

ПРО УМОВИ ВИНИКНЕННЯ ХВИЛЬ ПОЛЯРИЗАЦІЇ

© 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*

Determined in the paper are the necessary conditions of the wave process arising in the continuous medium. The paper shows that the conditions of the wave propagation process are met for the electric dipoles system of the Earth lithosphere layers.

Keywords: wave process, electric dipoles system, local interaction, oscillator.

У статті [1] обговорено можливість пояснення явища немонотонної поведінки кривої становлення поля [2, 3] збуренням у шарах літосфери хвиль поляризації, які несуть інформацію про структуру шарів. Хвилі поляризації розглянуто як коливання електричних дипольних моментів атомів (молекул), які передаються в просторі внаслідок польової взаємодії диполів. Відкритим залишається питання про умови збурення та існування хвиль поляризації.

Метою цієї роботи є обговорення можливих механізмів виникнення та існування хвильових процесів у системі диполів.

У літературних джерелах відсутня інформація про існування процесів поширення механічних хвиль (хвиль зв'язаного заряду) у системах, що складаються із частинок – носіїв електричного дипольного моменту [4–7]. Найімовірнішою причиною цього є відсутність експериментальних даних щодо зазначеного ефекту. Дійсно, в системах певної просторової структури з діелектричним заповненням і без нього виникають електромагнітні хвилі подібного типу, які відрізняються швидкістю передачі енергії. В діелектрику швидкість поширення електромагнітних коливань менша, ніж у вакуумі. Це можна пояснити залученням у хвильовий процес середовища (диполів), в якому поширюється електромагнітне поле. Коливальний процес встановлюється у системі миттєво (з швидкістю поширення світла у середовищі) з орієнтуванням при цьому диполей речовини. Таким чином, у речовині спостерігається колективний процес коливань диполів і поля, в якому механічний рух диполів підпорядкований руху поля (на диполі впливає вимушена сила з боку поля). Умови для спостереження власних коливань системи диполів, що проходять без дії зовнішнього збурювального чинника, відсутні.

Під час розгляду руху системи диполів потрібно брати до уваги теплові механізми його

виникнення. Атоми і молекули перебувають у постійному тепловому русі, у постійній взаємодії, наслідком якої є обмін енергією. Деформації атомів і молекул, унаслідок яких виникає дипольний момент, є хаотичними. Через неупорядкованість коливань диполів у системі не може виникнути колективного ефекту – появи хвилі. І якщо в речовині в локальній зоні сформується хвиля електромеханічних коливань диполів, то цей процес швидко руйнується накладанням теплового руху. Проте із внесенням матеріального середовища у електричне поле ситуація змінюється. З'являється виділений напрямок, уздовж якого переважно орієнтуються дипольні моменти.

Можна припустити також наявність колективних фононно-дипольних коливань, в яких механічні коливання диполів підпорядковані коливанням атомів упорядкованої структури речовини.

Отже, за звичайних умов у діелектрику не можна спостерігати механічних коливань диполів (аналогічних, наприклад, коливанням фононів). Виявляються колективні процеси – дипольно-польовий, фононно-дипольний, інший подібного типу. Крім того, тепловий рух атомів, молекул речовини руйнує можливе встановлення колективних механічних коливань диполів. Енергія хаотичного руху молекул перевищує енергію диполь-дипольної взаємодії. Дійсно, енергія теплового руху атома (молекули) речовини пропорційна величині kT (k – стала Больцмана, T – температура), енергія диполя в електростатичному полі визначається співвідношенням $(p \cdot E)$ (p – дипольний момент, E – напруженість електростатичного поля). Оцінки показують, що за звичайних умов у широкому діапазоні значень напруженості поля виконується умова: $\frac{pE}{kT} \ll 1$.

Хвильові процеси різноманітні за своїм проявом, проте їх описують подібними математич-

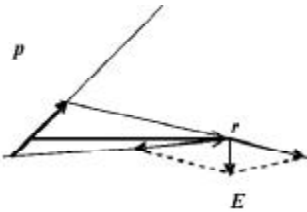


Рис. 1. До розрахунку напруженості поля одиничного диполя

ними моделями, і, очевидно, можна вказати на низку загальних умов, які визначають можливість поширення в системах хвиль:

- 1) середовище, в якому поширюється хвиля, можна розглядати як систему окремих осциляторів;
- 2) між окремими осциляторами існує взаємодія, яка має локальний характер (осцилятори зв'язані);
- 3) спостерігається поширення у просторі енергії хвилі через передавання збурення від одного осцилятора до іншого (сусіднього);
- 4) коливання осциляторів подібні, відмінність зумовлена різними фазами коливань.

