

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ИНДУКЦИОННОЙ ДВУХПЕТЛЕВОЙ УСТАНОВКИ ПРИ ЧАСТОТНОМ ЗОНДИРОВАНИИ АНОМАЛЬНЫХ ОБЪЕКТОВ

А.И. Человечков, Б.М. Чистосердов, С.В. Байдилов

Институт геофизики УрО РАН, 620016, Екатеринбург, ул. Амундсена, 100, Россия

Рассматривается двухпетлевая индукционная установка, позволяющая осуществлять вертикальную фокусировку первичного магнитного поля, в результате чего при проведении частотного зондирования удастся уменьшить влияние верхних слоев разреза на измеряемый сигнал. Показано, что частотная зависимость кажущегося сопротивления, определяемого по реальной части измеряемого магнитного поля, является более чувствительной к изменениям сопротивления разреза по сравнению к такой же кривой, рассчитанной по модулю измеряемого поля. Справедливость этого вывода подтверждается результатами эксперимента.

Двухпетлевая установка, фокусировка поля, частотное зондирование.

THE USE OF A TWO-LOOP SYSTEM FOR FREQUENCY-DOMAIN INDUCTION SOUNDING OF ANOMALOUS OBJECTS

A.I. Chelovechkov, B.M. Chistoserdov, and S.V. Baidikov

We discuss a two-loop measurement system for frequency-domain induction sounding, which allows vertical focusing of the primary magnetic field thus reducing the disturbance from shallow subsurface. The frequency dependence of apparent resistivity estimated from the real part of the measured magnetic field turns out to be more sensitive than that found from the absolute total field, which is validated by experiments.

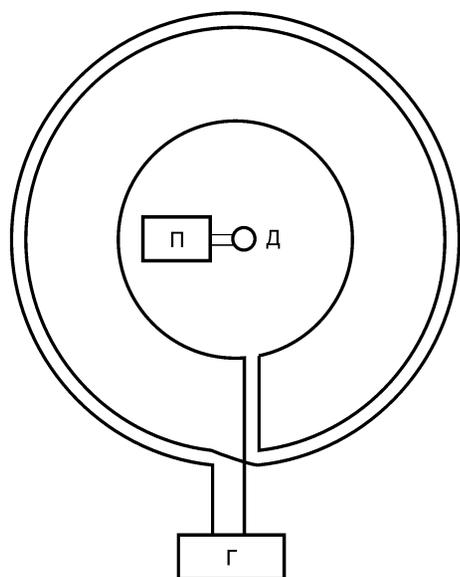
Two-loop measurement system, field focusing, frequency-domain induction sounding

ВВЕДЕНИЕ

Для проведения индукционных зондирований в настоящее время наиболее часто используются различные модификации метода переходных процессов. Частотное зондирование с использованием дипольной установки применяется значительно реже вследствие более низкой чувствительности по сравнению с методами переходных процессов.

В данной работе рассматривается двухпетлевая установка (ДПУ) [Патент..., 2000, 2004], в которой осуществляется вертикальная фокусировка первичного магнитного поля, что позволяет ослабить влияние верхних слоев разреза на измеряемый сигнал и, в конечном счете, приводит к повышению чувствительности установки.

ОПИСАНИЕ ДПУ И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ



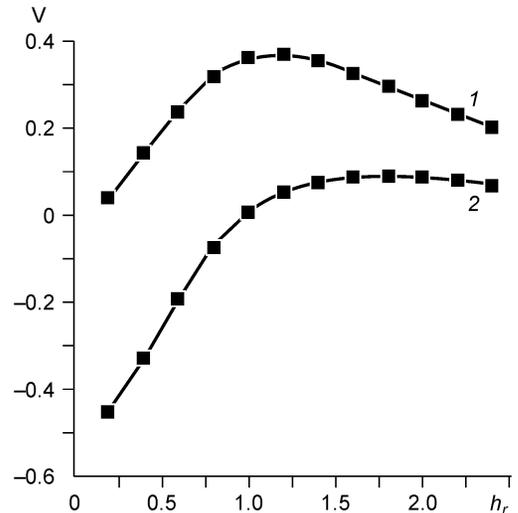
Предлагаемая установка имеет две соосные горизонтально ориентированные незаземленные петли, токи в них направлены взаимно противоположно (рис. 1). Рамки могут быть соединены как параллельно, так и последовательно. Оба способа соединения имеют свои достоинства и недостатки, но для практической реализации на стадии изучения метода наиболее пригодно последовательное соединение рамок, поскольку в этом случае в рамках течет один и тот же ток. Особенность рассматриваемого метода состоит в том, что внутренняя рамка используется для компенсации первичного магнитного поля в точке измерения. Как известно, осевая составляющая магнитного поля в центре рамки с радиусом R равна $H_0 = WI_0/2R$, где W — число витков, I_0 — ток в рамке. Поэтому для компенсации магнитного поля в центре установки при последовательном соединении внутренней рамки с радиусом R_1 и внешней рамки с радиусом $R_2 = 2R_1$

