УДК 539.3:537.8

Вплив механічних коливань на фільтрацію полярної рідини в гетеропористому шарі

Василь Кондрат

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

У роботі запропоновано математичну модель для опису фільтрації в'язкої рідини крізь гетеропористий шар, у якому збуджується поздовжня механічна хвиля. Враховано, що контактна взаємодія рідини з твердою фазою приводить до зміни фізико-механічних властивостей рідини в приконтактній області, внаслідок чого виникає шар структурованої (зв'язаної) рідини. Вплив механічних коливань пов'язується з дією зсувних напружень на стан зв'язаної рідини. З використанням просторового та статистичного усереднення отримано узагальнений закон Дарсі, який враховує вплив механічних коливань на коефіцієнт проникності гетеропористого шару. Запропоновано також співвідношення для визначення ефективної пористості та внутрішньопорового тиску за дії механічних коливань. Отримані на основі побудованої моделі результати вивчення вібраційної зміни параметрів, які досліджуються, узгоджуються з експериментальними даними. Кількісно ці зміни можуть бути суттєвими, що вказує, зокрема, на важливість врахування зв'язаної рідини в моделях пористого середовища.

Ключові слова: гетеропористе тіло, зв'язана рідина, фільтрація, механічні коливання, математичне моделювання, просторове та статистичне усереднення.

Вступ. Інтенсифікацію процесу фільтрації рідини в пористих середовищах механічними коливаннями необхідно враховувати при вивченні перенесення забруднень ґрунтовими водами, насиченні матеріалів спеціальними розчинами, зокрема, для потреб медицини, у практиці видобутку нафти тощо [1, 2].

Вплив механічних коливань на дифузію нейтральних частинок, який пов'язаний із вібраційною зміною властивостей зв'язаної зі скелетом рідини, вивчався у роботі [3]. При цьому пористе середовище (шар) моделювалося сукупністю паралельних між собою та перпендикулярних до поверхонь шару щілин, поперечні розміри яких є випадковими величинами (модель гетеропористого шару). У загальному випадку приймалося, що перший шар води, який безпосередньо контактує з поверхнею щілини і перебуває у сильнозв'язаному (адсорбованому) стані, має товщину Δh. У разі випадкового розподілу поперечного розміру щілин у частині з них рідина є лише в адсорбованому стані, на який не впливають механічні коливання, у частині — в адсорбованому та слабозв'язаному станах, а в решті реалізується загальний випадок. Коефіцієнти дифузії у шарах відрізняються на порядки (найбільший коефіцієнт дифузії у вільній або гравітаційно рухомій рідині). Механічні коливання змінюють стан слабозв'язаної рідини, що спричинює зміну коефіцієнта дифузії частинок, які знаходяться у цьому шарі. Остільки в багатьох практично цікавих випадках концентрація домішкових частинок у слабозв'язаній рідині найбільша, то це приводить до значного збільшення потоку частинок та ефективного коефіцієнта дифузії. Дослідження проводилися для стаціонарних коливань і заданої сталої концентрації на поверхнях гетеропористого шару. При цьому приймалося, що поперечні розміри щілин розподілені за нормальним законом, а порова рідина є нерухомою.

У цій роботі в рамках аналогічних модельних уявлень розглядається вплив поздовжніх механічних хвиль на фільтрацію полярної рідини. При цьому приймається до уваги, що внаслідок зв'язування (структурування) рідини в околі поверхні скелета зменшується прохідність каналів (коефіцієнт проникності) й ефективна пористість середовища. Механічні коливання за певних умов спричинюють відновлення вихідного стану рідини, що приводить до збільшення ефективної пористості, коефіцієнта проникності та тиску рідини в порах.

1. Фізична модель

Об'єктом розгляду є пружне тверде тіло, яке містить сукупність паралельно орієнтованих щілин, заповнених полярною рідиною (рис. 1). Поперечні розміри щілин є випадковими величинами. Полярна рідина в приконтактній із твердою фазою області внаслідок поверхневої взаємодії набуває нових властивостей і характеризується зсувною жорсткістю, більшою густиною маси тощо [5, 6]. Таку рідину називають зв'язаною та за постійної температури вона утворює пристінкову плівку товщиною h. У деяких моделях [5, 6] також виділяють шар міцнозв'язаної рідини, товщина якого $\Delta h << h$. Решта рідини будемо називати вільною й описувати моделлю ньютонівської рідини.

