

ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ ИНФОРМАЦИОННЫЕ СИСТЕМЫ

УДК 621.317.445

В. Д. ГЕЛЬФАНД, Э. В. ПАСЬКО,
Э. П. ШУРИНА, Г. А. ШТАМБЕРГЕР
(Новосибирск)

ХАРАКТЕРИСТИКИ ЕСТЕСТВЕННОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ И ИХ ИЗМЕРЕНИЕ ПРИ ГЕОФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЯХ

В Советском Союзе проводятся интенсивные исследования в области разработки теории и аппаратуры для различных методов аэроэлектроразведки. О состоянии и перспективах развития этих методов можно судить по работам [1, 2]. Если в начальный период исследований усилия главным образом были направлены на разработку теории и измерительных систем для методов, основанных на искусственном возбуждении первичного поля, то в последнее время определенное внимание уделяется методу решения поисковых и картировочных задач, базирующемуся на использовании естественного электромагнитного поля Земли (ЕЭМП). Основными причинами, обуславливающими целесообразность использования метода ЕЭМП в практике геофизических исследований, являются: 1) отсутствие генераторных устройств для возбуждения первичного поля, что значительно повышает эффективность метода; 2) возможность комплексирования аэроэлектроразведки с другими аэрогеофизическими методами; 3) значительное расстояние точек наблюдения от источников поля, что является одним из факторов, определяющих повышенную глубинность поисков. Вместе с тем слабая интенсивность, вариации во времени, случайный характер естественных полей требуют серьезного подхода к выбору измеряемых параметров и принципов построения измерительных систем. Ряд работ, появившихся в последнее время [3—8], посвященных изучению структуры и временных характеристик ЕЭМП, облегчает поставленную задачу.

В настоящей статье сообщается об исследованиях, проведенных в ИАЭ СО АН СССР по изучению пространственных характеристик вторичных полей при воздействии на объекты повышенной проводимости эллиптически поляризованной в горизонтальной плоскости электромагнитной волны, оценке информационных свойств параметров, принятых в качестве измеряемых, и принципов построения аппаратуры для реализации подобных измерений.

Известно [3—6, 8], что естественное электромагнитное поле в частотном диапазоне 100—1000 *гц* обусловлено в основном грозовой деятельностью, имеющей место в экваториальных частях земного шара. Используя некоторые допущения, возможно ограничиться представлением этого поля совокупностью монохроматических волн с различными

частотами, а источник таких колебаний — совокупностью ряда монохроматических источников [9].

Учитывая удаленность источников естественных электромагнитных полей, нетрудно показать, что в нижнем полупространстве основную роль играют только горизонтальные компоненты E и H первичного поля.

Исследованиям вторичных полей, обусловленных дифракцией плоских линейно поляризованных волн на сферических телах, посвящены работы [10, 11]. В этих исследованиях вторичное поле сферы с учетом влияния вмещающей среды представляется полем двух диполей, магнитного и электрического, направление моментов которых определяет

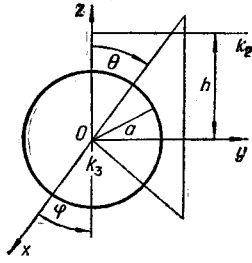


Рис. 1.

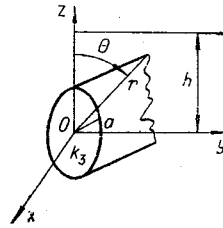


Рис. 2.

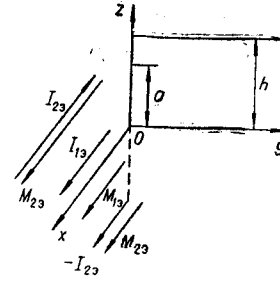


Рис. 3.

ся направлением векторов H и E первичного поля. При линейной поляризации первичного поля с компонентами E_x , H_y , вторичное поле, обусловленное сферой, может быть описано в сферической системе координат (рис. 1) известными соотношениями [10].

