

Висновки

За результатами аналізу встановлено, що підземні води тріщинуватої зони кристалічних порід (основний водоносний горизонт для господарсько-питного водопостачання), **не захищені зовсім або умовно захищені**, існуючі охоронні межі були створені без врахування гідрогеологічних умов і, на теперішній час, не є ефективні. Беручи до уваги сучасну забудову прилеглої території парку, розширення його охоронних меж практично неможливе. В даному випадку рекомендується організувати систему моніторингу.

Приклад дендрологічного парку "Софіївка" доводить, що в майбутньому має бути вдосконалена методика обґрунтування вибору охоронних меж заповідних територій, перш за все з огляду на особливості гідрогеологічної (оцінити захищеність підземних вод), та геологічної будови району, а при необхідності – створення додаткових поясів обмеженої діяльності, з відповідним затвердженні в чинному законодавстві.

1. Аксьом О.С. Реалізація можливостей оверлейного аналізу засобами ArcGis 8.1 для оцінки природної захищеності підземних вод в районі дендропарку "Софіївка" // Труды міжнародної науково-практичної конференції "Сучасні проблеми охорони довкілля, раціонального використання водних ресурсів та очистки природних і стічних вод". 20-23 квітня 2004 р., м. Миргород К.: Т-во "Знання" України, 2004 р. –с. 125-129.
2. Бондаренко В. И., Сухова Л. Л. Отчет о результатах поисков и предварительной разведки подземных вод на Бабановском и Янтранском участках для водоснабжения г. Умани Черкасской обл. УССР. Подсчет запасов на 01.09.78 г.3) — Киев: "Киевгеология", 1978. 255 с.
3. Гольдберг В. М. Взаимосвязь загрязнения подземных вод и природной среды. — Л.: Гидрометиздат, 1987. 120с.
4. Збірник законодавчих актів України про охорону навколишнього природного середовища. В 3-х томах. Т. 1. Чернівці, 1996р. -340с.
5. Звіт про науково-дослідну роботу по темі: "Розробка системи моніторингу геологічного середовища в районі дендрологічного парку "Софіївка" (м. Умань)". Київ, 2001р. -59с.
6. Рослий А. Г. Отчет о разведке Пиковецкого уч-ка Уманского месторождения подземных вод хозяйственно-питьевого назначения. — Киев: "Киевгеология", 1971. 170 с.
7. Introduction to ArcGIS™ (for ArcView 8, ArcEditor 8, and ArcInfo 8). Copyright © 2001 ESRI. -174p.
8. Shaner J. & Wrightsell J. Editing in ArcMap™ Tutorial. Copyright © 2000 ESRI. 40p.

ГЕОФІЗИКА

УДК 550.837

М.В. Рева, канд. фіз.-мат. наук
Т.В. Руденко, пров. інж.ІНТЕГРАЛЬНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ІНДУКЦІЙНОЇ ПЕТЛІ,
РОЗТАШОВАНОЇ НАД БАГАТОШАРОВИМ ПРОВІДНИМ НАПІВПРОСТОРОМ

В статті виконаний розв'язок задачі про інтегральні характеристики індукційної петлі, розташованої над шаруватим провідним напівпростором. Принципова розробка встановлює зв'язок параметрів багатопшарового електричного розрізу з інтегральними характеристиками індукційної петлі, що живиться гармонійним струмом, і цим самим забезпечує теоретичне підґрунтя нового методу електрометричних досліджень, названого інтегральними індукційними зондуваннями.

The paper presents a completed solution for the task about integral characteristics of an induction loop situated above a layered conductive half-space. The principal development sets up relation between multilayers electric section parameters and integral characteristics of an induction loop feeded with harmonic current. This is to provide theoretical ground for a new electromagnetic exploration technique, being named integral induction sounding.

В роботах [1,2] запропонований і висвітлений новий принцип електромагнітних досліджень земних надр, названий інтегральним. Цей принцип ґрунтується на тому, що в ньому за інформативні характеристики використовуються не диференціальні параметри електромагнітного поля, зокрема напруженість магнітного поля, а частотні залежності інтегральних характеристик самого джерела збудження – його активний опір і індуктивність. Отже, як за способом виміру, так і за фізичною сутністю вимірюваних параметрів цей принцип, на відміну від відомих, що використовуються в практиці електрометричних досліджень, є інтегральним.

