DOI: https://doi.org/10.33216/1998-7927-2022-271-1-24-35

УДК 621.926

ПОПЕРЕДНЄ ОБРОБЛЕННЯ ПУЛЬПИ УЛЬТРАЗВУКОМ ДЛЯ ОЧИЩЕННЯ РУДНИХ ЗЕРЕН ТА ДЕЗІНТЕГРАЦІЇ ФЛОКУЛОУТВОРЕНЬ НА ОСНОВІ ЕФЕКТІВ КАВІТАЦІЇ

Моркун В.С., Моркун Н.В., Тронь В.В., Сердюк О.Ю., Гапоненко І.А., Гапоненко А.А.

PRELIMINARY TREATMENT OF PULP BY ULTRASOUND FOR CLEANING OF ORE GRAINS AND DISINTEGRATION OF FLOCCULATION FORMATIONS BASED ON THE EFFECTS OF CAVITATION

Morkun V.S., Morkun N.V., Tron V.V., Serdiuk O.Y., Haponenko I.A., Haponenko A.A.

Метою роботи є підвищення ефективності флотаційного доведення магнетитових концентратів шляхом дезінтеграції рудних флокулоутворень та очищення поверхні часток. Запропоновано застосовувати нелінійні ефекти поля високоенергетичного ультразвуку та дослідити особливості формування кавітаційних режимів у залізорудній пульпі для дезінтеграції рудних флокулоутворень та очищення поверхні часток рудної сировини. На основі узагальненої моделі динаміки руху повітряних бульбашок, представленої у вигляді рівняння Релея-Плессета, розраховано параметри ультразвукового впливу для формування і підтримання у залізорудній пульпі кавітаційних процесів і акустичних течій. На підставі дослідження закономірностей протікання кавітаційних процесів одержано залежності, які дозволяють визначити оптимальну частоту високоенергетичного ультразвуку для підтримання кавітаційних процесів у залізорудній пульпі у залежності від параметрів її складових. Для моделювання процесу поширення ультразвукового сигналу в рідкому середовищі в умовах зміни швидкості поширення звуку та зміни щільності використовують метод k-space першого й другого порядку, заснований на системі лінійних рівнянь першого порядку. Розрахунок потужності високоенергетичного ультразвуку, що дозволяє підтримувати кавітаційні режими у залізорудній пульпі, здійснювався на основі результатів дослідження поширення фронту ультразвукового імпульсу за допомогою комп'ютерного моделювання. На основі результатів моделювання встановлено, що для підвищення якості очищення часток руди перед флотацією доцільно здійснювати просторовий вплив на залізорудну пульпу, який включає комбінацію високоенергетичного ультразвуку з частотою 20 кГц в кавітаційному режимі, модульованого високочастотними імпульсами з частотою від 1 до 5 МГц та імпульсного магнітного поля спадної напруженості. При дослідженні процесу флокулоутворення та дефлокуляції враховано залежність величини магнітної сприйнятливості часток рудної сировини від тривалості намагнічування. Результати експериментальних досліджень використання пристрою розмагнічування часток залізорудної пульпи, одержані із застосуванням ультразвукового гранулометра «Пульсар».

Ключові слова: ультразвук, кавітація, залізорудна пульпа, дезінтеграція, флокулоутворення Вступ. Під дією ультразвуку в рідкому середовищі відбуваються фізичні, хімічні та фізико-хімічні процеси, до яких відносять: кавітацію, радіаційний тиск і ультразвукові потоки [1,2]. Оскільки рідини є чутливими до розтяжних зусиль, отже під впливом потужних ультразвукових коливань у рідині виникають зони стиснення та розрідження. При проходженні фази хвилі, що створює розрідження, у рідині утворюється велика кількість розривів у вигляді кавітаційних бульбашок, які в наступній фазі стиснення різко закриваються.

Різницю в дії ультразвуку на окремі мінерали було успішно використано в низці робіт [3–5]. Наприклад, установлено можливість подрібнення мінералів шаруватої структури (графіт, молібденіт) до високого ступеня дисперсності. Процес подрібнення молібденіту в умовах надлишкового статичного тиску дозволяє за один і той же час отримати продукт, дисперсність якого в 2–3 рази вища від дисперсності продукту, одержуваного при атмосферному тиску [3].

Застосування ультразвуку при переробці рудної сировини залишається актуальною сферою протягом тривалого часу. Зокрема, впровадження ультразвуку у водну систему переробки рудної сировини забезпечує специфічну активацію на основі двох фізичних явищ: акустичної кавітації та акустичного вітру [6-9]. Виділення газу у процесі акустичної кавітації є найбільш переважним при меншій частоті в діапазоні від 20 до 40 кГц, тоді як акустичний вітер домінує на частотах вище 400 кГц та 1 МГц в ультразвуковій та мегазвуковій системах відповідно[6]. Швидкий розпад кавітаційних бульбашок не тільки спричиняє дефрагментацію часток, але й створює значну силу зсуву в об'ємному середовищі, що призводить до генерування енергійних ефектів перемішування та акустичного вітру. Поєднання цих ефектів призводить до розриву вугільно-домішкових зв'язків, видалення шламового покриття з вугілля, забивання реагенту в серцевину часток, поліпшення масообміну, збільшення площі поверхні часток вугілля і, нарешті, допомагає у вдосконаленні фізичного, фізико-хімічного та хімічного процесів збагачення вугілля. Ефекти кавітації та акустичного вітру також відповідають за посилення подрібнюваності, суспензійності та ефективності зневоднення вугільної суспензії. Важливо відзначити, що ефект кавітації підвищує температуру середовища для суспензії вугілля під час ультразвукової обробки, і це може вплинути на властивості вугілля, оскільки вугілля чутливе до температури.

Результати експериментів [10] продемонстрували підвищення виходу чистого вугілля з 3% до 10%, більше видобутку чистого вугілля та зменшення вмісту сірки, ртуті, золи та вологи в обробленому вугіллі. Ці результати були пов'язані з ультразвуковими ударними хвилями, що утворюються внаслідок кавітації бульбашок, що відповідає за порушення властивих зв'язків між вугіллям та золеутворюючими мінеральними домішками, та очищенням часток вугілля від домішок. Кавітація також сприяла видаленню небажаних часток глини, шламів та продуктів окислення, що покривають поверхню вугілля.

Застосування згаданих методів є перспективним підходом до підвищення ефективності технологічних процесів збагачення залізорудної сировини [11,12]

Метою роботи є підвищення ефективності флотаційного доведення магнетитових концентратів шляхом дезінтеграції рудних флокулоутворень та очищення поверхні часток.

Для досягнення поставлено мети необхідно дослідити особливості формування кавітаційних режимів у залізорудній пульпі за допомогою високоенергетичного ультразвуку.

