

Вплив зовнішнього електричного поля на параметри механічних хвиль сейсмічних частот у пористому насиченому середовищі

Василь Кондрат¹, Софія Твардовська²

¹ д. ф.-м. н., с. н. с., Центр математичного моделювання ІППММ ім. Я. С. Підстригача НАН України, вул. Дудаєва, 15, Львів, 79005, e-mail: kon@cmm.lviv.ua

² Інститут прикладних проблем механіки і математики ім. Я. С. Підстригача НАН України, вул. Наукова, 36, Львів, 79060, e-mail: sofi.lviv@gmail.com

Отримано та проаналізовано дисперсійне рівняння для плоскої поздовжньої механоелектромагнітної хвилі в пористому насиченому розчині електроліту середовищі за наявності зовнішнього постійного електричного поля. Вектор напруженості поля колінеарний хвильовому вектору. Основну увагу надано вивченню впливу електричного поля на параметри хвилі за низьких (сейсмічних) частот. Встановлено, зокрема, що зовнішнє поле може визначати величину та знак коефіцієнта загасання хвилі першого роду. Це створює передумови цільового впливу на параметри низькочастотних хвиль шляхом вибору величини та напрямку вектора напруженості зовнішнього електричного поля, що може бути корисним під час сейсмоелектричних досліджень земної кори.

Ключові слова: пористе насичене середовище, постійне електричне поле, механоелектромагнітна плоска хвиля.

Вступ. Рівняння електромагнітної механіки пористого насиченого розчином електроліту середовища за різних наближень подані в роботах [2, 4, 8]. Результати досліджень механоелектромагнітних хвиль у таких середовищах наведені в [2, 7, 9]. У працях [2, 4] записано рівняння електромагнітної механіки пористого середовища за наявності зовнішнього постійного електричного поля, а також наведено результати дослідження впливу електричного поля на параметри хвиль першого та другого роду. Зазначимо при цьому, що для низьких (сейсмічних) частот ці дослідження проведені фрагментарно. У роботі [3] відзначено, що створене зовнішніми джерелами в земній корі електричне поле сприяє підвищенню інформативності під час сейсмічних досліджень. У зв'язку з цим практичний інтерес має подальше вивчення впливу зовнішнього постійного електричного поля на параметри хвиль низьких (сейсмічних) частот. Таке дослідження є мета цієї роботи. При цьому обмежимося розглядом поздовжніх хвиль і поздовжнього електричного поля (вектор напруженості поля паралельний хвильовому вектору).

1. Формулювання задачі

Розглядаємо пористе насичене розчином електроліту середовище, віднесене до декартової системи координат (x, y, z) . Матеріал скелета — діелектрик. Пористість

вважаємо відкритою. У середовищі, яке є статистично однорідним та ізотропним, зовнішніми джерелами створено однорідне постійне електричне поле напруженості \vec{E}_0 . Відповідну ключову систему рівнянь електромагнітної механіки [4] запишемо у вигляді

$$\begin{aligned}
 \alpha_{10}\rho_0^{(1)} \frac{\partial^2 \vec{u}^{(1)}}{\partial t^2} &= \frac{\alpha_{10}^2}{\beta} \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{u}^{(1)}) + \frac{\alpha_{10}\alpha_{20}(1-\nu_f)}{\beta} \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{u}^{(2)}) + A \left(\frac{\partial \vec{u}^{(2)}}{\partial t} - \frac{\partial \vec{u}^{(1)}}{\partial t} \right) + \\
 &+ \rho_{12} \left(\frac{\partial^2 \vec{u}^{(2)}}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \vec{u}^{(1)}}{\partial t^2} \right) + \alpha_{10} f_{E0}^{(1)} \rho_{e0}^{(1)} \vec{E} + \alpha_{10} \varepsilon^{(1)} \left(f_{E0}^{(1)} \right)^2 \vec{E}_0 (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) + \\
 &+ \alpha_{10} f_{E0}^{(1)} \sigma_{e0}^{(1)} \vec{E}_0 \times \vec{B} + \alpha_{10} \chi^{(1)} \left(f_{E0}^{(1)} \right)^2 \sum_{\alpha} E_{0\alpha} \vec{\nabla} E_{\alpha}, \\
 \alpha_{20}\rho_0^{(2)} \frac{\partial^2 \vec{u}^{(2)}}{\partial t^2} &= \alpha_{10} \left[\beta^{-1} \alpha_{20} (1-\nu_f) \hat{I} + (1-\alpha_{10}\beta^{(1)}\beta^{-1}) \hat{T}_{210} \right] \cdot \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{u}^{(1)}) + \\
 &+ \alpha_{20} \left\{ \left[K_f + \frac{1}{3} G_f - \beta^{-1} \alpha_{20} (1-\nu_f)^2 \right] \hat{I} - \alpha_{10} (1-\nu_f) \hat{T}_{210} \right\} \cdot \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{u}^{(2)}) + \\
 &+ \alpha_{20} G_f \Delta \vec{u}^{(2)} - A \left(\frac{\partial \vec{u}^{(1)}}{\partial t} - \frac{\partial \vec{u}^{(2)}}{\partial t} \right) - \rho_{12} \left(\frac{\partial^2 \vec{u}^{(1)}}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \vec{u}^{(2)}}{\partial t^2} \right) + \\
 &+ \left[\alpha_{20} f_{E0}^{(2)} \rho_{e0}^{(2)} + D_{0S} s_{12} \left(f_{E0}^{(2)} - f_{E0}^{(1)} \right) \right] \vec{E} + \alpha_{10} \varepsilon^{(1)} \left(f_{E0}^{(1)} \right)^2 (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) \vec{E}_0 + \\
 &+ \alpha_{20} f_{E0}^{(2)} \sigma_{e0}^{(2)} \vec{E}_0 \times \vec{B} + \alpha_{10} \chi^{(2)} \left(f_{E0}^{(2)} \right)^2 \sum_{\alpha} E_{0\alpha} \vec{\nabla} E_{\alpha}, \\
 \Delta \vec{E} - \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) &= \sigma_{e0} \mu \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \\
 &+ \alpha_{10} \mu \gamma_1 \rho_{e0}^{(1)} \left(\frac{\partial^2 \vec{u}^{(1)}}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \vec{u}^{(2)}}{\partial t^2} \right) - \beta^{-1} \alpha_{10} \alpha_{20} \nu_f \mu \gamma_{\sigma} \sigma_{e0} \vec{E}_0 \left(\vec{\nabla} \cdot \frac{\partial \vec{u}^{(1)}}{\partial t} \right) + \\
 &+ \alpha_{20} \mu \gamma_{\sigma} \sigma_{e0} \left[K_f - \beta^{-1} \alpha_{20} \nu_f (1-\nu_f) \right] \vec{E}_0 \left(\vec{\nabla} \cdot \frac{\partial \vec{u}^{(2)}}{\partial t} \right), \\
 \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} &= -\vec{\nabla} \times \vec{E}.
 \end{aligned} \tag{1}$$

