Національна академія наук України Інститут проблем машинобудування ім. А. М. Підгорного

Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису

Бозбєй Людмила Сергіївна

УДК 536.25

ДИСЕРТАЦІЯ

ВДОСКОНАЛЕННЯ ПРОЦЕСУ ВАКУУМНО-ДУГОВОГО ПЕРЕПЛАВУ СТАЛІ ШЛЯХОМ ВИКОРИСТАННЯ КОНВЕКТИВНОЇ СТРУКТУРИ З ВІЛЬНИМИ МЕЖАМИ

05.14.06 – Технічна теплофізика та промислова теплоенергетика Технічні науки

Подається на здобуття наукового ступеня кандидата технічних наук

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей, результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело

Л. С. Бозбєй

Науковий керівник Костіков Андрій Олегович, член-кореспондент НАН України, доктор технічних наук, доцент

Харків – 2018

АНОТАЦІЯ

Бозбєй Л. С. Вдосконалення процесу вакуумно-дугового переплаву сталі шляхом використання конвективної структури з вільними межами. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата технічних наук за спеціальністю 05.14.06 «Технічна теплофізика та промислова теплоенергетика» (144 – Теплоенергетика). – Інститут проблем машинобудування ім. А. М. Підгорного НАН України, Харків, 2018.

Останнім часом активно проводяться дослідження щодо створення нових конструкційних матеріалів для енергетичних установок, що володіють заданими властивостями. Наприклад, для активної зони атомних реакторів нового покоління матеріали повинні мати високу радіаційну стійкість, жароміцність, низьку активацію при експлуатації. У цьому випадку використовують конструкційні матеріали на основі дисперсно-зміцненої оксидами сталі. Збагачені ітрієм, киснем, марганцем, хромом або кремнієм, дисперсно-зміцнені оксидами сталі містять досить великі концентрації частинок оксиду нанометрового розміру. Ці частинки відіграють вирішальну роль у поліпшенні радіаційної стійкості матеріалу та збільшенні міцності матеріалу, що обумовлено закріпленням дислокацій.

Традиційна технологія отримання дисперсно-зміцнених оксидами сталей – це порошкова металургія. Однак, вона має недоліки, що стримують її розвиток: порівняно висока вартість металевих порошків; необхідність спікання в захисній атмосфері, що також збільшує собівартість виробів порошкової металургії; достатньо велика кількість процедур підготовки вихідної сировини; неможливість виготовлення у деяких випадках заготовок великих розмірів; необхідність використання чистих вихідних порошків для отримання чистих металів. У теперішній час, є альтернативний метод отримання дисперснозміцнених оксидами сталей, який позбавлений цих недоліків, а саме – метод вакуумно-дугового переплаву сталей, в якому їх нагрів до температури плавлення відбувається за рахунок електричної дуги, а в розплав вводиться порошок легуючої домішки. Проте основною проблемою цього методу є проблема рівномірного розподілу легуючої домішки по об'єму розплаву.

В дисертаційній роботі запропоновано забезпечити максимальну гомогенізацію легуючої домішки за рахунок її переносу в розплаві сталі внаслідок конвективної течії, що має стійку упорядковану структуру. Встановлено, що у розплаві металу при вакуумно-дуговому переплаві сталі виникає конвективна структура, яка займає весь об'єм розплаву, та у якій спостерігається висхідна течія у центрі і спадна – на периферії. Така конвективна структура подібна відокремленим циліндричним конвективним структурам, що спостерігаються в горизонтальних шарах в'язкої рідини, що рівномірно підігріваються знизу. Аналітичний огляд наукових джерел показав, що при дослідженні природної конвекції в нерівномірно нагрітій рідині основна увага приділялася лише повністю сформованим впорядкованим конвективним течіям, наприклад коміркам Бенара. Процесам зародження конвективних структур, їх розвитку, переходу з одного в інший стан, коли спостерігаються саме відокремлені циліндричні конвективні структури, належну увагу не приділено. Тому в роботі поруч з дослідженнями щодо вдосконалення процесу вакуумно-дугового переплаву сталі, не останню увагу приділено дослідженням, спрямованим на визначення закономірностей конвективної течії у горизонтальних шарах рідини.

Метою роботи є розробка науково-технічних основ використання упорядкованих конвективних структур у технологічному процесі вакуумно-дугового переплаву сталі для підвищення гомогенізації легуючої домішки. Об'єктом дослідження є вільно-конвективні процеси у шарах в'язких нестисливих рідин, що підігріваються знизу. Предметом дослідження є математичні і фізичні моделі опису конвективних процесів у шарі в'язкої нестисливої рідини.

Експериментальним шляхом встановлено, ШО на перехідних (від порушення механічної рівноваги внаслідок перевищення сили Архімеда над силою тяжіння до формування впорядкованих конвективних структур у вигляді комірок Бенара) етапах у горизонтальних шарах рідини, що рівномірно підігріваються знизу, формуються стійкі конвективні структури циліндричної форми. Введено поняття елементарної конвективної комірки (ЕКК) – стійкої конвективної структури циліндричної форми, яка відокремлена від інших подібних структур проміжками рідини, конвективний рух в яких відсутній. При збільшенні температурного перепаду між нижньою та верхньою границею горизонтального шару рідини ЕКК залишаються незмінними (зберігають форму, розміри і положення), а для компенсації збільшення вертикального тепло переносу зростає лише їх кількість, тобто формуються додаткові ЕКК, які при щільному заповненні рідини трансформуються в комірки Бенара. Даний процес є зворотним – із пониженням температурного перепаду комірки Бенара трансформуються у ЕКК, кількість яких поступово зменшується.

Запропоновано математичну модель конвективного теплопереносу у ЕКК з вільними межами. Отримано аналітичні розв'язки для швидкості та збурення (відхилення величини від аналогічної у стані механічної рівноваги) температури в ЕКК. Їх залежність від осьової координати визначається простими гармоніками, а від радіальної координати подається у вигляді функції Бесселя першого роду нульового (для збурення температури і осьової компоненту швидкості) та першого (для радіальної компоненту швидкості) порядку. Отримано аналітичні вирази для радіальних хвильових чисел швидкості і власних чисел задачі. Показано, що спектр власних чисел є дискретним і по моді збурень, і по радіальному хвильовому числу.

На основі знайдених аналітичних розв'язків отримано вираз для радіусу ЕКК. Розрахунковим і експериментальним шляхом показано, що для ЕКК величина безрозмірного (віднесеного до товщини шару рідини) радіусу приймає тільки дискретні значення. Адекватність математичної моделі та отриманих аналітичних розв'язків підтверджена співставленням теоретично розрахованих значень радіусу ЕКК з експериментальними даними, які отримані здобувачем та іншими авторами. Встановлено, що для ЕКК, яка не знаходиться під дією зовнішніх механічних впливів, безрозмірний діаметр становить 3,44.

Встановлено, що теплова потужність, що переноситься однією ЕКК, зворотно пропорційна квадрату її радіусу, а радіус комірки збільшується зі зростанням числа Релея. На цій підставі сформульовано та теоретично обґрунтовано енергетичний принцип формування повторюваних конвективних структур у шарі в'язкої, нестисливої рідини що рівномірно підігріваються відсутності додаткових впливів процесі збільшення знизу: при y температурного перепаду між нижньою і верхньою границею шару рідини енергетично більш вигідно утворення додаткової ЕКК мінімально можливого радіусу, ніж перехід однієї з існуючих комірок у стійкий стан з більшим радіусом.

Отримані нові фундаментальні знання про протікання вільноконвективних процесів В горизонтальних шарах в'язкої рідини, яка підігрівається знизу, були застосовані для вдосконалення процесу вакуумнодугового переплаву сталі. Оскільки в розплаві металу нижня поверхня розплаву не є плоскою, то математичну модель і розв'язки, що були отримання для ЕКК, адаптовано для конвективних структур з конічним та косинусоїдальним профілем дна. Описано просторовий розподіл конвективного масопереносу рідкого металу в розплаві, що знаходиться над твердою фазою сталі.

З метою підвищення гомогенізації легуючої домішки вдосконалена конструкція катоду вакуумної дугової печі. Запропоновано методику розрахунку геометричних параметрів порожнин у катоді (безрозмірна ширина похилої кругової канавки, радіус циліндричного катоду), що містять порошок легуючої домішки, при яких забезпечується безупинне рівномірне надходження нанодисперсного порошку у розплав металу. Показано, що у випадку застосування порошку діоксиду цирконію, вони приймають значення 0,14 і 0,63 відповідно.

Також отримано вираз для визначення максимально допустимого розміру частинок легуючої домішки, при якому забезпечується її однорідний розподіл по всьому об'ємі розплаву внаслідок конвективної течії. Встановлено, що для сталі 08Х18Н10Т розмір частинок ZrO₂ повинен перебувати у межах 80–100 нм.

Результати дисертаційної роботи впроваджені у Національному науковому центрі «Харківський фізико-технічний інститут» при вдосконаленні процесу виготовлення ДЗО сталей на експериментальному зразку установки вакуумнодугового переплаву, та використовуються у навчальному процесі у Харківському національному університеті імені В. Н. Каразіна на кафедрі фізики нетрадиційних енерготехнологій та екології.

Ключові слова: вакуумно-дуговий переплав, дисперсно-зміцнені оксидами сталі, гомогенізація, катод, в'язка нестислива рідина, вільна конвекція, стійки конвективні структури, елементарна конвективна комірка, рівняння Нав'є– Стокса в наближені Бусінеска, вільні граничні умови.

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА

 Experimental study of liquid movement in free elementary convective cells / Bozbiei L., Borts B., Kazarinov Y., Kostikov A., Tkachenko V. // Energetika. 2015.
Vol. 61, № 2. P. 45 – 56.

2. Investigation of the oxide phase homogenization in the convective cell while producing vacuum–arc remelting / Bozbiei L.S., Borts B.V., Neklyudov I.M., Tkachenko V.I. // Eastern-European Journal of Enterprise Tech. 2016. Vol. 2. N_{\odot} 5(80). P. 14 – 21.

3. Разрушение ячеек Бенара при локальных нарушениях теплового равновесия и их формирование над ячейками Бенара / Бозбей Л.С., Борц Б.В., Костиков А.О., Ткаченко В.И. // Інтегровані технології та енергозбереження. Системи управління та обробки інформації. 2016. № 3. С. 67 – 79.

4. Бозбей Л.С., Костиков А.О., Ткаченко В.И. Теплоперенос в подогреваемой снизу свободной цилиндрической элементарной конвективной ячейке с конически углубленным дном // Проблемы машиностроения. 2016. Т. 19, №2. С. 19 – 24.

5. Элементарная конвективная ячейка в слое вязкой несжимаемой жидкости и ее параметры / Бозбей Л.С., Костиков А.О., Курская Н.М., Ткаченко В.И. // Проблемы машиностроения. 2016. Т. 19, №3. С. 27–36.

6. Бозбей Л.С., Костиков А.О., Ткаченко В.И. Теплоперенос в подогреваемой снизу свободной цилиндрической элементарной конвективной ячейки с косинусоидальным профилем дна // Інтегровані технології та енергозбереження. Системи управління та обробки інформації. 2017. № 4. С. 41 – 44.

7. Катодний витрачуваний електрод для вакуумно–дугового переплаву: пат. 114986 України / Бозбєй Л.С., Борц Б.В., Ткаченко В.І.; заявл. 10.11.2016; опубл. 28.08.2017. Бюл. № 16.

8. Бозбей Л.С., Борц Б.В., Ткаченко В.І. Примітні явища природи: комірки Бенара з вільними межами // Ресурсозберігаючі та екологічно чисті технології: методичні вказівки до курсу. Х.: ХНУ ім. В. Н. Каразіна, 2016. 32 с.

9. Бозбей Л. С. Исследование формирования воздушных ячеек Бенара над ячейками в вакуумном масле // Х конференция молодых ученых и специалистов ИПМаш НАН Украины: тез. доклада. Харьков, 2013. С. 28.

10. Bozbiei L.S., Kostikov A.O., Tkachenko V.I. Elementary convective cell in the layer of incompressible, viscous liquid and its physical properties // Mode conversion, coherent structures and turbulence: proc. of the International conference MSS–14. Moscow, 2014. P. 322-327.

11. Бозбей Л.С. Роль конвективных ячеек в изготовлении оксид дисперсно–упрочненных (ОДУ) сталей // XI конференция молодых ученых и специалистов ИПМаш НАН Украины: тезисы доклада. Харьков, 2014. С. 32. 12. Бозбей Л.С., Борц Б.В., Ткаченко В.И. Влияние конвективного массопереноса на гомогенизацию оксидной фазы при вакуумно–дуговом изготовлении дисперсно–упрочнённых оксидами (ДУО) сталей // Инновационные пути модернизации базовых отраслей промышленности, энерго– и ресурсосбережение, охрана окружающей природной среды: тез. докл IV Межотрасл. научнопракт. конф., 25 – 26 марта 2015 г. Харьков. Харьков: ГП «Энергосталь», 2015. С. 102 – 103.

13. Бозбей Л.С. Тепломассоперенос в подогреваемой снизу свободной цилиндрической элементарной конвективной ячейке с неплоским профилем дня и свободными границами // XII конференция молодых ученых и специалистов ИПМаш НАН Украины: тезисы докладов. Харьков, 2015. С. 24.

14. Bozbiei L S., Tkachenko V.I. Heat and mass transfer in the heated from below free cylindrical elementary convection cell with a conical cavity bottom // Internetional Young Scientists Forum on Applied Physics: proc. of the YSF–2015. Dnipropetrovsk, 2015. P. 1-4.

15. Bozbiei L.S., Kostikov A.O., Tkachenko V.I. Solution of linear Navier-Stokes equations and mathematical description of cylindrical elementary convection cell // Electronics and Applied Physics: proc. of XI Int. Sci. Conf., Oct. 21-24, 2015, Kyiv. 2015. P. 132 – 133.

16. Рыбалко А.С., Бозбей Л.С., Кулик А.П., Ткаченко В.И. Тепломассоперенос в конвективных цилиндрических ячейках с параболическим профилем дна и свободными граничными условиями // Відновлювана енергетика та енергоефективність у XXI столітті: тез. доп XVII Міжн. науково–практ. конф., 29–30 вересня 2016 р., Київ. С. 380 – 383.

ABSTRACT

Bozbiei L. S. Improvement of the vacuum arc remelting process of the steel by using a convective structure with free boundaries. - Manuscript.

The thesis for a Candidate of Technical Sciences degree by speciality 05.14.06 «Technical thermal physics and industrial heat-power engineering» (141 – thermal power engineering). – A. Podgorny Institute of Mechanical Engineering Problems of the National Academy of Sciences of Ukraine, Kharkiv, 2018.

At present, researches on the creation of new structural materials with the given properties for power plants are actively being conducted. For example, for the active zone of nuclear reactors of a new generation materials should have high radiation resistance, heat resistance, low activation during operation. In this case, structural materials based on dispersion-strengthened steels by oxides are used. Enriched with yttrium, oxygen, manganese, chromium or silicon, dispersion-strengthened steels by oxides contain rather large concentrations of nanosized oxide particles. These particles play a decisive role in improving the radiation resistance of the material and increasing the strength of the material due to the fixing of the dislocations.

The traditional technology of dispersion-strengthened steels by oxides is powder metallurgy. However, powder metallurgy also has disadvantages that hinder its development. Among them, the relatively high cost of metal powders, the need for sintering in a protective atmosphere, which also increases the cost of products of powder metallurgy, a large number of procedures for preparation of raw materials, the impossibility of manufacturing in some cases, large-sized billets, the need to use pure raw powders to obtain pure metals. At present, there is an alternative method of obtaining disperse-strengthened oxides of steels – a vacuum-arc remelting of steels. This method does not have the disadvantages described above. The heating of steels to the melting point occurs at the expense of an electric arc, a powder of the alloying ad-

mixture is introduced into the melt. However, the main problem of this method is the problem of uniformity of the distribution of the doping admixture over the volume of the melt.

This work proposes to provide maximum homogenization of the doping impurity due to its transfer in the steel melt due to the convective flow having a stable ordered structure. It is established that in the melting of a metal at the vacuum-arc steel remelting there is a convective structure that occupies the entire volume of the melt. It has an upward flow in the center and is declining - on the periphery. Such a convective structure is similar to the isolated cylindrical convective structures observed in the horizontal layers of viscous fluid heated from below. An analytical review of scientific sources has shown that in the study of natural convection in unevenly heated liquid, the main attention was paid only to completely formed orderly convective currents, for example, Benard cells. The processes of the origin of convective structures, their development, and the transition from one state to another, when the most isolated cylindrical convective structures are observed, due attention is not paid. Therefore, the paper presents studies to improve the process of vacuum-arc steel remelting and to determine the laws of the convective flow in horizontal layers of the liquid.

The main goal of this work is to develop the scientific and technical bases of the use of ordered convection structures in the vacuum-arc remelting process of the steel to enhance the homogenization of the alloying addition. The object of the thesis is free-convection processes in layers of viscous incompressible fluids, heated from below. The subject of the study is mathematical and physical models for describing convection processes in a layer of viscous incompressible liquid.

Experimentally, it was established that in the transitional stages in the horizontal layers of the fluid, evenly heated from below, stable convective structures of cylindrical shape are formed. The concept of elementary convective cell (ECC) - a stable convective structure of a cylindrical shape, which is separated from other similar structures by spaces of a liquid, in which the convective motion is absent, is introduced. With an increase in the temperature difference between the lower and upper bounds of the horizontal fluid layer, the shape, size and position of the ECC remain unchanged. To compensate for the increased vertical heat transfer, only their number of ECCs increases, that is, additional ECCs that are transformed are formed into Benard cells. This process is reversible.

The mathematical model of convective heat transfer in ECC with free boundaries is proposed. The analytical solutions for the velocity and perturbation (deviation of the magnitude from the equivalent in the state of mechanical equilibrium) of the temperature in the ECC are obtained. Their dependence on the axial coordinate is determined by simple harmonics, and from the radial coordinate it is presented in the form of the Bessel function of the first kind of zero (for the perturbation of the temperature and the axial component of the velocity) and the first order (for the radial component of the velocity). The analytical expressions for radial velocity wave numbers and eigenvalues of the problem are obtained. It is shown that the spectrum of eigenvalues is discrete in both the perturbation mode and the radial wave number.

Based on the analytical solutions found, an expression for the ECC radius is obtained. Calculated and experimentally, it is shown that for ECC the value of dimensionless (referring to the thickness of the liquid layer) radius accepts only discrete values. The adequacy of the mathematical model and the obtained analytical solutions is confirmed by comparing theoretically calculated values of the ECC radius with the experimental data obtained by the applicant and other authors. It has been established that for an ECC, which is not exposed to external mechanical influences, the dimensionless diameter is 3.44.

Based on the analytical solutions found, an expression for the ECC radius is obtained. Calculated and experimentally, it is shown that for ECC the value of dimensionless (referring to the thickness of the liquid layer) radius accepts only discrete values. The adequacy of the mathematical model and the obtained analytical solutions is confirmed by comparing theoretically calculated values of the ECC radius with the experimental data obtained by the applicant and other authors. It has been established that for an ECC, which is not exposed to external mechanical influences, the dimensionless diameter is 3.44. New fundamental knowledge about the progress of free-convection processes in horizontal layers of viscous fluid heated from below, has been used to improve the process of vacuum-arc steel remelting. Since in the molten metal the lower surface of the melt is not flat, the mathematical model and solutions that were received for the ECC are adapted for convective structures with a conical and cosine-shaped bottom profile. The spatial distribution of the convective mass transfer of liquid metal in a melt above the solid phase of steel is described.

In order to increase the homogenization of the doping impurity, the design of the cathode of the vacuum arc furnace is improved. The method of calculating the geometric parameters of cavities in a cathode (the dimensionless width of the inclined circular groove, the radius of a cylindrical cathode), containing a powder of a doping impurity, is provided, in which a continuous flow of nanodispersed powder into the metal melts is provided. It is shown that in the case of zirconium dioxide powder application, they take values of 0.14 and 0.63, respectively.

An expression was also obtained for determining the maximum allowable particle size of a dopant, in which it is uniformly distributed throughout the melt volume due to the convective flow. It has been established that for a steel 08X18H10T, the size of ZrO_2 particles should be within the range of 80-100 nm.

The results of the dissertation work were introduced at the National Science Center Kharkiv Institute of Physics and Technology with the improvement of the process of creation of dispersion-strengthened oxides of steels on the experimental sample of the installation of vacuum-arc remelting. The results also are used in the training process of the Department of Physics of non-traditional energy technologies and ecology of V. N. Karazin Kharkiv National University.

Keywords: vacuum arc remelting process, dispersion-strengthened steels by oxides, homogenization, cathode, viscous incompressible liquid, free convection processes,

elementary convective cell, equation in approximate Boussinesq, free boundary conditions.

LIST OF APPLICANT PUBLICATIONS

 Experimental study of liquid movement in free elementary convective cells / Bozbiei L., Borts B., Kazarinov Y., Kostikov A., Tkachenko V. // Energetika. 2015.
Vol. 61, № 2. P. 45 – 56.

2. Investigation of the oxide phase homogenization in the convective cell while producing vacuum–arc remelting / Bozbiei L.S., Borts B.V., Neklyudov I.M., Tkachenko V.I. // Eastern-European Journal of Enterprise Tech. 2016. Vol. 2. N_{2} 5(80). P. 14 – 21.

3. Разрушение ячеек Бенара при локальных нарушениях теплового равновесия и их формирование над ячейками Бенара / Бозбей Л.С., Борц Б.В., Костиков А.О., Ткаченко В.И. // Інтегровані технології та енергозбереження. Системи управління та обробки інформації. 2016. № 3. С. 67 – 79.

4. Бозбей Л.С., Костиков А.О., Ткаченко В.И. Теплоперенос в подогреваемой снизу свободной цилиндрической элементарной конвективной ячейке с конически углубленным дном // Проблемы машиностроения. 2016. Т. 19, №2. С. 19 – 24.

5. Элементарная конвективная ячейка в слое вязкой несжимаемой жидкости и ее параметры / Бозбей Л.С., Костиков А.О., Курская Н.М., Ткаченко В.И. // Проблемы машиностроения. 2016. Т. 19, №3. С. 27–36.

6. Бозбей Л.С., Костиков А.О., Ткаченко В.И. Теплоперенос в подогреваемой снизу свободной цилиндрической элементарной конвективной ячейки с косинусоидальным профилем дна // Інтегровані технології та енергозбереження. Системи управління та обробки інформації. 2017. № 4. С. 41 – 44.

7. Катодний витрачуваний електрод для вакуумно–дугового переплаву: пат. 114986 України / Бозбєй Л.С., Борц Б.В., Ткаченко В.І.; заявл. 10.11.2016; опубл. 28.08.2017. Бюл. № 16.

8. Бозбєй Л.С., Борц Б.В., Ткаченко В.І. Примітні явища природи: комірки Бенара з вільними межами // Ресурсозберігаючі та екологічно чисті технології: методичні вказівки до курсу. Х.: ХНУ ім. В. Н. Каразіна, 2016. 32 с.

9. Бозбей Л. С. Исследование формирования воздушных ячеек Бенара над ячейками в вакуумном масле // Х конференция молодых ученых и специалистов ИПМаш НАН Украины: тез. доклада. Харьков, 2013. С. 28.

10. Bozbiei L.S., Kostikov A.O., Tkachenko V.I. Elementary convective cell in the layer of incompressible, viscous liquid and its physical properties // Mode conversion, coherent structures and turbulence: proc. of the International conference MSS–14. Moscow, 2014. P. 322-327.

