УДК 550.837 DOI: 10.21440/0536-1028-2021-8-34-44

Импульсные индуктивные электромагнитные зондирования слоистых сред

Ратушняк А. Н.[1]*, Байдиков С. В.[1]
[1] Институт геофизики УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия
e-mail: geo_info@mail.ru

Реферат

Введение. *Рассмотрены вопросы теории и интерпретации импульсных индукционных зондирований с измерением становления магнитного поля, создаваемого вертикальным магнитным диполем над слоистой средой или S-плоскостью.*

Методы проведения исследования. *Для исследования нестационарного режима становления поля применен спектральный метод расчета с численным синус-преобразованием Фурье плотности спектральной функции. Для случая однородного проводящего полупространства, когда верхнее полупространство непроводящее, показано, что частотные и временные характеристики магнитного поля с увеличением глубины точки наблюдений изменяются подобным образом, убывая в равной степени.*

Результаты исследования. *Применение импульсного режима изменения тока источника в ближней зоне, соответствующей низким частотам или большим временам становления поля, которые представляют основной интерес при исследовании проводящих свойств геологического разреза, не имеет каких-либо преимуществ перед гармоническим режимом. Анализ поведения поля с источником в виде вертикального магнитного диполя позволяет сформулировать его предельные частотные и временные случаи. По характеру кривой становления магнитного поля установлено, что величины экстремумов магнитной индукции не зависят от удельного электрического сопротивления среды, но их временное положение определяется расстоянием до диполя и удельным сопротивлением среды. Для известного разноса при дистанционных зондированиях зависимость времени, соответствующего экстремуму магнитного поля, от удельного сопротивления среды служит способом его оценки.*

Выводы. *В работе проведены расчеты кажущегося удельного сопротивления для типичных слоистых разрезов двухслойных и трехслойных сред. Показано соответствие получаемых результатов по временной и гармонической характеристикам магнитного поля диполя при исследовании неоднородных слоистых геоэлектрических разрезов.*

Ключевые слова: *нестационарное электромагнитное поле; дистанционные индуктивные зондирования; вертикальный магнитный диполь; кажущееся электрическое сопротивление.*

Введение. Несмотря на более сложную по сравнению с электрическими зондированиями техническую реализацию, индукционные зондирования имеют преимущество благодаря бесконтактным способам возбуждения и измерения магнитного поля. Вопросам применения индуктивных методов зондирования при гармоническом режиме тока вертикального магнитного диполя (ВМД) над слоистой средой посвящено значительное количество работ, включающих анализ информативных характеристик магнитного поля, которые отражают строение слоистой среды по удельному электрическому сопротивлению [1–6]. В настоящей работе проведено исследование применения индукционных зондирований слоистых сред с импульсным режимом работы источника, где в теории и интерпретации получаемых результатов еще остается ряд вопросов [7–15].

Порядок проведения исследования. Для исследования нестационарного режима становления магнитного поля в работе применен спектральный метод рас-

чета [16] с численным синус-преобразованием Фурье плотности спектральной функции, имеющей вид [17]

$$\boldsymbol{B}(t)=\frac{2}{\pi}\int_0^\infty Re\,\boldsymbol{B}(\omega)\frac{\sin\omega t}{\omega}d\omega.$$

Задача определения электромагнитного поля магнитного диполя с низкочастотным гармоническим режимом тока вида $I = I_0\exp(j\omega t)$ (I_0 – амплитуда силы тока, А; $j=\sqrt{-1}$; ω – круговая частота; t – время) и моментом $M_z^* = IS$ (S – площадь контура, м^2), направленным ортогонально границам слоистых сред (включая четырехслойную среду), решена достаточно давно [2]. Ее частные случаи позволяют исследовать влияние погруженного слоя (классические разрезы вертикального электрического зондирования (ВЭЗ) типа A, Q, H и K), оценить глубину фундамента, перекрытого слоем пород, или определить закономерности изменения поля ВМД от удельного сопротивления однородного полупространства.

Расчетная формула для вертикальной составляющей магнитной индукции ВМД, приподнятого на высоту h над проводящей слоистой средой, имеет вид [1–6]:

$$B_z(\omega)=B_z^0(\omega)+\frac{\mu_0 M_z^*}{4\pi}\int_0^\infty \lambda^2\alpha\exp(-m_0(z+h))J_0(\lambda r)d\lambda, \qquad (1)$$

где $B_z^0(\omega)$ – поле в безграничной среде с удельной электропроводностью σ_0; μ_0 – магнитная постоянная, Гн/м; $m_0=\sqrt{\lambda^2+j\omega\mu_0\sigma_0}$; λ – параметр функции Бесселя J_0; z, r – координаты точек наблюдений; коэффициент α определяется частотой тока, проводящими свойствами слоев и глубиной их положения.

Для случая, когда верхнее полупространство непроводящее и $\sigma_0 = 0$, коэффициент α соответствует выражению для однородного проводящего полупространства $\alpha=(\lambda-m_1)/(\lambda+m_1)$, $m_1=\sqrt{\lambda^2+j\omega\mu_0\sigma_1}$.

