

**Нагорний В.П.**

Інститут геофізики імені С.І. Субботіна Національної академії України

**Денисюк І.І.**

Інститут геофізики імені С.І. Субботіна Національної академії України

**Юшицина Я.О.**

Інститут геофізики імені С.І. Субботіна Національної академії України

## ОБРОБЛЕННЯ ВУГЛЕВОДНЕВИХ ПЛАСТІВ АМПЛІТУДНО МОДУЛЬОВАНИМИ ХВИЛЯМИ

У статті наведено результати досліджень стосовно оброблення вуглеводневих пластів амплітудно модульованими акустичними хвилями виду  $v = v_0(1 + m \sin \Omega \tau) \sin \omega \tau$ , де  $m$  – індекс модуляції;  $\Omega$ ,  $\omega$  – низька модулююча та висока несуча частоти відповідно. Під час розв'язання задачі використано широко відоме рівняння Бюргерса, що описує поширення нелінійних хвиль у середовищах з дисипацією. Оцінка ролі нелінійності та дисипації в середовищі провадиться за акустичним числом Рейнольдса  $Re$ . Наведено приклади розрахунків амплітуд швидкостей у дисипативних (пісковик, вапняк) та нелінійному середовищах (нафта) на модулюючій  $\Omega$  та боковій частотах  $2\omega + \Omega$ . Отримані результати проведених досліджень можуть бути використані в процесі розроблення перспективних технологій хвильової обробки нафтогазоносних пластів із метою підвищення дебіту видобувних свердловин.

**Ключові слова:** амплітуда, дисипація, модуляція, нелінійність, хвиля, частота.

**Постановка проблеми.** Акустичні методи оброблення вуглеводневих пластів гармонічними хвилями знайшли широке застосування з метою підвищення видобутку вуглеводнів [1–4]. Проте, відомі методи не враховують нелінійність середовища та дисипативні втрати енергії хвильових збурень в процесі розповсюдження їх в середовищі пласта. Подальшим розвитком акустичних методів є використання в процесі оброблення вуглеводневих пластів дії бігармонічних акустичних хвиль. Застосування такого роду хвиль дає можливість провадити оброблення продуктивних пластів в більш широкому частотному діапазоні, порівняно з гармонічним обробленням на одній фіксованій частоті, що сприяє підвищенню ефективності акустичної дії.

**Постановка завдання.** У цій роботі проведено дослідження дії амплітудно-модульованих акустичних хвиль в нелінійному дисипативному геофізичному середовищі пласта. Дослідження проведено на основі рівняння Бюргерса [5, 6]:

$$\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\varepsilon}{c^2} v \frac{\partial v}{\partial \tau} = \frac{b}{2\rho c^3} \frac{\partial^2 v}{\partial \tau^2} \quad (1)$$

де  $v$  – масова (коливальна) швидкість руху;  $c$  – швидкість звуку в середовищі;  $\rho$  – щільність

середовища;  $\varepsilon = (\gamma + 1)/2$  – параметр нелінійності середовища;  $\gamma = c_p/c_v$  – показник адиабати в рівнянні стану середовища;  $b = \xi + \frac{4}{3}\eta + \kappa \left( \frac{1}{c_v} - \frac{1}{c_p} \right)$  – дисипативний коефіцієнт ( $\xi$ ,  $\eta$  – об'ємна та зсувна в'язкості,  $\kappa$  – коефіцієнт теплопровідності,  $c_p$ ,  $c_v$  – питомі теплоємності середовища);  $\tau = t - x/c$ .

**Виклад основного матеріалу дослідження.** У рівняння Бюргерса (1) входять нелінійний  $\frac{\varepsilon}{c^2} v \frac{\partial v}{\partial \tau}$  та дисипативний  $\frac{b}{2\rho c^3} \frac{\partial^2 v}{\partial \tau^2}$  члени. Для оцінки відносної ролі нелінійності та дисипації вводиться акустичне число Рейнольдса  $Re = \frac{p_m}{b\omega} = \frac{\rho c v_0}{b\omega}$  [7], де  $p_m$  – максимальний тиск акустичної хвилі,  $\omega$  – частота.