11. Бозбей Л.С. Роль конвективных ячеек в изготовлении оксид дисперсно–упрочненных (ОДУ) сталей // XI конференция молодых ученых и специалистов ИПМаш НАН Украины: тезисы доклада. Харьков, 2014. С. 32.

12. Бозбей Л.С., Борц Б.В., Ткаченко В.И. Влияние конвективного массопереноса на гомогенизацию оксидной фазы при вакуумно–дуговом изготовлении дисперсно–упрочнённых оксидами (ДУО) сталей // Инновационные пути модернизации базовых отраслей промышленности, энерго– и ресурсосбережение, охрана окружающей природной среды: тез. докл IV Межотрасл. научнопракт. конф., 25 – 26 марта 2015 г. Харьков. Харьков: ГП «Энергосталь», 2015. С. 102 – 103.

13. Бозбей Л.С. Тепломассоперенос в подогреваемой снизу свободной цилиндрической элементарной конвективной ячейке с неплоским профилем дня и свободными границами // XII конференция молодых ученых и специалистов ИПМаш НАН Украины: тезисы докладов. Харьков, 2015. С. 24.

14. Bozbiei L S., Tkachenko V.I. Heat and mass transfer in the heated from below free cylindrical elementary convection cell with a conical cavity bottom // Internetional Young Scientists Forum on Applied Physics: proc. of the YSF–2015. Dnipropetrovsk, 2015. P. 1-4. 15. Bozbiei L.S., Kostikov A.O., Tkachenko V.I. Solution of linear Navier-Stokes equations and mathematical description of cylindrical elementary convection cell // Electronics and Applied Physics: proc. of XI Int. Sci. Conf., Oct. 21-24, 2015, Kyiv. 2015. P. 132 – 133.

16. Рыбалко А.С., Бозбей Л.С., Кулик А.П., Ткаченко В.И. Тепломассоперенос в конвективных цилиндрических ячейках с параболическим профилем дна и свободными граничными условиями // Відновлювана енергетика та енергоефективність у XXI столітті: тез. доп XVII Міжн. науково–практ. конф., 29–30 вересня 2016 р., Київ. С. 380 – 383.

3MICT

СПИСОК	УМОВНИХ ПО	ЗНАЧЕНЬ	••••••••••••••••••	
ВСТУП	•••••			••••
РОЗДІЛ	1. ВИГОТОВ.	ЛЕННЯ ЛЕГОВА	АНИХ СТАЛЕЙ	TA
дослідж	СЕННЯ ТЕГ	ІЛОФІЗИЧНИХ	ПРОЦЕСІВ,	ЩО
ВІДБУВА	ЮТЬСЯ ПРИ Ц	ЬОМУ		
1.1. Легова	ані сталі та їх от	римання		
1.2. Метод	и дослідження і	процесів виплавки	сталі	
1.3. Конв	ективні структ	ури у шарах рід	цини і їх досягн	ення
експериме	нтальними і тео	ретичними метода	ΜИ.	
1.4. Висно	вки до розділу 1			•••••
РОЗДІЛ 2	. ЕКСПЕРИМЕ	нтальне дослі	дження фізичі	НИХ
ВЛАСТИН	ЗОСТЕЙ І	ЦИЛІНДРИЧНОЇ	ЕЛЕМЕНТАР	НОЇ
КОНВЕКТ	ГИВНОЇ КОМІІ	РКИ У ШАРІ В'Я	ЗКОЇ НЕСТИСЛИ	IBOÏ
РІДИНИ,	ЩО	PIBHOMIPHO	ПІДІГРІВАЄТ	ЬСЯ
ЗНИЗУ				
2.1.	Поставка	задачі	експерименталь	ного
досліджен	НЯ			••••
2.2. Ек	спериментальна	установка для до	слідження формув	ання
стійких ко	нвективних стру	уктур		
2.3. 3a	ародження та	розвиток конвект	гивних структур	при
збільшенн	і температу	ури нижньої	поверхні і	цару
рідини				
2.4. До	ослідження змін	и розмірів елеме	нтарних конвекти	вних
комірок	••••••			
2.5. P	уйнування еле	ементарних конве	ективних коміроі	к у
2.5. Р горизонта.	уйнування еле пьному шарі в'я	ементарних конво зкої нестисливої рі	ективних комірої дини	су
2.5. Р горизонта. 2.6. С	уйнування еле пьному шарі в'я Рормування п	ементарних конво зкої нестисливої рі овітряних конве	ективних комірої дини ктивних комірок	к у с у

2.7. Визначення швидкості масопереносу у конвективній
комірці
2.8. Висновки до розділу 2
РОЗДІЛ З. МАТЕМАТИЧНЕ МОДЕЛЮВАННЯ
ТЕПЛОМАСОПЕРЕНОСУ В ЕЛЕМЕНТАРНІЙ КОНВЕКТИВНІЙ
КОМІРЦІ
3.1. Вихідна система рівнянь
3.2. Аналітичні розв'язки для швидкості і збуренн
температури
3.3. Аналіз параметрів розв'язку
3.4. Радіус елементарно конвективної комірки
3.5. Верифікація розв'язку
3.6. Висновки до розділу 3
РОЗДІЛ 4. ВДОСКОНАЛЕННЯ ПРОЦЕСІВ ГОМОГЕНІЗАЦІ
ОКСИДНОЇ ФАЗИ МЕТАЛУ ПРИ ВАКУУМНО-ДУГОВОМУ
ВИГОТОВЛЕННІ РЕАКТОРНИХ СТАЛЕЙ
4.1. Вихідна експериментальна установка отримання ДЗО сталі
4.2. Модифікація експериментальної установки отриманн
дисперсно-зміцнених оксидами сталей
4.3. Вибір раціональних параметрів катоду для вакуумно-дугово
виплавки дисперсно-зміцнених оксидами сталей
4.4. Конвективний масоперенос у розплаві з неплоским
профілем поверхні розділу фаз
4.5. Гомогенізація частинок ZrO2 в об'ємі нержавіючої стал
08X18H10T
4.6. Висновки до розділу 4
ВИСНОВКИ
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ
Додаток А Список публікацій за темою диспертації

Додаток Б Апробація результатів дисертації			
Додаток В Акт про впровадження в науково-прикладних			
дослідженнях в Національному науковому центрі «Харківський			
фізико-технічний інститут»	139		
Додаток Г Довідка про використання в учбовому процесі			
Харківського Національного Університету імені			
В. Н. Каразіна	140		

СПИСОК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

Буквені позначення фізичних і математичних величин

- А і В постійні коефіцієнти в частинних розв'язках
- *g* прискорення вільного падіння
- *G* масова витрата рідини
- *h* товщина горизонтального шару рідини
- k хвилеве число
- n модове число
- *р* безрозмірне збурення тиску
- Рг число Прандтля
- R радіус
- Ra число Релея
- *г*, *φ*, *z* просторові координати
- Т безрозмірне збурення температури
- *T*₁ нижня межа шару рідини
- *Т*₂ верхня межа шару рідини
- Θ різниця температур між нижньою і верхньою площинами
- t безрозмірний час
- v вектор безрозмірних швидкостей рухливого середовища
- v_r, v_z компоненти вектору **v**
- β коефіцієнт об'ємного температурного розширення
- σ_{1, i} i-й нуль функції Бесселя першого роду першого порядку
- λ власні числа задачі
- коефіцієнт кінематичної в'язкості
- р густина рідини
- χ коефіцієнт температуропровідності

Індекси

- _с елементарна конвективна комірка
- _{max} максимально допустиме значення величини
- _{min} мінімально допустиме значення величини

Скорочення

- ДЗО сталі дисперсно-зміцнені оксидами сталі
- ЕКК елементарна конвективна комірка

ІПМаш – Інститут проблем машинобудування НАН України.

ВСТУП

Актуальність теми. Останнім часом активно проводяться дослідження по отриманню нових конструкційних матеріалів для енергетичних установок, що мають задані властивості. Наприклад, для активної зони атомних реакторів нового покоління матеріали повинні мати високу радіаційну стійкість, жароміцність, низьку активацію при експлуатації. В цьому випадку використовують конструкційні матеріали на основі дисперсно-зміцнених оксидами сталі.

Дисперсно-зміцнені оксидами сталі містять досить великі концентрації частинок оксиду нанометрового розміру, що збагачені ітрієм, киснем, марганцем, хромом або кремнієм. Традиційна технологія ДЗО сталей – порошкова металургія. Проте, вона є трудомісткою та дорогою. Альтернативний метод отримання ДЗО сталей – метод вакуумно-дугового переплаву сталей, в якому їх нагрів до температури плавлення відбувається за рахунок електричної дуги, а в розплав вводиться порошок легуючої домішки. Проте основною проблемою цього методу є проблема рівномірного розподілу легуючої домішки по об'єму розплаву. Таким чином, дослідження, що спрямовані на вдосконалення технології вакуумно-дугового переплаву сталей з метою підвищення гомогенізації легуючої домішки, є актуальними.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами і темами. Результати, які лягли в основу цієї дисертації, отримані під час виконання наукових досліджень, що проводилися у відділі моделювання і ідентифікації теплових процесів Інституту проблем машинобудування ім. А. М. Підгорного НАН України у рамках бюджетних тем: «Розробка теоретичних основ та методів реалізації теплових процесів в об'єктах паливно-енергетичного комплексу та житловокомунального господарства з метою енергоресурсозбереження та заміщення вуглеводневого палива» (№0 Ш-40-10, № держреєстрації 0110U002658, 2010– 2014 рр.); «Моделювання, ідентифікація і оптимізація теплових процесів в об'єктах енергетики з метою вирішення задач енергоресурсозбереження і підвищення надійності їх роботи» (№ III-66-15, № держреєстрації 0115U001091, початок – 2015 р.).

У всіх перерахованих темах автор дисертації виступала виконавцем окремих розділів.

Мета і задачі дослідження. Метою роботи є розробка науково-технічних основ використання упорядкованих конвективних структур у технологічному процесі вакуумно-дугового переплаву сталі для підвищення гомогенізації легуючої домішки.

Для реалізації поставленої мети були сформульовані такі задачі:

 визначити характер конвективної течії у розплаві сталі при її вакуумнодуговому переплаві;

 – експериментальним і розрахунковим шляхом визначити характерні параметри стійких циліндричних конвективних структур;

– дослідити конвективну течію розплаву сталі у циліндричних конвективних структурах з конічним та синусоїдально поглибленим профілем дна та вільними граничними умовами;

 запропонувати структуру катода, що забезпечує безупинне надходження порошку легуючої домішки у розплав при вакуумно-дуговому переплаву сталі;

 визначити розміри частинок порошку діоксиду цирконію, що знаходяться в об'ємі розплавленого металу;

 – розробити рекомендації щодо вдосконалення процесу гомогенізації легуючої домішки у розплаві сталі.

Об'єктом дослідження є вільно-конвективні процеси у шарах в'язких нестисливих рідин, що підігріваються знизу.

Предметом дослідження є математичні і фізичні моделі опису конвективних процесів у шарі в'язкої нестисливої рідини.

Методи дослідження:

- теорія подібності;

- методи математичного моделювання;

 – аналітичні методи розв'язання задач з диференціальними рівняннями у частинних похідних;

- методи фізичного моделювання на лабораторних установках;

- методи статистичної обробки експериментальних результатів.

Наукова новизна одержаних результатів.

1. Вперше експериментальним шляхом встановлено, що на перехідних етапах у горизонтальних шарах рідини, що рівномірно підігрівається знизу, з вільними граничними умовами, формуються однакові стійкі конвективні структури циліндричної форми, які названо елементарними конвективними комірками (ЕКК). Їх кількість зростає із збільшенням перепаду між температурами нижньої і верхньої меж шару, а розміри та форма залишаються незмінними.

2. Вперше отримані нові аналітичні вирази для швидкості течії та збурення (відхилення величини від аналогічної у стані механічної рівноваги) температури у циліндричній ЕКК.

3. Вперше теоретично отримано значення безрозмірного (віднесеного до товщини шару) діаметру ЕКК для шару з вільними межами, що дорівнює 3,44.

4. Вперше запропоновано здійснювати гомогенізацію частинок легуючої домішки за рахунок її переносу в розплаві сталі внаслідок конвективної течії, що має стійку упорядковану структуру, при безупинному рівномірному надходженні легуючої домішки у розплав металу.

5. Запропоновано новий методологічний підхід до конструювання катоду, що забезпечує безупинне рівномірне надходження порошку легуючої домішки у розплав при вакуумно-дуговому переплаві сталі.

Практичне значення одержаних результатів.

1. Вдосконалена конструкція катоду вакуумної дугової печі. Отримані значення геометричних параметрів порожнин катоду, що містять порошок діоксиду цирконію, при яких забезпечується його безупинне рівномірне надходження у розплав. 2. Визначені розміри частинок нанодисперсного порошку ZrO₂, при яких відбувається їх просторова гомогенізація у процесі отримання ДЗО сталі 08Х18Н10Т.

3. Підхід, що базується на застосуванні елементарних конвективних комірок, можна застосовувати для дослідження конвективного тепломасопереносу у горизонтальних шарах рідини у різних технічних об'єктах та технологічних процесах, на основі чого можна проводити модернізацію існуючих та розробку нових конструкцій та технологій.

4. Результати дисертаційної роботи впроваджені у Національному науковому центрі «Харківський фізико-технічний інститут» при вдосконаленні процесу виготовлення ДЗО сталей на експериментальному зразку установки вакуумно-дугового переплаву, та використовуються у навчальному процесі у Харківському національному університеті імені В. Н. Каразіна на кафедрі фізики нетрадиційних енерготехнологій та екології.

Особистий внесок здобувача. Усі основні результати роботи, які виносяться на захист, отримані автором особисто.

У роботах [5, 8, 10] автор провела серію експериментів по формуванню і дослідженню властивостей ЕКК в шарі в'язкої нестисливої рідини, що рівномірно підігрівається знизу. У роботах експериментально досліджені геометричні розміри ЕКК, їх результати адекватно описуються теоретичною моделлю ЕКК.

У роботах [1, 3, 8, 9] автор описала експериментальні результати по руйнуванню комірок Бенара; також запропонувала розглядати руйнування конвективних комірок на Сонці (супергранул) внаслідок швидкого нагріву їх нижньої межі і дала математичний опис механізму такого руйнування.

У рамках робот [4, 6, 13, 14] здобувач розглянула задачу теплової конвекції в'язкої нестисливої рідини у циліндричній ЕКК з конічно поглибленим дном і вільними граничними умовами. Також були отримані модельні розподіли ліній течії Стокса і збурень температури в циліндричній ЕКК з конічно поглибленим дном і вільними межами. У рамках роботи [16] було розглянуто теплоперенос у конвективних циліндричних комірках з параболічним профілем дна і вільними граничними умовами.

Автором було запропоновано «енергетичний принцип» формування структур у шарі в'язкої нестисливої рідини, що рівномірно підігрівається знизу, у роботах [5, 8, 10, 15].

У роботах [2, 7, 11, 12] автором запропоновано розглядати процес вакуумно-дугового переплаву сталі 08Х18Н10Т+ZrO₂ на основі процесів, що відбуваються у шарі в'язкої нестисливої рідини, що підігрівається зверху (знизу) за умови, що у розплавленому металі формується ЕКК.

Апробація результатів дисертації. Основні матеріали і результати роботи докладалися на наступних конференціях: Х конференція молодих вчених та спеціалістів ІПМаш НАН України, 2013 р., Харків, Україна; International conference MSS-14 «Mode conversion, coherent structures and turbulence», Moscow, Russia, 2014; IV Міжгалузева науково-практ. конф. «Інноваційні шляхи модернізації базових галузей промисловості, енерго- і ресурсозбереження, охорона навколишнього природного середовища», 25–26 березня 2015 р., Харків, Україна; Міжнародна наукова-практична конференція «Стійкий енергетичний розвиток: теорія, практика, перспективи», 2015 р., Харків, Україна; XII конференція молодих вчених та спеціалістів; ІПМаш НАН України, 2015 р., Харків, Україна; Intern. Young Sci. Forum on Appl. Phys. YSF–2015, 2015, Dnipropetrovsk, Ukraine; XI Int. Sci. Conf.: Electronics and Appl. Phys., Oct. 21–24, 2015, Kyiv, Ukraine; XVII Міжнародна наукова-практична конференція «Відновлювана енергетика та енергоефективність у XXI столітті», 29–30 вересня 2016 р., Київ, Україна.

Публікації. Основний зміст цієї роботи відображений в 16 публікаціях, в тому числі 6 статей, з яких 3 – в журналах і збірках, внесених в перелік спеціалізованих видань України, де можуть публікуватися результати дисертаційних робіт (тому числі 1, що індекексується в наукометричній базі Scopus), 1 – в закордонному журналі, що індексується в наукометричній базі Scopus, 2 – в інших журналах); 1 патент України на винахід; 8 матеріалів наукових конференцій; 1 методичний посібник для студентів.

РОЗДІЛ 1

ВИГОТОВЛЕННЯ ЛЕГОВАНИХ СТАЛЕЙ ТА ДОСЛІДЖЕННЯ ТЕПЛОФІЗИЧНИХ ПРОЦЕСІВ, ЩО ВІДБУВАЮТЬСЯ ПРИ ЦЬОМУ

1.1. Леговані сталі та їх отримання

Сучасні енергетичні установки працюють в умовах досить значних фізико-механічних навантажень, що обумовлені особливостями протікання фізичних процесів під час перетворення одного виду енергії в інший. Великі тиски робочого тіла, досить значні перепади температури, хімічно агресивне середовище, механічні навантаження в конструктивних елементах енергетичного обладнання можуть призвести до передчасного їх руйнування або швидкого спрацювання ресурсу. В атомній енергетиці ситуація усугубляється негативним впливом радіаційного випромінювання на матеріали. Конструкційні сталі (з урахуванням легуючих домішків), розробляються і створюються для забезпечення підвищених термо-, хімічно-стійких і міцнісних властивостей, в порівнянні з властивостями вихідних металів.

Зважаючи на вищесказане, матеріали, з яких виготовляються конструктивні елементи енергетичного обладнання повинні мати такі фізико-механічні й хімічні властивості, які, незважаючи на вказані чинники, забезпечують надійну роботу обладнання. Найбільш розповсюдженими матеріалами, які використовуються в енергетиці і мають такі властивості, є леговані сталі. Різні легуючі домішки, які додаються під час плавлення таких сталей, позитивно впливають на якість вихідного продукту. Дисперсійно-зміцнені матеріали – це композитні матеріали, в сполучний компонент (матрицю) яких включені в армувальному вигляді спеціально введені частинки (домішкових або дисперсних фаз). Оптимальним чином підібраним розподілом включень досягається значне підвищення міцності такого матеріалу в порівнянні з матеріалом матриці [17]. Таким чином, наприклад, при додаванні діоксиду цирконію в рідкий розплав нержавіючої сталі, збільшується радіаційна міцність, температурна і хімічна стійкість, питома теплоємність, міцність і ряд інших важливих характеристик вихідного злитка.

У металургії легування проводиться шляхом введення у розплав або шихту додаткових речовин, що поліпшують механічні, фізичні та хімічні властивості сплаву. Для зміни різних властивостей (підвищення твердості, зносостійкості, корозійної стійкості і так далі) приповерхневого шару металів та сплавів застосовуються також і різні види поверхневого легування. Легування проводиться на різних етапах отримання металевого матеріалу з цілями підвищення якості металургійної продукції і металевих виробів [18–20].

Один із методів отримання легованих сталей – це додавання легуючих домішок у шихту. Найбільш застосовуваним способом отримання рідкої сталі у ливарному виробництві – є плавка стали у дуговій електричній печі. Плавка у даному випадку ведеться з обмеженням окислювальних процесів, без подачі залізної руди і кисню. Шлак при цьому намагаються не видаляти або видаляють тільки після відновлення легуючих елементів меленим феросиліцієм, що дозволяє максимально використовувати засвоєння легуючих елементів з відходів виробництва. Слід зазначити, що негативним моментом плавки сталі без окислення, є неможливість видалення з розплаву вуглецю, фосфору, водню [21, 22].

Інший метод отримання легованих сталей – це додавання легуючих домішок у розплав. Це є термодинамічно стабільний процес введення допоміжних компонентів в розплав. При такому способі максимальний ефект щодо підвищення властивостей сталі буде лише за умов однорідного розподілу легуючих елементів в розплаві [23].

Традиційні технології отримання легованих сталей, що використовуються зараз, – це електрометалургія і порошкова металургія. Термін «електрометалургія» описує процеси, отримання металів, які засновані на електролізі, тобто виділення металів з розчинів або розплавів їх з'єднань при пропусканні через них постійного електричного струму [24, 25]. Цей метод застосовують головним чином для отримання дуже активних металів – лужних, лужноземельних і алюмінію, а також виробництва легованих сталей. В електрометалургії використовуються як електротермічні, так і електрохімічні процеси. Електротермічні процеси находять своє застосування для видобування металів з руд і концентратів, виробництва і рафінування чорних і кольорових металів і сплавів на їх основі. У таких процесах електрична енергія є джерелом технологічного тепла. Щодо електрохімічних процесів, то вони поширені у виробництві чорних і кольорових металів на основі електролізу водних розчинів і розплавлених середовищ. Тут за рахунок електричної енергії здійснюються окислювально-відновні реакції на межах розділу фаз при проходженні струму через електроліти. Однак, особливе місце в цих процесах займає гальванотехніка, в основі якої лежать електрохімічні процеси осадження металів на поверхню металевих і неметалічних виробів [26–28].

В електрометалургії існує два методи плавки сталі: електродугова і індукційна. Найбільшого поширення мають дугові електричні печі [30].

Дугова піч – це електрична піч для плавки металів та інших матеріалів, у якій використовується тепловий ефект електричної дуги. Розрізняють наступні типи дугової печі: печі прямої дії (дуга горить між електродами і металом, що нагрівається), печі непрямої дії (дуга виникає між електродами на деякій віддалі від металу), а також дугові печі із закритою дугою (вона горить під шаром твердої шихти, в яку занурено електроди). Також є і вакуумні дугові печі з витрачуваним електродом, який виготовляють з металу, що підлягає переплавленню, та з електродом, що не є витрачуваним, який виготовляється з вольфраму або графіту. Але самими поширеними є дугові печі прямої дії, де плавлять переважно сталь, і печі із закритою дугою для виплавляння кольорових сплавів; феросплавів, електрокорунду, та багато іншого. Печі такого типу застосовують для вакуумно-дугового переплавлення металів та їх сплавів [28, 29].

Найбільш досконалим способом виробництва сталі є виплавка її в електроплавильних печах. Основні переваги цих печей полягають в наступному:

1. У плавильному просторі температура сягає 2000 °С, що сприяє видаленню шкідливих домішок: кисню, сірки і фосфору, а також неметалевих включень (сталь, яку отримано таким способом, за хімічним складом краще мартенівської).

2. Можна виплавляти будь-які сорти сталі з вмістом заданої кількості різних елементів таких, як хром, нікель, молібден, ванадій, вольфрам, титан та багато інших.

3. Забезпечується точність і простота регулювання температур.

4. Значно зменшується угар металу і легка окислюваність легуючих елементів.

В індукційних печах виплавляють найбільш якісні корозійностійкі, жароміцні і інші стали і сплави. Плавка сталі в індукційній печі, здійснюється методом переплавки та зводиться, здебільшого, до наступних кроків: розплавлення шихти, розкислювання металу і випуску. Але це обумовлює високі вимоги до шихтових матеріалів за змістом шкідливих домішок. Вибір тигля (основний або кислий) визначається властивостями металу. Великий недолік індукційної плавки – це холодні шлаки, які нагріваються тільки від металу. Цей недолік у деяких конструкціях усувається шляхом плазмового нагріву поверхні метал-шлак, що дозволяє також значно прискорити процес розплавлення шихти. У вакуумних індукційних печах виплавляють чисті метали, сталі і сплави відповідального призначення (так звана, вакуумна плавка) [31].

