

ДОСЛІДЖЕННЯ В'ЯЗКОСТІ РІДИНИ У ПРОЦЕСІ РУХУ В ПЛОСКІЙ ТРІЩИНІ ЗА ХВИЛЬОВОГО НАВАНТАЖЕННЯ

В.П. Нагорний, І.І. Денисюк, Я.О. Юшичина

*Інститут геофізики ім. С.І. Субботіна НАН України, вул. Б. Хмельницького, 63г, м. Київ, 01054, Україна,
e-mail: vgy_nagorni@ukr.net*

З метою зниження в'язкості нафт застосовують відомі методи хвильової дії на пласти. Проте вибір частотного діапазону хвильового оброблення пластів не враховує розподіл тріщин за шириною, що знижує ефективність такої дії. Для досягнення ефективного режиму імпульсного навантаження на пласт розглянуто задачу визначення швидкості і зміни в'язкості в процесі руху рідини в плоскій тріщині пласта, навантаженого гармонічним сигналом. При розв'язанні задачі використано диференціальне рівняння, що описує рух в'язкої рідини між двома паралельними площинами, які моделюють нескінченну тріщину довільної ширини. Розроблено формули з визначення середньої швидкості руху крізь тріщини і зміни кінематичної в'язкості рідини від частоти гармонічної дії на пласт за різних значень ширини тріщин. Установлено, що в процесі дії гармонічного сигналу на плоску гладку тріщину, заповнену в'язкою рідиною, середня стаціонарна швидкість руху рідини досягає максимального, а кінематична в'язкість – мінімального значення за певної частоти гармонічної дії. Отримані результати можуть бути застосовані у нових хвильових методах оброблення нафтогазоносних пластів.

Ключові слова: в'язкість, пласт, рідина, тріщина, флюїд, хвиля, частота, швидкість.

Вступ. Як відомо, в'язкість нафт суттєво впливає на їх фільтрацію в середовищах нафтогазоносних пластів. Процеси руху в'язких рідин у середовищі пластів розглянуто у статтях [13, 14]. Стверджується, що нафти із ньютонівською в'язкістю рухаються крізь середовище пласта за відносно низьких перепадів тиску. Після подолання певного значення перепаду тиску розвивається неньютонівський рух в'язкої рідини. Автор статті [12] доводить, що за допомогою хвильової дії можливо сформувати з нафтових крапель струмки нафти.

Для інтенсифікації процесу видобутку вуглеводнів широко застосовують акустичні методи дії на продуктивні колектори нафти і газу [1–4, 6, 7]. Перспективними є методи бігармонічної [10], амплітудно- [8] і фазово-модульованої [11] дії на продуктивні нафтогазоносні пласти з метою поліпшення дебіту видобувних свердловин, у тому числі на родовищах, що перебувають на пізній стадії експлуатації за наявності бульбашкового режиму течії флюїдів [9].

Аналіз наведених літературних джерел показує, що в разі вибору частотного діапазону хвильової обробки нафтогазоносних пластів не враховують розподіл початкових тріщин у пласті за їх шириною, що знижує ефективність хвильової обробки.

З метою вибору найефективнішого режиму імпульсного навантаження на пласт дослідимо зміни кінематичної в'язкості рідини, що рухається в плоскій тріщині пласта, в процесі її хвильового навантаження.

Постановка задачі. Розглядаємо задачу визначення швидкості v і зміни кінематичної в'язкості ν під час руху рідини у плоскій гладкій трі-

щині завширшки $2h$ під дією гармонічної сили $F = F_0 \cos \omega_0 t$.

У цьому випадку диференціальне рівняння, що описує рух в'язкої рідини між двома паралельними площинами ($y = \pm h$), які моделюють нескінченну тріщину, запишемо у вигляді [2, 5]

$$\frac{\partial v}{\partial t} = F + \nu \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \quad -h < y < +h, t > 0. \quad (1)$$

Тут v – швидкість руху в'язкої рідини; ν – кінематична в'язкість рідини.

Граничні умови: $v = 0$ при $y = \pm h, t > 0$.

Результати. За прийнятих граничних умов стаціонарний розв'язок рівняння (1) такий [5]:

$$\begin{aligned} v(y, t) = & \frac{F_0}{\omega_0} \sin \omega_0 t - \frac{F_0}{2\omega_0} \frac{1}{\operatorname{ch}^2 \left(h \sqrt{\frac{\omega_0}{2\nu}} \right) - \sin^2 \left(h \sqrt{\frac{\omega_0}{2\nu}} \right)} \times \\ & \times \left\{ \left[\sin \left((y+h) \sqrt{\frac{\omega_0}{2\nu}} \right) \operatorname{sh} \left((y-h) \sqrt{\frac{\omega_0}{2\nu}} \right) + \right. \right. \\ & \left. \left. + \sin \left((y-h) \sqrt{\frac{\omega_0}{2\nu}} \right) \operatorname{sh} \left((y+h) \sqrt{\frac{\omega_0}{2\nu}} \right) \right] \times \right. \\ & \times \cos \omega_0 t + \left[\cos \left((y-h) \sqrt{\frac{\omega_0}{2\nu}} \right) \operatorname{ch} \left((y+h) \sqrt{\frac{\omega_0}{2\nu}} \right) + \right. \\ & \left. + \cos \left((y+h) \sqrt{\frac{\omega_0}{2\nu}} \right) \operatorname{ch} \left((y-h) \sqrt{\frac{\omega_0}{2\nu}} \right) \right] \sin \omega_0 t \left. \right\} - \\ & - \frac{2\pi F_0 h^2}{\nu} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n \left(n + \frac{1}{2} \right)}{\left[\frac{\omega_0^2 h^4}{\nu^2} + \pi^4 \left(n + \frac{1}{2} \right)^4 \right]} \cos \left[\pi \left(n + \frac{1}{2} \right) \frac{y}{h} \right] \times \end{aligned}$$

$$\times \exp \left[-\pi^2 \left(n + \frac{1}{2} \right)^2 \frac{vt}{h^2} \right]. \quad (2)$$

У виразі (2) враховано такі співвідношення:

$$\begin{aligned} \operatorname{ch} \left(iy \sqrt{\frac{i\omega_0}{v}} \right) &= \operatorname{ch} \left[y \sqrt{\frac{\omega_0}{2v}} (i-1) \right] = \operatorname{ch} \left(iy \sqrt{\frac{\omega_0}{2v}} - \right. \\ &\quad \left. - y \sqrt{\frac{\omega_0}{2v}} \right) = \operatorname{ch} \left(iy \sqrt{\frac{\omega_0}{2v}} \right) \operatorname{ch} \left(y \sqrt{\frac{\omega_0}{2v}} \right) - \\ &\quad - \operatorname{sh} \left(iy \sqrt{\frac{\omega_0}{2v}} \right) \operatorname{sh} \left(y \sqrt{\frac{\omega_0}{2v}} \right) = \cos \left(y \sqrt{\frac{\omega_0}{2v}} \right) \times \\ &\quad \times \operatorname{ch} \left(y \sqrt{\frac{\omega_0}{2v}} \right) - i \sin \left(y \sqrt{\frac{\omega_0}{2v}} \right) \operatorname{sh} \left(y \sqrt{\frac{\omega_0}{2v}} \right); \\ \operatorname{ch} \left(h \sqrt{\frac{i\omega_0}{v}} \right) &= \operatorname{ch} \left[h \sqrt{\frac{\omega_0}{2v}} (1+i) \right] = \operatorname{ch} \left(h \sqrt{\frac{\omega_0}{2v}} + \right. \\ &\quad \left. + ih \sqrt{\frac{\omega_0}{2v}} \right) = \operatorname{ch} \left(h \sqrt{\frac{\omega_0}{2v}} \right) \operatorname{ch} \left(ih \sqrt{\frac{\omega_0}{2v}} \right) + \\ &\quad + \operatorname{sh} \left(h \sqrt{\frac{\omega_0}{2v}} \right) \operatorname{sh} \left(ih \sqrt{\frac{\omega_0}{2v}} \right) = \operatorname{ch} \left(h \sqrt{\frac{\omega_0}{2v}} \right) \times \\ &\quad \times \cos \left(h \sqrt{\frac{\omega_0}{2v}} \right) + i \sin \left(h \sqrt{\frac{\omega_0}{2v}} \right) \operatorname{sh} \left(h \sqrt{\frac{\omega_0}{2v}} \right); \\ \operatorname{ch} \left(iy \sqrt{\frac{\omega_0}{2v}} \right) &= \cos \left(y \sqrt{\frac{\omega_0}{2v}} \right); \operatorname{sh} \left(iy \sqrt{\frac{\omega_0}{2v}} \right) = \\ &= i \sin \left(y \sqrt{\frac{\omega_0}{2v}} \right); \sqrt{i} = \frac{1+i}{\sqrt{2}}; i\sqrt{i} = \frac{i-1}{\sqrt{2}}. \end{aligned}$$

