ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГЛУБИНЫ И ПРОДОЛЬНОЙ ПРОВОДИМОСТИ ПРОВОДЯЩЕГО СЛОЯ ПРИ ДВУХПЕТЛЕВОМ ИНДУКТИВНОМ ЧАСТОТНОМ ЗОНДИРОВАНИИ

Ратушняк А.Н., Сарвартинов А.И. - Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург

Аннотация. Выполнены расчеты и проведен анализ магнитного поля двухпетлевой установки индукционного частотного зондирования, расположенной на полупространстве над проводящей S–плоскостью. Приведены амплитудно – частотные зависимости поведения вертикальной составляющей поля от величины продольной проводимости и глубины ее положения. Приведена палетка для определения параметров S – плоскости по частотной зависимости отношения квадратур вертикальной составляющей напряженности магнитного поля.

DEFINITION OF DEPTH AND LONGITUDINAL CONDUCTIVITY OF A CONDUCTING LAYER WHILE TWO - LOOPBACK INDUCTIVE FREQUENCY SOUNDING

Ratushnyak A.N., Sarvartinov A.I. — Institute of Geophysics UB of RAS, Yekaterinburg.

Abstract. Calculations and analysis of a magnetic field of two - loop installation of induction frequency sounding located on half - space above a conducting S - plane have been carried out. The amplitude-frequency dependences of field vertical component behavior on size of longitudinal conductivity and depth of its position have been given. There has been given a transparency for definition of S - plane parameters according to frequency dependences of the relationships between quadratures of vertical component of magnetic field intensity.

При проведении детализационных электроразведочных работ на аномальных по проводимости участках, необходим способ надежной оценки глубины залегания проводящего объекта. Для решения такой задачи в Институте геофизики УрО РАН разработан и опробован метод двухпетлевого индукционного частотного зондирования [1]. Схема установки для проведения измерений методом двухпетлевого индуктивного частотного зондирования приведена на рис. 1.

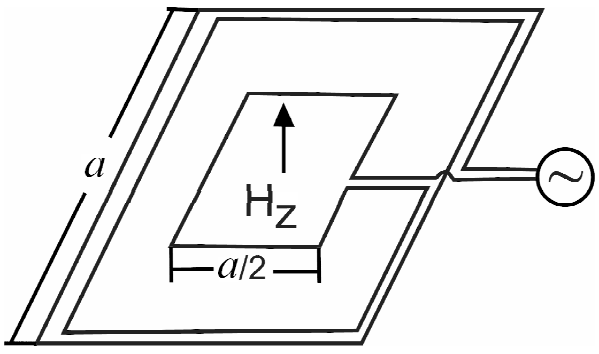

Рис. 1. Схема установки метода двухпетлевого индуктивного частотного зондирования.

Идея использования двухпетлевого зондирования состоит в компенсации в центре установки первичного магнитного поля, создаваемого постоянным током двойной наружной петли, встречным магнитным полем внутренней петли.

Согласно закону Био – Савара, магнитное поле постоянного тока H_z на оси установки для двойной наружной квадратной петли со стороной a и внутренней петли со стороной $a/2$ со встречным моментом можно найти как суперпозицию полей линейных отрезков.

В центре установки при z = 0 вертикальная составляющая напряженности магнитного поля H_z равна нулю.

$$H_z = \frac{J}{4\pi}\left\{\frac{8}{a/2} - \frac{4}{a/4}\right\} 2\cos\alpha = 0 \qquad (1)$$

Как видно из (1), измерения магнитного поля с такой установкой проводятся в отсутствии первичного поля источника, что позволяет с большей точностью выделять полезный сигнал, обусловленный наличием в разрезе проводящих объектов.

Однако вне этой точки магнитное поле уже не скомпенсировано. Поскольку момент наружной петли превосходит момент внутренней петли, на оси установки с увеличением z на очень низкой частоте магнитное поле сначала достигает экстремального значения в точке на глубине $z = -a/3$, а затем плавно убывает (левая часть рис.2 при $S = 0$). Следовательно, измерения с двухпетлевой установкой позволяют уменьшить экранирующее влияние поверхностных слоев и, наоборот, увеличить

влияние слоев, находящихся на глубине.

