

*C. В. КРИВЕНКО*

## ВПЛИВ КЛАПАННОГО ЕФЕКТУ НА ЕНЕРГОЕФЕКТИВНІСТЬ ШАРОВИХ ГАЗОДИНАМІЧНИХ СИСТЕМ

На енергоефективність газодинамічних процесів шарових систем істотно впливають напрямки руху газів та властивості зернистого шару, які мають бути враховані у формулі Дарсі-Вейсбаха. Складний вигляд закономірності коефіцієнта опору від частки дрібних фракцій у шарі обґрунтовується хвилеподібною формою каналів, у яких розміщуються дрібні фракції. Однак, дане явище також може бути обґрунтовано примусовою міграцією дрібних частинок усередині порожнин шару під впливом рухомих газів. Досліджено вплив рухливості частинок під час продування повітрям розділених та змішаних зернистих шарів на коефіцієнт газодинамічного опору. Для монофракційних шарів спостерігали плавне зниження величини коефіцієнта зі збільшенням витрати повітря до переходу шару в режим псевдозрідження. Для розділених шарів виявлено злами, зумовлені формуванням малопроникувальної ділянки за рахунок розміщення дрібних фракцій у вузьких місцях між великими. Наявність такого зламу залежить від співвідношення розмірів частинок та їхньої шорсткості. Збільшення тиску під шаром забезпечує поступове переміщення дрібних фракцій вгору порожнечами між великими фракціями. Зверху утворювався шар із дрібних кульок та втрати тиску в усьому шарі стали приблизно вдвічі вищими, ніж для розділеного шару. Це зумовлено тим, що дрібні кульки повністю заповнюють порожнечі між великими котунами та загальна висота стовпа кульок у каналах шару збільшилася приблизно вдвічі по відношенню до вихідної висоти засипки. Крім того, збільшується звивистість каналів між великими котунами, якими проходить повітря, що сприяє підвищенню газодинамічного опору шару. Для монофракційної шихти дрібних кульок при критичному перепаді тиску газу спостерігається різкий перехід у «киплячий» шар, відбувається пульсації тиску  $\pm 100$  Па та витрати  $\pm 0,365 \cdot 10^{-3}$  м<sup>3</sup>/с. Після формування каналів-гейзерів відбувається мимовільне різке падіння перепаду. Жорстка структура шару, яка характерна для агломеративного процесу, забезпечує рівномірний рух газів в шарі, але клапанний ефект виникає при вмісті дрібних фракцій в шарі більше 3,1 % та підвищує енергозатрати на рух газів в шарі на 30 %. При цьому відбувається розміщення двох і більше частинок в таких порожнинах між великими та які утримуються в них за рахунок сил тертя. Усунення малопроникувального бар'єру дозволить підвищити висоту спікного шару з 400 до 550–600 мм та знизити витрати твердого палива шихти на 10–15 % за рахунок його перерозподілу по висоті.

**Ключові слова:** газопроникність, коефіцієнт опору, порозність, агломерація, зернистий шар, доменний процес.

*C. В. КРИВЕНКО*

## ВЛИЯНИЕ КЛАПАННОГО ЭФФЕКТА НА ЭНЕРГОЭФФЕКТИВНОСТЬ СЛОЕВЫХ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ СИСТЕМ

На энергоэффективность газодинамических процессов слоевых систем существенное влияние оказывают направление движения газов и свойства зернистого слоя, которые должны быть учтены в формуле Дарси-Вейсбаха. Сложный вид закономерности коэффициента сопротивления от содержания мелких фракций в слое обосновывается волнообразной формой каналов, в которых размещаются мелкие фракции. Однако, данное явление может быть обосновано принудительной миграцией мелких частиц внутри полостей слоя под влиянием подвижных газов. Исследовано влияние подвижности частиц при продувке воздухом разделенных и смешанных зернистых слоев на коэффициент газодинамического сопротивления. Для монофракционных слоев наблюдали плавное снижение величины коэффициента при увеличении расхода воздуха до перехода слоя в режим псевдоожижения. Для разделенных слоев выявлены изломы, обусловленные формированием малопроницаемого участка за счет размещения мелких фракций в узких местах между крупными. Наличие такого излома зависит от соотношения размеров частиц и их шероховатости. Увеличение давления под слоем обеспечивает постепенное перемещение мелких фракций вверх по пустотам между большими фракциями. Сверху образовался слой из мелких шаров и потери давления во всем слое стали примерно вдвое выше, чем для разделенного слоя. Это обусловлено тем, что мелкие шарики полностью заполняют пустоты между большими окатышами и общая высота столба шариков в каналах слоя увеличилась примерно вдвое по отношению к исходной высоте засыпки. Кроме того, увеличивается извилистость каналов между большими окатышами, по которым проходит воздух, что способствует повышению газодинамического сопротивления слою. Для монофракционной шихты мелких шариков при критическом перепаде давления газа наблюдается резкий переход в «кипящий» слой, происходят пульсации давления  $\pm 100$  Па и расход  $\pm 0,365 \cdot 10^{-3}$  м<sup>3</sup>/с. После формирования каналов-гейзеров происходит самопроизвольное резкое падение перепада. Жесткая структура слоя, характерная для агломерационного процесса, обеспечивает равномерное движение газов в слое, но клапаный эффект возникает при содержании мелких фракций в слое более 3,1 % и повышает энергозатраты на движение газов в слое на 30 %. При этом происходит размещение двух и более частиц в полостях между крупными гранулами и удерживаемыми в них за счет сил трения. Устранение малопроницаемого барьера позволит повысить высоту спящего слоя с 400 до 550–600 мм и снизить расход твердого топлива шихты на 10–15 % за счет его перераспределения по высоте.

**Ключевые слова:** газопроницаемость, коэффициент сопротивления, порозность, агломерація, зернистый слой, доменный процесс.

*S. V. KRIVENKO*

## INFLUENCE OF VALVE EFFECT ON ENERGY EFFICIENCY OF LAYER GASDYNAMIC SYSTEMS

The direction of gas movement and the properties of the granular layer, which must be taken into account in the Darcy-Weisbach formula, have a significant effect on the energy efficiency of gas-dynamic processes in layered systems. The complex form of the regularity of the coefficient of resistance from the content of fine fractions in the layer is justified by the wavy shape of the channels in which the fine fractions are located. However, this phenomenon can be justified by the forced migration of small particles inside the cavities of the layer under the influence of mobile gases. The influence of the mobility of particles during air blowing of separated and mixed granular layers on the coefficient of gas-dynamic resistance is investigated. A smooth decrease in the value of the coefficient with an increase in the air flow rate before the transition of the layer to the fluidization mode was observed for monofraction layers. Fractures, caused by the formation of a low-permeability area due to the placement of small fractions in narrow places between large ones, have been identified for the separated layers. The presence of such a fracture depends on the ratio of particle sizes and their roughness. The increase in pressure under the bed allows the fines to gradually move upward through the voids between the larger fractions. A layer of small balls

© С. В. Кривенко, 2021

formed on top and the pressure loss in the entire steel layer is about twice as high as for the separated layer. This is due to the fact that the small balls completely fill the voids between the large pellets and the total height of the column of balls in the channels of the layer has approximately doubled in relation to the initial filling height. In addition, the tortuosity of the channels between large pellets, through which air passes, increases, which contributes to an increase in the gas-dynamic resistance to the layer. An abrupt transition to a "fluidized" bed is observed for a monofractional charge of small balls at a critical gas pressure drop, pressure pulsations occur  $\pm 100$  Pa and consumption  $\pm 0,365 \cdot 10^{-3}$  m<sup>3</sup>/s. A spontaneous sharp drop in the drop occurs after the formation of geyser channels. The rigid structure of the layer, characteristic of the agglomeration process, ensures uniform movement of gases in the layer, but the valve effect occurs when the content of fine fractions in the layer is more than 3.1 % and increases the energy consumption for the movement of gases in the layer by 30 %. The placement of two or more particles in such cavities between large and retained in them due to friction forces occurs in this case. Elimination of the low-permeability barrier will increase the height of the dormant layer from 400 to 550–600 mm and reduce the consumption of solid fuel of the charge by 10–15 % due to its redistribution along the height.

