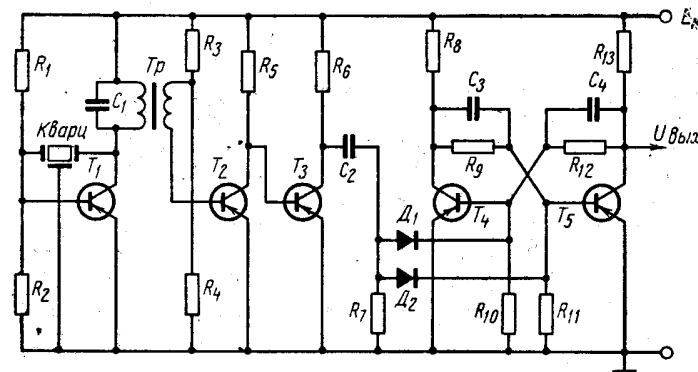


Рис. 15. Кварцевый автогенератор и первый триггер делителя частоты.

С выхода усилителя ограничителя напряжение поступает на дифференцирующую цепь  $C_2R_7$ . Импульсы положительной полярности, пропускаемые диодами  $D_1$  и  $D_2$  поступают на базы триодов триггера и управляют его работой. Каждый положительный импульс переводит триггер в другое состояние. Выходное напряжение, изменяющееся по прямоугольному закону, имеет при этом вдвое меньшую частоту, чем входное. После дифференцирования этого напряжения положительные импульсы управляют работой следующего триггера и т. д.

### ПРИНЦИПИАЛЬНАЯ СХЕМА ИЗМЕРИТЕЛЬНОГО УСТРОЙСТВА

Измерительное устройство аппаратуры ЭПП построено по структурной схеме, приведенной на рис. 6. Основными элементами принципиальной схемы, показанной на рис. 16, являются ортогональные магнитоприемники  $M_1$ ,  $M_2$ , каналы предварительного усиления с интегрирующей, дифференцирующей фазовращающими цепями и фильтрами верхних частот  $T_1-T_9$  и  $T_{18}-T_{26}$ , суммо-разностная схема  $Tr_1$  и  $R_{78}-R_{79}$ , коммутатор  $T_{10}-T_{13}$ , аттенюатор  $A_a$  и усилитель канала несущей  $T_{14}-T_{17}$ , детектор канала несущей  $T_{23}-T_{28}$ , аттенюатор  $A_s$  и усилитель канала огибающей  $T_{27}$ ,

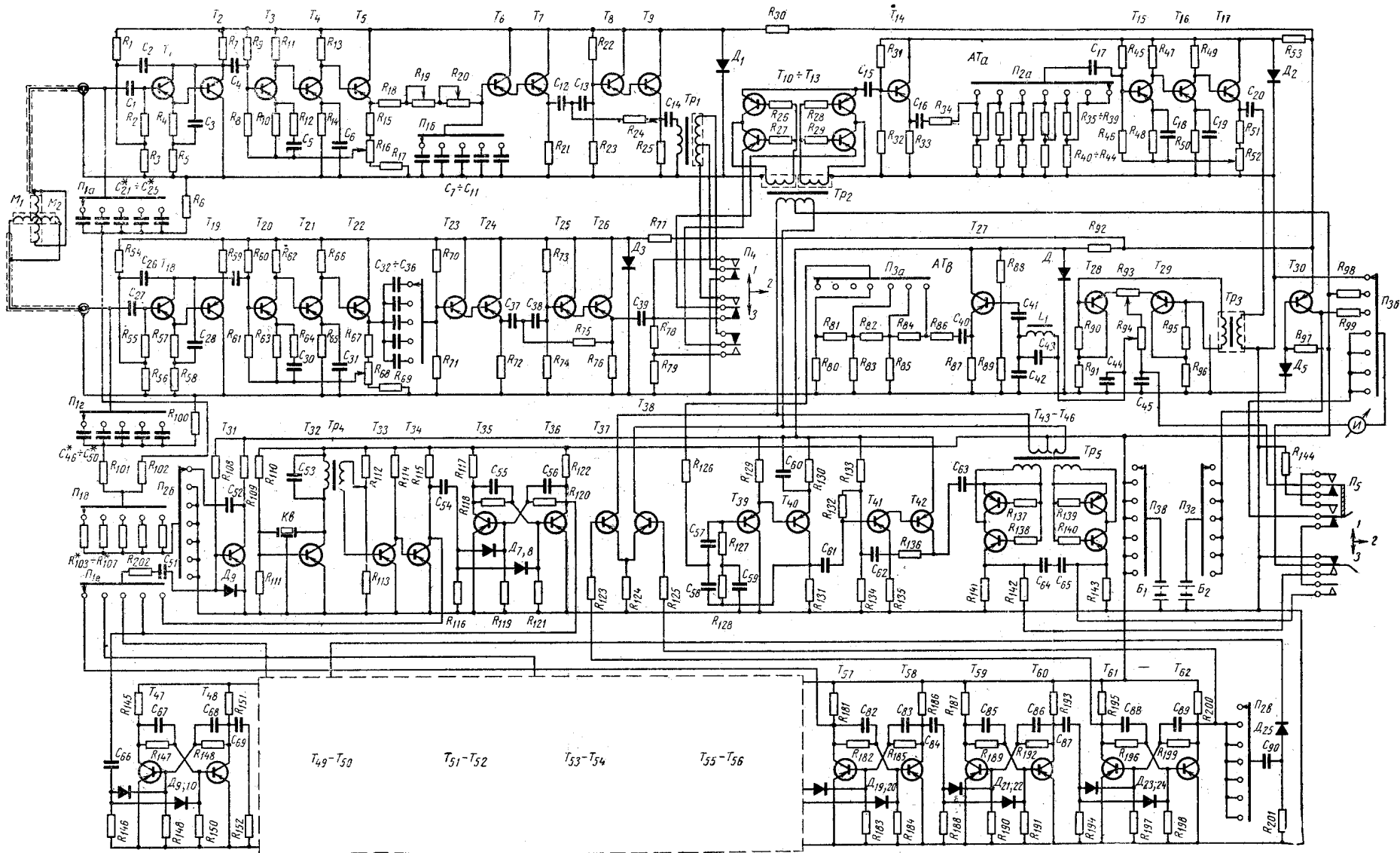


Рис. 16. Принципиальная схема измерительного устройства.

Триоды  $T_1, T_{18}$ —П28;  $T_2, T_{19}, T_{39}$ — $T_{42}$ —П103;  $T_3$ — $T_9, T_{20}$ — $T_{26}, T_{10}$ — $T_{17}, T_{27}$ — $T_{29}, T_{31}, T_{43}$ — $T_{46}$ —П41;  $T_{30}$ —П213Б;  $T_{32}$ — $T_{38}, T_{47}$ — $T_{62}$ —МП14.  
Диоды  $D_1$ — $D_4$ —Д808;  $D_5$ —Д811;  $D_6$ — $D_{10}, D_{19}$ — $D_{24}$ —Д104.

Сопротивления  $R_1$ — $R_3, R_{54}$ — $R_{56}$ —0,12;  $R_4$ — $R_5, R_{57}$ — $R_{58}$ —30к;  $R_6, R_{100}$ —2;  $R_7$ — $R_8, R_{59}, R_{61}, R_{46}$ —5,1к;  $R_9, R_{60}, R_{45}$ —13к;  $R_{10}, R_{63}, R_{48}$ —10к;  $R_{11}, R_{62}, R_{47}$ —20к;  $R_{12}, R_{64}$ —1к;  $R_{13}, R_{66}, R_{49}$ —11к;  $R_{14}, R_{65}, R_{59}$ —18к;  $R_{15}, R_{67}, R_{51}$ —5,1к;  $R_{16}, R_{68}, R_{52}$ —100;  $R_{17}, R_{69}$ —36;  $R_{18}$ —4,1к;  $R_{19}$ —8,2к;  $R_{20}$ —510;  $R_{70}, R_{71}$ —15к;  $R_{21}, R_{72}$ —5,1к;  $R_{22}, R_{23}, R_{73}, R_{74}$ —0,3;  $R_{24}, R_{75}$ —15к;  $R_{25}, R_{76}$ —2,2к;  $R_{26}$ — $R_{29}, R_{137}$ — $R_{140}, R_{120}$ ;  $R_{30}, R_{77}, R_{33}, R_{32}$ —360;  $R_{78}$ —282;  $R_{79}$ —10к;  $R_{31}$ —27к;  $R_{32}, R_{33}$ — $R_{39}, R_{81}, R_{82}, R_{84}$ —5,1к;  $R_{34}$ —6,8к;  $R_{35}, R_{86}$ —2,2к;  $R_{40}$ — $R_{43}, R_{83}, R_{85}$ —3,45к;  $R_{44}, R_{80}$ —2,36к;  $R_{87}$ —6,8к;  $R_{88}$ —27к;  $R_{89}$ —51к;  $R_{90}$ — $R_{91}, R_{95}, R_{96}$ —9,1к;  $R_{93}$ —510;  $R_{94}$ —10к;  $R_{97}$ —1к;  $R_{98}$ —9,1к;  $R_{99}$ —0,47;  $R_{101}, R_{102}$ —2,5к;  $R_{108}$ —0,1;  $R_{109}$ —5,1к;  $R_{110}$ —3,9к;  $R_{111}$ —2,4к;  $R_{112},$

$R_{114}, R_{115}$ —1,3к;  $R_{113}$ —75;  $R_{116}, R_{116a}, R_{152}, R_{188}, R_{194}$ —2,4к;  $R_{117}, R_{122}, R_{146}, R_{151}, R_{181}, R_{186}, R_{187}, R_{193}, R_{195}, R_{200}$ —470;  $R_{118}, R_{120}, R_{147}, R_{149}, R_{182}, R_{185}, R_{192}, R_{196}, R_{199}$ —3к;  $R_{119}, R_{121}, R_{148}, R_{150}, R_{183}, R_{184}, R_{190}, R_{191}, R_{197}, R_{198}$ —910;  $R_{123}, R_{125}$ —8,2к;  $R_{124}$ —100;  $R_{126}, R_{129}, R_{130}, R_{133}$ —18к;  $R_{127}, R_{128}$ —36к;  $R_{131}, R_{132}$ —10к;  $R_{134}$ —2,2к;  $R_{135}$ —620;  $R_{138}, R_{141}, R_{143}$ —3к;  $R_{142}$ —750;  $R_{144}$ —510;  $R_{201}$ —5,1к.  
Емкости  $C_1, C_{27}$ —0,25;  $C_2$ — $C_5, C_{26}$ — $C_{31}, C_{17}$ — $C_{19}, C_{41}$ —50,0;  $C_7, C_{22}$ —0,288;  $C_8, C_{33}$ —0,072;  $C_9, C_{34}$ —0,018;  $C_{10}, C_{35}$ —4500;  $C_{11}, C_{36}$ —2250;  $C_{12}, C_{37}$ —0,15;  $C_{13}, C_{38}$ —0,015;  $C_{14}, C_{39}$ —80,0;  $C_{15}$ —10,0;  $C_{16}, C_{20}, C_{40}$ —80,0;  $C_{42}$ —1,0;  $C_{43}$ — $C_{44}$ —0,1;  $C_{45}$ —80,0;  $C_{51}, C_{52}$ —50,0;  $C_{53}$ —0,015;  $C_{54}, C_{60}$ — $C_{69}$ —3300;  $C_{55}, C_{56}$ —1500;  $C_{57}, C_{58}$ —0,22;  $C_{59}$ —0,44;  $C_{60}$ —300,0;  $C_{61}$ —50,0;  $C_{62}$ — $C_{63}$ —80,0;  $C_{64}, C_{65}$ —300,0;  $C_{62}, C_{63}, C_{66}, C_{68}, C_{88}, C_{89}$ —4700;  $C_{84}, C_{87}$ — $C_{90}$ —5100.

Звездочкой отмечен элемент, требующий специального подбора.



$T_{31}$ ,  $T_{42}$ , детектор огибающей  $T_{43}$ — $T_{46}$ , магнито-электрический измеритель  $I$ , задающий генератор с кварцевой стабилизацией  $T_{32}$ — $T_{36}$  и  $T_{47}$ — $T_{58}$ , дополнительные каскады деления для получения напряжения коммутации  $T_{59}$ — $T_{62}$ , цепи калировки, источники питания  $B_1$ ,  $B_2$ , стабилизатор напряжения  $T_{30}$ ,  $D_5$ , переключатели частоты  $\Pi_1$ , пределов измерения большой полуоси  $\Pi_2$ , множитель по малой полуоси  $\Pi_3$ , переключатель рода работы  $\Pi_4$ , переключатель измерителя  $\Pi_5$ .

Сигналы, принятые магнитоприемниками  $M_1$  и  $M_2$ , подаются коаксиальными кабелями на согласующие каскады  $T_1$ — $T_2$  и  $T_{18}$ — $T_{19}$ , собранные по схеме рис. 10, а. Настройка магнитоприемников производится емкостями  $C_{21}$ — $C_{25}$  и  $C_{46}$ — $C_{50}$ , переключаемыми при помощи плат  $\Pi_{10}$  и  $\Pi_{12}$  переключателя «частота». Через емкости  $C_4$  и  $C_{29}$  напряжения с согласующих каскадов подаются на идентичные усилительные модули  $T_3$ — $T_5$  и  $T_{20}$ — $T_{22}$ , собранные по схеме рис. 11. Регулировка коэффициента усиления верхнего канала  $K_{16}$  выведена на переднюю панель и используется во время калировки для установки симметрии каналов.

После усилителей напряжения поступают на квадратурный фазовращатель, состоящий из интегрирующей  $R_{18-20}$ ,  $C_7$ — $C_{11}$  и дифференцирующей  $C_{32}$ — $C_{36}$ ,  $R_{71}$  цепей. При смене частот платами  $\Pi_{16}$  и  $\Pi_{17}$  переключаются емкости этих цепей.

Для уменьшения влияния нестабильности сопротивления нагрузки на фазовые сдвиги, вносимые интегрирующей и дифференцирующей цепями, напряжения с них снимаются через составные эмиттерные повторители  $T_6$ — $T_7$  и  $T_{23}$ — $T_{24}$ , имеющие высокое  $R_{вх}$ .

Перед подачей сигналов на суммарно-разностную схему в каждом из каналов фильтрами верхних частот, собранными по схеме рис. 13, а подавляются низкочастотные помехи, обусловленные колебаниями магнитоприемников в магнитном поле Земли. Составные повторители фильтров  $T_8$ — $T_9$  и  $T_{25}$ — $T_{26}$  обеспечивают низкое выходное сопротивление, необходимое для уменьшения погрешностей суммарно-разностной схемы, образованной трансформатором  $Tr_1$  и сопротивлениями  $R_{78-79}$ .

После переключателя  $\Pi_4$  напряжения с суммо-разностной схемы поступают на коммутатор  $T_{10}$ — $T_{13}$ . Коммутатор управляет опорным напряжением, подводимым с вторичных обмоток трансформатора  $Tr_2$  к электродам коллектор — база каждого из ключей. Переключатель рода работы имеет три положения: верхнее 1 — работа, установка квадратуры и калировка канала несущей  $H_a$ , среднее 2 — установка симметрии и нижнее 3 — калировка канала огибающей  $H_b$ . С коммутатора модулированное напряжение поступает через  $C_{15}$  на эмиттерный повторитель  $T_{14}$  и затем на attenuator канала несущей  $A_a$ . Attenuator собран по цепочечной схеме, имеющей постоянное входное и выходное сопротивление.

С attenuatorа напряжение подается через  $C_{17}$  на усилитель несущей  $T_{15}$ — $T_{17}$ , собранный по схеме рис. 11. Во время калировки

канала несущей регулировкой сопротивления  $R_{52}$ , выведенного под шлиц, устанавливается номинальное значение коэффициента усиления.

Нагрузкой усилителя является трансформатор  $Tr_3$ , со вторичных обмоток которого напряжения поступают на двухполупериодный детектор несущей  $T_{28}$ — $T_{29}$ . Нагрузкой детектора служит сопротивление  $R_{94}$  и измеритель  $I$ , подключаемый при измерении большой полуоси переключателем  $\Pi_5$  параллельно конденсатору  $C_{45}$ . Для симметрирования плеч детектора служит потенциометр  $R_{93}$ .

Напряжение огибающей снимается с потенциометра  $R_{94}$ , которым при калировке регулирует коэффициент усиления канала измерения  $H_b$ . Фильтрация гармоник напряжения несущей, возникающих при детектировании, производится фильтром  $C_{44}$ ,  $L_1$  —  $C_{43}$ ,  $C_{42}$ . Выделенное фильтром напряжение огибающей через  $C_{41}$  поступает на эмиттерный повторитель  $T_{27}$  и затем на attenuator канала огибающей  $A_a$ .

С attenuatorа напряжение огибающей подается по схеме рис. 13, б на двойной  $T$ -образный  $RC$ -мост  $R_{126}$ — $R_{128}$  и  $C_{57}$ — $C_{59}$  избирательного усилителя  $T_{39}$ — $T_{40}$ , настроенного на частоту коммутации. Выходное сопротивление attenuatorа вместе с сопротивлением  $R_{126}$  образует поперечное сопротивление  $RC$ -моста.

С выхода избирательного усилителя напряжение частоты коммутации поступает через емкость  $C_{61}$ , на выходной усилитель канала огибающей  $T_{41}$ — $T_{42}$  и после него через емкость  $C_{63}$  — на синхронный детектор  $T_{43}$ — $T_{46}$ . Опорное напряжение подводится к ключам с вторичной обмотки трансформатора  $Tr_5$ . Выпрямленное напряжение огибающей с конденсаторов  $C_{64-65}$  подается через сопротивление  $R_{142}$  и переключатель  $\Pi_5$  (положение 3) к измерителю  $I$ , по шкале которого производится отсчет  $H_b$ .

Питание коллекторных цепей измерительной схемы осуществляется от коллекторной батареи  $B_2$  напряжением 23 в. Батарея включается через плату  $\Pi_{32}$ , после которой напряжение поступает на стабилизатор напряжения последовательного типа ( $T_{30}$ ). Управляющее напряжение, действующее между базой и эмиттером  $T_{30}$ , равно разности выходного напряжения и напряжения на кремниевом стабилитроне  $D_5$ . При отклонении выходного напряжения от номинала меняется управляющий сигнал, а вместе с ним и сопротивление транзистора  $T_{30}$  в ту сторону, в которой нестабильность выходного напряжения уменьшается. Для исключения взаимных влияний отдельных элементов схемы через цепи питания введены развязки из сопротивлений и кремниевых стабилитронов  $R_{30}$ — $D_1$ ,  $R_{27}$ — $D_3$ ,  $R_{53}$ — $D_2$ .

Переключателем  $\Pi_3$  выключаются оба источника питания ( $B_1$  и  $B_2$ ) и производится контроль их напряжений (положения 2 и 3). Остальные четыре положения используются для attenuatorа.

Кварцевый автогенератор  $T_{32}$ , двухкаскадный усилитель-ограничитель  $T_{33}$ — $T_{34}$  и первый триггер  $T_{35}$ — $T_{36}$  калировочного генератора собраны по схеме рис. 7. С выхода ограничителя  $R_{115}$

и первого триггера  $R_{1,2}$  напряжения рабочих частот 10 000 и 5000  $\text{гц}$  подводятся к плате  $\Pi_{16}$  переключателя частот. Напряжение с частотой 5000  $\text{гц}$  дифференцируется цепью  $C_{66}R_{146}$  и поступает на следующий триггер  $T_{42}-T_{43}$ . Все остальные ступени делителя частоты аналогичны. С третьего триггера снимается напряжение частоты 1250  $\text{гц}$ , с пятого триггера — напряжение 312  $\text{гц}$  и с седьмого  $T_{67}-T_{68}$  — напряжение нижней рабочей частоты 78  $\text{гц}$  ( $R_{181}$ ).

Последние два триггера  $T_{59}-T_{60}$  и  $T_{61}-T_{62}$  делят напряжение частоты 78  $\text{гц}$  на 4 и служат для получения опорного напряжения с частотой 19  $\text{гц}$ , управляющего работой коммутатора и синхронного детектора.

Питание коллекторных цепей кварцевого автогенератора и триггерного делителя частоты производится от трех последовательно включенных элементов ( $B_1$ ) напряжением 4,5  $\text{в}$ . Это напряжение не требует стабилизации.

С коллекторных сопротивлений последнего триггера  $R_{195}$  и  $R_{200}$  напряжения частоты 19  $\text{гц}$  с относительным сдвигом  $180^\circ$  подаются на транзисторные ключи  $T_{37}$  и  $T_{38}$ , выполняющие роль усилителей мощности опорного напряжения. Ключи открываются поочередно через полупериод частоты коммутации. В зависимости от того, какой из ключей открыт, от батареи  $B_1$  протекает ток по одной или второй полуобмоткам первичных цепей трансформаторов  $Tr_2$  и  $Tr_5$ . Во вторичных обмотках этих трансформаторов индуцируется переменное напряжение прямоугольной формы с частотой 19  $\text{гц}$ .

Коммутация сравниваемых напряжений с частотой, полученной делением частоты кварцевого генератора, приводит к тому, что при идентичных кварцах в возбудителе поля и измерительном устройстве, на выходе усилителя несущей возникают нулевые биения, затрудняющие процесс измерения. Для устранения их в схему делителя частоты введена обратная связь, включаемая во время измерений. С этой целью напряжение с выхода последнего триггера  $R_{200}$  через плату переключателя пределов измерения  $\Pi_{26}$  подается по цепи  $C_{90}D_{25}$  на базу транзистора  $T_{49}$  третьего триггера делителя частоты. При калибровке эта связь не нужна и поэтому разрывается переключателем  $\Pi_{26}$ . Для получения стабильного по величине калибровочного напряжения с платы  $\Pi_{12}$  сигнал нужной рабочей частоты подается через  $C_{51}$  на усилитель-ограничитель  $T_{31}$ . Стабильный уровень ограничения обеспечивается питанием коллектора  $T_{31}$  стабилизированным напряжением батареи  $B_2$ . С выхода ограничителя через емкость  $C_{52}$  напряжение калибровки через плату переключателя  $\Pi_{26}$  подается на два делителя напряжения, образованных одним из сопротивлений  $R_{103}-R_{107}$ , переключаемых при смене частот, и сопротивлениями  $R_{101}-R_{100}$  и  $R_{102}-R_6$ . Подбором сопротивлений  $R_{101}$  и  $R_{102}$  устанавливается необходимый уровень сигналов калибровки, вводимых с сопротивлений  $R_{100}$  и  $R_6$  в контуры входных преобразователей  $M_1-C_{21-25}$ ,  $M_2-C_{46-50}$ .

Калибровка производится при переводе переключателя пределов по  $H_a$  ( $\Pi_2$ ) в положение калибровки. При этом устанавливается

верхний предел измерения по  $H_a$  и с ограничителя  $T_{31}$  через  $\Pi_{26}$  в магнитоприемники вводится сигнал калибровки. В остальных положениях переключателя  $\Pi_2$  цепи калибровки отключены от задающего генератора и заземлены через плату  $\Pi_{26}$ .

В положении 2 переключателя  $\Pi_4$  на один из входов коммутатора подается напряжение с верхней полуобмотки трансформатора  $Tr_1$ , а на второй — с сопротивления  $R_{78}+R_{79}$ . Измеритель включается в канал измерения огибающей  $\Pi_5$  в положении 3. Регулировкой  $R_{16}$  стрелка измерителя устанавливается на нуль, что соответствует амплитудной симметрии каналов предварительного усиления.

Затем переключатель  $\Pi_4$  переводится в положение 1. На коммутатор поступают оба напряжения с суммо-разностной схемы. По нулевому показанию измерителя при включении его в третье положение  $\Pi_5$  сопротивлениями  $R_{19}$  и  $R_{20}$  устанавливается квадратура. После этого измеритель переключается в первое положение  $\Pi_5$  и регулировкой  $R_{52}$  стрелка его устанавливается на последнюю отметку шкалы. Это имеет место при номинальном коэффициенте передачи канала несущей.

В положении 3 переключателя  $\Pi_4$  на один из входов коммутатора подается полное напряжение с выхода нижнего канала предварительного усиления, а на второй — часть его (с  $R_{79}$ ), уменьшенная по сравнению с полным напряжением примерно на 3%. На выходе детектора несущей при этом получается напряжение огибающей, при котором по прибору в канале  $H_b$  должен протекать номинальный ток. Регулировка коэффициента передачи канала огибающей производится при этом сопротивлением  $R_{94}$ .

#### ПРИНЦИПИАЛЬНАЯ СХЕМА ГЕНЕРАТОРНОГО УСТРОЙСТВА

Генераторное устройство состоит из задающего генератора, промежуточного ключа, двухкаскадного усилителя мощности и магнитного диполя. При зондированиях возбудителем поля служит многовитковая петля, включаемая через выносной согласующий трансформатор. Принципиальная схема генераторного устройства приведена на рис. 17.

Напряжения, управляющие работой усилителя мощности, получают от кварцевого автогенератора  $T_1$  и триггерного делителя частоты  $T_4-T_{17}$ . Сигналы рабочих частот подаются с усилителя-ограничителя  $T_2-T_3$  и соответствующих транзисторов триггеров на плату  $\Pi_{16}$  переключателя «частоты». С переключателя  $\Pi_{16}$  напряжение выбранной рабочей частоты поступает на промежуточный ключ  $T_{18}-T_{19}$ , выполняющий роль усилителя мощности задающего генератора. Схема его выбрана такой, что не требует вывода средней точки источника коллекторного напряжения.

Под действием управляющего напряжения транзисторы промежуточного ключа открываются поочередно и по полуобмоткам первичной цепи трансформатора  $Tr_2$  протекают токи разного направления.

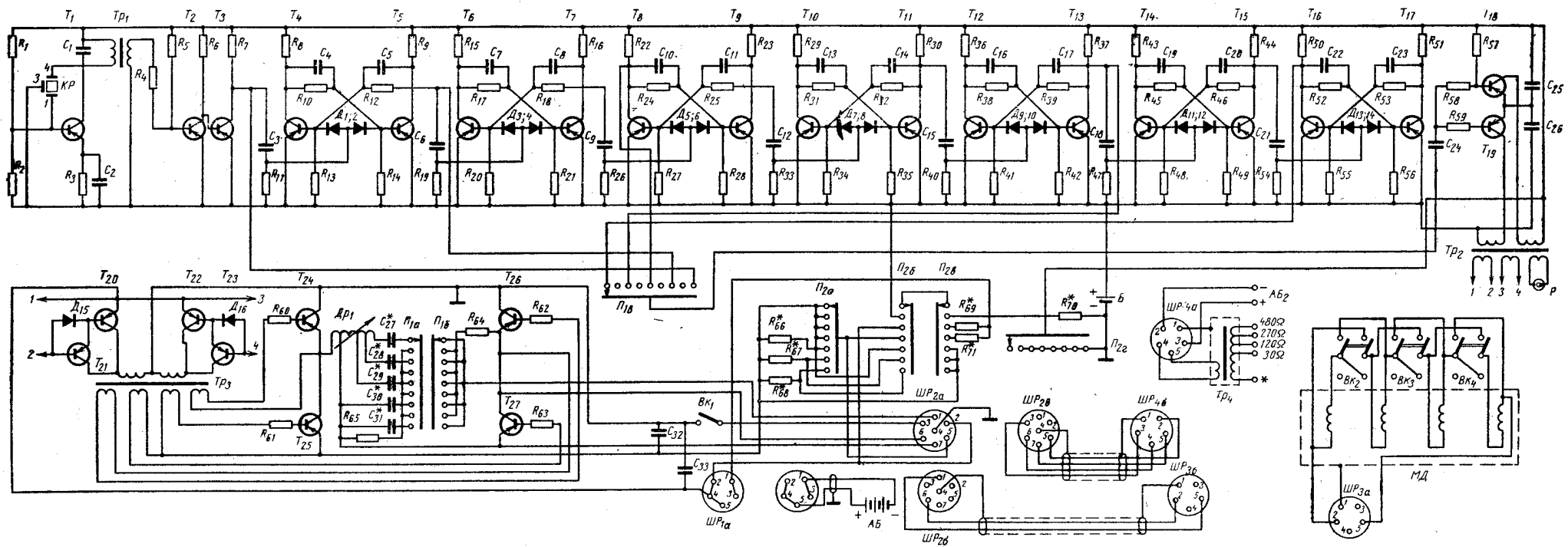


Рис. 17. Принципиальная схема генераторного устройства.