При $y = \pm h$ із виразу (2) отримуємо $v(y, t) = 0$.
На осі тріщини ($y = 0$) маємо

$$\begin{aligned} v(0, t) = v_m &= \frac{F_0}{\omega_0} \sin \omega_0 t - \frac{F_0}{\omega_0} \frac{1}{\left(\operatorname{ch}^2 h \sqrt{\frac{\omega_0}{2v}} - \sin^2 h \sqrt{\frac{\omega_0}{2v}} \right)} \times \\ &\quad \times \left[\cos \left(h \sqrt{\frac{\omega_0}{2v}} \right) \operatorname{ch} \left(h \sqrt{\frac{\omega_0}{2v}} \right) \sin \omega_0 t - \sin \left(h \sqrt{\frac{\omega_0}{2v}} \right) \operatorname{sh} \right. \\ &\quad \times \left. \left(h \sqrt{\frac{\omega_0}{2v}} \right) \cos \omega_0 t \right] - \frac{2\pi F_0 h^2}{v} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n \left(n + \frac{1}{2} \right)}{\left[\frac{\omega_0^2 h^4}{v^2} + \pi^4 \left(n + \frac{1}{2} \right)^4 \right]} \times \\ &\quad \times \exp \left[-\pi^2 \left(n + \frac{1}{2} \right)^2 \frac{vt}{h^2} \right]. \quad (3) \end{aligned}$$

При $t \rightarrow \infty$ стаціонарний розв'язок (3) має вигляд

$$v_{\text{ст}} = \frac{F_0}{\omega_0} \sin \omega_0 t - \frac{F_0}{\omega_0 \left[\operatorname{ch}^2 \left(h \sqrt{\frac{\omega_0}{2v}} \right) - \sin^2 \left(h \sqrt{\frac{\omega_0}{2v}} \right) \right]} \times$$

$$\begin{aligned} &\times \left[\cos \left(h \sqrt{\frac{\omega_0}{2v}} \right) \operatorname{ch} \left(h \sqrt{\frac{\omega_0}{2v}} \right) \sin \omega_0 t - \sin \left(h \sqrt{\frac{\omega_0}{2v}} \right) \times \right. \\ &\quad \left. \times \operatorname{sh} \left(h \sqrt{\frac{\omega_0}{2v}} \right) \cos \omega_0 t \right]. \quad (4) \end{aligned}$$

Дослідимо стаціонарний розв'язок (4), а саме залежність швидкості руху в'язкої рідини на осі тріщини від колової частоти ω пульсації сили F .

Для цього запишемо стаціонарний розв'язок (4) у вигляді

$$v_{\text{ст}} = \frac{F_0}{\omega} [A \cos \omega t + B \sin \omega t], \quad (5)$$

де $A = \frac{\sin \beta \cdot \operatorname{sh} \beta}{\operatorname{ch}^2 \beta - \sin^2 \beta}$; $B = 1 - \frac{\cos \beta \cdot \operatorname{ch} \beta}{\operatorname{ch}^2 \beta - \sin^2 \beta}$; $\beta = h \sqrt{\omega/2v}$.

Вираз (5) подамо у вигляді

$$v_{\text{ст}} = \frac{F_0}{\omega} r(\beta) \sin(\omega t + \theta),$$

де $r(\beta) = \sqrt{A^2 + B^2}$; $\sin \theta = \frac{A}{r(\beta)}$.

Визначимо середню стаціонарну швидкість за період 2π , скориставшись залежністю [6]:

$$\bar{v}_{\text{ст}}^2 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} v_{\text{ст}}^2(\omega t) d(\omega t). \quad (6)$$

За виразом (6) знаходимо

$$\bar{v}_{\text{ст}}^2 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left(\frac{F_0}{\omega} \right)^2 r^2(\beta) \sin^2(\omega t + \theta) d(\omega t). \quad (7)$$

Визначений інтеграл (7) – табличний і дорівнює π .

Отже, середню стаціонарну швидкість залежно від частоти ω визначаємо за виразом

$$\bar{v}_{\text{ст}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{F_0}{\omega} r(\beta), \quad (8)$$

де $r(\beta) = \sqrt{\frac{\sin^2 \beta \operatorname{sh}^2 \beta + [\operatorname{ch}^2 \beta - \sin^2 \beta - \cos \beta \operatorname{ch} \beta]^2}{(\operatorname{ch}^2 \beta - \sin^2 \beta)^2}}$. (9)

Кінематичну в'язкість ν для рідин визначаємо за виразом [6]

$$\nu = \nu_0 \sqrt{\frac{\omega_0}{\omega}}, \quad (10)$$

де ν_0 – початкова кінематична в'язкість рідини; ω_0 – початкова частота гармонічної дії.

З урахуванням виразу (10) параметр β має вигляд

$$\beta = h \sqrt{\frac{\omega}{2\nu_0}} \sqrt{\frac{\omega_0}{\omega}}. \quad (11)$$

За залежностями (8), (9), (11) у табл. 1 наведено дані розрахунків середньої стаціонарної швидкості $\bar{v}_{\text{ст}}$ руху в'язкої рідини на осі ($y = 0$) гладкої тріщини за різних значень півширини тріщини h та початкових вихідних даних: $\omega_0 = 6,283$ Гц; $\nu_0 = 2,22 \cdot 10^{-5}$ м²/с.

За даними табл. 1 на рис. 1 показано залежності $\bar{v}_{\text{ст}}$ від частоти гармонічної дії.