Полупространство. В работах [5, 11] на примере нестационарного поля электрического диполя показано, что в немагнитной среде без потерь ($\mu = 1$, $\varepsilon = 1$ – вакуум) магнитное поле на малых временах $t \to 0$ распространяется практически без потерь, что указывает на преимущество импульсных методов исследований по сравнению с применением электромагнитных методов с гармоническим режимом изменения поля. Действительно, излучаемое электромагнитное поле мощного источника на малых временах, соответствующее высокочастотной электромагнитной волне и дальней зоне, может существовать очень долго и распространяться на миллионы световых лет. Для более корректного сравнения затухания поля при гармоническом и импульсном режимах выполним расчет магнитного поля, создаваемого магнитным диполем, расположенным на границе *земля–воздух*, для точек наблюдений в нижнем проводящем полупространстве.

На рис. 1 приведены графики изменения B_z в зависимости от глубины погружения точки наблюдений z при частотном $ReB_z(\omega)$ и импульсном $B_z(t)$ режимах изменения тока в диполе для дискретных значений частот и соответствующих им времен $\omega = 2\pi/t$ при $r = 20$ м и удельном сопротивлении однородного полупространства $\rho = 10$ Ом · м. Здесь и далее при расчетах в силу линейности будем полагать момент диполя $M_z^* = 1$ А · м^2.

Как следует из рис. 1, частотные и временные характеристики магнитного поля с увеличением глубины точки наблюдений изменяются подобным образом, убывая в равной степени.

Применение импульсного режима изменения тока источника в ближней зоне, соответствующей низким частотам или большим временам становления поля, которые представляют основной интерес при исследовании проводящих свойств геологического разреза, не имеет каких-либо преимуществ в глубинности исследований перед гармоническим режимом.

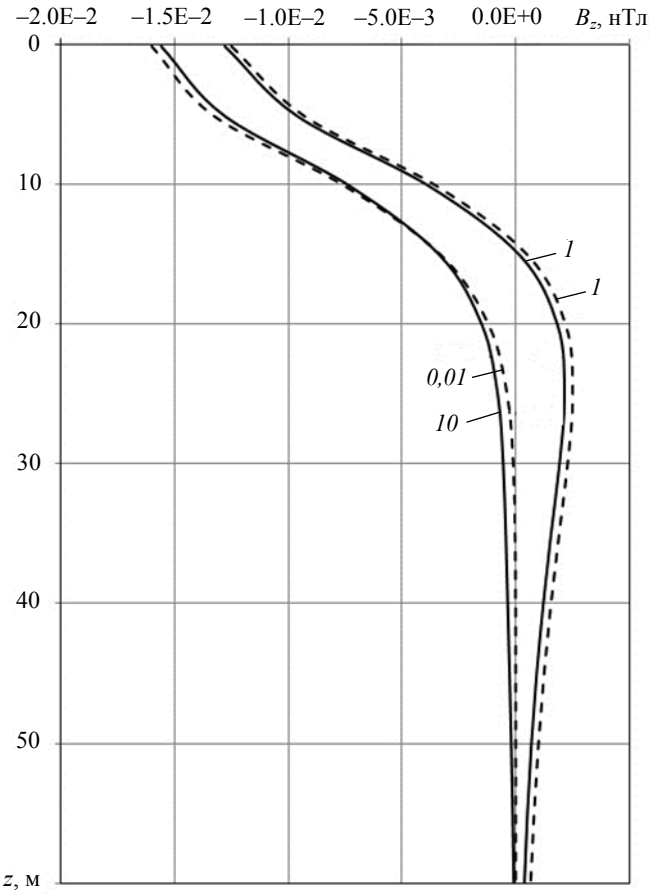

Рисунок 1. Графики изменения B_z с глубиной z при гармоническом (сплошные линии – частота, кГц) и импульсном (штриховые линии – время, мс) режимах тока в магнитном диполе

Figure 1. Graph of B_z variation with depth z under the harmonic (solid line – frequency, kHz) and pulsed (dashed lines – time, ms) modes of current in a magnetic dipole

На рис. 2 приведены графики становления магнитной индукции $B_z(t)$ параллельной установки $z = h = 0$ в безграничной среде на расстоянии $r = 20$ м при $\rho = 10$ Ом · м и установки, погруженной под границу двух полупространств на различную глубину.

По мере погружения установки от границы $h = 0$ на глубину $z = h$ от 0 до 5 м графики кривых становления магнитного поля $B_z(t)$ приближаются к случаю однородного пространства с удельным сопротивлением $\rho = 10$ Ом · м (шифр кривой – ∞).

Анализ поведения поля с источником в виде магнитного диполя позволяет сформулировать его предельные частотные и временные случаи. В предельном случае $\omega \to \infty$ (дальняя зона) величина гармонического магнитного поля стремится к нулю, поскольку электромагнитное поле считаем квазистационарным, а его волновые свойства, определяемые токами смещения, не учитываем по условию задачи.