Рис. 1. Схема двухпетлевой установки:

Г — генератор, П — приемник, Д — датчик.

Рис. 2. Вертикальная зависимость первичного поля вдоль оси двухпетлевой установки при $R_2 = 2R_1$.

Кривая 1 — для изучаемой в данной работе установки, 2 — для установки, по [Won et al., 1997].



необходимо, чтобы число витков внешней рамки было равно двум. При точном соблюдении этих условий первичное магнитное поле в центре установки равно нулю. Нетрудно показать, что установка, имеющая в качестве источника магнитного поля две соосные рамки с радиусами R_1 и $R_2 = 2R_1$, позволяет осуществить вертикальную фокусировку первичного магнитного поля вблизи оси рамок. Действительно, осевая составляющая магнитного поля круглой рамки изменяется вдоль оси по закону $H_0 = (I_0/2R)(1 + h^2/R^2)^{-3/2}$, где h — расстояние от центра петли до точки измерения. В том случае, когда имеются две соосные рамки, токи в которых противоположно направлены, изменение вертикальной компоненты первичного поля с глубиной описывается следующей формулой

$$H_0 = (I_0/2R_1) [(1 + h^2/R_2^2)^{-3/2} - (1 + h^2/R_1^2)^{-3/2}].$$

Здесь R_1, R_2 — радиусы внутренней и внешней рамок. На рис. 2, где представлена зависимость безразмерной величины $V = 2R_1H_0/I_0$ от отношения $h_r = h/R_1$, видно, что максимум первичного поля реализуется при $h \sim 1.15R_1$ (кривая 1), при этом на поверхности земли первичное поле равно нулю. К сожалению, в реальных условиях, даже при строгом соблюдении заданной геометрии рамок, не удастся уменьшить первичное поле более чем в сто раз. Для точной компенсации первичного поля использовалась следующая процедура. При раскладке внутренней петли ее радиус увеличивался примерно в 1.01 раза. При этом появлялась небольшая недокомпенсация при положении датчика в центре рамок. Установление максимальной компенсации достигалось на минимально возможной частоте (f_k) путем плавного перемещения датчика от центра перпендикулярно проводу внутренней петли до достижения минимальных показаний приемника, что соответствовало измерению чисто мнимой части магнитного поля. Очевидно, что на частоте f_k компенсируется суммарное значение первичного магнитного поля и реальной части аномального магнитного поля, поэтому на этом этапе измерения не производятся. Покажем, что при увеличении частоты точность измерения реальной части аномального поля непрерывно увеличивается. Действительно, на самой низкой частоте имеем $B_{zr0} + B_{zp} = 0$, где B_{zr0} — реальная часть аномального поля, B_{zp} — величина нескомпенсированного первичного поля. Численные расчеты показывают, что на малых частотах реальная часть магнитного поля растет пропорционально квадрату частоты, поэтому при увеличении исходной частоты в четыре раза измеряемая величина магнитного поля равна $B_{zr} = 16B_{zr0} + B_{zp} = 15B_{zr0}$, т. е. ошибка измерения составляет $1/16 = 0.0625$. При дальнейшем увеличении частоты ошибка измерения реальной части магнитного поля становится еще меньше. Таким образом, интерпретацию частотной зависимости аномального магнитного поля можно начинать с частоты $4f_k$.

Ближайшим аналогом предлагаемого метода является двухпетлевое возбуждение первичного магнитного поля в методе искусственного подмагничивания (МИП) [Соловьев, 1960; Иванов и др., 1966]. В этом методе компенсация магнитного поля, создаваемая внешней петлей, производится с помощью внутренней петли меньших размеров, причем параметры источника магнитного поля, т. е. размеры петель и величины токов в них, задаются на основе теоретических расчетов. При измерениях с помощью МИП регистрируется суммарное значение первичного и вторичного магнитных полей, поэтому точность определения вторичного магнитного поля в этом методе целиком зависит от соответствия реальных параметров источника первичного магнитного поля их расчетным значениям.