Тут верхній індекс 1 відповідає поровій рідині, а 2 — скелету, $\vec{u}^{(j)}$ ($j=1,2$) — вектор переміщення фаз, \vec{E} — збурення вектора напруженості електричного поля, α_{10} — вихідне значення пористості, $\alpha_{20} = 1 - \alpha_{10}$, $\rho_0^{(j)}$ — вихідні значення густин маси фаз, ν_f — зцементованість; $\beta = \alpha_{10}\beta^{(1)} + \alpha_{20}\beta^{(2)}$, $\beta^{(j)}$ — стисливість фаз,

$A = \alpha_{10}\eta/k_p$, η — коефіцієнт в'язкості рідини, k_p — коефіцієнт проникності середовища, ρ_{12} — параметр приєднаної маси, K_f і G_f — ефективний модуль стиску та зсуву, D_{0s} — значення індукції електричного поля на поверхні у вихідній ситуації, $\rho_{e0}^{(1)} = \sqrt{\frac{2\varepsilon^{(1)}C_0\alpha_{10}}{fRTk_p}} \frac{zF_f\phi_1}{T_\Gamma}$, C_0 — концентрація електроліту, ϕ_1 — потенціал

поверхні найбільшого наближення іонів [5], T — абсолютна температура, R — газова стала, F_f — стала Фарадея, f — параметр форми пор, T_Γ — звивистість, z — валентність іонів, s_{12} — питома поверхня контакту фаз, $f_{E0}^{(j)} = \frac{\varepsilon - \varepsilon^{(3-j)}}{\alpha_{1j}(\varepsilon^{(j)} - \varepsilon^{(3-j)})}$,

ε і μ — абсолютні діелектрична та магнітна проникність середовища, $\chi^{(j)}$ — діелектрична сприйнятливність середовища, γ_σ — параметр, який характеризує залежність електропровідності від першого інваріанта ефективних напружень σ_f , σ_{E0} — коефіцієнт електропровідності середовища за відсутності механічних напружень, $\hat{T}_{210} = \left[\varepsilon^{(2)}(f_{E0}^{(2)})^2 - \varepsilon^{(1)}(f_{E0}^{(1)})^2 \right] (\vec{E}_0 \otimes \vec{E}_0 - 0,5E_0^2\hat{I})$.

Розглянемо плоску хвилю, яка поширюється вздовж осі OX так, що $\vec{E}_0 = (E_0, 0, 0)$ і для всіх шуканих функцій $\vec{f} = (\vec{u}_1^{(1)}, \vec{u}_1^{(2)}, \vec{E}_1)$ маємо $\vec{f}(x, t) = (f(x, t), 0, 0)$, $f(x, t) = fe^{-ikx+i\omega t}$, де k — хвильове число, ω — циклічна частота. Тоді система рівнянь (1) набуде вигляду

$$\alpha_{10}\rho_0^{(1)}\omega^2u_1^{(1)} = \alpha_{10}^2\beta^{-1}k^2u_1^{(1)} + \alpha_{10}\alpha_{20}\beta^{-1}(1-v_f)k^2u_1^{(2)} + Ai\omega(u_1^{(1)} - u_1^{(2)}) + \rho_{12}\omega^2(u_1^{(1)} - u_1^{(2)}) - \alpha_{10}f_{E0}^{(1)}\rho_{e0}^{(1)}E_1 + i\alpha_{10}(\varepsilon^{(1)} + \chi^{(1)})(f_{E0}^{(1)})^2kE_{01}E_1, \quad (2)$$