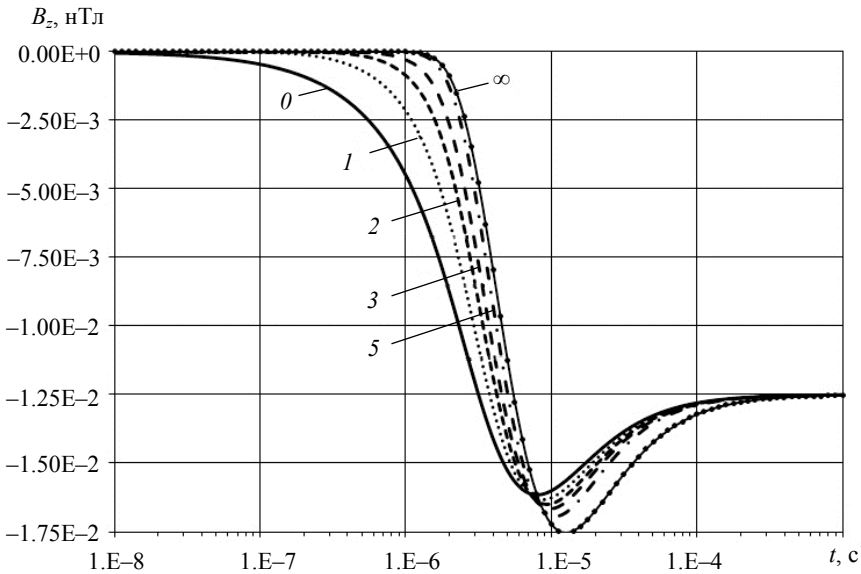

Рисунок 2. Графики становления $B_z(t)$ в безграничной среде (∞) и погруженной на глубину h, м (шифр кривых)
Figure 2. Graphs of $B_z(t)$ formation in the infinite medium (∞) and placed at depth h, m (curves' legend)

В предельном случае $t \to 0$ величина нестационарного магнитного поля также стремится к нулю, поскольку после включения тока в диполе при любой электропроводности среды всегда есть малое время Δt, за которое электромагнитное поле от источника еще не достигло точки измерений, расположенной на расстоянии r от источника.

В предельных случаях $\omega \to 0$ или $t \to \infty$ (ближняя зона) величины гармонического и нестационарного магнитного поля стремятся к значениям стационарных величин. Вертикальная составляющая магнитного поля B_z стремится к значению стационарной величины, которая не зависит от проводящих свойств среды и для заданного расстояния $r = 20$ м равна $B_z^0 = -100 / r^3 = -1{,}25 \cdot 10^{-2}$ нТл при $t \geq 10^{-3}$ с. Электрическое поле магнитного диполя в стационарном режиме равно нулю, поскольку создается только за счет явления индукции магнитного поля.

Указанные закономерности соблюдаются независимо от неоднородности проводящей среды (цилиндрически-слоистые или горизонтально-слоистые) и типа применяемой установки – параллельной или соосной [18].

На рис. 3 представлена зависимость становления $B_z(t)$ от удельного электрического сопротивления ρ полупространства на расстоянии до магнитного диполя $r = 20$ м. Экстремум $B_z(t)$ всегда соответствует величине безразмерного параметра становления, вводимого как $u^2 = r^2\mu_0 / (2t\rho)$, равного $u = 1{,}776$.

Как видно из рис. 3, величины экстремумов магнитного поля не зависят от удельного электрического сопротивления среды. Их временное положение определяется только расстоянием r до диполя и удельным сопротивлением среды.

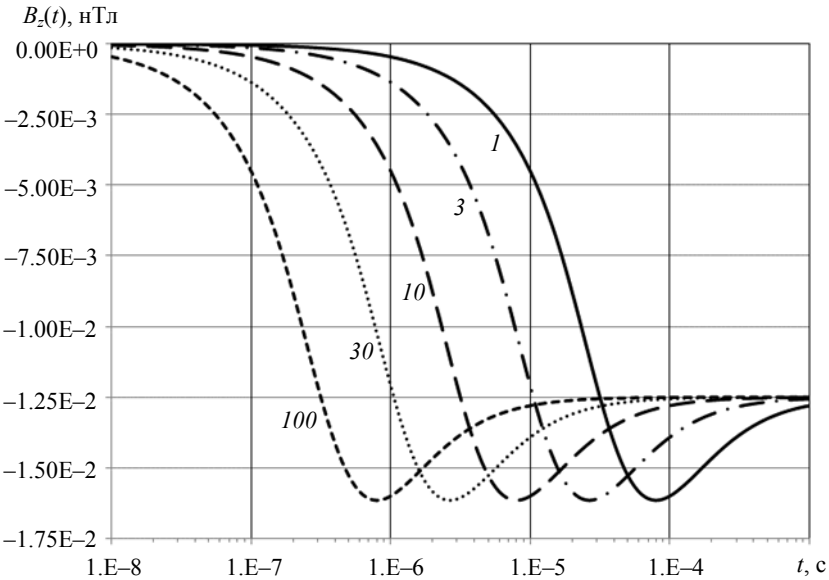

Рисунок 3. Зависимость становления $B_z(t)$ параллельной установки $z = h = 0$ на расстоянии $r = 20$ м от величины удельного сопротивления ρ полупространства, Ом · м, (шифр кривых)

