УДК 622.24 + 621.694.2

DOI 10.31471/1993-9981-2022-1(48)-18-26

ВИКОРИСТАННЯ МЕТОДУ КОНФОРМНИХ ВІДОБРАЖЕНЬ ДЛЯ КОНТРОЛЮ КАВІТАЦІЙНИХ ХАРАКТЕРИСТИК СТРУМИННОГО НАСОСА

Д.О. Паневник
ІФНТУНГ, 76019, м.Івано-Франківськ , вул.Карпатська, 15,тел.(0342) 727101,
e-mail: den.panevnik@gmail.com

Сучасні методи дослідження кавітаційних режимів експлуатації свердловинної ежекційної системи не враховують можливість її обертання в свердловині, внаслідок чого зменшується ефективність прогнозування режиму роботи струминного насоса. В роботі запропоновано механізм визначення впливу обертання струминного насоса на конфігурацію ліній течії змішуваних потоків за допомогою теорії плоских потенціальних потоків. Для побудови конфігурації ліній течії за заданим полем швидкостей застосовано метод конформного відображення, який передбачає відображення області з відомим комплексним потенціалом на область течії з заданими границями. Границі областей робочого й інжектованого потоку визначені відповідно до теорії струменів: на твердих поверхнях, які обмежують течію нормальна складова швидкості дорівнює нулю, а на вільних поверхнях модуль швидкості науває постійних значень. Відповідно до розробленої автором математичної моделі наявність циркуляційної течії може бути врахована використанням коефіцієнта нерівномірності розподілу поздовжніх швидкостей по перерізу робочого струменя. Обертання потоку за рахунок дії сил в'язкісного тертя змінює епюру поздовжніх швидкостей, що може бути враховано введенням у відому методику розрахунку коефіцієнта нерівномірності профілю кінематичних параметрів. Використовуючи відомі процедури визначення виду функцій у площинах комплексної змінної та змінної Жуковського, отримана система рівнянь координат струменя в параметричній формі. Розв'язок отриманої системи рівнянь дозволив встановити прямий зв'язок між координатами струменя. Координати траєкторії робочого струменя визначаються величиною діаметра робочої насадки струминного насоса, відстанню до камери змішування та нерівномірністю розподілу швидкостей в потоці, викликану обертанням ежекційної системи в свердловині. Зростання відстані між робочою насадкою та камерою змішування струминного насоса спричиняє зменшення радіуса поширення струменя робочого потоку.

Ключові слова: свердловинний струминний насос, циркуляційні потоки, кавітація, гідродинамічні функції, комплексний потенціал.

Modern methods of studying the cavitation modes of the downhole ejection system operation do not take into account the possibility of its rotation in the well, resulting in reduced efficiency of forecasting the mode of the jet pump operation. The paper proposes a mechanism for determining the effect of jet pump rotation on the configuration of mixed flow lines using the theory of flat potential flows. To construct the configuration of flow lines for a given velocity field, the conformal mapping method, which consists in mapping a region with a known complex potential to a flow region with given boundaries, is used. The boundaries of the working and injected flow areas are determined according to the theory of jets: on solid surfaces limiting the flow the normal velocity component is zero and on free surfaces the velocity modulus takes constant values. According to the mathematical model developed by the author, the presence of circulating flow could be taken into account by using the non-uniformity coefficient of the longitudinal velocities distribution in the cross section of the working jet. The rotation of the flow due to the action of viscous friction changes the plot of longitudinal velocities, which could be taken into account by introducing into the known method of calculating the non-uniformity coefficient. Using the known procedures for determining the form of functions in the planes of the complex variable and the Zhukovsky variable, a system of equations of jet coordinates in parametric form is obtained. The solution of the obtained system of equations allowed to obtain a direct connection between the coordinates of the jet. The coordinates of the the working jet trajectory are determined by the diameter of the working nozzle of the jet pump, the distance to the mixing chamber and the uneven distribution of velocities in the flow are caused by the rotation of the ejection system in the well. Increasing the distance between the working nozzle and the mixing chamber of the jet pump causes a decrease in the radius of propagation of the jet of the workflow.

Key words: downhole jet pump, circulating flows, cavitation, hydrodynamic functions, complex potential.