Трещды.  $T_1 - T_{17}$  - МН14;  $T_{19}$  - П103;  $T_{20}, T_{22}$  - П203;  $T_{21}, T_{23}$  - П25;  $T_{24} - T_{27}$  - П210А.

Дюды.  $D_1 - D_{14}$  - Д104;  $D_{15}, D_{16}$  - Д7Ж.

Сопроствления.  $R_1 - 3,9k; R_2 - 2,4k; R_3 - 510; R_4 - 75; R_5 - 910; R_6, R_7 - 1,3k; R_8, R_9, R_{10}, R_{11}, R_{12}, R_{13}, R_{14}, R_{15}, R_{16}, R_{17}, R_{18}, R_{19}, R_{20}, R_{21}, R_{22}, R_{23}, R_{24}, R_{25}, R_{26}, R_{27}, R_{28}, R_{29}, R_{30}, R_{31}, R_{32}, R_{33}, R_{34}, R_{35}, R_{36}, R_{37}, R_{38}, R_{39}, R_{40}, R_{41}, R_{42}, R_{43}, R_{44}, R_{45}, R_{46}, R_{47}, R_{48}, R_{49}, R_{50}, R_{51}, R_{52}, R_{53}, R_{54}, R_{55}, R_{56}, R_{57}, R_{58}, R_{59}, R_{60} - 910;  $R_{61} - R_{63} - 1; R_{64} - 10; R_{65} - 5$ .$

Емкости.  $C_1 - 0,015; C_2 - 30,0; C_3 - C_6 - 1500; C_7 - C_9 - 3800; C_{10} - C_{23} - 4700; C_{24} - C_{26} - 80,0; C_{27} - C_{33} - 300,0$ .

Звездочкой отмечен элемент, требующий специального подбора

В результате во вторичной цепи индуцируется переменное напряжение, которое с обмоток 1—2 и 3—4 подается на вход предоконечного каскада  $T_{20}-T_{23}$ , работающего в ключевом режиме по двухтактной схеме. Для работы с посторонним усилителем мощности имеется разъем  $P$ , через который с трансформатора  $Tr_2$  управляющее напряжение одной из рабочих частот может быть подано, например, на генератор аппаратуры АФИ или ИКС.

С целью уменьшения мощности управляющего сигнала в предоконечном каскаде применены составные транзисторы. Надежное запирающее выходного транзистора обеспечивается шунтированием входной цепи управляющего транзистора диодом. При этом все запирающее напряжение прикладывается к промежутку эмиттер — база выходного транзистора.

Напряжение на коллекторы предоконечного и оконечного каскадов подается с аккумуляторной батареей  $АБ_1$ , присоединяемой к генераторному устройству соединительным шлангом через разъем  $ШР_1$ . Питание включается тумблером. Аккумуляторная батарея при этом шунтируется емкостью  $C_{33}$ .

Транзисторы плеч предоконечного каскада работают поочередно. В результате в обмотках вторичной цепи трансформатора  $Tr_3$  индуцируются переменные напряжения, управляющие работой транзисторов выходного каскада  $T_{24}-T_{27}$ , собранного по мостовой схеме. Фазировка выходных напряжений сделана такой, что в один из полупериодов управляющего сигнала отпираются транзисторы  $T_{24}$  и  $T_{27}$ , а во второй  $T_{25}-T_{26}$ .

Нагрузкой генераторного устройства может быть диполь или петля. В соответствии с этим меняются и режимы работы генератора.

Рассмотрим работу на диполь. Выводы магнитного диполя  $МД$ , состоящего из четырех секций, коммутируемых тумблерами  $ВК_2$ ,  $ВК_3$ ,  $ВК_4$ , подключены к разъему  $ШР_3$ . Посредством экранированного шланга диполь присоединяется к разъему  $ШР_2$  и таким образом включается в выходной каскад. В диагональ выходного каскада оказываются последовательно включенными дроссель  $Dr_1$ , один из настроенных конденсаторов  $C_{27}-C_{31}$ , платы  $П_{1a}$  и  $П_{1b}$  переключателя «частоты», разъем  $ШР_2$ , шланг, разъем  $ШР_3$  и диполь  $МД$ .

После эмиттеров  $T_{25}$  или  $T_{27}$  ток выходного каскада протекает по одному из сопротивлений шунтов  $R_{66}-R_{68}$ , переключаемых переключателем  $П_{2a}$ , и затем через контакты 5—2 разъема  $ШР_2$ , замкнутые соединительным шлангом, попадает на «+» аккумуляторной батареи. Напряжение на шунтах измеряется магнитоэлектрическим прибором  $И$ , коммутируемым платами  $П_{2b}$  и  $П_{2c}$ . Шунты подобраны так, что пределы измерения тока равны 1; 3 и 6а. Измеряемая величина постоянного тока соответствует амплитуде первой гармоники тока рабочей частоты.

Ток, потребляемый выходным каскадом от аккумуляторной батареи, зависит от сопротивления нагрузки. Последнее может в некоторых пределах изменяться регулировкой индуктивности дросселя

$Dr_1$ , которая производится за счет перемещения сердечника. Таким способом регулируется ток диполя и поддерживается постоянным его магнитный момент.

При смене частот щетки переключателя «частоты»  $П_{1a}$  и  $П_{1b}$  замыкают одновременно два соседних контакта. При этом через сопротивление  $R_{65}$  производится разряд отключаемого конденсатора, а через сопротивление  $R_{64}$  замыкается диполь.

Помимо измерения тока, потребляемого выходным каскадом от источника питания, переключатель «контроль» позволяет: 1) выключить источник питания задающего генератора и арретировать измеритель посредством короткого замыкания его контактов; 2) измерить напряжение источника питания задающего генератора; 3) измерить напряжение аккумуляторной батареи  $АБ_1$  как в режиме холостого хода, так и под нагрузкой; 4) измерить напряжение аккумуляторной батареи  $АБ_2$ , присоединяемой через разъем  $ШР_4$  и шланг к разъему  $ШР_3$ .

При работе на петлю для получения большего магнитного момента применяется отдельная аккумуляторная батарея  $АБ_2$  напряжением до 25 в. Питание предоконечного каскада попрежнему производится от батареи  $АБ_1$ . Нагрузка подключается к выходному каскаду в этом случае через согласующий трансформатор  $Tr_4$ .

Ток от «—» батареи  $АБ_2$  проходит через разъем  $ШР_4$ , соединительный шланг, разъем  $ШР_2$ , выключатель  $ВК_1$ , один из транзисторов  $T_{24}$  или  $T_{26}$ , нагрузку, транзистор  $T_{25}$  или  $T_{27}$ , один из шунтов  $R_{66}-R_{68}$ , контакт 5 разъема  $ШР_2$ , шланг, разъем  $ШР_4$  и «+» батареи.

В нагрузочную диагональ моста включены первичная цепь трансформатора  $Tr_4$ , соединенная с эмиттерами  $T_{26}$  и  $T_{27}$  через контакт 7 разъема  $ШР_2$ , шланг, разъем  $ШР_4$ . Петля подключается последовательно с внешним магазином емкостей ко вторичной цепи трансформатора  $Tr_4$ . По максимуму тока петля настраивается в резонанс. После этого переключением секции вторичной цепи производится оптимальное согласование нагрузки, при котором ток достигает наибольшей величины.

Для предотвращения пробоя транзисторов выходного каскада при работе на петлю батарея  $АБ_2$  также шунтируется конденсатором большой емкости  $C_{32}$ .

### Конструкция и технические характеристики

Комплект аппаратуры состоит из автономных генераторного и измерительного устройств. В измерительное устройство входят измерительный блок, выполненный в виде отдельного переносного прибора, и три комплекта магнитоприемников — низкочастотный 78 гц, среднечастотный 312 и 1250 гц и высокочастотный 5000 и 10 000 гц (рис. 18).

В генераторное устройство входят, генераторный блок, выполненный также в виде отдельного переносного прибора, магнитный диполь, блок питания и согласующий трансформатор, рис. 19.

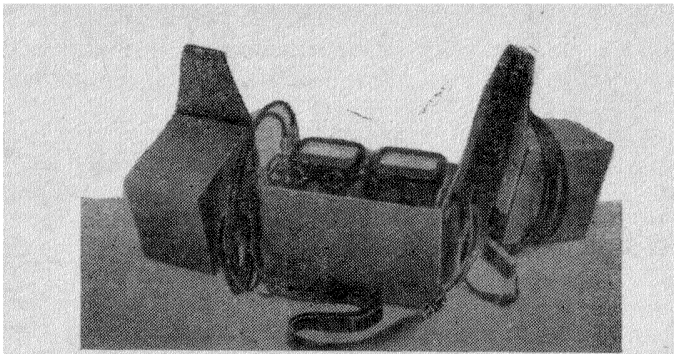


Рис. 18. Общий вид измерительного устройства и магнитоприемников.

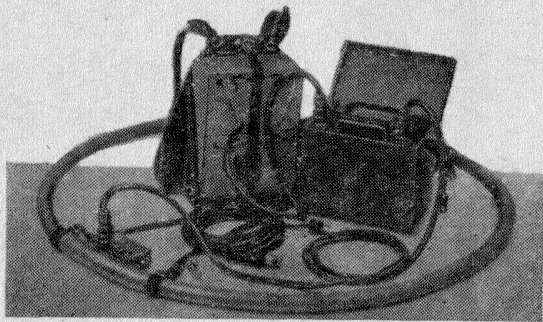


Рис. 19. Общий вид генераторного устройства и диполя.

Аппаратура типа ЭПП-1 имеет следующие технические характеристики.

- Рабочие частоты, *гц* . . . . . 78, 312, 1250, 5000, 10 000.  
 Рабочие разности между генераторной и измерительной группами при дипольном профилировании, *м* . . . . . 15—120  
 Отсчет измеряемых величин . . . . по стрелочному прибору.  
 Условия эксплуатации:  
 а) рабочий диапазон температур окружающей среды, °С . . . .  
 от -10 до +30;  
 б) максимальная относительная влажность воздуха, % . . . 80.  
 Пределы измерения большой полуоси  $H_a$ , *мв* . . . . . 0,1; 0,3; 1,0; 3,0; 10; 30.  
 Пределы измерения малой полуоси  $H_b$ , *мкв* . . . . . 1 ÷ 10<sup>4</sup>.  
 Основная приведенная погрешность измерения большой полуоси  $H_a$ , % . . . . . 3.  
 Основная приведенная погрешность измерения малой полуоси  $H_b$ , %  
 . . . . . не превышает  $\pm \left( 3 \pm 0,1 \cdot \frac{H_a}{H_b} \right)$ .

Неинвариантность в плоскости приемных рамок при изменении угла поворота приемных рамок в пределах  $\pm 30^\circ$  не превышает основных приведенных погрешностей измерения полуосей.

Средняя чувствительность магнитоприемников, *ом · м* на частотах *гц*:

78 . . . . .	3
312 . . . . .	6
1 250 . . . . .	34
5 000 . . . . .	37
10 000 . . . . .	60

Средний максимальный момент генераторной рамки *ам<sup>2</sup>* на частотах, *гц*:

78 . . . . .	380
312 . . . . .	300
1 250 . . . . .	240
5 000 . . . . .	60
10 000 . . . . .	45

Комплект питания измерительного устройства состоит из двух батарей 11,5 ПМЦГ-У-1,3 и трех батарей 1КС-У-3 и обеспечивает возможность непрерывной работы без смены питания в течение 30 ч.

Комплект питания генераторного устройства состоит из батарей аккумуляторов 10 × НКН10 и батарей из трех элементов 1КС-У-3.

Емкость аккумуляторной батареи позволяет обеспечить работу в методе ДИП в течении 7 ч. Батарея элементов 1КС-У-3 обеспечивает непрерывную работу задающего генератора в течение 30 ч.

Общий вес измерительного устройства, *кг* . . . . . 20.

Общий вес генераторного устройства, *кг* . . . . . 25.

Аппаратура обслуживается бригадой из четырех человек в методе ДИП и трех человек в методах ДИЗ, ИП, ДК.

Глава IV  
**ФИЗИКО-ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ  
 ДИПОЛЬНЫХ ИНДУКТИВНЫХ МЕТОДОВ  
 ЭЛЕКТРОРАЗВЕДКИ**

В главе I было показано, что поведение полуосей эллипса поляризации электромагнитного поля несущественно отличается от поведения соответствующих ортогональных компонент поля. Поэтому рассмотрение физико-теоретических основ электроразведочных методов, в которых может применяться аппаратура ЭПП, мы будем нередко базироваться на более привычном и простом анализе декартовых компонент поля, лишь по мере необходимости, делая соответствующие оговорки относительно элементов эллипса поляризации.

В соответствии с этим замечанием и формулами (I.45)—(I.48) на измерительную методику ЭПП может быть легко распространена достаточно известная теория индуктивных методов электроразведки. Поскольку не все разделы этой теории развиты достаточно полно, мы попытаемся ниже несколько восполнить эти пробелы. Основное внимание будем уделять дипольным индуктивным методам исследования, как наиболее гибким и универсальным. В дальнейшем будем иметь в виду, что к индуктивным (точнее индукционным) методам электроразведки следует относить такие способы геофизических исследований, в которых существенный вклад в измеряемое поле вносят вторичные электромагнитные поля от токов, индуцированных в проводящей среде. В соответствии с этой точкой зрения к индуктивным методам при определенных условиях могут быть отнесены и такие способы исследований, в которых поле создается не только незаземленными контурами и измеряется не только магнитная компонента.

**НОРМАЛЬНЫЕ ПОЛЯ ДИПОЛЬНЫХ ИСТОЧНИКОВ**

Под нормальным полем источника электромагнитного поля, как это обычно делается в теории наземных электроразведочных методов, понимают его поле на поверхности однородного проводящего полу-

пространства. Будем пренебрегать токами смещения в рассматриваемых средах ( $\omega \epsilon \ll \sigma$ ) и полагать волновое число верхнего полупространства (воздуха) равным нулю. Особое внимание в дальнейшем обратим на область малых параметров ( $|kr|$ ). Применительно к нормальному полю источника электромагнитных колебаний понятие области малых параметров совпадает с понятием ближней зоны или зоны индукции источника.

В общем случае это понятие шире, оно предполагает малость параметров ( $|kr| \ll 1$ ) для всех волновых чисел  $k$  и всех характерных размеров  $r$ , определяющих рассматриваемую электрическую ситуацию.

**Вертикальный магнитный диполь [7].** Нормальное поле вертикального магнитного диполя наиболее удобно представить в цилиндрической системе координат, ось  $z$  которой совмещена с моментом диполя. В этой системе компоненты поля зависят только от расстояния до диполя  $r$  и выражаются формулами

$$H_z = \frac{M}{4\pi r^3} \left\{ \frac{2}{k^2 r^2} [9 - e^{ikr} (9 - 9ikr - 4k^2 r^2 + ik^3 r^3)] \right\}; \quad (IV.1)$$

$$H_r = \frac{M}{4\pi r^3} \left\{ \frac{i\pi}{2} k^2 r^2 \left[ H_1^{(1)} \left( \frac{kr}{2} \right) J_1 \left( \frac{kr}{2} \right) - H_2^{(1)} \left( \frac{kr}{2} \right) J_2 \left( \frac{kr}{2} \right) \right] \right\}; \quad (IV.2)$$

$$E_\varphi = \frac{Mi\omega\mu}{4\pi r^2} \left\{ -\frac{2}{k^2 r^2} [3 - e^{ikr} (3 - 3ikr - k^2 r^2)] \right\}. \quad (IV.3)$$

В фигурных скобках помещены выражения так называемых магнитных  $h_i = \frac{H_i}{H_0}$  и электрических  $e_i = \frac{E_i}{E_0}$  чисел, представляющих собой отношение соответствующих компонент нормального поля к первичному полю источника (полю в воздухе)

$$H_0 = \frac{M}{4\pi r^3} \text{ и } E_0 = \frac{Mi\omega\mu}{4\pi r^2}.$$

Таким образом, магнитные и электрические числа характеризуют тот вклад, который вносит в измеряемое поле проводящее полупространство. В зоне индукции ( $p = |kr| \ll 1$ ) магнитные и электрические числа вертикального магнитного диполя соответственно равны

$$h_z \approx -1 - \frac{2\sqrt{2}}{15} p^3 + i \left( \frac{p^2}{4} - \frac{2\sqrt{2}}{15} p^3 \right); \quad (IV.4)$$

$$h_r \approx \frac{p^2}{4} \left[ \left( \ln \frac{p}{4} + C - \frac{1}{12} \right) \frac{p^2}{4} + i \left( 1 - \frac{\pi}{16} p^2 \right) \right]; \quad (IV.5)$$

$$e_\varphi \approx 1 - \frac{\sqrt{2}}{15} p^3 + i \left( \frac{p^2}{4} - \frac{\sqrt{2}}{15} p^3 \right). \quad (IV.6)$$

Из приведенных выражений следует, что в ближней зоне амплитуды вертикальной компоненты магнитного поля и азимутальной компоненты электрического поля весьма слабо зависят от параметров проводящего полупространства, совпадая с первичным полем

при  $p \rightarrow 0$ . Наоборот, радиальная составляющая магнитного поля находится в непосредственной связи с параметром  $p = \sqrt{\sigma \mu \omega r}$  и исчезает при  $p \rightarrow 0$ . При прочих равных условиях ( $\omega = \text{const}$  и  $r = \text{const}$ ) величина радиальной составляющей прямо пропорциональна проводимости нижнего полупространства (земли). Следовательно, изучение радиальной компоненты магнитного поля может дать полезную информацию о геоэлектрическом строении исследуемой площади, в то время как амплитуды прочих компонент электромагнитного поля такой информации в зоне индукции практически не содержат. Однако непосредственное измерение радиальной компоненты магнитного поля сопряжено с большими методическими погрешностями, связанными с неточной ориентацией приемных рамок, поскольку эта компонента в области малых параметров много меньше вертикальной компоненты магнитного поля. В силу этого удобнее перейти к изучению инвариантных величин — полуосей эллипса поляризации магнитного поля вертикального магнитного диполя. В соответствии с формулами (I.45) и (I.46) будем иметь в зоне индукции

$$H_a \approx \frac{M}{4\pi r^3} \left(1 + \frac{2\sqrt{2}}{15} p^3\right); \quad (\text{IV.7})$$

$$H_b \approx \frac{M}{4\pi r^3} \frac{p^2}{4} \left(1 - \frac{\pi}{16} p^2\right). \quad (\text{IV.8})$$

Как и следовало ожидать, малая полуось эллипса поляризации магнитного поля так же, как и радиальная компонента поля, пропорциональна параметру  $p^2$ . При снижении частоты  $H_b \rightarrow 0$  и поле становится линейно поляризованным. Большая полуось эллипса поляризации в зоне индукции весьма слабо отличается от первичного поля и при  $p \rightarrow 0$   $H_a \rightarrow H_0$ .

Большая полуось эллипса поляризации весьма быстро убывает при увеличении расстояния до генераторного диполя (как  $\frac{1}{r^3}$ ).

Малая полуось убывает значительно медленнее (как  $\frac{1}{r}$ ), это определяет существенное уменьшение методических погрешностей измерения  $H_b$ , связанных с неточным определением расстояния до источника.

Графики зависимости элементов эллипса поляризации (магнитных чисел большой  $h_a = \frac{H_a}{H_0}$  и малой  $h_b = \frac{H_b}{H_0}$  полуосей, фазы большой полуоси  $\varphi_a$  и ее угла отклонения от вертикали  $\gamma_a - \frac{\pi}{2}$ ) от параметра  $p$  приведены на рис. 20. Заметим, что если в области малых параметров эллипс поляризации почти вертикален, то при  $p \gg 1$  он становится близким к горизонтальному. Магнитное число малой полуоси в области  $p^2 = 20$  достигает максимума, а затем начинает убывать. Таким образом, одному и тому же значению  $h_b$  могут соответствовать два разных параметра  $p$ .

Только в области малых параметров  $h_b$  характеризуется монотонным ростом при увеличении  $p^2$ . Электрическое поле вертикального магнитного диполя над однородным полупространством всегда линейно поляризовано. Оно может становиться эллиптически поляризованным только в присутствии локальных нарушений однородности электрического разреза.

**Горизонтальный магнитный диполь [8].** Нормальное поле горизонтального магнитного диполя сложнее, чем у вертикального, и его

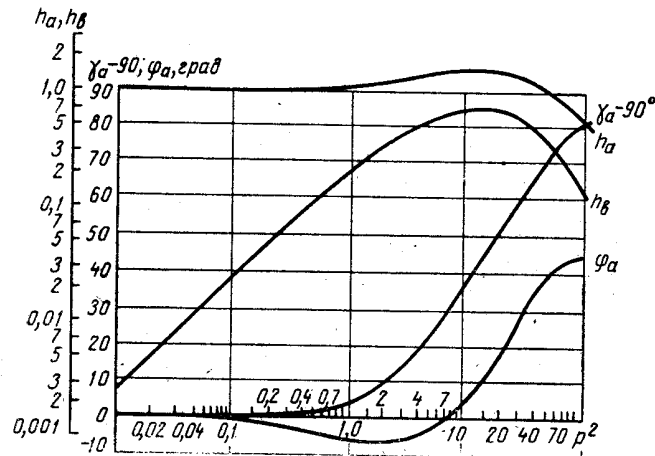


Рис. 20. Нормальное поле вертикального магнитного диполя.

целесообразно представить в декартовой прямоугольной системе координат. Если момент диполя направлен по оси  $x$ , то

$$H_z = \frac{M}{4\pi r^3} \left\{ \frac{x}{r} \cdot \frac{i\pi}{2} k^2 r^2 \left[ J_1\left(\frac{kr}{2}\right) H_1^{(1)}\left(\frac{kr}{2}\right) - J_2\left(\frac{kr}{2}\right) H_2^{(1)}\left(\frac{kr}{2}\right) \right] \right\}; \quad (\text{IV.9})$$

$$H_x = \frac{M}{4\pi r^3} \left\{ -\frac{2}{k^2 r^2} [3 + k^2 r^2 - e^{ikr} (3 - 3ikr - k^2 r^2)] + \frac{x^2}{r^2} \cdot \frac{2}{k^2 r^2} [15 + 3k^2 r^2 - e^{ikr} (15 - 15ikr - 6k^2 r^2 + ik^3 r^3)] \right\}; \quad (\text{IV.10})$$

$$H_y = \frac{M}{4\pi r^3} \left\{ \frac{2xy}{r^2} \cdot \frac{1}{k^2 r^2} [15 + 3k^2 r^2 - e^{ikr} (15 - 15ikr - 6k^2 r^2 - ik^3 r^3)] \right\}; \quad (\text{IV.11})$$

$$E_y = \frac{Mi\mu\omega}{4\pi r^2} \left\{ i\pi J_1\left(\frac{kr}{2}\right) H_1^{(1)}\left(\frac{kr}{2}\right) - i\pi \frac{x^2}{r^2} \frac{kr}{2} \left[ J_2\left(\frac{kr}{2}\right) H_1^{(1)}\left(\frac{kr}{2}\right) + J_1\left(\frac{kr}{2}\right) H_2^{(1)}\left(\frac{kr}{2}\right) \right] \right\}; \quad (\text{IV.12})$$

$$E_x = \frac{Mi\mu\omega}{4\pi r^2} \left\{ i\pi \frac{2yx}{r^2} \left[ J_2\left(\frac{kr}{2}\right) H_1^{(1)}\left(\frac{kr}{2}\right) + J_1\left(\frac{kr}{2}\right) H_2^{(1)}\left(\frac{kr}{2}\right) \right] \right\}. \quad (\text{IV.13})$$

В фигурные скобки, как и в предыдущем пункте, помещены выражения магнитных и электрических чисел. В зоне индукции они соответственно равны

$$h_z = \frac{x}{r} \frac{p^2}{4} \left[ \left( \frac{1}{12} - \ln \frac{p}{4} - C \right) \frac{p^2}{4} - i \left( 1 - \pi \frac{p^2}{16} \right) \right]; \quad (\text{IV.14})$$

$$h_x = - \left( 1 + \frac{2}{15} p^3 \right) + 3 \frac{x^2}{r^2} + i \left[ \left( 1 - \frac{8}{15} p - \frac{x^2}{r^2} \right) \cdot \frac{p^2}{4} \right]; \quad (\text{IV.15})$$

$$h_y = \frac{xy}{r^2} \left( 3 - \frac{p^4}{24} - i \frac{p^2}{4} \right); \quad (\text{IV.16})$$

$$e_y = 1 - \pi \frac{p^2}{16} - 2 \frac{x^2}{r^2} + i \left[ \frac{p^2}{8} \left( \frac{1}{4} - \ln \frac{p}{4} - C - \frac{x^2}{r^2} \right) \right]; \quad (\text{IV.17})$$

$$e_x = \frac{2yx}{r^2} \left[ 1 - \pi \frac{p^2}{16} + i \frac{p^2}{8} \left( \frac{1}{4} - \ln \frac{p}{4} - C \right) \right]. \quad (\text{IV.18})$$

Из приведенных формул следует, что с электрическими свойствами нижнего полупространства в зоне индукции непосредственно связана лишь вертикальная компонента магнитного поля. Остальные компоненты электромагнитного поля с точностью до бесконечных малых слагаемых не зависят от проводимости и, следовательно, не содержат полезной информации. Но оси  $x$  магнитное поле эллиптически поляризовано, причем

$$H_a \approx \frac{M}{4\pi r^3} 2 \left( 1 - \frac{1}{15} p^3 \right); \quad (\text{IV.19})$$

$$H_b \approx \frac{M}{4\pi r^3} \frac{p^2}{4} \left( 1 - \frac{\pi}{16} p^2 \right), \quad (\text{IV.20})$$

т. е. большая полуось эллипса поляризации горизонтального магнитного диполя на его оси при прочих равных условиях вдвое превышает большую полуось магнитного поля вертикального магнитного диполя. Величины малой полуоси эллипса поляризации у обоих диполей в зоне индукции одинаковы. Как и в случае вертикального магнитного диполя, малая полуось эллипса поляризации магнитного поля пропорциональна  $p^2$  и исчезает при  $p \rightarrow 0$ . Большая полуось эллипса поляризации при  $p \rightarrow 0$  стремится к амплитуде первичного магнитного поля.

Графики зависимости элементов эллипса поляризации магнитного поля на оси горизонтального магнитного диполя от параметра  $p$  даны на рис. 21. При увеличении  $p$  малая полуось эллипса поляризации достигает максимума, а затем быстро стремится к нулю (фаза поля по направлению малой полуоси изменяется на  $180^\circ$ ). При дальнейшем возрастании  $p$  величина  $H_b$  снова возрастает и переходит через новый экстремум. Вблизи от диполя эллипс поляризации магнитного поля почти горизонтален, при увеличении  $p$  он сначала несколько отклоняется к вертикали, а затем снова стремится к горизонтальному положению. На оси  $y$  магнитное поле линейно поляризовано. Электрическое поле линейно поляризовано как на оси  $x$ ,

так и на оси  $y$ . Появление эллиптической поляризации поля в этих случаях может объясняться лишь нарушением однородности нижнего полупространства. Электрическое поле эллиптически поляризуется по направлениям, не совпадающим с осями  $ox$  и  $oy$ .

