

ВЛАСНІ ЕЛЕКТРОМАГНІТНІ КОЛИВАННЯ ПОЛЯРИЗОВАНИХ ШАРІВ ЛІТОСФЕРИ

© М.А. Якимчук, І.П. Мороз, 2010

*Центр менеджменту та маркетингу в галузі наук про Землю ІГН НАН України, Київ, Україна
Рівненський державний гуманітарний університет, Рівне, Україна*

Shown in this paper is a wave process of propagation of the dipole oscillations that can arise in the real dielectrics, so-called polarization waves. Such waves are found to carry some information about the spatial structure of the lithospheric layers. The evaluation of their propagation velocity was made. Received theoretical results demonstrate the process of the short-impulse electromagnetic field establishment.

Keywords: electromagnetic oscillations, polarization waves, lithospheric layers.

Під час виконання робіт з геоелектророзвідки за методом становлення поля [1] крім монотонного процесу відновлення розподілу зарядів на поверхні Землі відбуваються слабкі електромагнітні коливання широкої смуги частот (короткохвильового, середньохвильового діапазонів і діапазону довгих хвиль), що фіксується у приповерхневих шарах атмосфери. Коливальний процес характеризується немонотонною поведінкою кривої становлення на початковому етапі вимірювань [2]. Традиційно природу коливань пояснюють впливом промислових шумів, перебігом перехідних процесів у компонентах вимірювальних систем [3]. Проте останнім часом з'являються повідомлення [4–7] про експериментально встановлену залежність коливального процесу від структури геологічного розрізу точки вимірювання.

Природа такого зв'язку залишається невстановленою.

У публікації [8] наведено аналіз проблеми. Зокрема, аргументовано неможливість пояснити досліджуваний ефект процесами резонансного накладання електромагнітних хвиль, що поширюються у шарах літосфери.

Для довшановлення суті фізичного явища розглянемо новий, фізичний, підхід, що відрізняється від існуючих.

Процеси поширення електромагнітних полів проходять у складній системі, оскільки земна кора й атмосфера мають неоднорідну будову. Поля існують у зоні, що обмежена шарами іоносфери та мантії Землі, яким властива відносно висока провідність [9]. Структуру зони існування поля моделюємо системою діелектричних шарів завтовшки h_i , що характеризуються власними електропровідністю (σ_i), діелектричною (ϵ_i) та магнітною (μ_i) проникністю (i – номер шару). Для простоти викладу (моделі) вважатимемо, що шари досліджуваної системи однорідні і мають

форму плоскопаралельних пластин. Таке припущення дає змогу значно понизити рівень складності задачі.

Суттєвим є те, що шари атмосфери та літосфери перебувають у електростатичному полі Землі, напруженість якого в атмосфері поблизу поверхні для кожного району земної кори має своє власне значення [10]. Під дією природного поля Землі у кожному шарі виникають процеси поляризації молекул речовини. До того ж, у реальних гірських породах поляризація може мати не тільки електродинамічний характер [9]. Розрізняють декілька видів поляризації: деформаційну, орієнтаційну та іонізаційну. Тип поляризації залежить від структури речовини шару. Так, у речовині, що складається із неполярних молекул, відбувається деформаційна (електронна) поляризація. У кристалах спостерігають іонну поляризацію. Відзначимо, що різні механізми поляризації можуть діяти одночасно.

В основу подальшого розгляду покладемо деформаційний механізм виникнення поляризації. В умовах накладання електричного поля у речовині відбувається зміщення електронних хмар відносно центра рівноваги молекули і, як наслідок, у молекулі виникає дипольний момент. Рух молекул речовини не враховуємо через інертність ядер. Розглянемо динаміку руху (деформації) електронних хмар.

Диполі діелектрика переорієнтовуються під дією електромагнітного поля або механічного впливу. Виведені із стану рівноваги диполі повертаються у стан рівноваги під дією кулонівських сил. При цьому слід враховувати, що збуджені диполі знаходяться у електростатичному полі Землі й у самоузгодженому полі діелектрика.

