

ДИНАМІКА ФОРМУВАННЯ ЗАРЯДУ ВИБУХОВОЇ РЕЧОВИНИ У ПОЛІМЕРНОМУ РУКАВІ, ПОПЕРЕДНЬО РОЗМІЩЕНОМУ У СВЕРДЛОВИНІ, В УМОВАХ БАРБОТУВАННЯ ПОВІТРЯМ НАЯВНОГО ТАМ ШАРУ ВОДИ

В. С. Прокопенко, докт. техн. наук (ЗАТ „Техновибух”), О. Г. Стеценко, докт. фіз.-мат. наук (Інститут гідромеханіки НАНУ), К. В. Лотоус, інж. (Полтавський ГЗК)

Разработана математическая модель, описывающая динамику загрузки скважины, частично заполненной водой, взрывчатким веществом в полимерном рукаве с использованием барботирования воздухом водяного слоя. Определены оптимальные режимы загрузки и соответствующие им максимальные толщины слоев воды, которые могут быть пройдены порционным телом взрывчатки до дна.

Вступ

Одна з нових технологій, які підвищують ефективність буропідливних робіт, пов'язана з формуванням зарядів вибухових речовин (ВР), що мають сипку структуру, у плівкових оболонках (рукавах). Наявність зазору між стінками свердловини та зарядом у плівковому рукаві помітно збільшує коефіцієнт корисного використання енергії вибуху [1].

Схема завантаження свердловин з використанням такої технології реалізується нині в спосіб, коли початок формування головної частини тіла-рукава відбувається безпосередньо біля пристрою подачі рукава. Сформоване тіло певної стартової маси починає рухатись вглиб свердловини, а навздогін йому продовжується неперервне завантаження. Динаміка процесу такого завантаження для сухих свердловин досліджена у [2]. Однак для свердловин, частково заповнених водою, реалізація зазначеного способу може привести до попадання води всередину тіла ВР, що є небажаним або й недопустимим явищем з точки зору реалізації завдань вибухових робіт. Причиною цього є ймовірність механічних пошкоджень плівкового корпусу тіла-рукава (локальних проколів, розривів) при терті його об шорсткі стінки свердловини. Одним із способів забезпечення герметичності плівкового тіла з ВР є попереднє розміщення плівкового корпусу вздовж всієї свердловини до її дна з тим, щоб у процесі завантаження сипка ВР рухалась всередині нерухомого легко натягнутого плівкового корпусу.

Наявність шару води у свердловині приводить до того, що з моменту досягнення тілом ВР рівня води на нього починають діяти сили гідродинамічної природи, пропорційні густині води. Ці сили, зважаючи на близькість густини ВР до густини води, істотно обмежують товщину шару води, яку може пройти тіло ВР до дна свердловини. Одним із способів розширення можливостей реалізації схеми з розміщенням плівкової оболонки всередині свердловини є барботування шару води в ній повітряними бульбашками, яке виконується

перед початком і триває впродовж процесу завантаження. Цей процес зменшує середню густину водного середовища, внаслідок чого зменшуються архімедова сила, сила тиску та додаткова сила тертя ВР об стінки плівкового рукава, обумовлена наявністю гідравлічного тиску, що діє на рухоме тіло ВР. Очевидно, що обов'язковою умовою реалізації такого способу завантаження свердловини є необхідність використання ВР, густина яких $\rho_{ВР}$ більша за густину води ρ .

Метою даної роботи є вивчення динаміки процесу завантаження свердловини зарядом ВР з використанням процесу барботування води та оцінка ефективності такого способу. Розглядаються сипкі ВР з рідкими добавками.

Для розв'язання цієї задачі необхідно знати структуру водоповітряної суміші, в яку перетвориться шар води в процесі його барботування з нижнього горизонту, та вплив цієї структури на гідродинамічні сили, які діють на рухоме тіло ВР.

Для спрощення приймається, що рухоме тіло ВР має форму циліндра з радіусом поперечного перерізу R_1 . Розглядаються лише вертикальні циліндричні свердловини з радіусом R_2 .

Структура барботованого шару води

Нехай у свердловині глибиною H , що містить шар води товщиною $H_{0в}$, в результаті барботування з витратою повітря $Q_{п}$ утворився шар водоповітряної суміші (ВПС) товщиною $H_{0*} > H_{0в}$, через вільну поверхню якого в атмосферу виділяється та ж кількість повітря $Q_{п}$ в одиницю часу. Величина H_{0*} залежить від $H_{0в}$, $Q_{п}$, R_1 , R_2 та характеру спектра генерованих повітряних бульбашок (ПБ) за їх розмірами. Особливістю такої ВПС є змінність концентрації бульбашок по вертикалі, що обумовлено стисливістю повітря в бульбашках і практичною нестисливістю води.

Вздовж направленої вниз осі z_1 , початок якої знаходиться на поверхні ВПС, розподіл середньої густини ВПС зручно представити у вигляді

$$\rho_c(z_1) = \rho[1 - \gamma(z_1)], \quad (1)$$

де $\gamma(z_1)$ – питомий об'єм (концентрація) ПБ; при цьому густина повітря не враховується в силу її малості порівняно з ρ води.

Зміна густини повітря всередині бульбашки $\rho_{пб}$ у відповідності до ізотермічності процесу обумовлена зміною тиску $P_б$ у ПБ залежністю [3]

$$\frac{\rho_{пб}}{\rho_{п0}} = \frac{P_б}{P_a},$$

де $\rho_{п0}$ і P_a – відповідно густина і тиск повітря в атмосфері.