Figure 3. Dependence between the formation of $B_z(t)$ of the parallel configuration $z = h = 0$ at a distance of $r = 20$ m from the value of the specific resistance ρ of the half-space, Ohm · m, (curves’ legend)

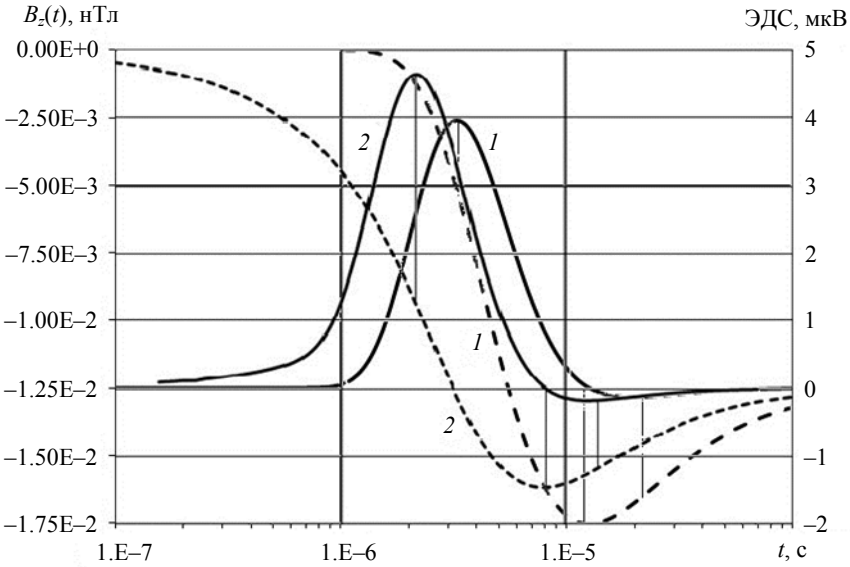

Рисунок 4. Графики $B_z(t)$, (штриховые линии, левая шкала) и ЭДС $\mathcal{E}(t)$, (сплошные линии, правая шкала) для безграничной среды – *1* и полупространства – *2* при $r = 20$ м, ρ = 10 Ом · м

Figure 4. Graphs $B_z(t)$, (dashed lines, left scale) and EMF $\mathcal{E}(t)$, (solid lines, right scale) for an infinite medium – *1* and half-space – *2* at r = 20 m, ρ = 10 Ohm · m

Для известного разноса r зависимость времени t, мкс, соответствующего экстремуму $B_z(t)$, от удельного сопротивления среды ρ служит способом его оценки:

$$\rho_k = \frac{0,2r^2}{t_{extr}}. \qquad (2)$$

При измерении электродвижущей силы (ЭДС), наводимой переменным магнитным полем в измерительной катушке, величина нестационарной ЭДС в случае полупространства или слоистой среды рассчитывается через синус-преобра-

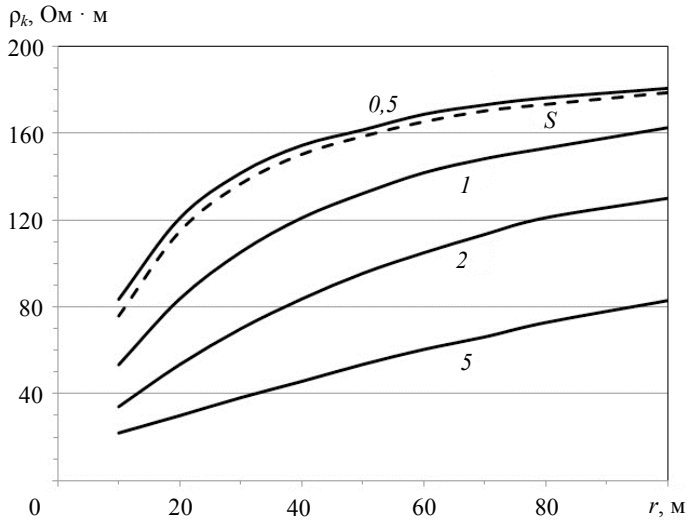

Рисунок 5. Кривые ρ_k над разрезом типа *проводник–диэлектрик*: ρ_1 = 20 Ом · м; ρ_2 = 200 Ом · м; шифр кривых – h, м; штриховая линия – S-плоскость

Figure 5. Curves ρ_k above the *conductor–insulator* cut: ρ_1 = 20 Ohm · m; ρ_2 = 200 Ohm · m; curves' legend – h, m; dashed line – S-plane

зование Фурье вида, аналогичного магнитному полю. В катушке малого радиуса площадью $S_И$, с моментом, ориентированным по оси z, согласно закону Фарадея, наводимая ЭДС

$$\mathcal{E}(\omega) = -j\omega S_И B_z(\omega), \quad \text{т. е. } Re\,\mathcal{E}(\omega) = \omega S_И\, Im\, B_z(\omega).$$

С учетом полученного соотношения для вещественной части нестационарной ЭДС получим

$$\mathcal{E}(t) = \frac{2}{\pi} S_И \int_0^\infty Im\, B_z(\omega) \sin(\omega t)\, d\omega.$$

Численная реализация расчетов нестационарной ЭДС по изложенному алгоритму затруднена, поскольку обусловлена плохой сходимостью осциллирующей функции sin(ωt). Для преодоления этого затруднения воспользуемся представлением ЭДС как $\mathcal{E}(\omega) = -\rho k^2 S_И H_z(\omega)$, $k^2 = j\omega\mu_0\sigma$; $H_z(\omega)$ – напряженность магнитного поля.