$$\alpha_{20}\rho_0^{(2)}\omega^2u_1^{(2)} = \alpha_{10}\left[\beta^{-1}\alpha_{20}(1-v_f) + (1-\alpha_{10}\beta^{(1)}\beta^{-1})T_{11}^0\right]k^2u_1^{(1)} + \alpha_{20}\left\{\left[K_f + \frac{1}{3}G_f - \beta^{-1}\alpha_{20}(1-v_f)^2\right] - \alpha_{10}(1-v_f)T_{11}^0\right\}k^2\vec{u}_1^{(2)} + \alpha_{20}G_fk^2u_1^{(2)} - iA\omega(u_1^{(1)} - u_1^{(2)}) - \rho_{12}\omega^2(u_1^{(1)} - u_1^{(2)}) - \left[\alpha_{20}f_{E0}^{(2)}\rho_{e0}^{(2)} + D_{0s}s_{12}(f_{E0}^{(2)} - f_{E0}^{(1)})\right]E_1 + i\alpha_{10}\varepsilon^{(1)}(f_{E0}^{(1)})^2kE_{01}E_1 + i\alpha_{20}\chi^{(2)}(f_{E0}^{(2)})^2kE_{01}E_1, \quad (3)$$

$$(\sigma_{e0} + i\varepsilon\omega)E_1 = -i\alpha_{10}\omega\gamma_1\rho_{e0}^{(1)}(u_1^{(1)} - u_1^{(2)}) - i\alpha_{20}\gamma_\sigma\left\{\alpha_{10}v_f\beta^{-1}ku_1^{(1)} - \left[K_f - \beta^{-1}\alpha_{20}v_f(1-v_f)\right]ku_1^{(2)}\right\}\sigma_{e0}E_{01}. \quad (4)$$

Кількісні оцінки відносного вкладу доданків у цих рівняннях проведені для таких характеристик пористих тіл

$$\begin{aligned}
 \alpha_{10} &= 0,2; \quad \rho_0^{(1)} = 10^3 \text{ кг/м}^3; \quad \rho_0^{(2)} = 2,6 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3; \\
 \beta^{(1)} &= 4,4 \cdot 10^{-10} \text{ м}^2/\text{Н}; \quad \beta^{(2)} = 10^{-11} \text{ м}^2/\text{Н}; \quad K_f = 6 \cdot 10^{10} \text{ Н/м}^2; \\
 G_f &= 10^{10} \text{ Н/м}^2; \quad v_0 = 5,67 \cdot 10^3 \text{ м/с}; \quad \eta = 10^{-3} \text{ Па} \cdot \text{с}; \quad v_f = 0,6; \\
 k_p &= 10^{-12} \text{ м}^2; \quad \sigma_{e0} = 10^{-2} \text{ СМ/м}; \quad \varepsilon^{(1)} = 7,2 \cdot 10^{-10} \text{ Ф/м}; \\
 \varepsilon^{(2)} &= 5,3 \cdot 10^{-11} \text{ Ф/м}; \quad \varepsilon^{(1)} = 1,3 \cdot 10^{-10}; \quad \gamma_1 = 0,9; \quad \gamma_\sigma = 3 \cdot 10^{-8} \text{ Па}^{-1}; \\
 z &= 1; \quad C_0 = 100 \text{ моль/м}^3; \quad T_\Gamma = 5; \quad f = 2,5; \quad \zeta = 0,1 \text{ В}.
 \end{aligned} \tag{5}$$

Для полів $E_{01} \leq 10^5 \text{ В/м}$ і частот $10 \text{ с}^{-1} \leq \omega \leq 10^6 \text{ с}^{-1}$ отримані оцінки показали, що складниками $i\alpha_{10}(\varepsilon^{(1)} + \chi^{(1)})(f_{E0}^{(1)})^2 kE_{01}E$, $i\alpha_{10}\varepsilon^{(1)}(f_{E0}^{(1)})^2 kE_{01}E_1$, $i\alpha_{20}\chi^{(2)}(f_{E0}^{(2)})^2 \times kE_{01}E_1$ у рівняннях (2), (3), а також $(1 - \alpha_{10}\beta^{(1)}\beta^{-1})T_{11}^0$ порівняно з $\beta^{-1}\alpha_{20}(1 - v_f)$ і $\alpha_{10}(1 - v_f)T_{11}^0$ порівняно з $\left[K_f + \frac{1}{3}G_f - \beta^{-1}\alpha_{20}(1 - v_f)^2 \right]$ у рівнянні (3) з високою степінню точності можна знехтувати.