Для синусоїдальної хвилі  $v = v_0 \sin \omega \tau$  справедливо:

$$\frac{\text{нелінійність}}{\text{дисипація}} = \frac{\frac{\varepsilon}{c^2} v \frac{\partial v}{\partial \tau}}{\frac{b}{2\rho c^3} \frac{\partial^2 v}{\partial \tau^2}} \sim \frac{\frac{\varepsilon}{c^2} v_0^2 \omega}{\frac{b}{2\rho c^3} v_0 \omega^2} = \frac{2\varepsilon v_0 \rho c}{b\omega} = 2\varepsilon Re \quad (2)$$

Не розв'язуючи рівняння Бюргерса, можна на основі (2) проаналізувати відносну роль дисипації та нелінійності в еволюції профілю хвилі.

Якщо  $Re \ll 1$ , тоді все визначається дисипацією (вона дуже велика), нелінійні спотворення малі і можна користуватися лінійним рівнянням, отриманим з (1).

Якщо  $Re \gg 1$ , тоді дисипація мала і превалюють нелінійні ефекти.

Зауважимо, що сумісний вплив нелінійності та дисипації можна спостерігати зазвичай на високим частотах (ультразвукових) [5; 6].

Використовуючи рівняння (1), дослідимо поширення в нелінійному дисипативному середовищі амплітудно модульованої акустичної хвилі:

$$v = v_0 (1 + m \sin \Omega \tau) \sin \omega \tau, \quad (3)$$

де  $m$  – індекс модуляції;  $\Omega$ ,  $\omega$  – низька модулююча та висока несуча частоти відповідно.

Розглянемо перший випадок, коли  $Re \ll 1$  (тобто досліджується акустична дія на дисипативне середовище). У цьому разі, нехтуючи нелінійним членом у рівнянні (1), його можна лінеаризувати. У результаті одержуємо рівняння першого наближення:

$$\frac{\partial v^{(1)}}{\partial x} = \frac{b}{2\rho c^3} \frac{\partial^2 v^{(1)}}{\partial \tau^2}. \quad (4)$$

Розв'язок рівняння (4) має вигляд [8]:

$$v^{(1)} = v_0 e^{-\alpha x} \sin \omega \tau + \frac{v_0 m}{2} e^{-\alpha_1 x} \cos \omega_1 \tau - \frac{v_0 m}{2} e^{-\alpha_2 x} \cos \omega_2 \tau, \quad (5)$$

де  $\alpha = \frac{b\omega^2}{2\rho c^3}$ ;  $\alpha_1 = \frac{b\omega_1^2}{2\rho c^3}$ ;  $\alpha_2 = \frac{b\omega_2^2}{2\rho c^3}$ ;  $\omega_1 = \omega - \Omega$ ;  $\omega_2 = \omega + \Omega$ .

Згідно з [5], рівняння другого наближення визначається виразом:

$$\frac{\partial v^{(2)}}{\partial x} - \frac{b}{2\rho c^3} \frac{\partial^2 v^{(2)}}{\partial \tau^2} = \frac{\varepsilon}{c^2} v^{(1)} \frac{\partial v^{(1)}}{\partial \tau}, \quad (6)$$

де  $v^{(1)}$  описується залежністю (5).

Визначивши похідну  $\frac{\partial v^{(1)}}{\partial \tau}$  та добуток  $v^{(1)} \frac{\partial v^{(1)}}{\partial \tau}$ , рівняння (6) представимо у вигляді:

$$\begin{aligned} \frac{\partial v^{(2)}}{\partial x} - \frac{b}{2\rho c^3} \frac{\partial^2 v^{(2)}}{\partial \tau^2} = & \\ = \frac{\varepsilon}{c^2} \left[ \frac{v_0^2 \omega}{2} \left( e^{-2\alpha x} + \frac{m^2}{2} e^{-(\alpha_1 + \alpha_2)x} \right) \sin 2\omega \tau + \right. & \\ + \frac{v_0^2 m \Omega}{4} \left( e^{-(\alpha + \alpha_1)x} + e^{-(\alpha + \alpha_2)x} \right) \cos \Omega \tau + & \\ + \frac{v_0^2 m^2 \Omega}{4} e^{-(\alpha_1 + \alpha_2)x} \sin 2\Omega \tau + & \\ + \frac{v_0^2 m (2\omega - \Omega)}{4} e^{-(\alpha + \alpha_1)x} \cos (2\omega - \Omega) - & \\ - \frac{v_0^2 m (2\omega + \Omega)}{4} e^{-(\alpha + \alpha_2)x} \cos (2\omega + \Omega) - & \\ - \frac{v_0^2 m^2 \omega_1}{4} e^{-2\alpha_1 x} \sin (2\omega - 2\Omega) - & \\ - \frac{v_0^2 m^2 \omega_2}{4} e^{-2\alpha_2 x} \sin (2\omega + 2\Omega) \tau & \end{aligned} \quad (7)$$

Розв'язок рівняння (7) для коливальної швидкості  $v^{(2)}$  визначається його правою частиною, до якої входять спектральні складники швидкості на частотах  $2\omega$ ,  $\Omega$ ,  $2\Omega$ ,  $2\omega \pm \Omega$ ,  $2\omega \pm 2\Omega$ . Зауважимо, що за дії амплітудно модульованої хвилі

на лінійне геосередовище в ньому будуть генеруватися коливання лише на частотах  $\omega$  та  $\omega \pm \Omega$ , тобто їхній спектральний склад значно бідніший, ніж у випадку, що розглядається [9].

Розглянемо диференційне рівняння для визначення другого наближення акустичної хвилі на низькій модулюючій частоті  $\Omega$ , яке отримуємо з виразу (7):

$$\frac{\partial v_{\Omega}^{(2)}}{\partial x} - \frac{b}{2\rho c^3} \frac{\partial^2 v_{\Omega}^{(2)}}{\partial \tau^2} = \frac{\varepsilon m v_0^2 \Omega}{4c^2} \left( e^{-(\alpha + \alpha_1)x} + e^{-(\alpha + \alpha_2)x} \right) \cos \Omega \tau. \quad (8)$$

Розв'язок рівняння (8) за  $\Omega \ll \omega$  і нульовій граничній умові  $x = 0$ ,  $v_{\Omega}^{(2)} = 0$  має вигляд:

$$v_{\Omega}^{(2)} = \frac{\varepsilon m v_0^2 \rho c \Omega}{2b\omega^2} \left( e^{-\frac{b\Omega^2 x}{2\rho c^3}} - e^{-\frac{b\omega^2 x}{\rho c^3}} \right) \cos \Omega \tau. \quad (9)$$

Для кількісної оцінки амплітуд хвилі на частоті  $\Omega$  та хвилі на одній із бокових частот  $2\omega + \Omega$  розглянемо диференційне рівняння другого наближення щодо частоти  $2\omega + \Omega$ , яке отримуємо з виразу (7):

$$\frac{\partial v_{2\omega + \Omega}^{(2)}}{\partial x} - \frac{b}{2\rho c^3} \frac{\partial^2 v_{2\omega + \Omega}^{(2)}}{\partial \tau^2} = \left( -\frac{\varepsilon m v_0^2 (2\omega + \Omega)}{4c^2} \right) e^{-(\alpha + \alpha_2)x} \cos (2\omega + \Omega) \tau. \quad (10)$$

Розв'язок рівняння (10) за умови  $\Omega \ll \omega$  має вигляд:

$$v_{2\omega + \Omega}^{(2)} = \frac{\varepsilon m v_0^2 \rho c (2\omega + \Omega)}{4b\omega (\omega + \Omega)} \left( e^{-\frac{2b\omega(\omega + \Omega)x}{\rho c^3}} - e^{-\frac{b\omega(\omega + \Omega)x}{\rho c^3}} \right) \cos (2\omega + \Omega) \tau. \quad (11)$$

Зазначимо, що отримані розв'язки  $v_{\Omega}^{(2)}$  та  $v_{2\omega + \Omega}^{(2)}$  у межах другого наближення непридатні для чисел Рейнольдса, відмінних від  $Re \ll 1$ . У такому разі для рівняння Бюргерса (1) шукають точні аналітичні розв'язки, зазвичай вони дуже громіздкі і малоефективні для практичного застосування [10].