У розглянутому випадку потрібно окремо встановити умови, виконання яких забезпечить розділення дипольно-польових і дипольно-дипольних коливань.

Відомо [5, 6], що у твердих тілах, рідинах і газах реалізуються різні механізми поляризації речовини. У подальшому, для визначеності, вважатимемо, що аналізуємо тверде тіло з кубічною кристалічною ґраткою у межах класичної фізики.

Зосередимось на розгляді одного із основних питань: чи можна вважати взаємодію окремого диполя з системою диполів нескінченного кристала локальною?

Напруженість електричного поля, що створене одиничним диполем з електричним моментом p , в точці простору з координатами r (рис. 1) визначають співвідношення [8]:

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{3n(p \cdot n) - p}{r^3} \right), \quad n = \frac{r}{|r|}.$$

Виберемо довільний вузол кристалічної ґратки і з'явимо з ним початок відліку (рис. 2).

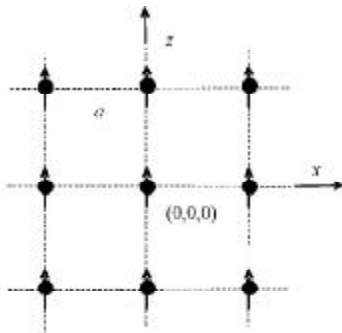


Рис. 2. Дипольні моменти атомів кубічної кристалічної ґратки (однорідне поле)

Потрібно оцінити силу взаємодії одиничного диполя з іншими диполями системи, які розміщуються у вузлах кристалічної ґратки (a – період ґратки). Пошук точного розв'язку задачі затруднений, оскільки у цьому випадку маємо справу із задачею багатьох тіл, яка немає загального розв'язку. Для оцінки сили взаємодії достатньо розрахувати напруженість електростатичного поля на початку відліку, що створене системою диполів з однаковими дипольними моментами.

Відомо [5], що оскільки поляризація діелектрика утворена однорідним полем (дипольні моменти у вузлах ґратки однакові), напруженість електричного поля системи диполів на початку відліку дорівнює нулю. Отже, у цьому випадку взаємодія диполів відсутня. Властивості системи повністю визначає зовнішнє поле.

Розглянемо випадок, коли поляризація атомів речовини встановлюється неоднорідним полем, що орієнтоване вздовж осі z системи відліку (рис. 3). Напруженість поля на початку відліку визначаємо сумою напруженостей електричних полів диполів:

$$E_i = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_i \left(\frac{3x_i x_j - \delta_{ij} r^2}{r^5} \right) p_i.$$

Підсумовування проводимо по усіх вузлах кристалічної ґратки речовини.

Можна легко показати, що в умовах заданої орієнтації диполів компоненти поля E_x , E_y дорівнюють нулю. Ця рівність є строгою.

Оцінимо компоненту E_z . Зауважимо, що напруженість поля одиничного диполя, а отже і сила взаємодії, згасає за законом $\frac{1}{r^3}$, тому найбільше впливають на виділений диполь диполі, що перебувають у найближчих вузлах, проте зі збільшенням $|r|$ збільшується кількість джерел поля.

Пропонуємо окремо враховувати у сумі дипольні моменти, які знаходяться на відстанях a , $2a$, $3a$, ... від початку відліку (рис. 4). Результуючу напруженість електричного поля можна подати у такому вигляді (верхній індекс визначає номер вузла ґратки, який є джерелом поля):

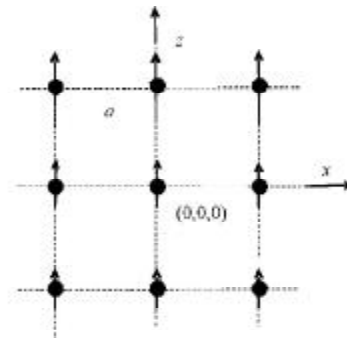


Рис. 3. Дипольні моменти атомів кубічної кристалічної ґратки (неоднорідне поле)