Традиційною технологією виготовлення дисперсно зміцнених оксидами (ДЗО) сталі є порошкова металургія [32]. Важлива відмінна риса цієї технології – одержання речовин у порошкоподібному стані та проведення операції нагрівання та спікання заготовок із порошків при температурі нижче точки плавлення відповідного металу, або у випадку суміші різнорідних порошків, нижче температури плавлення найменш тугоплавкого компонента основи.

Порошкова металургія займає своє особливе місце серед наявних різноманітних способів обробки металів, тому що дозволяє робити вироби різних форм і призначень та створювати принципово нові матеріали, які одержати іншими шляхом досить важко або взагалі неможливо. Доповнюючи або заміняючи лиття, обробку тиском, різання та інші методи, порошкова металургія успішно конкурує з ними.

Існує 4 етапи типового виробництва заготовок і виробів методом порошкової металургії:

1) одержання порошку вихідного матеріалу;

2) формування заготовки з нього;

3) спікання;

4) остаточна обробка (регулювання структури, калібрування, механічна і хіміко-термічна обробки).

Відхилення від наведеної типової технологічної можуть виражатися в поєднанні операцій формування і спікання при гарячому пресуванні, у спіканні вільно насипаного порошку (при умові відсутності формованої заготовки з порошку), або у відсутності будь-якої обробки після спікання, тощо.

Сукупність основних технологічних операцій дозволяє вирішувати за допомогою порошкової металургії два найважливіших завдання:

1) Виготовлення матеріалів та виробів з особливими структурами, складами, властивостями, що недосяжні іншими методами виробництва. Прикладом можуть служити пористі вироби і порошкові матеріали (антифрикційні, фрикційні вироби, фільтри та ін.), високотемпературні тугоплавкі метали, дисперсно зміцненні, волокнисті матеріали та ін.), інструментальні (тверді сплави, надтверді матеріали й ін.) і т. і.

2) Здешевлення виготовлення виробів та матеріалів зі звичайними властивостями, структурами і складами [33, 34].

Порошкова металургія має наступні переваги:

1. Дозволяє створювати матеріали та вироби з металевих елементів, які можуть значно відрізнятися по температурі плавлення і не сплавлятися між собою, а також поєднувати в одному матеріалі метали і неметали.

2. Можливість виготовлення деталей з жорсткими допусками (кулачки храповиків, кульових вставок, підшипникових втулок, вкладишів, поршневих кілець та багато інших) в основному без механічної обробки.

3. Низькі втрати металу в відходи при виробництві деталей (від 7 до 10%).

4. Можливість переробки у порошок відходів металургійної (ковальська і прокатна окалина) і машинобудівної (тирса, стружки та інші) промисловості [35].

Разом з тим, порошковій металургії притаманні наступні недоліки:

1. Порівняно висока вартість металевих порошків.

2. Необхідність спікання в захисній атмосфері.

3. Трудомісткість виготовлення виробів і заготовок великих розмірів.

4. Необхідність застосування чистих вихідних порошків, тобто високі вимоги до її чистоти і гранулометрії.

5. Складність і трудомісткість отримання спечених виробів в компактному (безпористому) стані.

6. Висока вартість металевих порошків.

Тому виникає необхідність розробки нових технологій отримання дисперсно зміцнених оксидами сталей. Однією з перспективних технологій є спосіб вакуумно-дугової плавки сталей, який розробляється в Національному науковому центрі «Харківський фізико-технічний інститут» [36]. В ньому нагрів сталей до температури плавлення відбувається за рахунок електричної дуги, а в розплав вводиться порошок легуючої домішки. Проте основною проблемою цього методу є проблема рівномірного розподілу легуючої домішки по об'єму розплаву.

1.2. Методи дослідження процесів виплавки сталей

Забезпечення необхідних умов протікання технологічних процесів отримання сталей з метою придання ним необхідних властивостей неможливо без ретельного дослідження теплофізичних процесів, що відбуваються при цьому, в тому числі й методами математичного моделювання.

Моделювання при плавленні та твердінні злитків розглядалося у [37–48]. Авторами цих робіт була розроблена загальна математична модель сполучених процесів гідродинаміки, тепломасопереносу і твердіння з урахуванням двофазної зони і турбулентності, яка містить осереднені макроконтинуальні рівняння переносу субстанції. За допомогою різних методів, отримано розв'язки нелінійних диференціальних рівнянь теплопередачі та гідродинаміки. Шляхом обчислюваного експерименту по вивченню процесу формування композитного з'єднання отримано інформацію про поля температури, частку твердої фази і поля швидкості, зміну температури у злитку, розміри кристалів у багатошаровому та армованому злитках.

Слід зазначити, що в основу математичної моделі, що розглядається у [37–39, 49] для розрахунку процесу формування багатошарового й армованого злитків, узято нестаціонарні безрозмірні рівняння переносу вихору швидкості, переносу газової фази і теплопереносу в розплаві. Також у моделі враховуються теплові процеси, що визначають кінетику кристалізації у наближенні до нерівноважної двофазної зони. Але значним недоліком при моделюванні вказаних процесів в квадратній розрахунковій області, яка розглядалася в цих роботах, є знехтування тепловідводом з її зовнішніх сторін.

В роботах [50–52] моделювання при плавленні та твердінні злитків виконувалося за допомогою розробленої авторами програми, яка моделює теплофізичні процеси в кристалізаторі, що охолоджується водою, під час формування зазначених заготовок. Це дозволило здійснювати спостереження за процесом отримання безперервно литої заготовки та визначити його оптимальні параметри [50]. Авторами цих робіт розроблено математичну модель теплофізичних процесів, що відбуваються при затвердінні мідної та сталемідної заготовок в кристалізаторі при безперервному литті заготовки. Як зазначено у [52], охолодження злитка відбувається через бічні поверхні. Тому в математичній моделі була врахована інформація про температуру ребер злитка як зон найбільшого градієнта температур і задача розглядалася в багатовимірній постановці. За рахунок сумісного врахування теплових процесів як у кристалізаторі, так і у злитку, теплові потоки на границі «злиток – стінка кристалізатора» визначалися через властивості суміші, що утворює шлак. Саме це дозволило виключити з формулювання задачі такі характеристики, як величину теплового потоку або коефіцієнт теплопередачі, що залежать від багатьох факторів.

В роботі [53] розглянуто лінійну вісесиметричну модель злитка, вважаючи, що всередині двофазної зони в кожному фізично малому елементі містяться обидві фази. Її автори вважають, що використання двовимірної моделі доцільно при відносних геометричних розмірів перетину злитка більше 3. В іншому випадку, одновимірна та двовимірні моделі дають практично однакові результати, тому можна обмежитися спрощеною постановкою задачі. Для дослідження процесу затвердіння плаского злитка використовувалася математична модель, що містить класичні рівняння теплопровідності з граничними умовами І і Ш роду для рідкої і затверділої частин; рівняння переносу енергії, рівняння масопереносу з урахуванням припущення стійкості двофазної зони, рівняння Дарсі, рівняння безперервності і термічне рівняння стану.

1.3. Конвективні структури у шарах рідини і їх дослідження експериментальними і теоретичними методами

Під час плавки металів, в тому числі й переплаву сталі з доданням легуючих добавок, в розплаві виникають конвективні течії, які обумовлені перепадом температури [54]. При цьому досить часто утворюються конвективні структури, які можуть бути відносно стійкими і деякий час зберігати свою форму і розміри. Якщо в розплав сталі з такою структурою течії вводити порошок легуючої речовини, то вона буде розповсюджуватися по розплаву сталі згідно з особливостями протікання конвективного процесу. Цим фактом можна скористатися, щоб забезпечити рівномірний розподіл легуючої домішки по об'єму розплаву. Для цього необхідно створити такі умови, щоб конвективна течія сприяла максимальній гомогенізації легуючої домішки. Таким чином безумовно є актуальною розробка науково-технічних основ використання упорядкованих конвективних структур у технологічному процесі вакуумно-дугового переплаву сталі для підвищення гомогенізації легуючої домішки. Вочевидь, що такі науковотехнічні основи необхідно розробляти, спираючись на сучасні методи моделювання конвективних процесів, що відбуваються в розплаві сталі, тому проведемо огляд існуючих публікацій стосовно дослідження впорядкованих конвективних структур у в'язких рідинах.

Вперше експериментальне вивчення конвективних структур в об'ємах в'язкої рідини були проведені Д. Томсоном (1888 р.) і А. Бенаром (1900 р.). Саме з експериментів А. Бенара розпочалися систематичні дослідження проблеми конвективної стійкості, в результаті яких було встановлено, що при поступовому підігріванні рідини знизу в ній формується горизонтальний шар в якому утворюються рівномірні конвективні комірки [55]. В кожній комірці рідина рухається таким чином, що висхідна течія розташована у центрі, а спадна – на границях з сусідніми комірками. При достатньому рівні нагріву комірки заповнюють весь шар, набувають помірну ступінь регулярності і маєть форму призм з основами у вигляді опуклих багатокутників зі сторонами від чотирьох до шести. При подальшому нагріванні усі комірки становились однаковими за розміром з гексагональною формою основи. Такі комірки отримали назву комірок Бенара (рис. 1.1). Свого часу було встановлено, що розмір комірок визначається товщиною шару рідини, в якому спостерігається упорядкована конвективна течія – чим більше товщина шару, тим більше розмір комірок Бенара [55].



Рис. 1.1. Комірки Бенара у шарі спермацету [56]

Подібні конвективні структури зустрічаються й у природі. Їх можна спостерігати як супергранули на поверхні Сонця [57], в земній атмосфері у вигляді хмар, в яких відслідковується комірчаста впорядкованість [58–64]. В деяких випадках природна в'язка рідина змінює фазовий стан і, якщо в ній перед початком кристалізації існували комірки Бенара, то вони знаходять своє відображення у твердих масивах. Так, шестигранні структури можна спостерігати на поверхні висохлих озер, у лаві, що застигла [65] та в багатьох інших природних об'єктах.

В кожному такому випадку причиною виникнення конвективних комірок в горизонтальних пласких шарах є наявність вертикального градієнта температур [66–68]. При незначній величині температурного напору між нижньою і верхньою межею однорідного шару рідини перенос тепла в ньому відбувається лише за рахунок теплопровідності, а сама рідина знаходиться у стані механічної рівноваги – течія відсутня. При подоланні деякого критичного значення температурного напору, який відповідає критичному числу Релея $Ra_{\kappa p} = 657$, тепловий потік, що обумовлений лише теплопровідністю не встигає компенсувати температурний напір [69]. При цьому в рідині виникають конвективні потоки,

які забезпечують більший, у порівнянні з теплопровідністю, теплоперенос у вертикальному напрямку. Ці потоки формують циліндричні вали, що обертаються один назустріч одному. У відносно тонкому шарі при підігріванні знизу утворюються комірки Бенара. При цьому, незважаючи на те, що в різних випадках комірок Бенара можуть бути різними в'язкість рідини, розмір конвективних структур, швидкість масопереносу, величина градієнта температури та інші теплофізичні параметри, загальним є правильність їх гексагональної форми та структура течії (рис. 1.2) – усередині комірки рідина підіймається по центру, а опускається по її бокових гранях [66–69].

Традиційним підходом до моделювання комірок Бенара, конвективних валів і інших впорядкованих конвективних структур є розгляд математичної моделі в декартовій системі координат, яка ґрунтується на рівняннях Нав'є– Стокса в наближені Бусінеска [69].



Рис. 1.2. Конвективні комірки у шарі силіконової оливи глибиною 1 мм при рівномірному нагріві знизу і охолодженні повітрям згори [56]

В деяких роботах, наприклад [66], комірки Бенара пояснюють ефектом Марангоні, тобто вважають, що конвекція виникає за рахунок дії сил поверхневого натягу і залежності їх від температури рідини. Виникнення градієнта поверхневого натягу може бути викликане градієнтом температури, і тоді має місце
ефект Бенара, а така конвекція називається термокапілярною (конвекція Бенара–Марангоні). Чим більше у рідини поверхневий натяг, тим з більшою силою вона стягується [70]. Тому за наявності градієнта поверхневого натягу рідина переміщатиметься в область з більшим коефіцієнтом поверхневого натягу [71]. Проте, у більшості випадків, ефект Марангоні незначний, оскільки зазвичай він перекривається конвекцією рідини під дією Архімедової сили внаслідок зміни щільності рідини вздовж градієнта температури.

Теоретичне дослідження впорядкованих конвективних структур, в тому числі й комірок Бенара, засобами математичного моделювання розпочав лорд Релей, розв'язавши задачу о стійкості рівноваги шару з вільними межами [67, 72], що стало започаткуванням теорії конвективної стійкості. В її основі лежить математична модель, що містить систему з трьох диференційних рівнянь у часткових похідних: Нав'є–Стокса, енергії і нерозривності у наближенні Бусінеска [66, 67, 69, 72, 73].

У роботах [74–80] обговорюються механізми виникнення конвективної нестійкості у горизонтальних шарах рідини при підігріві знизу. Наводяться деякі відомості про дисипативні структури та причини їх виникнення. Явище самоорганізації може спостерігатися у різних системах: фізичних, хімічних, соціальних. У цих роботах дається характеристика явища самоорганізації у рідких середовищах. Розглядаються необхідні умови для її виникнення. На прикладі конвективних комірок Бенара проводиться більш детальний аналіз даного явища у фізичних системах. До переваги цих робіт можна віднести досить точне визначення терміну «самоорганізація» з прикладами, докладними поясненнями і фізичними викладками. Проте недоліком цих робіт є відсутність опису стадії зародження конвективних комірок.

В статтях [81, 82] запропоновано модель, що ілюструє утворення просторових траєкторії руху частки в обмеженій області простору. При цьому розглядається рух частинки як під час відсутності зовнішнього поля, так і в однорідному полі. Також розглянуто модель, що заснована на класичному русі частинки в області, обмеженою стінками, з якими частинка може обмінюватися енергією при зіткненнях, втрачаючи або накопичуючи енергію в залежності від температури стінки. Як показали розрахункові експерименти, при наявності градієнта температури у такій моделі можливі процеси самоорганізації. Ця математична модель являє собою аналог моделі утворення комірок Бенара, повторюючи деякі якісні особливості більш складної моделі. Більш візуальні, рельєфні, і чіткі моделі описані в роботах [83-85], де досліджуються спектральні характеристики чисельного методу розрахунку конвективних течій. На модельній системі рівнянь проведено нелінійний аналіз чисельного методу. Також розглянуто в двовимірній і тривимірній постановках задачі про турбулентну конвекцію нестисливої рідини у прямокутному паралелепіпеді при підігріві знизу. При тривимірному моделюванні горизонтальні межі передбачаються вільними від дотичних напружень, а в двовимірному – вільними або жорсткими. Показано, що, незважаючи на одержані кількісні розбіжності між результатами тривимірного моделювання і експериментом по пульсаціям швидкості і числу Нуссельта, тривимірне моделювання дає правильні степеневі закони зміни пульсацій температури і вертикальної швидкості. У випадку двовимірного моделювання аналогічна відповідність спостерігається при порівняно невисокій надкритичності (приблизно до 250). А при високій надкритичності в двовимірній конвекції домінуючим фактором є наявність великомасштабної структури, що визначає характеристики течії. Тут же розглянуто задачу про двовимірну, періодичну по горизонтальній координаті конвекцію нестисливої рідини між двома горизонтальними площинами при підігріві знизу. Задачу розв'язано у двох постановках – з вільними (від напружень) і жорсткими (з умовою прилипання) граничними умовами на горизонтальних площинах. Показано, що при маленькій надкритичності розрахунок двовимірної конвекції з жорсткими граничними умовами приводить до більш точного результату, ніж розрахунок з вільними граничними умовами. Встановлено, що відмінність в граничних умовах (вільніжорсткі) найбільш сильно проявляється в пульсаціях вертикальної складової швидкості, в той час як залежність числа Нуссельта і пульсацій горизонтальної складової швидкості від граничних умов виражена слабше. Перераховані вище задачі є важливими для моделювання нелінійної динаміки конвекції Бенара, однак, їх головний недолік полягає у тому, що вони не знаходять підтвердження в експериментах по зародженню конвективних комірок Бенара.

Задача про двовимірну конвекцію розглядалася і у [86–90], де обговорюється природна конвекція або конвекція Релея–Бенара, течії, що обумовлена нагріванням по горизонталі. Їх авторами наведено систему нелінійних диференціальних рівнянь у наближенні Обербека–Бусінеска, що описує двовимірну конвекцію в замкнутій порожнині за наявності горизонтального і вертикального градієнтів температури. Система записана в безрозмірних змінних «вихор, функція течії, температура, збурення температури». Отримані результати придатні для опису нелінійної динаміки конвекції Релея–Бенара, і можуть бути корисні для опису стадії зародження конвективного процесу. У [92] розглянуто й тривимірну постановку задачі про конвекцію в'язкої та нестисливої рідини між двома горизонтальними, вільними від дотичних напружень, ізотермічними площинами при підігріві знизу. У тривимірній конвекції середній вихровий масштаб зменшується із ростом надкритичності, у той час як у двовимірній зростає, що дозволило авторам зробити висновок про перевагу двовимірної конвекції перед тривимірною.

У [91–94] розглянуто чисельне моделювання стійкої конвективної структури в обмеженому пласкому шару в'язкої нестисливої рідини з лінійним вертикальним профілем температури, що знаходиться в полі сили тяжіння. У [91] вивчено вплив параметрів дискретної моделі на значення критичного числа Релея, проаналізовано залежність інтегральних характеристик стаціонарної течії (середньої кінетичної енергії і середнього значення потоку тепла на границі області) від величини надкритичності. Проведено чисельний аналіз трьохвимірних режимів теплообміну за рахунок конвекції і випромінювання в кубічній оболонці з двома ізотермічними гранями та адіабатичними стінками [92]. Математична модель побудована у безрозмірному вигляді у наближенні Бусінеска. Виявлено, що кореляція для інтегрального коефіцієнта теплообміну є функцію ключових характеристик процесу. При моделюванні у [91] чисельним методом досліджені умови виникнення конвективної нестійкості Релея–Бенара в електрохімічній системі. Ця система являє собою два плоских горизонтальних електрода з одного металу. Простір між електродами заповнено розчином солі цього ж металу. Враховано дві причини нестійкості: сила плавучості та електрична сила, що виникає в результаті утворення дуже невеликого об'ємного заряду поблизу електрода, на якому електромеханічна реакція протікає при граничному дифузійному струмі. Показано, що умови виникнення нестійкості характеризуються критичними значеннями двох параметрів, що відповідають двом зазначеним силам. Автори також звертають увагу на взаємний вплив цих сил при виникненні нестійкості і істотну роль співвідношення коефіцієнтів дифузії катіонів та аніонів електроліту.

В перерахованих вище роботах зроблено акцент на дослідження сформованої періодичної структури, що закладена першими роботами Бенара, і залишено поза увагою питання: яку форму мають конвективні структури на попередніх етапах – від моменту зародження до розвинення їх у щільно упаковані комірки Бенара.

1.4. Висновки до розділу 1

У даному розділі розглянуто способи отримання легованих сталей та сучасний стан в області дослідження теплофізичних процесів, що відбуваються при цьому. Відзначено, що введення різних домішок, які додаються під час плавлення сталі, мають позитивний вплив на якість вихідного продукту.

Зазначено, що можна забезпечити максимальну гомогенізацію легуючої домішки за рахунок її переносу в розплаві сталі внаслідок конвективної течії,

що має стійку упорядковану структуру. Вказано на необхідність розробки науково-технічних основ використання упорядкованих конвективних структур у технологічному процесі вакуумно-дугового переплаву сталі для підвищення гомогенізації легуючої домішки.

Зроблено аналітичний огляд сучасних наукових публікацій, в яких описуються результати експериментального і теоретичного дослідження впорядкованих конвективних структур, що виникають в нерівномірно нагрітій рідині, яка знаходиться в гравітаційному полі.

Виділено можливі форми упорядкованих конвективних структур, які можуть перебувати в стійкому стані протягом тривалого проміжку часу, – комірки Бенара.

Аналіз існуючих публікацій показує, що при невеликій температурній нерівномірності рідина знаходиться в стані механічної рівноваги, а конвективний рух починається при перевищенні числа Релея деякого критичного порогу, який для горизонтального плоского шару рідини з вільними межами має значення порядку 657.

Слід зазначити, що до теперішнього часу при дослідженні природної конвекції в нерівномірно нагрітій рідині основна увага приділялася лише повністю сформованим впорядкованим конвективним течіям. Процесам зародження конвективних структур, їх розвитку, переходу з одного в інший стан належну увагу не приділено. Разом з тим розгляд таких перехідних станів дозволить не тільки встановити закономірності конвективного теплообміну на даних етапах розвитку конвективної течії і більш глибоко зрозуміти фізику самих упорядкованих конвективних структур у вигляді комірок Бенара і конвективних валів, але й визначити шляхи керування впорядкованими конвективними структурами в розплаві металу з метою підвищення процесу гомогенізації легуючої домішки.

В цілому розділ 1 має оглядовий характер і присвячений узагальненню наявних теоретичних і експериментальних результатів в даній області, що до-

зволило провести їх критичний аналіз, сформулювати мету дисертаційного дослідження і визначити невирішені задачі в цьому напрямку.

РОЗДІЛ 2

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ ФІЗИЧНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ ЦИЛІНДРИЧНОЇ ЕЛЕМЕНТАРНОЇ КОНВЕКТИВНОЇ КОМІРКИ В ШАРІ В'ЯЗКОЇ НЕСТИСЛИВОЇ РІДИНИ, ЩО РІВНОМІРНО ПІДІГРІВАЄТЬСЯ ЗНИЗУ

2.1. Постановка задачі експериментального дослідження

Для виявлення закономірностей протікання фізичного процесу зародження і розвитку конвективного переносу в горизонтальному шарі в'язкої рідини, що підігрівається знизу, нами була проведена серія експериментальних досліджень.

Основні завдання, які необхідно було вирішити при виконанні даних досліджень полягали в наступному:

1. Розробити експериментальну установку.

2. Знайти режимні параметри для даної установки, при яких порушується механічна рівновага рідини.

 Знайти режимні параметри для даної установки, при досягненні значень яких формуються впорядковані конвективні структури у вигляді комірок Бенара.

4. Варіюючи режимні параметри в установленому діапазоні перехідних процесів, отримати умови, за яких виникають конвективні утворення, що зберігають незмінну форму протягом досить тривалого проміжку часу.

5. Експериментальним шляхом визначити геометричні та теплофізичні параметри отриманих стійких конвективних утворень.

6. Виявити причини, що впливають на порушення стійкості в отриманих конвективних утвореннях.

7. Узагальнити отримані експериментальні результати і зіставити їх з експериментальними даними інших дослідників.

2.2. Експериментальна установка для дослідження формування стійких конвективних структур

Для проведення експериментальних досліджень була створена установка, яка дозволила керувати процесом формування конвективних структур в горизонтальних шарах в'язкої нестисливої рідини (рис. 2.1). Ця експериментальна установка описана в [1, 3, 8]. При її розробці враховувалося такі фактори:

- конвективні структури, що утворилися повинні бути візуалізовані;

 необхідно мати можливість керувати процесом формування і розвитку конвективного руху;

 в наявності повинні бути засоби вимірювання геометричних і теплофізичних параметрів конвективних структур.

Для візуалізації конвективних структур був використаний відомий прийом, коли в досліджувану рідину додається добре видима дисперсна фаза для утворення однорідної суспензії [95]. При цьому кількість самої дисперсної фази має бути незначною, щоб не змінити теплофізичні властивості рідини і не вплинути на перебіг конвективних процесів.