Значения компонент вторичного поля, обусловленного сферой при первичном эллиптически поляризованном поле, могут быть получены в результате совместного рассмотрения в точке наблюдения двух магнитных H_x , H_y и двух электрических E_x , E_y компонент. Решение этой задачи при наличии в однородном полупространстве одновременно E и H поляризации приводит к следующим соотношениям для магнитных компонент поля в декартовой системе координат:

$$\begin{aligned}
 H_z^2 &= \frac{e^{-ik_2 R}}{R^3} \left[P_{M\theta 1} \frac{h}{R^2} (2 + 2ik_2 R - K_2^2 R^2) + \gamma_2 (1 + ik_2 R) \right]; \\
 H_x^2 &= \frac{e^{-ik_2 R}}{R^3} \left\{ P_{M\theta 1} \left[\frac{1 + ik_2 R}{R^2} (rx) - \frac{k_2^2 R^2 - ik_2 R - 1}{R^2} \left(\frac{h^2 x}{r} \right) + \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. + \frac{P_{M\theta 2}}{P_{M\theta 1}} (k_2^2 R^2 - ik_2 R - 1) \left(\frac{y}{r} \right) \right] + P_{\theta\theta 1} \gamma_2 \times \right. \\
 &\quad \left. \times \left[(1 + ik_2 R) \left(x + y \frac{P_{\theta\theta 2}}{P_{\theta\theta 1}} \right) \left(\frac{h}{r} \right) \right] \right\}; \quad (1) \\
 H_y^2 &= \frac{e^{-ik_2 R}}{R^3} \left\{ P_{M\theta 1} \left[\frac{1 + ik_2 R}{R^2} (ry) + \frac{k_2^2 R^2 - ik_2 R - 1}{R^2} (hy) - \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. - \frac{P_{M\theta 2}}{P_{M\theta 1}} (k_2^2 R^2 - ik_2 R - 1) \left(\frac{x}{r} \right) \right] - P_{\theta\theta 1} \gamma_2 \times \right. \\
 &\quad \left. \times \left[(1 + ik_2 R) \left(y - x \frac{P_{\theta\theta 2}}{P_{\theta\theta 1}} \right) \left(\frac{h}{r} \right) \right] \right\}, \\
 \text{где} \quad P_{\theta\theta 1} &= \frac{\gamma_3 - \gamma_2}{\gamma_3 + 2\gamma_2} a^3 \left(-E_{0x} \frac{y}{r} + E_{0y} \frac{x}{r} \right);
 \end{aligned}$$

$$P_{\text{ээ2}} = \frac{\gamma_3 - \gamma_2}{\gamma_3 + 2\gamma_2} a^3 \left(-E_{0x} \frac{x}{r} + E_{0y} \frac{y}{r} \right);$$

$$P_{\text{мэ1}} = \frac{D_1 a^3}{2} \left(H_{0x} \frac{x}{r} + H_{0y} \frac{y}{r} \right); \quad P_{\text{мэ2}} = \frac{D_1 a^3}{2} \left(H_{0x} \frac{y}{r} + H_{0y} \frac{x}{r} \right);$$

γ_2 — проводимость вмещающей среды; γ_3 — проводимость сферы; D_1 — функция параметра сферы $\gamma_3 \omega \mu_0 a^2$; $k_2 = \sqrt{-i \omega \gamma_2 \mu_0}$ — волновое число вмещающей среды; E_{0x} , E_{0y} , H_{0x} , H_{0y} — напряженность первичного электрического и магнитного поля в центре сферы.

Как следует из приведенных выражений, при воздействии на проводящую сферу эллиптически поляризованной плоской волны аномальный эффект может быть описан двумя парами ортогональных электрических и магнитных диполей, помещенных в центре сферы, моменты которых в общем случае сдвинуты по фазе.