Виклад основного матеріалу дослідження. Розглянемо математичний опис кавітаційних процесів у неоднорідному гетерогенному середовищі. Узагальнену модель динаміки руху бульбашок (у разі залежного від часу тиску й розміру бульбашок) представлено у вигляді рівняння Релея-Плессета (Rayleigh-Plesset) [1,13]. Розв'язання рівняння Релея-Плессета для певного значення тиску $p_{\infty}(t)$ дозволяє отримати величину радіуса бульбашок $dR_b(t)$

$$\frac{dR_b}{dt} = \sqrt{\frac{2}{3} \frac{p_{vap}(t) - p_x(t)}{\rho_1}} \,. \tag{1}$$

де R_b – радіус бульбашки, мкм; p_{∞} – значення тиску у середовищі при нескінченності, Па; p_{vap} – тиск пари, Па; ρ_1 – густина рідини, кг/м³.

У праці [14] запропоновано кавітаційну модель, що базується на повній моделі кавітації. Вираз швидкості зміни чистої фази одержують на основі рівнянь двофазної неперервності: для рідкої фази

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\left(1 - \alpha \right) \rho_1 \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(1 - \alpha \right) \rho_1 \overline{u}_j \right) = -R , \quad (2)$$

для парової фази

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\alpha \rho_{vap} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha \rho_{vap} \overline{u}_j \right) = R , \qquad (3)$$

для суміші

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho u_j}) = 0, \qquad (4)$$

де R – швидкість зміни фази $R=R_e-R_c; \rho, \rho_1, \rho_{vap}$ – густина суміші, рідини, пари, кг/м³, α – об'ємна частка пари, u_i – швидкість.

Густина суміші визначається як

$$\rho = \alpha \rho_{vap} + (1 - \alpha) \rho_1. \tag{5}$$

да α – об'ємна частка пари; ρ_{vap} – густина пари, кг/м³; ρ_1 – густина рідини, кг/м³.

Об'єднання рівнянь (2)–(4) дає співвідношення між густиною суміші та об'ємною часткою пари α

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho) = -(\rho_1 - \rho_{vap})\frac{\partial}{\partial t}(\alpha)$$
(6)

де ρ – густина суміші, кг/м³; α – об'ємна частка пари; ρ_{vap} – густина пари, кг/м³; ρ_1 – густина рідини, кг/м³.

Об'ємна частка пари α визначається з f як

$$\alpha = f \frac{\rho}{\rho_{vap}}.$$
 (7)

Швидкості масообміну задаються такими рівняннями:

якщо $\rho \leq \rho_{vap}$

$$R_e = C_e \frac{v_{ch}}{\sigma} \rho_1 \rho_{vap} \sqrt{\frac{2(p_{vap} - p)}{3\rho_1}(1 - f)}, \qquad (8)$$

якщо $\rho \ge \rho_{vap}$

$$R_{c} = C_{c} \frac{v_{ch}}{\sigma} \rho_{1} \rho_{vap} \sqrt{\frac{2(p - p_{vap})}{3\rho_{1}}} f, \qquad (9)$$

де v_{ch} – характеристична швидкість, яка є наближенням до локальної турбулентної геометрії (наприклад, $v_{ch} = \sqrt{k}$); C_e і C_c – емпіричні константи. Грунтуючись на припущенні про однакові розміри всіх бульбашок в системі, у праці [15] запропоновано модель кавітації, яка дозволяє обчислювати загальну швидкість міжфазного масоперенесення на одиницю об'єму з використанням густини бульбашок

$$R = \frac{3\alpha\rho_{vap}}{R_b} \sqrt{\frac{2}{3} \frac{\left(p_{vap} - p\right)}{\rho_1}},$$
 (10)

де R_b – радіус бульбашки, м; p_{vap} – тиск пари, Па.

У рівнянні (10) швидкість масообміну одиничного об'єму пов'язана тільки із щільністю парової фази ρ_{vap} . Це рівняння виходить за умови зростання бульбашок (випаровування). Щоб застосувати його до процесу схлопування бульбашок (конденсації), використовується такий узагальнений вираз

$$R_{e} = F \frac{3\alpha \rho_{vap}}{R_{b}} \sqrt{\frac{2}{3} \frac{\left(p_{vap} - p\right)}{\rho_{1}}} sign\left(p_{vap} - p\right), \quad (11)$$

де *F* – емпіричний калібрувальний коефіцієнт.

Швидкість зміни маси однієї бульбашки отримано з виразу

$$\frac{dm_b}{dt} = 4\pi R_b^2 \rho_{vap} \sqrt{\frac{2}{3} \frac{\left(p_{vap} - p\right)}{\rho_1}}.$$
 (12)

де *m*_b – маса бульбашки, кг;

Якщо на одиницю об'єму припадає n_b бульбашок, об'ємна частка пари може бути виражена таким чином

$$\alpha = V_b n_b = \frac{4}{3} \pi R_b^3 n_b \,. \tag{13}$$

де *n_b* – кількість бульбашок у об'ємі.

У міру збільшення об'ємної частки пари густина ділянки утворення бульбашок повинна відповідно зменшуватися. Для моделювання цього процесу у праці [15] запропоновано замінити α на $\alpha_{nuc}(1-\alpha)$ у рівнянні (11). Тоді остаточна форма цієї моделі кавітації запишеться в такий спосіб:

якщо $p \le p_{vap}$

$$R_e = F_{vap} \frac{3\alpha_{nuc} \left(1 - \alpha\right) \rho_{vap}}{R_b} \sqrt{\frac{2\left(p_{vap} - p\right)}{3\rho_1}}, \quad (14)$$

якщо $p \ge p_{vap}$

$$R_{c} = F_{cond} \frac{3\alpha \rho_{vap}}{R_{b}} \sqrt{\frac{2\left(p - p_{vap}\right)}{3\rho_{1}}}.$$
 (15)

Згідно з моделлю кавітації, запропонованої у праці [16], Рівняння для об'ємної частки пари отримують із виразу

$$R = \frac{\partial}{\partial t} \left(\rho_{vap} \alpha \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho_{vap} \alpha \overline{u}_j \right), \qquad (16)$$

де *R* – швидкість випаровування, кг/год.

$$R = \frac{\rho_{vap}\rho_1}{\rho} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \frac{\partial (u_j \alpha)}{\partial x_j} \right).$$
(17)

При підставленні рівняння(16) в рівняння (17) отримаємо

$$R = \frac{\rho_{vap}\rho_1}{\rho}\alpha(1-\alpha)\frac{3}{R_b}\sqrt{\frac{2}{3}\frac{\left(p_{vap}-p\right)}{\rho_1}}.$$
(18)

Радіус бульбашки визначено з виразу

$$R_b = \left(\frac{\alpha}{1-\alpha} \frac{3}{4\pi} \frac{1}{n_b}\right)^{\frac{1}{3}}.$$
 (19)

Також у цій моделі єдиним параметром, який необхідно визначити, є кількість сферичних бульбашок у об'ємі рідини n_b .