Если режим тока переменный, то электромагнитное поле становится комплексным за счет волнового затухания в проводящем полупространстве, зависящим от частоты ω и электропроводности пород s_0 и в центре установки при z = 0 будет отличаться от нуля. В этом случае расчет магнитного поля сводится к суперпозиции полей токов в прямолинейных отрезках – сторонах петли, находящейся на поверхности однородного полупространства. В свою очередь, поле тока в каждом незаземленном отрезке определяется интегрированием по длине стороны прямой от элементарного электрического дипольного источника, направленного вдоль тока в отрезке, а составляющие магнитного поля элементарного диполя, соответственно, по формуле векторного анализа $dH = rotA$, где: A – вектор-потенциал переменного электрического диполя для проводящего полупространства [2].

Для электрического незаземлённого диполя отличной от нуля будет только одна составляющая вектор – потенциала, направленная по току – составляющая A_x, поскольку A_z - составляющая отражает влияние заземленных концов электрического диполя для полупространства.

Если на некоторой глубине h расположена проводящая горизонтальная плоскость с продольной проводимостью $S = \sigma_s \cdot d_s$ [См], то вертикальная составляющая магнитного поля H_z в центре двухпетлевой установки будут отличаться от нормального поля тем больше, чем выше продольная проводимость S и меньше глубина положения плоскости.

Для расчета поля воспользуемся решением задачи о поле горизонтального электрического диполя и погруженной S – плоскости [3].

Выразив все расстояния в долях стороны петли a и волновое число k через безразмерный волновой параметр p, получим расчетную формулу вертикального магнитного числа двухпетлевой установки на оси $z \le 0$ установки вида:

$$h_z = \frac{H_z 4\pi a}{J} = 8\int_{-1/2}^{1/2}\frac{y}{r}\int_0^{\infty} f\cdot\lambda^2 J_1(\lambda r)d\lambda d\xi - \quad (2)$$
$$-4\int_{-1/4}^{1/4}\frac{y}{r}\int_0^{\infty} f\cdot\lambda^2 J_1(\lambda r)d\lambda d\xi$$

где для точек выше S – плоскости $z \ge h$

$$f = \frac{m-\lambda}{m}\frac{2m + jpS - jpSe^{-2mh}}{\alpha}e^{mz} -$$
$$-2\frac{jpS}{\alpha}e^{-m(z+2h)} + \frac{e^{m(z-h)}}{m}$$

Для точек ниже S – плоскости $z \le h$:

$$f = 4\frac{m}{\alpha}e^{mz},$$

$$\alpha = (m+\lambda)(2m + jpS) + (m-\lambda)jpSe^{-2mh}$$

J_1 (λr) – функция Бесселя первого рода первого порядка;

$r = \sqrt{(x-\xi)^2 + y^2}$; $m = \sqrt{\lambda^2 + jp}$;

$jp = k^2a^2 = j\omega\mu_o\sigma_o a^2$,

где $p = 7.89 f\sigma_o a^2$ – безразмерный волновой параметр, здесь размер стороны наружной петли a выражен в км. Для расчета нормального поля нужно положить в формуле (2) величину $S = 0$, при этом $f = 2e^{mz}/(m+\lambda)$.

По формуле (2) проведены расчеты вертикального магнитного числа h_z на оси z для ряда значений волнового параметра p и относительной продольной проводимости S – плоскости $\bar{S} = S/(\sigma_o a)$, расположенной на глубине h < 0 (рис.2).

Для расчета интегралов от комплексных осциллирующих функций использовалась программа с цифровым фильтром Андерсона [4]. Вычисление внешних интегралов в конечных пределах проводилось методом Гаусса [5].

Влияние проводящей S - плоскости приводит к существенному изменению вида нормального магнитного поля (кривые S = 0). В *Re* и *Jm* компонентах вертикального магнитного числа h_z на глубине положения S – плоскости отмечается локальная аномалия, которая зависит от величины относительной продольной проводимости $\bar{S}$. Реальная часть h_z с увеличением $\bar{S}$ уменьшается от максимальной