Якщо взяти, що $D_{0S}S_{12} = \alpha_{20}\rho_{e0}^{(2)}$ і використати умову електронейтральності пористого тіла у вихідному стані $\alpha_{10}\rho_{e0}^{(1)} + \alpha_{20}\rho_{e0}^{(2)} = 0$ [4], то отримаємо, що

$$\begin{aligned}
 &\left[\alpha_{20}f_{E0}^{(2)}\rho_{e0}^{(2)} + D_{0S}S_{12}(f_{E0}^{(2)} - f_{E0}^{(1)}) \right] = \\
 &= \alpha_{20}\rho_{e0}^{(2)}(2f_{E0}^{(2)} - f_{E0}^{(1)}) = -\alpha_{10}f_{E0}^{(1)}\rho_{e0}^{(1)}(2f_{E0}^{(2)} / f_{E0}^{(1)} - 1).
 \end{aligned}$$

Тепер систему рівнянь (2)-(4) запишемо так

$$\begin{aligned}
 &(\alpha_{10}\rho_0^{(1)}\omega^2 - \rho_{12}\omega^2 - Ai\omega - \alpha_{10}^2\beta^{-1}k^2)u_1^{(1)} + [\rho_{12}\omega^2 + Ai\omega - \\
 &-\alpha_{10}\alpha_{20}\beta^{-1}(1 - v_f)k^2]u_1^{(2)} + \alpha_{10}f_{E0}^{(1)}\rho_{e0}^{(1)}E_1 = 0,
 \end{aligned} \tag{6}$$

$$\begin{aligned}
 &[\rho_{12}\omega^2 + Ai\omega - \alpha_{10}\alpha_{20}(1 - v_f)\beta^{-1}k^2]u_1^{(1)} + \{\rho_0^{(2)}\omega^2 - \rho_{12}\omega^2 - Ai\omega - \\
 &-\alpha_{20}\left[K_f + \frac{4}{3}G_f - \alpha_{20}(1 - v_f)^2\beta^{-1} \right]k^2\}u_1^{(2)} - \alpha_{10}f_{E0}^{(1)}\rho_{e0}^{(1)}\left(2\frac{f_{E0}^{(2)}}{f_{E0}^{(1)}} - 1 \right)E_1 = 0,
 \end{aligned} \tag{7}$$

$$\begin{aligned}
 &i\alpha_{10}(\omega\gamma_1\rho_{e0}^{(1)} + \alpha_{20}v_f\beta^{-1}\gamma_\sigma\sigma_{e0}E_{01}k)u_1^{(1)} - i\{\alpha_{10}\omega\gamma_1\rho_{e0}^{(1)} + \\
 &+\alpha_{20}\left[K_f - \alpha_{20}v_f(1 - v_f)\beta^{-1} \right]\gamma_\sigma\sigma_{e0}E_{01}k\}u_1^{(2)} + (\sigma_{e0} + i\varepsilon\omega)E_1 = 0.
 \end{aligned} \tag{8}$$

2. Дисперсійне рівняння

Введемо безрозмірні величини

$$r_{j0} = \frac{\alpha_{j0}\rho_0^{(j)}}{\rho_0} \quad (j=1,2), \quad \Lambda_\beta = (\rho_0 v_0^2 \beta)^{-1}, \quad \Lambda_K = \frac{K_f}{\rho_0 v_0^2}, \quad \Lambda_{KG} = \frac{3K_f + 4G_f}{3\rho_0 v_0^2},$$

$$G_e = 2 \frac{f_{E0}^{(2)}}{f_{E0}^{(1)}} - 1, \quad \omega_V = \frac{A}{\rho_0}, \quad \varepsilon_m = \frac{\rho_{12}}{\rho_0}, \quad \omega_r = \frac{\sigma_{e0}}{\varepsilon}, \quad \omega_e = \frac{\gamma_1 f_{E0}^{(1)} (\alpha_{10} \rho_{e0}^{(1)})^2}{\rho_0 \sigma_{e0}} = \omega_V g_e,$$

$$g_e = \frac{\gamma_1 f_{E0}^{(1)} (\alpha_{10} \rho_{e0}^{(1)})^2}{\sigma_{e0} A}, \quad \omega_{E0} = \alpha_{10} f_{E0}^{(1)} v_0 \gamma_\sigma \rho_{e0}^{(1)} E_{01}, \quad \varepsilon_{Ev} = \frac{\omega_{E0}}{\omega_V}, \quad \xi = \frac{v_0}{\omega} k. \quad (9)$$

Умовою нетривіальності розв'язку системи (5)-(7) є рівність нулю визначника системи (дисперсійне рівняння). Використовуючи безрозмірні величини (9), подамо це рівняння у вигляді

$$\begin{aligned} & \left(a_{11}^{(0)} + \varepsilon_{Ev} a_{11}^{(1)} \xi + a_{11}^{(2)} \xi^2 \right) \left(a_{22}^{(0)} + \varepsilon_{Ev} a_{22}^{(1)} \xi + a_{22}^{(2)} \xi^2 \right) - \\ & - \left(a_{12}^{(0)} + \varepsilon_{Ev} a_{12}^{(1)} \xi + a_{12}^{(2)} \xi^2 \right) \left(a_{21}^{(0)} + \varepsilon_{Ev} a_{21}^{(1)} \xi + a_{21}^{(2)} \xi^2 \right) = 0. \end{aligned} \quad (10)$$