Рівняння (18) також використовується для моделювання процесу конденсації. Кінцева форма моделі виглядає таким чином:

якщо $p \le p_{vap}$

$$R_e = \frac{\rho_v \rho_1}{\rho} \alpha \left(1 - \alpha\right) \frac{3}{R_b} \sqrt{\frac{2}{3} \frac{\left(p_{vap} - p\right)}{\rho_1}}, \quad (20)$$

якщо $p \ge p_{vap}$

$$R_{c} = \frac{\rho_{v}\rho_{1}}{\rho}\alpha(1-\alpha)\frac{3}{R_{b}}\sqrt{\frac{2\left(p-p_{vap}\right)}{\rho_{1}}}.$$
 (21)

У праці [17] показано, що в разі, коли ультразвукова частота невелика (<1 МГц) й амплітуда тиску набагато менша від атмосферного статичного тиску (101 кПа), бульбашка буде перебувати в стані стійкої кавітації – коливатися навколо свого початкового радіуса в періодичному режимі. Опис даного процесу запропоновано здійснювати за допомогою емпіричного рівняння на основі спрощеної моделі Келлера-Херрінга [18]

$$R_0 \cong 3\left\{M\Gamma \mu\right\} \frac{\mu m}{f_0^{lin}},\tag{22}$$

Параметри ультразвукових кавітаційних режимів												
f,	Р, МПа											
ΜΓц	0,01	0,1	0,3	0,5	0,7	1,0	3,0	5,0	8,0			
0,5	4,7795	2,19727	0,8092	0,4899	0,3508	0,2459	0,0820	0,0492	0,03078			
1,0	3,1273	1,9404	0,7942	0,4865	0,3495	0,2454	0,0820	0,0492	0,03077			
3,0	1,4147	1,2281	0,7101	0,4651	0,3413	0,2425	0,0819	0,0492	0,03076			
5,0	0,9290	0,8697	0,6152	0,4351	0,3289	0,2380	0,0817	0,0492	0,03075			

де R_0 – радіус бульбашки, мкм; μ – коефіцієнт зсувної в'язкості, f_0^{lin} – ультразвукова частота, МГц.

Слід зазначити, що при більш високому рівні тиску реакція бульбашок також багато в чому залежить від амплітуди тиску ультразвукового поля і, отже, рівняння (22) вже неможливе в цьому сценарії «інерційної кавітації».

У праці [18] отримано вирази, що дозволяють обчислити оптимальний початковий радіус бульбашки для максимального розширення залежно від ультразвукової частоти й амплітуди тиску

$$R_{optimal} = \frac{1}{\sqrt{0,0327F^2 + 0,0679F + 16,5P^2}},$$
(23)

де Р – амплітуда тиску для ультразвукової синусоїдальної хвилі, МПа; f – частота, МГц; $R_{ontimal}$ – початковий оптимальний радіус бульбашки, мкм.

Наприклад, якщо f=1 МГц, P=1 МПа, то оптимальний радіус бульбашок дорівнює 0,2454 мкм.

Розрахунок (табл. 1) охоплює діапазон частот, МГц, амплітуди тиску, МПа і радіусів, мкм, що використовуються в моделюванні [17]. Слід відзначити, що при f=0,5 МГц і тиску P=8,0 МПа початковий радіус *R*=30,75 нм.

Виконавши перетворення залежності (23), отримаємо квадратне рівняння, що включає функцію оптимальної частоти для певного розміру бульбашок

$$0,0327F^{2} + 0,0679F + 16,5P^{2} - \frac{1}{R_{optimal}} = 0, \quad (24)$$

звідки F(R) при відомій величині тиску P можна визначити з виразу

$$F(R) = \frac{-0,0679 \pm \sqrt{0,0679^2 - 4 \cdot 0,0327 \cdot \left(6,5P^2 - \frac{1}{R}\right)}}{2 \cdot 0,0327}.$$
(25)

де R_{optimal} – оптимальний розмір газових бульбашок, мкм; $F(\Box)$ – частота високоенергетичного ультразвуку, МГц.

Отже, формування кавітаційного режиму при відомому розмірі газових бульбашок R_{optimal} досягається впливом на пульпу високоенергетичного ультразвуку з частотою $F(R_{optimal})$.

Позначимо через f(R) функцію розподілення бульбашок за розмірами, тоді величина f(R) dR визначає частку бульбашок, розміри яких знаходяться в межах від R до R + dR.

У табл. 2 наведено значення функції f(R), які використовувалися в розрахунках.

Таблиця 2

Значення функції розподілення газових бульбашок за розмірами

<i>R</i> , м ×10 ⁻⁶	3	5	10	20	50
<i>f</i> (<i>R</i>), м ⁻¹	0,0054	0,0273	0,0545	0,330	0,545
<i>R</i> , м×10 ⁻⁴	1,5	2,0	2,5	3,0	3,5
$f(R), \mathrm{m}^{-1} \times 10^{-3}$	49	21,2	10,9	6,5	4,1

Графік функції f(R) наведено на рис. 1.



бульбашок за розмірами

Одержані залежності дозволяють визначити оптимальну частоту високоенергетичного ультразвуку для підтримання кавітаційних процесів у залі-

Таблиця 1

зорудній пульпі в залежності від параметрів її складових.

Отже для формування керованих кавітаційних процесів та акустичних течій у залізорудній пульпі необхідно виконати моделювання динамічних ефектів високоенергетичного ультразвуку у гетерогенному середовищі.

Моделювання поведінки повітряних бульбашок під дією ультразвукового випромінювання виконано з використанням спеціалізованого програмного пакету «Bubblesim» у середовищі MATLAB [19].

Динаміка розміру повітряних бульбашок у процесі моделювання визначалась на основі модифікованого рівняння Релея-Плессета [20]:

$$\ddot{a}a + \frac{3}{2}\dot{a}^2 + \frac{p_0 + p_i(t)p_L}{\rho} - \frac{a}{pc}\dot{p}_L = 0 \qquad (26)$$

де a – радіус бульбашки, м; p_0 – гідростатичний тиск, Па; p_i – акустичний тиск, Па; p_L – тиск на поверхні бульбашки, Па; ρ – густина рідини, кг/м³; c – швидкість звуку, м/с.

Для визначення величини поверхневого тиску бульбашки *p*_L використано залежність:

$$p_L = -4\eta_L \frac{\dot{a}}{a} - \left(T_2 - T_1\right) + p_g \left(\frac{a_e}{a}\right)^{3k}$$
(27)

де η_L – коефіцієнт внутрішнього тертя; T_1 , T_2 – натяг відповідно внутрішньої і зовнішньої стінок бульбашки; p_g – внутрішній тиск газу бульбашки, Па; k – газова константа політропного процесу.

Результати моделювання у урахуванням нелінійних ефектів високоенергетичного ультразвуку представлено на рис. 2: початковий імпульс (рис. 2, a), розсіяний імпульс: (рис. 2, δ); змінення радіусу бульбашки (рис. 2, s), спектр сигналу (рис. 2, z).

У процесі дослідження значення амплітуди радіаційного тиску ультразвуку становило 0,3 МПа, водночас частота ультразвуку змінювалась: 1 МГц, 3 МГц, 5МГц (рис. 2)

Для моделювання процесу поширення ультразвукового сигналу в рідкому середовищі в умовах зміни швидкості поширення звуку та зміни щільності використовують метод *k*-space першого й другого порядку, заснований на системі лінійних рівнянь першого порядку [21]. Для двовимірного середовища без втрат ці рівняння мають такий вигляд [21,22].