Воспользовавшись выражением (1), после некоторых преобразований получим формулу для расчета нестационарной ЭДС:

$$\mathcal{E}(t)=\mathcal{E}_0(t)+\rho\frac{M_z^* S_{\text{И}}}{2\pi^2}\int_0^\infty\left\{\int_0^\infty \lambda^2(m_1-\lambda)^2\exp(-\lambda z)J_0(\lambda r)d\lambda\right\}\frac{\sin\omega t}{\omega}d\omega, \qquad (3)$$

где сходимость внутреннего интеграла обеспечивается малой величиной $z \to 0$, $\mathcal{E}_0(t)$ – ЭДС в безграничной проводящей среде [7]:

$$\mathcal{E}_0(t)=\rho J\frac{SS_{\text{И}}}{(2\pi)^{3/2}r^5}\tilde{\mathcal{E}}(u)=\rho J d_k\tilde{\mathcal{E}}(u),$$

где $\tilde{\mathcal{E}}(u)=u^5\left(u^2-2\right)\exp(-u^2/2)$ – безразмерное электрическое число; $u=r\sqrt{\mu_0/2t\rho}$ – параметр становления поля; d_k – коэффициент установки.

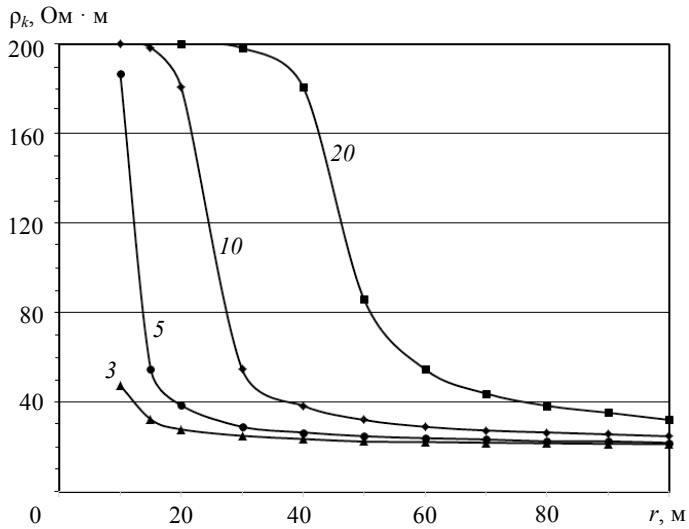

Рисунок 6. Кривые ρ_k над разрезом типа *диэлектрик–проводник*:
ρ_1 = 200 Ом · м; ρ_2 = 20 Ом · м; шифр кривых *h*, м
Figure 6. Curves ρ_k above the *dielectric–conductor* cut:
ρ_1 = 200 Ohm · m; ρ_2 = 20 Ohm · m; curves’ legend *h*, m

На рис. 4 сопоставлены графики становления магнитного поля $B_z(t)$ (штриховые линии) и нестационарной ЭДС $\mathcal{E}(t)$ (сплошные линии) на расстоянии $r = 20$ м при удельном электрическом сопротивлении ρ = 10 Ом · м для безграничной среды и полупространства. Особые точки кривых $B_z(t)$ – точки перегибов, экстремумов и предельных значений, соответствуют экстремумам и нулевым значениям кривых $\mathcal{E}(t)$, поскольку ЭДС определяется изменением величины магнитного поля во времени.

Представление нестационарной ЭДС через синус-преобразование Фурье в виде (3) позволяет более точно рассчитать величину нестационарной ЭДС для полупространства, чем по аналитическим формулам, представленным в работах [5, 6].

Величина экстремума ЭДС в точках измерений прямо пропорциональна ρ полупространства, а время, соответствующее экстремуму, обратно пропорционально ρ. Эти зависимости можно использовать для определения ρ_k полупространства

по аналогии со способом, применяемым для соосной установки импульсного индукционного каротажа скважин [18].

Для слоистого полупространства формула для расчета магнитного поля (1) отличается от полупространства только коэффициентом α, определяемым частотой тока в диполе, проводящими свойствами слоев и глубиной их положения [1–6, 19].

Двухслойная среда и поверхностная проводящая S-плоскость. Вид кривых становления магнитного поля над двухслойной средой подобен кривым для полупространства (рис. 2–4). Для типичного разреза типа *проводник–диэлектрик* результаты расчета кажущегося электрического сопротивления ρ_k по формуле (2) приведены на рис. 5, 6 для различных мощностей слоя, включая случай пласта малой мощности (*S*-плоскость). Расчеты ρ_k для тонкого проводящего пласта $h = 0{,}5$ м при $\rho_1 = 20$ Ом · м соответствуют расчетам с проводящей *S*-плоскостью при $S = 0{,}025$ См. Величины ρ_k с увеличением расстояния от источника изменяются от величины сопротивления, близкого к значению верхнего слоя при $r \to 0$, к сопротивлению подстилающей среды.

