В.П. Нагорний
д-р техн. наук
І.І. Денисюк
канд. техн. наук
ІГФ НАН України
В.М. Ліхван
ГПУ «Полтавагазвидобування»
Т.А. Швейкіна
УкрНДІгаз

Розсіювання акустичної хвилі пухирями газу в нафтоносному пласті

УДК 532.595

У статті розглянуто питання розсіювання акустичної хвилі пухирями газу. Отримані результати дають змогу визначити резонансну частоту акустичної дії, за якої ефект хвильової обробки нафтоносного пласта з пухирями газу максимальний.

В статье рассмотрен вопрос рассеивания акустической волны пузырями газа. Полученные результаты дают возможность определить резонансную частоту акустического воздействия, при котором эффект волновой обработки нефтеносного пласта с пузырями газа максимальный.

The article is concerned with questions of acoustic wave scattering by gas bubbles. The results obtained allow determining the acoustic resonant frequency, in which the effect of oil-producing formation wave treatment with gas bubbles is maxitum.

Із фахової літератури відомо, що для підвищення дебіту нафтовидобувних свердловин застосовують акустичні методи дії на геосередовище продуктивних пластів [1–5]. Під час акустичної обробки продуктивних пластів основними параметрами є частота та амплітуда імпульсної дії. Особливої актуальності така технологія набуває на нафтових родовищах, що знаходяться на пізній стадії розробки, для яких характерним є наявність у флюїді газових пухирів певного розміру. Це спостерігається у випадку, коли тиск у флюїді стає меншим, ніж тиск насичення нафти газом.

Питання взаємодії падаючих хвиль із пухирями газу у газорідинному середовищі, викладені в працях [1–5], досить повно характеризують картину амплітуд хвильового поля, що створюється в газорідинному середовищі в результаті коливань пухирів. Проте дослідженню розсіяних хвиль, що виникають під час взаємодії падаючої хвилі з пухирями, та оцінці при цьому амплітуд хвильового поля приділено недостатню увагу.

Розглянемо питання визначення резонансної частоти акустичної дії на газонасичене середовище.

Нехай в однорідному середовищі, яке характеризується густиною ρ і швидкістю звуку c, поширюється акустична гармонічна хвиля з частотою ω:

$$p_0(r,t) = p_m e^{ikr - i\omega t} = p_0(r) e^{i\omega t}, \qquad (1)$$

де $p_0(r) = p_m e^{ikr}$ – комплексна амплітуда тиску; $k = \frac{\omega}{c}$ – хвильове число; $i = \sqrt{-1}$ – комплексне число.

Надалі часовий множник $e^{-i\omega t}$ опускаємо, оскільки розглядаємо усталені процеси.

За наявності в середовищі перешкоди у вигляді газового пухиря до падаючої хвилі (1) додається хвиля, яку називають розсіяною хвилею. Амплітуду її тиску позначимо через $p_s(r)$. Сума тисків $p_0(r) + p_s(r) = p(r)$ визначає акустичне поле тисків у середовищі за наявності в ньому пухиря.

Проникну хвилю в середовище пухиря позначимо через $p_n(r)$. Розглядається розсіювання акустичних хвиль на пухирях, розміри яких значно менші від довжини падаючої хвилі $kR_0 \ll 1$.

Отже, розглядаємо розсіювання плоскої акустичної гармонічної хвилі (1) із частотою ω на газовому пухирі радіусом R_0, заповненому газом із густиною ρ_n зі швидкістю звуку c_n, що знаходиться в рідині.

Амплітуда тиску $p(r)$ у середовищі задовольняє рівняння Гельмгольца [6]:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial r^2} + k^2 p = 0. \qquad (2)$$

Оскільки розсіяне поле тиску $p_s(r) = p(r) - p_0(r)$, а падаюча хвиля задовольняє рівняння Гельмгольца, то і для розсіяної хвилі маємо:

$$\frac{\partial^2 p_s}{\partial r^2} + k^2 p_s = 0. \qquad (3)$$

Розсіяна хвиля повинна задовольняти умову випромінювання, тобто визначати біжучу хвилю, яка прямує від пухиря у нескінченність. На межі перешкоди (пухиря) повинні виконуватися граничні умови: рівність тисків і нормальних складових швидкості частинок на поверхні пухиря ($r=R_0$):

$$p_0 + p_s = p_n; \qquad (4)$$

$$\frac{1}{i\omega\rho}\frac{\partial(p_0 + p_s)}{\partial r} = v_n, \qquad (5)$$

де p_n – тиск газу (повітря) на поверхні пухиря; $v_n = \frac{1}{i\omega\rho_n}\frac{\partial p_n}{\partial r}$ – коливальна швидкість нормальних зміщень поверхні пухиря.