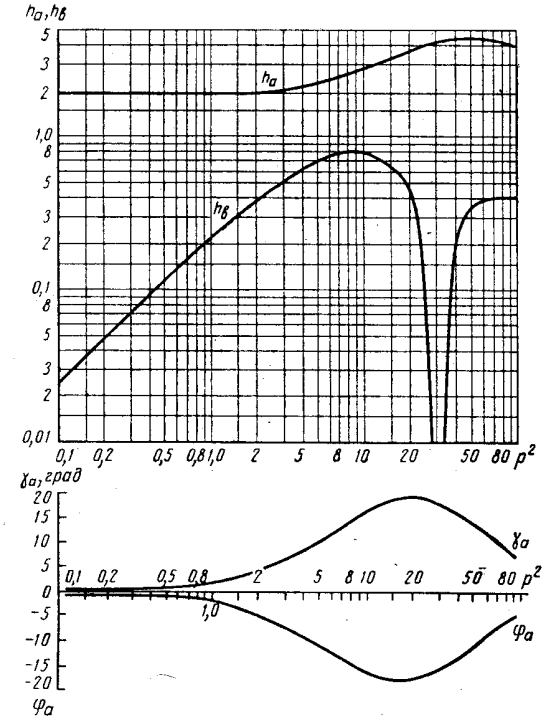


Рис. 21. Нормальное поле горизонтального магнитного диполя.

#### ГОРИЗОНТАЛЬНЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ДИПОЛЬ [43, 16]

В декартовой прямоугольной системе координат, ось  $y$  которой совпадает с моментом диполя, компоненты нормального поля электрического диполя выражаются формулами

$$H_x = \frac{P}{2\pi r^2} \left\{ -\frac{x}{r} \cdot \frac{2}{k^2 r^2} [3 - e^{ikr} (3 - 3ikr - k^2 r^2)] \right\}; \quad (\text{IV.21})$$

$$H_y = \frac{P}{2\pi r^2} \left\{ \frac{xy}{r^2} \cdot 4\pi J_1 \left( \frac{kr}{2} \right) H_1^{(1)} \left( \frac{kr}{2} \right) - \frac{xy}{r^2} \frac{\pi}{2} ikr \left[ J_1 \left( \frac{kr}{2} \right) H_0^{(1)} \left( \frac{kr}{2} \right) + J_0 \left( \frac{kr}{2} \right) H_1^{(1)} \left( \frac{kr}{2} \right) \right] \right\}; \quad (\text{IV.22})$$

$$H_z = \frac{P}{2\pi r^2} \left\{ \frac{x^2}{r^2} \cdot 4\pi i J_1 \left( \frac{kr}{2} \right) H_1^{(1)} \left( \frac{kr}{2} \right) - \frac{x^2}{r^2} \frac{\pi}{2} ikr \left[ J_1 \left( \frac{kr}{2} \right) H_0^{(1)} \left( \frac{kr}{2} \right) + \right. \right.$$



$$+ J_0 \left( \frac{kr}{2} \right) H_1^{(1)} \left( \frac{kr}{2} \right) - \pi i J_1 \left( \frac{kr}{2} \right) H_1^{(1)} \left( \frac{kr}{2} \right) \}; \quad (IV.23)$$

$$E_x = \frac{P}{2\pi r^3 \sigma} \cdot 3 \frac{xy}{r^2}; \quad (IV.24)$$

$$E_y = \frac{P}{2\pi r^3 \sigma} \left[ 3 \frac{y^2}{r^2} - 2 + (1 - ikr) e^{ikr} \right]. \quad (IV.25)$$

В зоне индукции магнитные и электрические числа горизонтального электрического диполя могут быть записаны в виде

$$h_x = \frac{x}{r} \left[ 1 + \frac{\sqrt{2}}{15} p^3 + i \left( \frac{p^2}{4} - \frac{\sqrt{2}}{15} p^3 \right) \right], \quad (IV.26)$$

$$h_y = \frac{xy}{r^2} \cdot 2 \left[ 1 - \frac{p^4}{64} \left( \ln \frac{p}{4} + C + \frac{11}{6} \right) + i \left( \frac{p^2}{16} - \frac{\pi}{4} \frac{p^4}{64} \right) \right], \quad (IV.27)$$

$$h_x = \frac{x^2}{r^2} \cdot 2 \left[ 1 - \frac{p^4}{64} \left( \ln \frac{p}{4} + C + \frac{11}{6} \right) + i \left( \frac{p^2}{16} - \frac{\pi}{4} \frac{p^4}{64} \right) \right] - \left[ 1 - \frac{p^2}{8} \frac{\pi}{4} + \frac{p^4}{128} \left( \ln \frac{p}{4} + C - \frac{5}{6} \right) - i \frac{p^2}{8} \left( \ln \frac{p}{4} + C - \frac{1}{4} + \frac{\pi}{4} \frac{p^2}{16} \right) \right], \quad (IV.28)$$

$$e_x = 3 \frac{xy}{r^2}, \quad (IV.29)$$

$$e_y = 3 \frac{y^2}{r^2} - 1 - \frac{p^3}{3\sqrt{2}} - i \left( \frac{p^2}{2} + \frac{p^3}{3\sqrt{2}} \right). \quad (IV.30)$$

Из приведенных формул следует, что ни одна из декартовых прямоугольных компонент магнитного поля электрического диполя с точностью до бесконечно малых слагаемых не зависит в зоне индукции от электрических свойств среды и потому амплитудные измерения ортогональных компонент магнитного поля электрического диполя не могут дать информации о проводимости нижнего полупространства. Электрическое поле электрического диполя в ближней зоне дает результаты, весьма близкие к результатам, получаемым на постоянном токе.

Эллиптическая поляризация электромагнитного поля на оси  $oy$  отсутствует. На оси  $ox$  она наблюдается только у магнитного поля. Электрическое поле эллиптически поляризовано всюду, кроме осей  $ox$  и  $oy$ . Естественно, что эллиптическая поляризация поля может возникать и в тех областях, где нормальное поле линейно поляризовано, но при нарушении однородности электрического разреза. На оси  $x$  будет иметь

$$H_a \approx \frac{P}{2\pi r^2} \left[ \sqrt{2} \left( 1 + \frac{\pi}{64} p^2 \right) \right]; \quad (IV.31)$$

$$H_b \approx \frac{P}{2\pi r^2} \left[ \frac{p^2}{8\sqrt{2}} \left( \ln \frac{p}{4} + C - \frac{5}{4} + \frac{8\sqrt{2}}{15} p \right) \right]. \quad (IV.32)$$

В отличие от декартовых компонент поля малая полуось эллипса поляризации магнитного поля электрического диполя непосредственно связана с параметром  $p$  и поэтому может быть использована для получения сведений о проводимости нижнего полупространства. Следует отметить более медленное убывание компонент магнитного поля электрического диполя при увеличении расстояния  $r$  по сравнению с магнитным диполем. В частности, в ближней зоне электрического диполя малая полуось эллипса поляризации изменяется как  $\ln p$ . Это позволяет рассчитывать на получение при прочих равных условиях большей глубинности исследований. Поведение элементов эллипса поляризации магнитного поля при произвольных

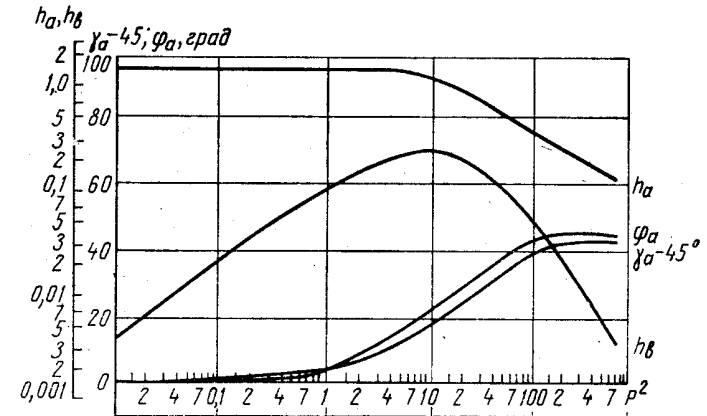


Рис. 22. Нормальное поле горизонтального электрического диполя.

значениях параметра  $p$  иллюстрируется рис. 22. В ближней зоне эллипс поляризации магнитного поля электрического диполя наклонен на угол  $45^\circ$  к горизонту. При увеличении параметра  $p$  он еще больше наклоняется и в дальней зоне становится почти горизонтальным. Магнитное число малой полуоси эллипса поляризации так же, как и в случае вертикального магнитного диполя, сначала растет при увеличении параметра  $p$ , достигает экстремума при  $p^2 \approx 10$ , а затем начинает монотонно убывать.

**Наклонный магнитный диполь.** Поле наклонного магнитного диполя легко может быть найдено путем комбинации полей вертикального и горизонтального диполей (рис. 23). Основной интерес для нас представляет магнитное поле наклонного диполя в вертикальной плоскости, содержащей его момент (плоскости  $zox$ ). В зоне малых параметров компоненты магнитного поля диполя будут равны

$$H_{\gamma x} = \frac{M}{4\pi r^3} \left( -2 \sin \gamma + i \frac{p^2}{4} \cos \gamma \right); \quad (IV.33)$$

$$H_{\gamma z} = \frac{M}{4\pi r^3} \left[ \cos \gamma + i \frac{p^2}{4} (\cos \gamma - \sin \gamma) \right]; \quad (IV.34)$$

$$H_{\gamma y} = 0. \quad (IV.35)$$

Магнитное поле на оси  $ox$  эллиптически поляризовано и полуоси эллипса поляризации соответственно равны

$$H_{\gamma a} = \frac{M}{4\pi r^3} (\sqrt{1 + 3 \sin^2 \gamma}); \quad (IV.36)$$

$$H_{\gamma b} = \frac{M}{4\pi r^3} \left[ \frac{p^2}{4} \frac{1 + 2 \sin \gamma \cos \gamma - 3 \sin^2 \gamma}{\sqrt{1 + 3 \sin^2 \gamma}} \right]. \quad (IV.37)$$

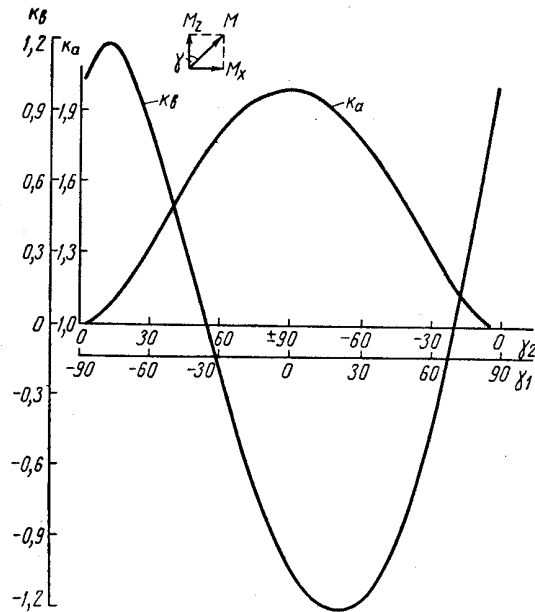


Рис. 23. Нормальное поле наклонного магнитного диполя (поправка за рельеф).

Отклонение вертикального или горизонтального магнитного диполей от их исходного положения на угол  $\gamma$  эквивалентны наклону дневной поверхности на тот же угол. Поэтому формулы (IV.33)–(IV.37) могут служить для учета влияния рельефа местности (ровных склонов) на результаты наблюдений с вертикальными или горизонтальными диполями. По формулам (IV.36)–(IV.37) рассчитаны и изображены на рис. 23 графики поправочных коэффициентов большой  $k_a = \frac{H_{\gamma a}}{H_a}$  и малой  $k_b = \frac{H_{\gamma b}}{H_b}$  полуосей эллипса поляризации в зависимости от угла наклона дневной поверхности  $\gamma_1$  для горизонтального и  $\gamma_2$  для вертикального магнитного диполей. В качестве  $H_a$  и  $H_b$  в данном случае понимается поле вертикального диполя. Положительным углом  $\gamma$  условно считается такой угол, когда приемник находится выше генератора. При изменении угла наклона  $\gamma$  в пределах  $\pm 90^\circ$  поправочный коэффициент большой полу-

оси изменяется достаточно плавно в пределах от 1 до 2. Малая полуось эллипса поляризации изменяется гораздо резче. При положительном наклоне местности она при угле  $\gamma = +10^\circ$  переходит через максимум, а при  $\gamma = +54^\circ$  изменяет свой знак. При отрицательном угле наклона она уже при угле  $\gamma = -20^\circ$  обращается в нуль, а при  $\gamma = -68^\circ$  достигает отрицательного экстремума. В последнем случае зависимость  $H_b$  от  $\gamma$  очень резка даже при небольших углах наклона.

Поле наклонного диполя на оси  $oy$  также эллиптически поляризовано. Наибольший интерес для нас представляют полуоси проекции эллипса поляризации на плоскость  $yoz$ . В зоне индукции они соответственно равны

$$H_a = \frac{M}{4\pi r^3} (\cos \gamma), \quad (IV.38)$$

$$H_b = \frac{M}{4\pi r^3} \left( \frac{p^2}{4} \cos \gamma \right). \quad (IV.39)$$

В этом случае наклон диполя эквивалентен влиянию бокового склона при наблюдениях с вертикальным магнитным диполем. Как следует из формул (IV.38) и (IV.39), влияние такого склона на результаты наблюдений незначительно.

Вполне очевидно, что приведенные формулы не позволяют оценивать влияние более сложных форм рельефа местности (хребтов, долин). Для их учета требуется анализ гораздо более сложных задач.

**Определение проводимости однородного полупространства.** Связь элементов, характеризующих нормальное поле источника электромагнитных колебаний (его декартовых компонент или элементов эллипса поляризации), с параметром  $p = \sqrt{\sigma \mu \omega} \cdot r$  дает возможность находить из результатов измерений значение проводимости однородного полупространства. Наиболее просто проводимость среды может быть найдена из значений безразмерных характеристик поля (углов наклона эллипса поляризации магнитного поля, фаз декартовых компонент поля, отношений амплитуд поля по различным направлениям в пространстве и т. п.). Так по углу наклона эллипса поляризации магнитного поля вертикального магнитного диполя на основе графика нормального поля (см. рис. 20) находится значение параметра  $p = \sqrt{\sigma \mu \omega} \cdot r$ . Зная расстояние до точки расположения генераторного диполя  $r$  и рабочую частоту  $f = \frac{\omega}{2\pi}$ , а также предполагая нижнее полупространство немагнитным ( $\mu = \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ гн/м}$ ), по найденному значению параметра легко вычисляется величина проводимости  $\sigma$ . Если известны какие-либо амплитудные характеристики поля (амплитуды декартовых компонент или полуосей эллипса поляризации), то необходимо предварительно найти соответствующие значения электромагнитных чисел. Для этого измеренное значение амплитуды поля делится на величину первичного поля в данной точке, найденную расчетным путем или путем специальных измерений. После этого проводимость среды

находится так же, как это было описано выше, по графикам нормального поля.

Пригодность того или иного элемента поля для определения проводимости среды при прочих равных условиях зависит от точности его измерения и от разрешающей способности графиков нормального поля в отношении разделения сред с различными параметрами. Количественно эту разрешающую способность можно характеризовать величиной производной графика нормального поля (его углом наклона) в данной точке. Естественно, что как точность измерения какого-либо элемента поля, так и его разрешающая способность зависят от того, в какой зоне источника проводятся измерения. Неблагоприятным обстоятельством для определения  $\sigma$  является многозначность графика нормального поля в отношении определения параметра  $p$ . В этом случае необходимо располагать дополнительными данными для решения вопроса о том, на какой ветви графика находится измеренное значение элемента поля. Совершенно непригодными для определения проводимости среды являются такие области, в которых график нормального поля приближается к горизонтальной линии. С учетом обоих указанных выше обстоятельств наиболее пригодным для определения проводимости среды элементом электромагнитного поля рассмотренных источников в зоне индукции является малая полуось эллипса поляризации магнитного поля. Погрешности ее измерения значительно снижены в силу инвариантного характера, а разрешающая способность достаточно велика, как это следует из вида графиков нормального поля.

Для определения проводимости среды может быть использовано как магнитное число малой полуоси эллипса поляризации, так и ее отношение к большой полуоси (см. рис. 20—22). В некоторых важных частных случаях вычисление проводимости может быть осуществлено непосредственно по результатам измерений на основе соответствующих формул, как это делается на постоянном токе. Для нас наибольший интерес в этом отношении представляет определение  $\sigma$  в зоне малых параметров магнитного диполя. Как это следует из асимптотических выражений (IV.7) и (IV.8), в случаях вертикального магнитного диполя будем иметь

$$\sigma \approx \frac{4}{\mu\omega r^2} \frac{H_b}{H_0} \approx \frac{4}{\mu\omega r^2} \frac{H_b}{H_a}. \quad (\text{IV.40})$$

Аналогично в случае горизонтального магнитного диполя на его оси на основе (IV.20) и (IV.21) получим

$$\sigma = \frac{4}{\mu\omega r^2} \frac{2H_b}{H_a}. \quad (\text{IV.41})$$

Формулы (IV.31) и (IV.32) для электрического диполя не позволяют получить столь же простые для вычисления  $\sigma_k$  формулы, поскольку в выражении  $H_b$  в зоне индукции входит  $\ln \frac{p}{4}$ . В этом случае

проводимость среды можно находить лишь по графикам нормального поля.

Можно производить формальное определение проводимости и в случае неоднородного полупространства. В этом случае аналогично тому, как это делается на постоянном токе, следует считать найденное значение проводимости «кажущимся» ( $\sigma_k$ ). Изображение результатов измерений электромагнитного поля в виде графиков кажущейся проводимости имеет следующий смысл. На участках с достаточно однородным электрическим строением кажущаяся проводимость оказывается равной истинной проводимости среды и совпадает с аналогичной характеристикой, получаемой любыми другими электромагнитными методами. Критерием истинности получаемых значений проводимости является их независимость от изменения разности установки или рабочей частоты. Таким образом, на основе представления результатов измерений в виде  $\sigma_k$  удается получить более объективное сопоставление материалов различных электрозведочных методов, а также результатов измерений по одному и тому же методу на различных участках, полученных при использовании различных частот и разностей. Вместе с тем необходимо помнить, что значения  $\sigma_k$  в области резких изменений поля, обусловленных наличием каких-либо локальных электрических неоднородностей, не имеют ничего общего с истинными значениями их проводимости. Более того, вычисление  $\sigma_k$  по формулам (IV.40)—(IV.41) может привести к нулевым или отрицательным значениям проводимости, что вообще не имеет физического смысла. Графики  $\sigma_k$  в этом случае являются лишь основой для дальнейшей интерпретации и конкретные значения  $\sigma_k$  не следует связывать с истинными значениями проводимости среды. Представление результатов измерений над неоднородным электрическим разрезом в виде графиков  $\sigma_k$  является не более чем одним из способов исключения из результатов измерений нормального поля источника.

#### МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ВЕРТИКАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ДИПОЛЯ НАД ГОРИЗОНТАЛЬНО-СЛОИСТОЙ СТРУКТУРОЙ [9, 10, 11]

**Основные формулы.** Магнитные числа вертикального магнитного диполя на границе горизонтально-слоистой среды выражаются в виде несобственных интегралов

$$-h_z = 1 - r^3 \int_0^{\infty} J_1(mr) \alpha m^2 dm; \quad (\text{IV.42})$$

$$h'_r = r^3 \int_0^{\infty} J_1(mr) \alpha m^2 dm, \quad (\text{IV.43})$$

где коэффициент  $\alpha$  зависит от параметров структуры и переменной интегрирования  $m$ . Он находится из граничных условий и определяется следующими выражениями:

двухслойная среда

$$\alpha = \frac{n_{01} + n_{12} e^{-2n_1 h_1}}{1 + n_{01} n_{12} e^{-2n_1 h_1}}, \quad (\text{IV.44})$$

трехслойная среда

$$\alpha = \frac{n_{01} + n_{12} e^{-2n_1 h_1} + n_{23} e^{-2n_1 h_1 - 2n_2 h_2} + n_{01} n_{12} n_{23} e^{-2n_2 h_2}}{1 + n_{01} n_{12} e^{-2n_1 h_1} + n_{01} n_{23} e^{-2n_1 h_1 - 2n_2 h_2} + n_{12} n_{23} e^{-2n_2 h_2}}, \quad (\text{IV.45})$$

где  $n_k = \sqrt{m^2 - k_k^2}$ ,  $n_{k,k+1} = \frac{n_k - n_{k+1}}{n_k + n_{k+1}}$  (индекс  $k$  определяет номер слоя).

В общем случае магнитные числа  $h_z$  и  $h_r$  оказываются сложными нетабулированными функциями параметров:  $p_k = |k_k r|$  и  $q_k = |k_k h_k|$  и находятся при помощи численного интегрирования выражений (IV.42) и (IV.43). В частности, для области малых параметров могут быть получены асимптотические выражения для  $h_z$  и  $h_r$  в алгебраических или табулированных функциях.

Понятие области малых параметров для случая горизонтально-слоистой структуры предполагает не только малость параметра  $p_1 = \sqrt{\sigma_1 \mu \omega} \cdot r$ , но и малость всех параметров  $p_k = \sqrt{\sigma_k \mu \omega} \cdot r$   $q_k = \sqrt{\sigma_k \mu \omega} \cdot h_k$ . Для этого случая выражения  $\alpha$  (IV.44) или (IV.45) могут быть разложены в сходящийся ряд по степени  $\frac{k_1}{m}$ , который интегрируется почленно. Ограничиваясь членами первого порядка малости по отношению к  $p_1^2$ , получим значения  $h_z$  и  $h_r$  в следующем виде:

$$-h_z = 1 - \frac{i p_1^2}{4} \left[ 1 - \sum_{k=1}^{N-1} (\gamma_k - \gamma_{k+1}) \frac{r}{\sqrt{1 + \left(\frac{r}{2H_k}\right)^2}} \right]; \quad (\text{IV.46})$$

$$h_r = \frac{i p_1^2}{4} \left[ 1 + \sum_{k=1}^{N-1} (\gamma_k - \gamma_{k+1}) \left( \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{r}{2H_k}\right)^2}} - 1 \right) \right], \quad (\text{IV.47})$$

где  $\gamma_k = \frac{\sigma_k}{\sigma_1}$  и  $H_k = \sum_{j=1}^k h_j$ .

В соответствии с формулами (I.45) и (I.46) в области малых параметров можно считать: и  $h_b \approx |h_r|$ . Поэтому формула (IV.47) может быть использована для проведения расчетов величины малой полуоси эллипса поляризации. В общем случае определение элементов эллипса поляризации над горизонтально-слоистой структурой производится на основе обработки результатов численного интегрирования выражений (IV.42) и (IV.43) в соответствии с формулами (I.19) и (I.20).

Таким способом были проведены расчеты двухслойных палеток \*  $h_b$  и  $\frac{h_b}{h_a}$  для ряда значений  $\frac{\sigma_2}{\sigma_1}$  и  $q_1 = \sqrt{\sigma_1 \mu \omega} \cdot h_1$ .

Формулы (IV.46) и (IV.47) могут служить основой для интерпретации результатов наблюдений магнитного поля над горизонтально-слоистой средой. Ограничения, накладываемые на их применение, могут быть получены на основе сопоставления результатов расчета поля по точным и приближенным формулам. К сожалению, пока не может быть сформулировано простое правило, с помощью которого можно было бы определить применимость формул малых параметров в общем случае. Для частного, но довольно важного случая менее проводящего основания ( $\frac{\sigma_2}{\sigma_1} < 1$ ) результаты расчетов поля над двухслойной структурой показывают, что если измеренное значение  $\frac{H_b}{H_a}$  не превосходит 0,1, то формула (IV.47) дает погрешность, не превышающую 10%. В случае  $\frac{\sigma_2}{\sigma_1} > 1$  малость величины  $\frac{H_b}{H_a}$  еще не гарантирует, что формулы (IV.46) и (IV.47) справедливы. Критерием того, что измерения поля проведены в области малых параметров, является пропорциональное изменение с частотой величины  $H_r$  или  $H_b$ .

**Палетки для интерпретации дипольных индуктивных зондирований.** На основе формулы (IV.47) проведены расчеты палеток, которые могут быть использованы при интерпретации результатов дипольных индуктивных зондирований (ДИЗ) над горизонтально-слоистой средой. С целью исключения из результатов наблюдений влияния нормального поля источника и сокращения объема палеточного материала целесообразно рассчитывать не напряженность поля и даже не значения соответствующего магнитного числа  $h_r \approx h_b$ , а величину кажущейся проводимости в соответствии с выражением (IV.40) по формуле

$$\begin{aligned} \sigma_k &= \sigma_1 \left\{ 1 + \sum_{k=1}^{N-1} (\gamma_k - \gamma_{k+1}) \left[ \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{r}{2H_k}\right)^2}} - 1 \right] \right\} = \\ &= \sigma_1 + \sum_{k=1}^{N-1} (\sigma_k - \sigma_{k+1}) \left[ \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{r}{2H_k}\right)^2}} - 1 \right]. \quad (\text{IV.48}) \end{aligned}$$

При таком введении понятия кажущейся проводимости анализируемая величина не зависит от частоты, что существенно упрощает интерпретацию результатов наблюдений.

В соответствии с теми же соображениями, что и при вертикальных электрических зондированиях, целесообразно основной

\* Расчеты поля над двухслойной средой и оценка границ применимости формул (IV.46) и (IV.47) проведены Г. В. Присом.

палеточный материал изображать на обычных билогарифмических бланках, откладывая на оси ординат  $\frac{\sigma_k}{\sigma_1}$ , а по оси абсцисс  $\frac{r}{h}$ .

С целью максимального приближения методики интерпретации ДИЗ к апробированным способам интерпретации зондирований на постоянном токе палетки двух- и трехслойных кривых ДИЗ были рассчитаны для тех же значений относительных проводимостей ( $\gamma_2$ ) и относительных мощностей ( $\nu_2 = \frac{h_2}{h_1}$ ) второго слоя, что и палетки ВЭЗ из альбома ВСЕГЕИ [29]. Трехслойные кривые на палетках сгруппированы по постоянному параметру  $\gamma_2$  и переменным значениям параметра  $\nu_2$ . Параметр  $\gamma_3$  имеет те же значения, что и на постоянном токе, исключая случай  $\gamma_3 = \infty$ , который не может быть рассчитан, пользуясь теорией малого параметра. Кривые на двухслойной палетке индексированы значением  $\gamma_2$ . Двухслойная палетка ДИЗ приведена на рис. 24. По внешнему виду палетки ДИЗ довольно близки к палеткам ВЭЗ, однако при количественном их сопоставлении выясняется ряд существенных различий.

**Асимптоты палеточных кривых.** Из (IV.48) следует, что при  $r \rightarrow \infty$

$$\sigma_k \approx \sigma_N + \frac{2}{r} \sum_{k=1}^{N-1} (\sigma_k - \sigma_{k+1}) H_k, \quad (IV.49)$$

т. е. при достаточном увеличении разности кажущаяся проводимость асимптотически приближается к истинной проводимости нижнего (не ограниченного по мощности) слоя. Выход на асимптоту происходит точно так же, как у некоторой эквивалентной кривой над двухслойным разрезом мощностью первого слоя  $h_1^{экв}$ , равной суммарной мощности, и продольной проводимостью  $S_1^{экв}$ , равной продольной проводимости пачки слоев, перекрывающих основание. Так обстоит дело и для кривых ВЭЗ на постоянном токе для разрезов с высокоомным основанием. В случае ДИЗ эта закономерность выполняется для любого электрического разреза.

При  $r \rightarrow 0$  из (IV.48) следует

$$\sigma_k \approx \sigma_1 - \frac{r^2}{8} \sum_{k=1}^{N-1} (\sigma_k - \sigma_{k+1}) \frac{1}{H_k^2}, \quad (IV.50)$$

т. е. при уменьшении разности кажущаяся проводимость неограниченно приближается к проводимости первого слоя.