Розглянемо поширення акустичної амплітудно модульованої хвилі в різних дисипативних геосередовищах: пісковіку та вапняку. Характеристики цих середовищ і параметри амплітудно модульованих хвиль наведені в табл. 1. Параметри геосередовищ взяті з роботи [11]. Вибір частот  $\omega$  та  $\Omega$  обумовлений сприянням ефективній акустичній дії на резонансних частотах структурних елементів геосередовища (його зерен і блоків).

Із використанням виразів (9) та (11) розраховані та побудовані графіки залежності амплітуд коливань швидкостей  $v_{\Omega}^{(2)}$ ,  $v_{2\omega + \Omega}^{(2)}$  від відстані  $x$  до джерела збурення (рис. 1).

З рис. 1 видно, що компоненти поля швидкостей суттєво залежать від параметра дисипації  $b$  (в'язкості) геосередовища. У разі збільшення параметра  $b$  амплітуди хвиль  $A_1$ ,  $A_{2\omega + \Omega}$  суттєво зменшуються (криві 2 порівняно із кривими 1). Водночас хвиля на частоті  $2\omega + \Omega$  у вапняку (крива 2, рис. 1, б) згасає вже на відстані 1,0 м від джерела збурення. Максимальні значення амплітуд коливань швидкостей досягаються: на частоті

$\Omega$  у точках  $x_m = 29,524$  м (пісковик) та  $x_m = 1,01$  м (вапняк); на частоті  $2\omega + \Omega - x_m = 1,685$  м (пісковик),  $x_m = 0,062$  м (вапняк).

Відстані, на яких досягаються максимальні амплітуди коливань швидкості на частотах  $\Omega$  і  $2\omega + \Omega$ , визначалися з умов  $\frac{dv_{\Omega}^{(2)}}{dx} = 0$  та  $\frac{dv_{2\omega+\Omega}^{(2)}}{dx} = 0$ .

Стрімкий характер згасання амплітуди хвилі на боковій частоті  $2\omega + \Omega$  визначається величиною коефіцієнта згасання  $\alpha_{2\omega+\Omega} = \frac{2b\omega(\omega+\Omega)}{\rho c^3}$  цієї хвилі, який для цих середовищ значно перевищує коефіцієнт згасання  $\alpha_{\Omega} = \frac{b\Omega^2}{2\rho c^3}$  хвилі на модулюючій частоті  $\Omega$ .

Розрахунки показують, що на відстані  $x > 15$  м від джерела дії АМ-сигналу інтенсивність хвилі на частоті  $\Omega$  перевищує інтенсивність хвилі на частоті  $2\omega + \Omega$ , тобто спектральний максимум процесу зміщується в область низьких частот. Це викликано тим, що хвиля на модулюючій низькій частоті згасає слабкіше порівняно із хвилею на більш високій боковій частоті.

Далі розглянемо випадок, коли  $Re \gg 1$ , тобто дисипація мала або практично відсутня ( $b \rightarrow 0$ ). У цьому разі експоненти, що входять у формули (9), (11), можна наближено розкласти в ряд, обмежившись двома його членами. У результаті отримуємо:

$$v_{\Omega}^{(2)} = \left( \frac{\varepsilon m \Omega v_0^2}{2c^2} x \right) \cos \Omega \tau, \quad (12)$$

$$v_{2\omega+\Omega}^{(2)} = \frac{-\varepsilon m v_0^2 (2\omega + \Omega) x}{4c^2} \cos(2\omega + \Omega) \tau. \quad (13)$$

Знак мінус в (13) враховує фазу коливань на частоті  $2\omega + \Omega$ .