Із рис. 1 видно, що середня швидкість $\bar{v}_{\text{ст}}$ руху в'язкої рідини досягає максимального значення за певної частоти f дії гармонічної сили.

Знайдемо частоту дії гармонічної сили, за якої кінематична в'язкість ν в процесі руху рідини через гладку тріщину приймає мінімальне значення.

Взявши до уваги, що амплітуда F_0 імпульсно-хвильової дії дорівнює:

$$F_0 = \frac{\Delta p}{l\rho},$$

запишемо вираз (8) у вигляді

$$\bar{v}_{\text{ст}} = \frac{\Delta p r(\beta)}{\sqrt{2}l\rho\omega}. \quad (12)$$

Оскільки

$$\Delta p = \lambda \frac{l}{2h} \frac{\rho v_{\text{сеп}}^2}{2}, \quad (13)$$

з виразу (13) отримаємо

$$\frac{\Delta p}{l\rho} = \frac{\lambda v_{\text{сеп}}^2}{4h}, \quad (14)$$

де λ – коефіцієнт опору руху в'язкої рідини, що поширюється через плоску тріщину:

$$\lambda = \frac{12\nu}{hv_{\text{сеп}}}.$$

Підставивши значення λ у формулу (14), запишемо

$$\frac{\Delta p}{l\rho} = \frac{3v_{\text{сеп}}^2 \nu}{h^2}. \quad (15)$$

З урахуванням того що середня за перерізом тріщини швидкість

$$v_{\text{сеп}} = \frac{2}{3}v_m,$$

$\bar{v}_{\text{ст}}$, м/с

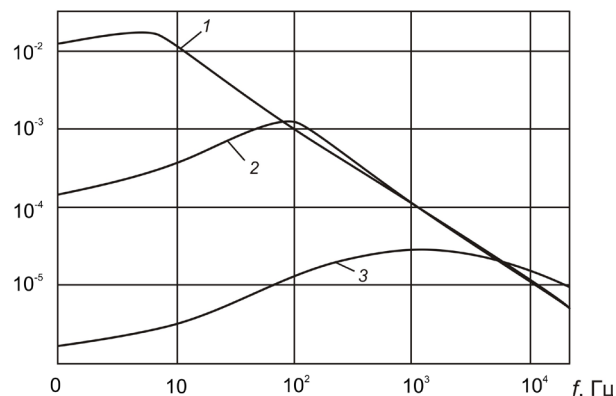


Рис. 1. Залежність середньої стаціонарної швидкості руху в'язкої рідини $\bar{v}_{\text{ст}}$ від частоти дії гармонічної сили F . Півширина тріщини h , м: 1 – $1 \cdot 10^{-3}$; 2 – $1 \cdot 10^{-4}$; 3 – $1 \cdot 10^{-5}$

Fig. 1. Dependence of the average stationary velocity of viscous liquid $\bar{v}_{\text{ст}}$ at the crack axis on the frequency of harmonic force F at different values of crack half-width h , m: 1 – $1 \cdot 10^{-3}$; 2 – $1 \cdot 10^{-4}$; 3 – $1 \cdot 10^{-5}$

залежність (15) має вигляд

$$\frac{\Delta p}{l\rho} = \frac{2v_m \nu}{h^2}, \quad (16)$$

де v_m – максимальна швидкість руху в'язкої рідини.

Середня стаціонарна швидкість руху в'язкої рідини $\bar{v}_{\text{ст}}$ дорівнює максимальній швидкості рідини v_m (розглядаємо рух рідини за всією тріщиною), тому з урахуванням виразу (16) із формули (12) отримаємо

$$\bar{v}_{\text{ст}} = \frac{\bar{v}_{\text{ст}} \nu r(\beta)}{\sqrt{2}h^2\omega}. \quad (17)$$

Із виразу (17) визначаємо:

$$\nu = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{h^2\omega}{r(\beta)}. \quad (18)$$

Таблиця 1. Залежність середньої стаціонарної швидкості $\bar{v}_{\text{ст}}$ руху в'язкої рідини на осі тріщини від частоти дії гармонічної сили за різних значень півширини тріщини h

Table 1. Dependence of the average stationary velocity of viscous liquid $\bar{v}_{\text{ст}}$ at the crack axis on the frequency of harmonic force at different values of crack half-width h