Зв'язана рідина є структурованою [6, 7]. За певних умов, наприклад під дією механічних коливань, зв'язана рідина може деструктуруватися та набути властивостей вільної [2, 6, 7]. Такий перехід відбувається, коли максимальні зсувні напруження τ стають більшими чи дорівнюють критичному значенню τ_*

$$\tau \geq \tau_* . \tag{1}$$

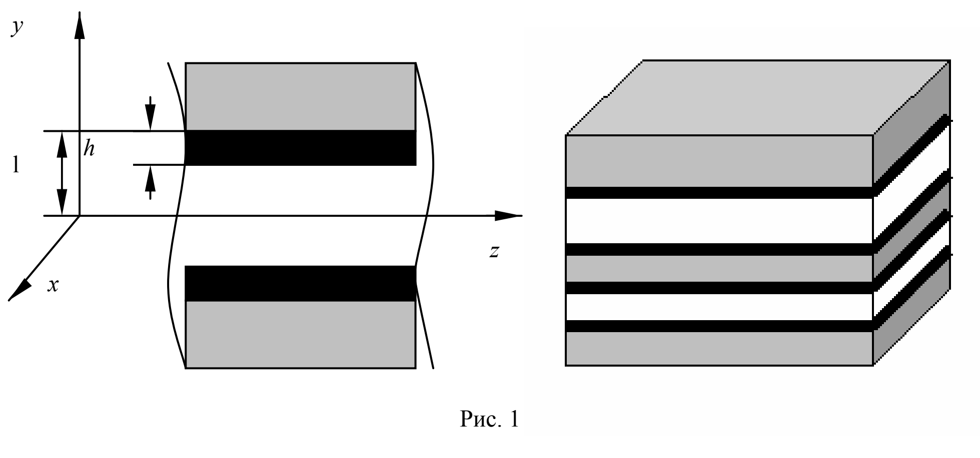

Рис. 1

Якщо напруження τ стають меншими від τ_*, то знову відбувається утворення зв'язаної рідини. Експерименти [2] свідчать, що характерний час такого утворення, звичайно, значно більший за характерний час руйнування. Надалі руйнування структурованого стану будемо вважати миттєвим. Відзначимо принагідно, що у роботі у відповідність реальному, як правило, неоднорідному шару зв'язаної рідини приймається однорідна модель, характеристики якої відповідають деяким усередненим характеристикам реальної зв'язаної рідини.

Приймемо, що за заданих зовнішніх дій на поверхні тіла вздовж кожної зі щілин створено сталий градієнт тиску, який викликає ламінарний фільтраційний потік рідини, а також поширюється поздовжня пружна хвиля, довжина якої значно більша від можливого поперечного розміру каналів, який значно менший від товщини примежового шару [8, 9]. За таких умов нехтуємо рухом рідини перпендикулярно до поверхонь щілин [10], стінки яких гармонічно коливаються.

2. Протікання рідини в окремій щілині й умова деструктурування

Щілину, у якій рухається рідина, віднесемо до декартової системи координат (x, y, z), вісь Oz якої співпадає з напрямком руху рідини, а вісь Oy перпендикулярна до її стінок. Нехай щілина займає область $y \in (-l, l)$, де l — її півширина (див. рис. 1). Шар зв'язаної рідини товщини $h < l$ займає область $y \in (-l, -l+h) \cup (l-h, l)$. При $h \geq l$ зв'язана рідина займає всю область каналу.

За умови ламінарності потоку рідини в щілині рівняння її руху можна записати у вигляді

$$\rho_j \frac{\partial v_z^j}{\partial t} = \frac{\partial \sigma_{zz}^j}{\partial z} + \frac{\partial \sigma_{zy}^j}{\partial y}, \tag{2}$$

$$\sigma_{zz}^f = -p + \left(\eta_1 + \frac{4}{3}\eta_2\right)\frac{\partial v_z^f}{\partial z}, \quad \sigma_{zy}^f = \eta_2 \frac{\partial v_z^f}{\partial y}; \tag{3}$$

$$\sigma_{zz}^b = \left(K_b + \frac{4}{3}G_b\right)\frac{\partial u_z^b}{\partial z}, \quad \sigma_{zy}^b = G_b \frac{\partial u_z^b}{\partial y}. \tag{4}$$

Тут $\sigma_{zz}^j, \sigma_{zy}^j$ — компоненти тензорів напружень; p — тиск; v_z^j, u_z^j — компоненти векторів швидкостей і переміщень відповідно; ρ_j — густина; $j = f$ для вільної рідини, яка займає область $y \in (-l+h, 0) \cup (0, l-h)$, $j = b$ для зв'язаної рідини, яка займає область $y \in (-l, -l+h,) \cup (l-h, l)$; η_1, η_2 — коефіцієнти в'язкості вільної, а K_b, G_b — модулі стиску та зсуву зв'язаної рідини. Співвідношення (4) записані без урахування ефектів повзучості зв'язаної рідини.