Постановка проблеми

Сучасний ринок енергоресурсів характеризується переходом від політики, яка підтримує видобуток нафти і газу, до дестимулювання використання викопних ресурсів на користь більш широкого залучення замінних технологій і, особливо, відновлюваної енергетики. Незважаючи на розвиток процесів декарбонізації світової економіки та стрімке зростання обсягів використання відновлювальних джерел енергії вуглеводні сьогодні залишаються безальтернативною сировиною для багатьох галузей промисловості [1-2]. Світова тенденція виснаження природних запасів вуглеводнів вимагає застосування нетрадиційних засобів та заходів розробки родовищ нафти і газу. Пізня стадія розробки вуглеводневих покладів характеризується суттєвим зростанням витрат на утримування та експлуатацію видобувного обладнання та зменшенням обсягів нафтогазовидобутку. Пластова вода, яка на даному етапі розробки родовищ складає основну частину продукції свердловин, може мати значну мінералізацію, що вкрай негативно впливає на довговічність підземного устаткування. Високий вміст розчиненого газу в продукції свердловин зменшує ефективність застосування традиційних способів нафтовидобутку. Намагання зберегти рентабельність виробництва викликало розробку гідроструминного способу експлуатації нафтових свердловин. Особливості використання свердловинних ежекційних систем полягають у необхідності забезпечення енергетично виправданих співвідношень продуктивності свердловини та наземного насосного агрегата, який формує робочий потік та приводить в дію струминний насос. При цьому виникає небезпека виникнення кавітації в проточній частині струминного насоса, різке падіння його продуктивності та катастрофічне зношування робочих елементів. В цих умовах зростають вимоги до точності прогнозування напірних та енергетичних характеристик свердловинних ежекційних систем для забезпечення раціонального режиму їх експлуатації. Зважаючи на те, що режими руху змішуваних потоків в проточній частині струминного насоса безпосередньо впливають на ефективність його експлуатації, дослідження умов безкавітаційної роботи свердловинної ежекційної системи є актуальною задачею.

Аналіз останніх досліджень

Під час CFD-моделювання робочого процесу ежекційної системи встановлено [3], що найбільш імовірним місцем виникнення кавітації є не вхідна ділянка камери змішування, а область потоку, розміщена на виході робочої насадки струминного насоса. Технологія високошвидкісної фотозйомки [4] дозволила встановити взаємозвязок між вихровими та розривними потоками на окремих стадіях розвитку кавітаційних явищ в проточній частині струминного насоса. Імовірність виникнення кавітації значною мірою залежить від форми внутрішніх поверхонь приймальної камери струминного насоса [5]. Дослідженням гідродинаміки змішуваних потоків встановлена також можливість виникнення кавітаційних явищ на вхідній ділянці дифузора струминного насоса [6]. Зниження тиску на виході з струминного насоса викликає зростання коефіцієнта ежекції та збільшує імовірність виникнення розривних явищ в змішуваних потоках [7]. Значний вплив на характер руху та взаємодію змішуваних потоків має величина співвідношення площ перерізів камери змішування та робочої насадки. Порушення суцільності змішуваних потоків має місце також в проточній частині кільцевого струминного насоса [8]. Оскільки високошвидкісний кільцевий струмінь, зазвичай, рухається вздовж поверхні внутрішньої стінки, її геометрія може мати більший вплив вплив на традиційні та кавітаційні характеристики насоса ніж в ежекційних системах з центральним підведенням робочого потоку. Заокруглення елементів проточної частини струминного насоса змінює місце виникнення парогазових областей та інтенсивність протікання кавітаційних явищ.

Виділення раніше невирішеної частки проблем

Намагання підвищити енергоефективність свердловинних ежекційних систем викликало появу конструкцій струминного насоса з розміщеними в його проточній частині елементами для закручування змішуваних потоків [9]. При цьому зменшуються витрати енергії при змішуванні потоків та зростає коефіцієнт корисної дії ежекційної системи.

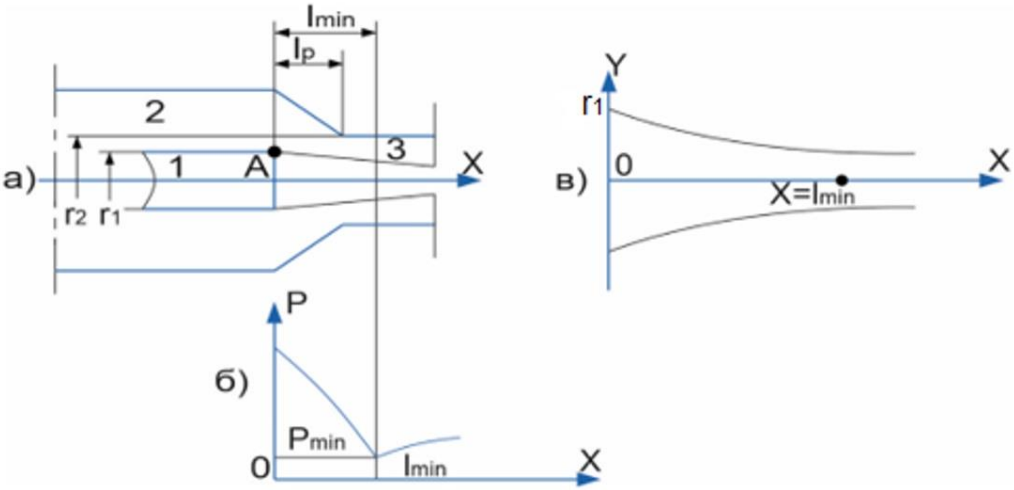
Відомі також свердловинні ежекційні системи в яких закручування змішуваних потоків здійснюється обертанням струминного насоса за допомогою гідравлічних турбінок [10]. Результати чисельного моделювання [11] показують, що утворення вихрових областей, викликане обертанням струминного насоса, підвищує інтенсивність кавітаційних процесів в його проточній частині. Запропонована в роботі [12] математична модель змішування потоків у вигляді сукупності елементарних течій, які описуються гідродинамічними функціями комплексної змінної і визначаються сумуванням розв'язків рівняння Лапласа не враховує величину діаметра робочої насадки і не може бути використана для моделювання кавітаційного режиму роботи струминного насоса. Сучасні методи визначення кавітаційних характеристик ежекційної системи, таким чином, не враховують можливість її обертання в свердловині, внаслідок чого зменшується ефективність прогнозування режиму роботи струминного насоса.