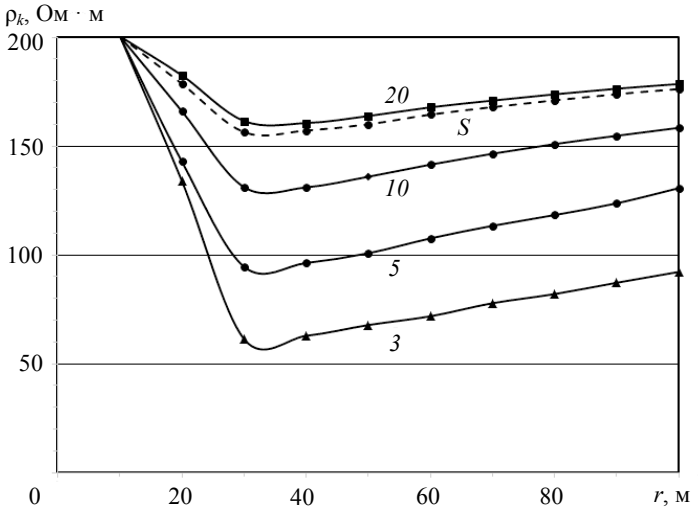

Рисунок 7. Кривые ρ_k над разрезом типа *H*:
штриховая линия – *S*-плоскость при $S = 0{,}025$ См; шифр кривых – ρ_2, Ом · м
Fig. 7. Curves ρ_k over an *H*-type cut:
dashed line – *S* -plane under $S = 0.025$ cm; curves' legend – ρ_2, Ohm · m

Трехслойная среда и погруженная проводящая S-плоскость. Аппроксимация тонкого проводящего слоя *S*-плоскостью позволяет уменьшить число расчетных параметров для моделей, соответствующих проводящему погруженному слою и разрезу типа *H*. Кроме того, решение задачи с погруженной *S*-плоскостью позволяет сопоставить получаемые расчеты с результатами, выполненными для тонкого проводящего слоя, для трехслойной среды.

На рис. 7 приведены результаты расчетов ρ_k с увеличением разноса *r* точки наблюдений от источника над слоистым разрезом типа *H* при параметрах $\rho_1 = \rho_3 = 200$ Ом · м, $h_1 = 10$ м, $h_2 = 10{,}5$ м. Шифр кривых – ρ_2, Ом · м. На этом же рисунке приведены расчеты ρ_k над погруженной на глубину $h = 10$ м проводящей *S*-плоскостью (штриховая линия).

Расчеты магнитного поля для тонкого проводящего пласта соответствуют расчетам поля с погруженной *S*-плоскостью для пласта мощностью $h = 0{,}5$ м при $\rho_1 = 20$ Ом · м, что дает величину продольной проводимости $S = 0{,}025$ См.

На рис. 8 приведены результаты расчетов ρ_k с увеличением разноса r точки наблюдений от источника над слоистым разрезом типа K при параметрах $\rho_1 = \rho_3 = 20$ Ом · м, $\rho_2 = 200$ Ом · м, $h_1 = 10$ м. Шифр кривых – мощность второго слоя $d = h_2 - h_1$, м.

Типы кривых ρ_k при импульсных дистанционных индукционных зондированиях с измерением становления вертикальной составляющей магнитного поля соответствуют типам трехслойных разрезов H и K (рис. 7, 8).

Заключение. Применение импульсного режима изменения тока источника в виде вертикального магнитного диполя в ближней зоне, соответствующей низким частотам или большим временам становления поля, которые представляют основной интерес при исследовании проводящих свойств геологического разреза, не имеет каких-либо преимуществ перед гармоническим режимом.

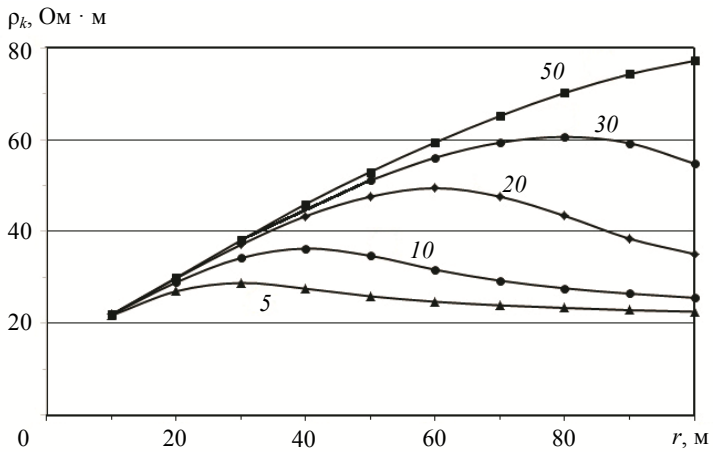

Рисунок 8. Кривые ρ_k над разрезом типа K; шифр кривых – мощность второго слоя $d = h_2 - h_1$, м

Figure 8. Curves ρ_k over a K-type cut; curves’ legend – thickness of the second layer $d = h_2 - h_1$, m

При импульсных индукционных зондированиях с измерением становления магнитного поля типы кривых ρ_k, определяемого по времени экстремума, соответствуют типам слоистого разреза.