Анализ выражений (IV.49) и (IV.50) позволяет сделать некоторые полезные заключения относительно особенностей поведения кривых ДИЗ для различных электрических разрезов в области левой и правой асимптот. Нетрудно показать, например, что для разрезов с более проводящим основанием кривые ДИЗ выходят на асимптоту при одних и тех же разностях независимо от значения его проводимости. Задаваясь отклонением от асимптотического значения, рав-

ным  $\delta = \frac{\sigma_k - \sigma_N}{\sigma_N}$ , получим, что для проводящего основания отклонение  $\sigma_k$  от  $\sigma_N$  не превышает  $\delta$  при разностях  $r_{\max} \approx \frac{2h}{\delta}$ .

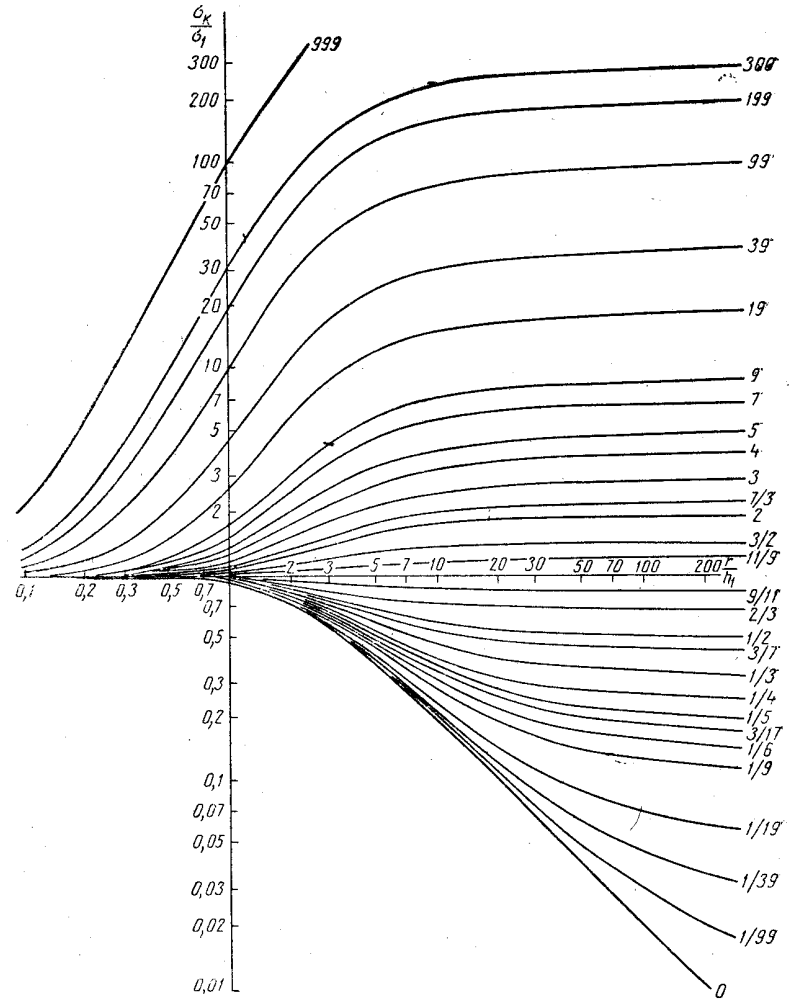


Рис. 24. Двухслойная палетка ДИЗ.

Для менее проводящего основания  $r_{\max} \approx \frac{2h}{\delta\gamma_2}$ , т. е. выход на асимптоту происходит тем позже, чем выше сопротивление основания. Отметим, что примерно также обстоит дело и на постоянном токе. Это подтверждается прямым сопоставлением двухслойных

кривых ДИЗ и ВЭЗ. В области левой асимптоты дело обстоит наоборот. Для более высокоомного подстилающего горизонта отход кривой  $\sigma_k$  от значения проводимости первого слоя на величину  $\delta = \frac{\sigma_k - \sigma_1}{\sigma_1}$  происходит при одних и тех же разностях независимо от проводимости второго слоя:  $r_{\min} \approx 2\sqrt{2\delta} \cdot h_1$ . Для более проводящего второго слоя  $r_{\min} = 2\sqrt{\frac{2\delta}{\gamma_a}} \cdot h_1$  и отход кривой  $\sigma_k$  от значения  $\sigma_1$  наблюдается тем раньше, чем выше  $\gamma_2$ . Здесь сказывается отличие ДИЗ от ВЭЗ, хорошо согласующиеся с природой изучаемых в обоих случаях физических явлений.

**Принцип эквивалентности.** Кривые  $\sigma_k$  ДИЗ, как и кривые  $\rho_k$  зондирований на постоянном токе, подчиняются действию принципа эквивалентности, утверждающего, что при определенных изменениях проводимости и мощности промежуточных слоев многослойная кривая зондирований может остаться неизменной с точностью до заданной погрешности. Проанализируем вид эквивалентности для кривых ДИЗ и пределы применимости принципа эквивалентности. Выяснение этих вопросов представляет интерес с точки зрения сопоставления возможностей ДИЗ и ВЭЗ при исследовании различных типов электрических разрезов. Ограничимся анализом трехслойных кривых.

Вид эквивалентности определяется законом, по которому нужно изменять проводимость и мощность второго слоя для того, чтобы изменения кривой  $\sigma_k$  были минимальны. Как известно, на кривые ВЭЗ в зависимости от типа электрического разреза распространяется эквивалентность по продольной проводимости  $S = \frac{h_2}{\rho_2} = \sigma_2 h_2$  (для разрезов типа *H* и *A*) либо эквивалентность по поперечному сопротивлению  $T = h_2 \rho_2 = \frac{h_2}{\sigma_2}$  (для разрезов типа *K* и *Q*). Для вертикальных электрических зондирований вопрос об эквивалентности решался в основном путем сопоставления между собой рассчитанных кривых ВЭЗ. Для случая ДИЗ этот вопрос может быть исследован на основе анализа аналитического выражения (IV.48). Нетрудно показать, что в достаточно общих предположениях дифференциальное уравнение линий эквивалентности для кривых ДИЗ может быть записано в виде

$$-\frac{d\sigma_2}{\sigma_2 - \sigma_3} = \frac{dh_2}{h_2}. \quad (IV.51)$$

Отсюда сразу следует, что для разрезов с высокоомным основанием ( $\sigma_2 \gg \sigma_3$ ) принцип эквивалентности для ДИЗ совпадает с соответствующим принципом эквивалентности по  $S$  на постоянном токе

$$S^{\text{эвб}} = h_2 (\sigma_2 - \sigma_3) \approx h_2 \sigma_2 = S = \text{const}. \quad (IV.52)$$

Для разрезов этого типа так же, как на постоянном токе, при уменьшении  $h_2$  и сохранении неизменной величины  $S$  наступает

такой момент, когда кривая ДИЗ перестанет отличаться от некоторой предельной кривой, определяемой только величиной  $S$

$$\gamma_k^{\text{эвб}} = \frac{\sigma_k^{\text{эвб}}}{\sigma_1} = \lim_{\substack{h_2 \rightarrow 0 \\ S = \text{const}}} \gamma_k = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{r}{2h_1}\right)^2}} + \frac{\left(\frac{r}{2h_1}\right)^2 S}{\left[1 + \left(\frac{r}{2h_1}\right)^2\right]^{3/2}} + \gamma_3 \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{r}{2h_1}\right)^2}}\right). \quad (IV.53)$$

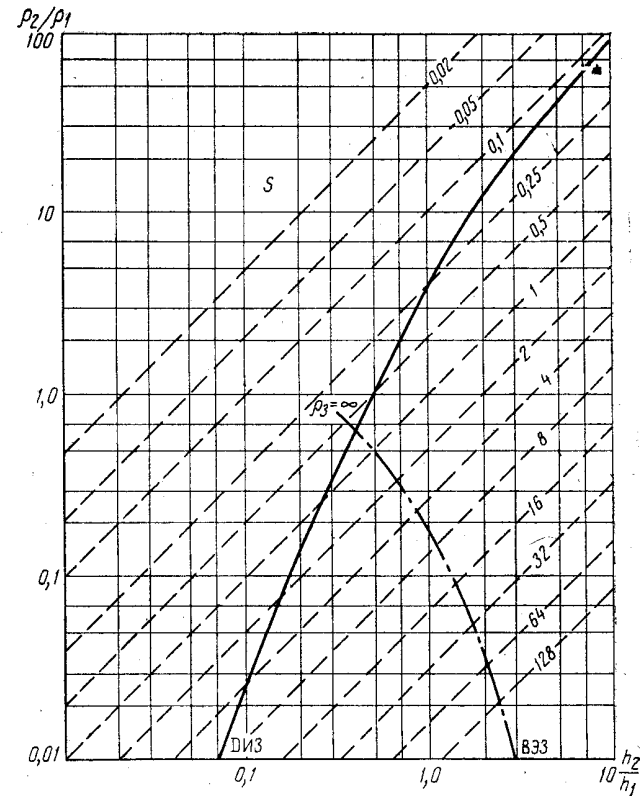


Рис. 25. Границы применимости принципа эквивалентности для кривых типа *H* и *A* в случае ВЭЗ и ДИЗ.

На рис. 25 изображена область действия принципа эквивалентности по  $S$  для разрезов типа *H* и *A* (взят простейший случай  $\gamma_3 = 0$ ). Для сравнения на этом же рисунке изображена область действия принципа эквивалентности для кривых ВЭЗ типа *H*, взятая из [17]. Относительно действия принципа эквивалентности на кривые типа *H* и *A* можно сделать следующие выводы.

1. Для кривых ДИЗ типа  $H$  принцип эквивалентности действует в гораздо более узких пределах, чем на постоянном токе.

2. Границы действия принципа эквивалентности сужаются по мере увеличения  $S$ , и наоборот. При достаточно малых  $S$  (начиная с  $S = 0,5$ ) можно, оставаясь в пределах класса кривых типа  $H$ , неограниченно изменять  $\gamma_2$  и  $\nu_2$ . При  $S \leq 0,1$  никакие кривые типа  $H$  и  $A$  не различаются между собой и совпадают с двухслойной кривой  $\gamma_2 = 0$ . При  $S$  от 0,1 до 0,5 кривые  $H$  могут совпадать с кривыми типа  $A$  при небольшой мощности второго слоя.

3. Из сопоставления кривых типа  $A$  на постоянном и переменном токе следует, что они весьма близки друг к другу по форме и области действия принципа эквивалентности для них примерно совпадают.

Для разрезов с более низкоомным основанием ( $\nu_3 > \gamma_2$ ) принцип эквивалентности для кривых ДИЗ отличается от принципа эквивалентности по  $T$  и не имеет аналога на постоянном токе. Уравнение линий эквивалентности для этого случая может быть записано в виде

$$S^{\text{эв}} = h_2 (\sigma_3 - \sigma_2) = \text{const.} \quad (\text{IV.54})$$

Эквивалентность кривых ДИЗ для разрезов типа  $K$  и  $Q$  может быть названа эквивалентностью по избыточной проводимости.

Из анализа кривых типа  $K$  и  $Q$  можно сделать следующие выводы.

1. Для кривых типа  $K$  принцип эквивалентности по  $S^*$  действует в более широких пределах, чем принцип эквивалентности по  $T$  для кривых ВЭЗ того же типа.

2. Пределы применимости принципа эквивалентности по  $S^*$  расширяются при уменьшении  $S^*$ . При  $S^* \leq 0,1$  можно изменять  $\nu_2$  и  $\gamma_2$  по любому закону, при этом трехслойные кривые ДИЗ не будут отличаться от однородного полупространства (для случая  $\gamma_3 = 1$ ).

3. Для высокоомных промежуточных слоев ( $\nu_2 \ll 1$ ) допустимы весьма значительные изменения  $\gamma_2$  при весьма небольших изменениях  $\nu_2$ . По кривым такого типа достаточно точно определяется мощность промежуточного слоя и очень приближенно его проводимость.

4. Непосредственное сопоставление кривых типа  $Q$  для ДИЗ и ВЭЗ показывает, что в этом случае принцип эквивалентности для ДИЗ действует в более широких пределах.

Как и следовало ожидать, основным достоинством ДИЗ является их более высокая чувствительность к низкоомным пластам. В определенных условиях может стать достоинством и слабая чувствительность ДИЗ к промежуточным высокоомным пластам и практическая независимость  $\sigma_k$  от абсолютной величины их сопротивления.

#### ШАР В ПОЛЕ МАГНИТНОГО И ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ДИПОЛЕЙ

Выпишем сначала в соответствии с [42] вторичное поле шара, возбуждаемого переменным магнитным диполем, а затем, используя необходимые аналогии, получим соответствующее решение для шара

в поле электрического диполя. Представим решение в сферической системе координат  $(R, \varphi, \theta)$  с началом в центре шара и осью  $z$ , проходящей через точку расположения диполя  $o'$ . Направим ось  $oz$  так, чтобы она совпала по направлению с проекцией момента диполя на плоскость  $xoy$  (рис. 26).

Напряженности электромагнитного поля находятся с помощью скалярных потенциалов Дебая электрического  $\Pi^E$  и магнитного  $\Pi^H$  типов. Потенциал электрического типа  $\Pi^E$  отражает воздействие на шар той части первичного электромагнитного поля, у которой радиальная компонента магнитного поля равна нулю (пересекает шар только электрическое поле — индукционное возбуждение отсутствует). Потенциал магнитного типа  $\Pi^H$  отражает воздействие на шар другой части первичного поля, у которой равна нулю радиальная компонента электрического поля (поверхность шара пересекается только магнитным полем — чисто индукционное возбуждение). Вторичные поля, выражаемые через эти потенциалы, называются соответственно полями электрического и магнитного типов.

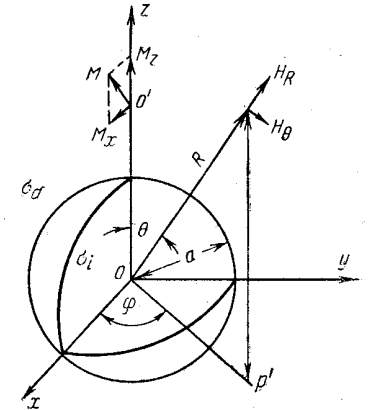


Рис. 26. Шар в поле магнитного диполя.

Рассмотрим два случая ориентировки относительно шара генераторного магнитного диполя: 1) азимутальный диполь — его момент параллелен оси  $oz$ ; 2) радиальный диполь — его момент направлен по оси  $oz$ . Комбинация таких диполей может дать диполь, произвольно ориентированный относительно сферы.

**Азимутальный магнитный диполь.** В случае достаточно низких частот и относительно высокоомной вмещающей среды  $|k_2 a| \ll 1$ ,  $|k_2 R| \ll 1$ ,  $|k_2 b| \ll 1$ , а также при условии  $\frac{a^2}{bR} \ll 1$  компоненты вторичного электромагнитного поля шара, возбуждаемого таким диполем, выражаются формулами.

Поля электрического типа:

$$\begin{aligned} E_R^E &= -E_0 D_1^E \frac{a^3}{R^3} e^{ik_a R} (1 - ik_a R) \sin \varphi \sin \theta; \\ E_\theta^E &= E_0 D_1^E \frac{a^3}{2R} e^{ik_a R} (1 - ik_a R - k_a^2 R^2) \sin \varphi \cos \theta; \\ E_\varphi^E &= E_0 D_1^E \frac{a^3}{2R^3} e^{ik_a R} (1 - ik_a R - k_a^2 R^2) \cos \varphi; \\ H_R^E &= 0; \end{aligned} \quad (\text{IV.55})$$

$$H_{\theta}^E = -E_0 D_1^E \frac{\sigma_a a^3}{2R^2} e^{ik_a R} (1 - ik_a R) \cos \varphi; \quad (IV.56)$$

$$H_{\varphi}^E = E_0 D_1^E \frac{\sigma_a a^3}{2R^2} e^{ik_a R} (1 - ik_a R) \sin \varphi \cos \theta.$$

Поля магнитного типа:

$$E_R^H = 0;$$

$$E_{\theta}^H = -H_0 D_1^H \frac{i\omega\mu a^3}{2R^2} e^{ik_a R} (1 - ik_a R) \sin \varphi; \quad (IV.57)$$

$$E_{\varphi}^H = -H_0 D_1^H \frac{i\omega\mu a^3}{2R^2} e^{ik_a R} (1 - ik_a R) \cos \varphi \cos \theta;$$

$$H_R^H = H_0 D_1^H \frac{a^3}{R^3} e^{ik_a R} (1 - ik_a R) \cos \varphi \sin \theta;$$

$$H_{\theta}^H = -H_0 D_1^H \frac{a^3}{2R^3} e^{ik_a R} (1 - ik_a R - k_a^2 R^2) \cos \varphi \cos \theta; \quad (IV.58)$$

$$H_{\varphi}^H = H_0 D_1^H \frac{a^3}{2R^3} e^{ik_a R} (1 - ik_a R - k_a^2 R^2) \sin \varphi.$$

В этих выражениях  $E_0 = \frac{Mi\omega\mu}{4\pi b^2} e^{ik_a b} (1 - ik_a b)$  и  $H_0 = \frac{M}{4\pi b^2} e^{ik_a b} \times (1 - ik_a b - k_a^2 b^2)$  первичное электрическое и магнитное поля генераторного магнитного диполя в центре шара; индексы  $i$  и  $a$  обозначают константы, относящиеся к областям внутри и вне шара; остальные необходимые обозначения даны на рис. 26. Функции  $D_1^E$  и  $D_1^H$  отражают зависимость вторичного поля шара соответственно электрического и магнитного типов от его физических свойств и размеров и получаются одна из другой заменой  $\sigma \leftrightarrow \mu$ .

Если положить  $\mu_a = \mu_i$ , то они оказываются равными

$$D_1^E = \frac{3}{k_a^2 a^3} \frac{\frac{\sigma_a}{\sigma_i} - 1 - k_a^2 a^2 \left( \frac{\sin k_i a}{\sin k_i a - k_i a \cos k_i a} - \frac{\sin k_a a}{\sin k_a a - k_a a \cos k_a a} \right)}{\frac{\sigma_a}{\sigma_i} - 1 - \frac{k_a^2 a^2 \sin k_i a}{\sin k_i a - k_i a \cos k_i a} + \frac{k_a^2 a^2}{1 - ik_a a}} \times \frac{\sin k_a a - k_a a \cos k_a a}{1 - ik_a a} e^{ik_a a}, \quad (IV.59)$$

$$D_1^H = \frac{3}{k_a^2 a^3} \frac{\frac{k_i^2 a^2 \sin k_i a}{\sin k_i a - k_i a \cos k_i a} - \frac{k_a^2 a^2 \sin k_a a}{\sin k_a a - k_a a \cos k_a a}}{\frac{k_i^2 a^2 \sin k_i a}{\sin k_i a - k_i a \cos k_i a} - \frac{k_a^2 a^2}{1 - ik_a a}} \times \frac{\sin k_a a - k_a a \cos k_a a}{1 - ik_a a} e^{-ik_a a} \quad (IV.60)$$

При  $\sigma_a \rightarrow 0$  функции  $D_1^E$  и  $D_1^H$  становятся равными

$$D_1^E = -2; \quad (IV.61)$$

$$D_1^H = 1 + \frac{3 \operatorname{ctg} k_i a}{k_i a} - \frac{3}{k_i^2 a^2}. \quad (IV.62)$$

Таким образом, для случая весьма высокоомной вмещающей среды функция  $D_1^E$  практически не зависит от частоты, а функция  $D_1^H$  совпадает с известной функцией  $D$ , определяющей частотную характеристику вторичного поля шара, возбуждаемого однородным магнитным полем. График этой функции, построенный в зависимости от параметра  $\frac{|k_i a|}{2} = \frac{\sigma_i \mu \omega a^2}{2}$  приводится на рис. 27.

Нетрудно показать, что выражения (IV.55) и (IV.56) представляют собой поле электрического диполя, расположенного в центре шара и ориентированного вдоль отрицательного направления оси  $oy$

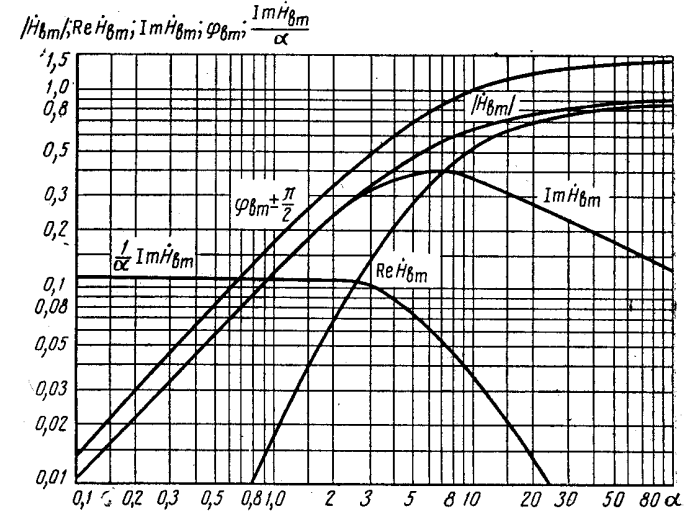


Рис. 27. Параметрические характеристики вторичного поля локальных проводников ( $H_{\text{вт}} = D^H$ ).

(т. е. противоположно первичному электрическому полю в центре шара). Аналогично выражения (IV.57) и (IV.58) представляют собой поле магнитного диполя, ориентированного в положительном направлении оси  $ox$  (т. е. противоположно первичному магнитному полю в центре шара).

Таким образом, вторичное электромагнитное поле проводящего немагнитного шара в области малых параметров  $|kr|$ ,  $|kb|$  и  $|ka|$  может быть представлено в виде суммы полей электрического и магнитного типов. Первое из них связано с возбуждением шара электрической компонентой первичного поля генераторного диполя и исчезает при  $\sigma_a = 0$ . Его можно представить себе как результат концентрации в более проводящем шаре токов, индуцированных во вмещающей среде. Поля электрического типа весьма слабо зависят от частоты и от относительной проводимости  $\frac{\sigma_i}{\sigma_a}$ , поэтому они не дают возможности анализировать наблюдаемые аномалии и не



позволяют реализовать избирательность низкочастотных электромагнитных полей в отношении локальных проводников с различными параметрами ( $k_a^2 a^2$ ). Если неоднородности электрического разреза отмечаются в основном аномалиями электрического типа, то никаким изменением частоты не удастся ни существенно уменьшить, ни подчеркнуть аномалии от объектов с различными параметрами ( $k_a^2 a^2$ ). Аномалии магнитного типа, как это следует из параметрических характеристик функции  $D_1^H$ , наоборот, позволяют по частотной характеристике вторичного поля найти величину  $\sigma_a a^2$ , а при определенных условиях и раздельно определить  $\sigma_a$  и  $a^2$ . Кроме того, рациональным выбором рабочей частоты можно создать условия для преимущественного выделения тел с наперед заданными значениями  $\sigma_a a^2$  и для ослабления аномалий от объектов с другими параметрами ( $k_a^2 a^2$ ). Именно на основе изучения вторичных полей магнитного типа низкочастотной электроразведке удастся существенно расширить возможности методов постоянного тока. Более подробные сведения о вторичных полях электрического и магнитного типов содержатся в [31]. Здесь же уместно только подчеркнуть, что эти поля дают аномалии как по магнитной, так и по электрической компонентам первичного поля. Особенно важно соотношение в наблюдаемых аномалиях вторичных полей различных типов. Поскольку именно вторичные поля магнитного типа связаны с индукционным возбуждением локального проводника, то целесообразно относить к индуктивным методам электроразведки любые способы низкочастотных электромагнитных геофизических исследований, в которых в наблюдаемые аномалии существенный вклад вносят именно поля магнитного типа. При этом способ приема поля и, как будет показано ниже, способ его задания играют подчиненную роль.

**Радиальный магнитный диполь.** Для радиального магнитного диполя  $P^E = 0$ , так как электрическое поле такого диполя не пересекает поверхности шара. Выпишем для радиального магнитного диполя выражения для компонент вторичного электромагнитного поля при условиях  $\frac{\mu_i}{\mu_a} = 1$ ,  $|k_a a| \ll 1$ ,  $|k_a b| \ll 1$ ,  $|k_a R| \ll 1$  и  $\frac{a^2}{bR} \ll 1$  в виде, аналогичном (IV.57) и (IV.58).

$$\begin{aligned} E_R^H &= 0; \\ E_\varphi^H &= 0; \end{aligned} \quad (IV.63)$$

$$\begin{aligned} E_\varphi^H &= -H_0 D_1^H \frac{i\omega\mu a^3}{2R^2} e^{ik_a R} (1 - ik_a R) \sin \theta, \\ H_R^H &= -H_0 D_1^H \frac{a^3}{R^3} e^{ik_a R} (1 - ik_a R) \cos^2 \theta, \\ H_\varphi^H &= -H_0 D_1^H \frac{a^3}{2R^3} e^{ik_a R} (1 - ik_a R) \sin \theta, \\ H_\varphi^H &= 0. \end{aligned} \quad (IV.64)$$

Из этих формул следует, что вторичное поле шара в данном случае эквивалентно полю магнитного диполя, помещенного в его центре с моментом, ориентированным в отрицательном направлении оси  $oz$ .

**Азимутальный электрический диполь.** Решение задачи о шаре, возбуждаемом низкочастотным электрическим диполем, может быть легко получено из решения задачи о магнитном диполе с помощью простых аналогий. Эти аналогии устанавливаются на основе рассуждения основных дифференциальных уравнений (уравнений Максвелла), граничных условий и условий в точках расположения источников поля. На основе этих соображений для того, чтобы получить выражения для вторичного электромагнитного поля шара, возбуждаемого электрическим диполем, достаточно в формулах (IV.55) — (IV.64) произвести замены:  $\sigma \leftrightarrow i\omega\mu$ ,  $H_0 \leftrightarrow E_0$ ,  $H_a \leftrightarrow E_a$ . Первая из этих замен непосредственно приводит к замене  $D_1^E \leftrightarrow D_1^H$ . Выпишем выражения для вторичного электромагнитного поля шара в виде, аналогичном (IV.55) — (IV.58).

Поля магнитного типа:

$$\begin{aligned} H_R^H &= -H_0 D_1^H \frac{a^3}{R^3} e^{ik_a R} (1 - ik_a R) \sin \varphi \sin \theta; \\ H_\theta^H &= H_0 D_1^H \frac{a^3}{2R^3} e^{ik_a R} (1 - ik_a R - k_a^2 R^2) \sin \varphi \cos \theta; \end{aligned} \quad (IV.65)$$

$$\begin{aligned} H_\varphi^H &= H_0 D_1^H \frac{a^3}{2R^3} e^{ik_a R} (1 - ik_a R - k_a^2 R^2) \cos \varphi; \\ E_R^H &= 0; \\ E_\theta^H &= -H_0 D_1^H \frac{i\omega\mu a^3}{2R^2} e^{ik_a R} (1 - ik_a R) \cos \varphi; \end{aligned} \quad (IV.66)$$

$$E_\varphi^H = H_0 D_1^H \frac{i\omega\mu a^3}{2R^2} e^{ik_a R} (1 - ik_a R) \sin \varphi \cos \theta.$$

Поля электрического типа:

$$\begin{aligned} H_R^E &= 0; \\ H_\theta^E &= -E_0 D_1^E \frac{\sigma_a a^3}{2R^2} e^{ik_a R} (1 - ik_a R) \sin \varphi; \end{aligned} \quad (IV.67)$$

$$\begin{aligned} H_\varphi^E &= -E_0 D_1^E \frac{\sigma_a a^3}{2R^2} e^{ik_a R} (1 - ik_a R) \cos \varphi \cos \theta; \\ E_R^E &= E_0 D_1^E \frac{a^3}{R^3} e^{ik_a R} (1 - ik_a R) \cos \varphi \sin \theta; \\ E_\theta^E &= -E_0 D_1^E \frac{a^3}{2R^3} e^{ik_a R} (1 - ik_a R - k_a^2 R^2) \cos \varphi \cos \theta; \end{aligned} \quad (IV.68)$$

$$E_\varphi^E = E_0 D_1^E \frac{a^3}{2R^3} e^{ik_a R} (1 - ik_a R - k_a^2 R^2) \sin \varphi.$$

Таким образом, и при возбуждении поля электрическим диполем наблюдаемые от проводящего шара аномалии складываются из вторичных полей электрического и магнитного типов. Однако соотношение между ними и их фазы по отношению к первичному полю другие.