Тиск $P_б$ визначається через тиск P зовні бульбашки з виразу [4]

$$P_б = P + \frac{2\sigma}{r},$$

де r – радіус бульбашки; σ – поверхневий натяг, при температурі води 20 °С $\sigma = 7,12 \cdot 10^{-2}$ Н/м.

З порівняння величини $P_a = 9,94 \cdot 10^4$ Н/м² з величиною $2\sigma/r$ видно, що для реальних значень $r > 0,1$ мм сумарний тиск (атмосферний та гідростатичний)

$P = P_a + P_{гс} \gg 2\sigma/r$. Отже, всередині бульбашки $P_б \approx P$ і залежність $\rho_{пб}$ від $P_б$ набирає вигляду

$$\frac{\rho_{пб}}{\rho_{п0}} = \frac{P}{P_a}. \quad (2)$$

На довільному горизонті z_1

$$P = P_a + g \int_0^{z_1} \rho_c(z') dz', \quad (3)$$

а на дні свердловини

$$P = P_a + g \int_0^{H_{0*}} \rho_c(z') dz' = P_a + \rho g H_{0в}.$$

З останнього виразу і (2) визначається густина ПБ на дні:

$$\rho_{пб}(H_{0*}) = \rho_{п0} (1 + \alpha_0 H_{0в}),$$

де $\alpha_0 = 0,0968 \text{ м}^{-1}$. Саме з такою густиною генеруються бульбашки на дні свердловини.

Оскільки маса кожної бульбашки при підйомі не змінюється, її об'єм змінюється обернено пропорційно зміні густини $\rho_{пб}$. Звідси випливає, що для об'ємної концентрації ПБ $\gamma(z_1)$ виконується рівність

$$\frac{\gamma(z_1)}{\gamma_{*0}} = \frac{\rho_{п0} (1 + \alpha_0 H_{0в})}{\rho_{пб}(z_1)}, \quad (4)$$

де $\gamma_{*0} = \gamma(H_{0*})$ – об'ємна концентрація ПБ на дні.

Якщо (3) підставити у (2), продиференціювати одержаний вираз по z_1 , замінити там $\rho_c(z_1)$ виразом (1) і представити $\gamma(z_1)$ через γ_{*0} з (4), одержується рівняння для $\rho_{пб}$

$$\frac{d\rho_{пб}}{dz_1} = \frac{g\rho_{п0}}{P_a} \left[1 - \frac{\rho_{п0}\gamma_{*0}(1 + \alpha_0 H_{0в})}{\rho_{пб}} \right]. \quad (5)$$

Для його розв'язання необхідно задати очевидну граничну умову

$$\rho_{пб}(0) = \rho_{п0}. \quad (6)$$

Якщо розв'язок задачі (5), (6) відомий, то з (4) знаходиться розподіл $\gamma(z_1)$, а з (1) – відповідний розподіл $\rho_c(z_1)$.

Для розв'язання рівняння (5) необхідно задати величину H_{0*} . Розв'язок знаходиться методом послідовних наближень по параметру γ_{*0} доти, поки з наперед заданою точністю не виконається умова $\rho_{пб}(H_{0*}) = \rho_{п0} (1 + \alpha_0 H_{0в})$.

Гідродинамічні сили, які діють на тіло ВР

Розглядається рух циліндричного тіла ВР вздовж осі z , початок якої знаходиться на поверхні ґрунту (рис. 1). У свердловині наявний шар ВПС товщиною H_{0*} . Вважається що при русі тіла його поздовжня вісь збігається з віссю z , а сама координата z пов'язана з переднім зрізом тіла.

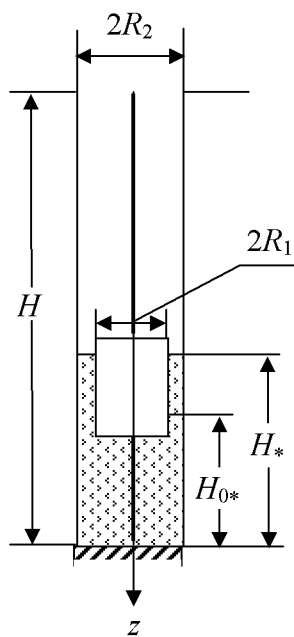


Рис. 1

З метою забезпечення достатньої фізичної обґрунтованості при визначенні гідродинамічних сил розглядається випадок відносно слабкого барботування, коли густина ВПС не сильно відрізняється від густини води. Сама ВПС при обчисленні гідродинамічних сил приймається як суцільне рідке середовище, яке нестисливе, але стратифіковане по густині з $\rho_c(z_1)$. Реальна стисливість ВПС враховується лише змінністю $\gamma(z)$ при зміні гідралічного тиску в середовищі.

В період перетину тілом ВР вільної поверхні ВПС її рівень піднімається за рахунок витіснення ВПС з області попереду тіла. При цьому зміна рівня вільної поверхні може бути представлена у вигляді

$$H_* - H_{0*} = \frac{\theta^2 (z + H_{0*} - H)}{1 - \theta^2} - \Delta_*,$$

де $\Delta_*(Q, R_1, R_2, z + H_{0*} - H)$ – додаткова функція, яка враховує зменшення підйому рівня ВПС, обумовлене стисливістю ПБ, а перша складова аналогічна величині підйому простого шару води (якщо замінити H_{0*} на $H_{0в}$) у зазорі між двома циліндрами з $R_1 = \theta R_2 < R_2$, коли циліндр з радіусом R_1 пройде шлях $z + H_{0в} - H$.