Частота, Гц		$h = 1 \cdot 10^{-3}$ м		$h = 1 \cdot 10^{-4}$ м		$h = 1 \cdot 10^{-5}$ м	
f	ω	β	$\bar{v}_{\text{ст}}$, м/с	β	$\bar{v}_{\text{ст}}$, м/с	β	$\bar{v}_{\text{ст}}$, м/с
1	6,283	0,376	$1,58 \cdot 10^{-2}$	0,037	$1,63 \cdot 10^{-4}$	$3,76 \cdot 10^{-3}$	$2,17 \cdot 10^{-6}$
5	31,42	1,258	$2,18 \cdot 10^{-2}$	1,126	$3,56 \cdot 10^{-4}$	$1,25 \cdot 10^{-2}$	$3,50 \cdot 10^{-6}$
10	62,83	2,11	$1,29 \cdot 10^{-2}$	0,211	$4,99 \cdot 10^{-4}$	0,021	$4,96 \cdot 10^{-6}$
50	314,16	7,07	$2,25 \cdot 10^{-3}$	0,707	$9,0 \cdot 10^{-4}$	0,071	$7,51 \cdot 10^{-6}$
100	628,32	11,89	$1,125 \cdot 10^{-3}$	1,190	$1,05 \cdot 10^{-3}$	0,12	$1,62 \cdot 10^{-5}$
200	1256,64	20,00	$7,50 \cdot 10^{-4}$	2,00	$7,2 \cdot 10^{-4}$	0,20	$2,10 \cdot 10^{-5}$
1000	6283,18	66,89	$1,125 \cdot 10^{-4}$	6,69	$1,12 \cdot 10^{-4}$	0,67	$4,62 \cdot 10^{-5}$
2000	12566,37	112,50	$7,50 \cdot 10^{-5}$	11,25	$7,5 \cdot 10^{-4}$	1,125	$4,72 \cdot 10^{-5}$
5000	31415,93	223,68	$2,25 \cdot 10^{-5}$	22,36	$2,25 \cdot 10^{-5}$	2,237	$2,58 \cdot 10^{-5}$
10000	62831,85	376,18	$1,125 \cdot 10^{-5}$	37,62	$1,12 \cdot 10^{-5}$	3,76	$1,17 \cdot 10^{-5}$

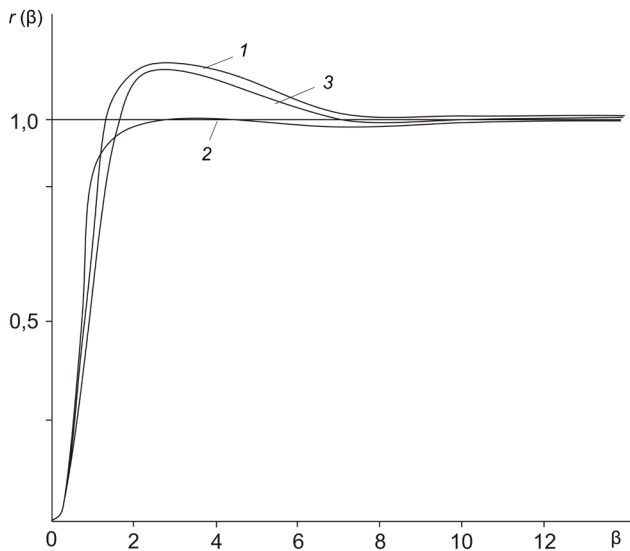


Рис. 2. Розподіл функцій $r(\beta)$ за різних значень півширини тріщини h , м: 1 – $1 \cdot 10^{-3}$; 2 – $1 \cdot 10^{-4}$; 3 – $1 \cdot 10^{-5}$

Fig. 2. Function $r(\beta)$ at different values of crack half-width h , m: 1 – $1 \cdot 10^{-3}$; 2 – $1 \cdot 10^{-4}$; 3 – $1 \cdot 10^{-5}$

Із формули (18) очевидно, що кінематична в'язкість ν рідини залежить від функції $r(\beta)$, яку визначаємо за формулою (9).

Розглянемо поведінку функції $r(\beta)$ від параметра β . За даними табл. 1 на рис. 2 побудовано графіки функції $r(\beta)$ за різних значень параметра h .

Як видно, всі три криві рисунка мають максимальні значення, після досягнення яких за збільшення параметра β криві асимптотично прямують до прямої $r(\beta) = 1$. З точки зору досягнення мінімального значення кінематичної в'язкості, найприйнятнішою є та частота, за якої функція $r(\beta)$ має максимальне значення.

На основі даних табл. 1 і за допомогою формули (18) розраховано дані кінематичної в'язкості ν для трьох типів тріщин у діапазоні частот, зумовлених поведінкою функції $r(\beta)$ (табл. 2).

За даними табл. 2 на рис. 3 побудовано залежності кінематичної в'язкості ν від частоти f гармонічної дії.