Крайові умови на поверхні щілини

$$v_z^b = v_z^s \quad \text{при} \quad y = \pm l, \tag{5}$$

а на поверхні розділу структурованої та вільної рідини

$$v_z^f = v_z^b, \qquad \sigma_{zy}^f = \sigma_{zy}^b \quad \text{при} \quad y = \pm(l-h). \tag{6}$$

При цьому з умови симетрії маємо, що

$$\sigma_{zy}^f = 0 \quad \text{при} \quad y = 0. \tag{7}$$

Тут $v_z^s(t) = v_0^s \exp(i\omega t)$ — z-компонента вектора $\vec{v}^s = (0, 0, v_z^s)$ коливної швидкості стінок щілини, v_0^s — амплітуда, ω — циклічна частота.

Для врахування впливу механічних коливань на рух рідини умову (1) запишемо через критичний розмір щілини. Розглянемо окремо щілини, в яких є лише зв'язана рідина ($l \le h$), і щілини, в яких є зв'язана та вільна рідина ($l > h$). Подамо зсувні напруження у зв'язаній рідині сумою усередненої за періодом коливань $\left(\bar{f} = \frac{1}{T}\int\limits_t^{t+T} f(\tau)d\tau\right)$ та коливної $\left(\tilde{f} = f - \bar{f}\right)$ складових

$$\sigma_{zy}^j = \bar{\sigma}_{zy}^j + \tilde{\sigma}_{zy}^j, \quad j = \{f, b\}. \tag{8}$$

З умов рівноваги для рідини у щілині, які полягають у зрівноваженні сил тиску та сил, зумовлених зсувними напруженнями на поверхнях $y = \pm\, l$, випливає, що

$$\bar{\sigma}_{zy}^b(l) = l\bar{p}_{,z}, \qquad \bar{p}_{,z} = \frac{\partial \bar{p}}{\partial z}. \tag{9}$$

Коливний рух рідини в щілині відбувається під дією поздовжніх коливань її стінок. За прийнятої умови малості ширини щілин відносно довжини поздовжньої хвилі та товщини примежового шару можна знехтувати несинфазністю коливань рідини та стінок щілини і записати, що

$$\tilde{\sigma}_{zy}^b(l) = l\rho^b \frac{\partial \tilde{v}_z^s}{\partial t} \text{ при } l \le h; \quad \tilde{\sigma}_{zy}^b(l) = l\rho^f \frac{\partial \tilde{v}_z^s}{\partial t} + h\left(\rho^b - \rho^f\right)\frac{\partial \tilde{v}_z^s}{\partial t} \text{ при } l > h. \tag{10}$$

Позначаючи $\tau = \sup\limits_t \sigma_{zy}^b(l)$, зі співвідношень (1), (8)-(10) отримуємо умову деструктуризації зв'язаної рідини, записану відносно поперечних розмірів щілин. Подамо її у вигляді

$$l \ge l_*^{(n)} \quad (n = 1, 2), \tag{11}$$

де

$$l_*^{(1)} = \frac{\tau_*}{P_{bs}} \quad (l \le h), \qquad l_*^{(2)} = \frac{T_*}{P_{fs}} \quad (l > h),$$

$$P_{js} = \left|\bar{p}_{,z}\right| + W_{js}\kappa\nu\sqrt{I}, \quad W_{js} = \rho^j/\rho^s \quad (j = \{f, b\}), \quad W_{\Delta s} = \left(\rho^b - \rho^f\right)/\rho^s,$$

$$T_* = \tau_* - hW_{\Delta s}\kappa\nu\sqrt{I}\ , \quad \kappa = 2\pi\sqrt{2\rho^s / c}\ ,$$

c — швидкість хвилі у твердій фазі, $I = 0{,}5\rho^s \omega \upsilon_a^s c$ — інтенсивність хвилі, ν — частота.