Тут

$$\begin{aligned} a_{11}^{(0)} &= r_{10} - \varepsilon_m - i \frac{\omega_V}{\omega} \left(1 + \frac{g_e}{1 + i\omega/\omega_r} \right), \quad a_{11}^{(1)} = -i \alpha_{10} \alpha_{20} v_f \frac{\omega_V}{\omega} \cdot \frac{\Lambda_\beta}{1 + i\omega/\omega_r}, \\ a_{11}^{(2)} &= -\alpha_{10}^2 \Lambda_\beta, \quad a_{12}^{(0)} = \varepsilon_m + i \frac{\omega_V}{\omega} \left(1 + \frac{g_e}{1 + i\omega/\omega_r} \right), \\ a_{12}^{(1)} &= i \alpha_{20} \frac{\omega_V}{\omega} \cdot \frac{\Lambda_k - \alpha_{20} \Lambda_\beta v_f (1 - v_f)}{1 + i\omega/\omega_r}, \quad a_{12}^{(2)} = -\alpha_{10} \alpha_{20} (1 - v_f) \Lambda_\beta, \\ a_{21}^{(0)} &= \varepsilon_m + i \frac{\omega_V}{\omega} \left(1 + \frac{g_e G_e}{1 + i\omega/\omega_r} \right), \quad a_{21}^{(1)} = i \alpha_{10} \alpha_{20} v_f \frac{\omega_V}{\omega} \cdot \frac{\Lambda_\beta G_e}{1 + i\omega/\omega_r}, \\ a_{21}^{(2)} &= -\alpha_{10} \alpha_{20} (1 - v_f) \Lambda_\beta, \quad a_{22}^{(0)} = r_{20} - \varepsilon_m - i \frac{\omega_V}{\omega} \left(1 + \frac{g_e G_e}{1 + i\omega/\omega_r} \right), \\ a_{22}^{(1)} &= -i \alpha_{20} \frac{\omega_V}{\omega} \frac{\left[\Lambda_k - \alpha_{20} \Lambda_\beta v_f (1 - v_f) \right] G_e}{1 + i\omega/\omega_r}, \\ a_{22}^{(2)} &= -\alpha_{20} \left[\Lambda_{KG} - \alpha_{20} (1 - v_f)^2 \Lambda_\beta \right]. \end{aligned} \quad (11)$$

Для характеристик матеріалу (5) та $E_{01} \leq 10^5$ В/м параметр $\varepsilon_{Ev} \ll 1$. Тому будемо шукати розв'язок дисперсійного рівняння (10) у вигляді розкладу за малим параметром ε_{Ev} й обмежимося другим наближенням за цим параметром

$$\xi = \xi_0 + \varepsilon_{Ev} \xi_1 + \varepsilon_{Ev}^2 \xi_2. \quad (12)$$

Із співвідношення (10) для визначення ξ_0 отримуємо таке біквдратне рівняння

$$\left(a_{11}^{(0)} + a_{11}^{(2)} \xi_0^2\right) \left(a_{22}^{(0)} + a_{22}^{(2)} \xi_0^2\right) - \left(a_{12}^{(0)} + a_{12}^{(2)} \xi_0^2\right) \left(a_{21}^{(0)} + a_{21}^{(2)} \xi_0^2\right) = 0. \quad (13)$$

Його чотири корені визначаються виразами

$$\begin{aligned} \xi_{0j} &= (-1)^j \sqrt{\frac{-b + \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a}} \quad (j = 1, 2), \\ \xi_{0m} &= (-1)^m \sqrt{\frac{-b - \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a}} \quad (m = 3, 4), \end{aligned} \quad (14)$$

а поправки до них — формулами

$$\xi_{1n} = -\frac{d_1 + d_2 \xi_{0n}^2}{b + 2a \xi_{0n}^2}, \quad (15)$$

$$\xi_{2n} = -\frac{6a \xi_{0n}^2 \xi_{1n}^2 + b \xi_{1n}^2 + g_3 \xi_{0n}^2 + 3g_1 \xi_{0n}^2 + g_2 \xi_{1n}^2}{2\xi_{0n} (2a \xi_{0n}^2 + b)}, \quad n = \overline{1, 4}. \quad (16)$$

Тут

$$\begin{aligned} a &= a_{11}^{(2)} a_{22}^{(2)} - a_{12}^{(2)} a_{21}^{(2)}, \quad b = a_{11}^{(0)} a_{22}^{(2)} + a_{11}^{(2)} a_{22}^{(0)} - a_{12}^{(0)} a_{21}^{(2)} - a_{12}^{(2)} a_{21}^{(0)}, \\ c &= a_{11}^{(0)} a_{22}^{(0)} - a_{12}^{(0)} a_{21}^{(0)}, \quad d_1 = a_{11}^{(1)} a_{22}^{(0)} + a_{11}^{(0)} a_{22}^{(1)} - a_{12}^{(1)} a_{21}^{(0)} - a_{12}^{(0)} a_{21}^{(1)}, \\ d_2 &= a_{11}^{(1)} a_{22}^{(2)} + a_{11}^{(2)} a_{22}^{(1)} - a_{12}^{(1)} a_{21}^{(2)} - a_{12}^{(2)} a_{21}^{(1)}, \\ g_1 &= a_{11}^{(1)} a_{22}^{(2)} + a_{22}^{(1)} a_{11}^{(2)} - a_{12}^{(1)} a_{21}^{(2)} - a_{21}^{(1)} a_{12}^{(2)}, \\ g_2 &= a_{11}^{(1)} a_{22}^{(0)} + a_{11}^{(0)} a_{22}^{(1)} - a_{12}^{(1)} a_{21}^{(0)} - a_{12}^{(0)} a_{21}^{(1)}, \\ g_3 &= a_{11}^{(1)} a_{22}^{(1)} - a_{12}^{(1)} a_{21}^{(1)}. \end{aligned}$$

Зауважимо, що з огляду на (15) $\xi_{11} = \xi_{12}$, $\xi_{13} = \xi_{14}$.