Рис. 2.1. Схематичне зображення експериментальної установки для дослідження конвективних структур в горизонтальному шарі в'язкої рідини:

1 – електрична піч; 2 – циліндрична ємність; 3 – досліджувана суспензія; 4 – місця розташування термопар (вказано стрілками), 5 – мідна пластина Дисперсійною основою була обрана рідина, що має досить високу в'язкість – вакуумна олива ВМ–5. Дисперсною фазою – алюмінієва пудра.

Смністю, в якій знаходився шар рідини, виступала циліндрична ванночка. Оскільки результати експериментальних досліджень конвективного тепломасопереносу можуть бути масштабовані на інші розміри з використанням теорії подібності, експерименти проводилися з незмінними розмірами ємності: її діаметр становив 52 мм, висота – 2,5 мм. Товщина шару рідини в ємності дотримувалася на рівні 1 мм. Виходячи з даних геометричних розмірів для утворення суспензії було взято 2,5 мл вакуумної оливи і 0,56 мг алюмінієвої пудри.

Як відомо (див. розділ 1), рушійною причиною утворення конвективного руху в горизонтальних плоских шарах рідин є температурна нерівномірність у вигляді перевищення температури нижньої поверхні шару над верхньою. Для створення і управління температурною нерівномірністю дно ємності підігрівалося електричною піччю з поворотним перемикачем регулювання потужності тепловиділення і плавним регулюванням температури термостата. Верхня поверхня рідини перебувала в контакті з повітрям більш низької температури.

Між ємністю і піччю містилася плоска мідна пластина з наступними габаритами: висота 5 мм, довжина і ширина 7 і 8 см, відповідно. Таким чином між електричною піччю і ванночкою був масив, що мав високу теплопровідність і теплоємність. Завдяки цьому створювалися умови для підтримки рівномірності температури на нижній поверхні шару рідини.

Вимірювання температур здійснювалося за допомогою термопар. При цьому фіксувалася температура верхній межі шару рідини і температура дна ємності, яка ототожнювалася з температурою нижньої поверхні шару рідини. Геометричні розміри стійких конвективних структур визначалися візуально за допомогою лінійки. Для вимірювання швидкості рідини використовувалися мікроскоп МБС – 9 і відеозйомка з наступною обробкою результатів спостереження. Детально методику вимірювання швидкості рідини наведено в підрозділі 2.7. Згідно з описаними умовами, в результаті підігріву ємності електричною піччю температура оливи на дні ємності могла варіюватися в межах від 20 до 220 °C. Кінематична в'язкість вакуумної оливи при зазначених температурах оцінювалася величиною 10^{-5} м²/с [96]. Температуропровідність – 0,014 м²/с.

Дана установка була протестована шляхом проведення експерименту щодо створення комірок Бенара в розглянутому шарі рідини. В результаті підігріву дна ємності до температури 120 °C в шарі рідини формувалися впорядковані конвективні структури у вигляді комірок Бенара, які щільно заповнювали весь її об'єм. При цьому температура верхнього шару рідини становила 100 °C, тобто температурний перепад між нижньою і верхньою поверхнею шару становив 20 °C. Діаметр комірок Бенара становив 3,2 мм [1, 3–5, 8–10, 14–16].

При відключенні печі і зниженні температури рідини остання поверталася в стан механічної рівноваги. Збільшення температури дна ємності понад 120°С приводило до інтенсифікації руху рідини в комірках Бенара. Подальше збільшення температури тягло за собою руйнування упорядкованої структури комірок Бенара і перехоід в стадію хаотичного конвективного руху.

Таким чином, створена експериментальна установка дозволяє досліджувати всі перехідні етапи формування та розвитку конвективних структур від повної механічної рівноваги рідини до комірок Бенара.

2.3.Зародження і розвиток конвективних структур при збільшенні температури нижньої поверхні шару рідини

Для дослідження зародження і розвитку конвективних структур на перехідному процесі від механічної рівноваги рідини до розвинених комірок Бенара здійснювався поступовий нагрів дна ємності від кімнатної температури до рівня встановленого раніше: 120±1 °C. При досягненні температури дна ємності 4 °С в шарі оливи сформувалася стійка конвективна структура у вигляді замкнутої системи циркуляції циліндричної форми. Висота такої конвективної комірки відповідала товщині шару рідини, а діаметр становив 3,2 мм.

З подальшим збільшенням температури дна ємності дана конвективна комірка зберігала свою форму, розміри і місце розташування, а в інших частинах шару оливи формувалися аналогічні стійкі конвективні структури, число яких поступово зростало. При цьому такі конвективні комірки не контактували один з одним, а були розділені проміжками рідини, в яких рух або не спостерігався, або був нестійким. Далі такі відокремлені стійкі конвективні структури циліндричної форми будемо називати елементарними конвективними комірками (ЕКК).

На рис. 2.2 наведено фотографії ЕКК при різних рівнях температури дна ємності.

Як можна побачити, при температурі нижньої поверхні шару рідини 45 °C (рис. 2.2, б) вже спостерігається утворення трьох комірок. Близько п'яти ЕКК ми спостерігаємо при 50 °C (рис. 2.2, в) і близько п'ятнадцяти – при температурі нижньої поверхні шару рідини 56 °C (рис. 2.2, г). При подальшому збільшенні температури дна ємності відбувалося утворення нових ЕКК, які зрештою щільно заповнювали весь об'єм, починають стикатися одна з одною і зрештою змінювали форму на призматичну з формуванням впорядкованої конвективної структури у вигляді шестикутних комірок Бенара.

Поряд з температурою нижньої поверхні шару рідини фіксувалася і температура верхньої поверхні. Отримані дані для випадків, що зображені на рис. 2.2, зведені в таблицю 2.1.













г)

Рис. 2.2. Зародження циліндричних конвективних комірок: a) – температура дна ємності 44 °C; б) – 45 °C; в) – 50 °C; г) – 56 °C

Таблиця 2.1

Темпе	ература	Π						
поверхні		Перепад	Кількість					
шару рідини, °С		температур,	ЕКК					
нижньої	верхньої	C						
44	34	10	1					
45	35	10	3					
50	39	11	5					
56	43	13	15					

Відповідність температури рідини і кількості ЕКК

Таким чином, можна зробити висновок, що зі збільшенням температури дна ємності збільшується не тільки кількість ЕКК, а й поступово зростає перепад між температурою нижньої і верхньої поверхонь шару рідини.

Отримані експериментальні результати щодо геометричних розмірів ЕКК наведені в таблиці 2.2 в порівнянні з результатами інших експериментів, які проводилися з іншими рідинами. Похибка наведених експериментальних даних становить величину порядку 5–10%. На підставі цих даних можна зробити висновок, що незалежно від виду досліджуваної рідини і товщини її шару безрозмірний діаметр ЕКК (відношення діаметра до висоти) залишається незмінним на рівні 3,0–3,3 мм.

Таблиця 2.2

Джерело даних	Діаметр ЕКК, мм	Товщина шару рідини, мм	Відношення діаметру до висоти ЕКК
Е. Д. Ейдельман [97]	3,0	1,0	3,0
Е. Л. Кошмідер [98]	6,25	1,9	3,3
Експериментальні дані автора [1, 3–5, 8–10, 14, 15]	3,2	1,0	3,2

Геометричні розміри конвективних комірок

Зауважимо також, що процес формування і розвитку елементарних конвективних комірок циліндричної форми з подальшим їх переходом в комірки Бенара є оборненим – при зниженні температури нижнього шару оливи від 120 °C до кімнатної температури комірок Бенара спочатку трансформуються і розпадаються на окремі циліндричні ЕКК, кількість яких поступово зменшується аж до припинення конвективного руху в рідині і встановлення механічної рівноваги. При цьому співвідношення температур поверхні шарів і кількості ЕКК залишається таким самим як і при підвищенні температури.

2.4. Дослідження зміни розмірів елементарних конвективних комірок

При проведенні даного експерименту крім керованого теплового впливу на шар досліджуваної рідини також створювався додатковий вплив, який вносив збурення в вільні конвективні структури – на верхній поверхні шару рідини організовувалися штучні бар'єри, що перешкоджали її руху. Для цього на поверхню оливи накладалися кільця різних діаметрів, що були виготовлені з мідного дроту товщиною 0,5 мм. Підігрів дна ємності здійснювався в діапазоні від кімнатної температури до 135±1 °C.

Методика проведення експерименту полягала в наступному. Спочатку шар рідини розігрівався до такого стану, що в ньому формувалися впорядковані конвективні структури у вигляді комірок Бенара. Потім на поверхню оливи накладалося мідне кільце. Це призводило до того, що в області накладення кільця упорядкована структура порушувалася, і всередині кільця утворювалися одна або кілька циліндричних ЕКК (рис. 2.3). В ході експерименту діаметр мідного кільця варіювався від 3 до 11 мм, з кроком 1 мм.

З наведених на рис. 2.3 фотографій можна зробити висновок, що діаметр конвективної комірки змінюється дискретно. Таким чином, накладення мідного кільця діаметром до 5 мм приводить до утворення однієї видимої комірки діаметром 2,5 мм. При досягненні діаметру кільця величини 5 мм відбувається стрибкоподібне збільшення розміру конвективної комірки до величини, що збігається з діаметром відокремленої ЕКК у вільному шарі рідини (див. підрозділ 2.3), який залишається незмінним і у випадку мідних кілець більшого діаметру аж до 7 мм. Коли діаметр кільця становить 7 мм знову відбувається стрибкопо-

дібне збільшення діаметру комірки. Наступний стрибок спостерігається при 9 мм.



Рис. 2.3. Відокремлені ЕКК в мідному кільці: а) – діаметр кільця 3 мм; б) – 4 мм; в) – 5 мм; г) – 6 мм; д) – 7 мм; е) – 8 мм; ж) – 9 мм; з) – 10 мм [8]

На рис. 2.3, д), е) можна побачити формування темного кільця на периферії комірки, що відповідає формуванню конвективного кільця, аналогічно тому, що спостерігається в [98].

Подальше збільшення діаметру мідного кільця (більше 9 мм) приводить до утворення в ньому трьох конвективних комірок мінімального діаметра, що свідчить про те, що зона рідини, яка обмежена мідним бар'єром, має досить великий діаметр, і характер протікання в ній конвективних процесів і утворення стійких конвективних структур той же самий, що і в усій ванночці. Тому дослідження формування відокремлених конвективних комірок в мідному кільці при подальшому збільшенні його діаметру не проводилося.

На підставі отриманих експериментальних результатів можна зробити наступний висновок. Залежність зростання діаметру ЕКК при збільшенні діаметру мідного кільця, що накладається на поверхню шару рідини, є дискретною. Її графічне зображення наведено на рис. 2.4. При відносно невеликих діаметрах кільця (5–6 мм) розміри комірки, що сформувалися в ньому, збігаються з розмірами відокремленої ЕКК у вільному шарі рідини. При більшому діаметрі кільця (починаючи з 7 мм і вище) розмір комірки стрибкоподібно збільшується, проходячи через два стійких стани. Після чого в кільці утворюються кілька ЕКК меншого діаметру.



Рис. 2.4.Залежність діаметру ЕКК *D*_c від діаметру кільця *D*_r

Накладення кільця діаметром менше 5 мм викликає формування циліндричної конвективної комірки з діаметром менше, ніж діаметр відокремлених ЕКК у вільному шарі рідини. При цьому може виникнути ситуація аналогічна тій, що спостерігається на рис. 2.3, б) – між кільцем і конвективною коміркою існує прошарок рідини. Таким чином дану комірку можна розглядати як відокремлену ЕКК. З урахуванням того, що згідно з результатами, описаним в попередньому підрозділі, діаметр відокремленої ЕКК прямо пропорційний її висоті, можна зробити припущення, що в такому випадку в кільці формуються дві ЕКК комірки, які розташовані одна над іншою.

2.5. Руйнування елементарних конвективних комірок в горизонтальному шарі в'язкої нестисливої рідини

В ході роботи були також виконані дослідження впливу локальних зовнішніх теплових збурень на конвективний рух в ЕКК, а саме вплив локальної зміни температури поверхні шару рідини. Були проведені два види експериментів, які відрізнялися способом зміни температури на верхній межі шару рідини.

У першому випадку на верхню межу шару рідини, в районі, де сформувалася ЕКК, зі шприца ємністю 1 мл скидалася мікрокрапля вакуумної оливи без додавання алюмінієвої пудри. Температура оливи в шприці вимірювалася термопарою і становила 17 °C.

Через велику різницю температур верхнього шару оливи і мікрокраплі, яка перебувала в шприці, спостерігався ефект Лейденфроста [99]: рідина мікрокраплі в місці контакту зі значно більш гарячою оливою ЕКК утворювала ізолюючий шар пари, який запобігав швидкому нагріванню рідини мікрокраплі. В результаті цього мікрокрапля якийсь час переміщалася по поверхні оливи на паровій подушці, що утворилася на її нижній межі. Потім температура мікрокраплі наближалася до температури верхньої межі оливи, мікрокрапля руйнувалася і розтікалася на поверхні оливи, тим самим знижуючи температуру цієї поверхні. Описані вище процеси відображені на рис. 2.5.



а) б) в)
Рис. 2.5. Руйнування конвективних комірок в вакуумній оливі мікрокраплями охолодженої вакуумної оливи:
а) – скидання мікрокраплі на поверхню ЕКК;
б) – рух краплі на поверхні шару;
в) – руйнування ЕКК в результаті розтікання мікрокраплі [3, 8]

На рис. 2.5, а) показано початкове положення мікрокраплі вакуумної оливи після її скидання з голки шприца на поверхню оливи. На малюнку видно, що спочатку мікрокрапля через ефект Лейденфроста знаходиться в підвішеному стані над поверхнею оливи і розташовується праворуч від центру конвективної комірки. Потім вона зміщується трохи вліво (рис. 2.5, б) від центра комірки. В результаті розігріву мікрокрапля розпадається і її більш холодна олива розтікається по поверхні комірки (рис. 2.5, в), що призводить до руйнування останньої. Іншими словами руйнування ЕКК відбувається внаслідок зниження температури її верхньої межі.

Слід зазначити, що скидання мікрокраплі з розігрітої оливи на поверхню шару рідини не приводить ні до появи ефекту Лейденфроста, ні до руйнування ЕКК.

Таким чином, експериментально показано, що локальне зменшення температури верхньої межі шару рідини в результаті скидання на її поверхню більш холодної краплі оливи призводить до руйнування ЕКК, що знаходиться в цьому місці. У другому випадку локальна зміна температури поверхні шару рідини здійснювалася безконтактним чином. Щуп, який був виготовлений з мідного дроту діаметром 1 мм, попередньо розігрівався, після чого наближався до поверхні шару рідини з сформованими ЕКК. При цьому не проводився дотик щупа до поверхні шару рідини, тобто механічний вплив на конвективний потік був відсутній, але мав місце тепловий вплив за рахунок променистого теплообміну. Протікання даного експерименту відображено на рис. 2.6. На наведених знімках видно, що на початку процесу (рис. 2.6, а) конвективна комірка була стійка і мала чітко окреслені межі. Після наближення до центру конвективної комірки мідного щупа протягом 1–2 с відбувалося руйнування ЕКК (рис. 2.6, б), що полягало в зникненні її межі і руйнуванні конвективної течії. Після того, як щуп забирався, протягом певного часу на місці зниклої ЕКК знову з'являлася конвективна комірка такого ж виду.

Таким чином, можна зробити висновок, що збільшення температури верхньої межі ЕКК конвективної комірки в вакуумній оливі в результаті безконтактного впливу розігрітим мідним щупом призводить до її руйнування.





a)

Рис. 2.6. Тепловий вплив мідного щупа на ЕКК: a) – початок наближення щупа до комірки; б) – руйнування ЕКК

2.6. Формування повітряних конвективних комірок в багатошаровому рухомому середовищі

Окрема серія експериментальних досліджень була присвячена формуванню упорядкованих конвективних структур в двошаровому середовищі. Нижній шар складався з олійно-алюмінієвої суспензії, яка використовувалася і в попередніх експериментах. Верхній складався з повітря, що знаходилось над поверхнею суспензії.

Температура нижньої межі суспензії підтримувалася на рівні 130±1 °С. При цьому верхня межа даного шару мала температуру порядку 120 °С. Після утворення ЕКК в олійно-алюмінієвій суспензії, ємність накривалася прозорим скляним ковпаком, під який для візуалізації конвективних процесів в повітряному прошарку запускався дим. Після припинення зовнішнього механічного впливу (вдування диму) на повітряний шар, в ньому також формувалися стійкі конвективні структури у вигляді ЕКК (рис. 2.7).



Рис. 2.7. Утворення повітряних конвективних комірок над ЕКК з вакуумної оливи [9]

На рис. 2.7 видно, що повітряні ЕКК, що утворилися над поверхнею оливи, мають розміри, що повторюють розміри ЕКК з оливи. Напрямок конвекції в повітряних комірках відповідає конвекції в конвективних структурах, які в літературі [100] мають назву *g*-комірок, тобто є протилежним напрямку конвекції в оливі.

Ідентичність геометричних розмірів і течій в конвективних комірках в оливі і повітрі можна пояснити їх подобою, а симетричне їх розташування одна над іншою – явищем захоплення частинок повітря рухом оливи на межі їх розділу в результаті розвитку нестійкості Кельвіна–Гельмгольца [69].

Конвективні течії в оливі і повітрі подібні, коли числа Релея і Прандтля однакові [72]. Покажемо, що числа Релея для двох середовищ можна порівняти. В таблиці 2.3 наведено дані теплофізичних властивостей повітря і оливи [102].

Таблиця 2.3

Найменування параметрів	Повітря	Олива
Коефіцієнт теплового розширення β, К ⁻¹	2,68×10 ⁻³	2,97×10 ⁻³
Характерний розмір області рідини <i>h</i> , м	2×10 ⁻³	2×10 ⁻³
Кінематична в'язкість рідини v, м ² /с	2,29×10 ⁻⁵	1×10 ⁻⁵
Температуропровідність рідини χ, м ² /с	2,216×10 ⁻⁷	7,38×10 ⁻⁷

Теплофізичні параметри середовищ

Виходячи з цих даних, знайдемо відношення чисел Релея (олива – повіт-

ря)

$$\frac{(\text{Ra})_{\text{oil}}}{(\text{Ra})_{\text{air}}} = \frac{\frac{9,81 - 2,97 \times 10^{-3} \times 10 \times 8 \times 10^{-9}}{7,38 \times 10^{-7} \times 10^{-5}}}{\frac{9,81 \times 2,68 \times 10^{-3} \times 10 \times 8 \times 10^{-9}}{2,29 \times 10^{-7} \times 2,216 \times 10^{-5}}} = \frac{623}{829} = 0,75 \pm 0,3,$$
(2.1)

Результат обчислень показує, що відношення чисел Релея для повітря і вакуумної оливи в межах похибок вимірювань можуть приймати значення порядку одиниці, тобто вони збігаються.

При формуванні стійких конвективних комірок число Прандтля не визначає критичне хвильове число конвективної комірки. З цієї причини числа Прандтля для повітря і оливи можна покласти рівними.

Таким чином, збіг чисел Релея, і обґрунтований вище збіг чисел Прандтля вказують на те, що конвективні комірки, утворені в повітрі і в оливі, подібні, і для їх опису можна використовувати однакові математичні моделі і розв'язки.

2.7. Визначення швидкості масопереносу в конвективній комірці

Одним з важливих питань, що виникають при вивченні властивостей конвективних структур, є питання про величину швидкості конвективного масопереносу.

Для вимірювання швидкості конвективного потоку проведена серія експериментів, в яких як і в попередніх випадках використовувалася та сама суспензія алюмінієвої пудри в оливі. Температура оливи на дні ємності підтримувалася на рівні 150 ± 1 °C. В одну з сформованих ЕКК, діаметр якої становив 17 мм, зверху вертикально опускався вимірювальний пристрій, що складався з двох паралельно розташованих тонких циліндричних мідних щупів діаметром 0,04 мм. Довжина одного щупа дорівнювала 4,3 мм, іншого – 5,4 мм. Щупи закріплювалися в металевому стрижні, на яких розташовувався транспортир для визначення кута відхилення довшого щупа, що занурювався в рідину, відносно до короткого (рис. 2.8).







б)

Рис. 2.8. Положення щупа: a) – до занурення в оливу, б) – після занурення

На рис. 2.8 можна побачити, що після занурення щупа в ЕКК в точку, що віддалена від центру комірки, кут його відхилу становив ~1±0,5°. Для визначення швидкості масопереносу в комірці по величині кута відхилення необхідно було провести градуювання вимірювального пристрою.

Градуювання здійснювалося в вертикальному струмені води, що вільно витікала з крану. Регулюючи вентилем потік води з крану, і вимірюючи діаметр струму води, її масу і час, можна визначити швидкість течії води $V_{\rm B}$ за формулою

$$V_{\rm\scriptscriptstyle B} = \frac{4M}{\pi d^2 \rho t},\tag{2.2}$$

де М – маса, що потрапила до ємності води;

d – діаметр струменя води;

 ρ -густина води;

t – час витікання води в ємність.

Кут відхилення довгого щупа, що вводився в струмень води перпендикулярно потоку, зіставлявся зі швидкістю витікання води з крану.

У таблиці 2.4 наведено експериментальні дані вимірювання залежності кута відхилення щупа від швидкості потоку води.

Таблиця 2.4.

Маса води,	Час,	Кут відхилення,	Діаметр струменя,	Швидкість води,
М, г	<i>t</i> , c	α, град	<i>d</i> , мм	<i>V</i> , см/с
6	0	2	1,5	0,34
40	0	4	2,5	0,82
50	0	5	2,6	0,94
140	0	9	3	1,98

Дані градуювання

Для опису аналітичної залежності кута відхилення щупа від швидкості потоку води вважатимемо, що щуп має циліндричну форму. В цьому випадку сила опору щупа $F = 2kl_2 \sin(\varphi/2)$ потоку води, що набігає, на одиницю його довжини визначається формулою Стокса–Озеена [69]

$$F = 4\pi\mu_{\rm B}V_{\rm B}(\ln(7,406\,{\rm Re}^{-1}))^{-1}, \qquad (2.3)$$

де *k* – коефіцієнт жорсткості мідного щупа;

 l_2 – його довжина;

ф- кут відхилення щупа (град);

μ_в – коефіцієнт динамічної в'язкості води;

 $\operatorname{Re} = \rho V_{\rm B} d_{\rm III} / \mu_{\rm B}$ – число Рейнольдса;

*d*_щ – діаметр щупа.

Коефіцієнт жорсткості мідного щупа слабо залежить від температури (зменшується лінійно з ростом температури) в діапазоні від кімнатної до 500 °C [103]. Тому будемо вважати відношення коефіцієнтів жорсткості мідного щупа при кімнатній температурі (температурі води) $k_{\rm B}$ і при температурі оливи $k_{\rm M}$ порядку одиниці: $k_{\rm B}/k_{\rm M} \approx 1$.

Використовуючи експериментальні дані таблиці 2.4, і, з огляду на той факт, що коефіцієнт для перекладу швидкості води у швидкість оливи визнача-

ється величиною $\frac{V_{\rm B}}{V_{\rm M}} = \frac{\mu_{\rm M} k_{\rm B}}{\mu_{\rm B} k_{\rm M}} \approx 10$, побудуємо графік залежності конвективної швидкості оливи від кута відхилення щупа.

На рис. 2.9 наведено градуйовану залежність відхилення щупа від швидкості води, яка побудована для визначення швидкості оливи в комірці.