Нехтуючи в'язкістю і теплопровідністю, вважаємо, що газ усередині пухиря описується лінеаризованим рівнянням стану [6]:

$$p_n = \rho_n c_n^2. \qquad (6)$$

Рівняння (6) можна представити через коливальну швидкість v_n у вигляді [6]:

$$p_n = -i\frac{3\rho_{n_0} c_n^2}{\omega R_0} v_n = -i\frac{3\kappa_n}{\omega R_0} v_n, \qquad (7)$$

де $v_n = dR/dt$ – коливальна швидкість нормальних зміщень поверхні пухиря; R – змінний радіус пухиря; $\kappa = \rho_{n0} c_n^2$ – пружність газу в пухирі; ρ_{n0} – середня густина газу.

Поле тиску, розсіяне газовим пухирем, шукаємо у вигляді ряду

$$p_s(r,\Theta) = \sum_{n=0}^{\infty} p_m B_n H_n^{(1)}(kr) P_n(\Theta), \qquad (8)$$

де $H_n^{(1)}(kr)$ – функція Ханкеля 1-го роду; $P_n(\Theta)$ – поліном Лежандра; B_n – коефіцієнти, що визначаються із граничних умов задачі (4), (5).

При $kr \ll 1$ можна обмежитися першим доданком, для якого $n = 0$. Тоді, беручи до уваги, що поліном Лежандра $P_0(\Theta) = 1$ і асимптотика функції $H_0^{(1)}(kr)$ має вигляд $H_0^{(1)}(kr) = -i\frac{e^{ikr}}{kr}$, розсіяне поле (8) можна представити у вигляді:

$$p_s(r) = -ip_m B_0 \frac{e^{ikr}}{kr}, \qquad (9)$$

де коефіцієнт B_0 відповідає монопольному розсіюванню.

Коефіцієнт B_0 визначаємо із граничних умов (4), (5), які при $r = R_0$ мають вигляд:

$$p_m e^{ikR_0} - iB_0 p_m \frac{e^{ikR_0}}{kR_0} = -i\frac{3\rho_{n_0} c_n^2}{\omega R_0} v_n; \qquad (10)$$

$$p_m e^{ikR_0}\left(\frac{k}{\omega\rho} + \frac{B_0}{\omega\rho k R_0^2} - \frac{ikB_0}{\omega\rho k R_0}\right) = v_n. \qquad (11)$$

Розкладемо функцію e^{ikR0} у ряд Тейлора за степенями kR_0. Узявши до уваги, що $kR_0 \ll 1$, представимо ряд тільки двома першими членами:

$$e^{ikR_0} \approx 1 + ikR_0. \qquad (12)$$

Підставляючи (12) у систему рівнянь (10)–(11), одержимо:

$$p_m(1+ikR_0)\left(1 - \frac{iB_0}{kR_0}\right) = -i\frac{3\rho_{n_0} c_n^2}{\omega R_0} v_n;$$
$$p_m(1+ikR_0)\left(\frac{k^2R_0^2 + B_0 - iB_0 kR_0}{\omega\rho k R_0^2}\right) = v_n. \qquad (13)$$

Розв'язавши систему рівнянь (13) відносно коефіцієнта B_0, знаходимо:

$$B_0 = \frac{kR_0 + i(kR_0)^2\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2}{i\left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}(1 - ikR_0)\right)}, \qquad (14)$$

де $\omega_0^2 = \frac{3\rho_{n_0} c_n^2}{\rho R_0^2}$ – квадрат власної кругової частоти коливань газового пухиря.

Після підстановки (14) у (9) одержимо формулу для визначення поля, розсіяного газовим пухирем, під час дії на нього акустичної хвилі (1):

$$p_s(r) = \frac{p_m e^{ikr}}{kr}\left[\frac{kR_0 + i(kR_0)^2\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2}{\left(\omega_0^2/\omega^2 - 1\right) - ikR_0}\right]. \qquad (15)$$

Зауважимо, що коефіцієнт B_0 (14) визначає комплексну амплітуду розсіяної хвилі. Як видно, амплітуда розсіяної хвилі має резонансний характер. Вона набуває максимального значення при $\omega = \omega_0$.