Надалі використаємо формули (12)-(16) для аналізу впливу зовнішнього електричного поля й електрокінетичної активності середовища (електричної зарядженості фаз) на параметри хвиль сейсмічних частот.

3. Результати кількісного аналізу

Зауважимо, що хвильові числа з індексами 1 і 2 відповідають хвилям другого, а з індексами 3 і 4 — першого роду. Надалі під час кількісного аналізу основну увагу надамо хвилям першого роду, оскільки вплив поля на параметри хвиль другого роду виявився відносно незначним.

Кількісний аналіз виразів для фазової швидкості v_3 та коефіцієнта загасання $\gamma_3 = \text{Im } k_3$ хвилі першого роду проведено для значень характеристик матеріалу (5)

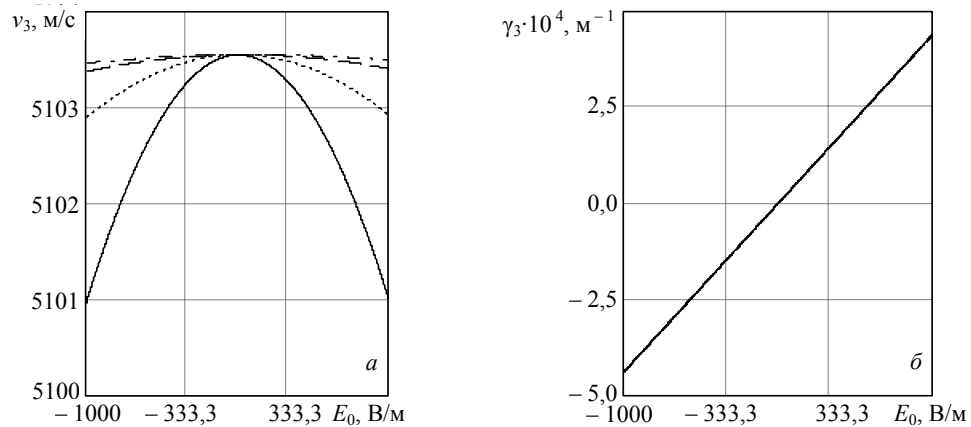


Рис. 1. Залежність фазової швидкості (а) та коефіцієнта загасання (б) хвилі першого роду від величини та напрямку зовнішнього електричного поля для частот $\omega = 100, 200, 400, 600 \text{ с}^{-1}$ (суцільні, пунктирні, штрихові та штрих-пунктирні лінії) за $\rho_{e0}^{(1)} = 10^2 \text{ Кл/м}^3$, $k_p = 10^{-12} \text{ м}^2$, $\gamma_\sigma = 3 \cdot 10^{-8} \text{ Па}^{-1}$

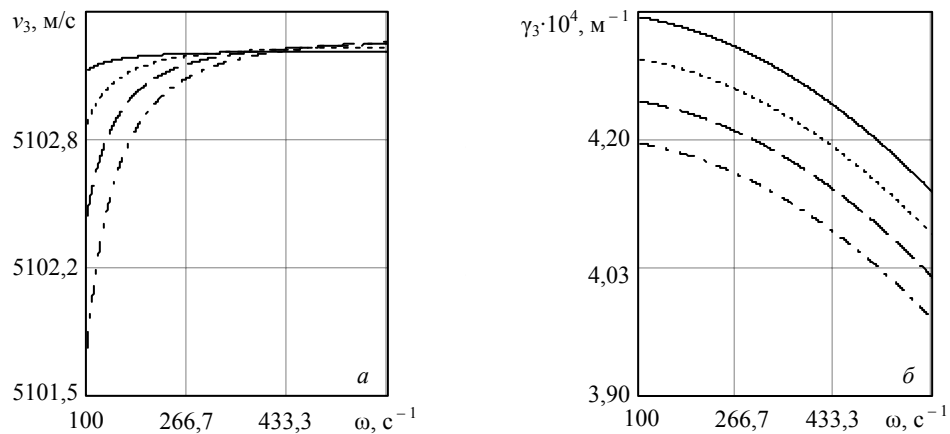


Рис. 2. Частотна дисперсія фазової швидкості (а) та декременту загасання (б) хвилі першого роду для різних значень напруженості електричного поля

за винятком коефіцієнта проникності k_p , початкової густини електричного заряду у рідкій фазі $\rho_{e0}^{(1)}$ і коефіцієнта γ_σ . Результати обчислень подані у вигляді графіків на рис. 1-4. Криві на рис. 1 показують, що зовнішнє електричне поле незначно змінює фазову швидкість і його вплив у цьому випадку є парний (рис. 1а). Вплив поля на коефіцієнт загасання хвилі першого роду є непарний і такий, що визначає величину та знак коефіцієнта для низьких частот, які беруться до уваги (рис. 1б).