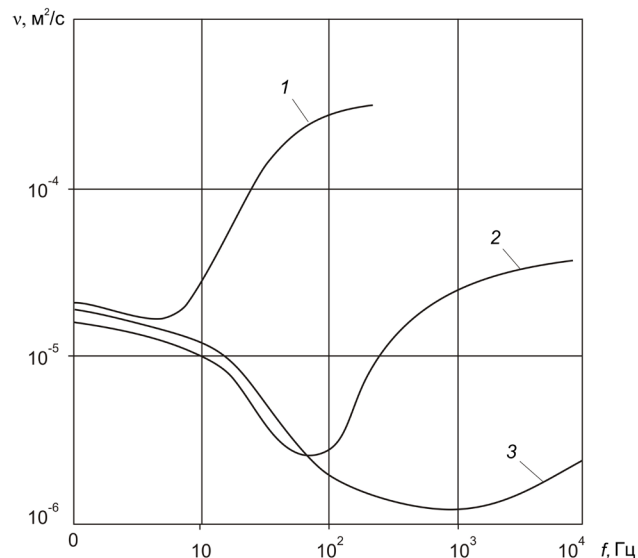


Рис. 3. Залежності кінематичної в'язкості ν рідини від частоти дії гармонічної сили за різних значень півширини тріщини h , м: 1 – $1 \cdot 10^{-3}$; 2 – $1 \cdot 10^{-4}$; 3 – $1 \cdot 10^{-5}$

Fig. 3. Dependences of cinematic viscosity ν of liquid on the frequency of harmonic force f at different values of crack half-width h , m: 1 – $1 \cdot 10^{-3}$; 2 – $1 \cdot 10^{-4}$; 3 – $1 \cdot 10^{-5}$

Аналізуючи графіки рис. 1 і 3, можна зробити висновок, що криві для трьох типів тріщин ($h = 1 \cdot 10^{-3}$; $1 \cdot 10^{-4}$; $1 \cdot 10^{-5}$ м) мають екстремальні точки 5, 100, 2000 Гц відповідно. Різниця лише в тому, що середня швидкість руху в'язкої рідини в плоскій гладкій тріщині за цих частот має максимальне значення, а кінематична в'язкість – мінімальне.

Висновки. У результаті досліджень встановлено, що за дії гармонічного сигналу на плоску гладку тріщину, заповнену в'язкою рідиною, середня стаціонарна швидкість її руху досягає максимального значення, а кінематична в'язкість рідини – мінімального за певної частоти гармонічної дії.

Отримані результати можуть бути використані в процесі розробки нових хвильових методів оброблення нафтогазоносних пластів з метою підвищення ефективності видобутку вуглеводнів за рахунок зменшення в'язкості флюїду і підвищення швидкості його просування до вибою видобувних свердловин.

Таблиця 2. Залежність кінематичної в'язкості рідини від частоти за різних значень півширини тріщини h
Table 2. Dependence of the cinematic viscosity of liquid on the frequency at different values of crack half-width h

Частота, Гц		$h = 1 \cdot 10^{-3}$ м		$h = 1 \cdot 10^{-4}$ м		$h = 1 \cdot 10^{-5}$ м	
f	ω	$r(\beta)$	$\nu, \text{ м}^2/\text{с}$	$r(\beta)$	$\nu, \text{ м}^2/\text{с}$	$r(\beta)$	$\nu, \text{ м}^2/\text{с}$
1	6,283	0,140	$3,173 \cdot 10^{-5}$	$1,445 \cdot 10^{-3}$	$3,074 \cdot 10^{-5}$	$1,93 \cdot 10^{-5}$	$2,302 \cdot 10^{-5}$
5	31,42	0,968	$2,20 \cdot 10^{-5}$	$1,583 \cdot 10^{-3}$	$1,403 \cdot 10^{-5}$	$1,55 \cdot 10^{-4}$	$1,433 \cdot 10^{-5}$
10	62,83	1,147	$3,873 \cdot 10^{-5}$	$4,44 \cdot 10^{-2}$	$1,01 \cdot 10^{-5}$	$4,41 \cdot 10^{-4}$	$1,007 \cdot 10^{-5}$
50	314,16	0,998	$2,226 \cdot 10^{-4}$	0,400	$5,55 \cdot 10^{-6}$	$3,33 \cdot 10^{-3}$	$6,671 \cdot 10^{-6}$
100	628,32	1,00	$4,443 \cdot 10^{-4}$	0,933	$4,76 \cdot 10^{-6}$	$1,44 \cdot 10^{-2}$	$3,085 \cdot 10^{-6}$
200	1256,64	1,00	$6,885 \cdot 10^{-4}$	0,980	$9,067 \cdot 10^{-6}$	$3,73 \cdot 10^{-2}$	$2,382 \cdot 10^{-6}$
1000	6283,18	1,00	–	0,997	$4,456 \cdot 10^{-5}$	$4,11 \cdot 10^{-1}$	$1,081 \cdot 10^{-6}$
2000	12566,37	1,00	–	1,0	$5,02 \cdot 10^{-5}$	$8,38 \cdot 10^{-1}$	$1,06 \cdot 10^{-6}$