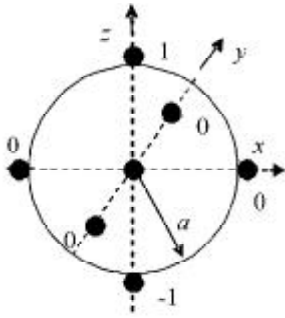


Рис. 4. До розрахунку поля системи диполів

$$E_z = E'_z + E''_z + E'''_z + \dots,$$

де
$$E'_z = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2}{a^3} (p_z^{(1)} + p_z^{(-1)} - 2p_z^{(0)});$$

$$E''_z = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{a^3} \times$$

$$\times \left[\frac{1}{\sqrt{2}} (p_z^{(1)} + p_z^{(-1)} - 2p_z^{(0)}) + \frac{1}{2} (p_z^{(2)} + p_z^{(-2)} - 2p_z^{(0)}) \right], \text{ і т. д.}$$

Бачимо, що $E'_z > E''_z > E'''_z > \dots$. Отже, впливом дипольних моментів, які знаходяться на великих відстанях (na , $n \rightarrow \infty$) від початку відліку, можна знехтувати. Це означає, що взаємодія диполів у системі має локальний характер.

Із урахуванням того що $a \rightarrow 0$, можна здійснити граничний перехід від дискретних до неперервних величин $\left(\lim_{a \rightarrow 0} \frac{1}{a^2} (p_z^{(1)} + p_z^{(-1)} - 2p_z^{(0)}) = \frac{\partial^2 p_z}{\partial z^2} \right)$. Ос-таточно

$$F = eE'_z \approx \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e}{a} \frac{\partial^2 p_z}{\partial z^2}.$$

Розглянемо коливання дипольного моменту, які виникають у одиничному атомі під дією електричного поля, що змінюється у часі за гармонічним законом.

Зв'язані заряди діелектрика за модельними уявленнями – це частинки, на які діє не тільки зовнішнє поле, а й пропорційна зміщенню сила “пружності” βr . Рівняння руху таких частинок запишемо у вигляді

$$r'' + \frac{\beta}{m} r = \frac{e}{m} E.$$

Якщо під час побудови рівняння не враховуємо взаємодію диполів (наприклад, вони розміщуються на великих відстанях), то E – напруженість зовнішнього поля.

Відомо, що рівняння руху зазначеного типу – це рівняння гармонічних коливань осцилятора під дією зовнішньої сили. Отже, одиничний диполь являє собою коливальну систему.

Враховуємо гармонічний характер зміни поля, використавши позначення $\omega_0 = \sqrt{\frac{\beta}{m}}$ (ω_0 має зміст

власних коливань зв'язаного заряду). Тоді рівняння руху набуває вигляду

$$r'' + \omega_0^2 r = \frac{e}{m} E_0 e^{i\omega t}.$$

Загальний розв'язок рівняння такий:

$$r(t) = C e^{i\omega_0 t} + \frac{e}{m} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2} E_0 e^{i\omega t}.$$

У коливальній системі, яку розглядаємо, накладаються високочастотні коливання з частотою ω_0 та відносно повільні коливання з частотою збудовуючої сили ω . Провівши усереднення функції $r(t)$ за інтервалом часу $t < T$ ($T = \frac{2\pi}{\omega}$), визначимо середнє зміщення зв'язаного заряду під дією зовнішнього поля:

$$\bar{r}(t) = \frac{e}{m} \frac{1}{\omega_0^2} E_0 e^{i\omega t}.$$

Таким чином, отримуємо можливість оцінити величину дипольного моменту атома – $p = e\bar{r}$ (e – величина зв'язаного заряду), який коливається з частотою збудовуючого поля (рис. 5).

Розглянемо можливість відокремлення процесу поширення електромагнітної хвилі від процесу колективних механічних коливань диполів.

Реальне матеріальне середовище, яким є шари літосфери, не виявляє чітко виражених провідних чи діелектричних властивостей [9]. Скористаємось модельним уявленням про те, що середовище містить вільні заряди, які характеризуються величиною питомої провідності σ ($\sim 10^{-5} - 10^{-3}$ См/м для сухого ґрунту; $\sim 10^{-3} - 10^{-2}$ См/м для вологого ґрунту [10]), та зв'язані заряди (диполі), що характеризуються величиною відносної діелектричної проникності ϵ (3–6 для сухого ґрунту; 10–30 для вологого ґрунту [10]). Шари літосфери перебувають у природному електростатичному полі Землі, напруженість якого поблизу поверхні має свої значення [11].