Розрахунок кривих на рис. 2 проведено для значення коефіцієнта проникності $k_p = 10^{-11} \text{ м}^2$, коефіцієнта залежності електропровідності середовища від ефективного тиску $\gamma_\sigma = 3 \cdot 10^{-8} \text{ Па}^{-1}$ та $E_0 = 2 \cdot 10^2; 4 \cdot 10^2; 6 \cdot 10^2; 8 \cdot 10^2 \text{ В/м}$ (суцільні, пунктирні, штрихові та штрих-пунктирні лінії на рис. 2а) та $E_0 = 9,8 \cdot 10^2; 9,7 \cdot 10^2; 9,6 \cdot 10^2; 9,5 \cdot 10^2 \text{ В/м}$

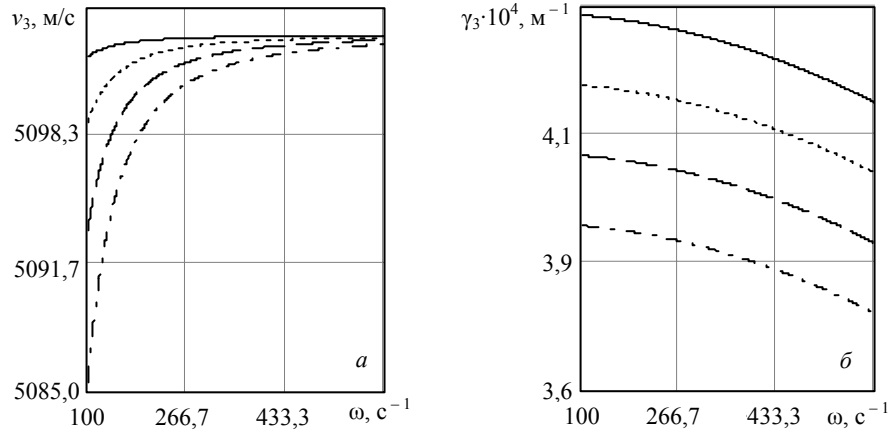


Рис. 3. Частотна дисперсія фазової швидкості (а) та декремента загасання (б) хвилі першого роду для різних значень коефіцієнта γ_σ залежності електропровідності середовища від ефективного тиску

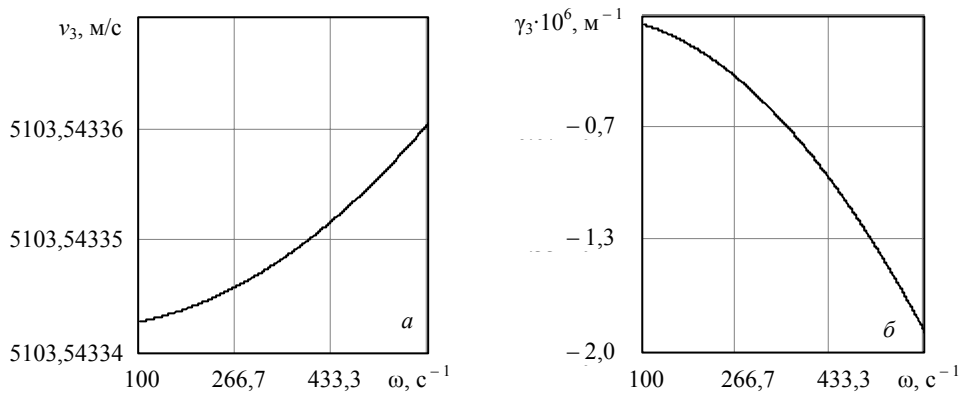


Рис. 4. Частотна дисперсія фазової швидкості (а) та коефіцієнта загасання (б) хвилі першого роду за відсутності зовнішнього електричного поля для $\rho_{e0}^{(1)} = 10^2 \text{ Кл/м}^3$, $k_p = 10^{-12} \text{ м}^2$

(суцільні, пунктирні, штрихові та штрих-пунктирні лінії на рис. 2б). Для рис. 3 було взято значення коефіцієнта проникності $k_p = 10^{-12} \text{ м}^2$, напруженості електричного поля $E_0 = 10^3 \text{ В/м}$, коефіцієнта залежності електропровідності середовища від ефективного тиску $\gamma_\sigma = 2 \cdot 10^{-8}, 4 \cdot 10^{-8}, 6 \cdot 10^{-8}, 8 \cdot 10^{-8} \text{ Па}^{-1}$ (суцільні, пунктирні, штрихові та штрих-пунктирні лінії на рис. 3а) та $\gamma_\sigma = 3 \cdot 10^{-8}, 2,9 \cdot 10^{-8}, 2,8 \cdot 10^{-8}, 2,7 \cdot 10^{-8} \text{ Па}^{-1}$ (суцільні, пунктирні, штрихові та штрих-пунктирні лінії на рис. 3б). Вибір різних діапазонів зміни величини напруженості електричного поля на рис. 2а та 2б і параметра γ_σ на рис. 3а та 3б пов'язано із можливістю якісного графічного відображення досліджуваних залежностей як для фазової швидкості, так і для коефіцієнта загасання. На рис. 4а та 4б наведені залежності від частоти фазової швидкості та коефіцієнта загасання хвилі першого роду за відсутності зовнішнього електричного поля.

