

МАШИНИ, ОБЛАДНАННЯ ТА МАТЕРІАЛИ

УДК 622.242.6

ОСОБЛИВОСТІ МЕХАНІЗМУ ПІНОУТВОРЕННЯ В ПІНОГЕНЕРУЮЧИХ ПРИСТРОЯХ ЕЖЕКТОРНОГО ТИПУ

М.М. Лях, В.М. Савик, Н.В. Федоляк, В.М. Вакалюк, Я.В. Солоничний

ІФНТУНГ, 76019, м. Івано-Франківськ, вул. Карпатська, 15, тел. (03422) 42353,
e-mail: savicppntu@rambler.ru

На основі досліджень процесу піноутворення в піногенеруючих пристроях встановлено особливості механізму піноутворення в піногенеруючих пристроях ежекторного типу.

Встановлено закономірності залежності об'ємної інжекції за різних значень тиску в приймальній камері й відносної зміни тиску та швидкості, що відображаються в стрибку від коефіцієнта інжекції за різних значень числа Маха, втрат потужності потоку на створення водяно-повітряної суміші від коефіцієнта інжекції за різних значень тиску в приймальній камері та ін. Побудовано графік розподілу статичного тиску по довжині піногенеруючого ежектора за різних значень коефіцієнта ежекції.

Результати роботи дають можливість вибрати найбільш ефективний режим руху газорідного потоку в піногенеруючому пристрої, що дасть змогу рівномірно наситити рідину газом з подальшим утворенням дрібнодисперсного пінистого потоку.

Ключові слова: піногенератор, пінистий розчин, піногенеруючий ежектор, механізм піноутворення, промивання свердловин пінами.

По результатам исследований процесса пенообразования в пеногенерирующих устройствах разработаны особенности механизма пенообразования в пеногенерирующих устройствах эжекторного типа.

Установлены закономерности зависимости объемной инжекции при разных значениях давления в приемной камере и относительного изменения давления и скорости, происходящие в скачке от коэффициента инжекции при разных значениях числа Маха, потерь мощности потока на создание водяно-воздушной смеси от коэффициента инжекции при разных значениях давления в приемной камере и др. Построен график распределения статического давления по длине пеногенерирующего эжектора при разном значении коэффициента эжекции.

Результаты работы позволяют выбрать наиболее эффективный режим движения газожидкостного потока в пеногенерирующем устройстве, что позволит равномерно насытить жидкость газом с последующим образованием мелкодисперсного пенистого потока.

Ключевые слова: пеногенератор, пенистый раствор, пеногенерирующий эжектор, механизм пенообразования, промывания скважин пенами.

On the basis of researches of foam formation process in the foam generative devices the features of foam formation have been determined in the foam generative devices of ejector-type. The regulations of dependence for volumetric ejection at various pressure in the suction chamber and relative change of pressure and velocity have been grounded and they are depicted in the jump depending on the ejection rate at various values Makh's number and losses of flow rate for formation of fluid-air mixture due to ejection coefficient at different pressure values in the suction chamber etc. The graph of static pressure distributing was built though the length of foam generative ejector according to different values of ejection coefficient. The results of the research enable to choose the most efficient mode of fluid and gas flow in the foam generative device that will allow uniformly to saturate liquid with gas and with further formation fine-graded disperse foam flow.

Keywords: foam-generating device, foamy solution, foam-generating ejector, procedure of foam formation, wells flushing with foam.

Буріння нафтогазових свердловин в пористих породах пов'язане з виникненням ускладнень, а саме:

- великим поглинанням бурового розчину (навіть до катастрофічного) та пов'язаних з цим значних витрат на постачання хімічних реаген-

тів, приготування промивальних рідин, опусканням технічних проміжних колон, тампонажних робіт тощо;

- розмиванням буровим розчином нестійких порід, що перешкоджає отриманню якісного керна для геологічних досліджень;

- розмиванням стінок свердловин, каверноутворенням, накопиченням на вибої шламу, прихопленням і заклинюванням бурового інструменту та інше;

- при розкритті горизонтів можливе закупорювання буровим розчином продуктивного пласта і неотримання позитивного ефекту.

Запобігти цим ускладненням можна використанням в якості бурового розчину газорідних сумішей, а саме аерованих розчинів та піни. Досягти утворення дрібнодисперсної піни можливо тільки у разі використання високо-ефективних піногенеруючих пристроїв.

У роботах [1-4] відмічено, що задача визначення закономірностей, які пов'язують процеси піноутворення з властивостями рідини і повітря, параметрами їх руху, а також геометричними розмірами піногенеруючих пристроїв, є досить складною. Тому в даній роботі особливості механізму піноутворення в піногенеруючих пристроях ежекторного типу встановлюються на основі дещо спрощеної моделі, де пропонується простий метод підбору параметрів потоків робочої рідини і ежектованого повітря, за яких можна було б досягти найбільшої ефективності в процесі піноутворення.