В качестве приближенной модели вытянутых неоднородностей принимается бесконечный проводящий цилиндр (рис. 2). Задача определения вторичного поля как реакции цилиндра, помещенного в проводящую среду при наличии первичного эллиптически поляризованного в горизонтальной плоскости поля, решается наложением трех эквивалентных полей: поля кабеля с током $I_{1\text{э}}$, двухпроводной линии с эквивалентным электрическим током $I_{2\text{э}}$ и трех бесконечных соленоидов с эквивалентными токами $M_{1\text{э}}$ и $M_{2\text{э}}$ (рис. 3). В этом случае в точке наблюдения будут иметь место все три пространственные компоненты вторичного электрического и магнитного полей. Для магнитных компонент вторичного поля в декартовой системе координат справедливы следующие соотношения:

$$H_z = -i \frac{I_{1\text{э}} k_2}{4} H_1^{(2)}(k_2 r) \frac{y}{r} - \frac{I_{2\text{э}} k_2^2 a}{4} \frac{zy}{r^2} \left[H_1^{(2)}(k_2 r) - \frac{H_1^{(2)}(k_2 r)}{k_2 r} \right];$$

$$H_y = i \frac{I_{1\text{э}} k_2}{4} H_1^{(2)}(k_2 r) \frac{z}{r} + i \frac{I_{2\text{э}} k_2^2 a}{4} \frac{1}{r^2} \left[z^2 H_1^{(2)}(k_2 r) + y^2 \frac{H_1^{(2)}(k_2 r)}{k_2 r} \right]; \quad (2)$$

$$H_x = -i \frac{\gamma_2 M_{1\text{э}}}{4} H_0^{(2)}(k_2 r) - i \frac{\gamma_2 M_{2\text{э}} k_2 a}{4} H_1^{(2)}(k_2 r) \frac{z}{r},$$

где

$$I_{1\text{э}} = -4 H_{0y} \pi (k_3 a)^2 V; \quad I_{2\text{э}} = -i 4 H_{0y} \pi (k_2 a) T;$$

$$M_{1\text{э}} = \pi E_{0y} (k_2 a)^2 T; \quad M_{2\text{э}} = i 2 \pi E_{0y} (k_2 a) \frac{\gamma_3 - \gamma_2}{\gamma_3 + \gamma_2};$$

$k_3 = \sqrt{-i \omega \gamma_3 \mu_0}$ — волновое число цилиндра; V , T — функции, определяемые радиусом цилиндра и волновыми числами цилиндра и вмещающей среды; $H_0^{(2)}(k_2 r)$, $H_1^{(2)}(k_2 r)$ — функции Ханкеля второго рода; $H_1^{(2)}(k_2 r)$ — производная $H_1^{(2)}(k_2 r)$.

Составляющие H_z и H_y обусловлены первичным полем типа (E_x, H_y) , а составляющая H_x — первичным полем типа (E_y, H_x) . Эквивалентные токи, входящие в эти выражения, определяются радиусом цилиндра, первичным полем на оси цилиндра и соотношением проводимостей вмещающей среды и цилиндра. Связь между отдельными составляющими магнитной компоненты вторичного поля с параметрами цилиндра неравноценна. Анализ выражения (2) показывает, что составляющая H_x определяется в основном влиянием вмещающей среды, а H_y и H_z — цилиндрической неоднородностью. В то же время, как нетрудно заметить, из рассмотрения выражений (1) все пространственные составляющие магнитной компоненты вторичного поля сферы практически в одинаковой степени определяются сферической неоднородностью.

Таким образом, возникновение компоненты H_z может являться информацией о наличии тел повышенной проводимости, расположенных под дневной поверхностью.

Наряду с этим следует отметить, что ЕЭМП имеют случайный (шумовой) характер и поэтому оценка явлений, базирующаяся на интерпретации монохроматических сигналов, должна рассматриваться лишь как приближенная модель. Предположив, что над однородным полупространством ЕЭМП можно представить совокупностью плоских горизонтально поляризованных волн, а вертикальная составляющая обусловлена только проводящим объектом, в качестве измеряемых параметров можно использовать угол наклона плоскости поляризации [6], отношение главных полуосей эллипса поляризации и угла их наклона к горизонту. Эти параметры мало зависят от изменений уровня первичного поля. При этом следует помнить, что как первичное, так и вторичные поля имеют случайный характер. Поскольку в соответствии с требованиями обработки и интерпретации измерение производится в сравнительно узкой полосе частот, то измерению подлежат характеристики узкополосного случайного процесса.