Характер частотної дисперсії фазової швидкості за наявності постійного електричного поля (рис. 2а) суттєво інший, ніж за відсутності поля (рис. 4а). Зауважимо також вагому залежність фазової швидкості від коефіцієнта γ_σ (рис. 3а), величина якого визначає кількісне значення збурення електричного поля завдяки ефекту I . Це ж стосується і коефіцієнта загасання хвилі першого роду (рис. 3б). Зі збільшенням частоти модуль коефіцієнта загасання хвилі за відсутності електричного поля зростає (рис. 4б), а для додатного поля ($E_0 > 0$) — зменшується (рис. 2б, 3б), тобто характер залежності від частоти різний. Для взятої моделі електромагнітної механіки пористого тіла величина коефіцієнта загасання у разі наявності поля $E_0 = 10^3$ В/м на 2 порядки більша, ніж за його відсутності (рис. 2б-4б). Це може бути пов'язано з тим, що таке постійне поле спричинює на 2-3 порядки більший сейсмoeлектричний ефект, аніж за відсутності поля [1, 6]. Більший буде і вплив збурення поля на рух зарядженої завдяки подвійному електричному шару рідини, втраті чи набутку енергії такого руху. Зміна напрямку зовнішнього поля змінює знак збуреного поля, а, отже, і характер впливу на рух рідини та відповідні зміни енергії. Це може бути причиною зміни знаку коефіцієнта загасання хвилі першого роду за зміни напрямку зовнішнього електричного поля (рис. 1б).

Висновки. Отримано та кількісно проаналізовано дисперсійне рівняння для низькочастотних (сейсмічних) хвиль у насиченому розчині електроліту пористому середовищі за наявності зовнішнього постійного електричного поля. Встановлено, що зовнішнє поле може визначати величину та знак коефіцієнта загасання хвилі першого роду та характер дисперсії її фазової швидкості. Вплив електричного поля на хвилю другого роду менш суттєвий.

Література

- [1] Исследование распространения упругой волны в пористой водонасыщенной среде во внешнем электрическом поле / Я.И. Бурак, В. Ф. Кондрат, Д. Н. Ляцук, В. В. Федык // Матер. VIII Весесоюз. симпозиума по распрос. упругих и упругопластичных волн. — Новосибирск, 1987. — С. 13-16.
- [2] Основы сейсмoeлектроразведки / О. А. Потапов, С. А. Лизун, В. Ф. Кондрат и др. — Москва: Недра, 1995. — 268 с.
- [3] Способ геофизической разведки. А. с. 1045190 СССР МКИ G 01 V 3/08 / Д. Н. Ляцук, А. И. Бойко, В. Н. Бойко, Н. Н. Фрейк (СССР). — № 3371404/18-85; Заяв. 23.12.81; Опубл. 25.06.1983. Бюл. № 36. — 2 с.
- [4] Фізико-математичне моделювання складних систем / Я. Й. Бурак, С. Я. Чапля, Т. С. Нагірний та ін.; під ред. Я. Й. Бурака, С. Я. Чаплі. — Львів: СПОЛОМ, 2004. — 264 с.
- [5] Фридрихсберг, Д. А. Курс коллоидной химии / Д. А. Фридрихсберг. — Ленинград: Химия, 1974. — 352 с.
- [6] Черняк, Г. Я. Электромагнитные методы в гидрогеологии и инженерной геологии / Г. Я. Черняк. — Москва: Недра, 1987. — 213 с.
- [7] Garambois, S. Seismoelectric Wave Conversion in Porous Media: Field Measurements and Transfer Function Analysis / S. Garambois, M. Dietrich // Geophysics. — 2001. — Vol. 66, No 5. — P. 1417-1430.
- [8] Pride, S. Governing Equations for the Coupled Electromagnetics and Acoustic of Porous Media / S. Pride // Phys. Rev. B. — 1994. — Vol. 50, No 21. — P. 15678-15696.
- [9] Pride, S. Electro seismic Wave Properties / S. Pride, M. Haartsen // The Journal of the Acoustical Society of America. — 1996. — Vol. 100, No 3. — P. 1301-1315.

The influence of external electric field on parameters of seismic frequency mechanical waves in porous saturated medium

Vasyl Kondrat, Sofiya Tvardovska

The dispersive equation for plane longitudinal mechano-electromagnetic waves in porous saturated by electrolytic solution medium under the action of an external electrical field is obtained and analyzed. The electric field vector is collinear to the wave vector. The main attention is paid to the study of electric field effect on wave parameters for low (seismic) frequencies. In particular, it was established that the external field can determine the value and sign of the decay coefficient of the first kind wave. Thus, the preconditions of targeted influence on the parameters of low-frequency waves are formed by choosing the value and direction of the external electric field vector that allow us to have an influence on the parameters of low-frequency waves by choosing both the value and direction of the external electric field vector. This can be useful for seismoelectric researches of the Earth's crust.

Влияние внешнего электрического поля на параметры механических волн сейсмических частот в пористой насыщенной среде

Василий Кондрат, София Твардовская

Получено и проанализировано дисперсионное уравнение для плоской продольной механо-электромагнитной волны в пористой насыщенной раствором электролита среде при наличии внешнего постоянного электрического поля. Вектор напряжённости поля коллинеарен волновому вектору. Главное внимание уделено изучению влияния электрического поля на параметры волны для низких (сейсмических) частот. Установлено, что внешнее поле может определять величину и знак коэффициента затухания волны первого рода. Это указывает на возможность целевого влияния на параметры низкочастотных волн путём выбора величины и направления вектора напряжённости внешнего электрического поля, что может быть полезным при сейсмоэлектрических исследованиях земной коры.

Отримано 17.07.09