За основу взято піногенератор з багатосопловою вставкою і окремим каналом для кожного сопла. Хоча втрата напору на вході цього піногенератора в порівнянні з односопловим збільшиться, проте стабільність роботи, однорідність і ступінь монодисперсності утвореної піни підвищаться. Основні процеси утворення піни відбуватимуться в камері змішування кожного каналу, а їх кількість визначатиме, в основному, лише продуктивність піногенератора. Тому дана робота обмежується розглядом робочого процесу особливостей механізму утворення піни, який відбувається в одному із каналів піногенератора.

Як зазначалось в роботах [1-4, 8], течію в ежекторі можна поділити на чотири ділянки.

На початковій ділянці I_1 зберігається суцільність струмини робочого рідинного потоку. В цій зоні рідина і газова фази течуть окремо. Швидкість рідини в ядрі постійна і рівна швидкості витікання із сопла. Але поступово, за рахунок турбулентних поперечних пульсацій швидкості, які викликають розсіювання рідини в поперечному напрямку і аерації струмини повітрям, течія розпадається на повітряно-крапельну суміш. В кінці початкової ділянки ядро постійної швидкості зникає, і розширення струмини супроводжується падінням швидкості на осі ежектора. В цьому місці починається основна ділянка I_2 .

Вздовж другої ділянки відбувається формування повітряно-крапельного однорідного потоку. Течія вільної струмини на початковій і основній ділянках відбувається за сталого статичного тиску як вздовж течії, так і в її поперечних перерізах.

Третя ділянка I_3 починається від місця завершення формування повітряно-крапельної однорідної суміші до стрибка ущільнення, який супроводжується перетворенням повітряно-

крапельної суміші на емульсійну, при якій бульбашки повітря мають приблизно однаковий діаметр і розділені плівками рідини. Стрибок ущільнення характеризується різким підвищенням тиску. Далі двофазовий потік рухатиметься у вигляді пінної структури. Для того, щоб відбувся стрибок ущільнення, необхідно, щоб швидкість повітряно-крапельного потоку перевищувала швидкість звуку в ньому.

На четвертій ділянці I_4 , яка починається за стрибком ущільнення, суміш рухається як двофазовий однорідний бульбашково-пінний потік.

Довжина початкової ділянки загалом визначається трьома основними критеріями: числом Вебера, знайденим за відносною швидкістю фаз, початковим діаметром рідинної струмини і густиною газу; критерієм Лапласа, який характеризує в'язкість і поверхневий натяг рідини; відношенням густини газу до густини рідини. В літературі зустрічається велика кількість експериментальних залежностей для відносною початкової ділянки, але найкраще співпадіння з дослідними даними дає рівняння Лисевського [6]:

$$\frac{l_1}{d} = 50,3 \cdot We^{-0,83} \cdot \left(\frac{\rho_z}{\rho_p} \right)^{0,5} \cdot Lp^{-0,096}, \quad (1)$$

де $We = \frac{\rho_z \cdot d \cdot \left(v_p - v_z \right)^2}{\sigma}$ – число Вебера;

$$Lp = \frac{\rho_p \cdot d \cdot \sigma}{\mu_p^2} \text{ – критерій Лапласа;}$$

d – початковий діаметр рідинної струмини; ρ_p, ρ_z – відповідно густина рідини та повітря; σ, μ_p – поверхневий натяг і в'язкість рідини.

Відносна довжина основної ділянки за даними [7] може бути знайдена із експериментальної залежності:

$$\frac{l_2}{D} = 18,36 \cdot M_R^{-0,181}, \quad (2)$$

де $M_R = \frac{\rho_p \cdot v_p}{\rho_z \cdot v_z}$;

D – діаметр камери змішування.

Мета даної роботи – встановлення особливостей механізму піноутворення в піногенеруючих пристроях ежекторного типу, а саме визначення оптимальних параметрів руху робочої рідинної і ежектованої газової фаз, а також геометрії ежектора, за яких відбуватиметься ефективне утворення дрібнодисперсної пінної суміші. За основу вибрано спрощену схему ежектора з розподілом статичного тиску по довжині ежектора (рис. 1) [1].