Зазначимо: якщо у виразі (14) знехтувати малим членом $(kR_0)^2$, тоді одержимо:

$$B_0 = \frac{ikR_0}{\left[\left(\frac{\omega_0^2}{\omega^2} - 1\right) - ikR_0\right]},$$

що збігається із результатом роботи [6], де членами $(kR_0)^2$ знехтувано і не враховується радіальної складової швидкості в падаючій хвилі $v_{r_0} = \frac{\partial p_0}{\partial r}$.

Модуль співвідношення (15) визначає залежність амплітуди тиску розсіяної хвилі від частоти падаючої хвилі та безрозмірного параметра kR_0, яка має вигляд:

$$p_s = \frac{p_m R_0}{r}\sqrt{\frac{1 + (kR_0)^2\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^4}{\left(\frac{\omega_0^2}{\omega^2} - 1\right)^2 + (kR_0)^2}}. \qquad (16)$$

Після введення безрозмірної частоти $\varpi = \omega_0/\omega$ формула (16) набуває вигляду:

$$p_s = \frac{p_m R_0}{r}\sqrt{\frac{1 + (kR_0)^2\varpi^4}{(\varpi^2 - 1)^2 + (kR_0)^2}}. \qquad (17)$$

Під час акустичної дії на газовий пухир, як правило, $(kR_0)^2 \ll 1$ і цим членом можна знехтувати. Тоді із (17) одержимо:

$$p_s = \frac{p_m R_0}{r}\frac{1}{(\varpi^2 - 1)}, \qquad (18)$$

що збігається з даними [6] при $(kR_0)^2 \ll 1$.

Проте формула (17) у точці $\varpi = 1$ дає змогу точно визначити амплітуду розсіяного поля, на відміну від залежності (18).

Таким чином, одержано залежність для визначення амплітуди хвилі тиску, розсіяної газовим пухирем, під час взаємодії його з падаючою акустичною хвилею (1) із частотою ω без урахування впливу дисипативних втрат енергії через в'язкість і теплопровідність, які наявні у реальному середовищі. Ця залежність може бути застосована для оцінки полів тиску, випромінюваних газовим пухирем, під час вибору режимів акустичної дії на середовище.

Зазначимо, що в [5] одержано більш загальну формулу для хвилі тиску, що випромінюється газовим пухирем, з урахуванням дисипативних втрат, які характеризуються параметром β згасання падаючої акустичної хвилі тиску та

Таблиця 1

Залежність безрозмірної амплітуди розсіяної хвилі від безрозмірної частоти ϖ для різних розмірів пухирів

ϖ	0	0,5	1	2	3	4	5
$p_s\Big/\left(\frac{p_m R_0}{r}\right)$, при $R_0 = 1{\cdot}10^{-4}$ м	1,0	1,333	500,0	0,333	0,125	0,066	0,041
$p_s\Big/\left(\frac{p_m R_0}{r}\right)$, при $R_0 = 1{\cdot}10^{-5}$ м	1,0	1,333	5000,0	0,333	0,125	0,066	0,041

Таблиця 2

Залежність безрозмірної амплітуди розсіяної хвилі від відстані за різних режимів взаємодії акустичної хвилі з пухирем

r/R_0	1	10	100	500	1000	5000
p_s/p_m (ϖ=1)	500	50	5	1	0, 5	0,1
p_s/p_m (ϖ=2)	0,333	0,333	0,333	$6{,}66{\cdot}10^{-4}$	$3{,}33{\cdot}10^{-4}$	$6{,}66{\cdot}10^{-5}$

коефіцієнтом $\alpha = 1 + \dfrac{4\eta}{\rho c R_0}$ (η – динамічна в'язкість середовища). Скориставшись цією залежністю і заклавши в ній параметри β=0, α=1 (середовище без в'язкості та дисипативних втрат), одержимо формулу для амплітуди хвилі тиску, випромінюваної газовим пухирем, у вигляді:

$$p_в = \frac{p_m R_0}{r} \frac{1}{\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2 - 1} \left(\frac{\omega_0}{\Omega}\right). \qquad (19)$$

Для середовища без опору $\omega_0 = \Omega$ [5]. Отже, залежність (19) збігається з формулою (17), одержаною для ідеалізованого середовища. У реальних умовах розсіяння резонансними пухирями є значним, але не настільки, як за теорією, що не враховує втрат механічної енергії. Резонансні пухирі не тільки розсіюють, а й поглинають енергію падаючої акустичної хвилі, і внаслідок великої амплітуди коливань роблять це досить ефективно.

У табл. 1 приведено дані для розрахунку безрозмірної амплітуди тиску розсіяної хвилі для деяких радіусів пухиря при $k = \omega/c = \dfrac{32000}{1600} = 20$ залежно від безрозмірної частоти ϖ.