3. Усереднена швидкість протікання рідини та проникність середовища

Усереднимо рівняння (2) за періодом коливань. Використовуючи визначальні співвідношення (3) та покладаючи нулю усереднену силу інерції, отримуємо

$$-\frac{\partial \overline{p}}{\partial z} + \left(\eta_1 + \frac{4}{3}\eta_2\right)\frac{\partial^2 \overline{\upsilon}_z^f}{\partial z^2} + \eta_2 \frac{\partial^2 \overline{\upsilon}_z^f}{\partial y^2} = 0\ . \tag{12}$$

Враховуючи, що $\partial^2 \overline{\upsilon}_z^f / \partial z^2 = 0$ та інтегруючи рівняння (12) за змінною y з використанням умов

$$\overline{\upsilon}_z^f = 0 \quad \text{при} \quad z = l - h \qquad \text{і} \qquad \frac{\partial \overline{\upsilon}_z^f}{\partial y} = 0 \quad \text{при} \quad y = 0\ ,$$

знайдемо

$$\overline{\upsilon}_z^f = -\frac{1}{2\eta_2}\,\overline{p}_{,z}\left[y^2 - (l-h)^2\right] \quad \text{для} \quad y \in \left(0, l-h\right).$$

Усереднюючи швидкість $\overline{\upsilon}_z^f$ за перерізом щілини $\left(\overline{\overline{\upsilon}}_z^f = l^{-1}\int_0^l \overline{\upsilon}_z^f\left(y\right)dy\right)$, отримаємо вираз для середньої швидкості рідини у щілині

$$\overline{\overline{\upsilon}}_z^f = \frac{(l-h)^2}{3\eta_2}\,\overline{p}_{,z} \qquad \text{для} \quad l > h. \tag{13}$$

Тут враховано, що усереднена за часом складова тиску не залежить від координати y. При $l \le h$, тобто за відсутності вільної рідини у щілині, $\overline{\overline{\upsilon}}_z^f = 0$.

У разі виконання умови деструктурування (11) середня швидкість води у щілині буде

$$\overline{\overline{\upsilon}}_z^f = \frac{l^2}{3\eta_2}\,\overline{p}_{,z}\ . \tag{14}$$

Середня швидкість $\overline{\overline{\upsilon}}_z^f$ залежить від ширини щілини l. Тому для визначення середньої швидкості $\left\langle \upsilon_z^f \right\rangle$ фільтрації води в середовищі проведемо усереднення $\overline{\overline{\upsilon}}_z^f\left(l\right)$ за розмірами щілин

$$\left\langle v_z^f \right\rangle = \int_0^\infty \overline{v}_z^f (l) f(l) dl \,, \tag{15}$$

де $f(l)$ — густина розподілу ймовірності поперечних розмірів щілин. Використовуючи рівняння (13), (14), вираз (15) для середньої швидкості фільтрації рідини можна записати так

$$\left\langle v_z^f \right\rangle = -\frac{k}{\alpha\eta_2}\,\overline{p}_{,z}\,, \tag{16}$$

де α — абсолютна пористість, k — коефіцієнт проникності середовища

$$k = \frac{1}{3}\left\{ \theta\left(h - l_*^{(1)}\right) \int_{l_*^{(1)}}^{h} f(l) l^2 dl + \theta\left(l_*^{(2)} - h\right) \left[\int_h^{l_*^{(2)}} f(l)(l-h)^2 dl + \int_{l_*^{(2)}}^{\infty} f(l) l^2 dl \right] + \right.$$

$$\left. + \theta\left(h - l_*^{(2)}\right) \int_h^\infty f(l) l^2 dl \right\}. \tag{17}$$

Тут θ — функція Гевісайда.

Зауважимо, що формула (17) для коефіцієнта проникності буде такою самою та за відсутності коливань, однак в умовах деструктурування (11) будуть відсутні складові, зумовлені коливаннями.

Проведемо кількісний аналіз отриманих результатів. Густину розподілу ймовірності виберемо у вигляді

$$f(\xi) = B \exp\left[-\left(\xi - \overline{\xi}\right)^2 \Big/ \left(2\zeta^2\right) \right] \theta(\xi)\,, \tag{18}$$

де $\overline{\xi}$ — середнє значення, ζ^2 — дисперсія, $B = \left\{ \sqrt{2}\zeta F\left(\overline{\xi} \big/ \sqrt{2}\zeta \right) \right\}^{-1}$, $F(z) = \int_{-\infty}^{z} \exp\left(-u^2\right) du$.