Фокусировка первичного магнитного поля используется также при скважинных измерениях магнитного поля [Кауфман, 1965].

В зарубежной литературе [Won et al., 1997] встречаются упоминания о ДПУ, предназначенной для поисков неразорвавшихся снарядов, в этой установке имеются две петли с противоположно направленными токами, но внешняя петля имеет только один виток. Поэтому в этой конструкции компенсация первичного поля возможна только вне плоскости петель (см. рис. 2, кривая 2) на расстоянии, равном

примерно R_1 . Очевидно, что такая установка может применяться только в малоглубинном варианте (глубинность измерений порядка одного метра), в то время как двухпетлевая установка, рассматриваемая в данной работе, может использоваться до глубин порядка несколько сотен метров.

Известен также аппаратно-программный комплекс ЭМС (электромагнитный сканер), разработанный под руководством М.И. Эпова и А.К. Манштейна [Манштейн и др., 2008], в котором есть два приемных магнитных диполя с противоположно направленными магнитными моментами, в результате чего сигналы в приемных диполях вычитаются, и на АЦП поступает разностный сигнал. Данная установка предназначена для малоглубинных измерений.

Для повышения чувствительности установки по отношению к вертикальным изменениям электрического сопротивления разреза желательнее производить фазочувствительные измерения. Для определения реальной и мнимой частей измеряемого аномального поля в описываемой установке использовался модульный прибор, его датчик имел дополнительный виток, в который подавался ток от шунта, включенного в цепь рамок. Меняя фазу тока в дополнительном витке на 180° , т. е. используя „сумморазностный метод“ [Вакульский и др., 1985], измеряем два значения модуля магнитного поля B_1 и B_2 . С помощью известной формулы $B_{1,2} = (B_0^2 + B_v^2 \pm 2B_0B_v \cos \varphi)^{0.5}$ можно определить величину фазы по формуле $\cos \varphi = (B_1^2 - B_2^2)/4(B_0B_v)$, где $B_v = (0.5(B_1^2 + B_2^2) - B_0^2)^{0.5}$. Здесь B_0 — модуль поля в отсутствие тока в витке, B_v — магнитное поле, создаваемое дополнительным витком, $B_{1,2}$ — модуль поля при различных фазах этого тока. Реальная и мнимая части измеряемого магнитного поля определяются по формулам $B_a^r = B_0 \cos \varphi$, $B_a^i = B_0 \sin \varphi$.

Численные расчеты показывают, что кривые кажущегося сопротивления, построенные по реальной части вертикальной компоненты магнитного поля, оказываются более информативными, чем соответствующие кривые, построенные по модулю (или мнимой части) магнитного поля.

ЧАСТОТНОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ НАД АНОМАЛЬНЫМ ОБЪЕКТОМ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ДВУХПЕТЛЕВОЙ УСТАНОВКИ

Для упрощения задачи возьмем в качестве модели аномального тела цилиндр, помещенный в проводящую среду, перекрытую сверху слоем наносов, причем его ось совпадает с осью двухпетлевой установки. В такой постановке задача становится азимутально-симметричной, что существенно упрощает решение. Условимся обозначать в дальнейшем величины, относящиеся к среде, содержащей аномальный объект, с индексом (2) (например, $B^{(2)}$). Величины, относящиеся к наносам и верхней непроводящей среде (воздуху), будут содержать соответственно индексы (1) и (0) (например, $B^{(1)}$, $B^{(0)}$).

Запишем систему уравнений, полученную из уравнений Максвелла для ненулевых компонент полей в цилиндрической системе координат

$$(1/\rho) \partial(\rho E_\varphi)/\partial\rho = i\omega B_z, \quad \partial E_\varphi/\partial z = -i\omega B_\rho, \quad (1)$$

$$\partial B_\rho/\partial z - \partial B_z/\partial\rho = \mu\sigma E_\varphi + \mu j_{\varphi_{ct}},$$