Під час розрахунку параметрів у камері змішування піногенеруючого пристрою прий-

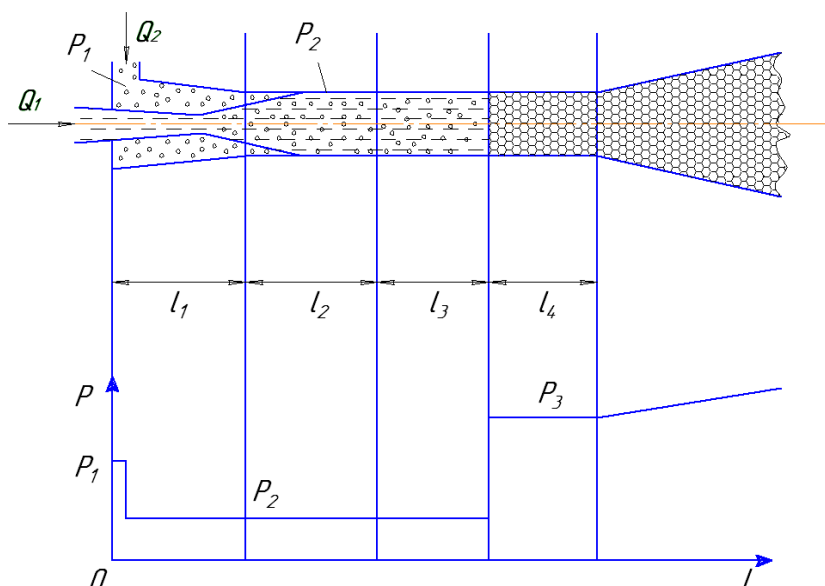


Рисунок 1 – Схема ежектора і розподілу статичного тиску по його довжині

нято такі припущення: повітряний потік не містить вологи, а потік рідини не містить бульбашок; довжина початкової і основної ділянок відомі і задаються експериментальними рівняннями (1) і (2); статичний тиск постійний в кожній точці перетину; стрибок ущільнення відбувається в камері змішування; параметри суміші в будь-якому перетині до і після стрибка ущільнення відповідають рівнянню імпульсів; стискання газу в стрибку – ізотермічне; процес змішування до стрибка ущільнення – ізобаричний, тож статичний тиск обумовлений лише газовою фазою; теплообмін з навколишнім середовищем відсутній; рідина нестискувана і газ в ній нерозчинний.

Введемо такі позначення: Q_1 і Q_2 - об'ємні витрати рідини і газу відповідно;

α – об'ємний коефіцієнт ежекції, рівний Q_2/Q_1 ;

v_p - швидкість рідини на вильоті із сопла;

v_2 і v_3 – швидкості суміші до і після стрибка ущільнення відповідно;

p_1 , p_2 і p_3 - статичні тиски поблизу сопла, до і після стрибка ущільнення відповідно;

P_1 – повний тиск рідини перед соплом;

ΔP_1 – перепад тиску на соплі, рівний $P_1 - p_1$;

Γ – геометричний параметр, рівний F_3/F , де F_3 і F – площі перетинів камери змішування і рідинного сопла; ϕ – коефіцієнт швидкості сопла.

Під час розрахунку ежектора будемо виходити з балансу енергії і враховуватимемо всі істотні втрати в ежекторі, які відповідають кожній його ділянці:

$\Delta P_{тр1}$ – втрата тиску на тертя на початковій ділянці l_1 ;

$\Delta P_{тр2}$ – втрата тиску на тертя на основній ділянці l_2 ;

$\Delta P_{тр3}$ - втрата тиску на тертя на ділянці l_3 до стрибка;

$\Delta P_{тр4}$ - втрата тиску на тертя на ділянці l_4 після стрибка;

ΔE_2 – енергія, яка затрачається на утворення крапель із одиниці об'єму рідини на основній ділянці;

ΔE_3 – енергія, яка витрачається на створення вільної поверхні рідини при утворенні бульбашок в зоні стрибка або безпосередньо після нього.

Рівняння балансу енергії для i -го перерізу ежектора матиме вигляд:

$$\frac{\rho_p \cdot v_p^2}{2} + p_1 = \tag{3}$$

$$= \frac{\rho_i \cdot v_i^2}{2} + p_i + u \cdot p_1 \cdot \tau \cdot \ln \frac{p_i}{p_2} + \Delta P_{mpi} + \Delta E_i,$$

де v_i , ρ_i , p_i - швидкість, густина, статичний тиск суміші в i -му перерізі потоку;

τ – відношення абсолютної температури газу в зоні стрибка T_2 до температури його в приймальній камері T_1 , яке характеризує ізобаричну зміну температури газу до стрибка ущільнення.

Використавши відомий вираз для швидкості звуку в двофазному середовищі за відсутності фазових змін

$$a = \left(\frac{n \cdot p}{\alpha \cdot (1 - \alpha) \cdot \rho_p} \right)^{0.5}, \tag{4}$$

формула для числа Маха набігаючого крапельного потоку перед стрибком ущільнення набуде вигляду:

$$M_1 = v_2 \cdot \left(\frac{n \cdot p}{\alpha \cdot (1 - \alpha) \cdot \rho_p} \right)^{-0.5} \tag{5}$$