Густину скелета та швидкість поздовжньої хвилі у ньому візьмемо відповідно $\rho^s = 2{,}5\cdot 10^3$ *кг/м*^{3} і $c = 5\cdot 10^3$ *м/с*. Досліджуватимемо залежність відносного коефіцієнта проникності k/k_0 від параметра $g = \nu\sqrt{I}$, де k_0 — коефіцієнт проникності при $g = 0$, для різних значень відносної товщини h пристінкового шару зв'язаної води, дисперсії ζ^2 розподілу поперечних розмірів каналів, градієнта тиску. Результати обчислень наведені на рис. 2, 3.

Бачимо, що віброфільтраційний ефект чутливий до відносної товщини верстви зв'язаної води (рис. 2) та дисперсії розмірів пор (рис. 3). Він збільшується з ростом відносної товщини шару зв'язаної води (тобто, зі зменшенням середнього розміру каналів за незмінного h) (рис. 2) та зі зменшенням дисперсії розподілу каналів за розмірами (рис. 3). Кількісні дослідження показують також, що

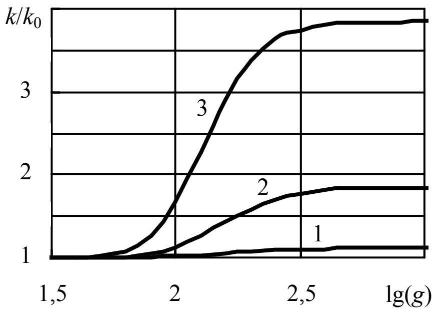

Рис. 2. Залежність відносного коефіцієнта проникності від параметра g при $\left|\overline{p}_{,z}\right| = 100$ Па/м, $\tau_* = 10^{-3}$ Па, $\zeta = \overline{\xi}$, $\overline{\xi} = 10^{-6}$ м, $h = 0{,}1\,\overline{\xi}$; $0{,}5\overline{\xi}$; $\overline{\xi}$ (криві 1-3)

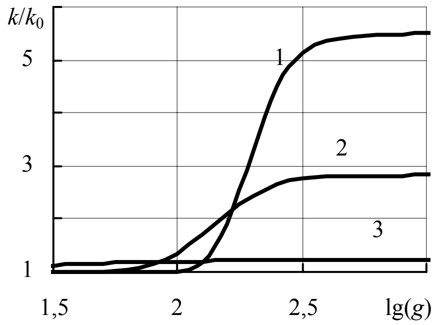

Рис. 3. Залежність відносного коефіцієнта проникності від параметра g при $\left|\overline{p}_{,z}\right| = 250$ Па/м, $\tau_* = 10^{-3}$ Па, $\overline{\xi} = 10^{-6}$ м, $h = 0{,}8\overline{\xi}$, $\zeta = 0{,}5\overline{\xi}$; $\overline{\xi}$; $5\overline{\xi}$ (криві 1-3)

вібраційний ефект зменшується з ростом градієнта тиску. Відносне збільшення коефіцієнта проникності середовища може досягати десятків разів, що підтверджується експериментальними даними [2]. Коефіцієнт проникності пористого середовища (для прийнятих умов за відсутності резонансних ефектів) зростає як зі збільшенням частоти коливань, так і їх інтенсивності. Ця залежність суттєво проявляється в певній області зміни параметра g, ширина якої збільшується з ростом дисперсії розмірів каналів, а розташування визначається, в основному, градієнтом тиску, критичним напруженням для зв'язаної рідини та середніми розмірами пор. Поза цією областю вплив вібрації на зміну коефіцієнта проникності є незначним.

4. Вібраційна зміна ефективної пористості

При механічних коливаннях насиченого пористого середовища деструктурування шарів зв'язаної рідини приведе до збільшення об'єму вільного порового простору, тобто, до зростання ефективної пористості [11]. Проведемо кількісне дослідження цього ефекту.