Розв'язки (12) і (13) справедливі лише поблизу джерела випромінювання на відстанях  $x$ , що не перевищують величину відрізка  $z = c^2/(\varepsilon \omega v_0)$  [5].

На відстані  $x = z$  формується ударна хвиля і профіль хвилі спотворюється, перетворюючися на пілкоподібну згасаючу хвилю [5; 6].

Для кількісної оцінки ефекту амплітудної модуляції на відстанях  $x \geq z$  (в області наявності періодичних ударних хвиль) скористаємося наближеним розв'язком для компоненти швидкості на частоті модуляції  $\Omega$  [5]:

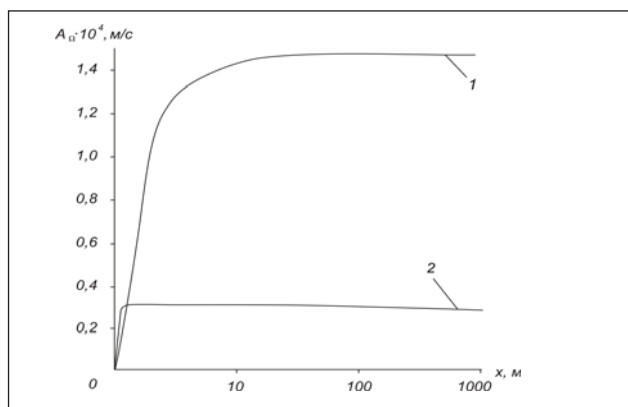
$$v_{\Omega}^{(2)} = \frac{m\Omega v_0}{2\omega} \left[ \frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{\left[ 1 + \left( \sqrt{\frac{2\pi}{\pi-2}} - 1 \right) \frac{\varepsilon \omega v_0}{c^2} \right]^2} \right] \cos \Omega \tau. \quad (14)$$

Залежність (14) дозволяє дослідити характер зміни амплітуди хвилі  $v_{\Omega}^{(2)}$  на модулюючій частоті  $\Omega$  від відстані за  $x > z$ . В області відстаней  $0 \leq x \leq z$  амплітуда хвилі  $v_{\Omega}^{(2)}$  визначається залежністю (12).

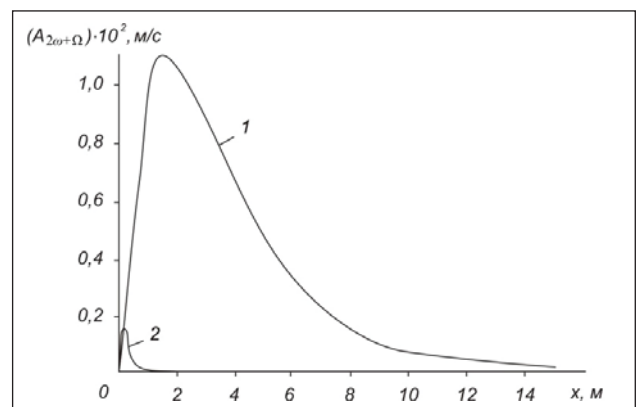
Таблиця 1

Характеристики геосередовища й амплітудно модульованих хвиль

№ п/п	Параметри геосередовища (ГС)					Параметри амплітудно модульованих хвиль				Числа Рейнольдса, Re
	Назва ГС	$\rho$ , кг/м <sup>3</sup>	$c$ , м/с	$b$ , Па·с	$\varepsilon$	$\omega$ , Гц	$\Omega$ , Гц	$v_0$ , м/с	$m$	
1.	Пісковик	2 630	6 010	$2,6 \cdot 10^5$	4,32	$30 \cdot 10^3$	100	5	0,4	0,01
2.	Вапняк	2 300	2 500	$1 \cdot 10^6$	4,25	$20 \cdot 10^3$	100	5	0,4	$1,44 \cdot 10^{-3}$
3.	Нафта	800	500	0,02	4,20	$20 \cdot 10^3$	100	0,5	0,4	500
4.	Нафта	800	500	0,02	4,20	$50 \cdot 10^3$	70	0,5	0,4	200



а)



б)

Рис. 1. Зміна амплітуд коливань швидкостей на частоті  $\Omega$  (а) та боковій частоті  $2\omega + \Omega$  (б) залежно від відстані  $x$  до джерела збурення: 1 – пісковик; 2 – вапняк

Наприклад, розглянемо дію амплітудно модульованої акустичної хвилі в середовищі, де переважають нелінійні властивості порівняно з дисипацією ( $Re \gg 1$ ). Водночас розглянемо область відстаней  $x \lesssim z$ .