**Радиальный электрический диполь.** Для радиального электрического диполя компоненты вторичного электромагнитного поля магнитного типа равны нулю (магнитное поле не пересекает поверхности шара). Вторичные поля электрического типа выражаются формулами

$$\begin{aligned} H_R^E &= 0; \\ H_\theta^E &= 0; \end{aligned} \quad (IV.66)$$

$$\begin{aligned} H_\varphi^E &= -E_0 D_1^E \frac{\sigma_a a^3}{2R^2} e^{ik_a R} (1 - ik_a R) \sin \theta; \\ E_R^E &= -E_0 D_1^E \frac{a^3}{R^3} e^{ik_a R} (1 - ik_a R) \cos \theta; \\ E_\theta^E &= -E_0 D_1^E \frac{a^3}{2R^3} e^{ik_a R} (1 - ik_a R) \sin \theta; \\ E_\varphi^E &= 0. \end{aligned} \quad (IV.70)$$

**Сопоставление аномалий от шара при возбуждении первичного поля магнитным и электрическим диполями.** Выпишем максимальные значения аномалий электрического и магнитного типов для разных способов возбуждения первичного поля, пренебрегая малыми слагаемыми и опуская угловые характеристики поля. Ограничимся рассмотрением азимутальных диполей. При неглубоком залегании шара будет приближенно полагать  $R \approx a$  и  $b \approx r$  ( $r$  — расстояние между приемником и генератором). Результаты сопоставления аномалий различных типов сведены в табл. 4.

Таблица 4

Вид источника поля	Вид измерительной компоненты	Величина аномалии		Отношение аномалий магнитного и электрического типов
		магнитный тип	электрический тип	
Магнитный диполь	$H$	$D_1^H$	$k_a^2 ar D_1^E$	$\frac{1}{k_a^2 ar} \frac{D_1^H}{D_1^E}$
	$E$	$D_1^H$	$\frac{a}{r} D_1^E$	$\frac{r}{a} \frac{D_1^H}{D_1^E}$
Электрический диполь	$H$	$\frac{a}{r} D_1^H$	$D_1^E$	$\frac{a}{r} \frac{D_1^H}{D_1^E}$
	$E$	$k_a^2 ar D_1^H$	$D_1^E$	$k_a^2 ar \frac{D_1^H}{D_1^E}$

При глубоком залегании шара будем полагать:  $a \ll R = b = h$ ,  $r \ll R = b = h$ . Результаты сопоставления аномалий для этого случая сведены в табл. 5.

Таблица 5

Вид источника поля	Вид измерительной компоненты	Величина аномалий		Отношение аномалий магнитного и электрического типов
		магнитный тип	электрический тип	
Магнитный диполь	$H$	$\frac{a^3 r^3}{h^6} D_1^H$	$k_a^2 ar \frac{a^2 r^2}{h^4} D_1^E$	$\frac{1}{k_a^2 h^2} \frac{D_1^H}{D_1^E}$
	$E$	$\frac{a^3 r^2}{h^5} D_1^H$	$\frac{a^3 r^2}{h^5} D_1^E$	$\frac{D_1^H}{D_1^E}$
Электрический диполь	$H$	$\frac{a^3 r^2}{h^5} D_1^H$	$\frac{a^3 r^2}{h^5} D_1^E$	$\frac{D_1^H}{D_1^E}$
	$E$	$k_a^2 ar \frac{a^2 r^2}{h^4} D_1^H$	$\frac{a^3 r^3}{h^6} D_1^E$	$k_a^2 h^2 \frac{D_1^H}{D_1^E}$

Будем в дальнейшем обозначать рассмотренные в таблицах случаи соответственно:  $H-H$ ,  $H-E$ ,  $E-H$ ,  $E-E$ . Из проведенного в таблицах сопоставления можно сделать следующие выводы:

1. Наблюдаемые в случаях  $H-H$ ,  $H-E$ ,  $E-H$  величины аномалий магнитного типа при неглубоком залегании шара сравнимы по величине. В случае  $E-E$  величина аномалии магнитного типа существенно занижается множителем  $k_a^2 ar$ .

2. При больших глубинах величина аномалий магнитного типа наиболее быстро убывает с глубиной в случае  $H-H$  (как  $\frac{a^3 r^3}{h^6}$ ). На порядок медленнее убывают аномалии  $H-E$  и  $E-H$ . Еще медленнее убывают с глубиной аномалии магнитного типа в случае  $E-E$  (как  $\frac{a^2 r^2}{h^4}$ ).

3. Наилучшее соотношение между аномалиями магнитного и электрического типов в случае  $H-H$ . Однако в области достаточно низких частот ( $|k_a a| \ll 1$ ), когда функция  $D_1^H$  — чисто мнимая, а  $D_1^E$  — действительная, обе эти аномалии проявляются прежде всего на мнимой компоненте поля, таким образом отсутствует возможность разделения этих аномалий по фазовому признаку. Худшее соотношение между аномалиями магнитного и электрического типов наблюдается в случае  $H-E$  и  $E-H$ , однако в этом случае при  $|k_a a| \ll 1$  аномалия магнитного типа — чисто мнимая, а электрического типа — действительная: можно разделить аномалии по фазе.

Наиболее неблагоприятен с точки зрения выделения аномалий магнитного типа случай  $E-E$ . В этом варианте аномалии магнитного типа меньше аномалий электрического типа. К тому же аномалии обоих типов синфазны (обе действительны).

4. С точки зрения возможности реализации принципиальных достоинств индуктивной электроразведки представляются наиболее перспективными случаи  $H-H$ ,  $H-E$  и  $E-H$ . С точки зрения соотношения между поверхностными и глубинными аномалиями более выгодными являются случаи  $H-E$  и  $E-H$ .

5. Поскольку малая полуось эллипса поляризации всегда пропорциональна мнимой части поля, при ее измерении создаются благоприятные условия для реализации достоинств индуктивной электроразведки в случаях  $H-H$ ,  $H-E$  и  $E-H$ .

**Вторичное магнитное поле шара в непроводящей среде.** Рассмотрим частный случай, возбуждения вертикальным магнитным диполем сферы, помещенной в непроводящую среду. Ограничимся анализом магнитной составляющей вторичного поля, которая в этом случае в соответствии с (IV.56) носит чисто индукционный характер. Предположим также, что генераторный диполь и приемная установка перемещаются по профилю, проходящему через эпицентр шара на высоте  $h$  от его центра, сохраняя неизменным расстояние  $r$ . В этих предположениях компоненты вторичного поля шара могут быть записаны в виде

$$\frac{H_z^H}{H_0} = D^H \frac{a^3}{h^3} \left\{ \frac{1}{2} h^3 r^3 \frac{[2h^2 - (\frac{r}{2} + x)^2] [2h^2 - (\frac{r}{2} - x)^2] - 2h^2 (\frac{r^2}{4} - x^2)}{[(\frac{r}{2} - x)^2 + h^2]^{3/2} [(\frac{r}{2} + x)^2 + h^2]^{3/2}} \right\}; \quad (IV.71)$$

$$\frac{H_x^H}{H_0} = D^H \frac{a^3}{h^3} \left\{ \frac{3}{2} \frac{h^4 r^3 (x^2 + h^2 - \frac{r^2}{4}) (x + \frac{3}{2} r)}{[(\frac{r}{2} - x)^2 + h^2]^{3/2} [(\frac{r}{2} + x)^2 + h^2]^{3/2}} \right\}. \quad (IV.72)$$

На рис. 28 изображены результаты расчета вторичного магнитного поля сферы по формулам (IV.71) — (IV.72). Каждый график индексирован соответствующим значением приведенной глубины  $\frac{h}{r}$  и величиной максимальных значений функций  $h_z$  и  $h_x$ , выражения которых заключены в фигурные скобки (IV.71), (IV.72). Для лучшего сопоставления графиков по оси ординат отложены значения  $h_z$  и  $h_x$ , отнесенные к максимальным значениям этих величин на профиле, а по оси абсцисс — расстояние от эпицентра шара до центра установки, отнесенное к разному установки  $\frac{x}{r}$ . Точкой записи результата вычислений считался центр установки. Ввиду того что при измерении горизонтальной составляющей поля вертикального магнитного диполя рассматриваемая измерительная уста-

новка является несимметричной, графики  $h_x$  существенно зависят от относительного расположения генераторного и измерительного диполей на профиле наблюдений. Поэтому на рис. 28 приводятся два графика горизонтальной составляющей поля. Один из них соответствует случаю, когда слева на чертеже располагается генераторный диполь («прямая» установка), а другой — случаю, когда слева на чертеже располагается приемный диполь («обратная» установка).

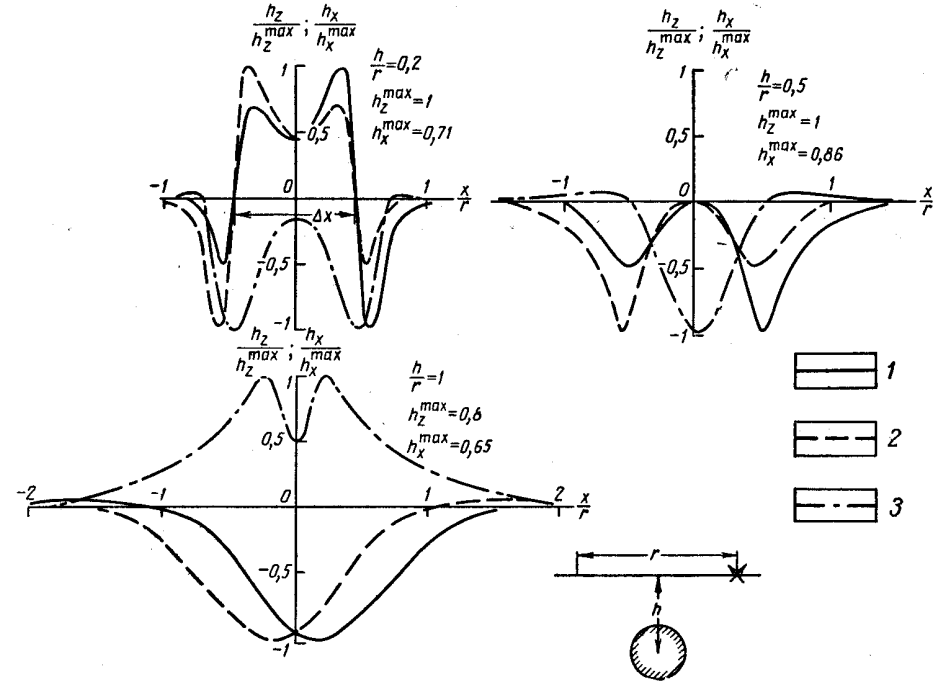


Рис. 28. Графики распределения вторичного поля над шаром. 1 —  $h_x$  (прямая установка); 2 —  $h_x$  (обратная установка); 3 —  $h_z$ .

Вид кривых распределения поля (см. рис. 28) существенно зависит от приведенной глубины залегания шара. При больших по сравнению с разном глубинах залегания шара вертикальная составляющая вторичного поля достигает максимума над центром сферы, а горизонтальная составляющая в этой точке переходит через нуль. При малых глубинах залегания шара над ним наблюдаются две отдельные аномалии: одна из них соответствует тому моменту, когда над шаром располагается приемная установка, а вторая, — когда над шаром находится генераторный диполь.

Все сказанное выше относительно ортогональных компонент вторичного поля сферы может быть перенесено на элементы эллипса поляризации магнитного поля с учетом формул (I.45) — (I.48).

**Порядок интерпретации.** На основе приведенных выше формул и графиков может быть намечен схематический порядок интерпретации результатов наблюдений дипольного индуктивного профилирования над изометрическим проводником типа сферы. Будем предполагать при этом, что влиянием вмещающей среды можно пренебрегать, а основная интерпретация производится по графикам малой полуоси эллипса поляризации магнитного поля.

1. По виду графиков и характеру распределения поля на съемочном планшете устанавливается близость формы аномального объекта сферическому проводнику: аномалия локальна, изолинии поля отражают изометричность объекта, графики поля подобны типичным графикам на рис. 28.

2. Эпицентр сферы находится по центральному пересечению графиков  $H_b$ , полученных при двух различных расположениях на профиле генераторной и приемной установок (по пересечению графиков прямой и обратной установок).

3. Глубина до центра эквивалентной сферы в случае небольшой глубины ее залегания ( $\frac{h}{r} \leq 0,5$ ) находится по формуле

$$h = \frac{\sqrt{r^2 - \Delta x^2}}{2}, \quad \text{IV.73}$$

где  $\Delta x$  — расстояние между точками перехода через 0 кривой  $H_b$  (рис. 28).

4. Величина параметра  $\alpha = \frac{\sigma \mu \omega a^2}{2}$  находится по частотной характеристике аномалии  $H_b \approx \text{Im } H_{\text{вт}} = \text{Im } D$  (см. рис. 27) так, как это обычно делается в индуктивной электроразведке.

5. Радиус эквивалентной сферы может быть найден из формулы

$$\frac{H_b^{\text{max}}}{H_0} = \frac{\text{Im } D a^3}{h^3} h_x^{\text{max}}. \quad \text{IV.74}$$

Величина  $\frac{H_b^{\text{max}}}{H_0}$  находится по результатам измерений как величина максимальной аномалии малой полуоси при данном разnose и частоте, значение  $\text{Im } D$  на этой частоте определяется по рис. 27 с учетом ранее найденного параметра  $\alpha$ , величина  $h_x^{\text{max}}$  на данном разnose снимается с графиков (см. рис. 28) с учетом ранее найденного значения глубины  $h$ .

6. Проводимость сферы находится из значения параметра  $\alpha = \frac{\sigma \mu \omega a^2}{2}$  с учетом выше определенного значения радиуса сферы  $a$  и в предположении  $\mu = \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ гн/м}$ .

Приведенная выше схема интерпретации базируется на анализе графиков распределения и частотных характеристик непосредственно измеряемой величины — напряженности малой полуоси эллипса поляризации магнитного поля. В основе этой интерпретации лежит

возможность представления поля в виде произведения трех независимых функций

$$\frac{H_b}{H_0} = \left[ \frac{a^3}{h^3} \right] [\text{Im } D^H(\alpha)] \left[ h_x \left( \frac{x}{r}, \frac{h}{r} \right) \right] = A \left( \frac{a}{h} \right) \Phi(\alpha) R \left( \frac{x}{r}, \frac{h}{r} \right).$$

Функция  $\text{Im } D(\alpha) = \Phi(\alpha)$  зависит от параметра  $\alpha = \frac{\sigma \mu \omega a^2}{2}$  и определяет частотную характеристику аномалии от локального проводника, функция  $h_x \left( \frac{x}{r}, \frac{h}{r} \right) = R \left( \frac{x}{r}, \frac{h}{r} \right)$  описывает график распределения вторичного поля при различных (по сравнению с разansom) глубинах залегания шара, а функция  $\frac{a^3}{h^3} = A \left( \frac{a}{h} \right)$  дает максимальное значение наблюдаемой аномалии на профиле. Возможность представления измеряемого над локальным проводником вторичного поля в указанном выше виде позволяет независимо анализировать частотные характеристики, графики распределения и максимальные величины наблюдаемых аномалий. По графикам распределения находится эпицентр шара и его глубина  $h$ , по частотной характеристике — величина  $\sigma a^2$ , а по значению максимальной аномалии — отношение  $\frac{a}{h}$ . На основе этих величин вычисляются основные параметры, характеризующие заданную электрическую ситуацию — значения  $h$ ,  $a$ ,  $\sigma$ . Таким образом, удается сравнительно элементарными способами получить полную информацию об аномальном объекте. Выше уже указывалось, что целесообразно представлять измеренные величины в виде значений кажущейся проводимости, которая определяется равенством  $\sigma_k = \frac{4}{\mu \omega r^2} \frac{H_b}{H_0}$ .

Предложенная выше схема интерпретации может быть с весьма малыми изменениями распространена и на эти величины. Необходимо предостеречь кажущуюся проводимость также в виде произведения независимых функций. Для шара это достигается сравнительно просто:

$$\begin{aligned} \sigma_k &= \frac{4}{\mu \omega r^2} \frac{a^3}{h^3} \text{Im } D h_x = \left[ \frac{2\sigma a^5}{h^5} \right] \left[ \frac{\text{Im } D(a)}{a} \right] \left[ \frac{h_x^2}{r^2} h_x \left( \frac{x}{r}, \frac{h}{r} \right) \right] = \\ &= A_1 \left( \sigma_1 \frac{a}{h} \right) \Phi_1(\alpha) R_1 \left( \frac{x}{r}, \frac{h}{r} \right). \end{aligned}$$

Из этого преобразования вытекают следующие выводы.

1. График распределения кажущейся проводимости, описываемый функцией  $R_1 \left( \frac{x}{r}, \frac{h}{r} \right) = \frac{h^2}{r^2} h_x \left( \frac{x}{r}, \frac{h}{r} \right)$ , подобен графику  $h_x \left( \frac{x}{r}, \frac{h}{r} \right)$  и получается из него умножением на независимый от координаты  $\frac{x}{r}$  множитель  $\frac{h^2}{r^2}$ . Поэтому способы определения эпицентра и глубины залегания сферы остаются неизменными при использовании графиков  $\frac{H_b}{H_0}$  и  $\sigma_k$ .

2. Определение параметра  $\alpha$  может производиться обычным способом по частотной характеристике  $\sigma_x$ , на основе ее сопоставления с параметрической характеристикой функции  $\frac{\text{Im } D^H(\alpha)}{\alpha} = \Phi_1(\alpha)$  (см. рис. 27). Заметим, что, как это следует из вида функции  $\Phi_1(\alpha) = \frac{\text{Im } D(\alpha)}{\alpha}$  в области малых параметров, она стремится к постоянной величине, равной 0,133. Отсюда следует, что на достаточно низких частотах исчезает зависимость кажущейся проводимости от частоты. Это приводит к существенному упрощению интерпретации аномалий от шара и от любых других локальных электрических неоднородностей. Максимальная величина аномалии  $\sigma_g^{\text{max}}$  определяется равенством  $\sigma_g^{\text{max}} = \frac{2\sigma a^5}{h^5} \Phi_1(\alpha) \frac{h^2}{r^2} h_x^{\text{max}} \left(\frac{x}{r}, \frac{h}{r}\right)$  и дает возможность при найденных ранее значениях  $h$ ,  $\Phi_1(\alpha)$  и  $h_x^{\text{max}}$  вычислить величину  $\sigma a^5$ . По этой величине и значению параметра  $\alpha$  легко находят отдельно проводимость  $\sigma$  и радиус  $a$  шара.

При подобной интерпретации можно встретить целый ряд затруднений, важнейшим из которых является влияние вмещающей среды конечного сопротивления. Поэтому в большинстве случаев она может дать лишь некоторые оценочные сведения, однако и они могут оказаться весьма полезными для геолога.

#### МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛОКАЛЬНЫХ НАРУШЕНИЙ ОДНОРОДНОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЕЗА

В связи с тем, что теоретическое рассмотрение вопроса о поле диполя в присутствии локальных нарушений однородности электрического разреза возможно лишь в ограниченном количестве частных случаев, особое значение имеет моделирование [14]. В 1965 г. в ЦНИГРИ была разработана модельная установка, которая позволяет с высокой точностью получить полную характеристику переменного магнитного поля в спектре частот 30—200 000  $\text{гц}$ . Она дает возможность фиксировать аномальные эффекты, составляющие 0,0001 долю первичного поля и фазовые сдвиги, превышающие  $1^\circ$ .

Хотя модельная установка и позволяет производить измерение практически любой компоненты поля, однако в большинстве случаев всю необходимую информацию дают изучение частотных характеристик и графиков распределения по профилю нескольких рационально выбранных величин.

**Тонкая\* вытянутая по падению и простиранию проводящая пластина в поле вертикального магнитного диполя.**

Моделирование производилось применительно к основной установке дипольного индуктивного профилирования, когда генераторный и приемный диполи, сохраняя неизменным расстояние между собой, перемещаются друг за другом по профилю, идущему вкрас

\* Толщина пластины  $t$  много меньше разнеса установки.

простирания электрических неоднородностей (установка последовательного перемещения \*). Моделирование проводящей пластины производилось в воздухе (непроводящей среде) и в растворе поваренной соли с удельным сопротивлением  $\rho = 0,12 \text{ ом} \cdot \text{м}$ .

**Вертикальная пластина в воздухе.** На рис. 29 приведены графики горизонтальной  $h_x = \frac{H_x}{H_0}$  и вертикальной  $h_z - 1 = \frac{H_z - H_0}{H_0}$  составляющих вторичного поля проводящей пластины.

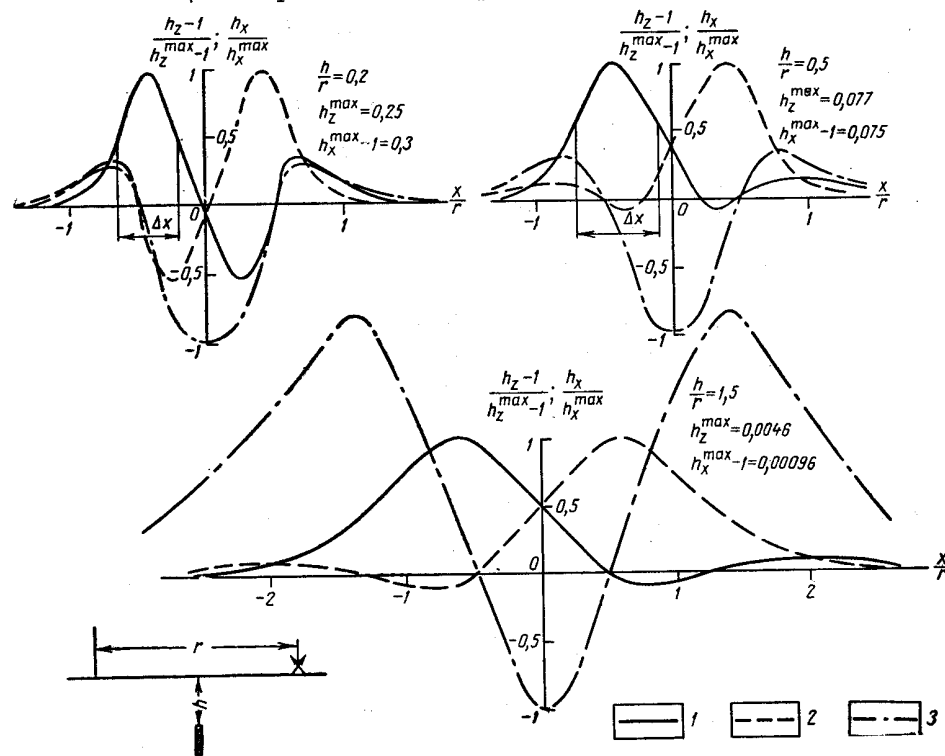


Рис. 29. Графики распределения вторичного поля над вертикальной проводящей пластиной. 1 —  $h_x$  (прямая установка); 2 —  $h_z$  (обратная установка); 3 —  $h_z$ .

Графики построены по тому же принципу, что и кривые на рис. 28. Вид графиков зависит от приведенной глубины залегания верхней кромки пластины  $h' = \frac{h}{r}$  и весьма слабо изменяется при изменении частоты. Частотная характеристика вторичного поля пластины в основном определяется ее продольной проводимостью  $S = \sigma t$  и разном приемной установки  $r$ . Весьма слабой зависимостью

\* Основной объем моделирования выполнен В. И. Пятницким и Г. Ю. Машевым.

частотной характеристики от глубины залегания пластины и от точки наблюдения поля можно в большинстве практических случаев пренебречь. Если построить частотную характеристику вторичного поля пластины в зависимости от параметра  $\alpha = \sigma \omega r$ , то ее интерпретацию можно производить обычными приемами по параметрической характеристике функции  $D$ . Расшифровка полученного в результате значения параметра может дать величину продольной

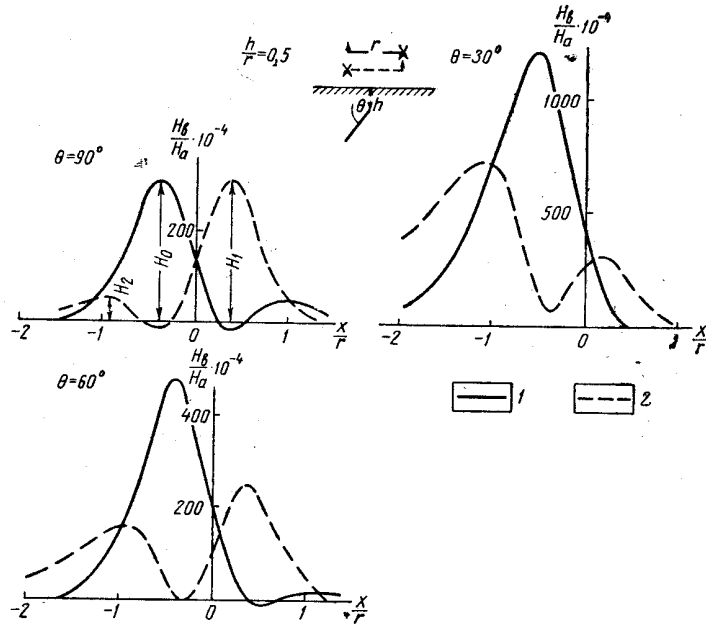


Рис. 30. Графики распределения вторичного поля над наклонными проводящими пластинами  $\frac{h}{r} = 0,5$ .  
1 —  $h_x$  (прямая установка); 2 —  $h_x$  (обратная установка).

проводимости пластины  $S = \sigma t$ . Отдельное определение проводимости и мощности тонкой пластины практически невозможно.

**Наклонная пластина в воздухе.** На рис. 30 приведены графики  $\frac{H_b}{H_a}$  дипольного индуктивного профилирования над наклонной пластиной для прямой и обратной установок при  $\frac{h}{r} = 0,5$ . Из графиков видно, что наиболее сильно при изменении угла наклона пластины изменяется соотношение между максимумами  $H_0$  и  $H_1$  прямой установки, а также соотношение между максимумами  $H_1$  и  $H_2$  той установки, в которой приемник расположен в сторону падения пластины. Эти соотношения довольно слабо изменяют при изменении глубины залегания верхней кромки пластины  $h$ . Области изменения

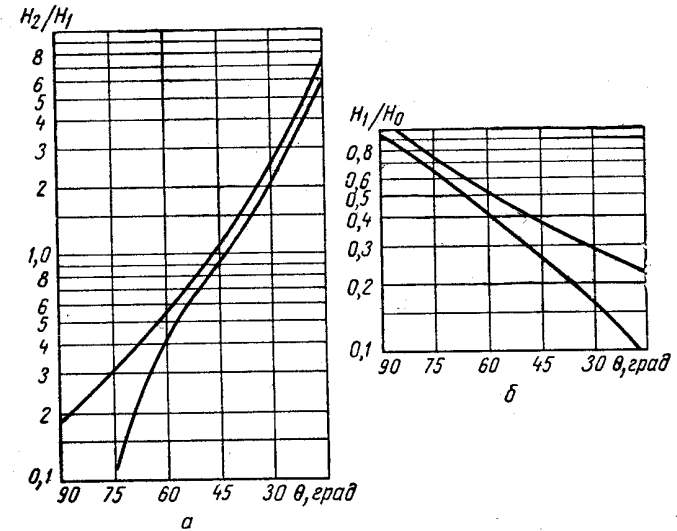


Рис. 31. График для определения угла наклона проводящих пластин.