Мета досліджень

Метою досліджень, результати яких приведені в даній роботі, є розроблення методики контролю кавітаційних характеристик струминного насоса для умов його симетричного обертання в свердловині.

Висвітлення основного матеріалу

Перший етап моделювання кавітаційного режиму роботи струминного насоса передбачає визначення траєкторії робочого та інжектованого струменя. Траєкторії робочого та інжектованого струменів в проточній частині струминного насоса (рисунок 1 а) мають вигляд асимптотичних кривих.



1 – робоча насадка; 2 – приймальна камера; 3 – камера змішування

Рисунок 1 – Конфігурація траєкторії робочого струменя: а) геометрія проточної частини струминного насоса; б) зміна тиску по довжині струминного насоса; в) конфігурація ліній течії робочого струменя

Точка А є точкою відриву граничної лінії течії робочого струменя та визначає зовнішню межу робочого і внутрішню границю інжектованого потоку. Зважаючи на зміну вздовж осі симетрії площі перерізу робочого та інжектованого струменів необхідно встановити яку відстань від сопла струминного насоса необхідно прийняти за розрахункову при визначенні гідродинамічних параметрів потенціальних потоків.

Довжина області потенціального ядра зануреного струменя за даними експериментальних досліджень п'яти авторів [13] (Геттінгенського інституту Прандтля, Туркуса, Сиркіна, Трюпеля і Цимма) становить $X = (4{,}4–5{,}1)\,d_p$. Ця величина буде використана для аналізу кавітаційних характеристик струминного насоса отриманих із застосуванням запропонованої математичної моделі. На відміну від робочої течії, конфігурація якої визначається виключно радіусом r_1 робочої насадки (рисунок 1 в), форма інжектованої течії залежить від трьох параметрів: радіусів r_1, r_2 та відстані від сопла до камери змішування l_p. Необхідно також відзначити, що у випадку

дослідження інжектованого потоку внаслідок симетрії течії відносно осі абсцис можна обмежитись розглядом виключно її верхньої половини. Враховуючи, що вісь симетрії є лінією течії вона може бути замінена твердою стінкою.

Методи розв'язку поставленої задачі визначаються розвязком системи рівнянь

$$d\left(z+\frac{P}{\rho g}+\frac{V^2}{2g}\right)=h_{i-j}; \quad (1)$$

$$\int_{s_i}\rho V dS=\int_{s_j}\rho V dS; \quad (2)$$

$$\sum Q_i=0; \quad (3)$$

$$H_A-H_B=\left(S_0Q^2l\right)_1=\left(S_0Q^2l\right)_2; \quad (4)$$

$$W(z)=\varphi+i\psi; \quad (5)$$

$$V_x=\frac{\partial\varphi}{\partial x}=\frac{\partial\psi}{\partial y}; \quad (6)$$

$$V_y=\frac{\partial\varphi}{\partial y}=-\frac{\partial\psi}{\partial x}; \quad (7)$$

$$W(\xi)=W\left[f(z)\right]=W(z), \quad (8)$$

де z, $\frac{P}{\rho g}$, $\frac{V^2}{2g}$ – геометричний, п'єзометричний та швидкісний напір потоку;

h_{i-j} – втрати напору в потоці між «*i*» та «*j*» перерізами;

V – швидкість потоку густиною ρ в перерізах площею S_i, S_j;

Q_i – витрата потоку у вузловій точці;

H_A, H_B – гідродинамічний напір у вузлових точках *A*, *B*;

S_0 – питомий опір каналів довжиною l;

$W(z)$ – комплексний потенціал шуканої течії;

φ – функція потенціалу швидкостей;

ψ – функція течії;

V_x, V_y – компоненти швидкості;

$W(\xi)$ – комплексний потенціал еталонної течії.