Очевидно, що вільні заряди рухатимуться під дією електростатичного поля і концентруватимуться поблизу поверхні. На процес дрейфу вільних зарядів накладатиметься зворотний дифузійний процес, унаслідок чого у системі встановиться неоднорідний у просторі стаціонарний розподіл зарядів [12].

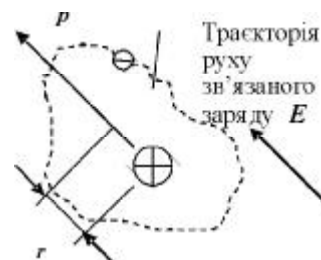


Рис. 5. Зміщення траєкторії руху у зовнішньому полі

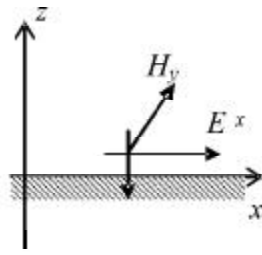


Рис. 6. Поширення плоскої хвилі на межі поділу шарів атмосфери і літосфери

Дифузійно-дрейфовий процес у стаціонарному випадку описуємо рівнянням виду

$$eD \operatorname{grad} n + e\mu E n = 0, \quad (1)$$

де e – величина заряду; D – коефіцієнт дифузії; μ – рухомість зарядів; n – концентрація носіїв заряду.

Розв'язок рівняння (1) за умови орієнтації вектора напруженості електричного поля E уздовж осі z і за початкових умов $n(z=0) = n_0$ (початок відліку зіставимо з рівнем поверхні Землі) має вигляд

$$n(z) = n_0 e^{-\frac{\mu E_z}{D} z}.$$

Таким чином, товщину провідного шару літосфери оцінюємо величиною $L = \frac{D}{\mu E_z}$. Підставивши

чисельні значення, знаходимо: $L \approx 1$ м.

Нехай з повітря у літосферу поширюється плоска електромагнітна хвиля у напрямку $-z$ (рис. 6). Компоненти поля хвилі визначають співвідношеннями

$$E_x = E_{0x} e^{i(k_z z + \omega t)},$$

$$H_y = H_{0y} e^{i(k_z z + \omega t)},$$

де k_z – хвильове число; ω – частота коливань.

Поведінку електромагнітного поля у літосфері описуємо системою рівнянь Максвелла:

$$\begin{cases} \operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{\partial}{\partial t} (\varepsilon \mathbf{E}) + \sigma \mathbf{E}; \\ \operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{\partial}{\partial t} (\mu \mathbf{H}). \end{cases} \quad (2)$$

Якщо електромагнітне поле коливається за гармонічним законом, то систему рівнянь (2) можна звести до рівняння Гельмгольца:

$$\mathbf{E} + \dot{k}^2 \mathbf{E} = 0,$$

де $\dot{k} = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon \mu} = k' - ik'' = |k| \sqrt{1 - itg\Delta}$ – комплексне хвильове число (враховано, що середовище не

виявляє магнітних властивостей: $\mu = 1$), $|k| = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon}$; $\dot{\varepsilon} = \varepsilon - i \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0}$ – комплексна діелектрична проникність; Δ – кут електричних втрат $\left(tg\Delta = \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon} \right)$.

Розв'язок рівняння Гельмгольца за граничних умов $E|_{z=0} = (E_{0x}, 0, 0)$ має вигляд ($z < 0$)

$$E_x = E_{0x} e^{k'_z z} e^{i(k_z z + \omega t)}.$$

Для середовища, яким є верхні шари літосфери Землі, у широкій смузі частот аж до 10^6 Гц, $tg\Delta \gg 1$, тому, з електродинамічної точки зору, верхні шари літосфери – провідники. У цьому випадку $k' \approx k'' \approx |k| \sqrt{\frac{tg\Delta}{2}}$. Отже, електромагнітне

поле хвилі зосереджується у приповерхневому шарі літосфери завтовшки $d = \frac{1}{k''} = \frac{1}{|k|} \sqrt{\frac{2}{tg\Delta}}$. Наприклад, за коливань поля з частотою 10^3 Гц товщина шару становить 1–10 м залежно від зволоженості ґрунту. Зі збільшенням частоти коливань величина d зменшується. За оцінками, величини L і d мають один порядок. Інакше кажучи, у приповерхневому шарі літосфери завтовшки 1–10 м зосереджені коливання електромагнітного поля і розміщується зона з підвищеною концентрацією вільних носіїв заряду.