Характеристики АМ-хвилі та нелінійного середовища (нафта) [12] наведені в табл. 1 (третій рядок). За таких числових параметрів  $Re = 500$ . У цьому разі генерується поле швидкостей, спектральні складники якого описуються залежностями, одержаними із (12), (13):

$$v_{\Omega}^{(2)} = 8,4 \cdot 10^{-5} x \cos \Omega \tau, \quad (15)$$

$$v_{2\omega+\Omega}^{(2)} = (-1,684 \cdot 10^{-2} x) \cos(2\omega + \Omega) \tau. \quad (16)$$

Розв'язки (15), (16) справедливі в області  $0 \leq x \leq 5,95 \text{ м} = z_2$ . Графіки амплітуд швидкостей  $A_{\Omega}$  та  $A_{2\omega+\Omega}$  приведені на рис. 2.

За  $Re = 500$  амплітуди хвиль на частоті модуляції  $\Omega$  та боковій частоті  $2\omega + \Omega$  зростають лінійно з відстанню в межах  $0 \leq x \leq 5,95 \text{ м}$ .

На рис. 2 наведено також графіки амплітуд швидкостей за  $Re = 200$ . Числові параметри для цього прикладу наведені в табл. 1 (четвертий рядок). За таких даних  $z_1 = 2,38 \text{ м}$ . Це свідчить про формування ударної хвилі ближче до джерела акустичної дії порівняно з першим прикладом, що обумовлено дією амплітудно модульованої хвилі на більш високій несучій частоті  $\omega$  і зменшує відрізок  $z$ . Амплітуда хвилі  $A_{\Omega}$  на частоті  $\Omega$  зменшується в разі зменшенні числа  $Re$  (криві 1, 3). Навпаки, амплітуда хвилі  $A_{2\omega+\Omega}$  на боковій частоті  $2\omega + \Omega$  у разі зменшенні числа  $Re$  збільшується (криві 2, 4).

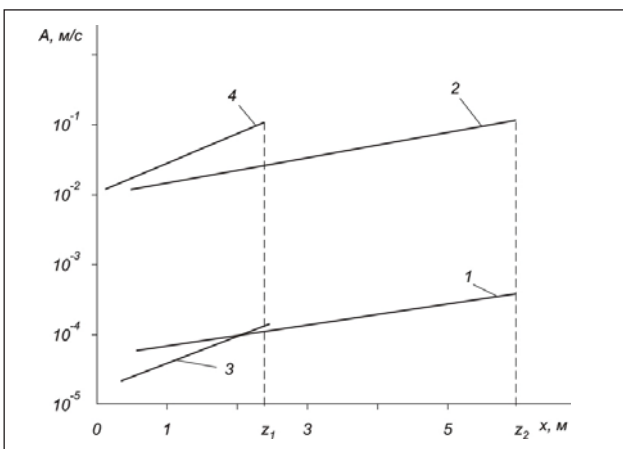


Рис. 2. Зміна амплітуд коливань швидкостей на частоті  $\Omega$  за  $Re = 500$  (крива 1) і за  $Re = 200$  (крива 3) та на частоті  $2\omega + \Omega$  за  $Re = 500$  (крива 2) і за  $Re = 200$  (крива 4) залежно від відстані  $x$  до утворення розривів хвилі ( $z_1 = 2,38 \text{ м}$ ,  $z_2 = 5,95 \text{ м}$ )

Порівняння кривих 1, 2 та 3, 4 свідчить про те, що амплітуди коливань на бокових частотах у нелінійному середовищі значно вищі, ніж на модулюючій частоті. Тобто відбувається перерозподіл (перекачка) енергії спектральних складників коливальної швидкості в область більш високих частот. Спектральною мовою це означає, що на відстанях  $x < x_p$  нелінійність середовища додає енергії високочастотним гармонікам, тобто амплітуди на боковій частоті  $2\omega + \Omega$  перевищують значення амплітуд на низькій частоті  $\Omega$ .