отношений  $\frac{H_2}{H_1}$  и  $\frac{H_1}{H_0}$  в зависимости от угла падения пластины, полученные для достаточного диапазона изменений приведенной глубины  $\frac{h}{r}$  (от 0,3 до 2), приведены на рис. 31. Из этого рисунка видно, что при крутых падениях угол наклона более точно определяется из отношения  $\frac{H_1}{H_0}$ , а при пологих — из отношения  $\frac{H_2}{H_1}$ . Частотная характеристика вторичных полей от наклонных пластин при углах падения (до  $45^\circ$ ) определяется примерно тем же параметром  $\alpha$ , что и для вертикальной пластины. В области малых параметров  $\alpha$  для наклонных пластин, как и для любых других проводников, величина аномалии  $H_b$  растет строго пропорционально параметру. Исключая эту зависимость, можно получить графики величин, зависящих только от приведенной глубины залегания и от угла наклона пластины (рис. 32). На их основе в общем случае можно определять

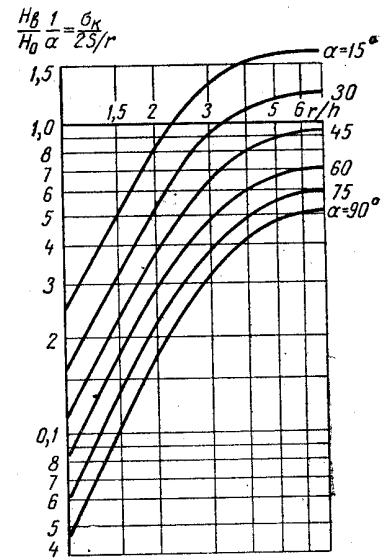


Рис. 32. График для определения глубины до верхней кромки  $h$  и продольной проводимости наклонных проводящих пластин.

глубины залегания верхней кромки пластины и ее продольной проводимости.

**Вертикальная пластина в проводящем полупространстве.** На рис. 33 приведены графики распределения аномальных значений малой полуоси эллипса поляризации магнитного поля над вертикальной пластиной, помещенной в проводящую среду на ряде фиксированных частот. Из рассмотрения графиков распределения

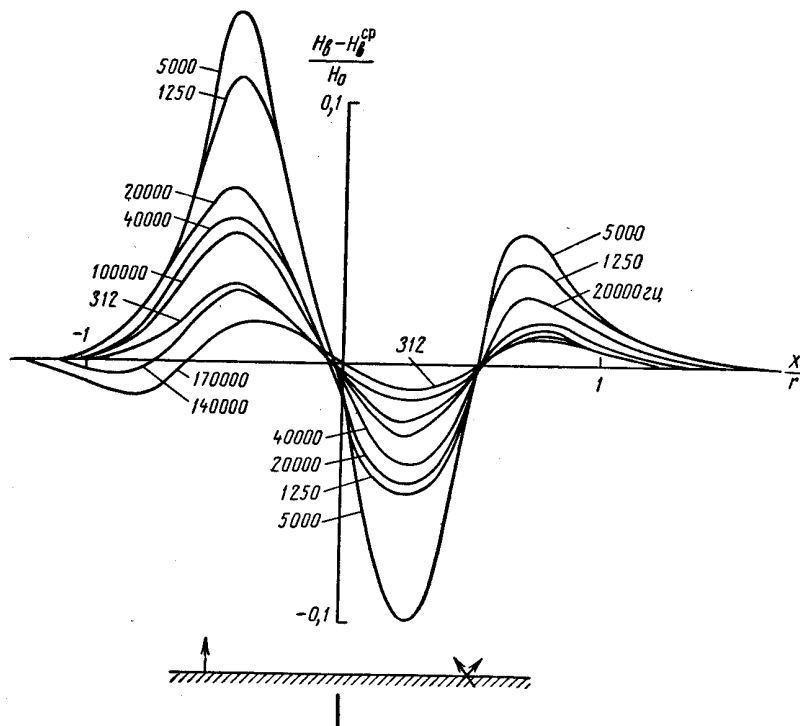


Рис. 33. Графики распределения вторичного поля вертикальной проводящей пластины с учетом вмещающей среды.

видно, что форма аномалии над вертикальной пластиной весьма слабо изменяется с частотой, положение основных характерных точек сохраняется. Это объясняется тем, что график распределения вторичного поля индукционно возбуждаемой пластины отражает в основном наличие линейного тока, текущего вблизи ее верхней кромки. При наличии проводящей вмещающей среды появляется вторичное поле электрического типа, связанное с концентрацией в пластине токов из вмещающей среды. Магнитное поле электрического типа также в основном эквивалентно полю линейного тока, текущего вдоль пластины. Сопоставление частотных характеристик поля пластины в воздухе и среде показывает, что влияние среды

существенно изменяет вид частотной характеристики. Однако в том случае, когда параметр пластины значительно превосходит параметр установки над однородным полупространством  $r^2$ , влиянием среды на результаты интерпретации частотной характеристики можно пренебречь. С учетом этих замечаний интерпретация реально полученных аномалий от хорошо проводящих вытянутых по падению и простирацию пластовых рудных тел нередко может базироваться на закономерностях, полученных для случая непроводящей вмещающей среды.

**Порядок интерпретации.** Как и в случае шара будем предполагать, что интерпретация производится на основе анализа графиков малой полуоси эллипса поляризации.

1. На основании вытянутости аномалии на съемочном планшете и исходя из сопоставления полученных экспериментальных графиков с палеточными (см. рис. 29, 30) устанавливается эквивалентность аномального объекта вытянутой по падению и простирацию тонкой проводящей пластины.

2. В случае достаточно крутых углов падения положение верхней кромки пластины находится по пересечению графиков прямой и обратной установок.

3. На основе графиков (см. рис. 31) по соотношению экстремальных значений аномалий определяется направление и угол падения пластины.

4. При достаточно крутых углах падения глубина  $h$  до верхней кромки пластины находится как половина расстояния между точками, в которых максимальная аномалия уменьшается вдвое (см. рис. 29).

5. Параметр пластины  $\alpha = \sigma \mu \omega m r$  определяется на основе сопоставления экспериментальной частотной характеристики, полученной при некотором разносе  $r$  с параметрической характеристикой  $\text{Im } H_{\text{вт}}$  (см. рис. 27). На основе полученного значения параметра находится продольная проводимость  $S = \sigma t$ .

Определение глубины залегания и продольной проводимости для пластин с любым углом наклона может быть произведено по палетке (см. рис. 32). При этом с палеточной кривой, индексированной найденным значением угла наклона, совмещается кривая зависимости  $\frac{H_b}{H_0} \frac{1}{r} = f(r)$ , полученная на основе многократных измерений вторичного поля в области малых параметров. Экспериментальная кривая должна быть построена в двойном логарифмическом масштабе с тем же модулем, что и на палетке. После совмещения этих кривых ось ординат на палетке ( $\frac{r}{h} = 1$ ) укажет на оси абсцисс экспериментального бланка значения глубины  $h$ , а ось абсцисс палетки ( $\frac{H_b}{H_0} \frac{1}{\alpha} = 1$ ) укажет на оси ординат экспериментального бланка значение  $\frac{\alpha}{r} = \sigma \mu \omega t$ . Зная эту величину,

находят значение  $S = \sigma t$ . При достаточно больших аномальных значениях и не слишком сильном влиянии вмещающей среды такая интерпретация может дать полезные оценочные сведения об условиях залегания и природе аномального объекта. Как и в случае сферического проводника, приведенная выше схема интерпретации базируется на представлении поля в виде  $\frac{H_b}{H_0} = \Phi(\alpha) h_x\left(\frac{x}{r}, \frac{h}{r}\right)$ . Здесь функция  $\Phi(\alpha)$  совпадает с функцией  $\text{Im } D$  в случае выбора параметра в виде  $\alpha = \sigma \mu \omega t r$ , а функция  $h_x\left(\frac{x}{r}, \frac{h}{r}\right)$  дается для различных углов наклона пластины графиками на рис. 29. Отличие заключается лишь в том, что параметр  $\alpha$  в данном случае зависит от разноса  $r$  и потому может определяться по частотной характеристике, снятой при неизменном разносе. Применение этой схемы к интерпретации результатов измерений, представленных в виде кажущихся проводимостей, может быть основано на следующих преобразованиях:

$$\begin{aligned} \sigma_k &= \frac{4}{\mu \omega r^2} \Phi(\alpha) h_x\left(\frac{x}{r}, \frac{h}{r}\right) = 4 \frac{\sigma t}{r} \frac{\Phi(\alpha)}{\alpha} h_x\left(\frac{x}{r}, \frac{h}{r}\right) = \\ &= \frac{4S}{r} \Phi_1(\alpha) h_x\left(\frac{x}{r}, \frac{h}{r}\right). \end{aligned}$$

Отсюда следует, что параметр пластины  $\alpha$  может быть определен по частотной характеристике  $\sigma_k$ , снятой на одном разносе, на основе ее сопоставления с параметрической характеристикой  $\Phi_1(\alpha) = \frac{\text{Im } D}{\alpha}$  (см. рис. 27). Положение верхней кромки, угол падения пластины и глубина ее залегания в случае достаточно крутого падения находится так же, как и при использовании графиков  $H_b$ .

Наконец, исходя из равенства  $\frac{\sigma_k}{4S} = \frac{H_b}{H_0} \frac{1}{\alpha}$ , палетка на рис. 32 может быть использована для определения  $S$  и  $h$  наклонных пластин на основе графиков  $\sigma_k$ . Для этого с одной из кривых этой палетки, индексированной нужным значением угла, совмещается экспериментальный график  $\sigma_k r = f(r)$ , полученный в области малых параметров.

Ось ординат палетки укажет на экспериментальном бланке значение  $h$ , а ось абсцисс — величину  $4S$ .

Тонкая вытянутая по падению и простирающуюся непроводящая пластина в поле вертикального магнитного диполя. На рис. 34 приведены графики распределения малой полуоси эллипса поляризации магнитного поля по профилю, проходящему вкост простирающейся вертикальной непроводящей пластины, полученные с прямой и обратной установками. Наличие пластины проявляется в уменьшении значений  $\frac{H_b}{H_0}$ , наблюдаемых над однородным полупространством. Наибольшая аномалия отмечается при прохождении над пластиной генераторного диполя.

В зоне малых параметров аномалия от непроводящей пластины, определяемая как  $\frac{H_b - H_{bcp}}{H_0}$  ( $H_{bcp}$  — наблюдаемое значение  $H_b$  над однородной средой), растет пропорционально частоте и квадрату разноса (при заданном отношении  $\frac{h}{r}$ ). В связи с этим величина  $\frac{H_b - H_{bcp}}{H_{bcp}}$  является функцией только приведенной глубины залегания  $\frac{h}{r}$  и не зависит ни от разноса, ни от выбора рабочей

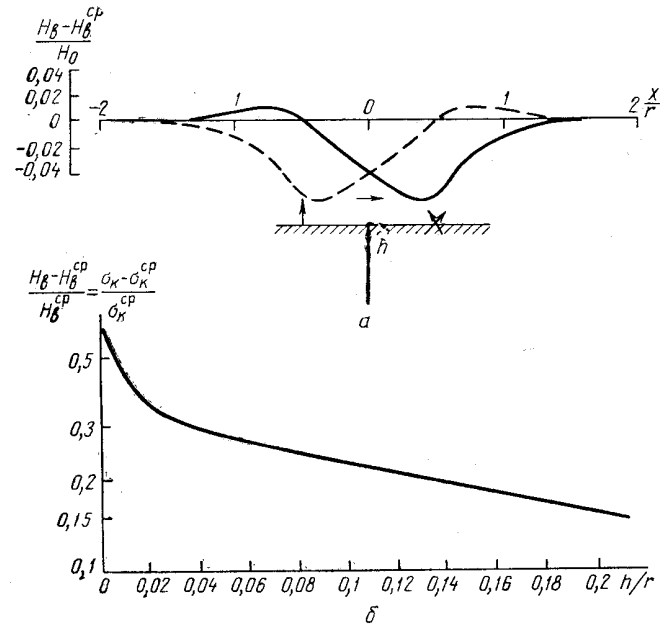


Рис. 34. График распределения вторичного поля (а) и зависимости от глубины залегания верхней кромки для непроводящей пластины (б).

частоты. График этой величины приведен на рис. 34, б. Приведенные графики позволяют наметить ход интерпретации аномалий, связанных с объектами типа крутопадающих непроводящих пластин.

1. На основании вытянутости аномалии на съемочном планшете и исходя из сопоставления формы полученных экспериментальных графиков с типичным графиком на рис. 34, а устанавливается эквивалентность аномального объекта крутопадающей непроводящей пластине.

2. Положение верхней кромки пластины находится по пересечению графиков прямой и обратной установок.



3. На основе графика 34, б по полученному максимальному значению величины  $\frac{H_b - H_{b_{\text{ср}}}}{H_{b_{\text{ср}}}}$  находится приведенная глубина залегания верхней кромки  $\frac{h}{r}$ , а затем вычисляется значение  $h$ .

Переход к интерпретации графиков поля над непроводящей пластиной, выраженных в виде кажущейся проводимости, не вносит в данном случае никаких изменений, так как вид графиков поля при этом не изменяется, а  $\frac{H_b - H_{b_{\text{ср}}}}{H_{b_{\text{ср}}}} = \frac{\sigma_k - \sigma_{k_{\text{ср}}}}{\sigma_{k_{\text{ср}}}}$ , где  $\sigma_{k_{\text{ср}}} = \sigma_{\text{ср}}$  — представляет собой истинную проводимость вмещающей среды, которая совпадает с кажущейся проводимостью на безаномальном участке.

## Глава V

### ДИПОЛЬНОЕ ИНДУКТИВНОЕ ПРОФИЛИРОВАНИЕ ПО МЕТОДИКЕ ЭЛЛИПТИЧЕСКИ ПОЛЯРИЗОВАННОГО ПОЛЯ (ДИП-ЭПП) [14]

#### ФИЗИКО-ГЕОЛОГИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ МЕТОДА

Дипольное индуктивное профилирование (ДИП) применяется для поиска хорошо проводящих рудных месторождений и геоэлектрического картирования в м-бах 1 : 2000 ÷ 1 : 25 000. При применении аппаратуры ЭПП в этом методе (ДИП-ЭПП) измеряются полуоси проекции эллипса поляризации магнитного поля на вертикальную плоскость, проходящую через профиль измерений.

Применение в методе ДИП высокоточной аппаратуры ЭПП позволяет существенно повысить эффективность индуктивной электроразведки. При решении общих задач геоэлектрического картирования увеличение точности измерений вторичных полей дает возможность существенно понизить частоту исследуемого электромагнитного поля без ухудшения разрешающей способности метода в отношении разделения горных пород по их проводимости. Такое снижение частоты позволяет осуществить в общем случае проведение исследований в области малых параметров. При этом значительно упрощается физическая сторона изучаемых явлений: резко ослабляются скин-эффекты и эффекты поглощения поля, все наблюдаемые аномалии становятся строго пропорциональными частоте, ослабляется влияние низкоомных экранов и мелких поверхностных неоднородностей и т. д. Характерные особенности области малых параметров позволяют, как это было показано в предыдущей главе, ввести удобное определение кажущейся проводимости, которое, исключая зависимость аномалий от частоты, позволяет получить единые графики типичных кривых над различными формами электрических неоднородностей. Это существенно облегчает создание достаточно полной теории интерпретации метода ДИП.

При наличии в геоэлектрическом разрезе весьма высокопроводящих рудных месторождений (типа сплошных колчеданных рудных

тел) условия малости параметров в общем случае не выполняются. На частотах аппаратуры ЭПП параметры таких тел могут оказаться весьма значительными, и при изменении частоты аномалии от них будут изменяться по закону, отличному от простой пропорциональной зависимости. Однако это обстоятельство, несколько усложняя способы интерпретации, позволяет, с другой стороны, избирательно выделять аномалии от подобных объектов среди аномалий от прочих геологических неоднородностей. В частности, рациональным выбором частоты можно создать такие условия, когда на графиках поля будут фиксироваться лишь объекты весьма высокой проводимости и фон геологических помех станет меньше погрешностей измерений. В этом случае реализация повышенной точности аппаратуры ЭПП-1 непосредственно приводит к увеличению глубинности поисковых работ.

### МЕТОДИКА ПОЛЕВЫХ РАБОТ

Наиболее универсальной и разработанной к настоящему времени методикой полевых работ дипольным индуктивным профилированием является методика последовательных перемещений с вертикальным магнитным диполем [см. гл. IV]. Выбор в качестве источника поля магнитного диполя диктуется, во-первых, более полной изученностью такого способа возбуждения и, во-вторых, его явными преимуществами с технико-эксплуатационной точки зрения.

Применение электрического диполя пока можно рекомендовать лишь в порядке опытно-методических работ с целью повышения глубинности и улучшения разрешающей способности метода в отношении классификации аномалий. В соответствии с формулами (IV.26) — (IV.28) при использовании электрического диполя он должен располагаться перпендикулярно профилю измерений, а измерение магнитного поля должно производиться в его экваториальной плоскости. Преимущественное применение вертикального магнитного диполя определяется в основном тем, что в его нормальном поле отношение полуосей  $\frac{H_b}{H_a}$  в два раза больше, чем у горизонтального, и, следовательно, способность выделения малых аномальных эффектов выше. С другой стороны, существенно новой информации горизонтальный диполь также не может дать, поскольку в соответствии с принципом взаимности аномальные (по  $x$ ) компоненты поля вертикального диполя в прямой установке равны аномальным (по  $z$ ) компонентам поля горизонтального диполя в обратной установке. Таким образом, профилирование прямой и обратной установкой с вертикальным диполем практически содержит всю полезную информацию.

Выбор разнеса  $r$  производится в соответствии с желаемой глубиной исследования. Желательно, чтобы разнос в 1,5—2 раза превышал мощность перекрывающих горных пород или глубину до верхней кромки рудного тела. Если при таких разнесах поляриза-

ция нормального поля на выбранной рабочей частоте оказывается слишком большой, то разнос можно уменьшить до величины, примерно равной глубине исследования. Иногда максимальная величина разнеса ограничивается необходимостью детального изучения близко расположенных на профиле геологических неоднородностей.

Рабочая частота выбирается в соответствии с решаемыми геологическими задачами. При геоэлектрическом картировании пород по их удельному сопротивлению рабочая частота определяется с тем расчетом, чтобы при заданном разнесе даже на наиболее низкоомных породах работы проводились в зоне индукции применяемого источника поля. В этом случае отношение  $\frac{H_b}{H_a}$  не должно превышать 0,15—0,2. Снизу рабочая частота ограничивается минимальной величиной  $\frac{H_b}{H_a}$ , наблюдаемой на наиболее высокоомных породах.

Желательно, чтобы  $\frac{H_b}{H_a} \geq 0,01$ . В соответствии с этими соображениями при разнесе 100 м наиболее выгодно для картирования пород в диапазоне удельных сопротивлений от 5 до 250 ом·м выбирать частоту 78 гц, от 25 до 1000 ом·м — частоту 312 гц, от 100 до 4000 ом·м — 1250 гц, от 400 до 16 000 ом·м — 5000 гц и от 1600 до 6000 ом·м — 20 000 гц. При поисках хорошо проводящих руд рабочая частота выбирается близкой к «оптимальной» [18, 41], но так, чтобы значения  $\frac{H_b}{H_a}$  в нормальном поле были при заданном разнесе возможно меньше. Иногда при поисковых работах целесообразно вести съемку на двух частотах. При этом на низшей частоте выделяются только объекты весьма высокой проводимости (типа колчеданных рудных тел и наиболее низкоомных зон), а на более высокой наряду с ними картируются выходы горных пород различного сопротивления и прочие элементы геологического строения местности (разломы, минерализованные зоны и пр.).

При проведении работ в зоне малых параметров значения  $\sigma_x$  на обеих частотах будут получаться одинаковыми над любыми неоднородностями, кроме хорошо проводящих рудных тел. Над последними  $\sigma_x$  будет резко возрастать при снижении частоты. Обычно рабочая частота и разнос уточняются на основании опытных исследований на опорном, хорошо изученном в геологическом отношении профиле, в ходе которых одновременно устанавливается связь форм аномалий и значений кажущейся проводимости с основными особенностями геологического разреза.

Площадные исследования методом дипольного индуктивно профилирования проводятся в м-бах: 1 : 2000, 1 : 5000, 1 : 10 000 и 1 : 25 000 в соответствии с решаемыми геологическими задачами. Расстояние между профилями и точками измерений определяется в соответствии с обычными правилами.

При детализации участков, представляющих особый геологический интерес, проводится съемка по более густой сети профилей

с несколькими разностями. Детализация аномалий, которые могут быть связаны с хорошо проводящими рудами, выполняется на ряде частот с тем, чтобы получить частотную характеристику таких аномалий и определить «оптимальную» частоту, на которой проводятся дальнейшие детализационные исследования на нескольких разностях. При детализации аномальных участков важную и полезную информацию может дать применение прямой и обратной установок. С их помощью удобно находить положение верхних кромок неоднородностей, направление и угол падения рудных тел пластового типа и т. д. Заметим, что при площадной съемке участка с выдержанным направлением падения горных пород, всегда целесообразно применять такую установку, в которой генератор расположен в сторону падения горных пород. В этом случае графики поля оказываются менее дифференцированными и легче поддаются расшифровке.

Весьма существенное влияние на результаты измерений по методу ДИП с вертикальным магнитным диполем оказывает рельеф местности. Из анализа поля наклонного магнитного диполя следует, что влияние бокового склона (случай, когда установка перемещается по профилю, совпадающему с горизонталью) сравнительно невелико даже при склонах порядка  $30^\circ$ . Если установка перемещается вкост склона, то его влиянием (см. рис. 23) можно пренебречь при углах склона, не превышающих  $10-15^\circ$ .

Методически уменьшить влияние рельефа удастся, если измерения вести не с вертикальным диполем, а с диполем наклонным на угол  $10^\circ$  в сторону приемника. Более успешно ослабляется влияние рельефа по методике качания генераторного диполя. При этом оператор на генераторной установке медленно покачивает генераторную рамку на углы  $\pm 45^\circ$ , а оператор на приемной установке отмечает величину максимального отсчета по  $H_a$ . Это соответствует снятию экстремальной положительной величины на графике 23. При дальнейшей обработке эту величину следует разделить на 1,2.

В заключение укажем, что исследования в м-бах  $1:2000$  и  $1:5000$  производятся по заранее разбитым профилям с жестко закрепленными точками наблюдений. Исследования в м-бах  $1:10\ 000$  и мельче можно выполнять по маршрутам, проходимым по азимуту. При этом начальная и конечная точки маршрута закрепляются на местности и привязываются к пунктам тригонометрической сети района. Промежуточные точки выставляются по метке на шнуре, соединяющем генератор и приемник и обеспечивающем неизменность расстояния между ними.

#### ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ НАБЛЮДЕНИЙ И ВОПРОСЫ ИНТЕРПРЕТАЦИИ

Результаты полевых измерений методом ДИП представляются в виде графиков приведенных значений (магнитных чисел) большой и малой полуосей и карт кажущейся проводимости. Приведенные значения определяются путем деления измеренной величины на

величину первичного поля. Обычно величина первичного поля находится непосредственно из результатов измерений большой полуоси эллипса поляризации путем усреднения ее значения на безаномальном участке профиля.

Тогда

$$h_a = \frac{H_a}{H_{a_0}}; \quad h_b = \frac{H_b}{H_{a_0}}, \quad (V.1)$$

где  $H_{a_0}$  — усредненное значение большой полуоси.

Графики  $h_a$  дают дополнительную информацию лишь при довольно значительных аномалиях (неглубоком залегании неоднородностей). Поэтому основное значение имеют графики  $h_b$ . Иногда графики  $h_a$  вообще не строят. Горизонтальный масштаб графиков определяется масштабом съемки, а вертикальный — точностью измерений. Поскольку измеряемая величина может переходить через нуль и изменять свой знак, ее изображение в логарифмическом масштабе нецелесообразно. Выбор линейного масштаба должен производиться таким образом, чтобы определенный отрезок на графике (например,  $1\text{ мм}$ ) всегда соответствовал средней абсолютной погрешности измерений, независимо от абсолютного значения самой измеряемой величины. В соответствии с этими соображениями обычно принимается для  $h_a$  масштаб  $1\text{ см} = 0,1$ , а для  $h_b$  —  $1\text{ см} = 0,01 \div 0,02$ . Излишняя изрезанность графиков, построенных в этих масштабах, не отражающая геологической ситуации на профилях, свидетельствует о недопустимых аппаратурных погрешностях. На оси ординат графиков  $h_b$  параллельно основной шкале наносится шкала  $\sigma_k$ , позволяющая находить значение кажущейся проводимости. В соответствии с (IV.40) значения  $\sigma_k$  на этой шкале определяются по формуле

$$\sigma_k = \frac{4}{\mu_0 r^2} h_b = \frac{10^7}{2\pi^2 f r^2} h_b = \frac{5 \cdot 10^5}{f r^2} h_b. \quad (V.2)$$

Специальные вычисления  $\sigma_k$  в журнале производить нецелесообразно. В соответствии с этой формулой масштаб по  $\sigma_k$  на разных частотах и разностях оказывается различным. Это объективно отражает то обстоятельство, что при заданной точности аппаратуры на разных разностях и частотах картируются породы различного сопротивления. При обобщении материалов по планшету результаты съемки изображаются в виде плана графиков  $h_b$  ( $\sigma_k$ ) и карт кажущейся проводимости. Последние строятся совершенно аналогично тому, как это делается на постоянном токе.

Остановимся на вопросе, почему результаты метода ДИП-ЭПП целесообразно изображать в виде графиков и карт кажущейся проводимости, а не кажущихся сопротивлений, как это принято, например, в методах постоянного тока. В том случае, когда изображаемая величина отличается от непосредственно измеренной и находится из нее путем специальных вычислений необходимо, чтобы в результате такой обработки в графики не вносились дополнительные

искажения, связанные с несоответствием погрешностей изображаемой и измеренной величин.

Абсолютные погрешности определения кажущейся проводимости и кажущегося сопротивления в зоне малых параметров вертикального магнитного диполя выражаются формулами

$$\Delta\sigma_k = \frac{4}{\mu\omega^2} \Delta \frac{H_b}{H_{a_0}} = k \frac{\Delta H_b}{H_{a_0}}; \quad (V.3)$$

$$\Delta\rho_k = \frac{1}{\Delta\sigma_k} = -\frac{\Delta\sigma_k}{\sigma_k^2} = -\frac{\Delta \frac{H_b}{H_{a_0}}}{k \frac{H_b^2}{H_{a_0}^2}}. \quad (V.4)$$

Из этих формул следует, что погрешности определения  $\sigma_k$  легко учитываются коэффициентом пропорциональности  $k$ , а погрешности  $\rho_k$  существенно зависят от величины  $\frac{H_b}{H_a}$ . При малых значениях  $\frac{H_b}{H_a}$ , когда показания прибора случайным образом колеблются около нуля, величины кажущихся сопротивлений претерпевают значительные изменения, отражающие в основном лишь погрешности измерений. Поэтому в методе ДИП при работе в зоне малых параметров, когда все аномальные эффекты пропорциональны проводимости среды, необходимо результаты измерений изображать в виде графиков  $\sigma_k$ . С другой стороны, в методах постоянного тока, а также в индуктивных методах, в которых измеряемые величины пропорциональны удельному сопротивлению среды, можно переводить их, как это и принято делать, в значения кажущихся сопротивлений.