Функцію Δ_* можна отримати із експериментальних вимірювань для відповідних макетів свердловин. В даній роботі Δ_* оцінюється теоретично з використанням простих фізичних міркувань. Після перетину поверхні ВПС її рівень H_* вважається незмінним.

Відмічені вище припущення вносять певну похибку у визначення гідродинамічних сил, але все ж дозволяють оцінити характер впливу барботування води у свердловині ПБ на динаміку її завантаження ВР у плівковий рукав.

Сила гідродинамічного опору $F_{гд}$ має три складові

$$F_{гд} = F_a + F_p + F_{рт},$$

де F_a – архімедова сила плавучості; F_p – сила тиску, що діє на головну частину тіла при його неусталеному русі у ВПС; $F_{рт}$ – складова сили, яка затрачується на подолання опору тертя потоку, який обтікає зовні тіло-рукав.

Визначення гідродинамічних сил має свої особливості для двох характерних етапів руху тіла.

1. Етап перетину вільної поверхні.

Цей етап триває доти, поки вільна поверхня ВПС не підніметься до заднього зрізу тіла. При цьому змочена частина тіла має довжину $l_3 = z - H + H_*$, а загальна товщина ВПС $H_*(t)$ може бути представлена як

$$H_* = \frac{\theta^2(z - H) + H_{0*}}{1 - \theta^2} - \Delta_*.$$

Величина архімедової сили визначається вагою витісненої тілом ВР ВПС. Отже,

$$F_a = \pi R_1^2 g \int_0^{l_3} \rho_c(z_1) dz_1. \quad (7)$$

Для визначення F_p використовується інтеграл Бернуллі для неусталеного руху ідеальної однорідної нестисливої рідини [5], справедливий вздовж лінії течії

$$\frac{P}{\rho} + g(z - H + H_*) + \frac{1}{2}V^2 + l \frac{dV}{dt} = \text{const}. \quad (8)$$

Тут l – відстань, що вимірюється вздовж лінії течії; V – швидкість на цій лінії течії.

На підставі викладених раніше обмежень і припущень цей інтеграл буде використовуватись і для ВПС за умови, що вздовж лінії течії густина середовища змінюється у відповідності до розв'язку рівняння (5). Аналог гідростатичної складової у (8) коректно враховано при обчисленні F_a у (7), тому надалі вона не враховується.

З виразу для H_* , якщо знехтувати малою величиною швидкості зміни Δ_* , має місце вираз для швидкості руху вільної поверхні ВПС.

$$V_n = \frac{dH_*}{dt} = \frac{\theta^2}{1 - \theta^2} \frac{dz}{dt}.$$

Тут $\frac{dz}{dt}$ – швидкість руху тіла ВР.

Якщо в довільний момент часу записати інтеграл (8) з $\rho = \rho_c(z)$ для двох точок на лінії течії – точки перед рухомим циліндричним тілом, де $l = 0$, $V = 0$, $\rho_c = \rho_{cz} = \rho_c(z)$, та для точки на вільній поверхні, де $P = 0$, $l = l_3$, $V = V_n$, $\rho_c = \rho_{c0} = \rho_c(z - H + H_*)$, то для P можна одержати його значення на передньому зрізі тіла, на підставі чого

$$F_p = \pi R_1^2 P = \frac{\pi R_1^2 \theta^2}{1 - \theta^2} \left[\frac{\theta^2 \rho_{c0}}{2(1 - \theta^2)} \left(\frac{dz}{dt} \right)^2 + l_3 \rho_{cz} \frac{d^2 z}{dt^2} \right]. \quad (9)$$

Складовою $F_{p\tau}$ визначається як

$$F_{p\tau} = \pi R_1^2 \Delta P_w,$$

де ΔP_w – додатковий тиск, який затрачується на подолання опору тертя течії в зазорі між тілом ВР і стінкою свердловини.

Після досягнення поверхні ВПС швидкість тіла різко зменшується, тому наближено приймається, що режим руху ВПС у малому зазорі є ламінарним. Тоді, використовуючи точний розв’язок для ΔP_w для коаксіального зазору з однорідною рідиною між двох циліндрів [5], замінюючи в ньому швидкість на $V_{II} + \frac{dz}{dt}$, μ на

$$\mu_c = \mu \frac{\rho_{cz}}{\rho} = \mu [1 - \gamma(z_1)],$$

а величину $l_3 \mu$ на

$$\int_0^{l_3} \mu_c dz_1 = \mu \int_0^{l_3} [1 - \gamma(z_1)] dz_1,$$

для $F_{p\tau}$ можна отримати

$$F_{p\tau} = \frac{8\pi\mu\theta^2}{(1-\theta^2) \left[1 + \theta^2 + \frac{1-\theta^2}{\ln \theta} \right]} \frac{dz}{dt} \int_0^{l_3} [1 - \gamma(z_1)] dz_1. \quad (10)$$

2. Етап руху нижче вільної поверхні.