В методі інтегральних індукційних зондувань в якості джерела збудження використовується індукційна незаземлена петля, що живиться гармонійним електричним струмом. В статтях [2,3] виконані принципові розробки теорії нового методу для двох важливих в електрометрії моделей – тонкого провідного шару та однорідного провідного напівпростору, які, як правило, є еталонними і використовуються для нормування вимірюваних експериментальних даних. В даній статті виконаємо розв'язок основної задачі теорії інтегральних індукційних зондувань в рамках прийнятої в електрометрії класичної моделі багатопшарового розрізу.

Отже, розглянемо індукційну круглу петлю радіусом r_0 (рис.1), яка живиться гармонійним струмом сили I , розташовану на висоті h над горизонтально-шаровим напівпростором з електропровідністю провідного довільного пласта $\gamma = 1/\rho_i$ і потужністю h_i ($i=1,2,...,p$). Припускаємо також, що

магнітна проникність цих пластів рівна магнітній проникності непровідного напівпростору ($\mu = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м). Необхідно визначити квазістаціонарне магнітне поле у верхньому напівпросторі та інтегральні характеристики петлі.

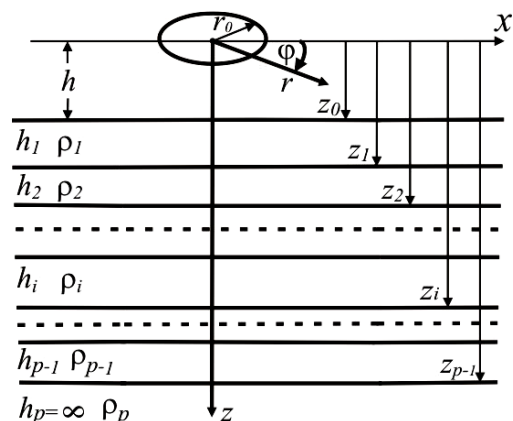


Рис.1. Індукційна петля над багатопшаровим розрізом.

При вирішенні даної задачі можна скористатися результатами робіт [2,3] і визначити магнітне поле $\mathbf{H}^{(0)}$ у верхньому напівпросторі через його скалярний потенціал ($\mathbf{H}^{(0)} = -\text{grad}U$), який задовольняє рівнянню Лапласа ($\Delta U=0$). Оскільки вихідні рівняння, умови симетрії та

затухання в сформульованій задачі та задачах, наведених в роботах [2,3], повністю ідентичні, то потенціал та саме магнітне поле у верхньому напівпросторі в загальній формі можна виразити:

$$U(r, z, \omega) = U_0(r, z) + \int_0^\infty A_0(m, \omega) e^{mz} J_0(mr) dm, \quad (1)$$

$$H_z^{(0)}(r, z, \omega) = H_{z,0}(r, z) - \int_0^\infty A_0(m, \omega) m e^{mz} J_0(mr) dm, \quad (2)$$

$$H_r^{(0)}(r, z, \omega) = H_{r,0}(r, z) + \int_0^\infty A_0(m, \omega) m e^{mz} J_1(mr) dm, \quad (3)$$

де $U_0(r, z)$, $H_{z,0}(r, z) = -\partial U_0 / \partial z$, $H_{r,0}(r, z) = -\partial U_0 / \partial r$ – відповідно потенціал, вертикальна і радіальна складові первинного магнітного поля в системі циліндричних координат (r, φ, z) ; $\omega = 2\pi f$ – кругова частота струму (f – циклічна частота); J_0 , J_1 – функції Бесселя; $A_0(m, \omega)$ – невідома функція. Відмічені характеристики первинного магнітного поля індукційної петлі, згідно [2], виражаються:

$$U_0(r, z) = \mp \frac{I r_0}{2} \int_0^\infty e^{-m|z|} J_1(mr_0) J_0(mr) dm, \quad (4)$$

$$H_{z,0}(r, z) = \frac{I r_0}{2} \int_0^\infty m e^{-m|z|} J_1(mr_0) J_0(mr) dm, \quad (5)$$

$$H_{r,0}(r, z) = \mp \frac{I r_0}{2} \int_0^\infty m e^{-m|z|} J_1(mr_0) J_1(mr) dm. \quad (6)$$

У виразах (4), (6) верхній знак відповідає області $z < 0$, а нижній – області $z > 0$.