Формула (1) є загальною формою запису рівняння збереження енергії потоку (в інтерпретації Бернуллі) і визначає взаємозв'язок гідродинамічних параметрів *i*-го та *j*-го перерізів. Рівняння (2) визначає незмінну величину витрати в будь-якому перерізі гідравлічної системи. Рівняння (3), (4) стосуються ежекційних систем з паралельним включенням струминного насоса. Рівняння (3) характеризує баланс витрат у вузлових точках ежекційної системи, а рівняння (4) дозволяє визначити різницю напорів між вузловими точками за допомогою попередньо розрахованих чисел Рейнольдса *Re*, та коефіцієнтів гідравлічного тертя λ. Рівняння (5) визначає загальну структуру комплексного потенціалу шуканої течії в проточній частині струминного насоса, а рівняння (6), (7) (умови Коші-Римана) визначають потенціальність потоку.

Задача про визначення конфігурації ліній течії за заданим полем швидкостей передбачає інтегрування системи диференціальних рівнянь із змінними у вигляді координат частинок рідини. Враховуючи, що компоненти швидкості є функціями цих координат диференціальні рівняння ліній течії в загальному випадку не можуть бути проінтегровані шляхом відокремлення змінних. Разом з тим з теорії плоских потенціальних потоків відомо, що кожна система ліній течії визначає вигляд певної функції комплексного аргументу, дійсна частина якої характеризує швидкість, а уявна – витрату рідини. Це дає підстави застосовувати для пошуку конфігурацій ліній течії теорію функцій комплексної змінної. Аналіз кінематики потенціального потоку нестисливої рідини з математичної точки зору передбачає розв'язок однорідного диференціального рівняння з частковими похідними другого порядку (рівняння Лапласа). На сьогоднішній день отриманий розв'язок для елементарних потенціальних потоків з відомим розподілом швидкостей, що виключає необхідність розв'язку рівняння Лапласа. Розв'язок цієї задачі для складних потоків полягає у необхідності отримання такого часткового розв'язку, який задовольняв би її граничним умовам. Для побудови контуру потоку складної конфігурації застосовуємо метод конформного відображення, який полягає у відображенні області з відомим комплексним потенціалом $W(\xi)$ на область течії з заданими границями.

Рівняння (8) характеризує конформне перетворення потенціальних течій. Застосування даного методу передбачає пошук аналітичної (перетворюючої) функції $\xi = f(z)$, яка здійснює конформне відображення, необхідне для визначення течії робочого та інжектованого потоку. Границі областей робочого та інжектованого потоку при цьому визначаються відповідно до теорії струменів: на твердих поверхнях, які обмежують течію, нормальна складова швидкості дорівнює нулю, а на вільних поверхнях модуль швидкості набуває постійних значень.

Розглянемо задачу витікання рідини з простору, обмеженого симетричними прямолінійними похилими стінками [14]. Виберемо осі OX та OY в площині Z (рисунок 2 а) та позначимо через α кут нахилу стінок до вертикалі. Границі вільного струменя $BC, B'C'$ асимптотично наближаються до вертикальної осі. В процесі теоретичного аналізу необхідно визначити конфігурацію границь вільного струменя для умов його обертання з швидкістю ω в проточній частині струминного насоса та встановити взаємозв'язок між відомими ($b, \alpha, V_0, Q, \omega$) та невідомими ($x, y$) величинами.

Визначимо вигляд області течії обмеженої в фізичній площині Z (рисунок 2 а) стінками AB, $A'B'$ та лініями течії $BC, B'C'$ в площині комплексної змінної (рисунок 2 б). Лінії течії виходять з безмежності та прямують в безмежність, тобто функція ψ змінюється від -∞ до +∞. Відстань між лініями течії ABC та $A'B'C'$ визначає величину витрати рідини Q. Таким чином, області течії фізичної площини Z в площині W буде відповідати полоса шириною Q. Коефіцієнт β, що характеризує величину витрати Q визначає нерівномірність розподілу швидкостей, викликану обертанням потоку.