З цього рисунка стає зрозумілим, що швидкість потоку оливи на поверхні конвективної комірки на відстані половини радіуса від її вісі близько V_м ≈ 0,02 см/с.



Рис. 2.9. Градуйована крива

Швидкість руху оливи в ЕКК вимірювалася також візуально з використанням мікроскопа МБС-9. Вимірювання проводилося наступним чином. У мікроскопі замість предметного скла розташовувалася ємність із шаром досліджуваної рідини так, щоб площа поверхні оливи була ортогональна відносно оптичної вісі головки мікроскопа. Замість окуляра закріплювалася фотокамера, за допомогою якої проводилася відеозйомка переміщення маркера (обрана мікрочастинка алюмінієвої пігментної пудри пластинчастої форми) від центра комірки до її периферії. Покадровий аналіз відеозйомки переміщення маркерів (показані стрілками на рис. 2.10) дав можливість оцінити їх миттєву швидкість. Аналіз набору отриманих експериментальних даних миттєвих швидкостей маркерів дозволив визначити максимальну радіальну швидкість руху оливи.



Рис. 2.10. Вид конвективних комірок і положення маркерів

Розрахунок миттєвої швидкості маркерів показав, що вона має випадкові зміни. Ці зміни відбуваються через обертання маркерів в потоці оливи, що їх несе, яке характеризується наявністю градієнта радіальної швидкості в перпендикулярному руху потоку напрямку. Обертання маркера змінює силу захоплення його потоком. Тому результуюча залежність радіальної швидкості частинки від радіуса оцінювалася за кривими, що огинають експериментальні точки миттєвої швидкості, які побудовані відповідно до аналітичного виразу залежності радіальної швидкості від радіуса комірки.

На рис. 2.11 квадратними маркерами наведено значення радіальних швидкостей частинок в залежності від їх положення щодо центру конвективної комірки (в відносних одиницях). Криві, що огинають експериментальні точки на рис. 2.11, визначають залежність радіальної швидкості конвективного руху оливи від радіуса. В результаті таких побудов можна зробити висновок, що максимальна радіальна швидкість руху оливи в конвективних комірках 1–3 (див. рис. 2.10) становить величину 3,5–5,2 мм/с.



Рис. 2.11. Значення горизонтальних швидкостей частинки: a) – R = 1,37 мм, б) – R = 1,14 мм, в) – R = 1,78 мм, г) – R = 1,8 мм

Таким чином, показано, що швидкість масопереносу в конвективній комірці залежить від розмірів комірки і в середньому може становити величину порядку 4,35 см/с.

2.8. Висновки до розділу 2

Для проведення експериментальних досліджень по зародженню і розвитку упорядкованих конвективних структур в горизонтальних шарах в'язкої нестисливої рідини було створено експериментальну установку та розроблено методики вимірювання швидкості рідини в ЕКК. Для візуалізації конвективних структур в якості рідини використовувалася суспензія, що складалася з вакуумної оливи і алюмінієвої стружки. Дана установка була протестована шляхом проведення експерименту по створенню комірок Бенара в розглянутому шарі рідини.

Проведені експерименти показали, що в шарі в'язкої рідині, який підігрівається знизу, при перевищені перепаду температур між нижньою і верхньою межами деякого рівня, до якого зберігається механічна рівновага, утворюються елементарні конвективні комірка – стійкі конвективні структури циліндричної форми, які залишаються незмінними (зберігає форму, розміри і положення) і відокремлені одна від іншої. З ростом температури кількість ЕКК збільшується, аж до щільного заповнення шару рідини з подальшим переходом їх у комірки Бенара. Даний процес є оберненим – з пониженням температури комірки Бенара трансформуються в циліндричні ЕКК, кількість яких поступово зменшується. Висота ЕКК збігається з товщиною шару рідини, а відношення діаметру до висоти складає близько 3,2 [1, 3, 5, 8, 10, 15].

Штучна механічна перешкода у вигляді кільця з мідної проволоки, яку розташовано на поверхні шару приводить до зміни фізичних умов формування ЕКК. Показано, що в таких випадках можна створювати умови для формування ЕКК різного діаметру, який приймає значення з дискретного набору величин [8].

Локальне зменшення або збільшення температури верхньої межі шару рідини призводить до руйнування ЕКК, що знаходиться в цьому місці. Після зникнення локального теплового збурення ЕКК відновлюється. У двошаровому рухомому середовищі (нижній шар – олива, верхній – повітря), що підігрівається знизу, ЕКК утворюються в кожному шарі. При цьому комірки в дотичних шарах розташовуються попарно, одна над іншою, мають однакові геометричні розміри, а конвективна течія в них відбувається в протилежних напрямках [9].

РОЗДІЛ З МАТЕМАТИЧНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ТЕПЛОПЕРЕНОСУ В ЕЛЕМЕНТАРНІЙ КОНВЕКТИВНІЙ КОМІРЦІ

3.1. Вихідна система рівнянь

Розглянемо нескінченний в напрямках осей \tilde{x} і \tilde{y} плоский горизонтальний шар в'язкої рідини товщиною h. Ось \tilde{z} направимо вгору, перпендикулярно межам шару $\tilde{z} = 0$ і $\tilde{z} = h$. Будемо вважати, що на нижній і верхній межах шару підтримуються відомі постійні температури T_1 і T_2 . При цьому шар рідини підігрівається знизу, тобто $T_2 > T_1$. Як згадувалося в розділі 1, при відносно невеликій різниці цих температур теплоперенос від нижньої до верхньої межі шару рідини здійснюється тільки за рахунок теплопровідності, а конвективний перенос не відбувається. Іншими словами рідина знаходиться в стані механічної рівноваги – її рух відсутній.

Будемо вважати, що крім перепаду температур перепад тисків також невеликий, тобто теплопровідність рідини можна прийняти постійною величиною. З урахуванням того, що в розглянутій задачі відсутні внутрішні джерела тепла, в стані механічної рівноваги розподіл температури в шарі рідини описується функцією, що лінійно залежить від координати \tilde{z}

$$T_0(\tilde{z}) = T_2 - \Theta \cdot \tilde{z} / h, \qquad (3.1)$$

де $\Theta = T_2 - T_1$ – перепад між температурами нижньої і верхньої меж шару.

Як зазначалося в розділі 1, при математичному моделюванні процесів конвективного переносу в шарах в'язких нестисливих рідин в якості шуканих фізичних полів доцільно розглядати не поля швидкості, тиску та температури рідини, а фізичні поля відхилень цих величин (збурень) від аналогічних параметрів рідини, що знаходиться в стані механічної рівноваги. Тут також слід зауважити, що внаслідок того, що в стані механічної рівноваги швидкість в кожній точці дорівнює нулю, збурення швидкості збігається з абсолютною величиною швидкості. Тому далі, ведучи мову про швидкість, будемо слово «збурення» по можливості опускати.

У разі досить малих збурень математичні співвідношення, які описують основоположні закони збереження, можуть бути записані у вигляді системи рівнянь Нав'є–Стокса, енергії і нерозривності в наближенні Бусінеска, які після приведення до безрозмірного вигляду приймають форму [104]

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\nabla p + \Delta \mathbf{v} + \operatorname{Ra} T \mathbf{e}_{z}, \qquad (3.2)$$

$$\Pr\frac{\partial T}{\partial t} - v_z = \Delta T, \qquad (3.3)$$

$$\operatorname{div}(\mathbf{v}) = 0, \qquad (3.4)$$

де **v** – вектор безрозмірної швидкості;

v_z – його вертикальна компонента;

t – безрозмірний час;

p – безрозмірне збурення тиску;

Т – безрозмірне збурення температури;

e_z – одиничний вектор, що прямований перпендикулярно шару рідини вертикально вгору;

Ra =
$$\frac{g\beta\Theta h^3}{v\chi}$$
 – число Релея;

 $Pr = \upsilon/\chi - число Прандтля,$

χ – коефіцієнт температуропровідності рідини;

v – коефіцієнт кінематичної в'язкості рідини;

g – прискорення вільного падіння;

β – коефіцієнт об'ємного термічного розширення рідини.

В (3.2)–(3.4) одиницями виміру є такі величини:

- відстані - товщина шару рідини *h*;

– часу – відношення квадрату товщини шару до кінематичної в'язкості h^2/v ;

– швидкості – відношення температуропровідності до товщини шару χ/h ;

– тиску – комплекс $\rho_0 v \chi/h^2$ (тут ρ_0 – значення щільності рідини, що використовується в наближенні Бусінеска),

– температури – різниця температур на межах шару Θ .

Зауважимо, що в цьому випадку безрозмірна вертикальна координата *z* змінюється в межах 0 < *z* < 1.

Як видно, рівняння (3.2)–(3.4) є однорідними лінійними параболічними. Оскільки збурення малі, згідно лінійної теорії стійкості всі частинні розв'язки залежать від часу за експоненціальним законом: $\{V, p, T, T_m\} \sim \exp(-\lambda t)$, в цьому випадку говорять про так звані «нормальні» збурення [69].

Як видно з результатів розділу 2, на початку формування впорядкованої гексагональної конвективної структури в горизонтальному шарі в'язкої рідини, що підігрівається знизу, формуються відокремлені конвективні комірки циліндричної форми, які ми назвали елементарними. Оскільки всі ці комірки мають однаковий розмір, картина протікання теплофізичних процесів в них ідентична. Тому при моделюванні будемо розглядати одну ЕКК. В силу того, що вона має циліндричну форму, перепишемо систему рівнянь (3.2)–(3.4) в циліндричній безрозмірній системі координат (r, ϕ , z). Перед цим виключимо з розглянутих рівнянь тиск і горизонтальні компоненти швидкості аналогічно тому, як це зроблено в [69], шляхом застосування операції гоt rot (•) до першого рівняння.

$$rot rot(\bullet) = grad div(\bullet) - \Delta(\bullet), \qquad (3.5)$$

рівняння (3.2) можна переписати у вигляді

$$\operatorname{grad}\operatorname{div}\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} - \Delta \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} =$$

$$= -\operatorname{rot}\operatorname{rot}\operatorname{grad}p + \operatorname{grad}\operatorname{div}\Delta \mathbf{v} - \Delta \Delta \mathbf{v} + \operatorname{Ra}\operatorname{grad}\operatorname{div}(T\mathbf{e}_{z}) - \operatorname{Ra}\Delta T\mathbf{e}_{z}.$$
(3.6)

У лівій частині (3.6) можна поміняти місцями похідну часу з операторами дивергенції, градієнта і ротора. Згідно (3.4) дивергенція швидкості дорівнює нулю, тобто перший доданок в лівій частині (3.6) обнуляється. Перший доданок в правій частині (3.6) так само обнуляється, через те, що згідно з властивістю диференціальних операторів ротор від потенційного поля (в даному випадку потенціалом є тиск) дорівнює нулю. Другий доданок після заміни місцями операторів дивергенції і Лапласа з урахуванням (3.4) також дає нуль.

Розглянемо докладніше останні два доданки в (3.6). В циліндричній системі координат вони мають вигляд

Ra grad div
$$(T\mathbf{e}_{z}) = \operatorname{Ra}$$
 grad div $\begin{pmatrix} 0\\0\\T \end{pmatrix} = \operatorname{Ra}$ grad $\frac{\partial T}{\partial z} = \operatorname{Ra} \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial T} & \frac{\partial T}{\partial z} \\ \frac{1}{r} & \frac{\partial}{\partial \varphi} & \frac{\partial T}{\partial z} \\ \frac{\partial^{2}T}{\partial z^{2}} \end{pmatrix}$, (3.7)
Ra $\Delta T\mathbf{e}_{z} = \operatorname{Ra} \begin{pmatrix} 0\\0\\\Delta T \end{pmatrix} = \operatorname{Ra} \begin{pmatrix} 0\\0\\\frac{1}{r} & \frac{\partial}{\partial r} (r \frac{\partial T}{\partial r}) + \frac{1}{r^{2}} & \frac{\partial^{2}T}{\partial \phi^{2}} + \frac{\partial^{2}T}{\partial z^{2}} \end{pmatrix}$.

Таким чином (3.7) дає

$$\frac{\partial}{\partial t}\Delta \mathbf{v} = \Delta \Delta \mathbf{v} + \operatorname{Ra} \begin{pmatrix} -\frac{\partial^2 T}{\partial r \, \partial z} \\ -\frac{1}{r} \frac{\partial^2 T}{\partial \phi \, \partial z} \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \phi^2} \end{pmatrix}.$$
(3.8)

В результаті проекції (3.8) на ось z отримаємо

$$\frac{\partial}{\partial t}\Delta v_z = \Delta \Delta v_z + \mathrm{Ra}\Delta_{\perp}T, \qquad (3.9)$$

де Δ_{\perp} – плоский лапласіан, який в циліндричній системі координат має вигляд

$$\Delta_{\perp} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2}, \qquad (3.10)$$

Рівняння (3.3) перепишемо як

$$\Pr\frac{\partial T}{\partial t} = \Delta T + v_z.$$
(3.11)

В результаті отримуємо систему з двох рівнянь (3.9) і (3.11), розв'язавши яку, можна знайти збурення температури *T* і осьову компоненту швидкості *v_z*.

Експериментальні дослідження (див. розділ 2) показують, що течія в ЕКК має осьову симетрією. Тобто в циліндричній системі координат всі окремі похідні по кутовій координаті дорівнюють нулю. З урахуванням цього факту рівняння (3.9) і (3.11) в циліндричній системі координат приймуть такий вигляд:

$$\frac{\partial}{\partial t}\Delta v_z = \Delta \Delta v_z + \operatorname{Ra} \frac{1}{r} \left(\frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) \right), \qquad (3.12)$$

$$\Pr\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial T}{\partial r}\right) + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + v_z.$$
(3.13)

За умовою задачі на межах шару в будь-який момент часу в будь-якій точці підтримуються постійні температури. Тому збурення температури на них відсутні, що дає теплові граничні умови першого роду:

$$T|_{z=0} = 0, \quad T|_{z=1} = 0.$$
 (3.14)

Рух рідини через межі шару відсутній, отже на них перпендикулярна складова швидкості дорівнює нулю:

$$v_{z|_{z=0}} = 0, \quad v_{z|_{z=1}} = 0.$$
 (3.15)

Також відсутня течія через бічну поверхню циліндричної ЕКК, тобто

$$v_r|_{r=R} = 0. (3.16)$$

де *v_r* – вертикальна компоненту швидкості;

R – радіус ЕКК.

Вочевидь на вісі симетрії комірки течія в радіальному напрямку також відсутня, тобто

$$v_r|_{r=0} = 0. (3.17)$$

Оскільки в даній роботі розглядаються вільні межі шару рідини, на них відсутні дотичні напруження
$$\frac{\partial v_r}{\partial z}\Big|_{z=0} = 0,$$

$$\frac{\partial v_r}{\partial z}\Big|_{z=1} = 0.$$
(3.18)

Запишемо рівняння нерозривності (3.4) в циліндричній системі координат з урахуванням осьової симетрії

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(rv_r) + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0.$$
(3.19)

Продиференціюємо (3.19) по *z* і розглянемо отриманий вираз на межах шару. У результаті, з урахуванням (3.18), маємо

$$\frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2}\Big|_{z=0} = 0,$$

$$\frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2}\Big|_{z=1} = 0.$$
(3.20)

При відомих розподілах швидкості і збурення температури в початковий момент часу (початкові умови) система рівнянь (3.12), (3.13) з граничними умовами (3.14)–(3.17) і (3.20) дозволяє однозначно визначити збурення температури T і осьову компоненту швидкості v_z в будь-який момент часу в будь-якій точці простору. З (3.19), знаючи v_z , можна отримати радіальну компоненту швидкості v_r , після чого з (3.2) – збурення тиску p.

3.2. Аналітичні розв'язки для швидкості і збурення температури

Рівняння (3.12), (3.13) є параболічними за часом. Тому згідно з теорією лінійних диференціальних рівнянь їх частинні розв'язки експоненціально зале-

жать від часу [106, 107]. Як було сказано в попередньому підрозділі, в плоскому лапсасіані (3.10) залишається лише радіальна координата. В цьому випадку розділення змінних в рівнянні другого порядку (3.13) приведе до рівняння Бесселя нульового порядку відносно радіальної складової частинних розв'язків, яке з урахуванням обмеженості температури на вісі ЕКК дає власні функції плоского лапсасіана у формі функцій Бесселя нульового порядку. Таким чином частинні розв'язки рівняння (3.13) можна записати як

$$T(t,r,z) = \mathcal{G}(z) \cdot J_0(k_r r) \cdot \exp(-\lambda t), \qquad (3.21)$$

де λ – власні числа задачі;

 $\vartheta(z)$ – амплітуда збурення температури;

J₀(x) – функції Бесселя першого роду нульового порядку від аргументу x; k_r – радіальне хвильове число, що характеризує залежність від поперечної координати r.

Оскільки система власних функцій лінійних диференціальних операторів є повною в просторі функцій, до яких належать розв'язки задачі [106, 107], то по ним в ряд можна розкладувати і розв'язок рівняння (3.12). Тобто його частинні розв'язки матимуть аналогічний вигляд:

$$v_{z}(t,r,z) = v(z) \cdot J_{0}(k_{r}r) \cdot \exp(-\lambda t), \qquad (3.22)$$

де *v*(*z*) – амплітуда вертикальної швидкості;

У літературі такі частинні розв'язки (3.21), (3.22) прийнято називати «нормальні моди» [69].

Підставляючи (3.21) і (3.22) в (3.12) і (3.13), отримаємо ту ж саму систему звичайних однорідних диференціальних рівнянь для амплітуд v(z) і $\vartheta(z)$, що і в

задачах вільної конвекції в конвективних валах і інших конвективних структурах, які в [69] розглядалися в декартовій системі координат:

$$-\lambda \left(\frac{d^2 v}{dz^2} - k_r^2 v\right) = \frac{d^4 v}{dz^4} - 2k_r^2 \frac{d^2 v}{dz^2} + k_r^4 v - \operatorname{Ra} k_r^2 \vartheta,$$

$$-\lambda \operatorname{Pr} \vartheta = \frac{d^2 \vartheta}{dz^2} - k_r^2 \vartheta + v.$$
(3.23)

В [69] показано, що для граничних умов, що є аналогічними (3.20), розв'язки системи (3.23) є простими гармоніками $sin(n\pi z)$, n = 1, 2, 3, ...

В результаті отримуємо частинні розв'язки для вертикальної компоненти швидкості і збурення температури в ЕКК:

$$v_z(t, r, z) = A\sin(n\pi z)J_0(k_r r)\exp(-\lambda t), \qquad (3.24)$$

$$T(t, r, z) = B\sin(n\pi z)J_0(k_r r)\exp(-\lambda t), \qquad (3.25)$$

де *n* = 1, 2, 3, ... – натуральні числа;

А і В – постійні коефіцієнти.

Вирази, що описують частинні розв'язки для радіальної швидкості *v_r(t, r, z)* руху нестисливої рідини в ЕКК можна отримати, підставивши (3.24) до рівняння (3.19). Так як

$$\frac{\partial v_z}{\partial z} = An\pi \cos(n\pi z) J_0(k_r r) \exp(-\lambda t), \qquad (3.26)$$

то

$$\frac{\partial}{\partial r} (r v_r) = Arn\pi \cos(n\pi z) J_0(k_r r) \exp(-\lambda t), \qquad (3.27)$$

що з огляду на співвідношення [105] $(xJ_1(x))' = xJ_0(x)$ дає

$$v_r(t, r, z) = -Ak_r^{-1}n\pi\cos(n\pi z)J_1(k_r r)\exp(-\lambda t),$$
 (3.28)

де $J_1(x)$ – функція Бесселя першого роду першого порядку.

Як видно з (3.24), (3.25) і (3.28), всі частинні розв'язки (а значить і загальний розв'язок, який може бути сформований з них) експоненціально залежать від часу. Очевидно, що при $\lambda > 0$ ці фізичні величини будуть затухати в часі аж до повернення рідини до стану механічної рівноваги і лінійного розподілу температури по вертикалі. При $\lambda < 0$ збурення з часом збільшуються. Звичайно, з фізичної точки зору ці збурення не можуть сягнути нескінченності, а будуть наростати аж до таких великих величин, при яких припинить працювати гіпотеза Бусінеска і інші прийоми лінеаризації, які застосовувалися для отримання рівнянь (3.2), (3.3), тобто розглянута математична модель вже буде непридатна. У разі сформованих стійких конвективних структур зміна в часі збурень як температури так і швидкості відсутня досить тривалий період. Таким чином, необхідною умовою існування ЕКК протягом кінцевого проміжку часу є вимога $\lambda = 0$, коли в розв'язках (3.21), (3.22) і (3.28) зникає залежність від часу. При цьому частинні розв'язки для швидкості і збурення температури мають вигляд:

$$v_z(t, r, z) = A \sin(n\pi z) J_0(k_r r),$$
 (3.29)

$$T(t, r, z) = B\sin(n\pi z)J_0(k_r r),$$
 (3.30)

$$v_r(t, r, z) = -Ak_r^{-1} n\pi \cos(n\pi z) J_1(k_r r)$$
(3.31)

3.3. Аналіз параметрів розв'язку

Кожен частинний розв'язок для радіальної компоненту швидкості (3.31), має відповідати фізично обґрунтованим граничним умовам (3,17), (3.18). Гра-

нична умова на вісі симетрії (3.17) виконується автоматично, через те, що $J_0(0) = 0$. Гранична умова на бічній поверхні ЕКК (3.18) з урахуванням (3.31) дає

$$J_1(k_r R) = 0. (3.32)$$

Вираз (3.32) при заданому радіусі ЕКК є алгебраїчним рівнянням відносно до невідомого хвильового числа k_r . Іншими словами $k_r R$ має бути коренем функції Бесселя першого роду першого порядку. Таким чином маємо

$$k_{r,i} = \sigma_{1,i}/R, \qquad (3.33)$$

де $\sigma_{1,i} - i$ -й нуль функції Бесселя першого роду першого порядку.

Таким чином, радіальне хвильове число може приймати лише дискретні значення, що залежать від радіуса комірки *R*.

Відзначимо, що розв'язок виду (3.31) наведено в [98], де на його основі були побудовані лінії течії і аналізувалося вісесиметричне розташування концентричних конвективних валів. Однак в цих роботах автори не зупинялися на використанні фізично обгрунтованих граничних умов для знаходження хвильових чисел отриманих розв'язків.

Як відомо з теорії рівнянь математичної фізики [106, 107] до розв'язків, що отримані у вигляді рядів в результаті застосування методу поділу змінних, кожен наступний член ряду вносить менший внесок ніж попередній. Тому далі детально проаналізуємо основну моду *n* = 1 (перший член ряду) розв'язку.

На рис. 3.1 зображені ізолінії (в відносних одиницях) компонент швидкості течії рідини в ЕКК, які описуються виразами (3.29), (3.31) для основної моди. З рисунків можна зрозуміти, що на відміну від комірки прямокутної геометрії [69] максимальне значення модуля вертикальної швидкості рідини в циліндричній ЕКК на вісі більше ніж його значення на бічній межі. Максимальні значення радіальної компоненту швидкості спостерігаються на нижній і верхній межах комірки. Ці значення рівні між собою, і точки максимуму однаково зміщені до вісі ЕКК. Розрахунки показують, що ізолінії розподілу за координатами відносного (до константи *B*) збурення температури ЕКК відповідають розподілу відносної вертикальної швидкості із зворотним знаком.