Враховавши рівняння (5), систему рівнянь із роботи [1] можна привести до безрозмірної системи для визначення відносних змін параметрів руху:

$$\frac{p_3}{p_2} = 1 + \frac{M_1^2 \cdot n}{\alpha_1} \times \left(1 + \frac{\xi^{-1} + (1 - \alpha_1) \cdot \left(\frac{2 \cdot \gamma \cdot \alpha_1 - 1}{\gamma - 1} \right)}{\alpha_1 \cdot \left(\frac{2 \cdot \gamma}{\gamma - 1} - 1 \right)} \right); \quad (6)$$

$$\frac{v_3}{v_2} = \frac{\xi^{-1} + (1 - \alpha_1) \cdot \left(\frac{2 \cdot \gamma \cdot \alpha_1 - 1}{\gamma - 1} - 1 \right)}{\alpha_1 \cdot \left(\frac{2 \cdot \gamma}{\gamma - 1} - 1 \right)}; \quad (7)$$

$$\frac{\alpha_2}{\alpha_1} = \frac{1 - \xi \cdot (1 - \alpha_1)^2}{\alpha_1 + \xi \cdot \alpha_1 \cdot (1 - \alpha_1) \cdot \left(\frac{2 \cdot \gamma \cdot \alpha_1 - 1}{\gamma - 1} - 1 \right)}; \quad (8)$$

де

$$\xi = \left(1 + \frac{2 \cdot \gamma}{\gamma - 1} \cdot \frac{\alpha_1^2}{n \cdot M_1^2} \right)^{-1}. \quad (9)$$

Тут n – показник політропи, який визначає теплообмін між фазами. Якщо вміст газової фази в потоці і швидкість потоку великі, то показник політропи потрібно брати рівним показнику адиабати $n = \gamma$. Якщо вміст газової фази невеликий, а теплообмін між фазами настільки великий, що газ знаходиться в тепловій рівновазі з рідиною, то $n = 1$.

Як видно із рівнянь (6)-(9), відносна зміна параметрів потоку за стрибком ущільнення залежить тільки від об'ємної газомісткості газу перед стрибком α_1 та числа Маха M_1 наближаючого потоку.

Розвинена в роботі [1] теорія дозволяє розраховувати величини втрат енергії ΔE_2 і ΔE_3 робочого рідинного потоку на створення вільної поверхні розділу двох фаз при утворенні повітряно-крапельного і пінного потоків. Для цього необхідно знати місце розташування стрибка ущільнення в камері змішування ежектора, яке можна встановити на основі експериментальних даних. Тоді із рівняння балансу об'ємної густини енергії (3) будемо мати:

$$\Delta E_2 = \frac{\rho_p \cdot v_p^2}{2} - \frac{\rho_1 \cdot v_2^2}{2} + p_1 - p_2 - \Delta P_{mp1} - \Delta P_{mp3}; \quad (10)$$

$$\Delta E_3 = \frac{\rho_1 \cdot v_2^2}{2} - \frac{\rho_2 \cdot v_3^2}{2} + p_2 - p_3 - \Delta P_{mp4} - u_0 \cdot p_0 \cdot \tau \cdot \ln \frac{p_3}{p_2}, \quad (11)$$

де всі величини розраховуються за наведеним вище рівняннями, u_0 – коефіцієнт інжекції за нормального тиску $p_0 = 10^5$ Па.

Крім цих рівнянь для визначення можливих режимів руху газорідного потоку запишемо рівняння для обчислення зміни (втрати) потужності потоку ΔN на ділянці від сопла до місця перерізу потоку газорідної суміші після стрибка ущільнення:

$$\Delta N = Q_1 \cdot \left(\frac{\rho_p \cdot v_p^2}{2} + p_1 + \frac{\gamma}{\gamma - 1} \cdot u_0 \cdot p_0 \right) - W \cdot \left(\frac{v_3^2}{2} + \frac{p_3}{\rho_2} + \frac{\Delta P_{mp1} + \Delta P_{mp3} + \Delta P_{mp4}}{\rho_1} + \frac{\Delta P_{mp4}}{\rho_2} \right) - Q_1 \cdot p_0 \cdot u_0 \cdot \tau \cdot \ln \frac{p_3}{p_2}, \quad (12)$$

тут $W = \rho_1 \cdot v_2 \cdot F_3 = \rho_2 \cdot v_3 \cdot F_3$ – масова витрата газорідної суміші.

Рух газорідного потоку можливий тільки за значеннях параметрів, при яких втрата потужності ΔN набуває додатних значень.

Основне завдання тепер полягає в тому, щоб на основі рівнянь (10) – (12) підібрати такі параметри можливого руху потоків рідини і газу, за яких відбувалося б максимальне і рівномірне по всьому об'єму насичення рідини газом, що відповідає максимально можливим значенням коефіцієнта інжекції u_0 , а також величин ΔE_2 , ΔE_3 і ΔN .

Із рівнянь (10) – (12) видно, що відносні параметри потоку суміші за стрибком ущільнення залежать від числа Маха M_1 наближаючого потоку і об'ємної місткості газу α_1 перед стрибком, яка, в свою чергу, визначається коефіцієнтом інжекції u_0 .