Симетрія задачі така, що доцільно є розглянути одновимірний випадок. Вісь системи відліку x спрямовуємо вздовж напрямку дії поля.

Виділимо шар речовини завтовшки $\Delta x = x_2 - x_1$, у якому виникло відхилення від врівноваженої величини поляризації, і проаналізуємо зміну імпульсу електронів об'єму речовини $\Delta x S$.

Маса частинок, що починають рухатися, у виділеному об'ємі визначається величиною $m_e n_V \Delta x S$, де m_e – маса електрона; n_V – рухлива частина об'ємної концентрації електронів.

Величина зміщення (деформації) виведених із стану рівноваги диполів має вигляд функції $\delta x(x, t)$. Відповідно, $\delta x'_i(x, t)$ – швидкість деформації диполів; $\delta x''_i(x, t)$ – прискорення.

Таким чином, зміну імпульсу виділеного об'єму речовини запишемо як

$$\int_{x_1}^{x_2} (\delta x'_i(\xi, t_2) - \delta x'_i(\xi, t_1)) m_e n_V S d\xi.$$

Виведений із стану рівноваги зв'язаний заряд перебуває під дією кулонівської сили F_k , яка у динамічній системі змінюється і у просторі, і з плином часу. Тому рівняння руху системи має вигляд

$$\int_{x_1}^{x_2} (\delta x'_i(\xi, t_2) - \delta x'_i(\xi, t_1)) m_e n_V S d\xi = \int_{t_1}^{t_2} (F_k(x_2, \tau) - F_k(x_1, \tau)) dt. \quad (1)$$

Відомо, що кулонівська сила, яка діє на диполі, визначається напруженістю електромагнітного поля E та величиною зв'язаного заряду Q :

$$F_k = QE.$$

Очевидно, що $E = E_0 + E_p$, де E_0 – природне електростатичне поле Землі; E_p – локальне поле, утворене поляризованим середовищем. У разі невеликих відхилень від положення рівноваги виконується нерівність: $E_0 \gg E_p$. У подальших викладках вважатимемо поле Землі E_0 сталою величиною для району дослідження. Дійсно, в межах мікрооб'єктів $\text{grad } E_0 = 0$.

Відомо, що величина зв'язаного заряду пов'язана із вектором поляризації співвідношенням: $Q = \text{div } P$. Отже, для одновимірного випадку (розглядуваного) електростатичну силу можна записати так: $F = QE = E_z \frac{\partial P}{\partial x}$. Поляризацію P виділеного шару речовини визначаємо співвідношенням $P = \sum p_i = n_s e \delta x S$ (p_i – дипольний момент молекул речовини; n_s – поверхнева концентрація зарядів; e – заряд електрона). Остаточний вираз для кулонівської сили набуває вигляду

$$F_k(x, t) = n_s e E_0 S \frac{\partial \delta x(x, t)}{\partial x} = n_s e E_0 \delta x'_x(x, t) S.$$

Рівняння (1) перепишемо так:

$$\int_{x_1}^{x_2} (\delta x'_i(\xi, t_2) - \delta x'_i(\xi, t_1)) m_e n_V d\xi = \int_{t_1}^{t_2} e n_s E_0 (\delta x'_x(x_2, \tau) - \delta x'_x(x_1, \tau)) d\tau.$$

Застосувавши теорему про середнє [11] та здійснивши граничний перехід при $\Delta x = x_2 - x_1 \rightarrow 0$ та $\Delta t = t_2 - t_1 \rightarrow 0$, отримаємо диференціальне рівняння поздовжніх коливань диполів в електростатичному полі Землі:

$$\delta x''_i = a^2 \delta x''_x. \quad (2)$$

Параметр $a = \sqrt{\frac{e E_0 n_s}{m n_V}}$ має зміст швидкості по-

ширення коливань у системі. Відзначимо, що E_0 – напруженість електростатичного поля Землі у середовищі поширення хвилі. Для розрахунку величини напруженості поля у середовищі скористаємось умовами неперервності нормальної складової вектора індукції електричного поля ($D_n = \varepsilon E_n$, ε – відносна діелектрична проникність речовини) на межі розподілу середовищ [12]:

$$\varepsilon_1 E_1 = \varepsilon_2 E_2.$$

Якщо напруженість поля у повітрі E_z і відносна діелектрична проникність $\varepsilon_z = 1$, то у i -му шарі літосфери напруженість електричного поля опишемо співвідношенням:

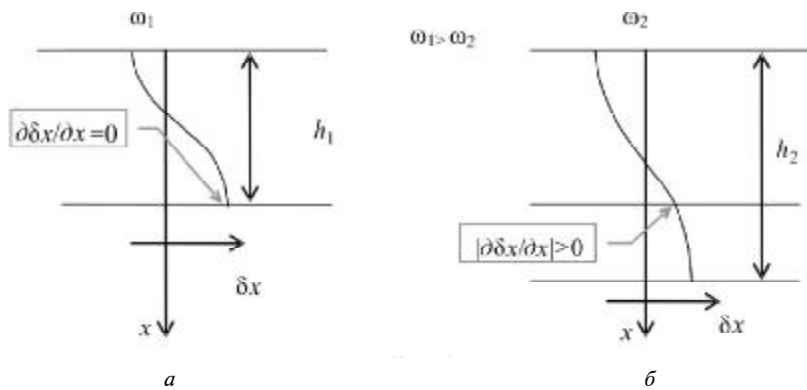
$$E_i = \frac{E_z}{\varepsilon_i}.$$

Отже, швидкість поширення коливань диполів у шарах літосфери має величину

$$v_i = \sqrt{\frac{e E_z n_s}{\varepsilon_i m n_V}}. \quad (3)$$

Експериментальне [13] та теоретичне значення, розраховане за формулою (3) без глибокого аналізу складових цієї формули, збігаються за порядком величини. Це дає можливість припустити, що у шарах літосфери носіями збурення є інші, раніше невідомі хвилі, які назвемо хвилями поляризації.

Відмінності, що зафіксовані між теоретичними та експериментальними даними, можна пояснити різними причинами. По-перше, вище розглянуто поширення у діелектрику хвиль поляризації лише одного із можливих типів (поздовжні). Поперечні хвилі, які характерні у першу чергу для діелектриків з орієнтаційним механізмом поляризації, – не вивчались. Зауважимо, що детальне вивчення потребує механізм утворення хвиль для різних типів поляризації. По-друге, слід детальніше проаналізувати зміст параметра $\frac{n_s}{n_V}$, який є мікрохарактеристикою речовини.



Просторовий розподіл точок: *a* – межа поділу шарів літосфери лежить на відстані h_1 від поверхні, довжина хвилі $\lambda_1 = 2h_1$; на цій межі $\delta x'_x(x, t) = 0$ деформація диполів стала; *b* – довжина хвилі $\lambda_2 > \lambda_1$, тому на тій самій межі поділу середовищ деформація диполів неоднорідна, $|\delta x'_x(x, t)| > 0$, тобто діючими силами тертя можна знехтувати

Експериментальні дані засвідчують про сталу швидкість поширення збурення у шарах літосфери. Це виконується за умови, якщо параметр $G = \frac{n_s}{n_v \epsilon_i}$ залишається сталим з переходом із одного матеріального середовища у інше. Таке припущення потребує окремого вивчення.

Очевидно, параметр G є макрохарактеристикою мікроскопічних ефектів, які існують у молекулах і кристалічній ґратці речовини. Цей параметр має подібність із модулем пружності закону Гука. Якщо розглядати процес поширення хвилі поляризації з позицій класичної фізики, то доцільно використовувати значення G , визначене експериментально. Глибший зміст параметра G можна дослідити лише із застосуванням квантового підходу.

Розглянемо поведінку диполів на межах поділу шарів літосфери.

Шари літосфери не можна вважати ідеальним діелектриком – це матеріальне середовище без чітко виражених провідних чи діелектричних властивостей.