Ефективний коефіцієнт пористості a [11] визначається формулою

$$a = \frac{V_p}{V}, \tag{19}$$

де V_p — об'єм, який займає вільна рідина, V — об'єм тіла. Тоді коефіцієнт

$$a^* = \frac{a}{a_0} = \frac{V_{pv}}{V_{p0}} \tag{20}$$

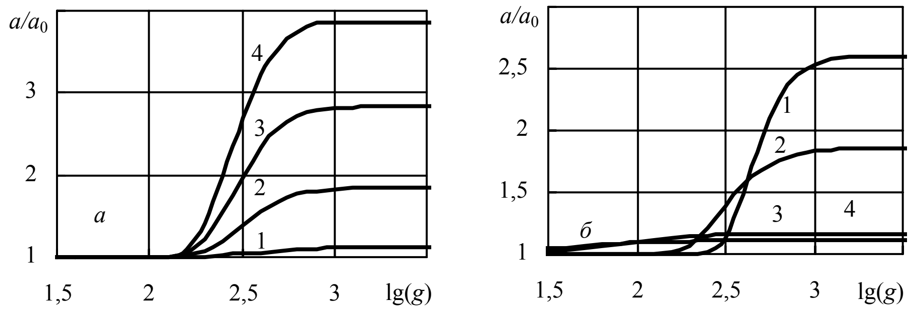

Рис. 4. Залежність ефективної пористості від параметра g при $\tau_* = 10^{-3}$ Па, $\bar{\xi} = 10^{-6}$ м, $\left|\bar{p}_{,z}\right| = 100$ Па/м, $\zeta = \bar{\xi}$, $h = 0{,}1\bar{\xi};\ 0{,}5\bar{\xi};\ 0{,}8\bar{\xi};\ \bar{\xi}$ (*а*, криві 1-4); $h = 0{,}5\bar{\xi}$, $\zeta = 0{,}5\bar{\xi};\ \bar{\xi};\ 5\bar{\xi};\ 8\bar{\xi}$ (*б*, криві 1-4)

визначає вплив коливань на ефективну пористість середовища. Тут a, V_{pv} — ефективний коефіцієнт пористості й об'єм порового простору, зайнятого вільною рідиною при дії вібрації в усталеній ситуації, а a_0, V_{p0} — їхні значення за відсутності коливань. При цьому для визначення V_{pv} маємо

$$V_{pv} = 2NLb\left\{\theta\left(h - l_*^{(1)}\right)\int\limits_{l_*^{(1)}}^{h} f(l)\,l\,dl + \theta\left(l_*^{(2)} - h\right)\left[\int\limits_{h}^{l_*^{(2)}} f(l)(l-h)\,dl + \int\limits_{l_*^{(2)}}^{\infty} f(l)\,l\,dl\right] + \right.$$
$$\left. + \theta\left(h - l_*^{(2)}\right)\int\limits_{h}^{\infty} f(l)\,l\,dl\right\}. \qquad (21)$$

Тут L — довжина щілини, b — розмір щілини вздовж осі Oz, N — кількість щілин в об'ємі V. За відсутності коливань $V_{p0} = V_{pv}$ ($I = 0$).

Проведено кількісний аналіз параметра a/a_0 залежно від параметра вібрації g для різних значень дисперсії поперечних розмірів щілин, товщини пристінкового шару та градієнта тиску. Функція розподілу розмірів щілин приймалась у вигляді (18). Встановлено, що ефективна пористість внаслідок вібрації може змінитися на десятки та навіть сотні відсотків (рис. 4). Зміни є суттєвішими для середовищ, у яких відношення товщини пристінкового шару до середнього розміру щілин (рис. 4а) є більшим, а розсіяння поперечних розмірів щілин навколо середнього значення є меншим (рис. 4б). З ростом градієнта тиску вібраційний ефект зменшується (рис. 5). Як і для коефіцієнта проникності, ріст пористості суттєво проявляється лише у певній області зміни параметра g, поза якою цим ефектом можна знехтувати. З огляду на те, що коефіцієнт проникності тісно пов'язаний з актуальною ефективною пористістю (динамічною пористістю) [11], можна було очікувати подібності у закономірностях вібраційного впливу на обидва параметри.