здесь E_φ — азимутальная компонента электрического поля, B_z и B_ρ — соответственно вертикальная и радиальная компоненты магнитного поля, $j_{\varphi_{ct}}$ — плотность тока в источнике, σ и μ — электропроводность и магнитная проницаемость среды, ω — круговая частота изменения электромагнитного поля. Используя систему уравнений (1), нетрудно получить уравнение для азимутальной компоненты электрического поля E_φ :

$$\Delta E_\varphi - E_\varphi/\rho^2 = -i\omega\mu(\sigma E_\varphi + j_{\varphi_{ct}}).$$

Представим E_φ и σ в виде $E_\varphi = E_n + E_a$, $\sigma = \sigma_n + \sigma_a$, где индекс n относится к нормальным значениям, а индекс a — к аномальным. Учитывая, что уравнение для нормального электрического поля имеет вид

$$\Delta E_n - E_n/\rho^2 + i\omega\mu\sigma_n E_n = -i\omega\mu j_{\varphi_{ct}}, \quad (2)$$

для аномального электрического поля получаем следующее уравнение

$$\Delta E_a - E_a/\rho^2 + i\omega\mu\sigma_n E_a = -i\omega\mu\sigma_a (E_n + E_a). \quad (3)$$

Следуя традиционной методике [Жданов, 1986], это дифференциальное уравнение можно представить в виде интегрального уравнения

$$E_a = -i\omega\mu\sigma_a \int G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') E_\varphi(\mathbf{r}') dV. \quad (4)$$

Здесь интегрирование ведется по объему (V) аномального тела, а функция Грина $G(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ является решением уравнения

$$\Delta G - G/\rho^2 + i\omega\mu\sigma_n G = \delta(z - z') \delta(\rho - \rho')/(2\pi\rho),$$

где $\delta(z - z')$ и $\delta(\rho - \rho')$ являются дельта-функциями Дирака.

При практических расчетах удобно перейти от уравнения для E_a к уравнению для полного значения электрического поля E_φ , которое имеет вид

$$E_\varphi + i\omega\mu\sigma_a \int G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') E_\varphi(\mathbf{r}') dV = E_n. \quad (5)$$

Для решения поставленной задачи сначала нужно определить нормальное электрическое поле E_n в нижнем слое вмещающего пространства. Решая уравнение (2) для рассматриваемой двухслойной среды, получаем следующее выражение для электрического поля в среде (2), содержащей аномальный объект,

$$E_n^2 = i\omega\mu J_0 \int_0^\infty J_1(\lambda\rho) \exp[-(\lambda_2(z - h_1) + \lambda_1 h_1 + \lambda|h|)] \times \\ \times \left(\frac{\lambda}{\lambda + \lambda_1} \right) \left(\frac{1 + n_{12}}{1 + E_{m1}^2 n_{01} n_{12}} \right) (2R_2 J_1(\lambda R_2) - R_1 J_1(\lambda R_1)) d\lambda, \quad (6)$$

где $\lambda_1 = (\lambda^2 - i\omega\mu\sigma_1)^{1/2}$, $\lambda_2 = (\lambda^2 - i\omega\mu\sigma_2)^{1/2}$, $E_{m1} = \exp(-\lambda_1 h_1)$, $n_{01} = (\lambda - \lambda_1)/(\lambda + \lambda_1)$, $n_{12} = (\lambda_1 - \lambda_2)/(\lambda_1 + \lambda_2)$, h — вертикальная координата источника, h_1 — мощность верхнего слоя, z, ρ — координаты точки наблюдения в нижнем слое нормального разреза.

Уравнение для функции Грина решается аналогично предыдущему, поэтому необходимые для дальнейшего решения значения функции Грина для верхнего полупространства и для слоя (2) запишем в виде

$$G^{(0)} = -1/2\pi \int_0^\infty J_1(\lambda) J_1(\lambda\rho') \exp(\lambda z - \lambda_2|h_1 - z'|) \left(\frac{\lambda}{\lambda_1 + \lambda_2} \right) \left(\frac{E_{m1}(1 - n_{01})}{1 + n_{01} n_{12} E_{m1}^2} \right) d\lambda, \quad (7)$$

$$G^{(2)} = 1/4\pi \int_0^\infty J_1(\lambda\rho) J_1(\lambda\rho') \frac{\lambda}{\lambda_2} [\exp(-\lambda_2(z' - h_1) - \lambda_2(z - h_1)) \left(\frac{n_{12} + n_{01} E_{m1}^2}{1 + n_{01} n_{12} E_{m1}^2} \right) - \exp(-\lambda_2|z - z'|)] d\lambda.$$

При решении интегрального уравнения для E_φ обычно исходят из допущения, что E_φ является медленноменяющейся функцией внутри объема аномального тела, поэтому разбивают объем аномального тела на элементы, внутри которых E_φ считается приближенно-постоянной величиной. Учитывая, что искомая величина E_φ не зависит от азимутального угла, целесообразно разбить цилиндрическое аномальное тело по высоте на несколько слоев, а по радиусу на N колец. В дальнейшем для упрощения расчетов ограничимся рассмотрением тонкого диска, имеющего N колец и только один слой по высоте.