Визначимо вигляд області течії на площині змінної Жуковського (рисунок 2 в) [14]. Відповідно до характеру зміни функції Жуковського отримаємо зображення заданої області течії. Зображення граничних ліній течії AB, $A'B'$ в області змінної Жуковського має вигляд прямих, паралельних осі X і розміщених від неї на відстані αi (рисунок .2 в). Вільні лінії течії будуть співпадати з віссю Y на ділянці від $Y = -\alpha i$ до $Y = +\alpha i$. Таким чином, якщо границі області змінної W складаються з прямих ψ = const, то границі області ω також будуть складатись з прямих, оскільки вздовж вільних поверхонь постійною є дійсна, а вздовж твердих стінок – уявна частина функції Жуковського. Отже задана область течії на площині змінної Жуковського має вигляд напівполоси (рисунок 2 в), розміщеної праворуч осі OY.

Наступний етап розв'язку задачі передбачає встановлення відповідності між функціями W та ω, для чого може бути введена параметрична функція t, значення якої змінюються в верхній площині. Введення ще одної допоміжної площини дозволяє отримати конформне відображення напівполоси змінної Жуковського на полосу в площині W. Приймемо, що заданій області течії на площині t відповідає верхня напівплощина (рисунок 2 г). Безпосередній пошук зв'язку між функціями W та ω може бути замінений пошуком функцій $W(t)$, ω(t) з наступним використанням параметра t для визначення необхідних величин.

Використовуючи відомі [14] процедури визначення вигляду функцій $W(t)$, ω(t) із застосуванням формул Шварца-Кристоффеля та Ейлера отримаємо рівняння координат струменя в параметричній формі

$$x = \frac{4}{\pi}\beta b\left(1{,}1478 + \frac{1}{2}\ln\left|tg\frac{\theta}{2}\right| - \cos\theta\right); \qquad (9)$$

$$y = b\left(1 - \frac{4}{\pi}\beta\left(\sin\theta - \frac{1}{2}\ln\left|tg\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\theta}{2}\right)\right| + 0{,}2664\right)\right), \qquad (10)$$

де θ – аргумент комплексної швидкості.

Структура рівняння (9) не дозволяє визначити безпосередню залежність $\theta = f(x)$, яка після підстановки у формулу (10) дозволила б отримати вираз для розрахунку траєкторії робочого струменя $y = f(x)$ без застосування методу послідовних наближень. Для спрощення розрахунків введено допоміжну функцію $\lambda(\theta)$, яка дозволить лінеаризувати залежність між кутом θ та координатою x та отримати рівняння безпосереднього зв'язку даних параметрів.

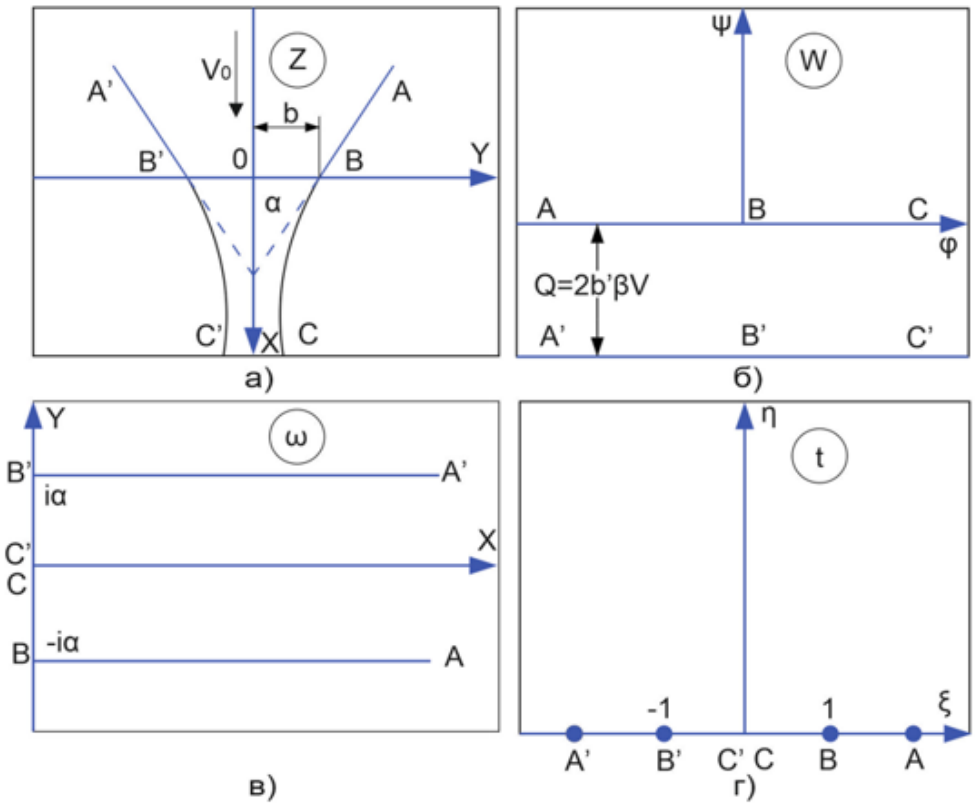


Рисунок 2 – Конфігурація області течії робочого потоку: а) фізична площина; б) площина комплексної змінної; в) площина змінної Жуковського; г) площина параметричної змінної