На рис. 1 зображено криві залежності об'ємної місткості газу α_1 від коефіцієнта інжекції u_0 , за різних значень тиску в приймальній камері p_1 , із яких видно, що зі збільшенням тиску p_1 об'ємна місткість газу α_1 з підвищенням коефіцієнта інжекції u_0 зростає повільніше.

На рис. 2 представлено залежності відносної зміни тиску p_3/p_2 , що відбувається в стрибку від коефіцієнта інжекції u_0 за різних значень числа Маха M_1 наближаючого потоку. Як видно із графіків, представлених на рис. 3, за значень $M_1 > 1$ відносна зміна тиску $p_3/p_2 > 1$ зростає у міру збільшення u_0 тим більше, чим більше M_1 , досягаючи за великих u_0 граничних значень, тим більших, чим більші значення M_1 . При значення $M_1 < 1$ відносна зміна тиску $p_3/p_2 < 1$ і наближається до 1 із зростанням коефіцієнта інжекції u_0 .

На рис. 4 і рис.5 представлені також графіки залежностей відносних змін швидкості v_3/v_2 і об'ємної місткості газу α_3/α_2 від коефіцієнта інжекції u_0 за різних значень числа Маха M_1 із яких видно, що при $M_1 > 1$ швидкість потоку і газомісткість в стрибку зменшуються, а при $M_1 < 1$ — збільшуються.

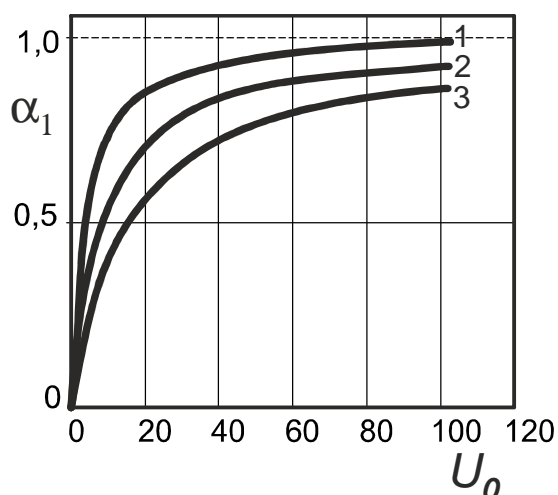


Рисунок 2 – Залежність об’ємної місткості газу α_1 від коефіцієнта інжекції u_0 , за різних значень тиску в приймальній камері p_1 МПа: 1– 0,3; 2 – 0,75; 3 – 1,4.

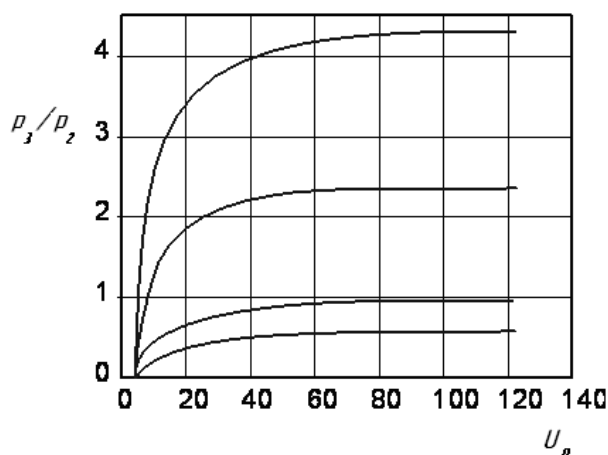


Рисунок 3 – Залежність відносної зміни тиску p_3/p_2 , що відбувається в стрибку від коефіцієнта інжекції u_0 за різних значень числа Маха набігаючого потоку M_1 : 1– 0,8; 2 – 1; 3 – 1,5.

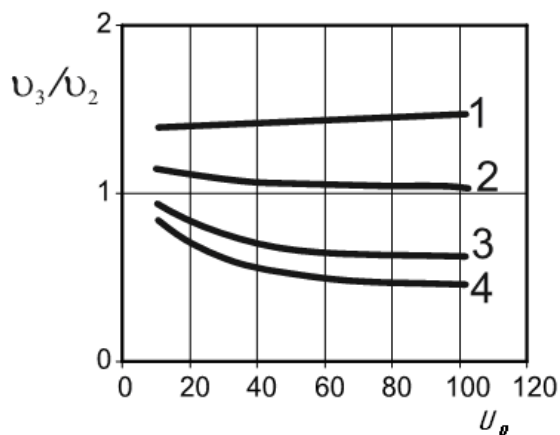


Рисунок 4 – Залежність відносної зміни швидкості v_3/v_2 , що відбувається в стрибку від коефіцієнта інжекції u_0 за різних значень числа Маха M_1 : 1– 0,8; 2 – 1; 3 – 1,5; 4– 2