Для получения алгоритма расчета магнитного поля вне аномального тела подействуем на уравнение (5) оператором $L = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho$ и, используя первое уравнение системы (1), в результате получаем

$$B_{az} = -\mu\sigma_a \int L G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') E_\varphi(\mathbf{r}') dV, \quad (8)$$

здесь в подынтегральном выражении необходимо использовать значения $E_\varphi(\mathbf{r}')$, полученные при решении уравнения (5). Следует заметить, что оператор L действует на переменную ρ , которая содержится только в функции Грина.

Измеряемой величиной является полное поле B_z , т. е. сумма нормальной и аномальной составляющих магнитного поля ($B_z = B_n^{(2)} + B_{az}$), поэтому при интерпретации результатов к величине B_{az} следует добавить значение нормального магнитного поля, создаваемого в воздухе рассматриваемым в данной задаче двухслойным разрезом $B_n^{(2)}$, которое рассчитывается по следующей формуле

$$B_n^{(2)} = (\mu I_0/2) \int_0^{\infty} J_0(\lambda \rho) \lambda (\exp[-2\lambda|h|] (2R_2 J_1(\lambda R_2) - R_1 J_1(\lambda R_1))) a^{(2)} d\lambda, \quad (9)$$

где $a^{(2)} = (n_{01} + n_{12} \exp(-2\lambda_1 h_1))/(1 + n_{01} n_{12} \exp(-2\lambda_1 h_1))$, $a^{(2)}$ — коэффициент отражения для двухслойного разреза [Светов, 1973].

В приведенных выше формулах предполагается, что измерения производятся в плоскости рамок, т. е. $z = h$.

Для получения частотной зависимости кажущегося сопротивления следует, используя выражение (10), подобрать такое значение электропроводности полупространства, чтобы значение магнитного поля в воздухе $B_n^{(0p)}$, создаваемое нижним проводящим полупространством, стало равным рассчитанному ранее значению $B_z = B_n^{(2)} + B_{az}$.

$$B_n^{(0p)} = (\mu I_0/2) \int_0^{\infty} J_0(\lambda \rho) \lambda (\exp[-2\lambda|h|] (2R_2 J_1(\lambda R_2) - R_1 J_1(\lambda R_1))) \frac{\lambda - (\lambda^2 - i\omega\mu\sigma_0)^{0.5}}{\lambda + (\lambda^2 - i\omega\mu\sigma_0)^{0.5}} d\lambda, \quad (10)$$

где σ_0 — электропроводность полупространства.

Расчеты показывают, что зависимость $B_n^{(0p)}(\sigma_0)$ не является монотонной (имеет экстремум), поэтому одному значению $B_n^{(0p)}$ соответствуют два значения σ_0 . При определении величины кажущегося сопротивления рекомендуется пользоваться только левой (восходящей) ветвью зависимости $B_n^{(0p)}(\sigma_0)$. В случае больших значений параметра поля $\omega\mu\sigma_0 R_1^2$ величина B_z может оказаться больше экстремального значения зависимости $B_n^{(0p)}(\sigma_0)$. В таком случае рекомендуется повторить измерения при меньших размерах установки.

Заметим, что определение кажущегося сопротивления по восходящей ветви зависимости $B_n^{(0p)}(\sigma_0)$ приводит на высоких частотах к некоторому завышению его значений, однако это обстоятельство представляется не очень существенным, так как частотная зависимость кажущегося сопротивления используется только для качественного выявления аномальных объектов.

Качественно появление немонотонной зависимости $B_n^{(0p)}(\sigma_0)$ можно объяснить следующим образом. На низких частотах магнитное поле большой рамки проникает в землю глубже, чем поле внутренней рамки. С повышением частоты поля (или электропроводности среды) из-за уменьшения величины скин-слоя глубина погружения магнитного поля большой рамки начинает уменьшаться, т. е. происходит пространственное совмещение магнитных полей большой и внутренней рамок. Поскольку эти поля имеют противоположные направления, магнитное поле в среде уменьшается, в результате чего измеряемое на поверхности магнитное поле также уменьшается.