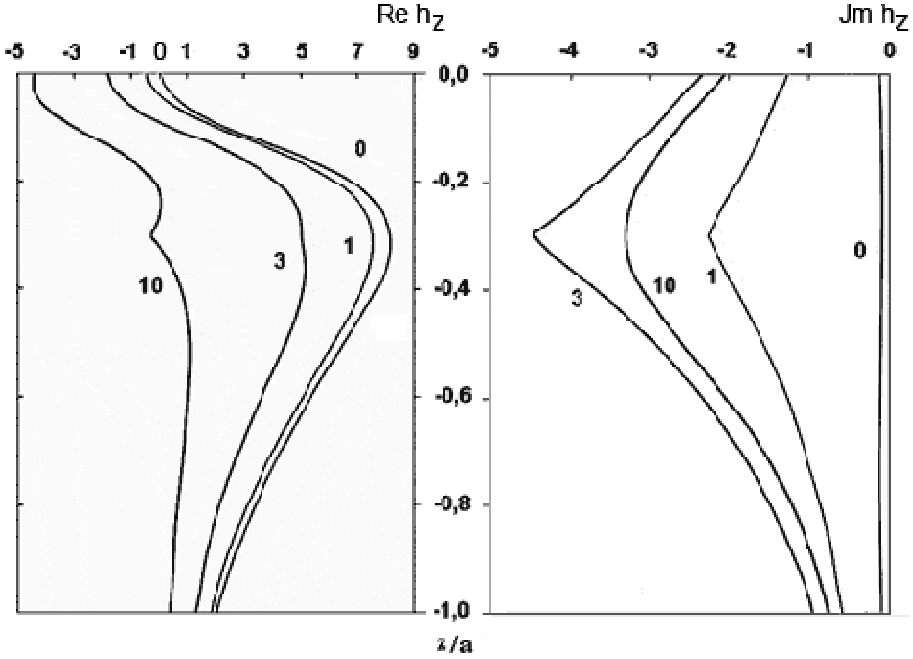

Рис. 2. Графики *Re* и *Jm* компонентов вертикального магнитного числа h_z двухпетлевой установки по оси z. Глубина *S* – плоскости h = – 0,3*a*. Волновой параметр среды p = 0,1. Шифр кривых – относительная продольная проводимость $\overline{S}$.

ного значения на глубине z = –*a*/3 и изменяет знак. При этом на дневной поверхности знак *Re* h_z отрицательный. Мнимая компонента *Jm*h_z с ростом $\overline{S}$ сначала достигает экстремального значения на глубине положения *S* – плоскости z = – 0.3*a* и затем убывает по модулю.

Рассмотрим частотную зависимость *Re* и *Jm* компонентов вертикального магнитного числа h_z для глубины *S* – плоскости h= – 0,3·*a* для точки в центре установки на дневной поверхности z = 0 (рис.3).

Реальная часть нормального магнитного поля *Re* h_z при $\overline{S}$ = 0 представляет собой одноэкстремальную кривую, в то время как мнимая часть *Jm* h_z является знакопеременной функцией с переходом через ноль в точке экстремума *Re* h_z.

Частотные характеристики *Re* и *Jm* h_z для проводящей *S* – плоскости существенно отличаются от вида частотных характеристик нормального поля (при $\overline{S}$ = 0) и могут служить критерием для определения величины продольной проводимости $\overline{S}$.

Однако, поскольку измерения абсолютного значения магнитного поля требуют измерения величины тока с такой же точностью, то более удобной характеристикой является использование относительных величин поля, например, отношения компонентов *Re*h_z/*Jm*h_z или фазовый угол вертикального магнитного числа

$$\varphi = arctg(\, Jmh_z \,/\, Reh_z \,)$$

.

На рис.4 приведены частотные характеристики отношения компонентов *Re*h_z/*Jm*h_z для точки в центре установки z = 0 в зависимости от величины продольной проводимости при глубине положения h/*a* = – 0,3.

Из рис.4 видно, что частотные характеристики отношения квадратурных компонентов *Re*h_z/*Jm*h_z более чувствительны к изменению величины

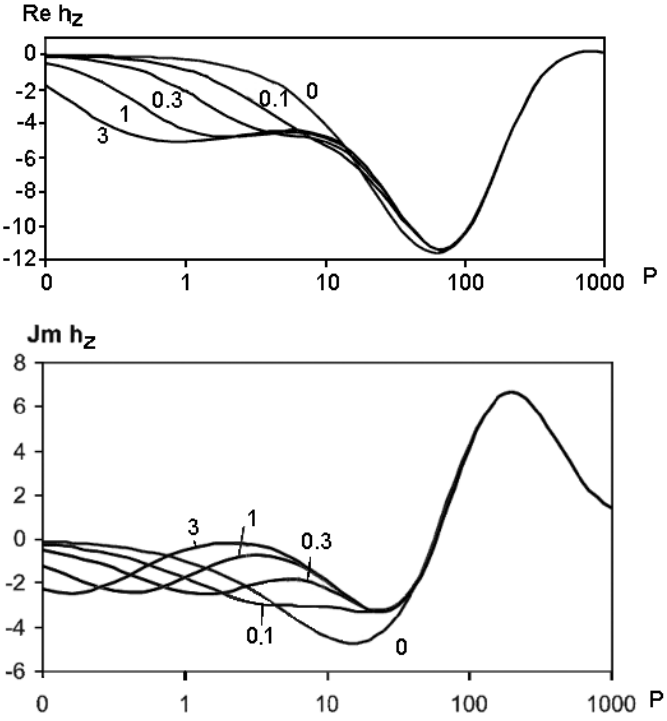

Рис. 3. Частотные кривые *Re* и *Jm* компонентов вертикального магнитного числа h_z при z = 0 (шифр кривых – значения $\overline{S}$).