На цьому етапі $l_3 = L$, де L – довжина сформованого тіла ВР. Архімедова сила в цьому випадку, подібно до (7), визначається як ($z_* = z - H + H_*$)

$$F_a = \pi R_1^2 g \int_{z_*-L}^{z_*} \rho_c(z_1) dz_1. \quad (11)$$

З урахуванням того, що на цьому етапі за тілом $V = 0$, для F_p одержується вираз

$$F_p = \frac{\pi R_1^2 \theta^2 L}{1 - \theta^2} \rho_{cz} \frac{d^2 z}{dt^2}. \quad (12)$$

Складова $F_{p\tau}$, подібно до (10), представляється у вигляді

$$F_{p\tau} = \frac{8\pi\mu\theta^2}{(1-\theta^2) \left[1 + \theta^2 + \frac{1-\theta^2}{\ln \theta} \right]} \frac{dz}{dt} \int_{z_*-L}^{z_*} [1 - \gamma(z_1)] dz_1. \quad (13)$$

Інші сили

В процесі завантаження свердловини на нерухоме тіло діють також сила ваги, сила опору тертя ВР об стінки плівкового рукава, сила опору, обумовлена злипанням плівки-оболонки, та реактивна сила, яка діє лише в період активного завантаження і обумовлена наявністю різниці між швидкістю $U_g(t)$ речовини

ВР в момент її підльоту до заднього зрізу сформованого раніше тіла ВР та його швидкістю $U(t) = \frac{dz}{dt}$.

Для визначення сили тертя F_τ необхідно знати напружений стан всередині тіла ВР. Для циліндричних тіл сипкої ВР з рідкими в'язкими добавками його можна охарактеризувати, подібно до [6], середньою по перерізу нормальним напруженням $\bar{\sigma}(z)$ та дотичним (поперечним) напруженням $\tau(r, z)$, яка, на відміну від ідеально сипкого середовища в [6], залежить не лише від поздовжньої координати z , а й від радіальної (в циліндричній системі координат) координати r . На відміну від [6], де $n = 0$, тут приймається напівемпірична залежність між $\bar{\sigma}(z)$ і $\tau(r, z)$ вигляду

$$\tau(r, z) = k\xi \left(\frac{r}{R_1} \right)^n \bar{\sigma}_z(z), \quad (14)$$

де k – коефіцієнт тертя тіла об стінки оболонки; ξ – коефіцієнт бокового тиску (розпору), який визначає зв'язок між радіальним тиском на стінку σ_{rc} та $\bar{\sigma}_z$ виду $\sigma_{rc} = \xi \bar{\sigma}_z$. Значення сталих моделі k , ξ і n знаходяться експериментально. В силу симетрії $\tau(r, z)$ по r завжди $n > 1$.

Використання процедури, описаної в [6], коли виділяється елементарний об'єм циліндричного тіла довжиною dz і для нього складається умова рівноваги всіх сил, що діють в напрямку осі z (а це сила ваги, сила статичного тиску і середнє значення поперечних напруг τ по перерізу), дозволяє отримати рівняння відносно $\bar{\sigma}_z(z)$

$$\frac{d\bar{\sigma}_z}{dz} + k_* \bar{\sigma}_z - \rho_{\text{ВР}} g = 0, \quad (15)$$

де $k_* = \frac{2k\xi}{R_1(n+2)}$ – приведений розмірний коефіцієнт опору тертя.

Рівняння (15) з очевидною граничною умовою $\bar{\sigma}_z(0) = 0$ має розв'язок

$$\bar{\sigma}_z(z) = \frac{g\rho_{\text{ВР}}}{k_*} (1 - e^{-k_* z}). \quad (16)$$

На підставі (14) і (15) сила опору тертя тіла ВР довжиною L визначається виразом

$$F_\tau = \pi R_1^2 (n+2) g \rho_{\text{ВР}} \left[L + \frac{1}{k_*} (e^{-k_* L} - 1) \right]. \quad (17)$$

F_τ із (17) відповідає силі опору тертя на сухій ділянці свердловини.

Для розглянутого типу ВР необхідно враховувати, що при формуванні тіла ВР можливе виникнення ситуації, коли за рахунок в'язкості та пластичності компонентів сипкої ВР її частинки з ростом $\bar{\sigma}_z$ і τ можуть втратити можливість рухатись одна відносно іншій. Тоді тіло ВР буде рухатись

подібно до твердого тіла всередині плівкового рукава. При деякій довжині тіла L_k сила його ваги може стати рівною сумарній силі тертя, що відповідає утворенню так званої сипкої пробки. Прирівнюючи вагу тіла $\pi R_1^2 g \rho_{BP} L$ силі F_τ , з (17) для визначення L_k можна одержати трансцендентне рівняння

$$(n+1)L_k = \frac{n+2}{k_*} (1 - e^{-k_* L_k}). \quad (18)$$

Величина L_k залежить від структури ВР, радіуса плівкового тіла і шорсткості його поверхні.

Зрозуміло, що процес завантаження свердловини такими ВР може виконуватися лише порційно, коли сформоване тіло ВР має довжину, меншу від критичної L_k .

Коли тіло ВР рухається у ВПС, на його стінки діє гідростатичний тиск $\bar{\sigma}_{zB}$, змінний по довжині. Його величина в період перетину вільної поверхні визначається як

$$\bar{\sigma}_{zB}(z) = g \int_0^{z_*} \rho_c(z_1) dz_1,$$

де $z_* = z - H + H_*$, а в період, коли все тіло знаходиться під водою,

$$\bar{\sigma}_{zB}(z) = g \int_{z_*-L}^{z_*} \rho_c(z_1) dz_1.$$

Врахування додаткової сили тертя, обумовленої наявністю $\bar{\sigma}_{zB}(z)$, дає сумарну силу F_τ при перетині вільної поверхні тілом довжиною L :

$$F_\tau = \pi R_1^2 (n+2) g \rho_{BP} \left[L + \frac{1}{k_*} (e^{-k_* L} - 1) \right] + 2\pi R_1 g k \int_0^{l_3} dz_1 \int_0^{l_3} \rho_c(z') dz', \quad (19)$$