Интенсивность естественных электромагнитных полей весьма слаба и, как правило, соизмерима с уровнем внутренних шумов аппаратуры. В связи с этим предложен и реализован ряд схем для измерения относительных корреляционных характеристик между горизонтальной и вертикальной составляющими ЕЭМП, однозначно связанных с параметрами проекции эллипса поляризации на вертикальную плоскость.

Для измерения отношения усредненных значений сигналов, наводимых в приемных элементах, расположенных под углом 45° к горизонту, может быть использована схема (рис. 4, а). Сигналы с приемных

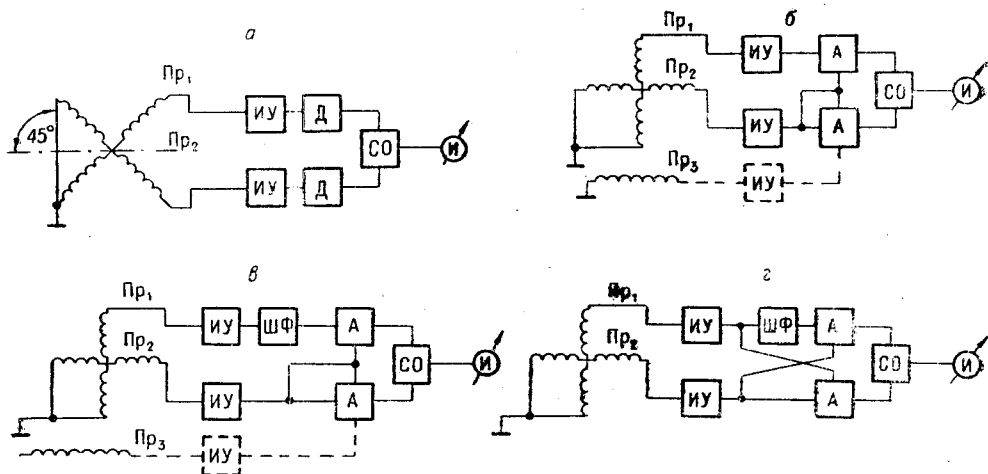


Рис. 4.

рамок (Pr_1 и Pr_2) после соответствующего усиления и селекции избирательными усилителями (ИУ) детектируются квадратичными детекторами (Д) и поступают на схему измерения отношения (СО). Показание измерительного прибора (И) на выходе этой схемы равно

$$N_1 = n_1 \frac{1 + l^2 + (1 - l^2) \sin 2\alpha + 2\eta_1}{1 + l^2 (1 - l^2) \sin 2\alpha + 2\eta_2},$$

где l — отношение главных полуосей; α — угол наклона большей полуоси проекции эллипса поляризации на вертикальную плоскость; η_1, η_2 —

величины отношения мощностей внутренних шумов аппаратуры и полезных сигналов в каналах; n_1 — коэффициент пропорциональности.

Анализ приведенного выражения показывает, что такое устройство обладает преимущественной чувствительностью к изменению параметра α . К сожалению, показание прибора в сильной степени зависит от соотношения сигнал/шум на входе аппаратуры. Поэтому подобная схема может быть рекомендована лишь при достаточном уровне первичного поля, когда соотношение сигнал/шум заведомо большое.

Для уменьшения влияния на результаты измерений некоррелированных внутренних шумов аппаратуры предложено определять отношение вещественного коэффициента взаимной корреляции сигналов к дисперсии одного из них (см. рис. 4, б). Здесь А — умножающая схема. При таком построении устройства показание выходного прибора определяется зависимостью

$$N_2 = n_2 \frac{(1 - l^2) \sin 2\alpha}{1 + l^2 + (1 - l^2) \cos 2\alpha + 2\eta_2}$$

Если в один из каналов ввести широкодиапазонную фазосдвигающую цепь (ШФ), обеспечивающую поворот всей полосы частот на угол 90° (см. рис. 4, в), то показание выходного прибора будет равно

$$N_3 = n_3 \frac{2l \cos 2\alpha}{1 + l^2 + (1 - l^2) \cos 2\alpha + 2\eta_2}$$

Измерительные устройства, построенные по последним двум схемам, характеризуются меньшими погрешностями за счет шумов аппаратуры. Эти погрешности могут быть еще более снижены, если на вторую умножающую схему подать сигнал с выхода автономного третьего канала (показан на схемах пунктиром). Кроме того, анализ выражений, определяющих показания приборов, показывает, что схема (см. рис. 4, б) обладает преимущественной чувствительностью к изменению угла α , а схема (см. рис. 4, в) более чувствительна к изменениям l .