продольной проводимости $\overline{S}$. При этом

скачек частотной характеристики $Re h_z/Jm h_z$ при волновом параметре среды

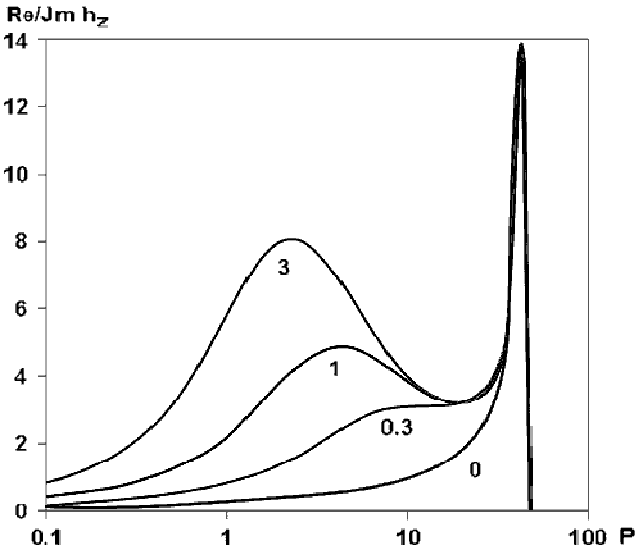

Рис. 4. Частотные характеристики отношения компонентов $Re h_z/Jm h_z$ вертикального магнитного числа на дневной поверхности z = 0 при глубине положения h/*a* = – 0,3. (Шифр кривых – относительная продольная проводимость $\bar{S}$) .

p = 56.4, обусловленный сменой четверти мнимой компоненты поля $Jm\ h_z$, практически не зависит от величины $\bar{S}$ и определяется только электропроводностью вмещающей среды σ_0.

Частоту, на которой происходит скачек частотной характеристики $Re h_z/Jm h_z$, при известном значении a размера установки, следует использовать для определения электропроводности вмещающей среды $\sigma_o = 7.14/(f \cdot a^2)$, где: f – частота [Гц], a – размер установки [км].

На рис.5 приведены частотные характеристики отношения компонентов $Re h_z/Jm h_z$ для точки в центре установки z = 0 в зависимости от ее глубины h/*a* для постоянной величины $\bar{S}$ = 3.

Как следует из рис. 5, частотные характеристики отношения $Re h_z/Jm h_z$ вертикального магнитного числа зависят не только от величины продольной проводимости $\bar{S}$, но и от глубины ее положения.

Это подтверждает возможность использования отношения компонентов $Re h_z/Jm h_z$ по измерениям на спектре частот в качестве критерия для определения величины продольной проводимости $\bar{S}$ и ее глубины h/*a***.**

На рис. 6 приведена палетка для определения относительной продольной проводимости $\bar{S}$ и относительной глубины h/*a* по частотной характеристике отношения компонентов $Re h_z/Jm h_z$ вертикального магнитного числа.

Для перехода к абсолютным значениям глубины и продольной проводимости $S = \bar{S} \cdot \sigma_o \cdot a$ следует использовать значение электропроводности вмещающей среды, полученное по точке скачка частотной характеристики отношения компонентов $Re h_z/Jm h_z$.

Для однозначного определения с помощью палетки двух неизвестных параметров – продольной проводимости S и глубины h – необходимо провести измерения с двумя различными разносами a установки.

В настоящее время разрабатывается программное обеспечение для создания электронной палетки для определения глубины h и продольной проводимости S