а в період руху під вільною поверхнею

$$F_\tau = \pi R_1^2 (n+2) g \rho_{BP} \left[L + \frac{1}{k_*} (e^{-k_* L} - 1) \right] + 2\pi R_1 g k \int_{z_*-L}^{z_*} dz_1 \int_0^{z_1} \rho_c(z') dz'. \quad (20)$$

Складова сили опору злипання плівки $F_{\tau c}$ пропорційна ширині складеної плівки і може бути представлена у вигляді

$$F_{\tau c} = \pi R_1 k_{\tau c}, \quad (21)$$

де $k_{\tau c}$ – розмірний коефіцієнт опору злипання плівки, який визначається експериментально. Реактивна сила F_g визначається виразом [7]

$$F_g = \left(U_g - \frac{dz}{dt} \right) \frac{dm}{dt}. \quad (22)$$

Якщо нехтувати опором повітря при русі ВР у рукаві при підльоті до сформованої частини тіла, то величина U_g є швидкістю вільного падіння

$$U_g = \left\{ 2g [z(t) - L(t)] \right\}^{\frac{1}{2}}.$$

Експериментальне визначення сталих моделі

Щоб визначити невідомі сталі моделі k , ξ , n і k_{tc} , необхідно виконати експериментальні вимірювання процесів динаміки руху сипкої ВР у плівковому рукаві і використати отримані теоретичні результати. Найпростіше визначається значення k_{tc} . Для цього у злиплу плівкову оболонку засипається ВР. Величину F_{tc} визначає найменша маса ВР, при якій починається її рух вниз. Вимірювання показали, що ця величина мала і відповідає значенню $k_{tc} = 3 \text{ Н}\cdot\text{м}^{-1}$.

Для знаходження k , n і ξ були проведені три типи експериментів:

- 1) проходження тілом ВР фіксованого шляху всередині плівки-рукава;
- 2) визначення критичної довжини (сипкої пробки);
- 3) вимірювання глибини занурення тіла ВР фіксованої маси у воду при завантаженні ВР у плівку, попередньо розміщену у воді до дна макета свердловини.

В силу достатньо високої детермінованості вимірюваних величин не спостерігалось наявності широких діапазонів їх зміни при повторі експериментів. тому в кожній серії відповідних експериментів вибірка складала 8–10 реалізацій, а самі вимірювані величини визначались як середнє арифметичне по всіх реалізаціях. Емпірична дисперсія вибірки знаходилась в межах 10–15% вимірюваних величин.

В результаті виконання експериментальних вимірювань та використання простих теоретичних результатів про рух тіла ВР фіксованої маси під дією сили ваги і сили опору тертя, балансу сил ваги і сил тертя для тіла ВР, зануреного частково у воду, а також рівняння (18) були визначені невідомі сталі моделі. Для ВР типу ГР1/8 + КЖУ з $\rho_{ВР} = 1,06 \text{ г/см}^3$ в плівкових рукавах з $R_1 = 0,1 \text{ м}$ одержані такі значення:

$$k = 0,28; \xi = 0,61; n = 2,27; k_* = 0,8 \text{ м}^{-1}; L_k = 0,7.$$

Характер залежності Δ_* від положення тіла ВР (при фіксованих значеннях Q , R_1 і R_2 для вибраної ВР) в період перетину ним вільної поверхні ВПС вибрано з наступних оціночних міркувань. Якщо прийняти, що швидкість руху ВПС в зазорі між тілом і стінкою свердловини в кожен момент часу однакова в усій області зазору, величина Δ_* може бути представлена пропорційною довжині змоченої частини тіла:

$$\Delta_* = k_{\Delta} (z + H_* - H).$$

В розрахунках динаміки руху порційного тіла була вибрана його гранична довжина $L = 0,6 \text{ м}$. В момент найбільшого підйому вільної поверхні ВПС $l_3 = L = 0,6 \text{ м}$; при цьому відносно початкового положення цієї поверхні тіло проходить шлях, близький до величини

$$z + H_{0*} - H = L(1 - \theta^2),$$

що при розрахунковому $\theta = 0,8$ дає $z + H_{0*} - H \approx 0,22$ м. Це відповідає підйому вільної поверхні від початкового положення на величину $H_* - H_{0*} \approx 0,38$ м. Якщо врахувати, що розрахунки виконувались при $H_{0*} = 1,15 H_{0в}$, то середня густина $\rho_c(z)$ у верхньому шарі ВПС, який і знаходиться у зазорі, становить $\rho_c \approx 0,8$ г/см³. Отже, збільшення гідравлічного тиску у всій області ВПС становить величину $\Delta P_{гс} = \rho_c g(H_* - H_{0*}) \approx 0,3$ Н/см². Оскільки $P_a \approx 10^5$ Н/м² = 10 Н/см², то $\Delta P_{гс} \approx 0,03 P_a$. Але зміна концентрації ПБ пропорційна P , отже, максимально зміна концентрації ПБ становить близько 3% їх незбуреного значення. Тому в розрахунках було прийнято для коефіцієнта пропорційності $k_{\Delta} = 0,03$.

Динаміка формування зарядів

Розглядається рух тіла сипкої ВР всередині плівкового рукава вертикально вниз у вибраній раніше системі координат, який починається в момент $t = 0$ з деякою стартовою масою m_0 і, відповідно, довжиною L_0 . Після початку руху тіла продовжується його завантаження з постійною величиною витрат Q до досягнення довжиною тіла деякого заданого значення $L < L_k$.