**Keywords:** gas permeability, drag coefficient, porosity, agglomeration, granular layer, blast-furnace process.

**Вступ.** Аглодоменне виробництво є основою металургійної промисловості. Зростання енергоефективності аглодоменного виробництва вимагає розробки нових теоретично та експериментально обґрунтованих технологій та процесів, а також удосконалення існуючих.

Агломераційний та доменний процеси пов'язані з просмоктуванням або продуванням газів через шар. Кількість кисню, підведеного до зони горіння твердого палива у шарі, визначає швидкість горіння палива, а кількість і температура відхідних із зони горіння газоподібних продуктів реакції – швидкість зростання температури в шарі шихти [1].

У зв'язку з цим вертикальна швидкість спікання при вакуумній агломерації в переважній більшості випадків прямо пропорційна газопроникності спікного шару. Тому під час підготовки шихти до спікання дуже важливо забезпечити її високу газопроникність. Збільшення висоти шару, що спікається, на аглофабриці ЗСМК з 287 до 400 мм дало наступні результати [2]:

- вихід придатного збільшився з 62–64 до 71–73 %;
- вміст палива у шихті знизився з 4,25 до 3,2 %;
- зменшився вміст FeO в агломераті з 18–20 до 12–15 % з відповідним поліпшенням відновлюваності.

Поліпшення якості агломерату також позитивно впливає на доменну плавку, сприяючи зниженню витрати вартісного коксу.

Одним із основних напрямків розвитку доменного процесу в сучасних умовах вітчизняної та зарубіжної практики визнано вдосконалення завантаження доменних печей. Це викликано наявним резервом організації потоків шихти та газів. Ця проблема може бути вирішена переважно за рахунок оптимізації газодинамічного режиму доменної плавки на основі глибоких досліджень процесів методами фізичного та математичного моделювання. Забезпечення рівномірного окружного розподілу газів дозволило знизити витрати коксу до 15–25 кг/т чавуну [3].

**Аналіз літературних даних та постановка проблеми.** При описі газодинаміки зернистого шару дослідники найчастіше використовують формулу Дарсі-Вейсбаха, що визначає втрати напору при розвиненому турбулентному перебігу рідини, що не стискається, або газового потоку [4]:

$$\Delta P = \Psi \frac{H \rho U_0^2}{d} \frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon^3}, \text{ Па}, \quad (1)$$

де  $\Psi$  – коефіцієнт газодинамічного опору;

$H$  – висота шару, м;

$\varepsilon$  – порізність шару, част. од.;

$d$  – еквівалентний діаметр частинок, м;

$\rho$  – щільність газу, кг/м<sup>3</sup>;

$U_0$  – приведена швидкість газу, м/с;

$\Phi$  – показник сферичності.

Формула (1) призначена для розрахунку втрат тиску в циліндричних трубах і заснована на доповненні формули Вейсбаха коефіцієнт Дарсі опору ділянки труби довжиною  $L$  і діаметром  $D$  [5, 6]:

$$\xi = \lambda \frac{L}{D}, \quad (2)$$

де  $\lambda$  – коефіцієнт втрат на тертя довжиною.

Слід звернути увагу, що формула Дарсі-Вейсбаха є модифікованою першою частиною рівняння Бернуллі, яка розраховує кінетичну енергію, що припадає на одиницю об'єму газу (рідини) [7].

Труднощі використання формули (1) для сипких середовищ пов'язані з тим, що коефіцієнт  $\Psi$  має два максимуми при зміні частки дрібних фракцій у шарі, які вказували Т. Л. Джозеф, В. П. Тарасов та інші дослідники [8]. Для доменних шихт зі збільшенням частки дрібниці до 0,2 відбувається зростання  $\Psi$  в тричотири рази. Потім величина  $\Psi$  знижується. Якщо збільшувати частку дрібниці понад 0,4, то знову відбувається зростання  $\Psi$ . Проте чіткого пояснення закономірності зміни коефіцієнта  $\Psi$  не було представлено. Крім того, доменні шихти за властивостями суттєво відрізняються від огрудкованих агломераційних. Агломерат має форму зовсім не відповідну кулястої. Дрібні фракції в доменній шихті вільно переносяться по каналах і не мають сил зчеплення, характерних для зволжених агломераційних шихт. Також при русі газу знизу вгору в шарі доменних шихт створюються більш сприятливі умови для розсування великих і перенесенням дрібних частинок.

Авторами статті [9] встановлено, що складна форма закономірності коефіцієнта опору від частки дрібних фракцій у шарі обґрунтовується хвилеподібною формою каналів, у яких розміщуються дрібні фракції. Однак, дане явище також може бути обґрунтовано примусовою міграцією дрібних частинок усередині порожнин шару під впливом рухомих газів.

**Мета та завдання досліджень** – підвищення енергоефективності шарових газодинамічних систем на основі досліджень та аналізу впливу розміщення

дрібних гранул у шарі на закономірність зміни коефіцієнта опору формули Дарсі-Вейсбаха.

Для реалізації поставленої мети здійснювали продування зернистих шарів з витратою повітря, що збільшується, і різними фракційними складами та властивостями шихт. Витрату повітря збільшували до переходу шару режим псевдозрідження.

**Матеріали та методи дослідження впливу умов руху газів на перенесення фракцій у шарі.** Продування зернистого шару здійснювали повітрям знизу вгору в циліндричній посудині діаметром 220 мм кафедри металургії чорних металів ПДТУ. Фракції зернистого матеріалу були сфери крупністю 1, 4 і 10 мм. У зв'язку з тим, що максимальний розмір гранул більш ніж у 10 разів менший за діаметр циліндра, то пристінковий ефект не впливає на зміну газодинаміки зернистого шару [10].

Дрібні фракції діаметром 1 мм виготовлені зі скла. Великі фракції – котуни 10 мм, гранульовані із залізородного концентрату з додаванням бентоніту. Для збільшення міцності вони були обпалені у печі. Співвідношення крупності дрібних та великих фракцій складо  $\frac{1}{10}$ , яке характерне для доменних та агломераційних шихт. Вказаному співвідношенню М відповідає мінімум порізності шару при об'ємному вмісті дрібної фракції від 30 до 50 %. Згідно з дослідженнями, проміжна фракція 4 мм слабо впливає на втрати тиску газу в шарі [11]. Однак при малій кількості великої фракції 10 мм у суміші, проміжна – 4 мм має важливе значення для умов руху газів.

Для вивчення перенесення дрібних частинок у порожнечках між великими – спочатку формували шар із розділним завантаженням фракцій за висотою.