Рис. 2. Результати моделювання кавітаційних процесів при впливі високоенергетичного ультразвуку: а – початковий імпульс; б – розсіяний імпульс: в – змінення радіусу бульбашки; г – спектр сигналу

$$\rho(r)\frac{\partial u(r,t)}{\partial t} = -\nabla p(r,t),$$

$$\frac{1}{\rho(r)c(r)^2}\frac{\partial p(r,t)}{\partial t} = -\nabla u(r,t),$$
(28)

де u – вектор коливання швидкості ультразвукової частки з компонентами u_x та u_y, p – флуктуації ультразвукового тиску; $\rho(r)$ – густина середовища; c(r) – швидкість звуку в середовищі; r – вектор координат (x, y).

Хвильове рівняння другого порядку, яке відповідає виразу (28), має такий вигляд [21,22]

$$\nabla\left(\frac{1}{\rho(r)}\nabla p(r,t)\right) - \frac{1}{\rho(r)c(r)^2}\frac{\partial^2 p(r,t)}{\partial t^2} = 0.$$
 (29)

Розглянемо процедуру чисельного розв'язання наведених вище рівнянь методом k-space. Для спрощення міркувань приймемо, що швидкість звуку й густина є сталими, тобто $\rho(r) = r_0$, $c(r) = c_0$. Загальні принципи, які покладено в основу методу k-space, надано в праці [23]. При цьому метод, який розглядається, може бути розширений до випадку гетерогенного середовища.

Цей принцип покладено в основу псевдоспектральних методів, описаних зокрема в [24], у яких просторові похідні з рівняння (28) обчислюються з використанням дискретного перетворення Фур'є й часової ітерації, що реалізуються з використанням методів Адамса-Башфорта та Адамса-Мультона четвертого порядку. Для випадку однорідної швидкості звуку і щільності рівняння (28) можна записати в просторово-частотній області таким чином

$$\frac{\partial^2 \hat{p}(k,t)}{\partial t^2} = -c_0^2 k^2 \hat{p}(k,t), \qquad (30)$$

де $\hat{p}(k,t)$ – двовимірне просторове перетворення Фур'є флуктуації ультразвукового тиску p(r,t).

Дискретне уявлення лівої частини рівняння (30) отримано з використанням методу кінцевих різниць другого порядку. Отже, наближений псевдоспектральний метод описується виразом

$$\frac{p(r,t+\Delta t) - 2p(r,t) + p(r,t-\Delta t)}{(\Delta t)^2} =, \quad (31)$$
$$= c_0^2 F^{-1} (k^2 F(p(r,t)))$$

де *F* – оператор двовимірного просторового перетворення Фур'є. У численних реалізаціях рівняння (31) просторові похідні від правої частини рівняння (30) точно представлено з використанням дискретного перетворення Фур'є. Водночас, розглянуті псевдоспектральні методи [21,24], як правило, використовують методи часового інтегрування вищого порядку, щоб зменшити помилки дисперсії. Проте, для однорідного середовища часову ітерацію може бути виконано точно, тобто без будь-якої дисперсії з використанням методу k - t простору [23]

$$\frac{\hat{p}(k,t+\Delta t) - 2\hat{p}(k,t) + \hat{p}(k,t-\Delta t)}{(\Delta t)^{2} \sin(c_{0}\Delta tk/2)^{2} / (c_{0}\Delta tk/2)^{2}} = -(c_{0}k)^{2} \hat{p}(k,t)$$
(32)

Метод часової ітерації (32) математично еквівалентний методу, представленому на початку праці [21].

Як показано в праці [23], часова точність даного методу випливає з точного дискретного подання диференціального рівняння гармонійного осцилятора, описаного в праці [25]. Часову ітерацію може бути виконано в просторово-частотній області, як показано в праці [23], з використанням узагальненої форми рівняння (32). Еквівалентний ітераційний метод може бути отримано за допомогою зворотного просторового перетворення Фур'є рівняння (32). Отримана ітераційна формула має вигляд [21]

$$\frac{p(r,t+\Delta t)-2p(r,t)+p(r,t-\Delta t)}{(\Delta t)^2} = c_0^2 F^{-1}\left(k^2 \frac{\sin(c_0 \Delta t \ k/2)}{c_0 \Delta t \ k/2} F(p(r,t))\right).$$
(33)

До правої частини рівняння (33) застосовується *k*-space оператор другого порядку, який має вигляд

$$\left(\nabla^{(c_0 \Delta t)}\right)^2 p(r,t) \equiv = -F^{-1} \left(k^2 \frac{\sin(c_0 \Delta t \ k/2)^2 F(p(r,t))}{(c_0 \Delta t \ k/2)^2} \right), \quad (34)$$

де $(c_0 \Delta t)$ – верхній індекс, який позначає, що використовуються оператори є стандартним оператором градієнта, але при цьому є функціями параметра $(c_0 \Delta t)$.

Форма рівняння (33) говорить про те, що метод *k*-space другого порядку можна розглядати як модифікований метод кінцевих різниць, у якому просторовий лапласіан замінюється *k*-space оператором. Водночас *k*-space оператор у рівнянні (33) включає елемент часової корекції, пов'язаний із *k-t* просторовим ітератором рівняння (32).

Для застосування k-space методу до системи piвнянь першого порядку, що описують поширення хвиль, може бути використаний k-space оператор другого порядку шляхом його розділення на частини, які пов'язані з кожним просторовим напрямком. Для двовимірного випадку ця процедура виконується в такий спосіб

$$\begin{aligned} \frac{\partial p(r,t)}{\partial^{(c_0 \Delta t)^+} x} &= F^{-1} \left(ik_x e^{ik_x \Delta_x/2} \frac{\sin(c_0 \Delta t \ k/2)}{c_0 \Delta t \ k/2} F(p(r,t)) \right); \\ \frac{\partial p(r,t)}{\partial^{(c_0 \Delta t)^+} y} &\equiv F^{-1} \left(ik_y e^{ik_y \Delta_y/2} \frac{\sin(c_0 \Delta t \ k/2)}{c_0 \Delta t \ k/2} F(p(r,t)) \right); \\ \frac{\partial p(r,t)}{\partial^{(c_0 \Delta t)^-} x} &\equiv F^{-1} \left(ik_x e^{ik_x \Delta_x/2} \frac{\sin(c_0 \Delta t \ k/2)}{c_0 \Delta t \ k/2} F(p(r,t)) \right); \\ \frac{\partial p(r,t)}{\partial^{(c_0 \Delta t)^-} y} &\equiv F^{-1} \left(ik_y e^{ik_y \Delta_y/2} \frac{\sin(c_0 \Delta t \ k/2)}{c_0 \Delta t \ k/2} F(p(r,t)) \right); \end{aligned}$$
(35)

так що

$$\left(\frac{\partial p(r,t)}{\partial^{(c_0 \Delta t)^+} x} \frac{\partial p(r,t)}{\partial^{(c_0 \Delta t)^-} x} + \frac{\partial p(r,t)}{\partial^{(c_0 \Delta t)^+} y} \frac{\partial p(r,t)}{\partial^{(c_0 \Delta t)^-} y} \right) p(r,t) =$$

$$= \left(\nabla^{(c_0 \Delta t)} \right)^2 p(r,t)$$

$$(36)$$

Просторово-частотні компоненти k_x і k_y визначено так, що $k^2 = k_x^2 + k_y^2$.