Расчеты становления вертикальной составляющей магнитного поля ВМД для тонкого проводящего пласта соответствуют расчетам поля с S-плоскостью, расположенной на границе *земля–воздух* или погруженной на глубину.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Вешев А. В. Электропрофилирование на постоянном и переменном токе. М.: Наука, 1980. 391 с.
2. Гасаненко Л. Б. Поле вертикального гармонического магнитного диполя над поверхностью многослойной структуры // Ученые записки ЛГУ. Вопросы геофизики. 1959. № 278. С. 164–173.
3. Заборовский А. И. Переменные электромагнитные поля в электроразведке. М.: МГУ, 1960. 186 с.
4. Краев А. П. Основы геоэлектрики. Л.: Недра, 1965. 587 с.
5. Жданов М. С. Электромагнитная теория и методы. М.: Научный мир, 2012. 640 с.
6. Светов Б. С. Основы геоэлектрики. М.: ЛКИ, 2008. 656 с.
7. Кауфман А. А., Морозова Г. М. Теоретические основы метода зондирований становлением поля в ближней зоне. Новосибирск: Наука, 1970. 122 с.
8. Могилатов В. С. Импульсная геоэлектрика. Новосибирск: РИЦ НГУ, 2014. 181 с.
9. Рабинович Б. И., Могилатов В. С. Становление поля погруженного вертикального магнитного диполя // Геология и геофизика. 1981. № 3. С. 88–100.
10. Сидоров В. А. Импульсная индуктивная электроразведка. М.: Недра, 1985. 192 с.
11. Обухов Г. Г. О некоторых свойствах нестационарных электромагнитных полей в земле и их применении в электроразведке. 1968. № 9. С. 62–71.

12. Bhattacharyya B. K. Electromagnetic fields of a transient magnetic dipole on the earth's surface // Geophysics. 1959. Vol. 24. No. 1. P. 89–108.
13. Christensen N. B. Imaging of transient electromagnetic soundings using a scaled Frechet derivative // Inverse methods interdisciplinary elements of methodology, computation and application. Lecture notes in Earth sciences. Berlin: Heidelberg: Springerverlag, 1996. Vol. 20. P. 205–214.
14. Pracser E. Fast computing of transient electromagnetic field on the surface of a layered halfspace // Geofizikai Kozlemenyek. 1992. Vol. 37. No. 2–3. P. 159–176.
15. Wait J. R. Electromagnetic response of a thin layer // Electronics Letters. 1986. Vol. 22. No. 17. P. 898–899.
16. Шейнман С. М. Об установлении электромагнитных полей в Земле // Прикладная геофизика. 1947. Вып. 3. С. 3–55.
17. Ваньян Л. Л. Основы электромагнитных зондирований. М.: Недра, 1965. 109 с.
18. Ратушняк А. Н., Теплухин В. К. Теоретические и экспериментальные основы индукционных методов исследований скважин. Екатеринбург: УрО РАН, 2017. 127 с.
19. Арзамасцев Е. В., Астафьев П. Ф., Байдиков С. В., Коноплин А. Д., Ратушняк А. Н. Индукционные зондирования слоистых структур // Известия вузов. Горный журнал. 2020. № 4. С. 21–31.

Поступила в редакцию 6 сентября 2021 года

Сведения об авторах:

Ратушняк Александр Николаевич – кандидат технических наук, заведующий лабораторией Института геофизики УрО РАН. E-mail: geo_info@mail.ru; https://orcid.org/0000-0003-2446-1330
Байдиков Сергей Владимирович – кандидат технических наук, старший научный сотрудник Института геофизики УрО РАН.

DOI: 10.21440/0536-1028-2021-8-34-44

Pulse inductive electromagnetic sounding of layered media

Aleksandr N. Ratushniak[1], Sergei V. Baidikov[1]
[1] Institute of Geophysics UB RAS, Ekaterinburg, Russia.

Abstract
Introduction. *The paper considers the theory and interpretation of pulse induction sounding that includes the formation measurement of the magnetic field created by a vertical magnetic dipole (VMD) over a layered medium or S-plane.*
Research methods. *A spectral calculation method with the numerical Fourier sine transform of the spectral function density was applied to study the non-stationary formation of the field. For the case of a homogeneous conducting half-space with the non-conducting upper half-space, it has been shown that magnetic field frequency and time characteristics change similarly, i.e. decrease equally, as the observation point depth increases.*
Research results. *The pulsed mode of changing the source current in the near-field zone of low frequencies or long transient periods, which are of primary interest in studying the geological section conducting properties, does not have advantages over the harmonic mode. By analyzing the behavior of a field with a source in the form of a vertical magnetic dipole, it is possible to formulate its limiting frequency and time cases. The nature of the magnetic field formation curve revealed that magnetic induction extrema values do not depend on the specific electrical resistance of the medium. However, their position in time is determined by the distance to the dipole and medium resistivity. For the known spacing for remote sounding, the dependence between the magnetic field extremum time and the medium resistivity is a way to estimate it.*
Conclusions. *In this work, the apparent resistivity for typical layered cross-sections of two-layer and three-layer media was calculated. It has been shown that the results for dipole magnetic field time and harmonic characteristics correspond to one another when studying inhomogeneous layered geoelectric sections.*