Скляні кульки мають низький коефіцієнт тертя. Шару з таких часток характерна висока плинність. При засипанні дрібних фракцій поверх шару великих – відбувається їхнє гравітаційне перетікання вниз у порожнечі між великими котунами до тих пір, поки не зустрінеться непроникний бар'єр (решітчасте дно циліндра). Тому досліди із застосуванням дрібних скляних кульок 1 мм здійснювали з їх завантаженням під шар великих котунів. У зв'язку з різним кольором скляних кульок і котунів із залізородного концентрату було зручно спостерігати за процесами, що відбуваються в шарі через прозорі стінки продувної чаші.

**Результати досліджень газодинаміки шарів сумішей фракцій.** Для порівняльного аналізу подвійних шарів, що складаються з різних фракцій по висоті, спочатку продували монофракційні шари дрібних скляних кульок та великих котунів.

При продуванні шару дрібних скляних кульок крупністю 1 мм його висота становила 55 мм. Збільшення витрати повітря супроводжувалося плавним збільшенням тиску під шаром. Різкий перехід у «киплячий» шар відбувається при критичному перепаді тиску газу  $\Delta P_{кр} = 710$  Па, витрата повітря при цьому становить  $Q_{кр} = 1,83 \cdot 10^{-3}$  м<sup>3</sup>/с. Кипіння шару нагадує собою гейзери, якими періодично виходить повітря. Таке неоднорідне псевдозрідження можна

усунути рівномірним перерозподілом газів по перерізу циліндра, що практично неможливе для доменного та агломераційного процесів. При збільшенні висоти шару лінійно зростає критичний тиск газу для переходу зернистого шару в киплячий (рис. 1). Відбувається закономірна зміна меж переходу на режим псевдозрідження (рис. 1, лінія АВ), критичний перепад тиску газу шарі описується рівнянням

$$\Delta P_{кр} = \exp(10,7 \cdot h^{0,172}) - 1, \text{ Па.} \quad (3)$$

Формула (3) показує тенденцію зміни тиску під шаром для переходу в режим псевдозрідження зі збільшенням його висоти. Розроблено детерміновані вирази, що дозволяють визначати межу переходу шару в псевдозріджений режим, що зв'язують фізичні процеси та властивості шару з утворенням пухирів у середині за аналогією до в'язких рідин [12, 13].

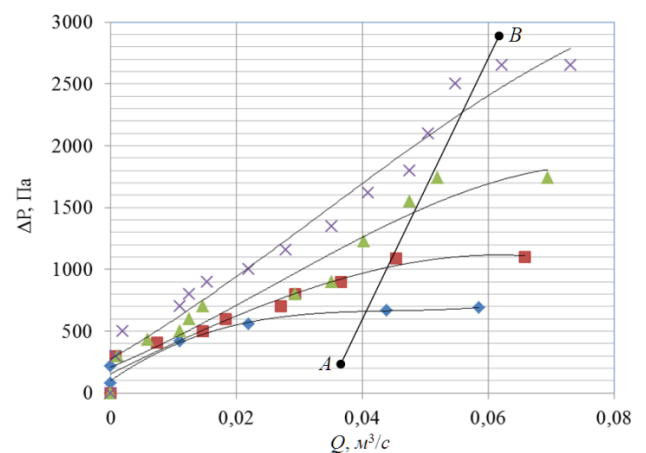


Рисунок 1 – Зміна надлишкового тиску псевдозрідження залежно від висоти шару скляних частинок діаметром 1 мм (× – висота шару 170 мм, ▲ – 120 мм, ■ – 80 мм, ◆ – 55 мм)

Скляні дрібні кульки за властивостями поверхні суттєво відрізняються від дрібної фракції доменної чи агломераційної шихти. Через сили тертя частинок всередині шару можлива інша поведінка упаковок зі збільшенням тиску під шаром. Тому проведено додаткове дослідження шару, що складається з дрібних котунів 1 мм (рис. 2). Використані котуни 1 мм виготовлені тим же методом, що і котуни 10 мм. Висота їхнього шару складала 50 мм.

Встановлено, що збільшення шорсткості поверхні котунів знизило витрату повітря крізь шар у приблизно 8 разів при однаковому тиску під шаром. Проте перехід у «киплячий» шар відбувся за однакового критичного тиску. Таким чином, на зміну стану шару більшою мірою впливають сили тиску повітря під шаром, а не його витрата. Це повністю відповідає фізичним уявленням про виникнення «киплячого» шару та висновків інших дослідників [14].

У зв'язку з тим, що скляні кульки і котуни однакової крупності при продуванні шару знизу поведуться ідентично, то в подальших дослідженнях за дрібну фракцію використані скляні кульки крупністю 1 мм.

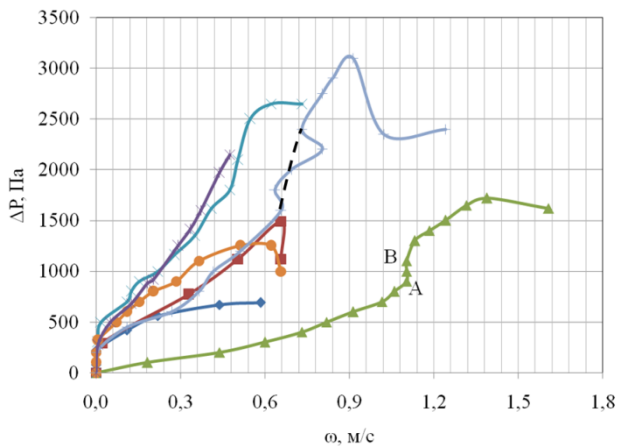


Рисунок 2 – Зміна перепаду тиску газу під шарами зазначених складів при збільшенні швидкості повітря:

- ◆ – скляні кульки діаметром 1 мм, висота шару 55 мм;
- × – скляні кульки діаметром 1 мм, висота шару 170 мм;
- – внизу котуни діаметром 1 мм, висота шару 50 мм, вгорі котуни діаметром 10 мм, висота шару 100 мм;
- ▲ – котуни діаметром 4 мм, висота шару 100 мм;
- – внизу скляні кульки діаметром 1 мм висота шару 55 мм, вгорі котуни діаметром 10 мм, висота шару 100 мм;
- + – внизу скляні кульки  $d = 1$  мм, висота шару 55 мм, вгорі котуни діаметром 4 мм, висота шару 100 мм;
- Ж – змішаний шар скляних кульок діаметром 1 мм,  $[V_1] = 71,4\%$  та котунів діаметром 10 мм,  $[V_{10}] = 28,6\%$ , загальна висота шару 125 мм

Також здійснено продування знизу котунів крупністю 10 мм з висотою шару 100 мм. При підвищенні витрати повітря крізь шар до  $0,274 \text{ м}^3/\text{с}$  втрати тиску газу в ньому несуттєві та становлять менше 20 Па.

Монофракційні шари в агломераційному та доменному виробництвах практично не зустрічаються, тому досліджено поведінку біфракційних шарів з різним співвідношенням крупності фракцій та продуквою знизу.