Із даних табл. 1 видно, що пухир сильно реагує на частоту $\varpi = 1$ ($\omega_0 = \omega$), тобто на його резонансну частоту. На інших частотах ϖ розсіяне поле тиску $p_s\Big/\left(\dfrac{p_m R_0}{r}\right)$ несуттєво залежить від ϖ і не залежить від розмірів пухиря.

У табл. 2 приведено залежність відношення безрозмірної амплітуди розсіяної падаючої хвилі тиску від безрозмірної відстані r/R_0 для деяких співвідношень частот ϖ. Як видно із табл. 2, відношення p_s/p_m при $\varpi = 1$ (резонансний режим) значно перевищують відповідні їм значення при $\varpi = 2$. Тобто за резонансного режиму досягається максимальне розсіяне газовим пухирем поле тиску, що діє на оточуюче його середовище.

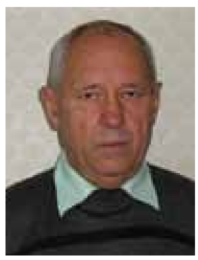
Узагальнюючи проведені теоретичні дослідження, можемо зробити висновок про те, що найкращого ефекту обробки флюїду з пухирями можна досягти в резонансному режимі з частотою акустичної дії ω, яка збігається з власною частотою пухиря. За такої дії ефект хвильової обробки середовища з пухирями, пов'язаний із амплітудою розсіяних хвиль, найбільший, що сприяє зменшенню в'язкості і зв'язку рідини (нафти) з твердою фазою середовища пласта, що супроводжується покращенням припливу флюїдів до вибоїв свердловин і підвищенням їх дебіту.

Особливо це важливо для виснажених нафтових родовищ, які знаходяться на завершальній стадії їх експлуатації і для яких характерний пухирцевий режим течії флюїдів.

Список літератури

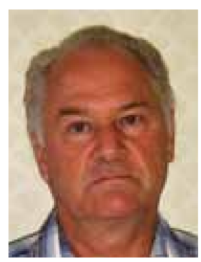
1. **Горбачев Ю.И.** Физико-химические основы ультразвуковой очистки призабойной зоны нефтяных скважин / Ю.И. Горбачев // Геоинформатика. – 1998. – № 3. – С. 62–65.
2. **Свалов А.М.** О механизме волнового воздействия на продуктивные пласты / А.М. Свалов // Разраб. и эксплуат. нефт. месторождений. – 1996. – № 7. – С. 27–29.
3. **Орентлихерман Э.** Технология акустической реабилитации скважин и пластов для решения задач повышения нефтеотдачи / Э. Орентлихерман, Д. Воронин, А. Исхаков, Ю. Горбачев // Нефть и газ. – 2002. – № 5. – С. 51–55.
4. **Афанасенков И.И.** Опыт и перспективы промышленного использования акустического воздействия в различных скважинах / И.И. Афанасенков, Е.Ф. Жуйков // Нефт. хоз-во. – 1999. – № 12. – С. 16–19.
5. **Нагорний В.П.** Імпульсні методи інтенсифікації видобутку вуглеводнів / В.П. Нагорний, І.І. Денисюк. – К.: Ессе, 2012. – 323 с.
6. **Грінченко В.Т.** Основи акустики / В.Т. Грінченко, І.В. Вовк, В.Т. Маципура. – К.: Наук. думка, 2007. – 640 с.

Автори статті



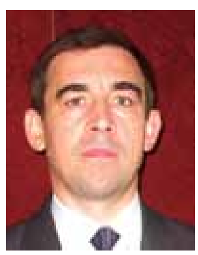
Нагорний Володимир Петрович

Доктор технічних наук, завідуючий відділом Інституту геофізики ім. С.І. Субботіна НАН України. За фахом – механік. Основний напрям наукових досліджень – розробка нафтових та газових родовищ, трубопровідний транспорт, нафтогазосховища.



Денисюк Іван Іванович

Канд. техн. наук, старший науковий співробітник Інституту геофізики ім. С.І. Субботіна НАН України. За фахом – механік. Основний напрям наукових досліджень – імпульсні методи підвищення дебіту видобувних свердловин.



Ліхван Вадим Максимович

Головний геолог ГПУ «Полтавагазвидобування». Освіта за фахом – геолог. Основний напрям діяльності – розробка нафтових і газових родовищ.

Швейкіна Тетяна Адамівна

Науковий співробітник Українського науково-дослідного інституту природних газів. За фахом – хімік. Основний напрям діяльності – хімічна обробка продуктивного пласта.