У нижньому напівпросторі індукване в межах кожного окремого i -того горизонту електричне поле задовольняє рівнянню Гельмгольца:

$$\Delta E^{(i)} = k_i^2 E^{(i)}, \quad (7)$$

де $k_i = \sqrt{-i\omega\mu_i}$ – комплексне хвильове число горизонту ($i = \sqrt{-1}$ – уявна одиниця). Враховуючи, що електричне поле має тільки азимутальну складову $E_\varphi^{(i)}$ і чітко виражену осьову симетрію, скалярна форма рівняння Гельмгольца (7) запишеться:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial E_\varphi^{(i)}}{\partial r} \right) - \frac{1}{r^2} E_\varphi^{(i)} + \frac{\partial^2 E_\varphi^{(i)}}{\partial z^2} = k_i^2 E_\varphi^{(i)}. \quad (8)$$

Розв'язок цього рівняння, з урахуванням наявності в кожному горизонті ефекту відбиття електромагнітного поля від його підшви (за виключенням останнього горизонту необмеженої потужності), можна подати в наступній формі:

$$E_\varphi^{(i)}(r, z, \omega) = \int_0^\infty [A_i(m, \omega) e^{-n_i z} + B_i(m, \omega) e^{n_i z}] J_1(mr) dm, \quad (9)$$

де $n_i = \sqrt{m^2 + k_i^2}$; $A_i(m, \omega)$, $B_i(m, \omega)$ – невідомі функціональні коефіцієнти. В межах останнього p -го горизонту необмеженої потужності для задоволення умови затухання електричного поля на нескінченності ($z \rightarrow \infty$) необхідно виключити відбиту хвилю ($B_p = 0$), що дає:

$$E_\varphi^{(p)}(r, z, \omega) = \int_0^\infty A_p(m, \omega) e^{-n_p z} J_1(mr) dm. \quad (10)$$

Магнітне поле в нижньому напівпросторі визначається через друге рівняння Максвелла:

$$\text{rot} \mathbf{E} = i\omega \mu \mathbf{H}; \quad \mathbf{H} = -i/\omega \mu \text{rot} \mathbf{E}.$$

Враховуючи вираження $\text{rot} \mathbf{E}$ в циліндричній системі координат [4] і осьову симетрію електричного поля, для вертикальної та радіальної компонент магнітного поля

в межах довільного i -го пласта отримаємо наступні співвідношення:

$$H_z^{(i)}(r, z, \omega) = -\frac{i}{\omega \mu} r \frac{\partial}{\partial r} (r E_\varphi^{(i)}) = -\frac{i}{\omega \mu} \int_0^\infty [A_i(m, \omega) e^{-n_i z} + B_i(m, \omega) e^{n_i z}] m J_0(mr) dm, \quad (11)$$

$$H_r^{(i)}(r, z, \omega) = \frac{i}{\omega \mu} \frac{\partial E_\varphi^{(i)}}{\partial z} = -\frac{i}{\omega \mu} \int_0^\infty [A_i(m, \omega) e^{-n_i z} - B_i(m, \omega) e^{n_i z}] n_i J_1(mr) dm. \quad (12)$$

Відповідно в останньому пласті маємо:

$$H_z^{(p)} = -\frac{i}{\omega \mu} \int_0^\infty A_p(m, \omega) e^{-n_p z} m J_0(mr) dm, \quad (13)$$

$$H_r^{(p)} = -\frac{i}{\omega \mu} \int_0^\infty A_p(m, \omega) e^{-n_p z} n_p J_1(mr) dm. \quad (14)$$

Для визначення невідомих функцій $A_i(m, \omega)$ і $B_i(m, \omega)$ необхідно використовувати на границях розділу горизонтів граничні умови неперервності тангенціальних компонент магнітного і електричного полів ($[H_r]_{z=z_i} = 0$; $[E_\varphi]_{z=z_i} = 0$), а на поверхні горизонтально-шарового напівпростору ($z=h$) – умову неперервності нормальних і тангенціальних компонент магнітного поля ($[H_r^{(0)}]_{z=h} = H_r^{(1)}|_{z=h}$; $[H_z^{(0)}]_{z=h} = H_z^{(1)}|_{z=h}$).

Оскільки для обчислення інтегральних характеристик індукційної петлі необхідне лише визначення вторинного магнітного поля у верхньому напівпросторі, то врахування граничних умов можна суттєво спростити, використовуючи відому в теорії електрометрії теорему Ліпської–Ваньяна [5]. В нашому випадку підінтегральна функція $W_i = A_i(m, \omega) e^{-n_i z} + B_i(m, \omega) e^{n_i z}$ у співвідношенні (9) відповідає всім трьом умовам застосування до неї цієї теореми, а саме: 1) – задовольняє одновимірному рівнянню Гельмгольца ($\partial^2 W_i / \partial z^2 = n_i^2 W_i$), 2) – є неперервною на границях розділу ($[W]_{z=z_i} = 0$), 3) – на границях розділу є неперервною також її вертикальна похідна ($[\partial W / \partial z]_{z=z_i} = 0$). Умови неперервності функції W та її вертикальної похідної є наслідком неперервності на цих границях тангенціальних компонент електричного і магнітного полів. Отже, згідно теореми Ліпської–Ваньяна [5], відношення цієї функції до її вертикальної похідної, обчислене на поверхні землі, виразиться:

$$\left. \frac{W_i}{\partial W_i / \partial z} \right|_{z=h} = \frac{A_i e^{-n_i h} + B_i e^{n_i h}}{A_i e^{-n_i h} - B_i e^{n_i h}} = R^*(n_i, h_i), \quad (15)$$

де

$$R^*(n_i, h_i) = \text{cth} \left\{ n_i h_i + \text{archth} \left[\frac{n_i}{n_2} \text{cth} \left(n_2 h_2 + \dots + \text{archth} \frac{n_{p-1}}{n_p} \right) \right] \right\} \quad (16)$$

рекурентна функція, яка визначається структурно-фізичними параметрами горизонтально-шарового розрізу (будемо називати її приведеним імпедансом).

Тепер можна скласти повну систему граничних рівнянь на поверхні горизонтально-шарового розрізу ($z=h$), що зв'язує невідому функцію $A_0(m, \omega)$ у верхньому напівпросторі та невідомі функції $A_1(m, \omega)$ і $B_1(m, \omega)$ в межах першого покривного горизонту. Для цього необхідно задовольнити граничні умови неперервності танген-

ціальних і нормальних компонент магнітного поля, виходячи із виразів (2),(3) і (11),(12) при $i=1$ та врахувати рівняння (15). Виконавши це, отримаємо:

$$A_0(m, \omega) = -\frac{I_0}{2} \frac{m - n_1/R^*}{m + n_1/R^*} e^{-2mh} J_1(mr_0), \quad (17)$$

$$A_1(m, \omega) = i\omega \mu \frac{I_0}{2} \frac{m(1+1/R^*)}{m + n_1/R^*} e^{-n_1h} e^{-mh} J_1(mr_0), \quad (18)$$

$$B_1(m, \omega) = i\omega \mu \frac{I_0}{2} \frac{m(1-1/R^*)}{m + n_1/R^*} e^{-n_1h} e^{-mh} J_1(mr_0). \quad (19)$$

Якщо підставити функції (17), (18), (19) у співвідношення (2), (3), (9), то отримаємо повне представлення електромагнітного поля у верхньому напівпросторі і першому покривному горизонті.

Для нашої задачі необхідно знати лише вертикальне магнітне поле у верхньому напівпросторі, яке виражається:

$$H_z^{(0)}(r, z, \omega) = H_{z,0}(r, z) + \frac{I_0}{2} \int_0^\infty Q(m, \omega) m e^{-m(2h-z)} J_1(mr_0) J_0(mr) dm, \quad (20)$$

де

$$Q(m, \omega) = \frac{m - \sqrt{m^2 + k_1^2}/R^*(n_1, h_1)}{m + \sqrt{m^2 + k_1^2}/R^*(n_1, h_1)} \quad (21)$$

функція відбиття, яка, власне, визначає, вторинне частотно-залежне магнітне поле, відбите провідним напівпростором. Це поле представлене другою інтегральною складовою співвідношення (20), перша складова виражає частотно незалежне первинне поле джерела.

Визначимо тепер вторинний магнітний потік через контур індукційної петлі, виконавши поверхневе інтегрування вторинного частотно залежного магнітного поля по поверхні, обмеженій контуром:

$$\Phi(\omega) = \mu \int_S \left[H_z^{(0)}(r, z, \omega) - H_{z,0}(r, z) \right] dS = \mu \int_0^\infty I_0 Q(m, \omega) e^{-2mh} J_1^2(mr_0) dm, \quad (22)$$

УДК 550.838

де q – площа індукційної петлі. Комплексний опір $\dot{R}$ електромагнітного ланцюга, що складається із активного опору R та індуктивності L , в якому діє додаткова індуктована вторинним магнітним полем електрорушійна сила $E_{PC} = -d\Phi/dt = i\omega\Phi(\omega)$, можна виразити [2]:

$$\dot{R} = R - i\omega L - i\omega\Phi(\omega)/I = R + \Delta R(\omega) - i\omega(L + \Delta L(\omega)), \quad (23)$$

де $\Delta R(\omega)$ і $\Delta L(\omega)$ – прирости активного опору і індуктивності, які, згідно (23) та (22), представляються в наступній формі:

$$\Delta R(\omega) = \frac{\omega}{I} \text{Im} \Phi(\omega) = \omega \mu q \text{Im} \int_0^\infty Q(m, \omega) e^{-2mh} J_1^2(mr_0) dm, \quad (24)$$

$$\Delta L(\omega) = \text{Re} [\Phi(\omega)/I] = \mu q \text{Re} \int_0^\infty Q(m, \omega) e^{-2mh} J_1^2(mr_0) dm. \quad (25)$$

У випадку, коли індукційна петля є багатовитковою (має n витків), необхідно враховувати їх потокозчеплення множенням співвідношень (24),(25) на n^2 .