Формували подвійний шар, у якому нижня частина заввишки 55 мм складалася з дрібних скляних кульок діаметром 1 мм, верхня частина заввишки 100 мм – з великих котунів діаметром 10 мм. Сумарна

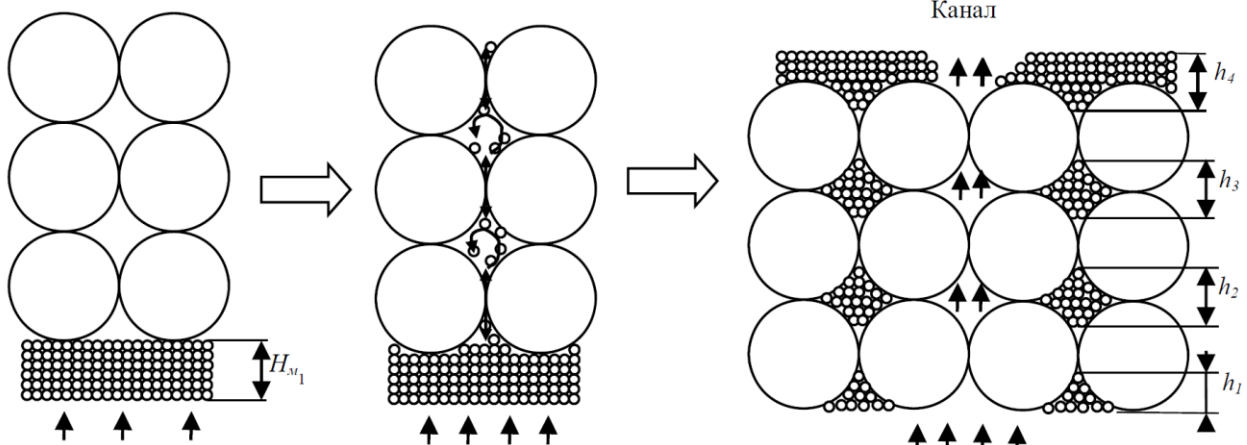


Рисунок 3 – Зміна розміщення дрібних фракцій у шарі за підвищення тиску газу під шаром

висота шару становила 155 мм. Вміст дрібних та великих частинок становив 35,5 та 64,5 %, відповідно.

Починаючи з  $\Delta P_{кр} = 1120$  Па, відбувалося поступове переміщення дрібних фракцій вгору порожнечами між великими фракціями. У зв'язку з тим, що дрібні гранули також прагнуть вниз під дією сил тяжіння, а тертя зневажливо мало, відбувалася циркуляція кульок у каналах (рис. 3). Подальше зростання тиску газу під шаром сприяло повному переміщенню дрібних фракцій з-під шару великих котунів у його порожнечі з максимальним зниженням порізності. Крім того, дрібні фракції, які не помістилися в пустотах, виносилися з шару великих котунів. Таким чином, зверху утворився шар із дрібних кульок висотою близько 15 мм. Втрати тиску в шарі стали приблизно вдвічі вищими, ніж для дослідженого раніше шару скляних кульок діаметром 1 мм. Це зумовлено тим, що досліджуваний зернистий шар характеризується об'ємним вмістом дрібних фракцій, що відповідає мінімуму порізності, при якій кульки діаметром 1 мм повністю заповнюють порожнечі між великими котунами. При цьому загальна висота стовпа кульок у каналах шару  $H_{M2} = h_1 + h_2 + h_3 + h_4 = \sum h_i$  збільшилася приблизно вдвічі по відношенню до вихідної висоти засипки (див. рис. 3). Крім того, збільшується звивистість каналів між великими котунами, якими проходить повітря, що сприяє підвищенню газодинамічного опору шару.

Аналогічно шару з кульок діаметром 1 мм сформувалися канали, які за своєю структурою нагадували гейзери, з яких періодично бульбашками виходило повітря. В результаті утворення каналів втрати тиску в шарі знизилися з 1490 до 1120 Па, а витрата повітря залишилася практично незмінною.

Ідентичні результати отримані під час продування біфракційного шару (див. рис. 2). Знизу дрібні котуни діаметром 1 мм, висота шару 50 мм. Вгорі великі котуни діаметром 10 мм, висота шару 100 мм. Сумарна висота шару 150 мм. Вміст дрібних частинок та великих становив 33,3 та 66,7 %, відповідно.

При перепаді тиску під шаром  $\Delta P_{кр} = 700$  Па внизу починають «кипіти» дрібні котуни. Відбуваються приблизно однакові процеси, як і для дрібних скляних кульок, проте при тиску під шаром у 1,5–2 рази вище. Верхній рухомий шар котунів діаметром 10 мм під впливом підйомної сили тиску і при опусканні вниз приймає форму, зручну для руху газів. При цьому дрібні фракції переміщуються нагору. Сила тиску перегруповує структуру шару з великих котунів, розміщує в порожнинах дрібні та їх надлишок переносить нагору шару. Дрібні фракції не затримуються у вузьких місцях порожнин між великими, тому що вони там не утримуються силами розклинювання і тертя, і випадають під дією сил тяжіння.

У зв'язку з тим, що скляні кульки і котуни циркулювали в каналах великого діаметра, то для усунення цього явища прийнято рішення про зменшення діаметра великої фракції на проміжну діаметром 4 мм.

Попередньо здійснили продування монофракційного шару котунів діаметром 4 мм (див. рис. 2) заввишки 100 мм. Тиск  $\Delta P_{кр} = 1650$  Па та  $Q_{кр} = 40,2 \cdot 10^{-3}$  м<sup>3</sup>/с відповідає початку поступового переходу шару в «киплячий». При цьому спостерігалися пульсації тиску  $\pm 100$  Па та витрати  $\pm 0,365 \cdot 10^{-3}$  м<sup>3</sup>/с, відповідні нестійкому шару. Після формування каналів-гейзерів відбувається мимовільне різке падіння перепаду з 1720 до 1620 Па. Зворотне зниження тиску газу під шаром супроводжується збільшенням витрат повітря через шар, ніж при прямому ході. Слід звернути увагу на зростання тиску газу під шаром з 900 до 1100 Па при постійному витраті повітря  $Q = 27,4 \cdot 10^{-3}$  м<sup>3</sup>/с при прямому перебігу експерименту (див. рис. 2, АВ). Ймовірно, це обумовлено переформуванням упаковок котунів з пухких в щільніші під впливом сил тиску нижчих шарів на верхні, тобто відбулося явище, що нагадує «утряску» сипучого шару.

Продування біфракційного шару фракцій 1 і 4 мм здійснено для умов аналогічних біфракційному шару фракцій 1 і 10 мм (див. рис. 2). У нижній частині шару висотою 55 мм розташували дрібні скляні кульки діаметром 1 мм. У верхній частині шару висотою 100 мм – котуни діаметром 4 мм. Вміст частинок діаметром 1 та 4 мм склало 35,5 та 64,5 %, відповідно.

Тиску газу під шаром 2500 Па відповідає утворення порожнечі під ним, в якій циркулюють дрібні кульки. На межі розділу фракцій 1 і 4 мм утворився замикаючий шар і почалася переміщення всього шару вгору. Таке підвісання шару виникає при аварійному режимі роботи доменних печей, що відповідає високому перепаду нижнього тиску. Дослідники відзначають, що на фурмах доменної печі також є пульсація тиску частотою 15–25 Гц [15]. Це пояснюють утворенням та руйнуванням склепін над фурменними осередками та порційним надходженням коксу до зони горіння. Встановлено, що за 7–15 хв на початок підвісання шихти відбувається різке зниження частоти коливань.