При полевых измерениях целесообразно определять еще одно значение магнитного поля B_s при согласном включении рамок установки (в этом случае магнитные моменты каждой рамки имеют одина-

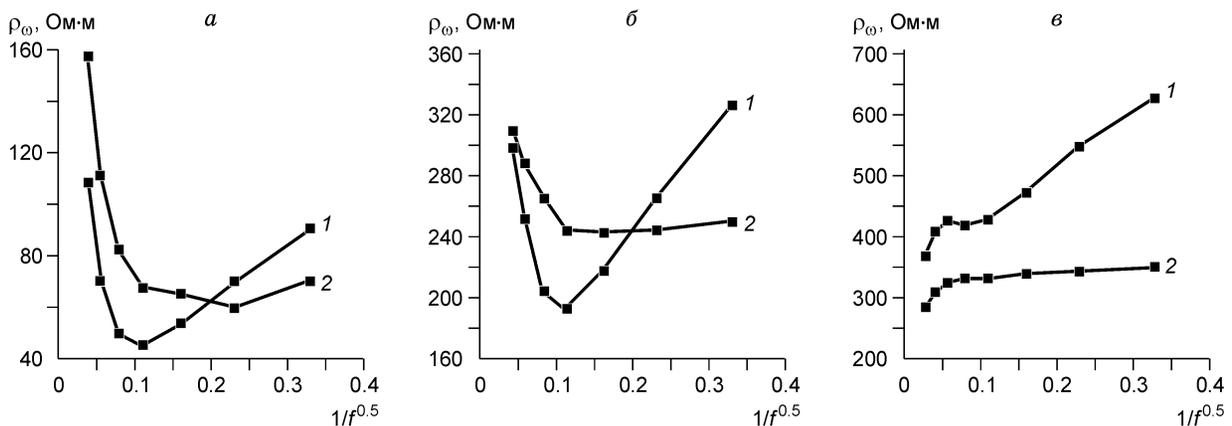


Рис. 3. Частотные зависимости ρ_{ω}^r — кривая 1 и ρ_{ω}^m — 2.

Размеры петель $R_1 = 100$ м, $R_2 = 200$ м; модель: плоский диск с параметрами $d = 10$ м, $R_d = 100$ м, $G_a = 6.28$ См/м, $\sigma_a = 1$ См/м в двухслойной среде ($\sigma_1 = 0.02$ См/м, $\sigma_2 = 0.001$ См/м, $h_1 = 10$ м). Глубина залегания объекта: а — 100 м, б — 200 м, в — 300 м.

ковые направления). Определение кажущегося сопротивления при этом состоит в подборе значения электропроводности полупространства, при котором будет выполняться равенство $B_z/B_s = B_n^{(0p)}/B_{ns}^{(0p)}$, где $B_{ns}^{(0p)}$ определяется из выражения

$$B_{ns}^{(0p)} = (\mu I_0 / 2) \int_0^{\infty} J_0(\lambda \rho) \lambda (\exp[-2\lambda |h|]) (2R_2 J_1(\lambda R_2) + R_1 J_1(\lambda R_1)) n_{01} d\lambda.$$

На рис. 3 приведены кривые частотной зависимости кажущихся сопротивлений, построенных на основе реальной части (ρ_{ω}^r) и модуля (ρ_{ω}^m) вертикальной компоненты магнитного поля B_z . На всех рисунках использовались одни и те же размеры установки ($R_1 = 100$ м, $R_2 = 200$ м) и аномального объекта (вертикальный размер $d = 10$ м, $R_d = 100$ м). На рис. 3, а объект залегает на глубине 100 м, что совпадает с положением экстремума первичного поля. В такой ситуации можно ожидать максимальной чувствительности установки. Действительно, минимум кажущегося сопротивления наблюдается не только на частотной зависимости ρ_{ω}^r , но и на кривой ρ_{ω}^m . При глубине залегания объекта 200 м (см. рис. 3, б) остается минимум только на кривой ρ_{ω}^r . При увеличении глубины до 300 м (см. рис. 3, в) ослабевает влияние аномального объекта в точке измерения и начинает сказываться влияние наносов, хотя и имеется небольшой минимум на частоте 156 Гц. Суммируя полученные результаты можно сделать вывод, что частотное зондирование двухпетлевой установкой позволяет выявлять аномальные объекты на глубинах, соизмеримых с размерами установки. Для сравнения заметим, что для выявления таких же объектов с помощью дипольной установки требуются разности, равные 5—7 глубинам залегания аномального тела.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧАСТОТНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ НА ЧУСОВСКОМ МЕСТОРОЖДЕНИИ