Рис. 3.1. Ізолінії відносних швидкостей в ЕКК: а) – вертикальна компонента; б) – горизонтальна компонента

Для визначення спектру власних чисел λ , розв'язки рівняння (3.32) необхідно підставити до (3.23). Така підстановка дає два рівняння, які зв'язують амплітуди *A* і *B*

$$\left(\pi^{2}n^{2} + k_{r,i}^{2}\right) \left[\lambda - \left(\pi^{2}n^{2} + k_{r,i}^{2}\right)\right] A + \operatorname{Ra}k_{r,i}^{2}B = 0,$$

$$A + \left[\lambda \operatorname{Pr} - \left(\pi^{2}n^{2} + k_{r,i}^{2}\right)\right] B = 0.$$

$$(3.34)$$

Для існування нетривіального розв'язку системи рівнянь (3.34) необхідно прирівняти її детермінант до нуля. В результаті цього отримаємо квадратне рів-

няння відносно власних чисел. Корені цього рівняння $\lambda_{n,i}^{\pm}$ визначаються наступним виразом

$$\lambda_{n,i}^{\pm} = \frac{\Pr+1}{2\Pr} \left(n^2 \pi^2 + k_{r,i}^2 \right) \pm \left(\left(\frac{\Pr-1}{2\Pr} \right)^2 \left(n^2 \pi^2 + k_{r,i}^2 \right)^2 + \frac{\operatorname{Ra}k_{r,i}^2}{\Pr\left(n^2 \pi^2 + k_{r,i}^2 \right)} \right)^{1/2}.$$
 (3.35)

З (3.35) бачимо, що спектр власних чисел виявляється дискретним не тільки по моді n, але й по радіальному хвильовому числу ЕКК $k_{r,i}$.

На рис. 3.2 зображені залежності дійсної частини власних чисел $\lambda_{n,i}^{\pm}$ від чисел Релея і Прандтля для основної моди (n = 1) у випадку першого кореня функції Бесселя (i = 1). При побудові поверхонь було запропоновано такі діапазони зміни Ra i Pr: 0,1 \leq Pr \leq 3,0; 0 \leq Ra \leq 20, а значення радіуса комірки обрано R = 3 відповідно до експериментальних даних, що наведені в таблиці 2.2.

Слід зазначити, що уявні компоненти власних чисел $\lambda_{n,i}^+$ дають осциляцію розв'язків (3.29), (3.30), (3.31) які не призводять до зростання їх амплітуд.

Розрахунки показують, що дійсна частина власних чисел $\lambda_{n,i}^+$ додатна. Як це було зазначено вище (див. підрозділ 3.2), для таких власних чисел розв'язки (3.21), (3.22), (3.28) експоненціально загасають з плином часу.

Дійсна частина власних чисел $\lambda_{n,i}^-$ має області як додатних, так і від'ємних значень (наприклад, див. рис. 3.2 для n = 1). Отже, згідно зі спектральною теорією лінійних операторів [107], в спектрі власних чисел $\text{Re}(\lambda_{n,i}^-)$ існують значення, які дорівнюють нулю. Як це було зазначено вище (див. підрозділ 3.2), тільки в цьому випадку (тобто, коли $\text{Re}(\lambda_{n,i}^-)=0$), ЕКК буде перебувати в стані стійкої рівноваги, і конвективне перенесення в ній буде здійснюватися з незмінними в часі параметрами.



Рис. 3.2. Залежність дійсної частини власних чисел $\lambda_{1,1}^$ від чисел Релея і Прандтля:

а) – ізометричне зображення залежності; б) – лінії рівня

3.4. Радіус елементарної конвективної комірки

Як було відзначено в підрозділі 3.3 стійке існування ЕКК можливо тільки за умови $\text{Re}(\lambda_{n,i}^{-}) = 0$. Звідси для основної моди (n = 1) можна записати неповне кубічне рівняння для визначення радіуса комірки R

$$f(x) \equiv x^3 - \operatorname{Ra} \cdot x + \operatorname{Ra} \cdot \pi^2 = 0, \qquad (3.36)$$

де $x = \pi^2 + (\sigma_{1,i}/R)^2$.

Будемо розглядати тільки дійсні розв'язки рівняння (3.36). В [69] показано, що мінімальне значення числа Релея Ra_{\min} , при якому можливий стійкий конвективний рух в даному випадку становить $27\pi^4/4 \approx 657,5$. При $\operatorname{Ra} \ge \operatorname{Ra}_{\min}$ рівняння (3.36) має три дійсних розв'язки

$$x_{1,2}(\text{Ra}) = -(a_+(\text{Ra}) + a_-(\text{Ra}))/2 \mp i\sqrt{3}(a_+(\text{Ra}) - a_-(\text{Ra}))/2,$$
 (3.37)

$$x_3(\text{Ra}) = a_+(\text{Ra}) + a_-(\text{Ra}),$$
 (3.38)

де
$$a_{\pm}(\text{Ra}) = \sqrt[3]{-\pi^2 R/2 \pm \sqrt{Q(\text{Ra})}}$$
, $Q(\text{Ra}) = -(R - 27\pi^4/4)R^2/27$.

Зазначимо також, що $x_1 = x_2$ при $Ra \equiv Ra_{min}$.

На рис. 3.3 наведено графіки залежності дійсної частини коренів неповного кубічного рівняння (3.36) від числа Релея.



Рис. 3.3. Залежність дійсної частини *x*'_{*i*} коренів кубічного рівняння (3.36) від числа Релея

Радіус ЕКК, виходячи з розв'язків рівняння (3.36), може бути визначений одним з наступних виразів

$$(R_c)_k = \sigma_{1,i} \sqrt{\text{Ra}/(x_k(\text{Ra}))^3}$$
, (3.39)

де $k = 1, 2, 3, x_k(Ra) - розв'язок рівняння (3.36).$

Для вибору з виразів (3.39) фізично обґрунтованого значення радіуса ЕКК будемо виходити з факту, який встановлено експериментальним шляхом (див. розділ 2): безрозмірний радіус ЕКК є постійною величиною. Отже, зі збільшен-

ням товщини шару рідини радіус ЕКК має збільшуватися. Як показують результати чисельного аналізу виразів (3.37) і (3.38) для визначення радіуса ЕКК в (3.39) слід використовувати розв'язок $x_1(R)$.

У низхідному потоці в тонкому шарі по радіусу ($R_c - \Delta \le r \le R_c, \Delta << R_c$) поблизу боковій межі ЕКК масову вертикальну витрату в одиницю часу можна оцінити величиною

$$G = \alpha A \rho S_{\Sigma}, \tag{3.40}$$

де α – коефіцієнт пропорційності, який дорівнює відношенню максимальних вертикальних швидкостей масопереносу рідини $v_z(R_c, 0,5)/v_z(0, 0,5)$ в середньому перетині ЕКК;

 $S_{\Sigma} = 2\pi R_c \Delta$ – поперечна площа низхідного потоку рідини.

Очевидно, через закон збереження маси, що така ж вертикальна масова витрата, що переносить тепло з нижньої гарячої поверхні шару рідини на верхню холодну, буде і у висхідному потоці поблизу вісі ЕКК.

Таким чином, теплова потужність W ЕКК (тобто кількість тепла, що переноситься нею в одиницю часу) при $n = 1, \lambda = 0$ може бути записана як

$$W = G \cdot c_p \cdot (T_2 - T_1) = \alpha \cdot A \cdot c_p \cdot \rho \cdot S_{\Sigma} \cdot (T_2 - T_1) = \Lambda \cdot R_c \cdot \operatorname{Ra} \cdot h^{-3} = \Lambda_1 \cdot R_c^{-2} \cdot \operatorname{Ra}, \quad (3.41)$$

де c_p – питома теплоємність рідини при постійному тиску.

3 (3.40) і (3.41) видно, що теплова потужність, яка переноситься однією ЕКК обернено пропорційна квадрату її радіуса і пропорційна числу Релея.

Оскільки радіус комірки відповідає товщині шару (за цим принципом відібрано розв'язки $x_1(\text{Ra})$), вираз для теплової потужності (3.41) може бути приведений до величини, яка пропорційна $(x_1(\text{Ra}))^3$ (див. (3.39) і (3.41)). Для аналізу умов виникнення ЕКК розглянемо залежність розв'язку x_1 від числа Релея. Цей розв'язок, згідно з рис. 3.3, має максимальне значення $\sqrt{\text{Ra}_{min}/3}$ при $\text{Ra}_{min} = 27\pi^4/4$, і з ростом Ra зменшується.

З виразів (3.39) і (3.41) випливає, що зі збільшенням числа Релея від R_{\min} до нескінченності радіус елементарної конвективної комірки збільшується як $\operatorname{Ra}^{1/2}(x_1(\operatorname{Ra}))^{-3/2}$, а теплова потужність зменшується пропорційно $(x_1(\operatorname{Ra}))^3$.

Таким чином, максимальна потужність комірки досягається при її мінімальному радіусі. Величину мінімального радіуса можна визначити підстановкою отриманих значень $x_1(\text{Ra}_{min})$ і Ra_{min} до виразу (3.39)

$$R_{c} = \sigma_{1,i} \sqrt{\frac{\mathrm{Ra}_{\mathrm{min}}}{x_{1}^{3} (\mathrm{Ra}_{\mathrm{min}})}} = \sigma_{1,i} \sqrt{\frac{\mathrm{Ra}_{\mathrm{min}}}{(\mathrm{Ra}_{\mathrm{min}}/3)^{3/2}}} = \sigma_{1,i} \sqrt{\frac{\sqrt{27} \mathrm{Ra}_{\mathrm{min}}}{(\mathrm{Ra}_{\mathrm{min}})^{3/2}}} = \sigma_{1,i} \sqrt{\frac{\sqrt{27}}{(\mathrm{Ra}_{\mathrm{min}})^{1/2}}} = \sigma_{1,i} \sqrt{\frac{\sqrt{27}}{(27\pi^{4}/4)^{1/2}}} = \sigma_{1,i} 2^{1/2} \pi^{-1} \approx 0.45 \sigma_{1,i}$$
(3.42)

Вираз (3.42) показує, що величина радіуса ЕКК, яка знаходиться в стійкому стані, може приймати лише дискретні значення, що визначаються нулями функції Бесселя першого роду першого порядку. Цей факт, отриманий нами теоретично, підтверджується і експериментальними даними (див. таблицю 2.2), що свідчить про адекватність сформованої математичної моделі і отриманих аналітичних розв'язків.

Для першого нуля функції Бесселя $\sigma_{1,1} \approx 3,83$ радіус комірки дорівнює $R_c \approx 1,72$, що в перерахунку на діаметр кількісно відповідає експериментальним даним, які отримані нами – див. таблицю 2.2, останній рядок.

З проведених експериментів (див. розділ 2) випливає, що з ростом температурного перепаду між нижньою і верхньою межами шару рідини кількість ЕКК мінімального діаметра збільшується від однієї–двох аж до заповнення ними всієї ємності з наступним переходом в комірки Бенара. При цьому, якщо відсутні додаткові зовнішні впливи (їх дія також описана раніше – див. підрозділ 2.5), то усі комірки мають один і той же, мінімальний розмір.

Даний факт можна пояснити виходячи, з енергетичного принципу на основі отриманих вище теоретичних результатів. Розглянемо випадок, коли в шарі рідини присутня одна ЕКК. Тоді від нижньої до верхньої поверхні рідини в одиницю часу переноситься така кількість тепла, яка визначається теплопровідністю в нерухомій частині шару рідини і конвективним перенесенням в цій одній комірці. При підвищенні температурного перепаду між нижньою і верхньою межами шару рідини виникає необхідність у перенесенні більшої кількості тепла в одиницю часу, що викликає зміну в сталій конвективній течії. Теоретично конвективний рух рідини може перейти в наступний стійкий стан одним із таких способів:

1. Існуюча ЕКК збільшить свій радіус аж до стійкого значення, який відповідатиме наступному кореню функції Бесселя (див. (3.42)).

2. У шарі рідини виникне ще одна ЕКК такого ж мінімального радіуса.

Очевидно, що з фізичної точки зору кращим буде той шлях, який приведе до більш рівномірного розподілу в горизонтальній площині перенесеного тепла.

Як було встановлено вище, в стійкому стані кількість теплоти, що переноситься однією ЕКК в одиницю часу, прямо пропорційна її радіусу, який в свою чергу прямо пропорційний кореню $\sigma_{1,i}$ функції Бесселя першого роду першого порядку. Внаслідок того, що $2\sigma_{1,1} \approx 7,664 > \sigma_{1,2} \approx 7,016$, дві комірки мінімального радіусу дозволяють перенести більшу кількість тепла, ніж одна комірка більшого радіусу. При цьому нерівномірність конвективного теплового потоку в об'ємі рідини (він розподілений між двома окремо розташованими ЕКК) буде менше, ніж в разі його зосередження в одній комірці. Отже, формування двох однакових циліндричних комірок енергетично більш вигідно, ніж однієї комірки, але більшого радіусу.

Аналогічні міркування можна провести і для випадку утворення третьої, четвертої і наступних комірок.

Виходячи з наведеного вище твердження, можна сформулювати енергетичний принцип замощення (покриття) поверхні рідини багатокутними структурами однакового розміру. Так як збільшення температурного перепаду між нижньою і верхньою межами шару рідини приводить до зростання числа елементарних циліндричних комірок одного і того ж мінімального радіусу, то повинен настати момент, коли вони почнуть стикатися, і, в результаті подальшого збільшення їх кількості, змінювати форму в кінці кінців на призматичну, щільно упаковуючись шарі рідини з утворенням багатокутників (без проміжків і перекриттів) на його поверхні. При цьому, як і у випадку циліндричних ЕКК, комірки призматичної форми забезпечать максимальне перенесення тепла при мінімально можливому стійкому розмірі їх багатокутної основи. В ідеальному випадку такими багатокутниками є правильні шестикутники.

3.5. Верифікація розв'язку

Інформація, що викладена в підрозділі 3.4, показує гарну відповідність аналітичних розв'язків даної задачі експериментальним результатам щодо вимірювання радіусу ЕКК в горизонтальному шарі оливи (див. розділ 2). Проведемо додаткову верифікацію аналітичних розв'язків, використовуючи експериментальні дані іншої природи, а саме спостереження за перебігом фізичних процесів в конвективній зоні Сонця.

Відомо, що в цій зоні, протяжність якої становить $2 \cdot 10^5$ км, спостерігаються конвективні комірки Бенара різних масштабів. Особливу увагу у зв'язку зі спалахами на Сонці привертають супергранули, які розташовані в нижніх шарах конвективної зони і мають такі характерні розміри: діаметр – $(2\div 4)\cdot 10^4$ км, товщина – $(3\div 8)\cdot 10^3$ км. Час життя супергранул становить величину порядку 20÷36 год. Рух сонячної речовини відповідає руху в конвективних структурах, які згідно з [108] мають назву *l*-комірок, тобто в центрі супергранули

У зв'язку з цим можна розглянути спалахи на Сонці [109, 110], як результат швидкої зміни температури нижньої межі конвективних комірок (супергранул). На рис. 3.4 наведено фотографії окремих моментів потужного сонячного спалаху, що отримані покадровою розгорткою відеокліпу сонячного спалаху, який зареєстрований американським космічним агентством (NASA) 01.09.2014 [110].



Рис. 3.4. Окремі моменти потужного сонячного спалаху: а) – викид спалаху завершується на висоті, що приблизно дорівнює діаметру Сонця; б) – хвостова частина викинутої речовини повертається на поверхню Сонця під силою тяжіння

Згідно з [111] статистичний аналіз даних про м'яке рентгенівське випромінювання Сонця виділяє три типи спалахів: швидкі спалахи тривалістю не більше 30 хв.; типові двострічкові спалахи тривалістю до 1÷2 год.; рідкісні, дуже тривалі події (LDE – Long Duration Event). LDE складаються зі спалахів зі складною просторово-часовою структурою. У них одна або кілька вершин спалахів можуть формувати постеруптивні петлі у вигляді арок. Підйом арочної системи, як правило, завершується на висотах від $3 \cdot 10^4$ до 10^5 км, але в деяких випадках, частини арочних систем йдуть в міжпланетний простір. На рис. 3.4 видно, що спалах завершується на висотах порядку діаметру Сонця, і відноситься до того виду, коли арочні системи йдуть в міжпланетний простір. Зображені фрагменти спалаху говорять про те, що він, мабуть, формується кількома сусідніми супергранулами. Висновок про участь у спалаху декількох супергранул випливає з наступних візуальних фактів:

1. Площі декількох активних плям на диску Сонця, які не призводять до викиду речовини, сформовані з декількох супергранул;

2. Наявність лінійчатого засвічення в основі сонячного спалаху свідчить про те, що кожна така лінія відповідає викиду речовини з центру супергранул, що задіяні у спалаху.

Оцінка діаметру основи сонячного спалаху, проведена з використанням рис. 3.4, дає величину в діапазоні від $6 \cdot 10^4$ км до $12 \cdot 10^4$ км. Цей результат також підтверджує зроблений раніше висновок про те, що у спалаху можуть брати участь кілька супергранул.

На відеокліпі сонячного спалаху від 01.09.2014 [110] видно, що хвостова частина викинутої речовини під силою тяжіння повертається на поверхню Сонця, а головна частина йде в міжпланетний простір. Мабуть це пояснюється тим, що головна частина сонячного спалаху в процесі розвитку нестійкості в супергранул набуває другу космічну швидкість (617,7 км/с) і може подолати тяжіння Сонця.

Нижче наведемо оцінки, що вказують на можливість розвитку нестійкості в окремо взятій супергранулі в результаті підвищення температури її нижньої межі.

Опишемо швидкість, час існування і відстань викиду сонячного спалаху, грунтуючись на аналізі процесів в складових її супергранул. Для цього представимо розподіл швидкостей в окремій супергранулі виразами (3.24), (3.28), що описують розподіл швидкостей в ЕКК з вільними граничними умовами з модовим числом n = 1. Власні числа в даних виразах визначаються формулою (3.35). Спочатку розглянемо даний розв'язок у разі спокійної фази Сонця, що відповідає стаціонарному стану супергранули, тобто $\lambda_{1,1}^- = 0$. Згідно з [112, 113], в стаціонарному стані значення числа Релея для супергранули приймає значення Ra_S =2·10⁷÷2·10¹¹, що значно перевищує критичне число Релея при вільній конвекції. Тому необхідно усунути цю суперечність у визначенні значення числа Ra_S. Для цього обчислимо число Релея, використовуючи такі характерні параметри для Сонця: $\Pr \approx 0,7\div1,0; \quad v \le 2\cdot10^9 \text{ м}^2/\text{c}; \quad h = 10^7 \text{ м}; \quad g = 274 \text{ м/c}^2;$ $<math>\Theta = T_2 - T_1 \approx 10^6 [111-113].$

Необхідно відзначити, що значення кінематичної турбулентної в'язкості $v \le 2 \cdot 10^9 \text{ m}^2/\text{c}$ підтверджується простим розрахунком: $v \le h^2 / \tau_v = 10^{14} \text{ m}^2 / (0,72 \div 1,3) \cdot 10^5 \text{ c} = (0,76 \div 1,4) \cdot 10^9 \text{ m}^2/\text{c}$. При розрахунках будемо вважати, що в нижніх шарах конвективної зони при $0,94 \ge r / r_{sun} \ge 0,86$ (r_{sun} – радіус Сонця), де розташовані супергранули, температура змінюється за лінійним законом (3.1) в межах від $T_2 \approx 2,2 \cdot 10^6$ K до $T_1 \approx 1,34 \cdot 10^6$ K [113]).

Для розрахунку числа Релея Ra_s необхідно визначити величину коефіцієнта об'ємного температурного розширення сонячної речовини β . Будемо виходити з того факту, що сонячна речовина в конвективній зоні є сумішшю газів (водень 68% і гелій 30% [113]) в іонізованому стані, тобто існує у вигляді плазми. У цьому випадку за характерний об'єм, що розширюється під дією температури візьмемо об'єм плазми, який обмежено радіусом Дебая r_D [96]: $V = \frac{4\pi}{2}r_p^3$,

де $r_{D} = \sqrt{\frac{kT(z)}{4\pi e^{2}n(z)}}$, n(z) – щільність іонізованої сонячної речовини, z – вертикальна координата, k – постійна Больцмана, e – заряд електрону.

В цьому випадку для коефіцієнта об'ємного температурного розширення вірний такий вираз [113]:

$$\beta(z) = \frac{3}{r_{D}} \frac{dr_{D}}{dT} = \frac{3}{2T(z)} \left(1 + \frac{m_{s}g}{k} \left(\left(\frac{dT(z)}{dz} \right)^{-1} - \frac{z}{T(z)} \right) \right) = \frac{3}{2T(z)} \left(1 + \frac{m_{s}g}{k} \frac{T_{2}h}{\Theta T(z)} \right),$$
(3.43)

де $m_s = 0,68m_H + 0,3m_{He} = 0,68m_p + 0,3 \cdot 4m_p = 1,88m_p$ – середня маса іона сонячної речовини;

*m*_{*p*} – маса протона.

Вираз (3.43) отримано з використанням барометричної формули [80] для сонячної речовини.

Для визначення числа Релея в якості коефіцієнта об'ємного розширення використаємо його усереднену по висоті комірки величину, і виберемо значення числа Прандтля Pr $\approx 0,75$. При обраних вище значеннях параметрів коефіцієнт об'ємного розширення дорівнює $\beta = 4,179 \cdot 10^{-9} \frac{1}{K}$.

З урахуванням вищевикладеного, для числа Релея Ras отримаємо чисель-

не значення
$$\operatorname{Ra}_{s} = \frac{g^{*}\beta h^{3}\Theta}{v\chi} = \frac{274 \text{ м/c}^{2} \cdot 4,179 \cdot 10^{-9} \frac{1}{\text{ K}} \cdot 10^{21} \text{ м}^{3} \cdot 7,9 \cdot 10^{5} \text{ K}}{10^{9} \text{ m}^{2}/\text{c} \cdot 1,34 \cdot 10^{9} \text{ m}^{2}/\text{c}} = 675,08, \text{ яке кіль-$$

кісно відповідає критичному числу Релея для вільної конвекції.

Таким чином, параметри супергранули в спокійній фазі Сонця (в стаціонарному стані), коли виконано рівність $\lambda_{1,1}^- = 0$, однозначно описуються виразами (3.29), (3.30), (3.31).

Розглянемо тепер перехід до активної фази Сонця. Спокійна фаза Сонця може бути порушена, якщо температура нижньої межі супергранули збільшиться за час Δt , який значно менше характерного часу існування супергранули: $\Delta t \ll \tau_{v1}, \tau_{v2}, \ \text{де } \tau_{v1} = (1,4\pm0,6)\cdot10^5 \text{ с або } \tau_{v2} = (1,56\pm0,78)\cdot10^5 \text{ с } [111-113]$. Через внутрішні процеси на Сонці значення температури нижньої межі кількох супергранул може досягати значення, що на порядок перевищує T_2 [113]. Така зміна температури збільшує число Релея Ra_s, що в свою чергу змінює власне число $\lambda_{1,1}^{-}$ в виразах (3.24), (3.28) зі стаціонарного нульового значення на від'ємне (в початковій формулі (3.21) стоїть множник $e^{-\lambda t}$. Тому при від'ємному λ коливання наростають), призводячи до експоненціального росту амплітуди вертикальної швидкості.

З виразу (3.42) можна оцінити час наростання вертикальної швидкості, якщо задати такі вихідні параметри:

 початкова вертикальна швидкість сонячної речовини в центрі супергранули 30 м/с [113];

– радіальне хвильове число відповідає критичному значенню: $k_{r,1} = \frac{\pi}{\sqrt{2}} \approx 2,221$.

 – кінцева швидкість викиду сонячної речовини близька або перевищує другу космічну швидкість 617,7 км/с;

– характерний час активної фази Сонця значно менше характерного часу спокійної фази Сонця: $t_{v1,v2}^a \approx 10^{-3} \cdot \tau_{v1,v2}$.