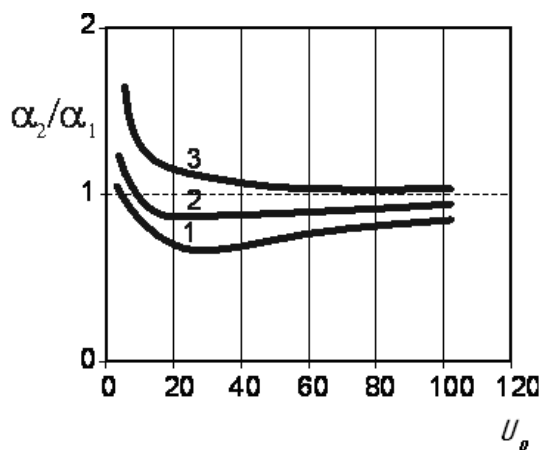


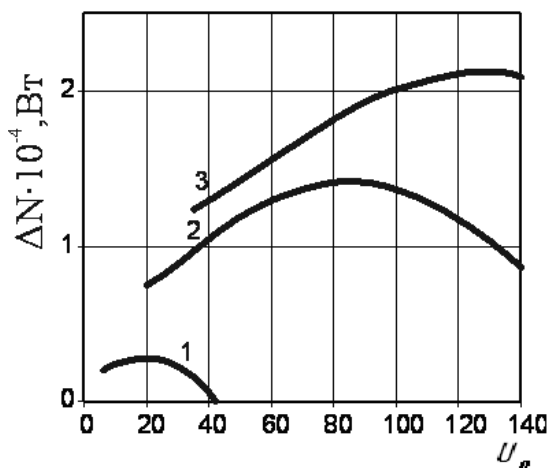
Рисунок 5 – Залежність відносної зміни об’ємної місткості газу α_2/α_1 , що відбувається в стрибку від коефіцієнта інжекції u_0 за різних значень числа Маха M_1 : 1– 3; 2 – 1,5; 3 – 0,8

Зі сказаного вище можна зробити висновок, що при параметрах руху газорідного потоку, для яких $M_1 > 1$, в камері змішування відбувається стрибок ущільнення, який характеризується стрибкоподібним збільшенням тиску і зменшенням швидкості потоку і об’ємної газомісткості, а при параметрах руху газорідного потоку, для яких $M_1 < 1$, в камері змішування відбувається стрибок розрідження, який характеризується стрибкоподібним зменшенням тиску і збільшенням швидкості потоку і об’ємної газомісткості.

Оскільки енергетичні характеристики газорідного потоку визначаються не тільки параметрами його руху, а і властивостями рідини і газу, то для проведення подальших розрахунків візьмемо як рідину воду, в яку добавлено поверхнево-активні речовини з такими параметрами: густина – $\rho_p = 10^3$ кг/м³; коефіцієнт поверхневого натягу $\sigma = 0.05$ Н/м; коефіцієнт динамічної в’язкості $\mu_p = 10^{-3}$ Па·с; температура $T = 300$ К. Як газ – повітря, що подається компресором в приймальну камеру з навколишнього середовища при $p_0 = 10^5$ Па і $T = 300$ К. Коефіцієнт динамічної в’язкості повітря не залежить від тиску і за температури $T = 300$ К рівний $\mu_p = 1,88 \cdot 10^{-5}$ Па·с.

На рис. 6 зображено залежності втрат потужності потоку на створення водяно-повітряної суміші ΔN від коефіцієнта інжекції u_0 за різних значень тиску в приймальній камері p_1 . Як видно із рисунка, зі зростанням p_1 загальні втрати потужності ΔN на створення вільної водної поверхні зростають. Всі три криві залежності ΔN від u_0 мають максимуми при тих значеннях u_0 , для яких число Маха M_1 (як видно із рис. 7) дещо більше 1, що відповідає стрибку ущільнення.

На рис. 8 дані залежності втрат об’ємної густини енергії на створення повітряно-кравельного потоку ΔE_2 та водяно-бульбашкового потоку ΔE_3 від коефіцієнта інжекції u_0 за тиску в приймальній камері $p_1 = 7,5 \cdot 10^5$ Па. Із рисунка видно, що із збільшенням u_0 величини ΔE_2 і ΔE_3



$d=0,006\text{ м}; D=0,012\text{ м}; Q_1=10^{-3}\text{ м}^3/\text{с}; P_1=1,4\text{ МПа};$
 1 – 0,3; 2 – 0,75; 3 – 1

Рисунок 6 – Залежність втрат потужності потоку на створення водяно-повітряної суміші ΔN від коефіцієнта інжекції u_0 за різних значень тиску в приймальній камері p_1 , МПа