Перепишемо рівняння (9) у вигляді

$$x = \beta b \lambda(\theta) \qquad (11)$$

$$\lambda(\theta) = 1,4622 + 0,6369 \ln\left|tg\frac{\theta}{2}\right| - 1,2739\cos\theta \qquad (12)$$

Графічне зображення рівняння (12) (крива 1 на рисунку 3) має нелінійний характер. Для лінеаризації залежності $\lambda = f(\theta)$ представимо функцію отриману з використанням рівняння (12) у вигляді співвідношення (крива (2) на рисунку 3)

$$\lambda = a + k\theta, \qquad (13)$$

коефіцієнти якого визначені за допомогою ортогональних поліномів Чебишева a =1,7889; k =-0,42.

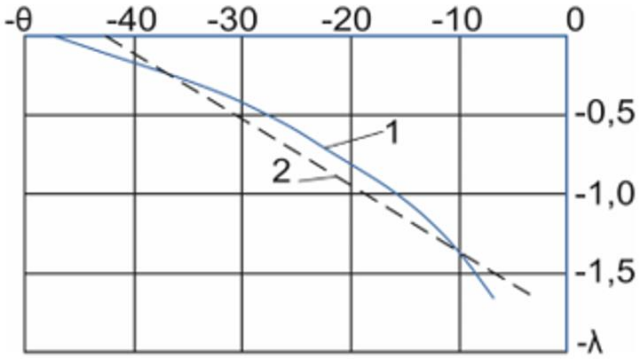


Рисунок 3 – Визначення допоміжної функції: 1 – фактичні значення; 2 – лінеаризовані значення

Використовуючи рівняння (11), (13) залежність $\theta = f(x)$ представимо в формі

$$\theta = -\frac{1,7889\beta b + x}{0,042\beta b} \qquad (14)$$

Підстановка отриманої формули в рівняння (10) дозволить отримати прямий зв'язок між координатами струменя $y = f(x)$. Рівняння (10) враховуючи (14) має вигляд

$$y = b\left(1+\frac{4}{\pi}\beta\left(\sin\frac{1,7889\beta b + x}{0,042\beta b}+\frac{1}{2}\ln\left|tg\left(\frac{\pi}{4}-\frac{1,7889\beta b + x}{0,084\beta b}\right)\right|-0,2664\right)\right) \quad (15)$$

Використовуючи останнє рівняння визначимо похибку від введення допоміжної функції $\lambda(\theta)$. Після підстановки значень координати x=0 в рівняння (15) отримаємо y=0,998 b (для випадку β=1).

Враховуючи, що координата x=0 відповідає значенню координати $y = b$ похибка викликана введенням функції $\lambda(\theta)$ становить 0,2 %.

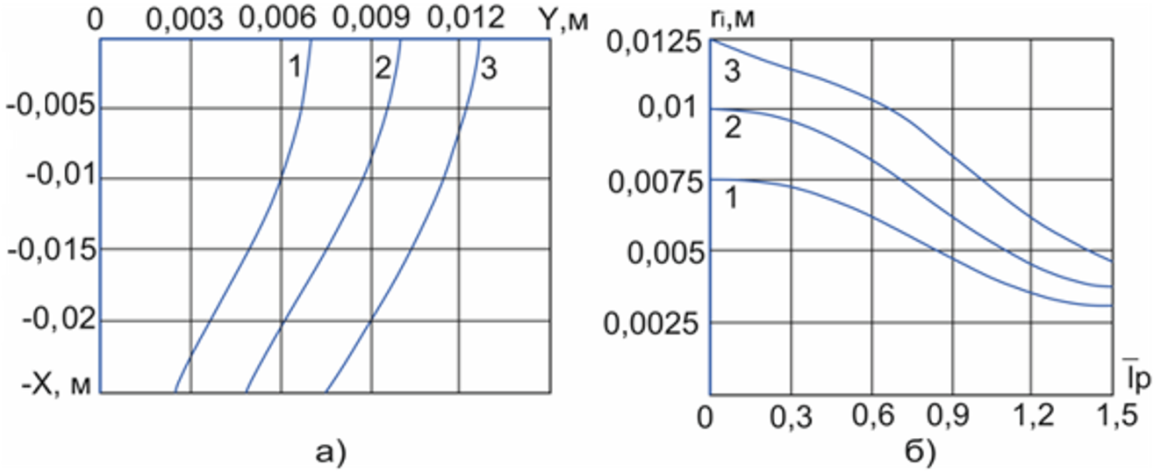


Рисунок 4 – Дослідження конфігурації робочого потоку: а) траєкторія струменя для різних радіусів робочої насадки: 1 – 0,0075 м; 2 – 0,01 м; 3 – 0,0125 м; б) зміна радіуса при поширенні струменя для різних діаметрів робочої насадки: 1 – 0,015 м; 2 – 0,02 м; 3 – 0,025 м.