5. Тиск рідини в порах при вібрації

Відомо [5, 6], що густина маси ρ^b зв'язаної рідини, зазвичай, більша від густини ρ^f вільної. Перетворення зв'язаної рідини у вільну приведе до збільшення її об'єму. У поровому просторі, обмеженому твердим скелетом, це зумовить збільшення тиску. Для кількісної оцінки цього ефекту розглянемо середовище з нульовим початковим тиском порової рідини. При вібрації в початкові моменти часу об'єм вільного порового простору визначається за формулою (26), а для визначення об'єму порової рідини маємо

$$V_f = 2NLb\left\langle \frac{\rho^b}{\rho^f}\theta\left(h-l_*^{(1)}\right)\int\limits_{l_*^{(1)}}^{h} f(l)l\,dl + \theta\left(l_*^{(2)}-h\right)\left\{\int\limits_{h}^{l_*^{(2)}} f(l)(l-h)\,dR + \right.\right.$$

$$\left.\left. + \int\limits_{l_*^{(2)}}^{\infty} f(l)\left[(l-h)+h\frac{\rho^b}{\rho^f}\right]dl\right\} + \theta\left(h-l_*^{(2)}\right)\int\limits_{h}^{\infty} f(l)\left[(l-h)+h\frac{\rho^b}{\rho^f}\right]dl\right\rangle. \quad (22)$$

Відносна деформація рідини при цьому дорівнює

$$\varepsilon = \frac{V_f - V_{pv}}{V_f} = 1 - \frac{V_{pv}}{V_f},$$

а тиск p у поровій рідині визначається формулою $p = K\varepsilon$, де K — модуль стиску рідини.

Кількісний аналіз величини $\varepsilon = p/K$ проведено при $\rho^f = 10^3$ *кг/м*^{3}, $\rho^b = 1{,}56 \cdot 10^3$ *кг/м*^{3}, $K = 2{,}05 \cdot 10^3$ *Па*. Його результати подані на рис. 6. Бачимо,

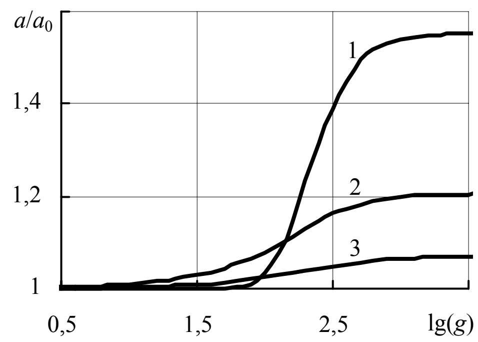

Рис. 5. Залежність ефективної пористості від параметра g при $\tau_* = 10^{-3}$ Па, $\bar{\xi} = 10^{-6}$ м, $h = 0{,}5\bar{\xi}$, $\zeta = \bar{\xi}$, $\left|\bar{p}_{,z}\right| = 100$ Па/м, 800 Па/м, 1500 Па/м (криві 1-3)

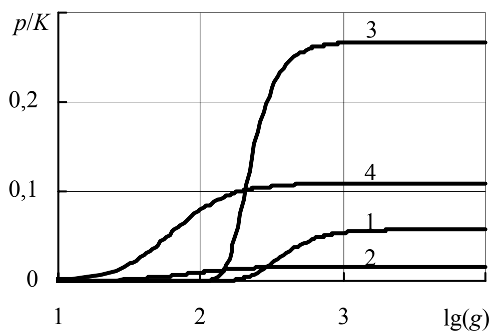

Рис. 6. Залежність тиску порової рідини від параметра g при $\left|\bar{p}_{,z}\right| = 100$ Па/м, $\tau_* = 10^{-3}$ Па, $\bar{\xi} = 10^{-6}$ м, $h = 0{,}1\bar{\xi}$, $\zeta = \bar{\xi}; 5\bar{\xi}$, (криві 1, 2) та $h = 0{,}8\bar{\xi}$, $\zeta = \bar{\xi}; 5\bar{\xi}$ (криві 3, 4)

що тиск у щілинах, спричинений механічними коливаннями, може досягати значної величини. Наслідком цього може бути витік рідини з тіла. Найсуттєвіший ефект можна очікувати для дрібнопористих середовищ, у яких товщина шару зв'язаної рідини співвимірна з середнім розміром пор.