Keywords: *non-stationary electromagnetic field; remote inductive sensing; vertical magnetic dipole; apparent electrical resistance.*

REFERENCES

1. Veshev A. V. *Double current electric profiling*. Moscow: Nauka Publishing; 1980. (In Russ.)
2. Gasanenko L. B. The field of vertical harmonical magnetic dipole over the surface of the multilayer structure. *Uchenye zapiski LGU. Voprosy geofiziki = Scientific Papers of the Leningrad State University. Geophysics*. 1959; 278: 164–173. (In Russ.)
3. Zaborovskii A. I. *Alternating electromagnetic fields in electrical prospecting*. Moscow: MSU Publishing; 1960. (In Russ.)
4. Kraev A. P. *The fundamentals of geoelectrics*. Leningrad: Nedra Publishing; 1965. (In Russ.)

5. Zhdanov M. S. *Electromagnetic theory and methods*. Moscow: Nauchnyi mir Publishing, 2012. (In Russ.)
6. Svetov B. S. *The fundamentals of geoelectrics*. Moscow: LKI Publishing; 2008. (In Russ.)
7. Kaufman A. A., Morozova G. M. *Theoretical fundamentals of a near-field transient sounding method*. Novosibirsk: Nauka Publishing; 1970. (In Russ.)
8. Mogilatov V. S. *Impulse geoelectrics*. Novosibirsk: RITs NGU Publishing; 2014. (In Russ.)
9. Rabinovich B. I., Mogilatov V. S. Nonstationary field of submerged vertical magnetic dipole. *Geologiia i geofizika = Russian Geology and Geophysics.* 1981; 3: 88–100. (In Russ.)
10. Sidorov V. A. *Impulse inductive electrical prospecting*. Moscow: Nedra Publishing; 1985. (In Russ.)
11. Obukhov G. G. *Some properties of non-stationary electromagnetic fields in the earth, and their application in electrical prospecting*. 1968; 9: 62–71. (In Russ.)
12. Bhattacharyya B. K. Electromagnetic fields of a transient magnetic dipole on the earth’s surface. *Geophysics*. 1959; 24(1): 89–108.
13. Christensen N. B. Imaging of transient electromagnetic soundings using a scaled Frechet derivative. In: *Inverse methods interdisciplinary elements of methodology, computation and application. Lecture notes in Earth sciences.* Berlin: Heidelberg: Springerverlag, 1996. Vol. 20. P. 205–214.
14. Pracser E. Fast computing of transient electromagnetic field on the surface of a layered halfspace. *Geofizikai Kozlemenyek*. 1992; 37(2–3): 159–176.
15. Wait J. R. Electromagnetic response of a thin layer. *Electronics Letters*. 1986; 22(17): 898–899.
16. Sheinman S. M. Formation of electromagnetic fields in the Earth. *Prikladnaia geofizika = Applied Geophysics*. 1947; 3: 3–55. (In Russ.)
17. Vanian L. L. *Fundamentals of electromagnetic sounding*. Moscow: Nedra Publishing; 1965. (In Russ.)
18. Ratushniak A. N., Teplukhin V. K. *Theoretical and experimental fundamentals of induction survey*. Ekaterinburg: UB RAS Publishing; 2017. (In Russ.)
19. Arzamastsev E. V., Astafiev P. F., Baidikov S. V., Konoplin A. D., Ratushniak A. N. Inductive sounding of layered earth. *Izvestiya vysshikh uchebnykh zavedenii. Gornyi zhurnal = News of the Higher Institutions. Mining Journal*. 2020; 4: 21–31. (In Russ.)

Received 6 September 2021

Information about authors:

Aleksandr N. Ratushniak – PhD (Engineering), Head of Laboratory, Institute of Geophysics UB RAS. E-mail: geo_info@mail.ru; https://orcid.org/0000-0003-2446-1330
Sergei V. Baidikov – PhD (Engineering), senior researcher, Institute of Geophysics UB RAS.

Для цитирования: Ратушняк А. Н., Байдиков С. В. Импульсные индуктивные электромагнитные зондирования слоистых сред // Известия вузов. Горный журнал. 2021. № 8. С. 34–44. DOI: 10.21440/0536-1028-2021-8-34-44
For citation: Ratushniak A. N., Baidikov S. V. Pulse inductive electromagnetic sounding of layered media. *Izvestiya vysshikh uchebnykh zavedenii. Gornyi zhurnal = Minerals and Mining Engineering*. 2021; 8: 34–44 (In Russ.). DOI: 10.21440/0536-1028-2021-8-34-44