Використання операторів рівняння (35) у рівнянні (28) дозволяє сформувати *k*-space метод першого порядку, еквівалентний рівнянням (33). Застосування експоненціальних коефіцієнтів із рівняння (35) вимагає оцінювання швидкостей ультразвукової хвилі u_x і u_y по точках сітки з інтервалами $\Delta x/2$ і $\Delta y/2$ відповідно. Отриманий алгоритм має вигляд

$$\frac{u_{x}(r_{1},t^{+})-u_{x}(r_{1},t^{-})}{\Delta t} = \frac{1}{\rho(r_{1})} \frac{\partial p(r,t)}{\partial^{(c_{0}\Delta t)^{+}}x};$$

$$\frac{u_{y}(r_{2},t^{+})-u_{y}(r_{2},t^{-})}{\Delta t} = \frac{1}{\rho(r_{2})} \frac{\partial p(r,t)}{\partial^{(c_{0}\Delta t)^{+}}y};$$

$$\frac{p(r,t+\Delta t)-p(r,t)}{\Delta t} =$$

$$= -\rho(r)c(r)^{2} \left(\frac{\partial u_{x}(r_{1},t^{+})}{\partial^{(c_{0}\Delta t)^{-}}x} + \frac{\partial u_{y}(r_{2},t^{+})}{\partial^{(c_{0}\Delta t)^{-}}y}\right),$$

$$r_{1} \equiv (x+\Delta x/2,y), r_{2} \equiv (x,y+\Delta y/2), \quad (20)$$

де

$$r_{1} \equiv (x + \Delta x / 2, y), r_{2} \equiv (x, y + \Delta y / 2),$$

$$t^{+} \equiv t + \Delta t / 2, t^{-} \equiv t - \Delta t / 2.$$
(38)

У рівнянні (37) коефіцієнти c_0 і ρ_0 , замінені просторово, змінюються значеннями швидкості звуку й щільності c(r) і r(r). Просторове розподілення в рівнянні (37) неявно вводиться в просторові похідні розглянутих операторів. Наприклад, оператори $\partial/\partial^{(c_0 \Delta t)^*} x$ і $\partial/\partial^{(c_0 \Delta t)^-} x$, що визначаються за формулою (35), відповідають за властивістю зсуву перетворення Фур'є похідним, розрахованим після просторових зрушень $\Delta x/2$ і $-\Delta x/2$ відповідно. Розрахунок потужності високоенергетичного ультразвуку, що дозволяє підтримувати кавітаційні режими у залізорудній пульпі, здійснювався на основі отриманих вище результатів дослідження поширення фронту ультразвукового імпульсу за допомогою пакета HIFUSimulator v1.2 [26]. Результати розрахунку наведено на рис. 3–8.



Рис. 5. Осьове розподілення тиску п'яти перших гармонік ультразвукового випромінювання



Рис. 6. Осьові піки тиску в ультразвуковому випромінюванні

Результати моделювання дозволяють зробити висновок про те, що для підвищення якості очищення часток руди перед флотацією доцільно здійснювати просторовий вплив на залізорудну пульпу високоенергетичного ультразвуку з частотою 20 кГц в кавітаційному режимі, модульованого високочастотними імпульсами з частотою від 1 до 5 МГц.



Рис. 7. Розподілення радіального тиску п'яти перших гармонік у фокусі ультразвукового випромінювання



Рис. 8. Форма ультразвукової хвилі по осі випромінювання на відстані (z=7,73 см), що відповідає піковій інтенсивності

Водночас, до причин утворення флокул з часток магнетиту залізорудної пульпи, які у процесі збагачення переміщаються відносно один одного і взаємодіють своїми полюсами, відносять рух феромагнітних часток в магнітному полі в напрямку зменшення загальної магнітостатичної енергії (енергії вільних полюсів) [27–29]. Дане явище є невід'ємною складовою процесу збагачення тонкоподрібнених матеріалів з суттєвими магнітними властивостями і безпосередньо впливає на ефективність їх збагачення. Розміри флокул можуть варіюватись у діапазоні від 2 до 1000 діаметрів часток, що їх утворюють.

У праці [30] досліджено вимушені коливання монополярних доменних меж під дією ультразвукових хвиль, що поширюються вздовж них. Дане явище пояснюється тим, що ультразвук викликає в частках заліза змінні механічні напруження, що призводить до збільшення величини магнітопружної енергії U_d , яка загалом визначається з виразу

$$U_d = -\sigma \cdot \lambda , \qquad (39)$$

де λ – магнітострикція; σ – напруження.

Відповідно до закону анізотропії М.С. Акулова, вираз для U_d має такий вигляд [31]

$$U_{d} = -\sigma \cdot \left(a_{1} \sum_{i=1,2,3} \left(S_{i}^{2} \beta_{i}^{2} - \frac{1}{3} \right) + a_{2} \sum_{i \neq j} \left(S_{i} S_{j} \beta_{i} \beta_{j} \right) \right).$$
(40)

Для збереження умови

$$\frac{\partial \left(U_{\kappa} + U_{d} + U_{\mu}\right)}{\partial \alpha} = 0, \qquad (41)$$

де U_{κ} – енергія магнітної анізотропії кристала; U_{μ} – енергія зовнішнього магнітного поля.

Відповідно до виразів (39)–(41) якщо зміниться енергія U_{μ} , то й намагніченість часток збільшиться.

Взаємодія магнітних мас у процесі флокуляції описується відповідно до закону Кулона, що дозволяє визначити силу флокулоутворення $F_{\phi\pi}$ [27]:

$$F_{\phi_{\pi}} = \sigma_{\phi_{\pi}} s = k \chi^2 H^2 s^2 / (\mu_0 r^2)$$
(42)

де σ_{фл} - міцність флокул, S - площа поперечного перерізу флокули, k - коефіцієнт, уточнений координату точки «зосередження магнітної маси, χ - магнітна сприйнятливість, H - напруженість магнітного поля, r - відстань взаємодії.

Міцність флокул визначається виразом [27]:

$$\sigma_{\phi\pi} = kJ^2 / \left(1 - \chi N\right)^2 \tag{43}$$

де k – коефіцієнт пропорційності; J – намагніченість флокули; N – коефіцієнт розмагнічування флокули. Дану характеристику також оцінюють на основі виразу енергії феромагнетика:

$$F_{\phi a} = -\frac{dU}{dx} = -\frac{d(BHV)}{dx} = -0,5BHS = -0,5\mu H^2 s$$

$$\sigma_{\phi a} = 0,5\mu H^2$$
(44)

При дослідженні процесу флокулоутворення та дефлокуляції необхідно враховувати залежність величини магнітної сприйнятливості χ_c від тривалості намагнічування t. Графічне представлення залежності для водної суспензії суміші магнетиту з кварцом представлено на рис. 9 [29].