Вибір частот АМ-сигналу  $\Omega$  і  $\omega$  за  $Re \gg 1$  обумовлений тим, що, як свідчать експериментальні дані [7], під час акустичного оброблення нафти на низьких частотах 50...100 Гц її в'язкість зменшується, а також на таких частотах руйнується просторова сітка колоїдно-дисперсної системи (тобто рідини із частками забруднювачів, що заповнюють порові простори продуктивного пласта) [2; 13]. Дія ж високочастотних складників спектра коливань масової швидкості в діапазоні (10...50) кГц зменшує зв'язку флюїду із твердою фазою пласта, сприяючи тим самим його руху в пористому середовищі [13, 14].

**Висновки.** Застосування амплітудно модульованих хвиль для оброблення нелінійних дисипативних геосередовищ дозволяє досягнути перерозподілу енергії вихідного збурення не тільки за частотами, а також за інтенсивністю залежно від числа Рейнольдса  $Re$ .

Під час застосування амплітудно модульованих сигналів для оброблення нелінійних дисипативних геосередовищ необхідно враховувати параметр в'язкості  $b$  середовища. У разі великої дисипації (коли в'язкість суттєво переважає нелінійність) і за значень числа  $Re \ll 1$  інтенсивність акустичної хвилі на боковій частоті  $2\omega + \Omega$  більша ніж на частоті  $\Omega$  в області до відстані  $x$ , що визначається параметрами середовища й АМ-хвилі. Водночас відбувається зміщення спектрального максимуму процесу акустичного оброблення в область високих частот. Після відстані  $x$  інтенсивність хвилі на частоті  $\Omega$  перевищує інтенсивність хвилі на частоті  $2\omega + \Omega$  і відбувається зміщення спектрального максимуму процесу акустичного оброблення в область низьких частот.

За  $Re \gg 1$  (коли переважають нелінійні властивості середовища) в області відстаней  $x$  (до формування ударної хвилі) амплітуда хвилі на боковій частоті  $2\omega + \Omega$  більша амплітуди хвилі на частоті  $\Omega$ , спектральний максимум процесу акустичного оброблення зміщується в область високих частот.

Від числа Рейнольдса  $Re$  залежить довжина відрізка  $x$  формування ударної хвилі в нелінійному середовищі за малої дисипації. За збільшення числа  $Re$  відстань  $z$  також збільшується.

Ефективність дії АМ-хвиль залежить від вибору несучої частоти  $\omega$  і модулюючої частоти  $\Omega$ , значення яких необхідно визначати відповідно до резонансних характеристик структурних елементів геосередовища (резонансних частот коливань зерен і блоків пласта).

Під час акустичного оброблення нафтогазових середовищ вибір параметрів оброблення має враховувати вплив високих і низьких складників спектра коливань АМ-сигналу на параметри флюїду з метою підвищення його рухливості в пласті.

Отримані результати аналітичних досліджень можуть бути використані під час розроблення перспективних технологій хвильової обробки продуктивних пластів із метою підвищення дебіту нафтогазовидобувних свердловин.