На рис. 4, г приведен вариант схемы, обеспечивающей возможность измерения отношения мнимого и вещественного коэффициентов корреляции двух сигналов. Показание прибора, включенного на выходе такой схемы, будет выражаться соотношением

$$N_4 = n_4 \frac{2l}{1 - l^2} \operatorname{ctg} 2\alpha,$$

из которого следует, что схема чувствительна одновременно и к α и к l и что собственные шумы мало сказываются на результате измерения.

При выводе приведенных выражений предполагалось, что время усреднения достаточно большое. В реальных условиях не всегда имеется возможность обеспечить требуемое время усреднения, поэтому будут возникать дополнительные погрешности.

Рассмотренные структурные схемы были положены в основу двух вариантов аппаратуры аэроэлектроразведки и нескольких комплектов для наземных исследований. Работы методом ЕЭМП проводились в Киргизии, Казахстане, Узбекистане, Алтайском крае и Новосибирской области. О результатах наземных исследований представление можно получить из публикаций [12, 13]. Предварительная обработка материалов аэроэлектроразведки говорит о высокой экономической эффективности метода, совпадаемости результатов при повторных полетах и возможности достаточно объективной оценки структуры исследуемого

района. Наряду с этим следует отметить, что в процессе дальнейших работ необходимо серьезное внимание уделить вопросу понижения порога чувствительности измерительных систем.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. В. Якубовский. Современное состояние индуктивных методов рудной геофизики.— Труды II межвузовской научной конференции по индуктивным методам рудной геофизики. М., 1966.
2. К. Б. Карандеев, Г. А. Штамбергер. Современное состояние и перспективы развития аэроэлектроразведочных методов.— «Геофизическая аппаратура», вып. 24. М., «Недра», 1965.
3. Н. Г. Клейменова. О выборе рабочей частоты в методе «АФМАГ».— Изв. АН СССР, Физика Земли, 1965, № 8.
4. Н. Г. Клейменова. Некоторые замечания о природе естественных электромагнитных вариаций в диапазоне 100—1000 гц.— Изв. АН СССР, Физика Земли, 1965, № 2.
5. Н. Г. Клейменова. Современные представления о природе высокочастотных вариаций электромагнитного поля Земли (1 гц — 1 кгц).— Изв. АН СССР, серия геофизическая, 1963, № 12.
6. S. H. Ward. AFMAG — Airborne and Ground.— Geophysics, 1959, v. XXIV, № 4.
7. Л. В. Артманов. О наблюдениях магнитного поля в диапазоне частот 100—1000 гц.— Изв. АН СССР, Физика Земли, 1966, № 2.
8. J. R. Maxwell, D. L. Stone. Natural Noise Fields from 1 cps to 100 kc.— IEEE Trans. on Antennas and Propagation, 1963, v. 11, № 3.
9. Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц. Теория поля. М., Физматгиз, 1962.
10. А. А. Кауфман. О влиянии вмещающей среды на результаты индуктивной электроразведки рудных месторождений в волновой зоне.— Труды Института геологии и геофизики СО АН СССР, вып. 11. Новосибирск, 1961.
11. А. А. Кауфман. Три способа возбуждения поля в низкочастотной электроразведке рудных месторождений.— Геология и геофизика СО АН СССР, 1961, № 5.
12. В. Г. Волыкин и др. Некоторые результаты применения естественных электромагнитных полей для поиска высокопроводящих рудных тел.— В сб. «Физические методы автоматического контроля». Фрунзе, «ИЛИМ», 1964.
13. В. А. Ерхов. Опыт применения естественных электромагнитных полей в Северной Киргизии, вып. 78, серия 11. М., ОНТИ ВИЭМС, 1965.

Поступила в редакцию
2 июля 1969 г.