Рассмотрим вопрос о выборе точки записи результата измерения. Принципиально безразлично, куда относить точку записи. Нужно только соответствующим образом разработать приемы интерпретации. Практически, однако, всегда выгодно точку записи выбрать так, чтобы наиболее выразительные участки графика располагались над наиболее характерными особенностями электрического разреза. В общем случае это сделать практически невозможно. Так, например (см. главу IV), максимальные аномалии над проводящими зонами наблюдаются, когда над ними проходит приемник, а над непроводящими, — когда над ними проходит генератор. При профилировании с горизонтальным диполем положение изменяется на противоположное. Поэтому наиболее удобно относить точку записи к середине расстояния между генератором и приемником. В этом случае, как уже указывалось выше, эпицентр локальных неоднородностей или их верхняя кромка хорошо отбиваются по перекрестиям прямой и обратной установок. При другом выборе точки записи перекрестия становятся менее выразительными. В соответствии с таким правилом выбора точки записи построены все графики типичных кривых (см. главу IV).

Проблема интерпретации аномалий дипольного индуктивного профилирования в общем виде чрезвычайно сложна, поскольку

имеет дело с весьма большим многообразием форм и условий залегания картируемых объектов. Наиболее разработаны вопросы интерпретации аномалий от тел весьма высокой проводимости, помещенных в достаточно высокоомную среду. Если такие тела могут быть уподоблены проводникам в виде сферы или бесконечной по простиранию и падению проводящей пластины, то аномалии от таких тел можно интерпретировать. Некоторые выводы о локальных нарушениях геоэлектрического разреза можно сделать и в том случае, если они могут быть заменены узкими проводящими или тонкими непроводящими пластинами.

В более общем случае количественная интерпретация аномалий пока невозможна. Однако даже качественная интерпретация таких аномалий может принести пользу, если она опирается на обоснованные физические и геологические соображения. В частности, простое определение параметров аномалий по их частотным характеристикам может принести большую пользу геологу при оценке перспективности этих аномалий на связь с колчеданным оруденением.

Важное значение в интерпретации данных ДИП-ЭПП имеет широкий опыт постановки этого метода в условиях конкретного района и тщательное изучение материалов, полученных на известных в геологическом отношении участках.

## Глава VI

### ДИПОЛЬНОЕ ИНДУКТИВНОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ ПО МЕТОДИКЕ ЭЛЛИПТИЧЕСКИ ПОЛЯРИЗОВАННОГО ПОЛЯ (ДИЗ-ЭПП)

Метод дипольного индуктивного зондирования предназначен для исследования изменения геоэлектрического разреза с глубиной. В методе ДИЗ-ЭПП исследуется эллиптическая поляризация магнитного поля вертикального магнитного диполя при изменении расстояния между ним и точкой наблюдения. Все измерения поля проводятся с тем расчетом, чтобы его распределение в пространстве, охватывающем область исследований, подчинялось законам малых параметров (см. главу IV).

#### МЕТОДИКА ПОЛЕВЫХ РАБОТ

Поскольку теоретические предпосылки метода изучены недостаточно полно, а опыт практической работы весьма невелик, в настоящее время можно сформулировать только основные принципы проведения полевых работ, которые должны изменяться по мере накопления опыта и по мере углубления наших теоретических представлений.

Измерение поля вертикального магнитного диполя начинается с минимальных разностей на высшей из рабочих частот. Разнос увеличивается с коэффициентом, примерно равным  $\sqrt{2}$ , например: 1; 1,5; 2; 3; 5; 7; 10 м и т. д. По мере увеличения разности в общем случае растет и отношение  $\frac{H_b}{H_a}$ . После того как оно достигнет величины  $0,2 \div 0,3$  измерения на выбранной частоте прекращаются и совершается переход на более низкую частоту. На более низкой частоте всегда перекрывается несколько ранее измеренных разностей. Перекрытие должно показать совпадение значений кажущихся проводимостей на обеих частотах. Далее измерения происходят точно так же, как уже говорилось выше: увеличиваются разности, затем совершается переход на еще более низкую частоту и т. д. Иногда производятся измерения поочередно на каждой рабочей частоте.

Величина минимальных разностей определяется условиями, чтобы измеряемые отношения  $\frac{H_b}{H_a}$  были больше  $0,005 \div 0,01$ , а размеры генераторной рамки не превышали 0,1 разности. Величина разности сверху ограничивается уровнем принимаемых сигналов и выполнением условий малости параметров. Относительно последнего ограничения имеющиеся сведения были сообщены в главе IV.

Измерения на разностях до  $100 \div 200$  м производят при стандартной генераторной рамке диаметром 1 м, а при переходе на большие разности используется специальная многovitковая петля диаметром до 20 м. Эта петля согласуется с генератором с помощью специального трансформатора и дает возможность увеличить разность до 500—600 м.

Следует заметить, что ограничения, накладываемые на применяемые разности с учетом тех фиксированных частот, которыми располагает аппаратура ЭПП-1, не дают возможности достаточно полно исследовать любые геоэлектрические разрезы. Это означает, что при выполнении всех принятых ограничений могут оказаться не достаточно хорошо обработанными левые или правые асимптоты кривых ДИЗ. По-видимому, область применимости индукционных зондирований может быть существенно расширена при более точной оценке границ применимости теории малого параметра. Расширение спектра частот, повышение точности измерений и чувствительности аппаратуры также приводит к расширению круга задач, решаемых методом ДИЗ. Шагом вперед в этом отношении явится готовящаяся к серийному выпуску аппаратура ЭПП.

#### ОБРАБОТКА И ПРИНЦИПЫ ИНТЕРПРЕТАЦИИ РЕЗУЛЬТАТОВ НАБЛЮДЕНИЙ

В результате обработки измеренных при дипольных индукционных зондированиях величин  $H_b$  и  $H_a$  по формуле (IV.42) находится значение кажущейся проводимости. Вычисленные значения  $\sigma_k$  наносятся на обычный двойной логарифмический бланк, в результате чего получаются кривые зондирования, формальная интерпретация которых аналогична интерпретации кривых ВЭЗ. Заметим, что в отличие от постоянного тока при анизотропии удельного сопротивления пласта получается не среднее квадратичное сопротивление этого пласта ( $\rho_m$ ), а его удельная продольная проводимость ( $\sigma_p$ ). Значение мощности при этом не искажается. Как и в случае ВЭЗ нередко бывает трудно отличить двухслойную кривую ДИЗ от некоторой трехслойной. Особенно слабо отличаются от двухслойной трехслойные кривые типа А и Q. При интерпретации таких кривых по двухслойной палетке искажаются истинные значения мощности и проводимости первого слоя. Для разрезов типа H и A полученная в результате такой интерпретации продольная проводимость первого слоя совпадает с суммарной продольной проводимостью первых двух слоев.

Интерпретация трехслойных кривых ДИЗ типа  $K$  и  $Q$  производится с учетом того, что для них действует иной принцип эквивалентности. Для однозначной интерпретации кривых типа  $H$  знания проводимости  $\sigma_2$ , по-видимому, не требуется, так как принцип эквивалентности действует в более узких пределах. Для кривых типа  $K$  значение  $\sigma_2$  находится весьма грубо, но это не должно мешать достаточно точному определению  $h_2$ . Для определения  $\sigma_2$  при этом необходимо знать проводимость третьего слоя, которая обычно находится по правой асимптоте кривой ДИЗ.

При проведении и интерпретации дипольных индуктивных зондирований следует всегда иметь в виду их основные достоинства и недостатки по сравнению с зондированиями на постоянном токе (см. главу IV).

## Глава VII

### НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ПРИМЕНЕНИЯ МЕТОДИКИ ЭПП ДЛЯ РЕШЕНИЯ ГЕОЛОГИЧЕСКИХ ЗАДАЧ

Аппаратура ЭПП-1 довольно широко опробовалась в полевых условиях в различных районах и для решения различных геологических задач. В 1965—1966 гг. комплекты аппаратуры ЭПП-1 работали на объектах Бурятской АССР, Якутской АССР, в Восточном Казахстане, на Кольском полуострове, на Полярном Урале, в Западной Сибири (на Салаире и в Кузбассе), в Приморье, в Закарпатье и т. д. Ниже приводятся результаты применения методики и аппаратуры ЭПП, полученные в 1965 г. Приводимые материалы не претендуют на полноту обзора и носят иллюстративный характер.

**Бурятская АССР.** Основной объем работ в Бурятской АССР был выполнен опытно-методической партией ЦНИГРИ на одном из полиметаллических месторождений. Район месторождения сложен в основном эффузивно-карбонатными породами нижнего кембрия и перекрыт горизонтально залегающими образованиями дочетвертичной коры выветривания и современными аллювиальными и делювиальными отложениями. Оруденение представлено серией рудных тел различной мощности и размеров. Промышленную ценность представляют колчеданно-полиметаллические и сидеритово-полиметаллические рудные залежи. Первые из них характеризуются массивными, полосчатыми и брекчиевидными текстурами, вторые имеют в основном прожилково-вкрапленное строение. Массивные колчеданные руды характеризуются довольно высокой электропроводностью ( $1 \div 5$  сим/м), проводимость вкрапленных и прожилково-вкрапленных руд значительно ниже. Вмещающие породы, как правило, имеют высокое сопротивление (более тысячи ом·м), однако их разрушенные разности, в том числе составляющие кору выветривания, характеризуются более низкими сопротивлениями (сотни ом·м). Глубина залегания неокисленных руд колеблется от 15—20 до 40—50 м.

На месторождении был поставлен широкий комплекс геофизических работ, включающий электро-, магнито- и гравиразведку. Методом комбинированного профилирования в м-бе 1 : 10 000 был выявлен целый ряд проводящих зон, одна из которых хорошо совпадает с рудным полем. Однако многие другие проводящие зоны оказались не связанными с оруденением и их геологическая природа была выявлена только после бурения. Более однозначно природа аномальных объектов может быть установлена на основе комплексных исследований электроразведкой и вариометрией, однако и последняя нередко дает аномальные возмущения над нерудными зонами. Магниторазведка хорошо отмечает лишь руды, обогащенные магнетитом. Таким образом, комплекс геофизических работ на этом месторождении нуждается в существенном дополнении, которое позволило бы более однозначно классифицировать выявленные аномалии на «рудные» и «безрудные». Главным образом, с этой целью в пределах месторождения и были поставлены работы дипольным индуктивным профилированием по методике ЭПП.

Основной объем работ был проведен в м-бе 1 : 10 000. В этом масштабе съемкой на двух частотах была исследована площадь  $3 \times 2,75 \text{ км}^2$ , охватывающая участок месторождения и соседней электроразведочной аномалии комбинированного профилирования. Измерения проводились с разномом 60 м на частотах 10 000 и 625 *гц*.

На рис. 35 представлены результаты съемки, изображенные в виде карт кажущейся проводимости для каждой из частот. На более высокой частоте дипольным индуктивным профилированием в пределах обследованного планшета четко выделяются две основные проводящие зоны. Одна из них  $A_1$  пространственно увязывается с изучаемым месторождением, а вторая  $A_2$  с аномалией комбинированного профилирования неизвестного происхождения. Значения кажущейся проводимости, полученные на аномальных и нормальных участках, довольно хорошо согласуются со значениями кажущегося сопротивления, полученными при исследованиях постоянным током. Имеющиеся на планшете участки с отрицательными значениями  $\sigma_k$  в большинстве случаев обусловлены, по-видимому, влиянием рельефа местности. В данном случае они практически не затушевывают общую картину геоэлектрического строения участка. При работе в более мелком масштабе, где влияние рельефа на результаты измерений было значительно, оно успешно ослаблялось по методике качания генераторного диполя (см. главу V).

На частоте 625 *гц* достаточно четкими аномалиями выделяется лишь одна из отмеченных выше проводящих зон, соответствующая рудному месторождению, аномалия  $A_2$  на этой частоте отмечается очень слабо.

Рост кажущейся проводимости при уменьшении частоты над аномалией  $A_1$  и ее неизменность над аномалией  $A_2$  указывают на связь этих аномалий с объектами, существенно различающимися по проводимости. Аномалия  $A_2$  не может быть связана с массивными колчеданными рудами типа тех, которые встречаются на самом

месторождении. Геологическая проверка этой аномалии подтвердила этот вывод: она оказалась обусловленной наличием на этом участке зоны дробления и гематитизацией горных пород.

Детальное рассмотрение карты  $\sigma_k$  на частоте 625 *гц* позволяет установить ряд важных особенностей строения рудного поля. Эта карта, в частности, показывает, что рудное поле месторождения, по-видимому, разбито разломами на ряд блоков. Один из таких разломов, наиболее достоверный, проходит в районе 35 профиля и отделяет южную часть месторождения от северной. Южная часть месторождения более широкая и, вероятно, состоит из двух отдельных групп рудных тел — западной и восточной. Карта  $\sigma_k$  на частоте 625 *гц* очень четко оконтуривает все рудное поле месторождения. Оно резко обрывается на юге и постепенно выклинивается на северо-востоке. Все эти выводы достаточно хорошо согласуются с данными бурения и геологическими представлениями о строении месторождения.

Результаты совместного рассмотрения материалов, полученных на обеих частотах, позволяют получить как общую геоэлектрическую характеристику исследованного участка, так и данные о возможной связи выявленных проводящих зон с массивным колчеданным оруденением. Таким образом, данные двухчастотной съемки планшета по методике ЭПП хорошо дополняют друг друга и дают более полную информацию о строении месторождения.

На одном из профилей планшета были проведены многоразностные измерения с прямой и обратной установками на частоте 2500 *гц* (рис. 36). На основе этих измерений в соответствии с принципами интерпретации, изложенными в главе IV, были найдены проекции верхних кромок рудных тел, глубины их залегания, углы падения и продольные проводимости эквивалентных рудным телам проводящих пластин. Схематические результаты такой интерпретации приведены на рисунке. Они в основных чертах отражают главные особенности геологического разреза, хотя, по-видимому, дают заниженные значения глубины и продольной проводимости ввиду того, что условия малости параметра на частоте 2500 *гц* явно не выполняются для рудных тел.

Остановимся кратко на результатах, полученных на этом же месторождении при использовании электрического диполя. На рис. 37 приводится сопоставление результатов измерения малой полуоси эллипса поляризации магнитного (установка  $H-H$ ) и электрического (установка  $E-H$ ) диполей на профиле 38. На графиках поля магнитного диполя на частоте 2500 *гц* отмечаются две аномальные зоны: одна из них (в районе пк 70—140) связана с рудным телом, а вторая (в районе пк 220—240) — с безрудной проводящей зоной. По своим частотным характеристикам эти зоны различаются не очень четко: на обоих участках аномалия растет при увеличении частоты. При съемке поля электрического диполя «безрудная» аномалия вообще не отмечается на сколько угодно высоких частотах. Что касается «рудной» аномалии, то она остается весьма

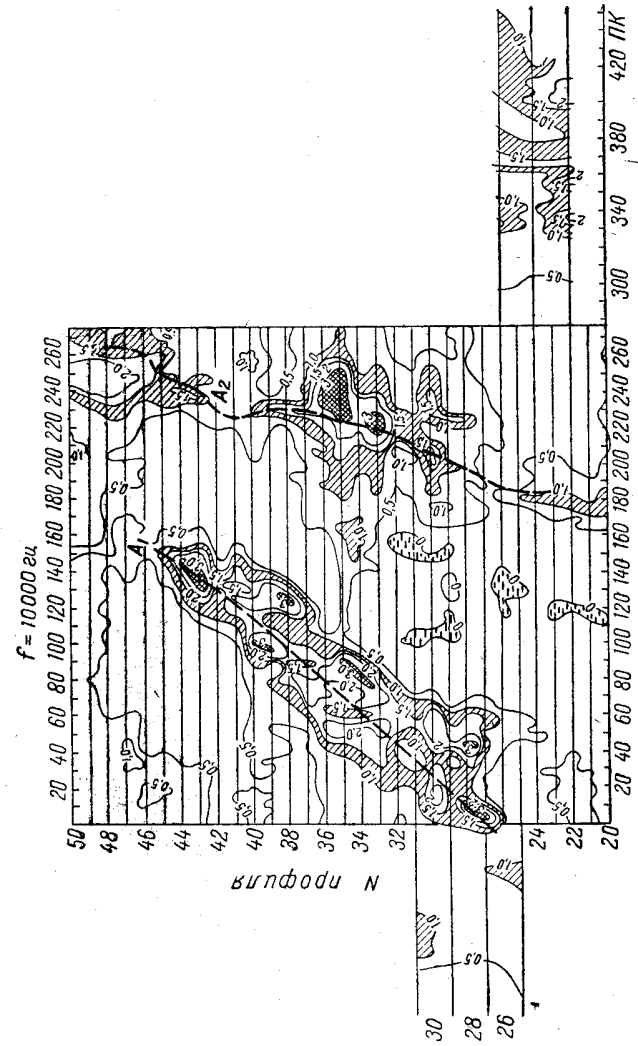
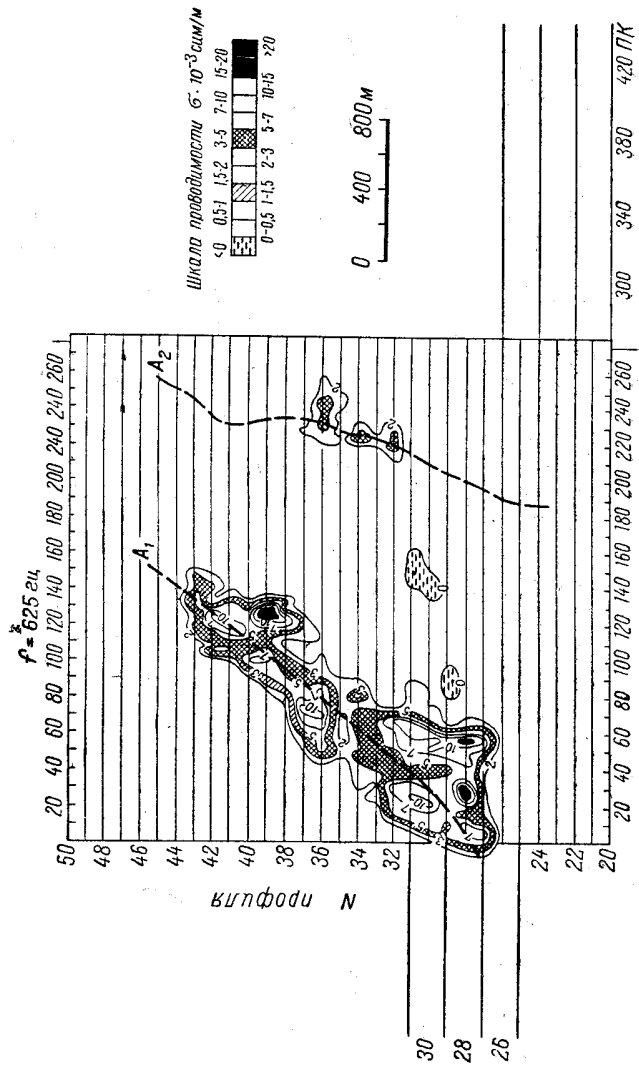


Рис. 35. Карта кажущейся проводимости ДИП-ЭПН на полиметаллическом месторождении Бурати М. 1:10 000.



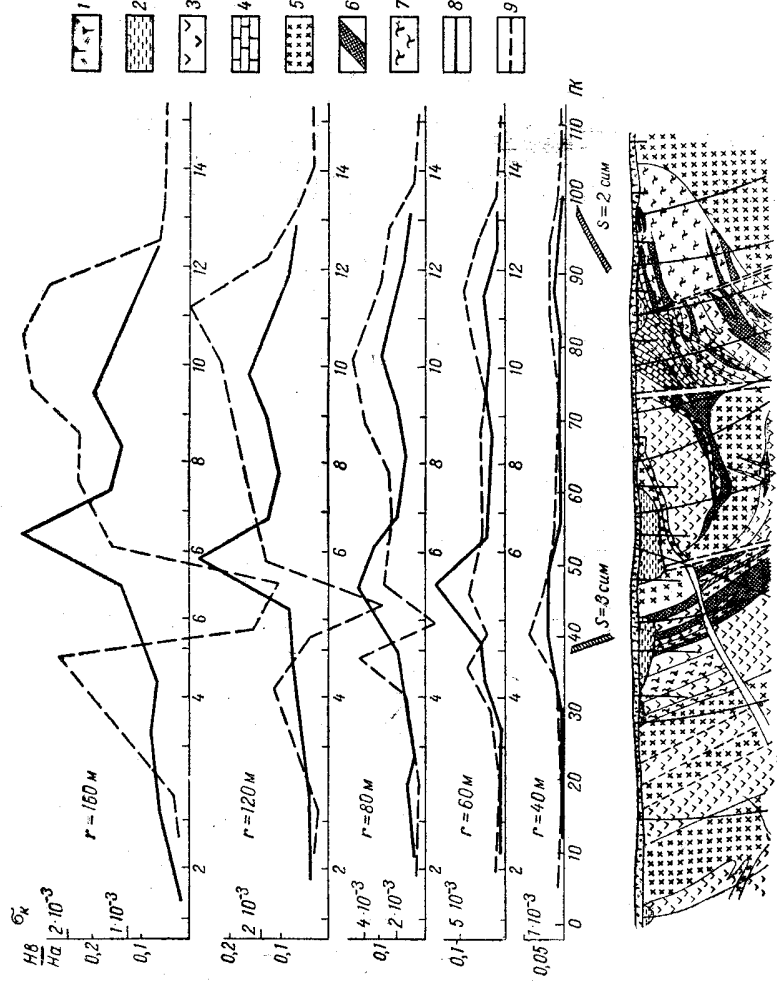


Рис. 36. Результаты применения ДИЗ-ЭИП на полиметаллическом месторождении Бурятия.

1 — четвертичные отложения; 2 — кора выветривания; 3 — эффузивные породы; 4 — осадочные породы; 5 — интрузии; 6 — колодезная дуга; 7 — шахтерская установка; 8 — графика прямой установки; 9 — графика обратной установки.

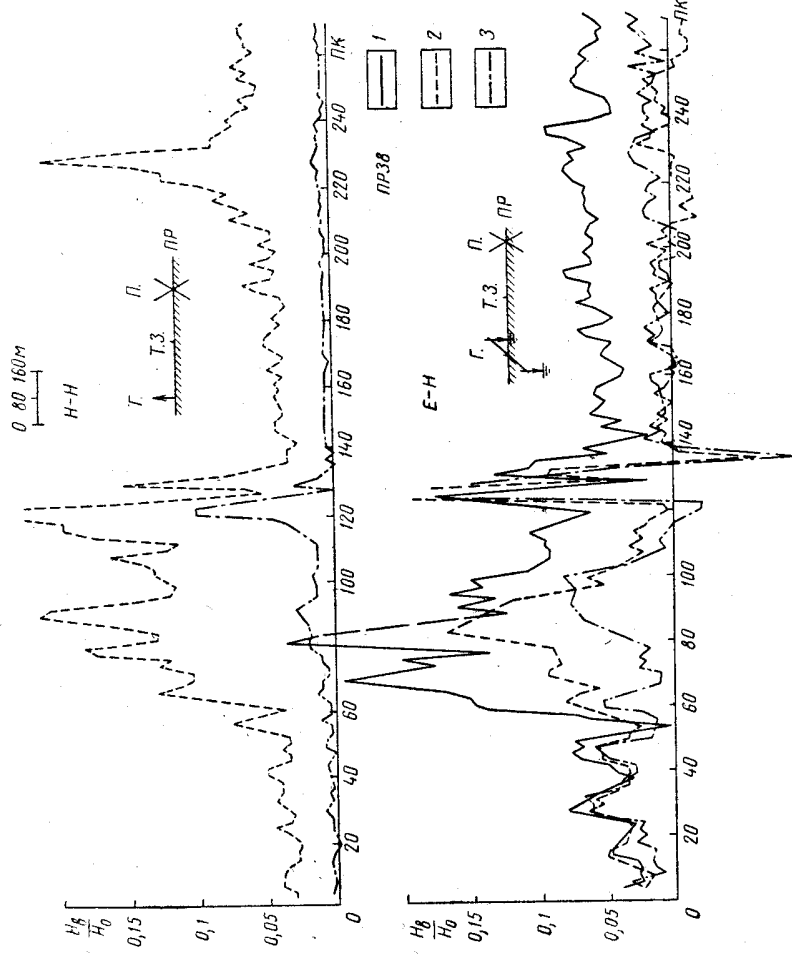


Рис. 37. Результаты применения эмагнетического диполя.

1 —  $f = 625$  мц; 2 —  $f = 2500$  мц; 3 —  $f = 10\ 000$  мц.

интенсивной, а ее характеристика становится более низкочастотной. Приведенные материалы подтверждают вывод, сделанный в главе IV, о том, что в некоторых случаях исследование магнитного поля электрического диполя может дать лучшие результаты, чем при возбуждении первичного поля магнитным диполем.

Подводя итог работам дипольными индукционными методами с аппаратурой ЭПП на этом участке, можно сделать следующие выводы.

1. Дипольное индуктивное профилирование по методике ЭПП в м-бах 1 : 10 000 и 1 : 25 000 позволяет получить важные геокартировочные сведения, по крайней мере, не уступающие по полноте данным постоянного тока.

2. Двухчастотная съемка аномальных участков позволяет практически однозначно выяснить наличие связи аномальных зон со сплошным колчеданным оруденением и классифицировать аномалии других геофизических методов.

3. Планшетная съемка участка месторождения и детальные многоразностные исследования аномальных профилей дают возможность получить важные сведения о структуре рудного поля и об условиях залегания рудных тел.

**Кольский полуостров.** На одном из колчеданных месторождений Кольского полуострова было проведено испытание различных видов геофизической аппаратуры, предназначенной для дипольного индуктивного профилирования, с целью сравнительной оценки их глубинности. Работы проводились по программе и под общим методическим руководством ВИРГа. Рудное тело этого месторождения может быть уподоблено пологопадающей пластине и потому довольно удобно для проведения подобных испытаний. Оно залегает в весьма высокоомных изверженных горных породах, а слагающие его руды характеризуются довольно высокими значениями проводимости. Сравнительные испытания проводились на серии профилей, идущих параллельно простиранию рудного тела при разной глубине его погружения. Сопоставлялись результаты измерений аппаратуры ЭПП-1, аппаратуры ПЭМК (разработка ВИТР) и АФИ-ЛГИ (разработка ЛГИ). На рис. 38 представлены графики мнимой части вертикальной составляющей поля  $\frac{Im H_z}{H_{z0}}$  (ПЭМК), ее фазы  $\varphi_z$  (АФИ-ЛГИ) и малой полуоси эллипса поляризации магнитного поля  $\frac{H_b}{H_a}$  (ЭПП-1) по серии профилей с разной глубиной залегания рудного тела.