Графічне зображення траєкторій струменя (для випадку β=1) отримане з використанням рівняння (15) приведене на рисунку 4 а. Точки перетину графічних залежностей з віссю абсцис визначають радіус робочої насадки. Зміна радіуса струменя показана на рисунку 4 б у вигляді функції відносної відстані $\overline{l}_p$ між робочою насадкою та камерою змішування струминного насоса $\overline{l}_p = l_p / d_{рн}$ (де l_p – абсолютна відстань між робочою насадкою та камерою змішування; $d_{рн}$ – діаметр робочої насадки).

Висновки та перспективи розвитку напрямку

1. Визначений параметр, який дозволяє врахувати обертання ежекційної системи при контролі її кавітаційних характеристик: нерівномірність розподілу кінематичних параметрів в робочому потоці безпосередньо залежить від швидкості обертання струминного насоса. Нерівномірність розподілу кінематичних параметрів зростає при зменшенні величини коефіцієнта нерівномірності. Величина коефіцієнта нерівномірності розподілу швидкостей в робочому потоці та швидкість обертання струминного насоса звязані оберненопропорційною залежністю.

2. Координати траєкторії робочого струменя струминного насоса визначаються величиною його початкового діаметра, відстанню між робочою насадкою і камерою змішування та нерівномірністю розподілу швидкостей в потоці, викликану обертанням ежекційної системи в свердловині.

3. Зростання відстані до камери змішування струминного насоса викликає зменшення радіуса поширення струменя робочого потоку.

Визначення конфігурації робочого струменя та встановлення впливу на його радіус режимних та конструкторських параметрів струминного насоса дозволяє застосовувати для аналізу гідродинамічних параметрів змішуваних потоків основні закони гідродинаміки і, зокрема, рівняння збереження енергії та неперервності руху рідини. Завдання подальших досліджень полягає на основі визначеної

конфігурації робочого струменя встановити умови за яких величина тиску змішуваних потоків зменшиться до значення тиску насичених парів робочої рідини з наступним утворенням кавітаційної області в проточній частині струминного насоса.

Список використаних джерел

1. BP Energy Outlook 2017 Edition. 2017. 103 p. bp.com/energyoutlook # BP stats. (дата останнього звернення, якщо електронний ресурс) (дата звернення: 07.12.2021).

2. Markevych K., Omelchenko V. Hlobalni enerhetychni trendy kriz pryzmu natsionalnykh interesiv: analitychna dopovid (Tsentr Razumkova). Kyiv: Zapovit, 2016. 118 p .

3. Domagala M. Simulation of cavitation in jet pumps. Technical transactions mechanics. 1-M / 2013. № 7(2) P.51–58.

4. Long Y., An C., Zhu R., Chen J. Research on hydrodynamics of high velocity regions in a water-jet pump based on experimental and numerical calculations at different cavitation conditions. Physics of Fluids. 2021. Vol. 33. Issue 4. 8 p. https://doi.org/10.1063/5.0040618 .

5. Wang X., Chen Y., Li M., Xu Y., Wang B., Dang X. Numerical investigation of the cavitation performance of annular jet pumps with different profiles of suction chamber and throat inlet. Engineering Applications of Computational Fluid Mechanics. 2020. Vol. 14. Issue 1. P. 1416–1428. https://doi.org/10.1080/19942060.2020.1824875. (дата звернення: 06.12.2021).

6. Narui H., Inagaki S. Limiting Flow Cavitation Number of Water Jet Pumps. Bulletin of JSME. 1982. Vol. 25. Issue 209. P.1682–1689. https://doi.org/10.1299/jsme1958.25.1682.

7. Long X., Zhang J., Wang Q., Xiao L., Xu M., Lyu Q., Ji B. Experimental investigation on the performance of jet pump cavitation reactor at different area ratios. *Experimental Thermal and Fluid Science* 2016. № 78. P. 309-321. https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2016.06.018.

8. Wang X., Chen Y., Li M., Xu Y., Wang B., Dang X. Numerical Study on the Working Performance of a Streamlined Annular Jet Pump. Energies. 2020. № Vol. 13. Issue 17. 15 p. https://doi.org/10.3390/en13174411.

9. Panevnyk D.A. Simulation of a downhole jet-vortex pump's working process. *Nafta-Gaz* 2021. no. 9. pp. 579–586. https://doi.org/10.18668/NG.2021.09.02.