Для экспериментальной проверки возможностей двухпетлевой установки было выбрано Чусовское месторождение, рядом с которым проходит ЛЭП. Измерения производились в двух точках (Пк 1 и Пк 2), отстоящих от ЛЭП соответственно на 150 и 45 м. Первичное магнитное поле возбуждалось с помощью двух рамок размерами 100×100 и 50×50 м, ток в которых составлял 15 А (на низких частотах) и падал до 1 А на высоких частотах. В эксперименте использовались два комплекта аппаратуры НЧ311 и МЧ311, разработанные в Институте геофизики УрО РАН (Екатеринбург). Первый комплект имел диапазон частот 4.88—5 кГц, второй 300 Гц—320 кГц. В обоих комплектах на нижней частоте чувствительность была 0.1 пТл на единицу счета, при увеличении частоты чувствительность достигала значения 0.003 пТл на единицу счета. При измерениях на низких частотах отношение сигнал/шум на обоих пикетах было не хуже 9, на высоких частотах это отношение было много больше.

Схема Чусовского месторождения показана на рис. 4. Пк1 находился над вершиной объекта, Пк 2 был смещен примерно на 100 м в сторону падения рудного тела. Цифры на поверхности земли показывают положение скважин.

На рис. 5, а приведены частотные кривые для ρ_{ω}^r и ρ_{ω}^i , построенные по измерениям на Пк1. На высоких частотах кривые для ρ_{ω}^r и ρ_{ω}^i ведут себя примерно одинаково, однако ниже частоты 1250 Гц значения ρ_{ω}^r становятся заметно меньше значений ρ_{ω}^i . Уменьшение значений ρ_{ω}^r на низких частотах связано с появлением отклика вторичного магнитного поля, вызванного влиянием рудного тела.

Измерения на Пк 2 (см. рис. 5, б) дают похожие частотные зависимости, но частота, после которой кривая ρ_{ω}^r начинает падать, оказывается существенно меньше (312 Гц), что объясняется, очевидно, большей глубиной рудного тела на Пк 2. Различное поведение кривых ρ_{ω}^r и ρ_{ω}^i свидетельствует о большей чувствительности ρ_{ω}^r относительно изменения сопротивления разреза.

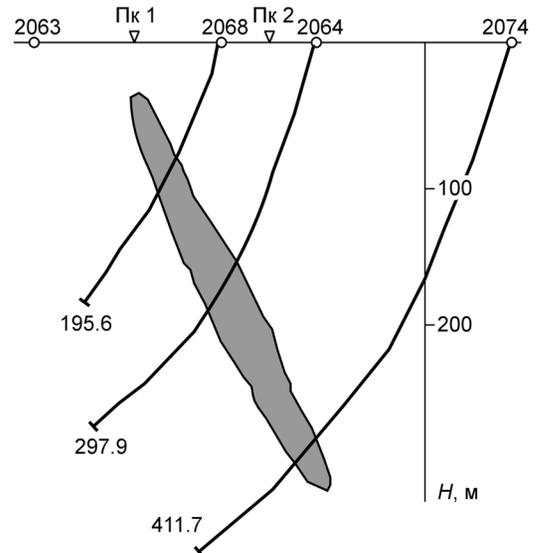


Рис. 4. Схема Чусовского месторождения.

На горизонтальной оси показаны номера скважин и положение точек Пк 1, Пк 2.