При подальшому підвищенні тиску газу під шаром  $\Delta P_{кр}$  сталося явище подібне до «вибуху». Шар миттєво «перевернуло». Великі і дрібні котуни частково змішалися, як показано на рис. 3. Повітря пішло каналами, що сформувалися в частині шару з фракцією 1 мм.

Слід зазначити, що процеси, що відбуваються в дослідженому біфракційному шарі частинок крупністю 1 і 4 мм, аналогічні монофракційним шаром з котунами 4 мм. При досягненні тиску під шаром 1600 Па та витрати повітря  $0,164 \cdot 10^{-3}$  м<sup>3</sup>/с, мабуть, відбувається перепакування шару у більш щільні структури і перепад тиску різко збільшується до 2400 Па при порівняно невеликому збільшенні витрати повітря через шар  $\Delta Q = 1,83 \cdot 10^{-3}$  м<sup>3</sup>/с.

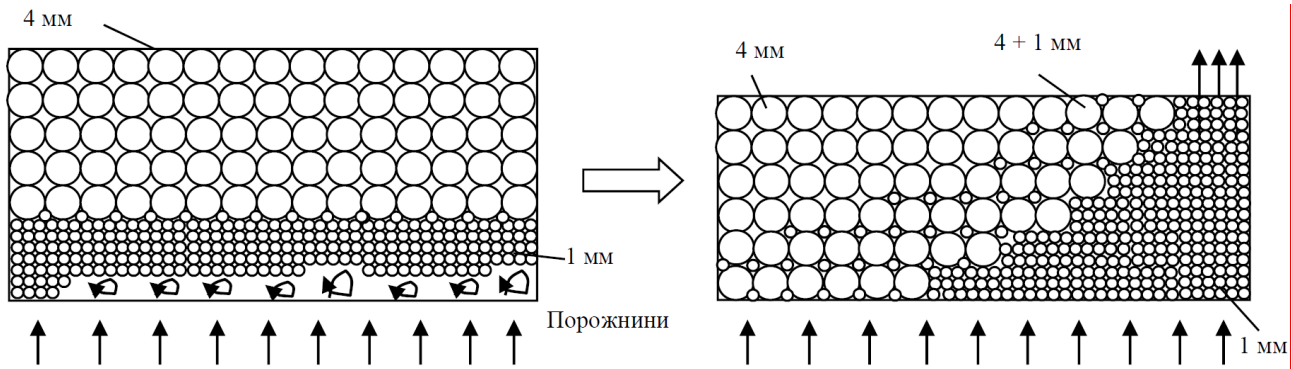
Ймовірно, що при створенні певних умов процеси перепакування шару характерні і для більших фракцій та інших співвідношень фракцій сумішей, проте головною обставиною при цьому залишається рухливість шару.

У представлених дослідженнях розглянуто переміщення дрібних фракцій 1 мм вгору шару і їх перерозподілі всередині каналів при домінуючій великій 10 мм або проміжній 4 мм фракціях. Вміст дрібної фракції у шарі істотно впливає на утворення каналів у шарі і, відповідно, на поділ фракцій по крупності за рахунок сил, що виникають у шарі під час руху газу всередині нього.

З метою виявлення впливу вмісту великих фракцій на сегрегацію шихти по крупності газами сформовано змішаний шар, що містить  $[V_1] = 71,4$  % дрібних скляних кульок діаметром 1 мм та котуни діаметром 10 мм  $[V_{10}] = 28,6$  %. Окремо кожна фракція формує шар заввишки 100 мм і 40 мм відповідно. Після змішування висота шару становила 125 мм. Великі фракції всередині шару не стикалися між собою. Таким чином, не було сформованих каналів та порожнеч між ними (рис. 4).

В результаті продування (див. рис. 2) встановлено, що псевдозрідження шару відбулося при тиску під шаром  $\Delta P_{кр} = 2110$  Па та  $Q_{кр} = 47,5 \cdot 10^{-3}$  м<sup>3</sup>/с. Такі параметри відповідають монофракційному шару із дрібних скляних кульок висотою 170 мм. Тобто втрати тиску в шарі приблизно в 1,7 рази вище, ніж у монофракційному шарі скляних кульок з вихідною висотою 100 мм і, незважаючи на те, що висота змішаного шару склала 125 мм.

Повного осаду великих фракцій вниз шару не відбулося. Фракції розділилися лише у місці підйому бульбашок, тобто у тому місці, де шар став рухливим під впливом підйомних сил. Такий результат вказує на неоднорідну течію потоку газу в поперечному перерізі шару, характерну для більшості випадків псевдозрідження. Втрати тиску в шарі значною мірою залежать від співвідношення вмісту великих і дрібних фракцій та їхнього просторового розташування у шарі. Процеси псевдозрідження у шарах з різними співвідношеннями фракцій за крупністю та вмістом вимагають додаткових досліджень.

Рисунок 4 – Зміна структури шару зі збільшенням тиску газів під шаром вище  $\Delta P_{кр}$ 

У зв'язку з тим, що для агломераційного шару характерна жорстка структура, яка слабо змінює форму порожнин під впливом сил тиску, проведено дослідження біфракційного шару з просмокуванням повітрям зверху вниз. Це необхідно для додаткового експериментального підтвердження обґрунтування закономірності зміни коефіцієнта газодинамічного опору, яка має два максимуми за зміни фракційного складу біфракційної шихти.

Досліджуваний шар був сформований у скляному прозорому кубі з розміром сторін основи  $180 \times 180$  мм. Куб має перфороване дно та герметично встановлений на агломераційну чашу. Таким чином, умови максимально наближені до агломераційного процесу.

У верхній частині зернистого шару були розташовані дрібні котуни крупністю 1 мм. Висота шару дрібних котунів склала 70 мм. Нижня частина шару була представлена великими котунами крупністю 10 мм з висотою шару 140 мм. Загальна висота шару котунів склала 210 мм. Об'ємний вміст у шарі шихтових матеріалів склало  $[V_1] = 33,3\%$  для дрібних та  $[V_{10}] = 66,7\%$  для великих котунів.

При засипанні котунів діаметром 1 мм на шар котунів діаметром 10 мм, вони не прокидалися вниз між великими на відміну від дрібних скляних кульок. Цьому перешкоджає висока шорсткість дрібних фракцій і жорсткий скелет нижнього шару. Максимальне проникнення дрібних фракцій вниз у порожнечі відбувається на рівень прошарків 1–2 великих котунів.

Просмокування сформованого шару повітрям зверху вниз за аналогією з агломераційним процесом проводили з розрідженням  $\Delta P = 5000$  Па. Для сухої агломераційної шихти перепади тиску газу в шарі суттєві, що обумовлено малими розмірами каналів та великими витратами газів. Змін у розташуванні частинок та деформації структури шару не відбулося (рис. 5).

Таким чином, для сухого шару доменної шихти, що продувається знизу вгору через його рухливість можливі інші процеси, ніж у сухому жорсткому шарі агломераційної шихти. Незважаючи на те, що в упаковці шару, що складається з котунів крупністю 10 мм, мінімальний розмір каналів більше 1 мм, дрібна фракція котунів утримується в порожнечах шару

великих котунів за рахунок сил тертя та розклинювання.