10. Паневник Д.О. Аналіз досліджень впливу закручування потоку на характеристику свердловинних струминних насосів. *Розвідка та розробка нафтових і газових родовищ.* 2020. № 4(77). С.31-40. https://doi.org/10.31471/1993-9973-2020-4(77)-31-40

11. Zi H., Zhou L., Meng L., Wang Z. Prediction and analysis of jet pump cavitation using Large Eddy Simulation. *Journal of Physics Conference*. December 2015. Series 656(1): 012142. P. 1-5. https://doi.org/ 10.1088/1742-6596/656/1/012142. .

12. Паневник Д.О. Обгрунтування методу моделювання циркуляційних потоків при обертанні наддолотного струминного насоса. *Розвідка та розробка нафтових і газових родовищ*. 2021. №3(80). С. 46–52.

13. Абрамович Г.Н. Теория турбулентных струй. М.: Физматгиз, 1960. 824 с.

14. Кочин Н.Е., Кибель И.А., Розе Н.В. Теоретическая гидромеханика. М.: Физматгиз, 1963. Ч.1. 1963. 584 с.

References

1. BP Energy Outlook 2017 Edition. 2017. 103 p. bp.com/energyoutlook # BP stats. (Date of application: 07.12.2021).

2. Markevych K., Omelchenko V. Hlobalni enerhetychni trendy kriz pryzmu natsionalnykh interesiv: analitychna dopovid (Tsentr Razumkova). Kyiv: Zapovit, 2016. 118 p. https://razumkov.org.ua › 2016_glob_ener_trendy.

3. Domagala M. Simulation of cavitation in jet pumps. Technical transactions mechanics. 1-M / 2013. № 7(2) P.51–58. https://www.ejournals.eu › pliki › art.

4. Long Y., An C., Zhu R., Chen J. Research on hydrodynamics of high velocity regions in a water-jet pump based on experimental and numerical calculations at different cavitation conditions. Physics of Fluids. 2021. Vol. 33. Issue 4. 8 p. https://doi.org/10.1063/5.0040618.

5. Wang X., Chen Y., Li M., Xu Y., Wang B., Dang X. Numerical investigation of the cavitation performance of annular jet pumps with different profiles of suction chamber and throat inlet. Engineering Applications of Computational Fluid Mechanics. 2020. Vol. 14. Issue 1. P. 1416–1428.

https://doi.org/10.1080/19942060.2020.1824875. (Date of application: 07.12.2021).

6. Narui H., Inagaki S. Limiting Flow Cavitation Number of Water Jet Pumps. Bulletin of JSME. 1982. Vol. 25. Issue 209. P.1682–1689. https://doi.org/10.1299/jsme1958.25.1682.

7. Long X., Zhang J., Wang Q., Xiao L., Xu M., Lyu Q., Ji B. Experimental investigation on the performance of jet pump cavitation reactor at different area ratios. Experimental Thermal and Fluid Science (EXP THERM FLUID SCI)2016. № 78. P. 309-321.

https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2016.06.018.

8. Wang X., Chen Y., Li M., Xu Y., Wang B., Dang X. Numerical Study on the Working Performance of a Streamlined Annular Jet Pump. Energies. 2020. № Vol. 13. Issue 17. 15 p. https://doi.org/10.3390/en13174411.

9. Panevnyk D.A. Simulation of a downhole jet-vortex pump's working process. Nafta-Gaz 2021, no. 9, pp. 579–586. https://doi.org/10.18668/NG.2021.09.02.

10. Panevnyk D.O. Analysis of studies of the influence of flow vortex on the characteristics of downhole jet pumps. Prospecting and Development of Oil and Gas Fields. 2020. no. 4(77). P. 31-40. https://doi.org/10.31471/1993-9973-2020-4(77)-31-40.

11. Zi H., Zhou L., Meng L., Wang Z. Prediction and analysis of jet pump cavitation using Large Eddy Simulation. Journal of Physics Conference. December 2015. Series 656(1):012142. P. 1-5. https://doi.org/ 10.1088/1742-6596/656/1/012142.

12. Panevnyk D.O. Substantiation of the method of modeling circulating flows during the rotation of the overhead jet pump. Prospecting and Development of Oil and Gas Fields. 2021. № 3(80). P.46–52. https://doi.org/10.31471/1993-9973-2021-3(80)-46-52.

13. Abramovich G.N. Teoriya turbulentnyh struj. M.: Fizmatgiz, 1960. 824 p.

14. Kochin N.E., Kibel' I.A., Roze N.V. Teoreticheskaya gidromekhanika. M.: Fizmatgiz, 1963. CH.1. 1963. 584 p.