Список бібліографічних посилань

1. Афанасенков И.И., Жуйков Е.Ф. Опыт и перспективы промышленного использования акустического воздействия в различных скважинах. *Нефтяное хозяйство*. 1999. № 12. С. 16–19.
2. Басниев К.С., Дмитриев Н.М., Каневская Р.Д., Максимов В.М. Подземная гидромеханика. М.: Ин-т компьютер. исследований, 2006. 488 с.
3. Войтенко В.С., Иовец В.Н., Киреев А.М., Семенов Ю.В. Волновая обработка коллекторов нефти и газа. Минск: Юнипак, 2005. 253 с.
4. Горбачев Ю.И. Физико-химические основы ультразвуковой очистки призабойной зоны нефтяных скважин. *Геоинформатика*. 1998. № 3. С. 62–65.
5. Динамічні процеси в геофізичних середовищах: теорія, експеримент, технології: кол. монографія. К.: Інтерсервіс, 2016. 244 с.
6. Нагорний В.П., Денисюк І.І. Імпульсні методи інтенсифікації видобутку вуглеводнів. К.: Ессе, 2012. 323 с.
7. Нагорний В.П., Денисюк І.І. Технології інтенсифікації видобутку вуглеводнів. К.: Ессе, 2013. 268 с.
8. Нагорний В.П., Денисюк І.І., Лихван В.М. Перспективи застосування амплітудно-модульованих хвиль для підвищення дебіту видобувних свердловин. *Нафтогазова галузь України*. 2014. № 5. С. 22–26.
9. Нагорный В.П., Лихван В.М., Швейкина Т.А. Исследование взаимодействия волны давления с пузырьком газа на поздней стадии разработки нефтяного месторождения. *Нефтяное хозяйство*. 2013. № 5. С. 80–82.
10. Нагорний В.П., Денисюк І.І., Юшицина Я.О. Підвищення нафтогазовіддачі пластів шляхом акустичної дії. *Геоінформатика*. 2012. № 4. С. 19–21.
11. Нагорний В.П., Денисюк І.І., Юшицина Я.О. Спектральні характеристики хвиль, збуджених фазово-модульованим акустичним сигналом в нелінійному геофізичному середовищі. *Геоінформатика*. 2014. № 2. С. 65–69.
12. Ellingsen O. EOR by electro-acoustic reservoir stimulation: A new approach. *World oil*. 2002. V. 223, no. 11. P. 29–33.
13. Lawton W. Global analysis of wavelet methods for Euler's equation. *Mathematical modeling*. 2002. T. 5. С. 75–88.
14. Sastova N., Drstakova E., Kucera P.A. A wavelet multilevel solution of the stationary geoelectrical field in the non-homogeneous environment. *Mathematical modeling*. 2002. V. 14, no. 5. P. 98–108.

Надійшла до редакції 19.04.2017 р.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЯЗКОСТИ ЖИДКОСТИ В ПРОЦЕССЕ ДВИЖЕНИЯ В ПЛОСКОЙ ТРЕЩИНЕ ПРИ ВОЛНОВОМ НАГРУЖЕНИИ

В.П. Нагорный, И.И. Денисюк, Я.А. Юшицына

Институт геофизики им. С.И. Субботина НАН Украины, г. Киев, ул. Б. Хмельницкого, 63г, 01054, Украина, e-mail: vgv_nagornyi@ukr.net

Для снижения вязкости нефтей применяют известные методы волнового воздействия на пласты. Однако выбор частотного диапазона волновой обработки пластов не учитывает распределения трещин по ширине, что снижает эффективность такого воздействия. Для достижения эффективного режима импульсного нагружения на пласт рассмотрена задача определения скорости и изменения вязкости в процессе движения жидкости в плоской трещине пласта, нагруженного гармоническим сигналом. При решении задачи использовано дифференциальное уравнение, описывающее движение вязкой жидкости между двумя параллельными плоскостями, которые моделируют бесконечную трещину произвольной ширины. Разработаны формулы по определению средней скорости движения сквозь трещины и изменения кинематической вязкости жидкости от частоты гармонического воздействия на пласт при различных значениях ширины трещин. Установлено, что в процессе действия гармонического сигнала на плоскую гладкую трещину, заполненную вязкой жидкостью, средняя стационарная скорость движения жидкости достигает максимального, а кинематическая вязкость — минимального значения при определенной частоте гармонического воздействия. Полученные результаты могут использоваться в новых волновых методах обработки нефтегазоносных пластов.

Ключевые слова: вязкость, пласт, жидкость, трещина, флюид, волна, частота, скорость.

STUDIES OF VISCOSITY OF LIQUID DURING THE PROCESS OF ITS MOVEMENT IN A FLAT FRACTURE UNDER ACTION OF WAVE LOADING

V.P. Nagorniy, I.I. Denisyuk, Ya.O. Yushytsyna

Subbotin Institute of Geophysics, NAS of Ukraine, 63g, B. Khmelnytsky Str., Kiev, 01054, Ukraine, e-mail: vgv_nagornyi@ukr.net

Purpose. It is well known that viscosity of oils significantly affects their filtration into oil-gas-bearing strata. In order to reduce viscosity and to increase velocity of forwarding fluids along the fractures, the well-known methods of wave action upon strata are widely used. However, while choosing the frequency range of strata wave processing, the fracture distribution by width is not taken into account, which decreases the effectiveness of the wave effect. In order to reveal

new possibilities for choosing the most effective regime of impulse loading of the rock bed, the authors consider the problem of determining velocity and variation of kinematic viscosity during the movement of the liquid in the flat smooth fracture of the rock bed while being wave-loaded by harmonic signal.