Рисунок 5 – Структура зернистого шару при просмокуванні через нього газів зверху вниз з розрідженням  $\Delta P = 5000$  Па

**Опрацювання результатів досліджень.** Для зниження енергетичних втрат руху газів у зернистому шарі необхідно точний опис коефіцієнта газодинамічного опору  $\Psi$  рівняння Дарсі-Вейсбаха (1). Зазвичай дослідники наводять залежність коефіцієнта від числа Рейнольдса  $Re$ , яке розраховують за виразом [16]:

$$Re = \frac{\omega_{\phi} d_k}{\nu}, \quad (4)$$

де  $\omega_{\phi}$  – фактична швидкість руху газу в каналах,  $\omega_{\phi} = U_0/\epsilon$ , м/с;

$\nu$  – кінематична в'язкість газу,  $m^2/s$ ;

$d_k$  – діаметр частинок чи каналу, м.

Значення порізності  $\epsilon$  зернистого шару може змінюватися в широкому діапазоні в залежності від виду укладання частинок, їх шорсткості, форми та ін. її значення залишається незмінним. Виходячи з припущення, що порізність у поперечному перерізі шару однакова, і гази рухаються рівномірно, розраховані: фактична швидкість руху газів у каналах  $\omega_{\phi}$ , діаметр каналів  $d_k$  та значення коефіцієнта Рейнольдса.

У рухомому шарі при перевищенні швидкості руху газів критичного значення відбуваються деформації, псевдозрідження, клапанний ефект та інші

явища, що спричиняють зміну розташування частинок. Порізність таких шарів може змінюватися в широкому діапазоні і нерівномірно як вертикальним, так і горизонтальним площинам. Такі зміни структури виміряти і прогнозувати складно, тому стосовно рухомого шару застосування показника Рейнольдса  $Re$  не коректно. Найчастіше представляється залежність коефіцієнта опору від наведеної швидкості руху газів у каналах  $U_0$ .

На основі формули (1) для проведених експериментів було розраховано значення коефіцієнта  $\Psi$  (рис. 6).

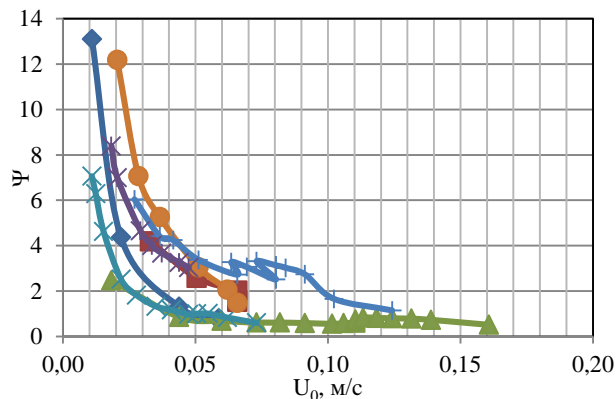


Рисунок 6 – Зміна коефіцієнта опору  $\Psi$  зернистих шарів зазначених складів при збільшенні наведеної швидкості повітря (маркери відповідають гранулометричним складам, вказаним на рис. 2)

З представлених результатів (рис. 6) випливає, що при продуванні шарів монофракційних шихт крупністю 1 (рис. 6,  $\diamond$  та  $\times$ ) і 10 мм та змішаної біфракційної крупністю 1 та 10 мм (рис. 6,  $\star$ ) розраховані значення коефіцієнта  $\Psi$  зменшуються плавно відповідно до закономірності, для опису якої придатна формула [17]

$$\Psi = \frac{a}{Re} + \frac{b}{Re^n} + c, \quad (5)$$

де  $a, b, c, n$  – емпіричні коефіцієнти.

Перший доданок формули (5) описує ламінарну складову потоку, другий та третій – турбулентну.

Неістотне зниження  $\Psi$  при критичному тиску пояснюється переходом шару в псевдозріджений стан, а виникнення пульсацій – утворенням і рухом вгору «бульбашок».

Відзначено, що величина коефіцієнта опору для шихт з однаковим гранулометричним складом практично не залежить від висоти шару (рис. 5,  $\times$  і  $\diamond$ ). Істотні відмінності  $\Psi$  при малих витратах повітря через шар, можливо, пов'язані з відмінностями в порізності шару при його засипанні газодинамічний циліндр, а також класом точності використовуваних вимірвальних приладів.

Змішаний шар з низьким вмістом великих фракцій при продуванні поводить себе аналогічно монофракційному шару дрібних фракцій крупністю 1 мм, тому крива  $\Psi$  (див. рис. 5,  $\star$ ) також має плавні

зміни навіть при переході шару в псевдозріджений стан. Слід зазначити, що при високих швидкостях повітря більше  $\omega_{кр}/2$  величина  $\Psi$  більше приблизно у 3 рази, ніж монофракційного шару з кульок діаметром 1 мм. Це пояснюється нерівномірним рухом повітря через всю площу шару і підвищеною фактичною швидкістю його руху  $\omega_{ф}$  у каналах, що утворюються.

Істотні відхилення  $\Psi$  від залежності (5) виникають при продуванні розділених шарів біфракційних шихт. Для співвідношення діаметрів великих та дрібних фракцій  $d_{к}/d_{м} = 10$  (див. рис. 5,  $\blacksquare$ ) спостерігається різке зниження коефіцієнта  $\Psi$  з 2,0 до 1,7 при наведеній витраті повітря крізь шар  $\omega_{кр} = 0,67$  м/с, відповідному повному перерозподілу дрібних фракцій по висоті шару та утворенню стійких каналів.

При продуванні шарів розділених біфракційних шихт, що містять фракції 1 і 4 мм, в момент вибуху шару виникають злами на функції  $\Psi$ . Такі пульсації виникають через нестійкий стан шару, характерного для неоднорідного псевдозрідження. Утворення каналів супроводжується локальними періодичними змінами порізності шару та звивистості. Імовірно, що для випадку однорідного псевдозрідження такі злами не виникатимуть. Однак для критичних швидкостей руху газів у шарі доменної шихти характерніший неоднорідний їх розподіл. Виникнення бульбашок у шарі практично завжди спостерігається при використанні газових псевдозріджених систем, де відношення щільностей обох фаз велике. Крім того, нерівномірність порізності в псевдозрідженому шарі залежить від відстані до розподільного пристрою (фурм).

При співвідношеннях діаметрів частинок та газодинамічного циліндра менше  $1/10$  його стінки не впливають на загальну газопроникність шару. Однак при переході в режим псевдозрідження утворення порожнин насамперед відбувалося поблизу стін реактора. Це пояснюється більш високими швидкостями руху газів через розпушуючу дію стінок. Крім того, перевіювання дрібниці більш характерне для тих зон, де підвищена швидкість газових потоків. Тому для доменного процесу з метою усунення підвисання матеріалів особливо важливим є стійке формування помірно розвиненого осьового ходу потоку газів.

Для розділеного біфракційного шару, що містить фракції 1 та 4 мм, утворення бульбашок біля стін апарату не відбулося. Імовірно це пояснюється виникненням ущільнюючих сил при деформації шару (рис. 7). У літературі критичний тиск (швидкість газів) псевдозрідження визначають на основі еквівалентності підйомних сил тиску  $\Delta P \cdot S$  та ваги  $m \cdot g$  що містяться у шарі частинок (з урахуванням сили Архімеда). Це вірно для клапанного ефекту при розміщенні дрібних частинок у вузьких пустотах між великими і без урахування сил тертя  $F_{тр}$  стінки судини.