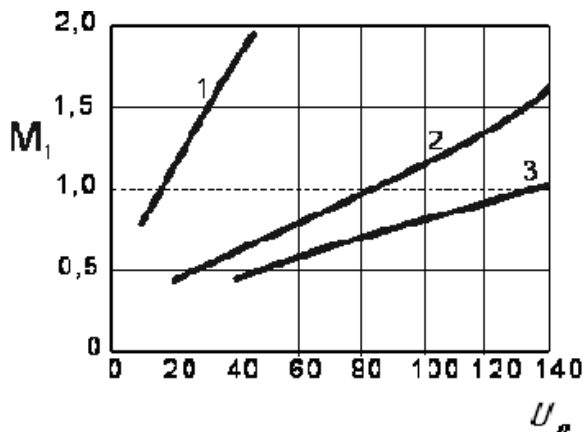
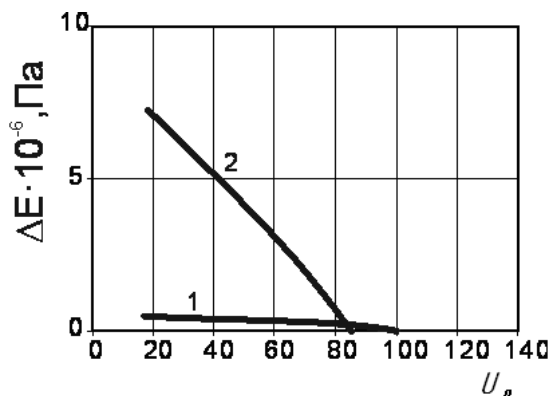


Рисунок 7 – Залежність числа Маха газорідного потоку M_1 від коефіцієнта інжекції u_0 за різних значень тиску в приймальній камері p_1 , МПа: 1 – 0,3; 2 – 0,75; 3 – 1

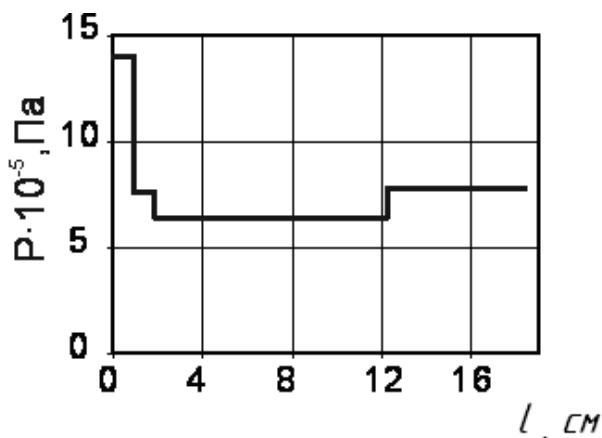


$d=0,006\text{ м}; D=0,012\text{ м}; Q_1=10^{-3}\text{ м}^3/\text{с}; P_1=1,4\text{ МПа}$

Рисунок 8 – Залежності втрат об'ємної густини енергії на створення повітряно-крапельного потоку ΔE_2 (крива 1) та водяно-бульбашкового потоку ΔE_3 від коефіцієнта інжекції u_0 за тиску в приймальній камері $p_1=7,5 \cdot 10^5$ Па

зменшуються, і за значення u_0 , для яких M_1 стає більшим 1, $\Delta E_3 < 0$. Це означає, що вся енергія потоку затрачується на роботу зі стиснення суміші в стрибку ущільнення $A=Q_1 \cdot u_0 \cdot \rho_0 \cdot \tau \cdot \ln(p_3/p_2)$ і бульбашки повітря в стрибку і безпосередньо після нього не утворюються, але вони можуть утваритися в будь-якому місці циркуляційної системи у разі різкого пониження тиску, наприклад, при витіканні суміші із камери змішування в дифузор, за рахунок роботи розширення.

На рис. 9 подається розрахункова схема розподілу статичного тиску на довжині ежектора за тиску $p_1=7,5 \cdot 10^5$ Па в приймальній камері для оптимального значення коефіцієнта ежекції $u_0=85$, при якому ΔN набуває максимального значення. Розрахунки показують, що довжина ділянки $l_1 \ll l_2=10-12$ см, тому втрати тиску на тертя $\Delta P_1 \ll \Delta P_3, \Delta P_4$, а значення втат тиску на 1 см довжини ΔP_3 і ΔP_4 мають порядок $10^3 - 10^4$ Па, тобто є незначними в порівнянні з статичним тиском в інжекторі. Розташування стрибка ущільнення в камері змішування наближено визначається довжиною ділянки l_2 , оскільки розвинута теорія не дає розрахунок місця його знаходження. Вона зростає із збільшенням тиску p_1 в приймальній камері. Процес закачування повітря і створення тиску в приймальній камері $p_1=7,5 \cdot 10^5$ Па вважається ізотермічним, пониження статичного тиску від p_1 до $p_2=6,6 \cdot 10^5$ Па обумовлене рухом повітряної фази, підвищення статичного тиску від p_2 до $p_3=7,5 \cdot 10^5$ Па в стрибку ущільнення ізотермічне.