На профиле 2, где средняя глубина рудного тела составляет 50—60 м, рудное тело достаточно хорошо фиксируется аномалиями по любой из сравниваемых методик измерений. Однако уже здесь можно оценить большую достоверность аномалии по методике ЭПП. На больших глубинах залегания рудного тела разница становится еще более разительной. На профиле 3, где глубина до рудного тела составляет 100—120 м, измерения с аппаратурой АФИ-ЛГИ

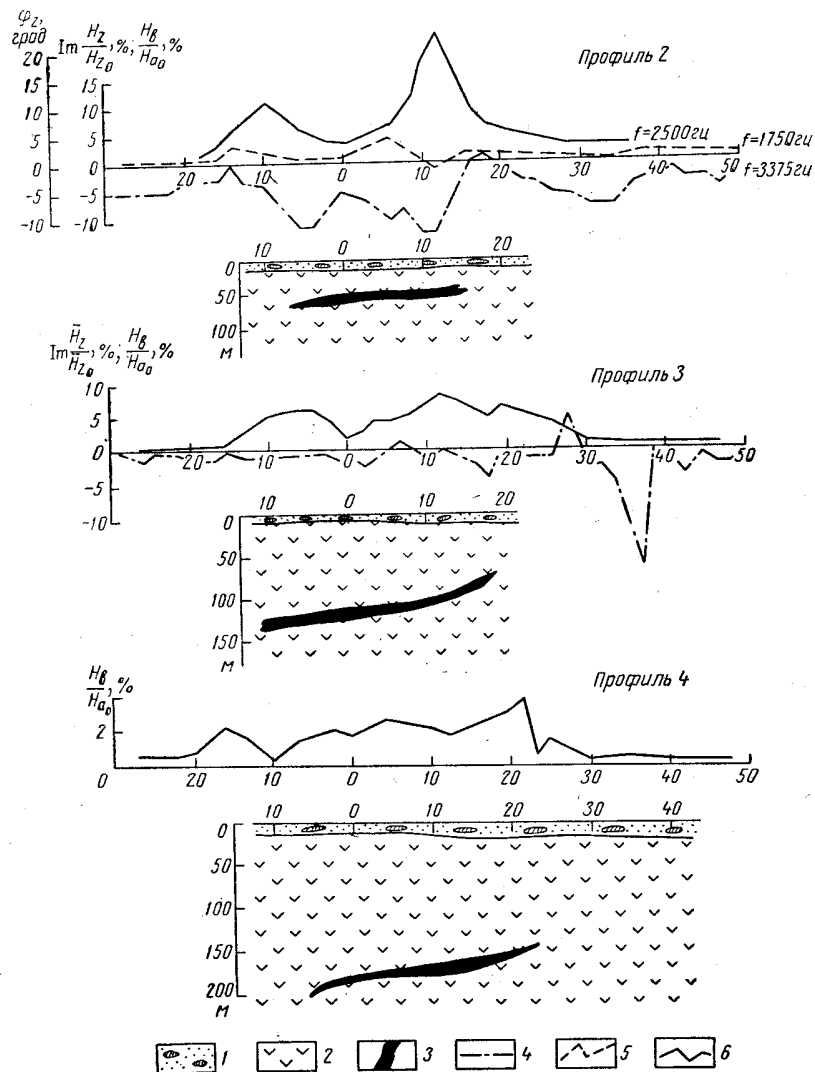


Рис. 38. Результаты измерения по методу ДИП на колчеданном месторождении Кольского полуострова.

1 — четвертичные отложения; 2 — коренные породы; 3 — колчеданная руда; 4 — результаты измерений ПЭМК; 5 — результаты измерений АФИ-ЛГИ; 6 — результаты измерений ЭПП.

не проводились из-за невозможности реализовать с ее помощью достаточно большие разносы, а аппаратура ПЭМК практически не фиксирует рудного тела на этой глубине. По методике ЭПП получена достаточно уверенная аномалия  $\frac{H_b}{H_a}$ , достигающая 5%. При еще большей глубине (профиль 4) аномалия уменьшается, но по-прежнему остается достоверной (~2%). Таким образом, в благоприятных условиях (весьма высокоомные горные породы и достаточно большие по размерам, хорошо проводящие рудные тела) методика ЭПП позволяет проводить поисковые работы с глубиной в 100—150 м. Аналогичные результаты в настоящее время может обеспечить лишь аппаратура метода переходных процессов и ИНФАЗ. Однако информация, получаемая этими видами аппаратуры, ограничена возможностями чисто поисковых работ на хорошо проводящие руды. Между тем аппаратура ЭПП позволяет даже в условиях весьма высокоомных горных пород Кольского полуострова проводить не только поисковые, но и картировочные работы, существенно обогащая полезную геологическую информацию.

**Восточный Казахстан.** Работы проводились ВНИИГеофизикой на одном из колчеданных месторождений с целью сопоставления различных методов электроразведки при решении поисковых и геокартинговых задач. На рис. 39 приводятся сопоставление результатов геофизических работ различными электроразведочными методами по одному из профилей, секущих полиметаллическое рудное тело. Характерным для геоэлектрического строения этого участка является залегание хорошо проводящих руд в довольно низкоомных горных породах ( $\rho = 200 \div 500 \text{ ом}\cdot\text{м}$ ), наличие зоны окисления рудных тел до глубины 15—20 м и развитие весьма низкоомных наносов и коры выветривания ( $\rho \approx 10 \text{ ом}\cdot\text{м}$ ). На приведенном профиле представлены результаты метода ДИП с измерением полуосей эллипса поляризации магнитного поля, метода дипольного электромагнитного профилирования (ДЭМП) с аппаратурой «Земля-2» и метода срединного градиента с аппаратурой АНЧ-1. Сопоставление данных, полученных по разным методам, показывает, что методика ЭПП позволяет столь же хорошо расчленять геоэлектрический разрез по удельному сопротивлению слагающих его горных пород, как методы постоянного тока. При этом, как и следовало ожидать, дипольным индуктивным профилированием лучше подчеркиваются более проводящие зоны, а методами постоянного тока — менее проводящие. В целом за пределами рудной зоны методами ДИП и срединного градиента получены весьма сходные результаты. Иначе обстоит дело с выявлением рудного тела. При исследовании постоянным током над рудной зоной получается понижение кажущегося сопротивления, отличающееся лишь несколько большей интенсивностью, чем над другими проводящими зонами. Сопоставление значений  $\sigma_x$  по методике ЭПП на двух частотах (625 и 2500 гц) уверенно выделяет рудную зону среди прочих участков повышенной проводимости. В то время, как на всем остальном профиле графики

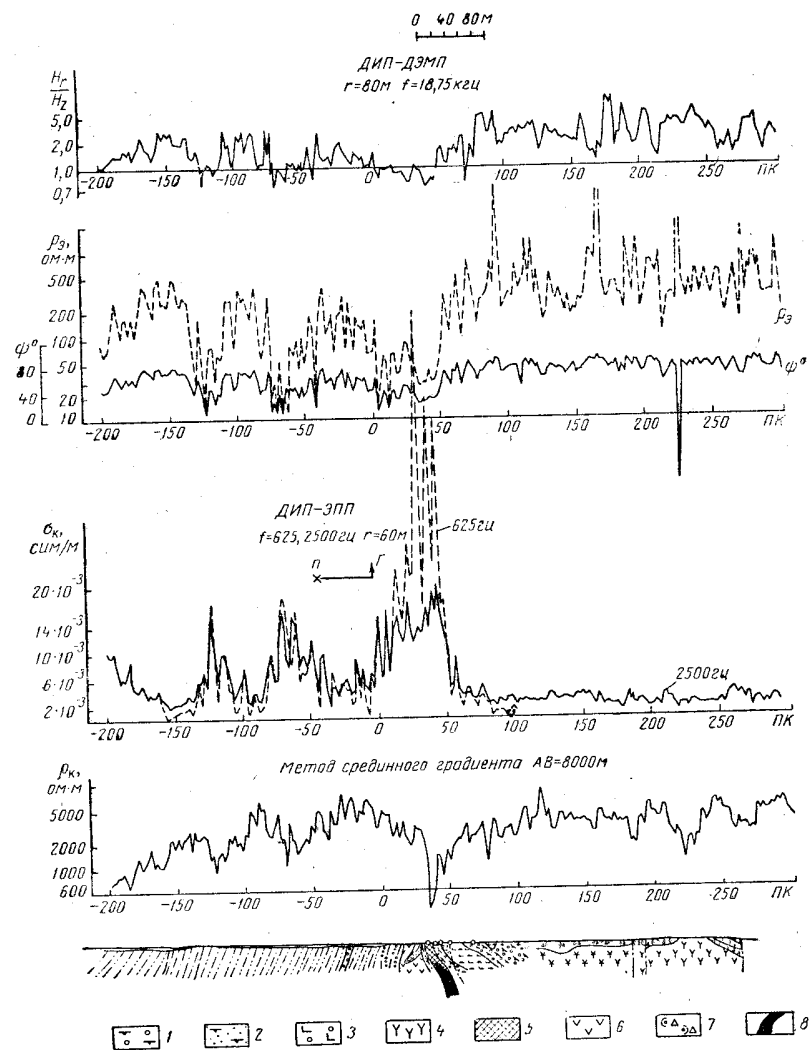


Рис. 39. Результаты сопоставления различных методов на одном из месторождений Казахстана.

1 — туфоконгломаты; 2 — туфопесчаники; 3 — лавобрекчии; 4 — порфириды андезит-дацитового состава; 5 — железняки; 6 — порфириды; 7 — агломератовые туфы; 8 — колчеданная руда.

$\sigma_k$  на обеих частотах весьма близки друг к другу, над рудной зоной кажущаяся проводимость резко возрастает при снижении частоты.

Результаты измерений с аппаратурой «Земля-2» гораздо сильнее затушевываются влиянием проводящих наносов и менее четко фиксируют рудную зону, не давая (как и метод постоянного тока) оснований для ее выделения среди прочих проводящих объектов. Следует

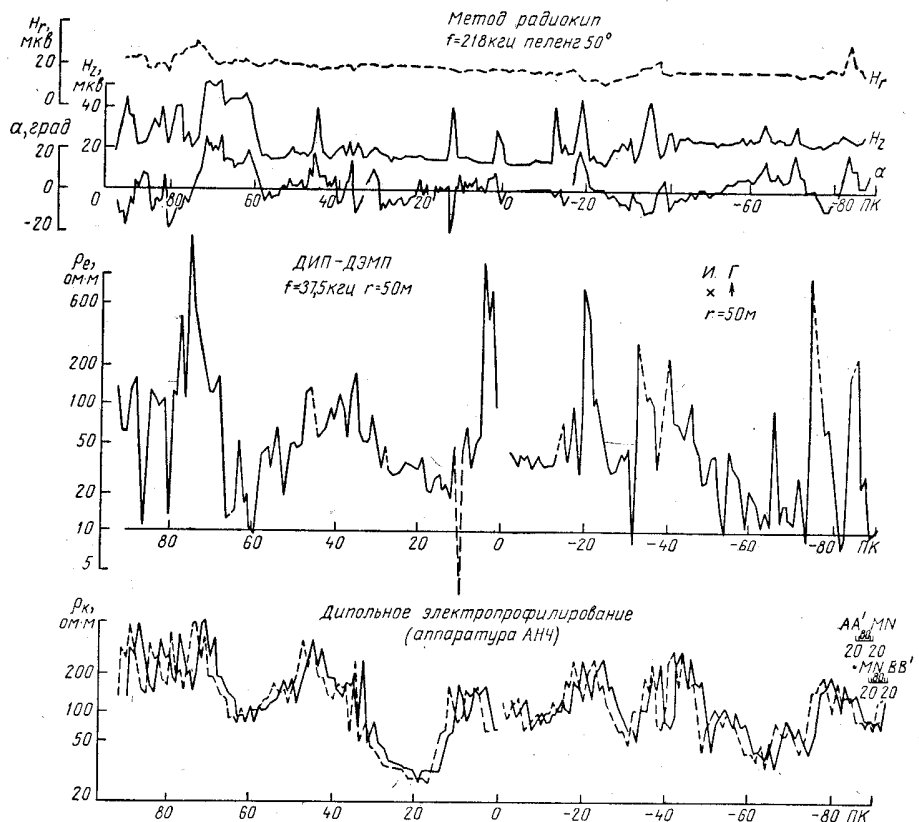
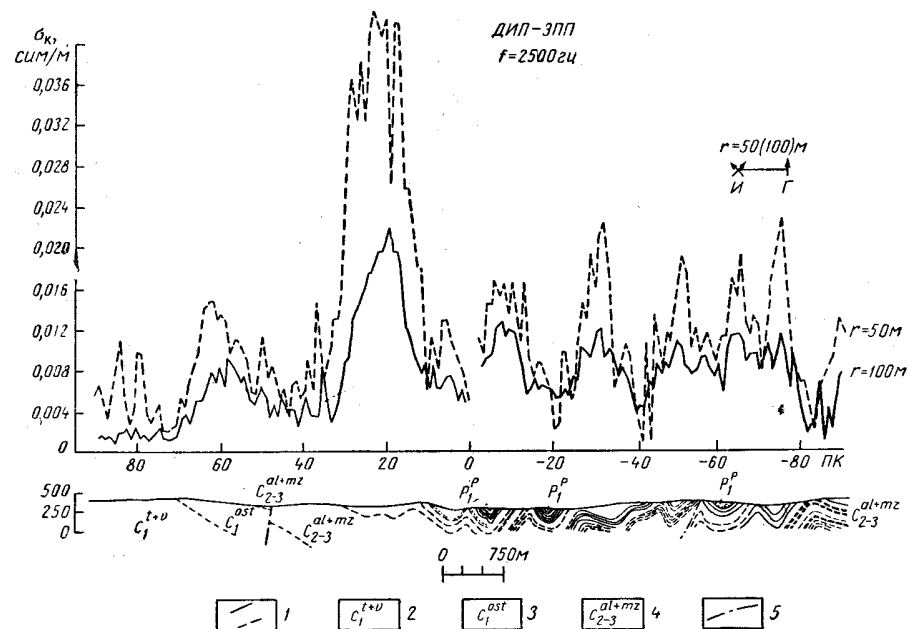


Рис. 40. Результаты сопоставления различных методов  
1 — угольные пласты: а — установленные, б — предполагаемые; 2 — известняки;

заметить, что графики непосредственно измеренных величин — отношения  $\frac{H_r}{H_s}$  и угла  $\psi$  — характеризуются довольно значительной изрезанностью, плохо согласующейся с геоэлектрическим разрезом. При перестроении графика  $\psi$  в график  $\rho_s$  незначительные изменения угла  $\psi$  нередко вызывают резкие выбросы  $\rho_s$ . Это свидетельствует о том, что масштабы этих графиков не соответствуют друг другу и в районе весьма невысокой разрешающей способности

графика нормального поля угла  $\psi$  его изменение при перестроении в  $\rho_s$  искусственно завышается.

В качестве примера постановки методики ЭПП для решения чисто геокартировочных задач приведем результаты работ по методу ДИП, полученные на профиле, секущем одно из угольных месторождений Кузбасса (рис. 40). Работы производились партиями ВНИИГеофизики и треста «Геофизнефтеуглеразведка». Район работ сложен породами различного состава, наиболее низкоомными среди которых являются песчано-глинистые отложения (100—200 ом·м). Более высокоомны — крупнозернистые песчаники (600 ом·м), каменные угли (1000 ом·м) и известняки (1500 ом·м). На рис. 40 представлены графики дипольного индуктивного профилирования ( $f = 2500$  гц), дипольного электропрофилирования (аппаратура АНЧ),



на одном из угольных месторождений Кузбасса.

3 — конгломераты и песчаники; 4 — песчано-глинистые отложения; 5 — разломы.

метода индукции (аппаратура «Земля-2»,  $f = 37,5$  кГц) и радиокон ( $f = 218$  кГц).

По методу ДИП и электропрофилированию на постоянном токе получены графики, хорошо расчленяющие разрез по удельному сопротивлению горных пород. В западной части профиля весьма низкими значениями проводимости выделяется выход известняков. В районе пикетов 30—10 отмечается проводящая зона, связанная с песчано-глинистыми отложениями. В восточной части профиля,

несмотря на частое чередование повышенных и пониженных значений  $\sigma_k$ , устанавливается соответствие участков более низкой проводимости антиклинальным зонам, в которых выходят высокоомные каменные угли. Практически эти методы в подобных условиях дают идентичную информацию. Графики метода индукции гораздо более изрезаны и хуже сопоставляются с геологическими данными. Метод радиокип в условиях месторождения полезной информации практически не дает.

Приведенные примеры в основном подтверждают ранее высказанные соображения о том, что методика ЭПП дает возможность повысить эффективность геофизических исследований при поиске хорошо проводящих руд и геоэлектрическом картировании по сравнению с рядом других электроразведочных методов.

Однако следует отметить, что вследствие ограниченного объема работ мы пока не располагаем примерами столь же успешного решения более сложных геоэлектрических задач. К их числу относятся поиски хорошо проводящих рудных тел, залегающих в весьма низкоомных вмещающих породах или перекрытых чехлом проводящих наносов. При решении этой задачи методика ЭПП пока не может конкурировать с методом переходных процессов, особенно в его интегральном варианте. С другой стороны, при проведении геоэлектрического картирования методика ЭПП пока не дает лучших результатов по сравнению с рационально выбранными методами постоянного тока. Как и для методов постоянного тока, картирование коренных горных пород, перекрытых более низкоомными поверхностными отложениями (особенно в случае их переменной мощности), представляет для методики ЭПП весьма сложную задачу. Пока можно говорить только о большей технико-экономической эффективности методики ЭПП при подобных работах. В некоторых случаях эта методика дает возможность получить более простые графики поля и провести некоторую количественную интерпретацию (определить падение горных пород, мощность наносов и т. п.), которая при работе на постоянном токе затрудняется большой изрезанностью графиков. Отмеченные ограничения методики ЭПП отражают, с одной стороны, объективную трудность геофизических задач, стоящих в настоящее время перед рудной электроразведкой, а, с другой стороны, объясняются недостаточно полной физико-теоретической и методической разработкой этих вопросов. Часть этих ограничений будет сниматься в ходе дальнейшей разработки метода и усовершенствования аппаратуры ЭПП.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Анго А. Математика для электро- и радиоинженеров. Изд-во «Наука», 1965.
2. Анисимов В. И., Голубев А. П. Транзисторные модуляторы. Изд-во «Энергия», 1964.
3. Брискин А. М., Мизюк Л. Я., Поджарый В. М., Проць Р. В. Аппаратура для электроразведки методом эллиптически поляризованного поля ЭПП-1. Сб. «Расчет и измерение информационных параметров электромагнитных полей». Наукова думка, Киев, 1967.
4. Бадалов В. А. и др. К определению максимальной чувствительности низкочастотных индукционных магнитоприемников. Геофизическая аппаратура, вып. 30. Изд-во «Недра», 1966.
5. Будинский Я. Усилители низкой частоты на транзисторах. Связьиздат, 1963.
6. Вишенчук И. М., Котюк А. Ф., Мизюк Л. Я. Электромеханические и электронные фазометры. ГЭИ, 1962.
7. Гасаненко Л. Б., Молочнов Г. В. Электромагнитное поле вертикального гармонического низкочастотного магнитного диполя. Уч. зап. ЛГУ, № 249, 1958.
8. Гасаненко Л. Б., Молочнов Г. В. Электромагнитное поле горизонтального магнитного диполя над горизонтальнослоистой структурой. Уч. зап. ЛГУ, № 249, 1958.
9. Гасаненко Л. Б. Поле вертикального гармонического магнитного диполя над поверхностью многослойной структуры. Уч. зап. ЛГУ, № 278, 1959.
10. Гасаненко Л. Б., Шолго Г. П. К вопросу о вычислении электромагнитного поля вертикального низкочастотного магнитного диполя на поверхности двухслойной структуры. Уч. зап. ЛГУ, № 278, 1959.
11. Гасаненко Л. Б., Шолго Г. П. К теории электромагнитных зондирований. Уч. зап. ЛГУ, № 286, 1960.
12. Гольдгефтер В. И. Малошумящий составной эмптерный повторитель. Геофизическая аппаратура, вып. 26. Изд-во «Недра», 1965.
13. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов сумм, рядов и произведений. Физматгиз, 1963.
14. Ершов Е. М., Прис Г. В., Пятницкий В. И., Светов Б. С. Методика дипольной индукционной электроразведки с аппаратурой ЭПП. ОНТИ ЦНИГРИ, 1967.
15. Заборовский А. И. Электроразведка. Гостоптехиздат, 1963.
16. Заборовский А. И. Переменные электромагнитные поля в электроразведке, МГУ, 1960.
17. Каленов Е. П. Интерпретация кривых вертикального электрического зондирования. Гостоптехиздат, 1957.
18. Каменецкий Ф. М., Каuffman А. А., Якубовский Ю. В. О выборе оптимальной частоты при индуктивных методах электроразведки. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 2, 1957.
19. Кобак В. О. Об одной схеме избирательного усилителя с мостом в цепи обратной связи. Геофизическая аппаратура, вып. 25. Изд-во «Недра», 1965.

20. Мизюк Л. Я. Входные преобразователи для измерения напряженности низкочастотных магнитных полей. Наукова думка, Киев, 1964.
21. Мизюк Л. Я., Ничога В. А. Электрические параметры индукционных низкочастотных магнитных приемников с ферромагнитными сердечниками. Геофизическое приборостроение, вып. 20. Изд-во «Недра», 1964.
22. Мизюк Л. Я., Проць Р. В. О применении управляемых транзисторных детекторов в выпрямительных вольтметрах. Наукова думка, Киев, 1965.
23. Мизюк Л. Я., Светов Б. С., Поджарый В. М. Устройство для измерения элементов полного эллипса поляризации переменного магнитного поля при индуктивной электроразведке. Авторское свидетельство № 179394, Бюлл. изобр., № 20, 1961.
24. Мизюк Л. Я., Поджарый В. М. Об измерении параметров эллиптически поляризованного поля при индуктивной электроразведке. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 7, 1963.
25. Мизюк Л. Я. Амплитудно-фазовый указатель с поочередным воздействием сравниваемых напряжений. Измерительная техника, № 9, 1960.
26. Поджарый В. М. О погрешностях ориентации при измерении составляющей напряженности эллиптически поляризованного магнитного поля. Сб. «Расчет и измерение информационных параметров электромагнитных полей». Наукова думка, Киев, 1967.
27. Поджарый В. М. Основные инварианты эллиптически поляризованного магнитного поля и принципы построения аппаратуры для их измерения. Сб. «Методы и аппаратура для исследования информационных характеристик электромагнитных полей в геофизике». Наукова думка, Киев, 1966.
28. Прис Г. В. Прибор для измерения большой и малой полуосей эллипса поляризации магнитного поля. Авторское свидетельство № 139028. Бюлл. изобр., № 12, 1961.
29. Пылаев А. М. Руководство по интерпретации вертикальных электрических зондирований. Госгеолгиздат, 1948.
30. Светов Б. С. Способ измерения полуосей эллипса поляризации магнитного поля и устройство для его измерения. Авторское свидетельство № 132345. Бюлл. изобр., № 12, 1960.
31. Светов Б. С., Ершов Е. М., Каменецкий Ф. М., Коваленко В. Ф., Франтов Г. С., Фролов А. Д., Шауб Ю. Б. Электромагнитные методы разведки в рудной геофизике. Изд-во «Недра», 1966.
32. Светов Б. С. Метод эллиптической поляризации поля. Разведка и охрана недр, № 11. Изд-во «Недра», 1964.
33. Тархов А. Г. Геофизическая разведка методом индукции. Госгеолгиздат, 1954.
34. Фредерикс В. К. Электрическая разведка полезных ископаемых по методу измерения переменных магнитных полей. Материалы по общей и прикладной геологии. 1929.
35. Харкевич А. А. Спектры и анализ. Физматгиз, 1962.
36. Хвостов О. П. Способ электроразведки. Авторское свидетельство № 143936. Бюлл. изобр., № 7, 1962.
37. Хвостов О. П. Способ электроразведки. Авторское свидетельство № 141957. Бюлл. изобр., № 20, 1962.
38. Цемкало М. Ф. Об использовании переменного электрического поля для поисков хорошо проводящих рудных тел. Изв. Днепропетровского горного ин-та, т. XIV. Изд-во «Недра», 1965.
39. Шауб Ю. Б. Основы аэроэлектроразведки методом вращающегося магнитного поля. Госгеолгиздат, 1963.
40. Шимони К. Теоретическая электротехника. Изд-во «Мир», 1964.
41. Якубовский Ю. В. Индуктивный метод электроразведки. Госгеолгиздат, 1963.
42. March H. W. The field of magnetic dipole in presence of conducting sphere. Geophysics, vol. 18, № 2, 1953.
43. Stefanescu S. S. Das electromagnetische Normalfeld Waagerechten Niederfrequenzdipols Gerlands Beitr. Geophysik, Bd. 61, N 3, 1950.

## О Г Л А В Л Е Н И Е

	Стр.
Предисловие . . . . .	3
Введение . . . . .	4
<b>Глава I. Структура эллиптически поляризованного магнитного поля</b> . . . . .	<b>7</b>
Комплексная амплитуда вектора напряженности, пространственный и фазовый эллипсы поляризации . . . . .	—
Инварианты пространственного и фазового эллипсов поляризации . . . . .	16
Связь инвариантных характеристик с первичным и вторичным полем и основы интерпретации . . . . .	22
<b>Глава II. Принципы измерения эллиптически поляризованного магнитного поля</b> . . . . .	<b>26</b>
Погрешности ориентации при измерении пространственных составляющих . . . . .	—
Общие принципы измерения инвариантных характеристик . . . . .	28
Функциональная схема измерений полуосей проекции эллипса поляризации . . . . .	37
<b>Глава III. Аппаратура для измерения полуосей проекции эллипса поляризации</b> . . . . .	<b>45</b>
Магнитоприемники . . . . .	—
Входные каскады и апериодические усилители . . . . .	48
Квадратурный фазовращатель, суммо-разностная схема и входной коммутатор . . . . .	50
Активные RC-фильтры и избирательный RC-усилитель . . . . .	54
Детекторы . . . . .	57
Задающий и калибровочный генератор . . . . .	60
Принципиальная схема измерительного устройства . . . . .	61
Принципиальная схема генераторного устройства . . . . .	65
Конструкция и технические характеристики . . . . .	67
<b>Глава IV. Физико-теоретические основы дипольных индуктивных методов электроразведки</b> . . . . .	<b>70</b>
Нормальные поля дипольных источников . . . . .	—
Горизонтальный электрический диполь . . . . .	75
Магнитное поле вертикального магнитного диполя над горизонтальнослоистой структурой . . . . .	81
Шар в поле магнитного и электрического диполей . . . . .	88
Моделирование локальных нарушений однородности электрического разреза . . . . .	100

Стр.

Глава V. Дипольное индуктивное профилирование по методике эллиптически поляризованного поля (ДИП-ЭПП) . . . . .	109
Физико-геологические особенности метода . . . . .	—
Методика полевых работ . . . . .	110
Обработка результатов наблюдений и вопросы интерпретации . . . . .	112
Глава VI. Дипольное индуктивное зондирование по методике эллиптически поляризованного магнитного поля (ДИЗ-ЭПП) . . . . .	116
Методика полевых работ . . . . .	—
Обработка и принципы интерпретации результатов наблюдений . . . . .	117
Глава VII. Некоторые результаты применения методики ЭПП для решения геологических задач . . . . .	119

## О П Е Ч А Т К И

Страница	Строка	Напечатано	Следует читать
29	20 сверху	$\frac{dH}{dt}$	$\frac{dH_a}{dt}$
89	3 снизу	$E_0 D_1^E \frac{a^3}{2R}$	$E_0 D_1^E \frac{a^3}{2R^3}$
91	6 сверху	$\frac{ k_i a }{2} = \frac{\sigma_i \mu \omega a^2}{2}$	$\frac{ k_i a ^2}{2} = \frac{\sigma_i \mu \omega a^2}{2}$
111	19 сверху	до 6000 <i>ом·м</i>	до 60 000 <i>ом·м</i>

Заказ № 2452/779

*Светов Борис Сергеевич, Мизюк Леонид Яковлевич,  
Поджарый Виталий Мефодьевич*

**РУДНАЯ ЭЛЕКТРОРАЗВЕДКА ПО МЕТОДИКЕ ЭЛЛИПТИЧЕСКИ  
ПОЛЯРИЗОВАННОГО ПОЛЯ**

Редактор издательства *Т. И. Борушко*  
Технический редактор *В. В. Соролова*

Корректор *А. А. Сиванова*  
Обложка художника *М. В. Носова*

Сдано в набор 17/X 1968 г. Подписано в печать 20/II 1969 г. Т-03729. Формат 60×90<sup>1/16</sup>.  
Печ. л. 8,75 с вкл. Уч.-изд. л. 8,70 с вкл. Бумага № 3. Индекс 1—3—1. Заказ 2452/779—3.  
Тираж 2200 экз. Цена 52 коп.

Издательство «Недра», Москва, К-12, Третьяковский проезд, 1/19.  
Ленинградская типография № 14 «Красный Печатник» Главполиграфпрома  
Комитета по печати при Совете Министров СССР. Ленинград, Московский проспект, 91.