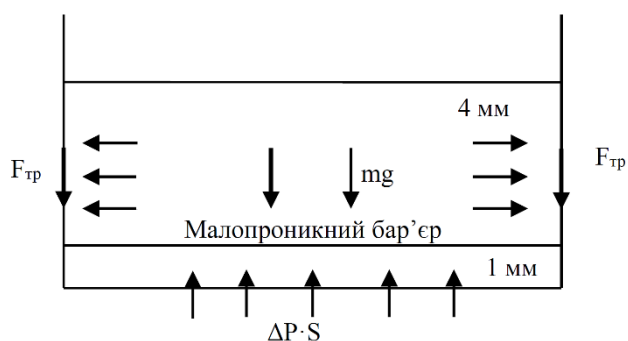


Рисунок 7 – Основні сили, що діють у розділеному біфракційному шарі 1 і 4 мм, при впливі повітряного потоку в продувному циліндрі

Наявність замикаючого шару з великим газодинамічним опором (малопроникний бар'єром) створює умови для збільшення підйомної сили верхньої частини шару. Однак, як відзначають багато дослідників, рух газів у сипучому шарі характеризується неоднорідністю, тому верхня частина шару піднімалася нерівномірно. У результаті, у місці максимального підйому стався прорив газів та перевертання шару. Надалі шар можна розглядати як монофракційний, що складається із дрібних частинок.

Ймовірно, що поведінка такого біфракційного шару багато в чому залежить від розподілу дрібних фракцій під шаром та їх відносного вмісту суміші.

Визначимо мінімальний відносний вміст дрібних фракцій у суміші для виникнення клапанного ефекту.

Найбільш ймовірно, що ромбоєдричне упакування частинок частіше зустрічається в монофракційному шарі сипучого матеріалу [7]. Порізність такого шару описують рівнянням Сліхтера [10, 18]:

$$\varepsilon = 1 - \frac{\pi}{6(1 - \cos\theta)\sqrt{1 + 2\cos\theta}} \quad (6)$$

де  $\theta$  – кут укладання кульок,  $60^\circ < \theta < 90^\circ$ .

Можливий діапазон кута укладання куль одного діаметра в ромб становить від  $60$  до  $90$ , який відповідає зміні порізності шару від  $0,259$  до  $0,476$ . Кут  $\theta$  також визначає розташування та крупність дрібних частинок у звуженнях каналів. В результаті геометричних розрахунків визначено, що між кулями діаметром  $4$  мм із мінімальним кутом укладання  $60^\circ$  розміщується частка з мінімальним діаметром рівним  $d_{\text{зап}} = 0,62$  мм. Для максимального кута укладання  $90^\circ$  мінімальний діаметр частки, що вписується, становить  $d_{\text{зап}} = 1,62$  мм. Таким чином, здійснення клапанного ефекту за рахунок розміщення однієї дрібної частинки у вузьких порожнинах малоімовірно. Для цього необхідно розміщення двох і більше частинок, які б утримувалися в таких порожнинах за рахунок сил тертя.

Приймемо, що у звуженні розміщуються дві дрібні частки. Тоді відносний об'ємний вміст дрібних фракцій, з урахуванням того, що обсяг великої фракції, що припадає на тетраєдричну упаковку, дорівнює об'єму однієї частинки, тобто

$[V_1]_{\text{мін}} = 2 \cdot V_1/V_4 = 2 \cdot d_1^3/d_4^3 \cdot 100 = 2 \cdot 1/64 \cdot 100 = 3,1 \%$ . Ймовірно, що отримане значення занижене, проте воно вказує на виникнення замикаючої межі навіть при малих вмістах дрібної фракції.

Як було зазначено, при замикаючому ефекті дрібні фракції розміщуються у вузьких місцях між великими за рахунок сил тертя. Ця обставина вплинула відсутність малопроникного бар'єру в розділеному шарі гладких скляних кульок  $1$  мм і котунів  $10$  мм. Утримуючих сил було недостатньо, тому дрібні кульки вільно сегрегували. Заміна скляних кульок на котуни знову забезпечила високі коефіцієнти тертя та виникнення клапанного ефекту.

Це, спотворює залежність коефіцієнта опору  $\Psi$  та з великою ймовірністю виникає у всіх шарових процесах при співвідношеннях розмірів дрібних і великих фракцій менше  $1/4$ .

**Висновки.** На енергоефективність газодинамічних процесів шарових систем істотно впливають напрямки руху газів та властивості зернистого шару, які мають бути враховані у формулі Дарсі-Вейсбаха. Для продування шару знизу вгору характерна неоднорідна течія газів, що супроводжується утворенням каналів та бульбашок, аналогічно в'язким рідинам. Кордон переходу в режим псевдозрідження не залежить від витрати повітря, а визначається тиском під або над шаром та властивостями матеріалу. Незважаючи на це, для монофракційних шарів величина коефіцієнта опору зі збільшенням витрати повітря знижується плавно. Для розділених шарів виявлено злами залежності коефіцієнта газодинамічного опору, зумовлені формуванням малопроникної межі за рахунок розміщення дрібних фракцій у вузьких місцях між великими. Наявність такого зламу додатково залежить від співвідношення розмірів частинок і виникає при співвідношенні діаметрів дрібних та великих фракцій  $1/4$ . При більшому співвідношенні спостерігали поділ часток за крупністю. Характерна для агломераційного процесу продування зверху вниз повітрям котунів  $1$  і  $10$  мм не розділяла їх по крупності і коефіцієнт опору змінювався плавно. Жорстка структура шару забезпечує рівномірний рух газів в шарі, що агломерується, без якого неможливо отримати якісний агломерат. Дослідження обумовлюють закономірність зміни коефіцієнта газодинамічного опору на основі повторення форми каналів при зміні вмісту дрібної фракції в суміші. Клапанний ефект збільшує енергозатрати на рух газів в шарі на  $30 \%$ . Усунення цих втрат дозволить підвищити висоту спічного шару з  $400$  до  $550$ – $600$  мм та знизити витрати твердого палива шихти на  $10$ – $15 \%$  за рахунок його перерозподілу по висоті.

### Список літератури

- Shinichi, Y., Toshihiko, U., Osamu, I. Simulation of Sintering Process – Effects of Air Flow, Liquid Film Cohesion Force and Fixation Process on Large Scale Crack. *ISIJ International*. 2021. Vol. 52, no. 10. P. 1785–1793. doi: 10.2355/isijinternational.52.1785.