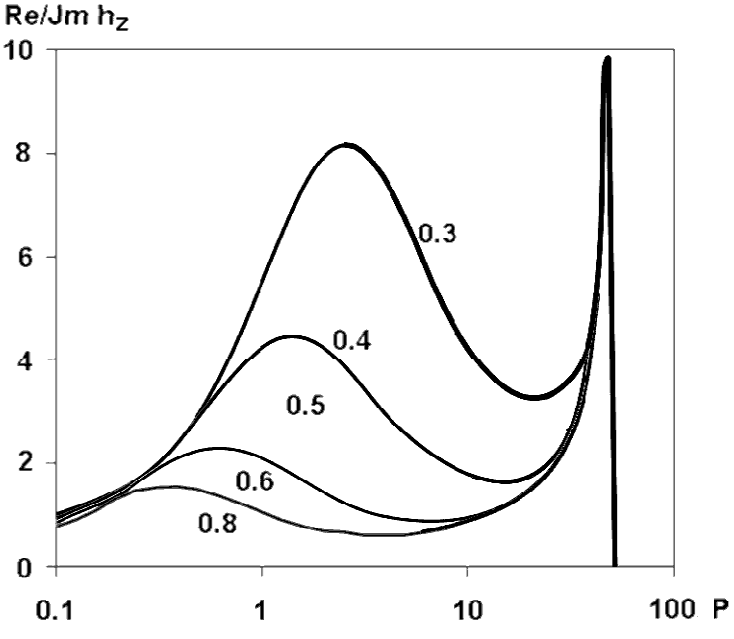

Рис.5. Частотные характеристики отношения компонентов $Re h_z/Jm h_z$ вертикального магнитного числа на дневной поверхности z = 0 для постоянной величины продольной проводимости $\bar{S}$ = 3. (Шифр кривых – относительная глубина S – плоскости h/*a*)**.**

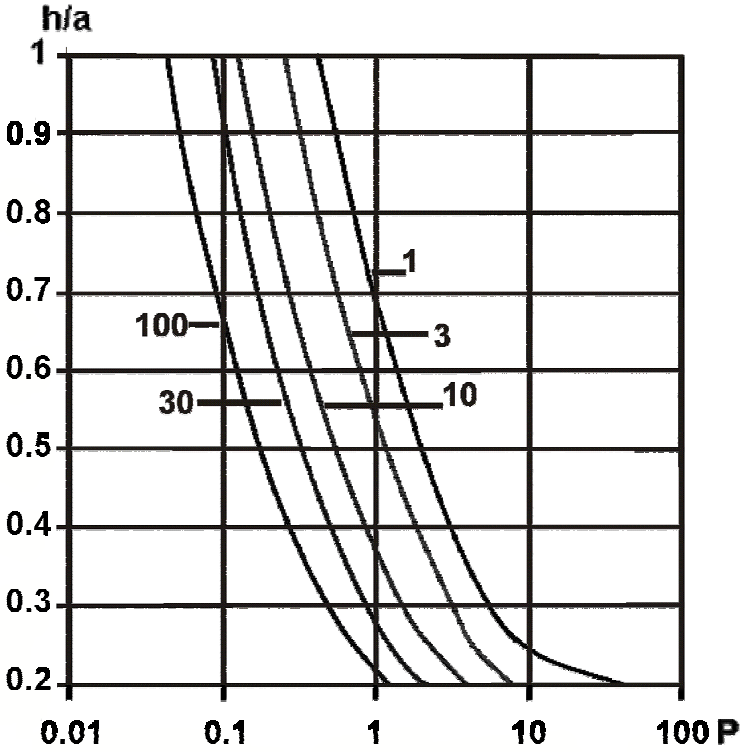

Рис. 6. Палетка определения относительной глубины h/*a* и величины относительной продольной проводимости $\overline{S}$ (шифр кривых) по частотной характеристике отношения $Re h_z/Jm h_z$ вертикального магнитного числа.

по индуктивным частотным зондированиям с двухпетлевой установкой.

Выводы.

- Фазочувствительные измерения вертикальной составляющей магнитного поля при индуктивных частотных зондированиях с двухпетлевой установкой позволяют выделить погруженный горизонтальный проводящий пласт малой мощности.
- Использование частотных характеристик отношения квадратурных компонентов $Re h_z/Jm h_z$ вертикальной составляющей магнитного поля позволяет на основе созданных палеток определить его физико – геометрические характеристики – глубину h и величину продольной проводимости *S*.

Литература

1. *Чистосердов Б.М., Человечков А.И., Байдиков С.В.* Патент № 2156987 RU. Способ индукционного вертикального зондирования. Бюлл. № 27. 2005.

2. *Заборовский А.И.* Переменные электромагнитные поля в электроразведке. М., МГУ, 1960, 186 с.

3. *Кормильцев В.В., Семенов В.Д.* Электроразведка методом заряда. М.: Недра, 1987. 218 с.

4. *Anderson W.L.* Computer Program Numerical integration of related Hankel transforms of orders 0 and 1 by adaptive digital filtering. Geophysics. Vol. 44. № 7, 1979, p.1287 – 1305.

5. Вычислительная математика и техника в разведочной геофизике: Справочник геофизика. М.: Недра, 1990. 498 с.