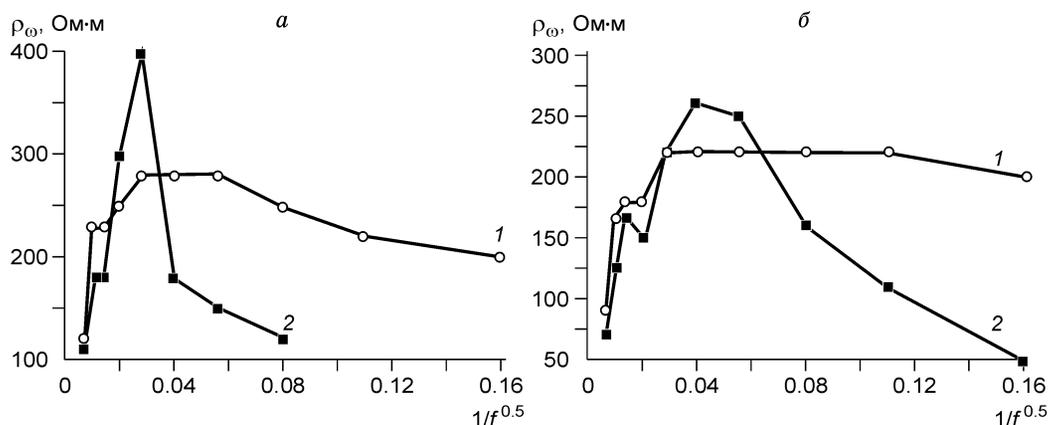


Рис. 5. Частотная зависимость кажущихся сопротивлений ρ_{ω}^i — кривая 1, ρ_{ω}^r — кривая 2.

a — точка Пк 1, *б* — точка Пк 2.

Часто строят кривые кажущегося сопротивления, рассчитанные по модулю измеренного магнитного поля. Учитывая, что на низких частотах имеет место неравенство $\text{Re}(B_z) \ll \text{Im}(B_z)$, частотная зависимость ρ_{ω}^m на этих частотах практически совпадает с ρ_{ω}^i .

ВЫВОДЫ

Показано, что вертикальная фокусировка первичного магнитного поля с последующим построением частотной зависимости кажущегося сопротивления, рассчитанной по реальной части измеряемого магнитного поля, позволяет эффективно выделять аномально проводящие объекты при размерах установки, соизмеримой с глубиной залегания аномального объекта.

Экспериментальные результаты, полученные на Чусовском месторождении при наличии сильных промышленных помех, не противоречат схеме месторождения, построенной по результатам бурения и последующим скважинным измерениям. Кроме того, получено экспериментальное подтверждение того, что информативность частотной зависимости ρ_{ω}^r существенно выше по сравнению с такой же зависимостью ρ_{ω}^i (или ρ_{ω}^m).

ЛИТЕРАТУРА

Вакульский А.А., Мизюк Л.Я., Проць Р.В., Сикачевский Ю.Ю. Аппаратура для аэрогеофизической разведки. Киев, Наук. думка, 1985, 253 с.

Жданов М.С. Электроразведка. М., Недра, 1986, 314 с.

Иванов Н.А., Стадухин В.Д., Улитина Г.Г. Применение метода искусственного подмагничивания для оценки содержания железа в разрабатываемых открытым способом магнетитовых и титаномагнетитовых рудах железорудных месторождений // Вопросы разведочной геофизики, 1966. (Тр. СГИ, вып. 47).

Кауфман А.А. Теория индукционного каротажа. Новосибирск, Наука, 1965, 236 с.

Манштейн А.К., Панин Г.Л., Тихонов С.Ю. Аппаратура частотного электромагнитного зондирования «ЭМС» // Геология и геофизика, 2008, т. 49(6), с. 571—579.

Светов Б.С. Теория, методика и интерпретация материалов низкочастотной индукционной электроразведки. М., Недра, 1973, 254 с.

Соловьев О.А. К вопросу о разделении магнитных аномалий на рудные и безрудные // Геология и геофизика, 1960 (9), с. 93—99.

Патент РФ № 2156987. G 01 V 3/08. Способ индукционного вертикального зондирования / Человечков А.И., Чистосердов Б.М. 2000, Бюл. № 27, 8 с.

Патент РФ № 2230341, G 01 V 3/8. Способ индукционного вертикального зондирования / Чистосердов Б.М., Человечков А.И., Байдилов С.В. 2004, Бюл. № 16, 8 с.

Won I.J., Dean A., Keiswetter, Hanson D.R., Novikova E., Thomas M. Hall. GEM-3: monostatic broadband electromagnetic induction sensor // JEEG, 1997, v. 2, № 1, p. 53—64.

Рекомендована к печати 26 декабря 2007 г.
М.И. Эповым

Поступила в редакцию 26 марта 2007 г.,
после доработки — 28 августа 2007 г.