Якщо помістити пластину неідеального діелектрика у зовнішнє електричне поле, то на поверхні пластини з'явиться зв'язаний електричний заряд. Крім того, вільні заряди, які утворюють струми провідності, переміщуватимуться у полі і концентруватимуться на поверхні. Отже, за наявності зовнішнього поля у об'ємі пластини речовина за властивостями наближаються до діелектрика, а поблизу поверхні – до провідника. Середовище перетворюється у складну систему. Відзначимо, що товщина шарів підвищеної провідності значно менша за товщину діелектричного шару.

Коливання диполів за наявності вільних зарядів має особливості. Розглянемо цей процес. Нехай у деякій точці діелектрика з підвищеною провідністю у результаті коливань диполів виникло локальне некомпенсоване електричне поле. Вільні заряди миттєво перерозподіляться у просторі, що приведе до екранування локального

поля. У результаті деформація диполів стане меншою. Процес коливань диполів згасає.

Можна провести аналогію із описаним процесом і процесом коливань за наявності сили тертя.

Припустимо, що існує деяке критичне значення сили тертя F_m^{sp} , що характеризується такими умовами: якщо значення кулонівської сили F_k , що діє на диполі, не перевищує F_m^{sp} ($F_m^{sp} > F_k$), то коливальний процес у Δ -шарі не розвивається; якщо значення кулонівської сили F_k значно перевищує силу тертя F_m^{sp} ($F_m^{sp} \ll F_k$), то тертям у системі нехтуємо.

Оскільки кулонівська сила пропорційна просторовим змінам величини деформації диполів ($F_k(x, t) = n_s e E_0 \delta x'_x(x, t) S$), то перша умова еквівалентна твердженню $\delta x'_x(x, t) \rightarrow 0$.

Друга умова еквівалентна твердженню, що межа поділу середовищ не впливає на процес поширення хвилі поляризації.

Під час поширення збурень у системі встановлюються стоячі хвилі, існують точки простору, в яких $\delta x'_x(x, t) = 0$. Просторовий розподіл таких точок залежить від геометрії системи (товщини шарів) і частоти коливань (див. рисунок).

Отже, існують такі значення частот коливань ω , за яких у шарах літосфери встановлюються стоячі поляризаційні хвилі.

Розглянемо розв'язки хвильового рівняння (2) з граничними умовами виду

$$\delta x'_x(0, t) = 0, \quad \delta x'_x(h_i, t) = 0.$$

Розв'язки знаходимо методом розділення змінних [11]:

$$\delta x(x, t) = \sum_i A_i e^{-i\omega_i t} \cos \frac{\pi i}{h_i} x, \quad (4)$$

де $\omega_i = a \frac{\pi i}{h_i} = a k_i$ – власні частоти коливань стоячих хвиль поляризації; k_i – хвильові числа.

Зазначимо, що $k_i = \frac{2\pi}{\lambda_i} = \frac{\pi i}{h_i}$, де λ_i – довжина хвилі. Звідси $h_i = \frac{\lambda_i}{2} = \frac{a\pi}{\omega_i}$ (індекс $i = 1$ визначає

основну моду коливань). Отже, товщину шару літосфери однозначно встановлюємо за довжиною стоячої хвилі або частотою власних коливань.

Урахування дисипацій у системі дає змогу переписати функціональну залежність (4) у вигляді [12]

$$\delta x(x, t) = \sum_i A_i e^{-i\omega_i t} e^{-\gamma_i t} \cos \frac{\pi i}{h_i} x,$$

де γ_i – декременти згасання коливань.

Очевидно, що поведінка експериментально встановленої залежності напруженості електричного поля на поверхні Землі від часу становлення сигналу та функції $P(0, t) = \sum B_i e^{-i\omega_i t} e^{-\gamma_i t}$ подібні.

В результаті проведених досліджень можна зробити наступні висновки: діелектрик у зовнішньому електростатичному полі – це пружне середовище, у якому можуть виникати хвильові процеси переорієнтації диполів. На основі створеної моделі фізичного явища отримано рівняння поширення у діелектричному середовищі хвиль поляризації. Теоретичне значення швидкості поширення цієї хвилі за порядком величини збігається з експериментально встановленим.

За певних умов у шарах літосфери можуть виникати стоячі хвилі поляризації (резонансні ефекти).