У припущенні, що температура нижньої межі супергранули збільшується до температури ядра [112, 113], вертикальна швидкість буде експоненціально наростати за законом $V_z(r, z, t) \sim \exp(|\lambda_{1,1}^-(15, 5R_m)|t)$, тобто сонячна речовина на вісі комірки буде прискорюватися.

Оцінимо характерні параметри такого «сонячного прискорювача» в результаті збільшення значення числа Релея, що відповідає температурі ядра Сонця. Розрахунки показують, що власне число задачі в цьому випадку приймає значення $\lambda_{1,1}^{-}(15,5R_m) \approx -50$. Тоді час прискорення сонячної речовини до, як мінімум, другої космічної швидкості оцінюється величиною $\frac{\tau_{v1}^{a}}{50} \ln \left(\frac{6,1777 \cdot 10^{5}}{30} \right) = (2,9 \pm 1,3) \cdot 10$ с або $\frac{\tau_{v2}^{a}}{50} \ln \left(\frac{6,177 \cdot 10^{5}}{30} \right) = (3,1 \pm 1,55) \cdot 10$ с.

Надалі можна вважати, що для активної фази Сонця середній час прискорення дорівнює: 30 с. Після набуття сонячною речовиною другої космічної швидкості 617,7 км/с відстань викиду вулканічного спалаху складе $7 \cdot 10^8$ м, а час викиду – $2,24 \cdot 10^3$ с.

Слід зазначити, що розв'язки (3.24), (3.25), (3.29) і висновок про прискорення сонячної речовини справедливі для малих амплітуд швидкості, коли можна знехтувати квадратичними складовими в системі нелінійних рівнянь Нав'є–Стокса [67, 69]. Ця вимога дає обмеження на вертикальну швидкість сонячної речовини при r = 0, z = 1 (центр верхньої межі супергранули на поверхні Сонця):

$$\frac{\left|\lambda_{1,1}^{-}(15,5R_{m})\right|}{\pi}\frac{10^{7}}{\overline{T}} = \frac{50\cdot10^{7}}{\pi\cdot3\cdot10} = 5,3\cdot10^{6}\,\mathrm{m/c} \gg \left|V_{z}(t,0,1)\right|\,\mathrm{m/c} \quad , \tag{3.44}$$

яка може досягати значення другої космічної швидкості.

Якщо розглядати руйнування конвективних комірок на Сонці як результат швидкого нагріву їх нижньої межі, то можна зробити такий висновок. Число Релея і відповідне йому хвильове число для супергранули спокійної фази Сонця відповідають критичному числу Релея для вільної ЕКК. Збільшення на порядок температури супергранули призводить до збільшення числа Релея і, як наслідок, до прискорення сонячної речовини. Час прискорення сонячної речовини, наприклад, до другої космічної швидкості, становить в середньому 30 с, а винос сонячної речовини (вулканічний спалах) відбувається за час порядку $2,24\cdot10^3$ с, і простягається на відстань близько $7\cdot10^8$ м, що можна порівняти з радіусом Сонця. Таким чином, проведений аналіз підтверджує адекватність математичної моделі і розв'язків, які були отримані в попередніх підрозділах.

3.6. Висновки до розділу 3

Сформовано математичну модель конвективного тепло переносу в циліндричній ЕКК з вільними межами.

Отримано аналітичні вирази для швидкості і збурення температури в ЕКК, які експоненціально залежать від часу. Залежність від осьової координати визначається простими гармоніками, а від радіальної координати подається у вигляді функції Бесселя першого роду нульового (для збурення температури і осьової компоненти швидкості) та першого (для радіальної компоненти швидкості) порядку. Отримано аналітичні вирази для радіальних хвильових чисел швидкості і власних чисел задачі. Показано, що спектр власних чисел є дискретним і по моді збурень, і по радіальному хвильовому числу.

Отримано вираз для радіуса елементарної конвективної комірки. Показано, що для ЕКК, що знаходиться в стійкому конвективному стані, величина радіусу може приймати лише дискретні значення [1, 3, 5, 8, 10, 15].

Адекватність математичної моделі і отриманих аналітичних розв'язків підтверджена зіставленням теоретично розрахованих значень радіуса ЕКК з експериментальними даними дослідження впорядкованих конвективних структур в горизонтальному шарі оливи, що підігрівається знизу і наявними у відкритій пресі даними про руйнування супергранул на Сонці [8].

Встановлено, що теплова потужність, що переноситься однією ЕКК, прямо пропорційна її радіусу.

Сформульовано і теоретично обґрунтовано енергетичний принцип формування повторюваних конвективних структур в шарі в'язкої нестисливої рідини при її рівномірному підігріві знизу. Утворення додаткової циліндричної ЕКК мінімально можливого радіусу енергетично більш вигідно, ніж перехід однієї з існуючих комірок у стійкий стан з більшим радіусом [5, 8].

РОЗДІЛ 4

ВДОСКОНАЛЕННЯ ПРОЦЕСІВ ГОМОГЕНІЗАЦІЇ ОКСИДНОЇ ФАЗИ ПРИ ВАКУУМНО-ДУГОВОМУ ВИГОТОВЛЕННІ РЕАКТОРНОЇ СТАЛІ

4.1. Вихідна експериментальна установка отримання ДЗО сталі

Як було сказано в розділі 1, перспективною технологією отримання ДЗО сталі є метод вакуумно-дугового переплаву, що розробляється останнім часом. В роботі [36] він розглядається на прикладі сталі 08Х18Н10Т з малим додатком порошкоподібного ZrO₂.

Експериментальна установка, що працює за даною технологією, представлена на рис. 4.1. Кристалізатор 5, що є анодом, виготовлений з міді, у вигляді циліндричного стакана діаметром 0,06 м. Із зовнішнього боку кристалізатор охолоджується проточною водою 6. У кристалізатор вводиться сталевий циліндричний катод 2 діаметром $D = 2R_0 = 0.03$ м і висотою H = 0.20-25 м. В катоді, перпендикулярно його вісі, рівномірно по азимуту і по його довжині просвердлені циліндричні отвори 7 діаметром 0,003-0,005 м, які повністю заповнені дисперсними частками ZrO₂. Отвори закупорені виготовленими з такої ж сталі пробками. Між анодом і катодом запалюється і підтримується електрична дуга 1. При цьому катод, що плавиться, повільно переміщається у вертикальному напрямку уздовж вісі склянки. Розплав сталі, що стікає з поверхні катода, захоплює частинки ZrO₂, і утворює краплю, яка утримується на нижньому виступі катоду силами поверхневого натягу. При перевищенні критичної маси краплі відбувається її відрив і падіння на поверхню розплаву, в результаті чого з часом утворюється горизонтальний циліндричний шар розплавленого металевого композиту 3 метал – частинки ZrO₂. Плавлення відбувається в вакуумі близько 10³ Па. Охолодження дна водою та велика теплопровідність внутрішньої стінки мідного кристалізатора сприяють швидкій, протягом 20-30 хв, кристалізації розплаву і утворення злитка 4.



Рис. 4.1. Схема отримання ДЗО сталі за допомогою вакуумно-дугового переплаву:

1 – корона; 2 – електрод, що розплавляється (катод); 3 – рідкий метал;

4 – злиток; 5 – мідний кристалізатор (анод); 6 – охолоджувач (вода);

7 – порожнини з легуючим додатком;

а – напрям електричного струму; б – круговий рух металу в горизонтальній площині; в – рух металу в вертикальній площині

Однак у розглянутій вище експериментальній установці досягнення необхідного ступеня однорідності розподілу порошку ZrO₂ в обсязі металу ускладнено рядом причин.

Одна з них полягає в тому, що спостерігається нерівномірність надходження порошку ZrO_2 до розплаву, що обумовлено засипанням порошку діоксиду цирконію всього циліндричного об'єму отвору 7. Така засипка (при засипці вісь отвору розташовується вертикально) призводить до того, що в робочому стані вісь отвору приймає горизонтальне положення. В результаті розплавлення сталевої пробки, що закриває отвір 7, відбувається залпове скидання порошку до встановлення кута природного відкосу порошку ZrO₂ в отворі, велисина якого залежить від розмірів частинок і густини порошку.

Друга причина нерівномірності надходження діоксиду цирконію до розплаву пов'язана з тим, що азимутальний кут вісі циліндричних отворів по відношенню до вісі катода не завжди вдається витримати однаковим, тому що при їх виготовленні існують певні допуски і неточності.

При реалізації описаної вище технології за візуальним спостереженням відзначено формування конвективної комірки з розплавленого металу, яка за своєю формою і фізикою конвективних процесів, що відбуваються, відповідає ЕКК, що розглядаються в даній дисертації.

4.2. Модифікація експериментальної установки отримання ДЗО сталі

На підставі наведеного в розділі 3 просторового розподілу швидкості рідини в ЕКК і вимог, що висуваються до параметрів ДЗО сталі, нами був запропонований новий підхід до гомогенізації частинок оксиду цирконію за об'ємом зразка ДЗО сталі. Цей підхід визначає спосіб розташування порошку ZrO₂ в катоді, який дозволить забезпечити високу ступінь гомогенізації частинок оксиду.

Для реалізації підходу необхідно визначити фізичні властивості порошку ZrO₂. Розмір частинок діоксиду цирконію, який отримано методом вакуумної сушки, варіюється в діапазоні 0,07–10 мкм [114]. Конгломерати в отриманому порошку відсутні.

Дослідження формування порошків діоксиду цирконію показали, що прожарювання без попередньої сушки сприяє утворенню більш щільних частинок в порівнянні з попередньо просушеними. Про це свідчать значення їх насипної щільності та щільності утрясання, які для непросушених порошків складають відповідно 1,65–1,75 г/см³ і 1,9–2,0 г/см³. Для порошків, прожарених після сушки, ці величини дорівнюють відповідно 1,15–1,2 г/см³ і 1,4–1,45 г/см³ [115].

Для діоксиду цирконію, який отримано методом вакуумної сушки з гідроксиду цирконію [114], характерна насипна щільність близько 2,76 г/см³.

Ще один параметр, який має суттєвий вплив на застосування запропонованого підходу – це кут природного відкосу, тобто кут, утворений вільною поверхнею сипучого матеріалу з горизонтальною площиною. Іноді замість нього використовується термін «кут внутрішнього тертя». Частинки матеріалу, що знаходяться на вільній поверхні насипу, відчувають стан критичної (граничної) рівноваги. Кут природного відкосу пов'язаний з коефіцієнтом тертя і залежить від шорсткості зерен, ступеня їх зволоження, гранулометричного складу і форми, а також від питомої ваги матеріалу. При визначенні кута природного відкосу сипучий матеріал вільно насипають на горизонтальну поверхню у вигляді конусоподібної гірки. Кут між твірною і основою цього конуса називається кутом природного відкосу. Чим вище сипкість порошку, тим менше кут природного відкосу. Кут природного відкосу у порошкоподібних і гранульованих полімерних матеріалів знаходиться, як правило, в інтервалі від 30 до 50°. Кут природного відкосу матеріалів з хорошою сипучістю менш 40° [115]. Діоксид цирконію відразу після його отримання методом вакуумної сушки [114] характеризується кутом природного відкосу близько 38°.

Для забезпечення кращої гомогенізації порошку оксиду в ДЗО сталі катод був модифікований наступним чином (рис. 4.2). На поверхні циліндричного сталевого катода 1 створюються похилі кругові канавки шириною Δx , утворююча дна яких становить з радіусом катода кут, рівний куту природного відкосу діоксиду цирконію φ . Такі канавки можуть бути створені набором шайб 2 спеціальної форми з такого ж металу, що і катод, які щільно пресують на останній. Готовий до вакуумного розплавлення катод в осьовому перерізі утворює структуру типу "fish-bone" висотою H = 0,2-0,25 м. Кут нахилу вісі кругових канавок α по відношенню до радіуса катода визначається експериментально. У нашому випадку він вибирався таким, щоб був значно менше кута природного відкосу порошку діоксиду цирконію φ , і забезпечував відсутність висипання порошку при вібрації катода під час плавлення. Для запобігання висипання порошку діоксиду цирконію з канавок катода при переміщеннях, що пов'язані з його установкою в вакуумну камеру, вся система "fish bone" запресовується в тонкостінну циліндричну трубку 3, яку виготовлено з такої ж марки сталі [2, 7, 11, 12].



Рис. 4.2. Конструкція катода для вакуумно-дугового виплавляння ДЗО сталі: 1 – циліндричний катод радіусом *R*'; 2 – шайба спеціальної форми із зовнішнім радіусом *R*₀; 3 — тонкостінна циліндрична трубка; 4 – мікро- або нанодисперсні частки *ZrO*₂; 5 – лінія плавлення катода; 5' – точка завершення висипання частинок *ZrO*₂ з кругової канавки; 5'' – точка початку висипання частинок *ZrO*₂ з кругової канавки

Конструкція катода, яку представлено на рис. 4.2, забезпечує рівномірне надходження порошку оксиду в об'єм розплаву протягом всього часу вакуумно-дугового виплавляння [7].

Для повного опису параметрів катода необхідно задати насипну щільність порошку діоксиду цирконію, кут його природного відкосу φ, а також кут нахилу вісі кругових канавок α по відношенню до радіуса катода.

Для запобігання одночасного надходження порошку діоксиду цирконію з двох кругових канавок, що розташовані одна над однию, кут α повинен бути значно менше ϕ ($\phi >> \alpha$).

Сам процес вакуумно-дугового виплавляння сталі, яка легована оксидними нанопорошками, аналогічний тому, що описаний в підрозділі 4.1. При цьому, як зазначалося вище, гомогенізація наночастинок оксиду здійснюється в результаті тепломасоперенесення розплавленої сталі в об'ємі кристалізатора. У статті [5] вертикальна і горизонтальна швидкості масоперенесення рідкої сталі оцінювалися їх значеннями в циліндричній ЕКК з горизонтальним дном і вільними граничними умовами. Проте, в реальних умовах, необхідно враховувати, що дно комірки є не плоским, а має викривлений профіль, утворення якого можна представити у вигляді деякої функції від радіуса. Крім того, як випливає з [4, 6, 13, 14, 20], вид граничних умов на нижній межі комірки істотно залежить від кількості доданої дрібнодисперсної фази. При додаванні менш 0,125 мас. % дрібнодисперсної фази на дні комірки реалізуються тверді граничні умови, а при додаванні більшої її кількості (понад 1,5 мас. %) – вільні.

4.3. Вибір раціональних параметрів катода для вакуумно-дугового виплавляння дисперсно-зміцненої оксидами сталі

Як було зазначено вище, в розплаві металу формується конвективна комірка. Для того, щоб під час вдосконалення процесів отримання ДЗО сталі можна було скористатися отриманими теоретичними результатами, які описані в попередньому розділі, необхідно забезпечити вільні граничні умови при контакті розплаву металу з твердими поверхнями і взяти до уваги неплоский профіль дна конвективної комірки.

При проведенні експериментальних досліджень, які описані у розділі 2, було показано, що на тип граничних умов суттєво впливає кількість дисперсної фази, що додається в рідину. Тому, при додаванні порошку діоксиду цирконію в розплав металу теж необхідно стежити, щоб витримувалося відповідне співвідношення дисперсної фази і дисперсійного середовища, а саме – порошок діоксиду цирконію в розплав необхідно додавати в кількості більше ніж 1,5 мас. %. Ця вимога накладає певні умови на схему внутрішньої будови катода, що наведена на рис. 4.2.

Для забезпечення необхідної масової концентрації легуючого порошку необхідно розрахувати масу металу, що переплавляється та масу порошку діоксиду цирконію. Для цього визначимо об'єм кругової канавки, яку зображено на вставці рис. 4.2. Обчислення об'єму зробимо методом додавання або віднімання об'єму відомих фігур обертання: конусів, циліндрів з отворами.

Вихідною конфігурацією кругової канавки виберемо циліндр висотою Δx і радіусом R_0 . Потім зверху циліндра віднімемо об'єм конуса висотою Δx_1 з тим же радіусом, а знизу додамо цей об'єм. В результаті отримаємо об'єм наскрізної кругової канавки V_{cck} , утворення якої має кут нахилу $\alpha = arctg(\Delta x_1/R_0)$

$$V_{\rm CKK} = \pi R_0^2 \Delta x \,, \tag{4.1}$$

Для визначення об'єму не наскрізної кругової канавки $V_{\text{нкк}}$, що розташована в діапазоні радіусів $R_0 \le r \le R'$, з об'єму (4.1) необхідно відняти об'єм такої ж наскрізної канавки, але з радіусом R'. У підсумку маємо

$$V_{\scriptscriptstyle HKK} = \pi \left(R_0^2 - R'^2 \right) \Delta x, \qquad (4.2)$$

Отримана не наскрізна канавка має внутрішню межу, яка паралельна зовнішній межі катода. Однак в конфігурації катода типу "fish bone" внутрішня межа має кут нахилу, рівний куту природного відкосу φ . Тому з об'єму не наскрізної канавки на її внутрішній межі необхідно відняти об'єм шайби, осьовий переріз якої має форму трикутника з наступними параметрами: основа трикутника паралельно вісі катода і має довжину Δx ; одна сторона, що з'єднує паралельні стінки канавки, має кут нахилу при основі трикутника ($\pi/2$)- φ ; друга сторона має кут нахилу при основі трикутника $(\pi/2) - \alpha$. Такий трикутник має висоту $h = \Delta x / (tg(\phi) + tg(\alpha))$ і розбиває основу трикутника на відрізки: $\Delta x_1 = h \cdot tg(\phi)$ – визначає внутрішню межу канавки; $\Delta x_2 = h \cdot tg(\alpha)$ – визначає нахил канавки.

Неважко побачити, що об'єм шайби трикутного перетину дорівнює сумі половинних об'ємів двох циліндричних шайб висотою Δx_1 і Δx_2 з радіальними розмірами $R' \leq r \leq R' + h$. В результаті для визначення об'єму шайби трикутно-го перерізу V_{umc} маємо вираз

$$V_{uumc} = \frac{1}{2} \pi R'^{2} \left(\left(1 + \frac{h}{R'} \right)^{2} - 1 \right) \left(\Delta x_{1} + \Delta x_{2} \right) = \frac{1}{2} \pi R'^{2} \left(\left(1 + \frac{h}{R'} \right)^{2} - 1 \right) \Delta x =$$

$$= \frac{1}{2} \pi R'^{2} \left(\left(1 + \frac{\Delta x}{R'} \frac{1}{tg(\varphi) + tg(\alpha)} \right)^{2} - 1 \right) \Delta x =$$

$$= \frac{1}{2} \pi R'^{2} \left(2 \frac{\Delta x}{R'} \frac{1}{tg(\varphi) + tg(\alpha)} + \left(\frac{\Delta x}{R'} \frac{1}{tg(\varphi) + tg(\alpha)} \right)^{2} \right) \Delta x$$
(4.3)

Нехтуючи малими складовими $\Delta x \ll R'$ і $\alpha \ll \varphi$, спростимо вираз (4.3)

$$V_{uumc} = \pi R' \left(\Delta x\right)^2 \frac{1}{tg\left(\varphi\right)}.$$
(4.4)

Таким чином, маса катода на періоді L визначається виразом

$$M_{St} = \rho_{St} \left(\pi R_0^2 L - V_{umc} \right) \approx \rho_{St} \pi R_0^2 L \,. \tag{4.5}$$

З іншого боку, маса порошку діоксиду цирконію з урахуванням його засипки в порожнину за рівнем кута природного відкосу може бути визначена наступним виразом

$$V_{\mu\kappa\kappa} = \pi \left(R_0^2 - R'^2 \right) \Delta x - V_{umc} - V'_{umc}, \qquad (4.6)$$

де $V'_{uumc} = \pi R_0 (\Delta x)^2 \frac{1}{tg(\varphi)} -$ об'єм, відповідний порожнечі, що була утворе-

на при засипці порошку діоксиду цирконію за рівнем кута природного відкосу. В силу $R' \approx R_0$ замінимо в V'_{uumc} радіус R_0 на R'. Тоді вираз для об'єму, який займає легуюча домішка V_{ZrO_2} перетвориться на

$$V_{ZrO_{2}} = \pi \left(R_{0}^{2} - R'^{2}\right) \Delta x - 2\pi R' \left(\Delta x\right)^{2} \frac{1}{tg(\varphi)} = \pi R_{0}^{2} \left(1 - \frac{R'^{2}}{R_{0}^{2}} - 2\frac{R'\Delta x}{R_{0}^{2}tg(\varphi)}\right) \Delta x.$$
(4.7)

З виразу (4.7), після помноження на густину легуючого порошку ρ_{ZrO_2} , отримаємо вираз для маси діоксиду цирконію $M_{ZrO_2} = \rho_{ZrO_2} V_{ZrO_2}$.

З виразів (4.5) і (4.7) слідує умова отримання необхідної концентрації легуючої домішки у зразку ДЗО сталі.

Маса порошку діоксиду цирконію M_{zro_2} , що знаходиться в похилій круговій канавці, визначається виразом

$$M_{ZrO_2} = \pi R_0^2 \Delta x \rho_{ZrO_2} \left(1 - \frac{{R'}^2}{R_0^2} - \frac{2R'\Delta x}{R_0^2 t g \,\varphi} \right). \tag{4.8}$$

При отриманні виразу (4.1) враховано озвучену раніше умову φ >> α, а також умову малої ширини похилої кругової канавки.

Позначимо *L* – період нарізки похилих кругових канавок на катоді. Тоді між кількістю канавок *N* і висотою катода є наступне співвідношення *LN* = *H*. Далі, всюди при розрахунках для певності будемо вважати *N* = 10.

Масу сталевої заготовки оцінимо величиною $M_{St} = \pi R_0^2 H \rho_{St}$. Щільність нержавіючої сталі $\rho_{St} = 7,27$ г/см³.

Таким чином, для застосування вільних граничних умов в ЕКК необхідне виконання співвідношення

$$\frac{M_{ZrO_2}}{M_{St}} = \frac{N\Delta x \rho_{ZrO_2}}{H \rho_{St}} \left(1 - \frac{R'^2}{R_0^2} - \frac{2R'\Delta x}{R_0^2 t g \phi} \right) = \gamma X \left(1 - Z^2 - \frac{2XZ}{t g \phi} \right) \ge 1, 5 \cdot 10^{-2}, \tag{4.9}$$

де
$$X = \frac{\Delta x}{R_0}$$
, $\gamma = \frac{NR_0\rho_{ZrO_2}}{H\rho_{ZrO_2}}$, $Z = \frac{R'}{R_0}$.

Розглянемо умову рівномірного надходження порошку діоксиду цирконію до розплаву.

Виходячи з форми лінії плавлення, яку було отримано ксперементально, задамо вертикальну координату точок 5" і 5': $z_2 = z(5") = \beta_{St} R_0^2$ і $z_1 = z(5') = \beta_{St} (R' + h)^2$ відповідно, де $h = \Delta x / (tg(\varphi) + tg(\alpha))$.

Відстань між цими точками дорівнює

$$z_{2} - z_{1} = \frac{\beta}{R_{0}} \left(R_{0}^{2} - \left(R' + \frac{\Delta x}{\left(tg\left(\varphi\right) + tg\left(\alpha\right) \right)} \right)^{2} \right) = L + \Delta x_{2}, \qquad (4.10)$$

$$\exists e \Delta x_2 = \frac{tg(\alpha)\Delta x}{tg(\phi) + tg(\alpha)}.$$

Оскільки кут α вважається малим (α << φ), вираз (4.10) можна наближено представити у вигляді

$$\frac{\beta}{R_0} \left(R_0^2 - \left(R' + \frac{\Delta x}{tg(\varphi)} \right)^2 \right) = L.$$
(4.11)

З рівняння (4.10) слідує умова рівномірного надходження порошку діоксиду цирконію в об'єм розплаву.