Виникає запитання: чи існуватиме в шарах літосфери коливальний процес, зумовлений тільки коливаннями диполів діелектрика? На нашу думку, немає підстав давати негативну відповідь на поставлене питання. Як показано вище, коливання електромагнітного поля швидко згасають у шарах літосфери, проте через інертність дипольних моментів атомів (молекул) та існування локального зв'язку між диполями збуджені полем на поверхні коливання диполів поширюватимуться вглиб літосфери.

Результати дослідження дають змогу дійти таких висновків:

- 1) поведінка дипольного моменту атома (молекули) має коливальний характер;
- 2) сукупність диполів матеріального середовища утворює систему, зв'язки у якій мають локальний характер;
- 3) появі узгодженого руху диполів у системі сприяє зовнішнє електростатичне поле;
- 4) у реальних (неідеалізованих) середовищах (якими є шари літосфери) збудовальне електромагнітне поле (хвиля) згасає у тонкому приповерхневому шарі, тому колективний дипольно-польовий процес, який є носієм інформації, неможливий. Натомість унаслідок інертності електричних диполів системи та існування між ними зв'язку збудження може поширюватись на досить великі відстані (питання дисипації збудження у цій роботі не вивчали).

Усі викладені положення доводять можливість виникнення у діелектриках хвиль коливань зв'язаного заряду (хвиль поляризації).

1. Якимчук М.А., Мороз І.П. Власні електромагнітні коливання поляризованих шарів літосфери // Геоінформатика. – 2010. – № 1. – С. 93–96.
2. Левашов С.П., Якимчук М.А., Корчагін І.М., Піщаний Ю.М. Метод електрорезонансного зондування та його можливості при проведенні комплексних геолого-геофізичних досліджень // Там само. – 2003. – № 1. – С. 150–20.
3. Левашов С.П., Якимчук М.А., Корчагін І.М. Інноваційні експрес-технології “прямих” пошуків скупчень нафти і газу // Вісн. НАН України. – 2008. – № 5.
4. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теорія волн. – М.: Наука, 1990. – 432 с.
5. Фрелих Г. Теория диэлектриков. – М.: Изд-во иностр. лит., 1960. – 251 с.
6. Слэтер Д. Диэлектрики, полупроводники, металлы. – М.: Мир, 1969. – 647 с.
7. Федорченко А.М. Теоретична фізика. – К.: Вища шк., 1992. – Т.1. – 535 с.
8. Зисман Г.А., Тодос О.М. Курс общей физики. – М.: Наука, 1967. – Т.2. – 366 с.
9. Светов Б.С. Основы геоэлектрики. – М.: Изд-во ЛКИ, 2008. – 656 с.
10. Никольский В.В., Никольская Т.И. Электродинамика и распространение радиоволн. – М.: Наука, 1989. – 543 с.
11. Краев А.П. Основы геоэлектрики. – Л.: Недра, 1965. – 588 с.
12. Смит Р. Полупроводники. – М.: Мир, 1982. – 558 с.

Надійшла до редакції 25.06.2010 р.

М.А. Якимчук, І.П. Мороз

ПРО УМОВИ ВИНИКНЕННЯ ХВИЛЬ ПОЛЯРИЗАЦІЇ

Визначено необхідні умови виникнення хвильового процесу у суцільному середовищі. Показано, що для системи електричних диполів шарів літосфери Землі виконуються умови перебігу хвильового процесу.

Ключові слова: хвильовий процес, система електричних диполів, локальна взаємодія, осцилятор.

Н.А. Якимчук, І.П. Мороз

ОБ УСЛОВИИ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ВОЛН ПОЛЯРИЗАЦИИ

Определены необходимые условия возникновения волнового процесса в сплошной среде. Показано, что для системы электрических диполей слоев литосферы Земли выполняются условия протекания волнового процесса.

Ключевые слова: волновой процесс, система электрических диполей, локальное взаимодействие, осциллятор.