Оскільки всі сили, які діють на циліндричне тіло, паралельні осі z , то згідно з правилом переносу паралельних сил у динамічній системі [7] їх можна перенести в одну точку, наприклад, центр переднього зрізу тіла і надалі розглядати динаміку його руху як динаміку матеріальної точки змінної маси. Такий підхід використовувався в [1].

Рух матеріальної точки змінної маси описується рівнянням Мещерського [7], яке в даному випадку має вигляд

$$m \frac{dU}{dt} = mg - F_c + F_g, \quad (23)$$

де $m(t)$ – маса тіла ВР; $U(t) = \frac{dz}{dt}$ – швидкість його руху; $F_c(t)$ – сумарна сила опору.

Рівняння (23) розв'язується з початковими умовами

$$z(0) = z_0; \quad \frac{dz}{dt}(0) = 0. \quad (24)$$

Задача (23) і (24) є класичною задачею Коші для звичайного диференціального рівняння.

В період завантаження зміна маси тіла і його довжини відбувається згідно з залежностями

$$m(t) = Q(t - t_*) + m_0; \quad L(t) = \frac{Q(t - t_*) + m_0}{\pi R_1^2 \rho_{ВР}},$$

де t_* – час підльоту в режимі вільного падіння ВР з горизонту завантаження до заднього зрізу тіла,

$$t_* = \sqrt{\frac{2[z(t) - L(t)]}{g}}.$$

Після припинення завантаження $L(t) = L_1$, $m(t) = m_1$, $F_g = 0$.

Сила опору F_c визначається в залежності від того, на якому етапі руху перебуває тіло ВР. Таких характерних етапів три, і вони відповідають руху тіла на сухій ділянці свердловини, періоду перетину тілом вільної поверхні ВПС і періоду руху, коли все тіло знаходиться під водою.

На першому етапі

$$F_c = F_\tau + F_{\tau c},$$

де F_τ визначається з (17), $F_{\tau c}$ відповідно з (21), а F_g – з (22). На другому етапі

$$F_c = F_\tau + F_{\tau c} + F_a + F_p + F_{p\tau}, \quad (25)$$

де F_τ , $F_{\tau c}$, F_a , F_p і $F_{p\tau}$ визначаються відповідно з (19), (21), (7), (9) і (10). Якщо на цьому етапі завантаження не триває, то у (23) треба покласти $F_g = 0$.

На третьому етапі F_c визначається також у вигляді суми сил (25), але складові F_τ , $F_{\tau c}$, F_a , F_p і $F_{p\tau}$ визначаються відповідно з (20), (21), (11), (12) і (13). Тут $F_g = 0$.

На границях відмічених етапів виконується зміна початкових умов, які формулюються на підставі результатів розрахунку попереднього етапу.

Результати чисельних розрахунків процесу завантаження свердловини

На основі розробленої математичної моделі виконані розрахунки процесу завантаження свердловини ВР типу полімікс ГР1/8 + КЖУ з $\rho_{ВР} = 1,06 \text{ г/см}^3$. Експериментальні сталі моделі наведені вище. Розрахунки виконані для свердловин з радіусом $R_2 = 0,125 \text{ м}$ для плівкових рукавів радіусом $R_1 = 0,1 \text{ м}$. Розглянуто три варіанти глибин свердловини – 15, 20 і 30 м. Режим барботування води вибирався таким, що завжди забезпечував виконання співвідношення $H_{0*} = 1,15 H_{0В}$. Можливість варіації при цьому значенням Q означає допустимість варіацій спектру ВПС по розмірам ПБ.

Розв'язок рівняння (5) для $\rho_{ПБ}(z_1)$ знаходиться наближено з використанням представлення $\rho_{ПБ}$ у вигляді степеневого ряду по z_1 .

Рівняння руху тіла (23) розв'язувалось з використанням чисельного методу Рунге–Кутта [8]. У процесі чисельних експериментів було виявлено, що максимальна товщина шару води $H_{ВМ}$, яка може бути пройдена порційним тілом, відповідає режиму завантаження, коли задана маса тіла досягається безпосередньо перед контактом його з поверхнею ВПС. Виходячи з цього, була побудована залежність максимальної товщини шару води, яка може бути пройдена порційним тілом до дна, від величини інтенсивності завантаження Q .

Результати розрахунків $H_{ВМ}$ при барботуванні води, яка забезпечувала задане співвідношення між H_{0*} і $H_{0В}$, представлені на рис. 2 (суцільна крива). Там же для порівняння наведена аналогічна залежність для простих шарів води

(пунктирна крива). Результати для простого шару води впливають з розробленої тут моделі, якщо в ній покласти $\rho_c(z_1) = \rho$, $\Delta_* = 0$, $H_{0*} = H_{0B}$. Як видно, наявність барботування помітно збільшує товщину „прохідного” шару води для одного і того ж тіла ВР, хоч ця товщина і залишається невеликою, порядку метрів.