Design/methodology/approach. In solving this problem we used a differential equation which describes the movement of viscous liquid between two parallel planes modulating an endless fracture of arbitrary width.

Findings. Here we suggest formulae to determine the average velocity of movement through the fractures and the change in kinematic viscosity of the liquid versus the frequency of harmonic action on the rock bed in the case of different values of the fracture width. It has been found that during the process of action of harmonic signal on the flat smooth fracture filled with viscous liquid, the average stationary velocity of the movement of the liquid reaches its maximal values and kinematic viscosity reaches its minimal values in the case of definite frequency of harmonic action.

Practical value/implications. The results obtained could be useful in elaborating new wave methods of oil-gas-bearing strata processing aimed at increasing effectiveness of hydrocarbons extraction via decreasing fluid viscosity and increasing the velocity of its forwarding to the bottom hole of the producing wells.

Keywords: cavity, fluid, frequency, layer, liquid, velocity, viscosity, wave.

References:

1. Afanasenkov I.I., Zhujkov E.F. Opyt i perspektivy promyshlennogo ispol'zovaniya akusticheskogo vozdeystviya v razlichnykh skvazhinah. *Neftjanoe hozjajstvo*, 1999, no. 12, pp. 16-19 [in Russian].
2. Basniev K.S., Dmitriev N.M., Kanevskaja R.D., Maksimov V.M. Podzemnaja gidromehanika. Moscow: Institut komp'yuternykh issledovaniy, 2006, 488 p. [in Russian].
3. Vojtenko V.S., Iovec V.N., Kireev A.M., Semenov Ju.V. Wave processing of oil and gas reservoirs. Minsk: Unipack, 2005, 253 p. [in Russian].
4. Gorbachev Yu.I. Fiziko-khimicheskie osnovy ul'trazvukovoy ochistki prizaboynoy zony neftnyanykh skvazhin. *Geoinformatika*, 1998, no. 3, pp. 62-65 [in Russian].
5. Nagornyj V.P., Mykuljak S.V., Vengrovych D.B., Skurativs'kyj S.I., Bjelins'kyj I.V., Denysjuk I.I., Kulich V.V., Sheremet G.P. Dynamichni procesy v geofizychnykh seredovyshhah: teoriya, eksperyment, tehnologii'. Kyiv: Interservis, 2016, 244 p. [in Ukrainian].
6. Nagornyj V.P., Denysjuk I.I. Impul'sni metody intenyfikacii' vydobutku vuglevodniv. Kyi'v: Esse, 2012. 323 p. [in Ukrainian].
7. Nagornyj V.P., Denysjuk I.I. Tehnologii' intenyfikacii' vydobutku vuglevodniv. Kyi'v: Esse, 2013. 268 p. [in Ukrainian].
8. Nagornyj V.P., Denysjuk I.I., Lihvan V.M. Prospect of application of amplitude-modulated waves for increasing debit of producing wells. *Naftogazova galuz' Ukrainy*, 2014, no. 5, pp. 22-26 [in Ukrainian].
9. Nagornyj V.P., Denysjuk I.I., Lihvan V.M., Shvejkina T.A. Studies of interaction of pressure wave with the gas bubble at the late phase of development of oil deposit. *Oil Industry*, 2013, no. 5, pp. 80-82 [in Russian].
10. Nagornyj V.P., Denysjuk I.I., Yushytsyna Ya.O. Pidvyshhennja naftoghazoviddachi plastiv shljakhom akustychnoji diji. *Geoinformatika*, 2012. no. 4, pp. 19-21 [in Ukrainian].
11. Nagornyj V.P., Denysjuk I.I., Yushytsyna Ya.O. Spectral characteristics of waves excited by phase-modulated acoustic signal within nonlinear geophysical medium. *Geoinformatika*, 2014, no. 2, pp. 65-69 [in Ukrainian].
12. Ellingsen O. EOR by electro-acoustic reservoir stimulation: A new approach. *World oil*, 2002, vol. 223, no. 11, pp. 29-33.
13. Lawton W. Global analysis of wavelet methods for Euler's equation. *Mathematical modeling*, 2002, vol. 5, pp. 75-88.
14. Sastova N., Drstakova E., Kucera P.A. A wavelet multilevel solution of the stationary geoelectrical field in the non-homogeneous environment. *Mathematical modeling*, 2002, vol. 14, no. 5, pp. 98-108.

Received 19/04/2017