#### Список літератури:

1. Крутин В. Механизм акустической интенсификации притоков нефти из продуктивных пластов. Каротажник. 1998. Вып. 42. С. 46–53.
2. Горбачев Ю. Акустическое воздействие и повышение рентабельности разработки нефтяных месторождений. Каротажник. 2000. Вып. 60. С. 55–67.
3. Технология акустической реабилитации скважин и пластов для решения задач повышения нефтеотдачи / Э. Орендлихерман, Д. Воронин, А. Исхаков, Ю. Горбачев. Нефть и газ. 2002. № 5. С. 51–55.
4. Нагорний В.П., Денисюк І.І. Технології інтенсифікації видобутку вуглеводнів. Київ: Ессе, 2013. 268 с.
5. Руденко О. Теоретические основы нелинейной акустики. Москва: Наука, 1975. 288 с.
6. Грінченко В., Вовк І., Маципура В. Основи акустики. Київ: Наук. думка. 2007. 640 с.
7. Дружинин Г. Нелинейная акустика: конспект лекций. СПбГУ. Физический факультет. Кафедра радиопизики. Лаборатория нелинейной акустики. 1998–2000. 68 с.
8. Нагорний В.П., Денисюк І.І. Імпульсно-хвильове оброблення нафтогазоносних пластів. – Київ: Інтерсервіс, 2015. – 199 с.
9. Баскаков С. Радиотехнические цепи и сигналы. Москва: Высшая школа. 1988. 448 с.
10. Гурбатов С., Руденко О. Нелинейная акустика в задачах. Москва: МГУ. 1990. 80 с.
11. Михалюк А. Горные породы при неравномерных динамических нагрузках. Киев: Наук. думка. 1980. 154 с.
12. Эксплуатация нефтяных и газовых скважин / А. Акульшин, В. Бойко, Ю. Зарубин, В. Дорошенко. Москва: Недра. 1989. 480 с.
13. Горбачев Ю. Акустическое воздействие и повышение рентабельности разработки нефтяных месторождений. Каротажник. 1999. Вып. 60. С. 55–67.
14. Нагорний В., Денисюк І. Імпульсні методи інтенсифікації видобутку вуглеводнів. Київ: Ессе. 2012. 323 с.

## ОБРАБОТКА УГЛЕВОДОРОДНЫХ ПЛАСТОВ

### АМПЛИТУДНО МОДУЛИРОВАННЫМИ ВОЛНАМИ

*В статье изложены результаты исследований по обработке углеводородных пластов амплитудно модулированными акустическими волнами вида  $v=v_0(1+m\sin \Omega\tau)\sin\omega\tau$ , где  $m$  – индекс модуляции;  $\Omega$ ,  $\omega$  – низкая модулирующая и высокая несущая частоты соответственно. При решении задачи использовано широко известное уравнение Бюргера, описывающее распространение нелинейных волн в средах с диссипацией. Оценка роли нелинейности и диссипации в среде производится с учетом акустического числа Рейнольдса  $Re$ . Приведены примеры расчетов амплитуд скоростей в диссипативных (песчаник, известняк) и нелинейной средах (нефть) на модулирующей  $\Omega$  и боковой частотах  $2\omega+\Omega$ . Полученные результаты проведенных исследований могут быть использованы в процессе разработки перспективных технологий волновой обработки нефтегазоносных пластов для повышения дебита добывающих скважин.*

**Ключевые слова:** амплитуда, диссипация, модуляция, нелинейность, волна, частота.

## PROCESSING THE HYDROCARBON STRATA BY AMPLITUDE MODULATED WAVES

*Results on processing the hydrocarbon strata by amplitude modulated acoustic waves have been given in the article  $v=v_0(1+m\sin \Omega\tau)\sin\omega\tau$  type, where  $m$  is an index of modulation;  $\Omega$ ,  $\omega$  are low modulating and high carrying frequencies respectively have been conducted in the work. Established Burgers equation describing propagation of nonlinear waves in media with dissipation has been used while solving the problem. Estimation of nonlinearity and dissipation share in the medium is made taking into account the acoustic Reynolds' number  $Re$ . Examples of calculations of velocities amplitudes in dissipative (sandstone, limestone) and nonlinear media (oil) have been given on modulating  $\Omega$  and lateral  $2\omega+\Omega$  frequencies. The results of conducted studies obtained are possible to be used during the process of elaboration of perspective technologies of wave processing of the oil-and-gas bearing layers aimed at increasing the yield of producing wells.*

**Key words:** amplitude, dissipation, modulation, nonlinearity, wave, frequency.