1. *Електроразведка*. Справочник геофизика / Под ред. В.К.Хмилевского. – М.: Недра, 1989. – Т.1. – 437 с.
2. *Левашов С.П., Якимчук М.А., Корчагин І.М., Пищаный Ю.М.* Метод електрорезонансного зондування та його можливості при проведенні комплексних геолого-геофізичних досліджень // *Геоінформатика*. – 2003. – № 1. – С. 15–20.
3. *Левашов С.П., Якимчук Н.А., Пищаный Ю.М., Корчагин І.Н.* Аппаратурный комплекс “GEMA” комплексных геоэлектрических исследований и его использо-

вание для поисков скопленных углеводородов // Сб. науч. трудов НГА Украины. – Т. 4, № 13. – Днепропетровск: РИК НГА Украины, 2002. – С. 78–83.

4. *Левашов С.П., Якимчук М.А., Корчагин І.М., Таскінбаев К.М.* Пошуки покладів вуглеводнів геоелектричними методами на нафтогазових родовищах Західного Казахстану // *Нафт. і газ. пром-сть*. – 2003. – № 5. – С. 12–16.
5. *Левашов С.П., Якимчук Н.А., Корчагин І.Н., Сорока А.И.* Геоэлектрические исследования в пределах Ичнрянской группы структур Днепровско-Донецкой впадины // *Докл. НАН Украины*. – 2005. – № 5. – С. 105–111.
6. *Левашов С.П., Якимчук Н.А., Корчагин І.Н., Пищаный Ю.М.* Изучение строения кристаллического массива геоэлектрическими методами в восточной части Коростенского плутона // *Геоінформатика*. – 2005. – № 4. – С. 20–23.
7. *Левашов С.П., Якимчук М.А., Корчагин І.М.* Інноваційні експрес-технології “прямих” пошуків скупчень нафти і газу // *Вісн. НАН України*. – 2008. – № 5.
8. *Шуман В.Н., Левашов С.П., Якимчук Н.А., Корчагин І.Н.* Радиоволновые зондирующие системы: элементы теории, состояние и перспектива // *Геоінформатика*. – 2008. – №2. – С. 22–50.
9. *Светов Б.С.* Основы геоэлектрики. – М.: ЛКИ, 2008. – 656 с.
10. *Краев А.П.* Основы геоэлектрики. – Л.: Недра, 1965. – 588 с.
11. *Корн Г., Корн Т.* Справочник по математике. – М.: Наука, 1970. – 720 с.
12. *Никольский В.В., Никольская Т.И.* Электродинамика и распространение радиоволн. – М.: Наука, 1989. – 543 с.
13. *Финчук В.В., Скопиченко И.М., Новиков А.В.* Метод точечного электромагнитного зондирования. Теория и способы обработки // *Екологія і природокористування*. – 2003. – Вип. 6. – С. 173–178.

Надійшла до редакції 12.01.2010 р.

М.А. Якимчук, І.П. Мороз

ВЛАСНІ ЕЛЕКТРОМАГНІТНІ КОЛИВАННЯ ПОЛЯРИЗОВАНИХ ШАРІВ ЛІТОСФЕРИ

Показано, що у реальних діелектриках може виникати хвильовий процес поширення коливань диполів – хвилі поляризації. Встановлено, що такі хвилі несуть інформацію про просторову структуру шарів літосфери. Оцінено швидкість їх поширення. Отримані теоретичні результати описують фізику процесу становлення короткоімпульсного електромагнітного поля.

Ключові слова: електромагнітні коливання, хвилі поляризації, шари літосфери.

Н.А. Якимчук, І.П. Мороз

СОБСТВЕННЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ КОЛЕБАНИЯ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ СЛОЕВ ЛИТОСФЕРЫ

Показано, что в реальных диэлектриках может возникать волновой процесс распространения колебаний диполей – волны поляризации. Установлено, что такие волны несут информацию о пространственной структуре слоев литосферы. Сделана оценка скорости их распространения. Полученные теоретические результаты описывают физику процесса становления короткоимпульсного электромагнитного поля.

Ключевые слова: электромагнитные колебания, волны поляризации, слои литосферы.