$d=0,006\text{ м}; D=0,012\text{ м}; Q_1=10^{-3}\text{ м}^3/\text{с}; P_1=1,4\text{ МПа}$

Рисунок 9 – Графік розподілу статичного тиску по довжині ежектора за тиску $p_1=0,75$ МПа в приймальній камері для значення коефіцієнта ежекції $u_0=85$

На рис. 10 представлені залежності втрат потужності потоку на створення водяно-повітряної суміші ΔN від коефіцієнта інжекції u_0 при двох різних значеннях значеннях діаметра сопла d і однакових значеннях витрати води Q_1 і тиску в приймальній камері p_1 .

Як видно із рисунка, зменшення діаметра сопла приводить до збільшення втрат потужності на створення вільної поверхні і зміщенні максимуму ΔN у бік більших значень u_0 . Це пояснюється збільшенням швидкості витікання

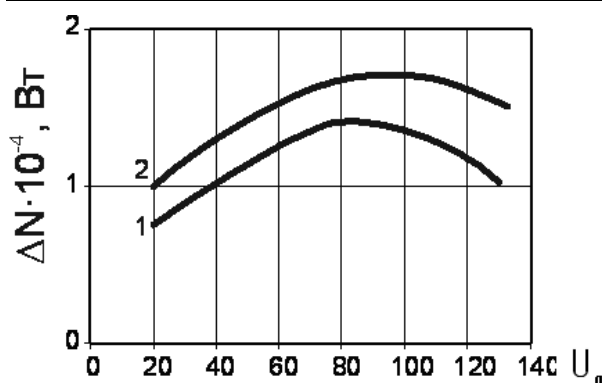


Рисунок 10 – Залежності втрат потужності потоку на створення водяно-повітряної суміші ΔN від коефіцієнта інжекції u_0 при $D=0,012$ м, $Q_1=10^{-3}$ м³/с, $p_1=0,75$ МПа і двох різних значеннях діаметра сопла d , м: 1 – 0,006; 2 – 0,004

водяного потоку із сопла, що буде відбуватись за значно більшого початкового тиску в підвідній трубі.

Отже, із наведених вище залежностей можна зробити висновок, що найбільш ефективний режим руху газорідного потоку в сенсі рівномірного насичення рідини газом з утворенням в подальшому дрібнодисперсного пінного потоку реалізується за тих значеннях коефіцієнта інжекції u_0 , і інших параметрах руху, за яких число Маха M_1 газорідного потоку більше одиниці, але близьке до неї. В цьому випадку загальні втрати потужності потоку ΔN на створення вільної поверхні максимальні, а в камері змішування відбувається стрибок ущільнення, необхідний для перетворення газорідної суміші в рідиннобульбашкову, хоча енергія потоку в стрибку витрачається на стискання суміші і в стрибку, і безпосередньо після нього бульбашки не утворюються. Вони можуть утворюватися в тих місцях циркуляційної системи, де відбувається різке пониження статичного тиску в порівнянні з тиском p_3 в камері змішування за стрибком ущільнення за рахунок роботи розширення газової фази.

1 Дослідження процесу піноутворення в піногенеруючих пристроях ежекторного типу [Текст] / В.М. Савик, М.М. Лях, В.М. Вакалюк, Н.В. Федоляк // Розвідка та розробка нафтових і газових родовищ. – 2012. – № 4 (45) – С.110 – 117.

2 Соколов Е.Я. Струйные аппараты [Текст] / Е.Я. Соколов, Н.М. Зингер – М.: Энергоатомиздат, 1989 – 352 с. – ISBN 5-283-00079-6.

3 Чернухин В. А. О расчете жидкостно-газовых струйных аппаратов [Текст] / В.А. Чернухин, В.Г. Цегельский, С.Н. Глубоковский // Известия вузов. Машиностроение. – 1977. – № 8. – С. 81–86.

4 Барекян А.Ш. Расчет жидкостно-газового эжектора [Текст] / А.Ш. Барекян, А.В. Беляков // Известия вузов. Машиностроение. – 1981. – №8. – С. 55–59.

5 Лышевский А. С. К определению длины нераздробленного участка жидкой струи [Текст] / А.С. Лышевский // Известия вузов. Нефть и газ. – 1965. – № 6. – С. 67–71.

6 Miguel J. Pyrodynamics / J. Miguel — 1965. – Vol. 4. – P. 198.

7 Чернухин В. А. Экспериментальные исследования жидкостно-газовых струйных аппаратов [Текст] / В.А. Чернухин и др. // Известия вузов/ Машиностроение. – 1980. – № 3. – С. 48–52.

8 Уоллис Г. Одномерные двухфазные течения [Текст] / Г. Уоллис/ –М.: Мир, 1972. – 440 с.

Стаття надійшла до редакційної колегії 11.02.13

Рекомендована до друку професором **Копєсєм Б.В.**

(ІФНТУНГ, м. Івано-Франківськ)

канд. техн. наук **Тарабаріновим П.В.**

(НДПІ ПАТ «Укрнафта», м. Івано-Франківськ)