Рис. 9. Залежність магнітної сприйнятливості водної суспензії суміші магнетиту з кварцом від тривалості намагнічування

Залежність між ступенем флокуляції Ф та напруженістю поля Н має такий вигляд [27,28]:

$$\psi = k_1 H_0^2 + \Delta \psi \delta \left(H - H_{\kappa p} \right) + + \left(1 + \psi_2 \right) \left(1 - \exp \left(-k_2 \left(H - H_{\kappa p} \right) \right) \right)$$
(45)

де H₀ - початкова напруженість магнітного поля, що викликає рівноважну оборотну флокуляцію; $\Delta \psi = \psi_1$ ψ₂ - приріст ступеня флокуляції за рахунок лавинного процесу; ψ_1 - ψ_2 - ступеня флокуляції на початку і кінці лавинного процесу відповідно, які є функціями концентрації, формфактору, розміру та магнітної сприйнятливості флокулюючих часток; Нкр - критична напруженість поля, що викликає лавинну флокуляцію ($H_0 < H_{\kappa p}$); k_1, k_2 - коефіцієнти інтенсивності процесу, які представлені як функції концентрації, магнітної сприйнятливості, форм-фактора, параметра Рейнольдса для гідромеханічного режиму руху середовища, розміру часток віл часу $\left[k_{2}=f\left(C,N,\aleph,R_{e},d,t
ight)
ight];\ \delta\left(H-H_{\scriptscriptstyle kp}
ight)$ - функція Дірака від напруженості; $\int_{H_{sp}-\Delta}^{H_{sp}+\Delta} \delta(H-H_{sp}) dH = 1$, де Δ

мале число. Графічне представлення даної залежності подано на рис. 10 [29].



Рис. 10. Залежність ступеня флокуляції часток феромагнітного мінералу

від напруженості магнітного поля:
—— – швидке намагнічування;
повільне намагнічування

Залежність величини частки матеріалу вузької фракції, вилученого у флокули (ступінь флокуляції) Е, одержана у праці [28], показує істотну залежність ступеня флокуляції від вмісту феромагнітного компонента в залізорудній пульпі:

$$E = 1 - \exp\left(-\frac{r_0 v_0 t}{\int_{r_0}^{R_{\phi}} \exp\left(-k \chi d\left(r_0^{-1} - r^{-1}\right) / (3\pi \mu D_t)\right) r dr}\right)$$
(46)

де г₀ - радіус флокули; v₀ - швидкість часток вузької фракції біля поверхні флокули; t - час флокуляції; D_t - коефіцієнт турбулентної дифузії. Слід відзначити, що зі зменшенням крупності магнітна сприйнятливість магнетика різко знижується, а коерцитивної сила також різко зростає, що пояснюється наближенням до монодоменного розміру магнетиту, і ускладнює умови протікання флокуляції.

Аналіз результатів виконаних досліджень дозволив зробити висновок про те, що для підвищення ефективності процесу флотації шляхом дезінтеграції рудних флокулоутворень доцільно здійснювати просторовий вплив на залізорудну пульпу, який включає комбінацію високоенергетичного ультразвуку та імпульсного магнітного поля спадної напруженості.

На рис. 11 представлено результати експериментальних досліджень використання пристрою розмагнічування часток залізорудної пульпи, одержані із застосуванням ультразвукового гранулометру «Пульсар». Результати вимірювання на інтервалі 0-150 с одержано при вимкненому пристрої, результати вимірювання на інтервалі 151-300 – при увімкненому пристрої розмагнічування пульпи.



Рис. 11. Результати експериментальних досліджень використання пристрою розмагнічування часток залізорудної пульпи

Результати моделювання дозволяють зробити висновок про те, що для підвищення якості очищення часток руди перед флотацією доцільно здійснювати просторовий вплив на залізорудну пульпу, який включає комбінацію високоенергетичного ультразвуку з частотою 20 кГц в кавітаційному режимі, модульованого високочастотними імпульсами з частотою від 1 до 5 МГц та імпульсного магнітного поля спадної напруженості. Наступним етапом є розрахунок характеристик зазначених впливів та визначення параметрів пристрою для дезінтеграції рудних флокулоутворень у потоці пульпи на основі ультразвукової фазованої решітки.

Висновки. Для підвищення ефективності флотаційного доведення магнетитових концентратів шляхом дезінтеграції рудних флокулоутворень та очищення поверхні часток доцільно застосовувати нелінійні ефекти поля високоенергетичного ультразвуку для формування і підтримання у залізорудній пульпі кавітаційних процесів і акустичних течій. На підставі дослідження закономірностей протікання кавітаційних процесів одержано залежності, які дозволяють визначити оптимальну частоту високоенергетичного ультразвуку для підтримання кавітаційних процесів у залізорудній пульпі в залежності від параметрів її складових.

На основі результатів моделювання встановлено, що для підвищення якості очищення часток руди перед флотацією доцільно здійснювати просторовий вплив на залізорудну пульпу, який включає комбінацію високоенергетичного ультразвуку з частотою 20 кГц в кавітаційному режимі, модульованого високочастотними імпульсами з частотою від 1 до 5 МГц та імпульсного магнітного поля спадної напруженості.

Література

- Губин Г. В., Ткач В. В., Равинская В. О. Применение ультразвука для очистки поверхности измененных минеральных частиц перед флотацией. Качество минерального сырья : сб. научн. трудов. 2017. Т. 1. С. 341– 349.
- Morkun, V., Morkun, N., Pikilnyak, A. The adaptive control for intensity of ultrasonic influence on iron ore pulp. *Metallurgical and Mining Industry.* 2014. Vol. 6(6), P. 8-11.
- Fornberg B. A Practical Guide to Pseudospectral Methods. Cambridge University Press, Cambridge, 1996.
- Golik V., Komashchenko V., Morkun V., Zaalishvili V. Enhancement of lost ore production efficiency by usage of canopies. *Metallurgical and Mining Industry*. 2015. Vol. 7 (4), P. 325-329.
- Morkun V., Semerikov S., Hryshchenko S., Slovak K. Environmental geo-information technologies as a tool of preservice mining engineer's training for sustainable development of mining industry. *CEUR Workshop Proceedings*. 2017. Vol. 1844, P. 303-310.
- Ambedkar B., Nagarajan R., Jayanti S., Investigation of high-frequency, high-in- tensity ultrasonics for size reduction and washing of coal in aqueous medium, Ind. *Eng. Chem. Res.* 2011. Vol. 50. 13210–13219.
- Ambedkar B. Ultrasonic coal-wash for de-ashing and desulfurization: experimental investigation and mechanistic modeling, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2012.
- Morkun V., Morkun N., Tron V. Distributed closed-loop control formation for technological line of iron ore raw materials beneficiation. Metallurgical and Mining Industry. 2015. Vol. 7(7). P. 16-19.
- Morkun V., Morkun N. Estimation of the crushed ore particles density in the pulp flow based on the dynamic effects of high-energy ultrasound. *Archives of Acoustics*. 2018. Vol. 43 (1). P. 61-67.
- Harrison C.D., Raleigh C.E., Jr., Vujnovic B.J. The use of ultrasound for cleaning coal, in: *Proceedings of the 19th Annual International Coal Preparation Exhibition and Conference, Lexington*, KY, USA, 2002, P. 61–67.
- Morkun V., Morkun N., Tron V. Model synthesis of nonlinear nonstationary dynamical systems in concentrating production using Volterra kernel transformation. *Metallurgical and Mining Industry*. 2015. Vol. 7(10), P. 6-9.
- Morkun V., Morkun N., Tron V. Distributed control of ore beneficiation interrelated processes under parametric uncertainty. Metallurgical and Mining Industry. 2015. Vol. 7(8). P. 18-21.