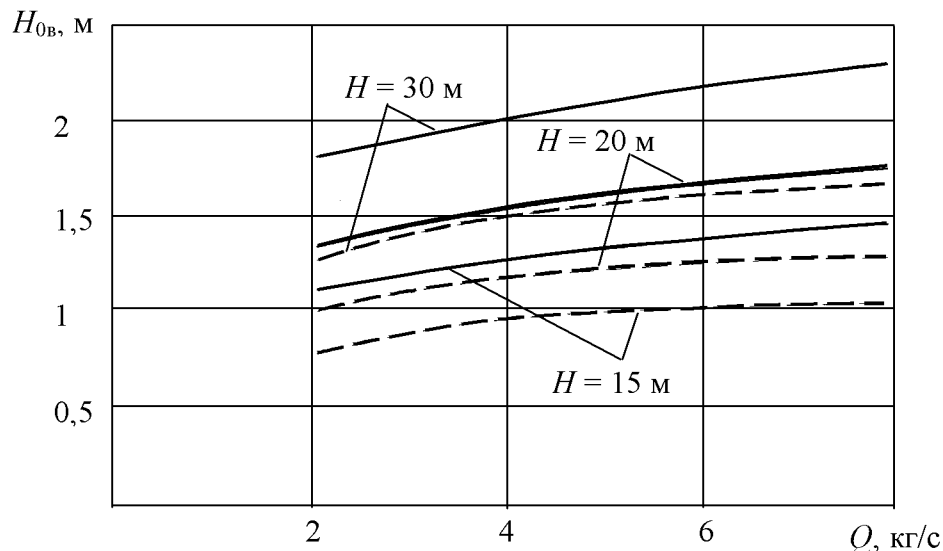


Рис. 2

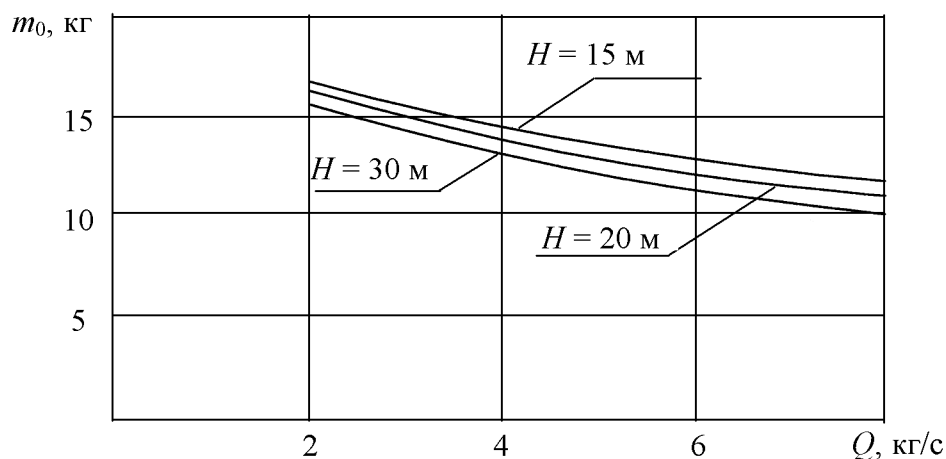


Рис. 3

На рис. 3 наведена залежність величини стартової маси m_0 , яка забезпечує відмічену оптимальність завантаження, від Q . Для всіх розрахованих глибин ця величина змінюється подібним чином. Характер руху тіла та зміна його швидкості при $H = 20$ м, $H_{0B} = 1,21$ м, $H_{0*} = 1,39$ м, $m_0 = 13,8$ м², $Q = 4$ кг/с зображені на рис. 4, а зміна в часі всіх складових сил, що діють на тіло – на рис. 5. Аналіз цих результатів показує, що головною перепорою реалізації завантаження порційного тіла до дна розглянутим способом є великі значення сил опору гідродинамічної природи, за винятком складової $F_{p\tau}$, яка є дуже незначною, як і складова $F_{\tau c}$. Найбільш значущими із складових сили опору є в початкові моменти входження у ВПС сила F_p і протягом всього періоду руху у воді сили F_a і F_{τ} , особливо складова F_{τ} , яка обумовлена наявністю

гідростатичного тиску. Саме ця складова, на відміну від F_p , яка швидко зменшується, та F_a , яка мало змінюється, постійно зростає зі збільшенням глибини занурення у ВПС.

Одержане розширення діапазону товщин „прохідних” шарів води обумовлене зменшенням визначальних складових сили гідродинамічного опору F_p , F_a і F_τ , особливо двох останніх. Зменшення цих сил опору при барботуванні води ПБ відбувається за рахунок зменшення густини ВПС.