2. Никитин Л. Д., Горбачев В. П., Шарига А. Д. и др. Производство и проплавка агломерата с пониженным содержанием закиси железа. *Сталь*. 1990. № 6. С. 5–8.
3. Листопадов В. С., Мирошниченко О. Н., Романчук А. В., Тарасов В. П., Тарасов А. В., Кривенко С. В. Результаты работы доменной печи № 7 ПАО «Арселормиттал Кривой Рог» с калибратором Тарасова. *Сталь*. 2015. № 2. С. 10–12.
4. Тарасов В. П., Тарасов П. В. *Теория и технология доменной плавки*. Москва: Интернет Инжиниринг, 2007. 384 с.
5. Birchhoff, G. *Hydrodynamics. A Study in Logic. Fact and Similitude*. Princeton, New Jersey, Princeton university press, 1960. 236 p.
6. Петрушов С. Н. *Современный агломерационный процесс. Монография*. Алчевск: ДонГТУ, 2006. 360 с.
7. Лялюк В. П., Кассим Д. А., Онопа В. Н., Донсков Е. Е. *Теоретические и экспериментальные исследования доменной плавки*. Кривой Рог: Дионат, 2016. 621 с.
8. Gosef T. L. Importance of Gas – Solid Contact in the Production of Pig Iron. *Blast Furnace and Steel Plant*. 1957. No. 5. P. 489–493.
9. Тарасов В. П., Кривенко С. В. Обоснование закономерности коэффициента газодинамического сопротивления при движении газа в слое окомкованной шихты. *Вісник Криворізького національного університету: зб. наукових праць*. 2017. Вип. 44. С. 171–177.
10. Гольдштик М. А. *Процессы переноса в зернистом слое*. Новосибирск: Институт теплофизики СО АН СССР, 1984. 164 с.
11. Tarasov V. P., Krivenko S. V. Gas Dynamics of a Granular Bed. *Steel in Translation*. 2014. Vol. 44, iss. 5. P. 359–362. doi: 10.3103/S0967091214050143.
12. Davidson J. F., Harrison D. *Fluidization*. Cambridge, England, 1971. 728 p.
13. Томаш О. А. *Структура зернистого шара и рух газів у доменних печах: дис. ... д-ра техн. наук: 05.16.02*. Донецьк: Донецький нац. техн. ун-т, 2004. 35 с.
14. Разумов И. М. *Псевдооживление и пневмотранспорт сыпучих материалов*. Москва: Издательство «Химия», 1972. 240 с.
15. Фиалков Б. С., Грузинов В. К. Контроль движения шихтовых материалов над зонами горения. *Изв. вузов. Черная металлургия*. 1961. № 10. С. 19–25.
16. Floarea, O., Smigelschi O. *Calculate de Operatii si Utilaje din Industria Chimica. Editura tehnica*. 1966, 224 p.
17. Коротич В. И., Фролов Ю. А., Бездежский Г. Н. *Агломерация рудных материалов*. Екатеринбург: ГОУ ВПО «УГТУ-УПИ», 2003. 400 с.
18. Лейбензон Л. С. *Движение жидкостей и газов в пористой среде*. Москва-Ленинград: ОГИЗ, 1947. 244 с.
3. Listopadov V. S., Miroshnichenko O. N., Romanchuk A. V., Tarasov V. P., Tarasov A. V., Krivenko S. V. Rezul'taty raboty domennoy pechi № 7 PAO «Arselormittal Krivoy Rog» s kalibratom Tarasova [Results of ArcelorMittal Kryvyi Rih blast furnace no. 7 with Tarasov calibrator.]. *Stal'*. 2015, no. 2, pp. 10–12.
4. Tarasov V. P., Tarasov P. V. *Teoriya i tekhnologiya domennoy plavki* [Theory and technology of blast furnace smelting]. Moscow, Internet Inzhiniring Publ., 2007. 384 p.
5. Birchhoff, G. *Hydrodynamics. A Study in Logic. Fact and Similitude*. Princeton, New Jersey, Princeton university press, 1960. 236 p.
6. Petrushov S. N. *Sovremennyy aglomeratsionnyy protsess. Monografiya* [The modern agglomeration process. Monograph]. Alchevsk, DonGTU Publ., 2006. 360 p.
7. Lyalyuk V. P., Kassim D. A., Onopa V. N., Donskov E. E. *Teoreticheskie i eksperimental'nye issledovaniya domennoy plavki* [Theoretical and experimental studies of blast furnace smelting]. Krivii Rih, Dionat Publ., 2016. 621 p.
8. Gosef T. L. Importance of Gas – Solid Contact in the Production of Pig Iron. *Blast Furnace and Steel Plant*. 1957, no. 5, pp. 489–493.
9. Tarasov, V. P., Krivenko S. V. Obosnovanie zakonomenosti koeffitsienta gazodinamicheskogo soprotivleniya pri dvizhenii gaza v sloe okomkovannoy shikhty [Rationale for the gas-dynamic drag coefficient for gas flow in a pelletised charge bed]. *Visnyk Kryvoriz'koho natsional'noho universytetu: zb. naukovykh prats'*. 2017, no. 44, pp. 171–177.
10. Gol'dshchik M. A. *Protsessy perenosa v zernistom sloe* [Grain layer transport processes]. Novosibirsk, Institut teplofiziki SO AN SSSR Publ., 1984. 164 p.
11. Tarasov V. P., Krivenko S. V. Gas Dynamics of a Granular Bed. *Steel in Translation*. 2014, vol. 44, iss. 5, pp. 359–362. doi: 10.3103/S0967091214050143.
12. Davidson J. F., Harrison D. *Fluidization*. Cambridge, England, 1971. 728 p.
13. Tomash O. A. *Struktura zernystoho sharu i rukh haziv u domennykh pechakh: dys. ... d-ra tekhn. nauk: 05.16.02* [Grain bed structure and gas movement in blast furnaces. Dr. eng. sci. diss.]. Donets'k, 2004. 35 p.
14. Razumov I. M. *Psevdoozhizhenie i pnevmotransport sypruchikh materialov* [Fluidisation and pneumatic conveying of bulk materials]. Moscow, Izdatel'stvo «Khimiya» Publ., 1972. 240 p.
15. Fialkov B. S., Gruzinov V. K. Kontrol' dvizheniya shikhtovykh materialov nad zonami goreniya [Controlling the movement of charge materials over the combustion zones]. *Izv. vuzov. Chernaya metallurgiya*. 1961, no. 10, pp. 19–25.
16. Floarea, O., Smigelschi O. *Calculate de Operatii si Utilaje din Industria Chimica. Editura tehnica*. 1966, 224 p.
17. Korotich V. I., Frolov Yu. A., Bezdezhskiy G. N. *Agglomeratsiya rudnykh materialov* [Agglomeration of ore materials]. Ekaterinburg, GOU VPO «UGTU-UPI» Publ., 2003. 400 p.
18. Leybenzon L. S. *Dvizhenie zhidkostey i gazov v poristoy srede* [Movement of fluids and gases in porous media]. Moscow-Lenigrad, OGIZ Publ., 1947. 244 p.

Надійшла (received) 02.12.2021

### References (transliterated)

1. Shinichi, Y., Toshihiko, U., Osamu, I. Simulation of Sintering Process – Effects of Air Flow, Liquid Film Cohesion Force and Fixation Process on Large Scale Crack. *ISIJ International*. 2021, Vol. 52, no. 10, pp. 1785–1793. doi: 10.2355/isijinternational.52.1785.
2. Nikitin L. D., Gorbachev V. P., Shariga A. D. i dr. Proizvodstvo i proplavka aglomerata s ponizhennym sodержaniem zakisi zheleza [Production and smelting of sinter with reduced iron oxide content.]. *Stal'*. 1990, no. 6, pp. 5–8.

### Відомості про авторів / Сведения об авторах / About the Authors

**Кривенко Сергій Вікторович (Кривенко Сергей Викторович, Serhii Victorovich Krivenko)** – доктор технічних наук, доцент, Маріупольський державний університет, доцент кафедри системного аналізу та інформаційних технологій, м. Маріуполь, Україна; ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-0319-7174>; e-mail: s.krivenko@mdu.in.ua.