- Kozubkova M., Rautova J., Bojko M. Mathematical model of cavitation and modelling of fluid flow in cone. *Procedia Engineering*. 2012. Vol. 39. P. 9–18.
- Singhal, A. K., Li H. Y., Athavale M. M., Jiang Y. Mathematical basis and validation of the full cavitation model. *Journal of Fluids Engineering*. 2002. Vol. 124. P. 617-624
- Zwart J., Gerber A. G., Belamri T., Two-phase flow model for predicting cavitation dynamics. *International Journal* of Rotating Machinery. 2004. Vol. 10. P. 15–25.
- Schnerr, G. H.; and Sauer, J. Physical and Numerical Modeling of Unsteady Cavitation Dynamics. In Fourth International Conference on Multiphase Flow, New Orleans, USA, 2001.
- Hu Zh. Comparisonof Gilmore-Akulichevequationand Rayleigh-Plesset equation on the rapeutic ultrasound bubble cavitation. Graduate Theses and Dissertations. Paper 13458. 44 p.
- Carvell K. J., Bigelow T. A. Dependence of optimal seed bubble size on pressure amplitude at therapeutic pressure levels. *Ultrasonics*. 2011. Vol. 51(2). P. 115-122.
- Hoff L., Sontum P. C., Hovem J. M. Oscillations of polymeric microbubbles: Effect of the encapsulating shell. J. Acoust. Soc. Am. 2000. Vol. 107. P. 2272-2280.
- Hoff L. Acoustic characterization of contrast agents for medical ultrasound imaging. Dordrecht ; London: Kluwer Academic Publishers, 2001.
- Tabei M., Mast T. D., Waag R. C. A k-space method for coupled first-order acoustic propagation equations. *Acoustical Society of America*. 2002. Vol. 111 (1), Pt. 1. P. 53-63.
- 22. Pierce D., Acoustics: An Introduction to its Physical Principles and Applications, 2nd ed. *Acoustical Society of America*, Woodbury, NY, 1989.
- Mast T. D., Souriau L. P., Liu D.-L., Tabei M., Nachman A. I., Waag R. C. A k-space method for large-scale models of wave propagation in tissue. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control.* 2001. Vol. 48. P. 341–354.
- Wojcik G., Fornberg B., Waag R., Carcione L., Mould J., Nikodym L., Driscoll T. Pseudospectral methods for largescale bioacoustic models. *Proc. IEEE Ultrason. Symp.* 1997. Vol. 2. P. 1501–1506.
- Mickens R. A. Nonstandard finite difference models of differential equations. World Scientific, Singapore, 1994.
- Soneson J. HIFU Simulator v1.2. URL: http://www.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/ 30886-high-intensity-focused-ultrasound-simulator.
- 27. Кармазин В.И., Кармазин В.В.. Магнитные методы обогащения. М.: Недра, 1984. 416 с.
- Кармазин В.В., Кармазин В.И. Магнитные, электрические и специальные методы обогащения полезных ископаемых. М.: Издательство МГТУ, 2005. 426 с.
- Сотнікова Т. Г. Оптимальне керування процесом подрібнення залізних руд в умовах невизначеності : дис. канд. техн. наук : 05.13.07 / Т. Г. Сотнікова. – Сєверодонецьк, 2016. 190 с.
- Власко-Власов В. К., Тихомиров О. А. Коливання монополярних доменних стінок в полі ультразвукової хвилі. Фізика твердого тіла. 1991. Том 33, №12. С. 3498–3501.
- Акулов Н. С. Ферромагнетизм. М.: Гостехтеоретиздат, 1939. 188 с.

References

1. Gubin G. V., Tkach V. V., Ravinskaya V. O. Primeneniye ultrazvuka dlya ochistki poverkhnosti izmenennykh mineralnykh chastits pered flotatsiyey. *Kachestvo mineralnogo syrya : sb. nauchn. trudov.* 2017. T. 1. S. 341–349.

- Morkun, V., Morkun, N., Pikilnyak, A. The adaptive control for intensity of ultrasonic influence on iron ore pulp. *Metallurgical and Mining Industry.* 2014. Vol. 6(6), P. 8-11.
- Fornberg B. A Practical Guide to Pseudospectral Methods. Cambridge University Press, Cambridge, 1996.
- Golik V., Komashchenko V., Morkun V., Zaalishvili V. Enhancement of lost ore production efficiency by usage of canopies. *Metallurgical and Mining Industry*. 2015. Vol. 7 (4), P. 325-329.
- Morkun V., Semerikov S., Hryshchenko S., Slovak K. Environmental geo-information technologies as a tool of preservice mining engineer's training for sustainable development of mining industry. *CEUR Workshop Proceedings*. 2017. Vol. 1844, P. 303-310.
- Ambedkar B., Nagarajan R., Jayanti S., Investigation of high-frequency, high-in- tensity ultrasonics for size reduction and washing of coal in aqueous medium, Ind. *Eng. Chem. Res.* 2011. Vol. 50. 13210–13219.
- Ambedkar B. Ultrasonic coal-wash for de-ashing and desulfurization: experimental investigation and mechanistic modeling, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2012.
- Morkun V., Morkun N., Tron V. Distributed closed-loop control formation for technological line of iron ore raw materials beneficiation. Metallurgical and Mining Industry. 2015. Vol. 7(7). P. 16-19.
- Morkun V., Morkun N. Estimation of the crushed ore particles density in the pulp flow based on the dynamic effects of high-energy ultrasound. *Archives of Acoustics*. 2018. Vol. 43 (1). P. 61-67.
- Harrison C.D., Raleigh C.E., Jr., Vujnovic B.J. The use of ultrasound for cleaning coal, in: *Proceedings of the 19th Annual International Coal Preparation Exhibition and Conference, Lexington*, KY, USA, 2002, P. 61–67.
- Morkun V., Morkun N., Tron V. Model synthesis of nonlinear nonstationary dynamical systems in concentrating production using Volterra kernel transformation. *Metallurgical and Mining Industry*. 2015. Vol. 7(10), P. 6-9.
- Morkun V., Morkun N., Tron V. Distributed control of ore beneficiation interrelated processes under parametric uncertainty. Metallurgical and Mining Industry. 2015. Vol. 7(8). P. 18-21.
- Kozubkova M., Rautova J., Bojko M. Mathematical model of cavitation and modelling of fluid flow in cone. *Procedia Engineering*. 2012. Vol. 39. P. 9–18.
- Singhal, A. K., Li H. Y., Athavale M. M., Jiang Y. Mathematical basis and validation of the full cavitation model. *Journal of Fluids Engineering*. 2002. Vol. 124. P. 617-624
- Zwart J., Gerber A. G., Belamri T., Two-phase flow model for predicting cavitation dynamics. *International Journal* of *Rotating Machinery*. 2004. Vol. 10. P. 15–25.
- Schnerr, G. H.; and Sauer, J. Physical and Numerical Modeling of Unsteady Cavitation Dynamics. In Fourth International Conference on Multiphase Flow, New Orleans, USA, 2001.
- Hu Zh. Comparisonof Gilmore-Akulichevequationand Rayleigh-Plesset equation on the rapeutic ultrasound bubble cavitation. Graduate Theses and Dissertations. Paper 13458. 44 p.
- Carvell K. J., Bigelow T. A. Dependence of optimal seed bubble size on pressure amplitude at therapeutic pressure levels. *Ultrasonics*. 2011. Vol. 51(2). P. 115-122.
- Hoff L., Sontum P. C., Hovem J. M. Oscillations of polymeric microbubbles: Effect of the encapsulating shell. J. Acoust. Soc. Am. 2000. Vol. 107. P. 2272-2280.