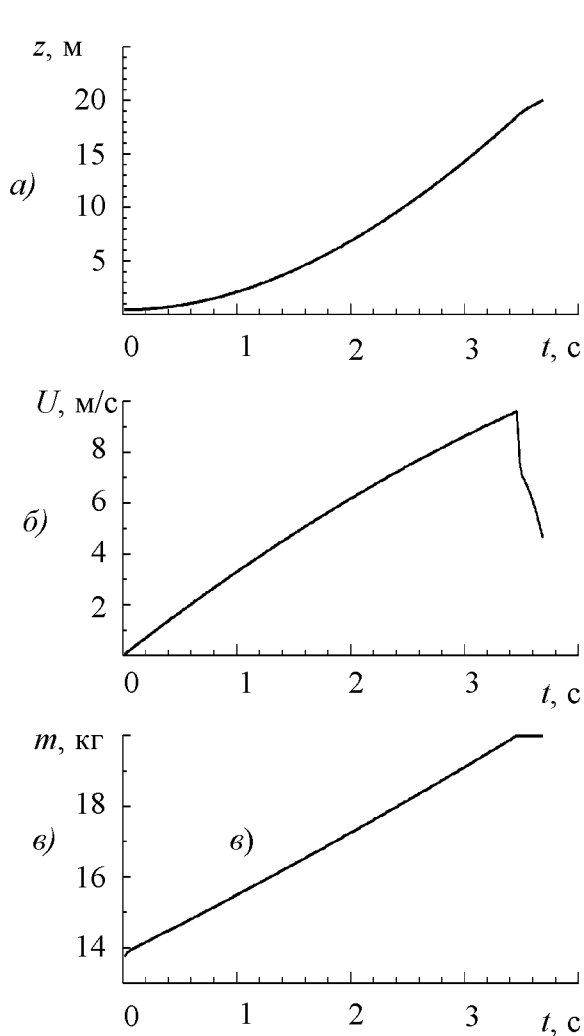


Рис. 4

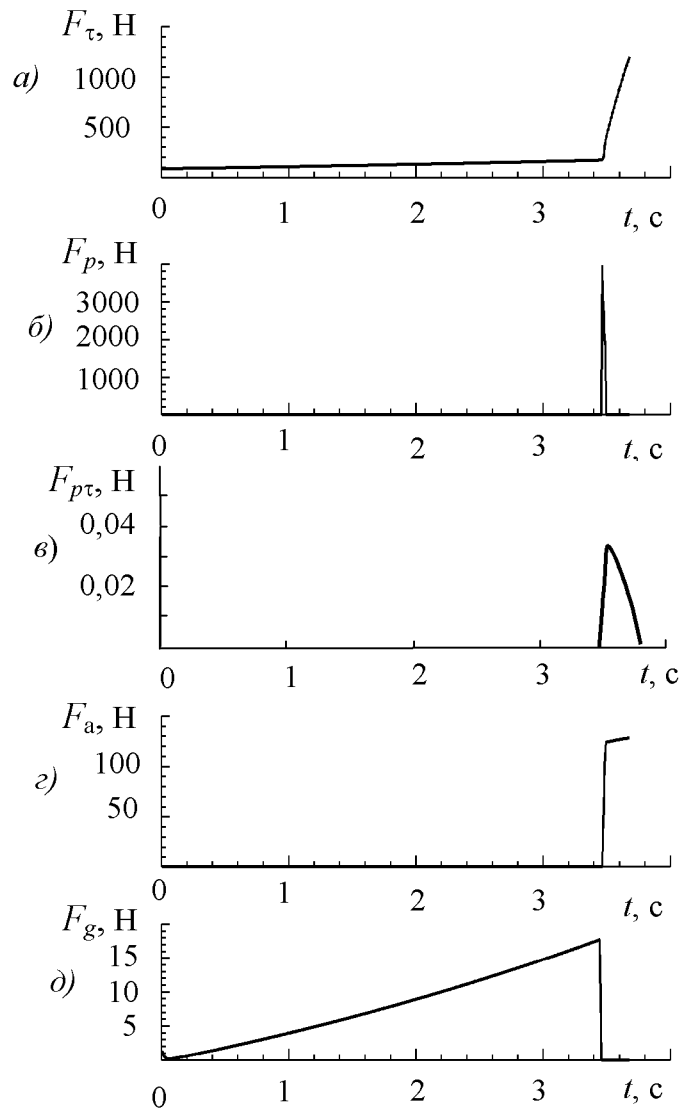


Рис. 5

Висновки

Виконані дослідження показують, що застосування барботування шару води у свердловині повітряними бульбашками розширює діапазон їх товщин, для яких можлива реалізація завантаження до дна порційного тіла ВР розглянутим способом. Однак проблему завантаження свердловини з довільної товщини шаром води цей підхід не розв'язує в силу наявності значних сил опору гідродинамічної природи та сил тертя всередині плівкового тіла.

Подальший прогрес у розв'язанні проблеми завантаження розглянутим способом свердловин з водою може бути пов'язаний з застосуванням рідких ВР, густина яких більша за густину води, в тому числі і з використанням барботування води у свердловині.

Автори висловлюють щире подяку А. В. Прокопенку і А. Д. Гану за суттєву допомогу в організації і проведенні експериментальних вимірювань.

1. *Прокопенко В. С.* Обґрунтування ефективності вибуху свердловинних зарядів у полімерних оболонках // Вісник Національного технічного університету „Київський політехнічний інститут”. Серія „Гірництво”: Зб. наук. праць. – К.: НТУУ „КПІ”. – Вип. 1. – С. 52–56.

2. *Прокопенко В. С.* Динаміка формування свердловинних зарядів вибухових речовин у полімерних оболонках // Вісник Національного технічного університету „Київський політехнічний інститут”. Серія „Гірництво”: Зб. наук. праць. – К.: НТУУ „КПІ”. – Вип. 2. – С. 41–50.

3. *Лойцянский Л. Г.* Механика жидкости и газа. – М.: Наука, ГРФМЛ. – 1978, 736 с.

4. *Перник А. Д.* Проблемы кавитации. – Л.: Судостроение. – 1966, 439 с.

5. *Повх И. М.* Техническая гидромеханика. – Л.: Машиностроение. – 1968. – 524 с.

6. *Граник В. Т.* О вероятностной модификации теории сыпучей среды // Прикл. механика. – К., 1986. – 22. – №3. – С. 84–91.

7. *Савин Г. Н., Кильчевский Н. А., Путьята Т. В.* Курс теоретической механики. – К.: ГИТЛ УССР. – 1957. – 558 с.

8. *Корн Г., Корн Т.* Справочник по математике. – М.: Наука, ГРФМЛ. – 1973. – 831 с.