Таким чином, поставлена задача в загальній формі вирішена. Асимптотичний аналіз та чисельні розрахунки отриманих інтегральних виразів (24),(25) для типових горизонтально-шарових геоелектричних розрізів в подальшому дозволять встановити основні закономірності інтегральних індукційних зондувань і отримати теоретичні етапи для інтерпретації експериментальних даних.

1. Рева М.В. Інтегральний принцип індукційних зондувань // К.: Актуальні проблеми геології України, 2000. – с. 27. 2. Рева М.В., Руденко Т.В. Інтегральні характеристики індукційної петлі над однорідним провідним півпростором // Вісник Київського ун-ту. Геологія. – 2002. – Вип. 23. – С.26–30. 3. Рева М.В., Руденко Т.В. Інтегральні характеристики індукційної петлі з гармонійним струмом, розташованої над тонким провідним шаром // Вісник Київського ун-ту. Геологія. – 2004. – Вип. 30. – С. 73–76. 4. Булах Е.Г., Шуман В.Н. Основы векторного анализа и теория поля. – Киев: Наукова думка, 1998. – 359 с. 5. Шуман В.Н., Рева Н.В. Математические основы интегральной кинематики импульсных электромагнитных возмущений в поглощающих средах // Геофизический журнал. – 2002. – Т. 24, №1. – С. 3-16. 6. Рева Н.В., Шуман В.Н. Методы геоэлектрики при изучении магнитных свойств разрезов // Геофизический журнал. – 2002. – Т. 24, №4. – С. 3-27. 7. Прудников А.П., Брычков Ю.А., Маричев О.Н. Интегралы и ряды. Специальные функции. – М.: Наука. – 1983. – 750 с.

П. І. Гришук, канд. геол. наук,
Є. Г. Булах, д-р. фіз.-мат. наук, проф.
В.Г. Нурмухамедов, гол. інж.

ЗАСТОСУВАННЯ ТРАНСФОРМАЦІЙ ГРАВІМАГНІТНОГО ПОЛЯ СПОСОБОМ ОСЕРЕДНЕННЯ ПРИ ВИДІЛЕННІ ТА ІНТЕРПРЕТАЦІЇ МАЛОАМПЛІТУДНИХ АНОМАЛІЙ

Приведено формули та графіки основних компонент потенціального поля для двовірної моделі з вертикальним перерізом – прямокутна комірка. Наведено теорію трансформації та інтерпретації полів методом порівняння за допомогою осереднення. Представлено приклади інтерпретації реальних аномалій та їх співставлення з даними буріння.

Formulas and graphs of basic component of the potential field for 2-D model with the vertical section – rectangular cell are resulted. The theory of transformation and interpretation of the fields is resulted by the method of comparison due to averaging. The examples of interpretation of the real anomalies and its comparison with drilling data are presented.

Вступ

На сучасному етапі існують програми, котрі дозволяють будувати геологічні розрізи для магнітних та гравітаційних полів, зокрема, розробка фірми Geosoft – Oasis (Канада) або компанії TERRASYS продукт Geomaster (Германія). На Україні створені програми для розв'язку оберненої задачі гравімагнітних даних для багатогранників [1]. В програмах І. М. Корчагіна виконується підбір намагніченості, надлишкової густини та геометрії множини моделей по потенціальним полям [2] для тіл складної конфігурації.

На виробництві зацікавлені у створенні програмного забезпечення, котре виконувало б швидко інтерпретацію окремих аномалій. Для виконання цієї задачі необхідно створити алгоритм виділення малоамплітудних аномалій та їх подальшу інтерпретацію з метою отримання джерела першого наближення. Цього достатньо для формування уявлення про розміщення досліджуваного об'єкту при постановці буріння та застосування цієї інформації для таким програм, як Oasis.

За відгуками фахівців з виробництва програми типу Oasis та спектральні перерахунки полів у нижній напів-