- Hoff L. Acoustic characterization of contrast agents for medical ultrasound imaging. Dordrecht ; London: Kluwer Academic Publishers, 2001.
- Tabei M., Mast T. D., Waag R. C. A k-space method for coupled first-order acoustic propagation equations. *Acoustical Society of America*. 2002. Vol. 111 (1), Pt. 1. P. 53-63.
- Pierce D., Acoustics: An Introduction to its Physical Principles and Applications, 2nd ed. Acoustical Society of America, Woodbury, NY, 1989.
- Mast T. D., Souriau L. P., Liu D.-L., Tabei M., Nachman A. I., Waag R. C. A k-space method for large-scale models of wave propagation in tissue. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control.* 2001. Vol. 48. P. 341–354.
- Wojcik G., Fornberg B., Waag R., Carcione L., Mould J., Nikodym L., Driscoll T. Pseudospectral methods for largescale bioacoustic models. *Proc. IEEE Ultrason. Symp.* 1997. Vol. 2. P. 1501–1506.
- Mickens R. A. Nonstandard finite difference models of differential equations. World Scientific, Singapore, 1994.
- Soneson J. HIFU Simulator v1.2. URL: http://www.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/ 30886-high-intensity-focused-ultrasound-simulator.
- Karmazin V.I., Karmazin V.V.. Magnitnyye metody obogashcheniya. M.: Nedra, 1984. 416 s.
- Karmazin V.V., Karmazin V.I. Magnitnyye, elektricheskiye i spetsialnyye metody obogashcheniya poleznykh iskopayemykh. M.: Izdatel'stvo MGTU, 2005. 426 s.
- Sotnikova T. H. Optymalne keruvannya protsesom podribnennya zaliznykh rud v umovakh nevyznachenosti : dys. kand. tekhn. nauk : 05.13.07 / T. H. Sotnikova. – Severodonetsk, 2016. 190 s.
- Vlasko-Vlasov V. K., Tykhomyrov O. A. Kolyvannya monopolyarnykh domennykh stinok v poli ul'trazvukovoyi khvyli. Fizyka tverdoho tila. 1991. Tom 33, №12. S. 3498–3501.
- Akulov N. S. Ferromahnetyzm. M.: Hostekhteore-tyzdat, 1939. 188 s.

Morkun V.S., Morkun N.V., Tron V.V., Serdiuk O. Y., Haponenko I. A., Haponenko A. A. Preliminary treatment of pulp by ultrasound for cleaning of ore grains and disintegration of flocculation formations based on the effects of cavitation

The research is aimed to increase the quality of processing of magnetite concentrates in flotation technological process by disintegration of ore flocculations and cleaning the surface of ore particles Applying nonlinear effects of the highenergy ultrasound field on ore particles was proposed and the peculiarities of the formation of cavitation regimes in iron ore pulp for disintegration of ore flocculations and cleaning of the surface of ore particles were investigated. The parameters of ultrasonic influence for the formation and maintenance of cavitation processes and acoustic flows in the iron ore pulp are calculated in the basis of the generalized model of the dynamics of air bubbles, presented in the form of the Rayleigh-Plesset equation.

Depending on the parameters of iron ore pulp components the optimal frequency of high-energy ultrasound to maintain cavitation processes was determined on the basis of the obtained laws of cavitation processes. Mathematical model of the process of ultrasonic signal propagation in liquid medium under conditions of changes in the speed of sound propagation and density changes was synthesized on the basis of the k-space method of the first and second order as a system of linear equations of the first order. The calculation of the power of high-energy ultrasound, which allows to maintain cavitation regimes in the iron ore pulp, was carried out on the basis of the results of the study of the propagation of the ultrasonic pulse front using computer simulations. Based on the simulation results, it was found that to improve the quality of cleaning ore particles before flotation, it is advisable to exert a spatial effect on iron ore pulp, which includes a combination of high-energy ultrasound with a specific frequency in cavitation mode modulated by high-frequency pulses and a pulsed magnetic field of decreasing voltage. In the study of the process of flocculation and deflocculation, the dependence of the value of the magnetic susceptibility of ore particles on the duration of magnetization was taken into account. The results of experimental studies of the device for demagnetization of iron ore pulp particles usage, obtained using an ultrasonic granulometer "Pulsar".

Keywords: ultrasound, cavitation, iron ore pulp, disintegration, flocculation Моркун Володимир Станіславович – доктор технічних наук, професор, проректор з наукової роботи, Криворізький національний університет, <u>morkunv@knu.edu.ua</u> Моркун Наталя Володимирівна – доктор технічних наук, професор, завідувач кафедри автоматизації, комп'ютерних наук і технологій, Криворізький національний університет, <u>nmorkun@knu.edu.ua</u>

Тронь Віталій Валерійович – кандидат технічних наук, доцент, доцент кафедри автоматизації, комп'ютерних на-ук і технологій, Криворізький національний університет, <u>vtron@knu.edu.ua</u>

Сердюк Олександра Юріївна – асистент кафедри автоматизації, комп'ютерних наук і технологій, Криворізький національний університет,

serdiuk@knu.edu.ua

Гапоненко Ірина Анатоліївна – кандидат технічних наук, науковий співробітник, Криворізький національний університет, <u>haponenko@protonmail.com</u>

Гапоненко Альона Анатоліївна – науковий співробітник, Криворізький національний університет, <u>a.haponenko@protonmail.com</u>

Стаття подана 23.12.2021.