Висновки. Проведені в рамках моделі гетеропористого шару дослідження фільтрації полярної рідини (води) за умови дії механічних коливань показали, що така дія, зумовлюючи перетворення зв'язаної води у вільну, може приводити до суттєвих змін коефіцієнта проникності середовища, його ефективної пористості та внутрішньопорового тиску. З ростом градієнта тиску вібраційний ефект зменшується. Він збільшується з ростом відносної товщини шару зв'язаної води (зменшенням середнього розміру каналів) і зі зменшенням дисперсії розподілу каналів за розмірами. Відносне збільшення ефективної пористості середовища може становити сотні відсотків, а коефіцієнта проникності — десятки разів, що підтверджується експериментальними даними [2]. Коефіцієнт проникності пористого середовища, ефективна пористість і тиск порової рідини (за прийнятих умов, при відсутності резонансних ефектів) зростають зі збільшенням частоти коливань і їх інтенсивності. Залежність ця суттєво проявляється в певній області зміни параметра $g = \nu\sqrt{I}$, ширина якої збільшується з ростом дисперсії розмірів каналів, а розташування визначається, в основному, градієнтом тиску, критичним напруженням для зв'язаної рідини та середніми розмірами пор. Поза цією областю вібраційні зміни коефіцієнта проникності незначні.

Література

[1] Physical Principles of Medical Ultrasonics / Ed. *Hill C. R.* — Chichester: Ellis Harwood Limited Publishers, 1986. — 586 p.

[2] *Кузнецов О. Л., Симкин Э. М.* Преобразование и взаимодействие геофизических полей в литосфере. — М.: Недра, 1990. — 269 с.

[3] *Kubik J., Kondrat V., Chaplia Y.* Modelling of diffusive transport of chemicals in porous media accounting for solid matrix vibrations // Studia Geotechnika et Mechanika. — 1999. — **XXI**, № 3-4. — P. 21-29.

[4] *Фридрихсберг Д. А.* Курс коллоидной химии. — Л.: Химия, 1974. — 352 с.

[5] Грунтоведение; под ред. *Сергеева Ю. С.* — М.: Изд. МГУ, 1983. — 465 с.

[6] *Дерягин Б. В., Чураев Н. В., Муллер В. М.* Поверхностные силы. — М.: Наука, 1985. — 398 с.

[7] *Овчинников П. Ф.* Виброреология. — К.: Наук. думка, 1983. — 272 с.

[8] *Бреховских Л. М., Гончаров В. В.* Введение в механику сплошных сред. — М.: Наука, 1982. — 335с.

[9] *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теоретическая физика: учебное пособие: в 10 т. Т. VI. Гидродинамика. — М.: Наука, 1986. — 736 с.

[10] *Biot M. A.* Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. II. Higher frequency range // J. Acoust. Soc. of Amer., 1956. — Vol. 28, № 2. — P. 179-191.

[11] *Кобранова В. Н.* Петрофизика. — М.: Недра, 1986. — 392 с.

Influence of Mechanical Vibrations on a Polar Liquid Filtration in Heteroporous Layer

Vasyl Kondrat

In article the mathematical model is proposed that describes a viscous liquid filtration through a heteroporous layer, in which the longitudinal mechanical wave is excited. It is taken into account, that the contact interaction of a liquid with a solid phase results in change of physical and mechanical characteristics of a liquid in contact area, owing to what there is a layer of the structured (bound) liquid. The influence of mechanical vibrations is bound up with shear stresses influence on a state of a liquid. With usage of spatial and statistical averaging the generalized Darcy law which takes into account the influence of mechanical oscillations on a coefficient of transparency of heteroporous layer is obtained. The expressions for definition of effective porosity and interstitial pressure at effect of mechanical vibrations are also derived. The results of vibrational change of investigated parameters, obtained on the basis of constructed model conform well to experimental data. Quantitatively these changes can be substantial, that indicates, in particular, importance of the account of a bound liquid in models of porous medium mechanics.

Влияние механических колебаний на фильтрацию жидкости в гетеропористом слое

Василий Кондрат

В работе предложена математическая модель для описания фильтрации вязкой жидкости сквозь гетеропористый слой, в котором возбуждена продольная механическая волна. Учтено, что контактное взаимодействие жидкости и твердой фазы приводит к изменению физико-механических свойств жидкости в приконтактной области и возникает слой структурированной (связанной) жидкости. Влияние механических колебаний связывается с воздействием сдвиговых напряжений на состояние связанной жидкости. С использованием пространственного и статистического осреднения получено обобщенный закон Дарси, который учитывает влияние механических колебаний на коэффициент проницаемости гетеропористого слоя. Предложены также соотношения для определения эффективной пористости и давления внутри пор при действии механических колебаний. Полученные на основании построенной модели результаты изучения вибрационного изменения исследуемых параметров согласуются с экспериментальными данными. Количественно эти изменения могут быть существенными, что указывает, в частности, на важность учета связанной жидкости в моделях пористой среды.

Отримано 23.01.07