В результаті позбавлення розмірності ця умова набуває вигляду

$$\frac{H}{NL} = \frac{H / NR_0 \beta}{\left(1 - \frac{R'^2}{R_0^2} - \frac{2R'\Delta x}{R_0^2 tg\phi}\right)} = \frac{\delta / \beta}{\left(1 - Z^2 - \frac{2XZ}{tg\phi}\right)} = 1$$
(4.12)

де $\delta = \frac{H}{NR_0}$.

Спільне розв'язання нерівності (4.9) на нижній межі і рівняння (4.12) для умов, що відповідають експерименту значень параметрів $\beta = 3,5$, $\gamma = 0,28$, $\delta = 1,33$ дає наступні значення безрозмірної ширини похилої кругової канавки і відносини внутрішнього радіуса шайби до радіусу циліндричного катода X = 0,14 і Z = 0,63 відповідно [7].

На рис. 4.3 наведені криві, що описують умови забезпечення вільних меж на дні комірки при додаванні різної кількості порошку ZrO_2 і умова рівномірного надходження діоксиду цирконію в об'єм розплаву. Точки перетину кривих 1, 2, 3 з кривою 4 визначають значення безрозмірної ширини похилої кругової канавки і відношення внутрішнього радіуса шайби до радіусу циліндричного катода, які забезпечують вільні граничні умови і рівномірність надходження порошку ZrO_2 в розплавлений метал.

Таким чином, відповідним підбором параметрів катода з урахуванням фізичних властивостей нанодисперсного порошку ZrO₂ можливо забезпечити вільні граничні умови на дні циліндричної конвективної комірки, а також рівномірне надходження порошку в об'єм розплавленого металу.



Рис. 4.3. Залежність безрозмірної ширини похилої кругової канавки X від відношення внутрішнього радіуса шайби до радіусу циліндричного катода Z:

1-1,5; 2-2; 3-3 мас. % ZrO₂;

4 – умова рівномірного надходження ZrO2 до розплаву

4.4. Конвективний масоперенос в розплаві з неплоским профілем поверхні розділу фаз

Описані в попередньому розділі теоретичні дослідження дозволили отримати аналітичні залежності для швидкостей і збурення температури в ЕКК, що має циліндричну форму. Адаптуємо дану методику моделювання теплофізичних процесів до випадку, коли конвективна комірка має неплоский профіль дна. Для цього як і раніше будемо розглядати конвективну комірку, бокова поверхня якої утворена прямою круговою циліндричною поверхнею, і яка знизу обмежена поверхнею обертання з відомою твірною (рис. 4.4). При цьому вісь поверхні обертання має загальну вісь з циліндричною поверхнею. Як і раніше, вважаємо, що вісь *z* спрямована вгору, перпендикулярно верхній плоскій границі шару рідини, радіальна координата *r* відраховується від вісі конвективної комірки. Початок координат *z* = 0 розташований таким чином, що він відповідає точкам перетину неплоского дна з боковою поверхнею. Координата *z* = *h* відповідає верхній плоскій поверхні шару рідини, а величину максимального відхилення дна конвективної комірки від площини *z* = 0 позначимо Δh .

Оскільки дно утворено поверхнею обертання, для опису його геометрії досить задати залежність координати *z* від радіальної координати *r*. Наприклад, комірка, що зображена на рис. 4.4, має дно косинусоїдальної форми

$$z = -(\cos(\pi r R_c^{-1}) + 1)\Delta h / 2, \qquad (4.13)$$

де *R*_c – радіус бокової циліндричної поверхні.

Для порівняння, на рис. 4.5 зображена конвективна комірка з дном у вигляді конуса. У цьому випадку її дно описується виразом

$$z = \Delta h \cdot (r/R_c - 1). \tag{4.14}$$



Рис. 4.4. Конвективна комірка з косинусоїдальним профілем дна [4, 6, 13, 15]



Рис. 4.5. Конвективна комірка з конічним профілем дна [4, 6, 13, 15]

Розподіл незбуреної температури по товщині шару $T_0(z)$ як і раніше вважаємо у вигляді лінійної залежності. Температура шару на рівні перетину нижньої межі комірки з бічною циліндричною поверхнею $T_0(0) = T_2$ більше температури верхньої плоскої межі шару $T_0(h) = T_1$, $(T_2 > T_1)$, а температура найнижчої точки межі комірки ще вище: $T_0(-\Delta h) \equiv T_3 = T_2 + \Delta T_{bot}(\Delta T_{bot} > 0)$. За відсутності збурень лінійна залежність температури від координати z дає такі значення її градієнтів

$$\vec{\nabla}T_0(z) = -\frac{\Theta}{h}\mathbf{e}_{\mathbf{z}}, \qquad (0 \le z \le h), \qquad \vec{\nabla}T_0(z) = -\frac{\Delta T_{bot}}{\Delta h}\mathbf{e}_{\mathbf{z}}, \qquad (-\Delta h \le z \le 0), \qquad (4.15)$$

де $\Theta = T_2 - T_1$,

e_z – одиничний вектор, спрямований уздовж вісі z.

Зауважимо, що для спів падіння градієнтів температури при z > 0 і z < 0 має виконуватися співвідношення $\Delta T_{bot} = \Theta \Delta h/h$.

Розглянемо детально процедуру отримання розподілів швидкостей і збурення температури для комірки з конічним дном. Розділимо конвективну комірку на дві частини площиною z = 0, і спочатку отримаємо розв'язки для кожної з цих двох відокремлених частин — верхньої циліндричної і нижньої конічної за умови, що перетікання рідини з однієї в іншу відсутня. Потім, на основі цих двох розв'язків отримаємо розв'язок для всієї конвективної комірки, що складається з цих двох частин.

Якщо від розглянутої комірки відсікти нижню частину з негативними значеннями z, то ми отримаємо ЕКК, яку детально було розглянуто в попередньому розділі. Як було показано в підрозділі 3.2, при $0 \le z \le h$ розподіли швидкостей і збурення температури в разі стійкої конвективної течії, визначаються виразами (3.29), (3.30), (3.31).

Для відокремленої нижньої частини конвективної комірки (при – $\Delta h \le z \le 0$) розподіл швидкостей і збурення температури вже не можуть бути подані в такому вигляді, оскільки конічній межі вони будуть пов'язані між собою. Тому просторовий розподіл швидкостей і температури при негативних *z*

представимо у вигляді нескінченних рядів Фур'є і Фур'є-Бесселя по просторовим гармонікам (тут і далі розглядаємо задачу в безрозмірному вигляді, як це було в розділі 3)

$$v_{z}(r,z) = \sum_{n,l=1}^{\infty} A_{n,l} \sin(nk_{0}z) J_{0}(k_{r,l}r), \quad v_{r}(r,z) = -\sum_{n,l=1}^{\infty} A_{n,l} \frac{nk_{0}}{k_{r,l}} \cos(nk_{0}z) J_{1}(k_{r,l}r), \quad (4.16)$$

$$T(r,z) = \sum_{n,l=1}^{\infty} B_{n,l} \sin(nk_0 z) J_0(k_{r,l} r), \qquad (4.17)$$

де $k_0 = \pi / \Delta h$ – хвильове число уздовж вісі *z*,

 $k_{r,l} = \sigma_{0,l} / R_c$ – хвильові числа уздовж вісі r,

 $\sigma_{0,l}$ – нулі функції Бесселя нульового порядку першого роду, розташовані в порядку зростання зі збільшенням індексу l = 1; 2; 3, ...

Константи $A_{n,l}$ і $B_{n,l}$ можуть бути визначені з граничних умов. Так, наприклад, на вісі комірки (r = 0) маємо

$$v_z(0,z) \equiv f_1(z) = \sum_{n,l=1}^{\infty} A_{n,l} \sin(nk_0 z), \qquad v_r(0,z) = 0,$$
 (4.18)

$$T(0,z) \equiv f_2(z) = \sum_{n,l=1}^{\infty} B_{n,l} \sin(nk_0 z).$$
(4.19)

На верхній межі конічного поглиблення дна комірки (z = 0) справедливі співвідношення

$$v_{z}(r,0) = T(r,0) = 0$$
, $v_{r}(r,0) \equiv f_{3}(r) = \sum_{n,l=1}^{\infty} A_{n,l} \frac{nk_{0}}{k_{r,l}} J_{1}(k_{r,l}r)$. (4.20)

На конічній поверхні комірки, коли $z = \Delta h(r/R_c - 1)$, повинні виконуватися граничні умови

$$v_{z}(r,\Delta h(r/R_{c}-1)) = \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_{n,l}(-1)^{n} \exp(i\frac{n\pi}{R_{c}}r) J_{0}(k_{r,l}r) = 0, \qquad (4.21)$$

$$v_r(r,\Delta h(r/R_c-1)) = \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_{n,l}^{'} \frac{ink_0}{k_{r,l}} (-1)^n \exp(i\frac{n\pi}{R_c}r) J_1(k_{r,l}r) = 0, \qquad (4.22)$$

$$T(r,\Delta h(r/R_c-1)) = \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} B'_{n,l}(-1)^n \exp(i\frac{n\pi}{R_c}r) J_0(k_{r,l}r) = 0, \qquad (4.23)$$

Де $(A, B)_{-n,l} = -(A, B)_{n,l}$,

 $(A',B')_{n,l} = -i0,5(A,B)_{n,l},$

i – уявна одиниця.

Рівність нулю одночасно вертикальної (4.20) і горизонтальної (4.21) швидкості на конічній поверхні слідує з умови рівності вектору швидкості нулю на нерухомих твердих поверхнях.

Визначимо тепер просторове поле розподілу швидкостей потоку в комірці з конічним дном. Для цього, ґрунтуючись на параметрах циліндричної конвективної комірки [5, 8, 16], вважаємо заданими функції у виразах (4.18), (4.20) як

$$f_1(z) = A(0, z) \sin(k_0 z),$$

$$f_{3}(r) = A(r,0) \frac{k_{0}R_{c}}{\sigma_{1,1}} J_{1}\left(\frac{\sigma_{1,1}}{R_{c}}r\right), \qquad (4.24)$$

де A(r, z) – константа, що залежить від координат r і z.

На підставі (4.24) можна побудувати функцію Стокса для ліній течії. Вона автоматично задовольняє рівнянню безперервності і має вигляд
$$\Psi(r,z) = A(r,z)r\frac{R_c}{\sigma_{1,1}}\sin\left(\frac{\pi}{\Delta h}z\right)J_0\left(\frac{\sigma_{1,1}}{R_c}r\right) \equiv A(r,z)\Psi_0(r,z).$$
(4.24)

Лінії течії знаходяться в результаті розв'язку рівняння $\Psi(r, z) = \text{const}$ [98]. Визначимо функціональну залежність A(r, z) від координат. Для цього знайдемо приріст $\Psi(r, z)$ при зміщенні координати від r_0 і z_0 на малі величини drі dz відповідно: $r = r_0 + dr$ і $z = z_0 + dz$. Тоді неважко отримати

$$d\Psi = \frac{\partial \Psi(r_0, z)}{\partial r} dr + \frac{\partial \Psi(r, z_0)}{\partial z} dz = 0.$$
(4.25)

Виконуючи диференціювання в (4.24) і враховуючи, що за визначенням $\frac{\partial \Psi_0(r,z)}{\partial r} = rV_z(r,z), \text{ a } \frac{\partial \Psi_0(r,z)}{\partial z} = -rV_r(r,z), \text{ перетворимо вираз (4.25) до виду}$

$$rA(r,z)\left(V_{z}(r,z) - V_{r}(r,z)\frac{dz}{dr}\right) + \Psi_{0}(r,z)\frac{dA(r,z)}{dr} = 0.$$
(4.26)

Перший доданок в (4.26) на конічній межі дорівнює нулю, оскільки є компонентою швидкості, що є нормальною до поверхні межі. З другого доданка слідує, що $A(r, z) = A_0 \mathcal{G}(z/\Delta h - r/R_c)$, де A_0 – довільна константа інтегрування, $\mathcal{G}(x)$ – довільна функція від аргументу, що дорівнює нулю на межі. Для виразу $\mathcal{G}(x)$, наприклад, можна взяти такі модельні функції: $\mathcal{G}_1(r, z) = J_0(\sigma_{0,1}(z/\Delta h - r/R_c))$ або $\mathcal{G}_2(r, z) = \cos((z/\Delta h - r/R_c)\pi/2)$.

На рис. 4.6 наведено графік ліній течії для модельної функції $\vartheta_1(x)$. Для модельної функції $\vartheta_2(x)$ графік ліній течії подібний лініям течії для функції $\vartheta_1(x)$.



Рис. 4.6. Лінії течії для модельної функції 9₁(*x*)

Використання запропонованих видів модельних функцій або інших повинно ґрунтуватися на експериментальних даних. Однак, з запропонованих розв'язків можна зробити такі висновки: розподіл ліній течії в комірках з різними модельними функціями якісно подібні; розподіли ліній течії в комірках з різними модельними функціями відрізняються максимальною величиною функції Стокса.

На рис. 4.6. наведено розподіл ліній течії в двох відокремлених частинах циліндричної елементарної конвективної комірки з конічним дном глибиною $\Delta h = 1/3$.



Рис. 4.7. Лінії течії в відокремлених частинах конвективної комірки з конічно-поглибленим дном глибиною $\Delta h = 1/3$

Конфігурація ліній течії, що зображена на рис. 4.7, аналогічна розташуванню ліній течії двох близько розташованих циклонів [116], взаємодію яких досліджено японським метеорологом С. Фудзівара. Згідно з цим дослідженням центри двох циклонів обертаються навколо загального центру, зближуються один з одним, і зливаються в один. Цей ефект називається ефектом Фудзівари.

У випадку, який зображено на рис. 4.6, вихори розташовані в закритому об'ємі, і тому не можуть обертатися, а будуть накладатися один на інший, заповнюючи об'єм конвективної комірки з конічно-поглибленим дном. Відповідно до ефекту Фудзівари, результуюча функція Стокса $\Psi_{1,2}(r, z)$ буде визначатися суперпозицією функцій Стокса ліній течії двох вихорів, які прагнуть придбати однаковий масштаб:

$$\Psi_{12}(r,z) = A_0 (1 - \vartheta_{12} ((1 + \Delta h)z / \Delta h - r / R_c)) \Psi_0(r, z\Delta h).$$
(4.27)

Застосування принципу суперпозиції функцій Стокса обумовлено використанням лінійного наближення при описі тепломасопереносу в конвективній комірці з вільними граничними умовами. Віднімання функцій Стокса двох вихорів пояснюється різноспрямованістю горизонтальних швидкостей розглянутих вихорів на поверхні z = 0.

На рис. 4.8 наведено лінії течії Стокса в конвективній комірці з конічнопоглибленим дном глибиною $\Delta h = 1/3$ в результаті накладення двох вихорів в комірці.



Рис. 4.8. Результуючий розподіл ліній течії Стокса в конвективній комірці з конічно-поглибленим дном глибиною $\Delta h = 1/3$ для модельної функції $\mathcal{G}_2(x)$

Результуючий розподіл збурень температури T(r, z) в конвективній комірці для модельної функції $\vartheta_1(x)$ показано на рис. 4.9.



Рис. 4.9. Результуючий розподіл збуреної температури в конвективній комірці з конічно-поглибленим дном глибиною $\Delta h = 1/3$ для модельної функції $\vartheta_1(x)$

У разі модельної функції $\vartheta_2(x)$ розподіл збуреної температури подібний до наведеного на рис. 4.8, з тією лише різницею, що максимальне значення збурення температури при r = 0 в відносних одиницях в першому випадку в 0,701 разів менше, ніж у другому. Крім того, для модельної функції $\vartheta_2(x)$ лінії рівнів збуреної температури у верхній частині комірки поблизу r = 0 розподілені більш рівномірно, ніж у разі модельної функції $\vartheta_1(x)$.

Для комірки з іншим профілем дна (наприклад косинусоїдальним), лінії Стокса $\Psi_{1,2}(r, z)$ аналогічно комірці з конічним профілем дна, також будуть визначатися суперпозицією функцій Стокса двох вихорів, кожен з яких утворюється у відповідній частині комірки:

$$\Psi_{1,2}(r,z) = A_0 \left(1 - \mathcal{G}_{1,2}\left(z\frac{1+\Delta h}{\Delta h}\right) \right) \Psi_0(r,z\Delta h), \tag{4.28}$$

$$\text{дe } \Psi_0(r,z) = r \frac{R_c}{\sigma_{1,1}} \sin\left(\frac{\pi}{\Delta h} z\right) J_1\left(\frac{\sigma_{1,1}}{R_c} r\right),$$

$$\sigma_{1,1}$$
 – перший нуль функції Бесселя першого порядку першого роду,
 $\mathscr{G}_1(r,z) = J_0(\sigma_{0,1}(z/\Delta h - (\cos(\pi r/R_c) - 1)/2)),$
 $\mathscr{G}_2(r,z) = \cos((z/\Delta h) - (\cos(\pi r/R_c) - 1)/2)\pi/2) - модельні функції, що забезпечують
вільні граничні умови на дні комірки з косинусоїдальним профілем.$

На рис. 4.10 наведено лінії Стокса для циліндричної елементарної конвективної комірки з косинусоїдально-поглибленим дном з максимальною глибиною $\Delta h = 1/3$.



Рис. 4.10. Розподіл ліній Стокса в конвективній комірці
з косинусоїдальним поглибленим профілем дна
з максимальною глибиною Δh = 1/3 для модельної функції 𝔅₁(r, z).

Розрахунки показують, що для модельних функцій лінії Стокса є концентрично розташованими гладкими замкнутими лініями, форма яких відображає викривлений косинусоїдальний профіль дна. Такий вид ліній Стокса також, як це зазначено для конічного профілю дна, вказує на формування в комірці з вільними граничними умовами конвективного потоку у вигляді одного вихору.

4.5. Гомогенізація частинок ZrO₂ в об'ємі нержавіючої сталі 08X18H10T

Процес виплавки ДЗО сталі, як і в роботі [115] розглянемо на прикладі конвективного перемішування нано- або мікродисперсних включень з ZrO₂ в об'ємі рідкої нержавіючої сталі 08Х18Н10Т.

При температурі 1450 ÷ 1600 °С нержавіюча сталь знаходиться в рідкому стані. Її щільність і кінематична в'язкість становлять $\rho_l = 7,27 \cdot 10^3$ кг/м³ і $v = 10^{-6}$ м²/с відповідно [117]. При цих температурах нано- або мікродисперсні включення частинок ZrO₂ в рідкому металі будуть знаходитися в твердій фазі, оскільки температура плавлення ZrO₂ становить (0,75÷1)· 2700 °С, і значно вище температури плавлення нержавіючої сталі [117]. Густина ZrO₂ приймає значення в діапазоні $\rho_p = 5,4\div5,7\cdot10^3$ кг/м³ і завжди менше густини рідкої сталі.

Для аналізу гомогенізації наночастинок порошку ZrO₂ в об'ємі ДЗО сталі вважатимемо виконаними такі умови:

 наночастинки не розчиняються в нержавіючій сталі, а утворюють суспензію, що означає формування поверхневої плівки окису заліза на їх поверхні;

– граничні умови на дні конвективної комірки є вільними, оскільки рідка сталь з додаванням більш, ніж 1,5 мас. % наночастинок порошку ZrO₂ утворює нову фазу по відношенню до чистого розплаву металу, який зосереджений в поверхневій плівці на дні комірки.

Горизонтальна і вертикальна швидкості масопереносу в ЕКК з неплоским профілем дна і під час відсутності наночастинок ZrO₂ можуть бути визначені за функціями Стокса (4.16)

$$\Psi_{r,1,2}(r,z) = -\frac{1}{r} \frac{\partial \Psi_{1,2}(r,z)}{\partial z}.$$
(4.29)

Також, як і в випадку, що розглянутий в [36], додавання мікро- і наночастинок ZrO₂ в рідкий метал, в якому присутня конвективна течія, буде приводити до дії на ці частинки різноспрямованих сил: підйомна сила Архімеда (завжди спрямована вгору); сила тяжіння (завжди спрямована донизу); сила тертя, або сила Стокса (спрямована уздовж вектора швидкості рідини).

У вакуумно-дуговій печі матеріал катода у вигляді крапель металу, що містять наночастинки ZrO₂, потрапляє в центральну область циліндричної конвективної комірки. Тут наночастинки силами Архімеда і Стокса, долаючи силу тяжіння, спрямовуються вгору. Поблизу верхньої межі комірки радіальним потоком наночастинки виносяться до стінки кристалізатора, де вже силами Стокса і тяжіння спрямовуються на дно комірки. Якщо ці сили подолають силу Архімеда, то наночастинки потрапляють в замкнений конвективний потік і будуть конвективно перемішуватися по всьому розплаву, що рівнозначно їх рівномірному розподілу за об'ємом зразка ДЗО сталі.

Як відомо, сила Архімеда залежить від об'єму частки. Таким чином, чим менше об'єм частки, тим менше сила виштовхування. Критерій подолання сили Архімеда дозволяє визначити мікро- або нанорозміри частинок, при яких можливий їх рівномірний розподіл в об'ємі конвективної комірки. Цей критерій має вигляд

$$r_p \le 10^{-2} \sqrt{V_c \frac{9v}{2g} \frac{\Delta l}{R_c} \frac{\rho_l}{\rho_l - \rho_p}}, \qquad (4.30)$$

де $V_c = 1..3$ см/с – експериментально виміряна максимальна швидкість переміщення рідкого металу на верхній горизонтальній поверхні комірки;

v – кінематична в'язкість рідкого металу;

g – прискорення вільного падіння;

 Δl – середня відстань між мікро- і наночастинками;

 R_{c} – радіус конвективної комірки;

 p_l , p_p – щільність рідкого металу і діоксиду цирконію відповідно.

З виразу (4.30) випливає, що умовно сферичні частинки радіусом *r_p* (в реальності частинки мають моноклінну структуру [36]), будуть рівномірно розподілені в об'ємі конвективної комірки.

Якщо нерівність (4.30) не виконується, то частинки будуть спливати поблизу вісі комірки і горизонтальним потоком на верхній межі комірки будуть зноситися до поверхні кристалізатора, в результаті чого вони будуть збиратися на зовнішній межі зразка ДЗО сталі.

В умовах експерименту всі нано- або мікрочастинки ZrO₂ разом з рідким матеріалом катода у вигляді крапель будуть надходити в об'єм комірки, умовно зазначеними краплеподібними фігурами в верхньому лівому кутку комірки (рис. 4.11). Потім, частинки, що потрапили в рідкий метал комірки, будуть переміщатися уздовж ліній течії всередину комірки (лінії II) або до стінки кристалізатора (лінії I).



Рис. 4.11. Схема переміщення частинок ZrO₂ в конвективній комірці. Лінії з оцифруванням відповідають лініям течії

Для експериментальних умов оцінка нерівності (4.30) показує, що частки ZrO_2 з розмірами $r_p < 80 \div 100$ нм будуть рівномірно розподілені за об'ємом злитка ДЗО сталі, в той час, як для частинок розміром близько і понад 150 нм повинен спостерігатися інтенсивний їх винос на бічну поверхню злитка.

Згідно з вищевикладеним можна сформулювати такі висновки стосовно реалізації технології отримання ДЗО сталі з використанням запропонованої в даному розділі схеми вакуумно-дугової печі і катода (на прикладі додавання порошку діоксиду цирконію):

- чим глибше проникає матеріал катода в комірку (чим менше ордината нижніх меж краплеподібних фігур на рис. 4.11) тим рівномірніше розподіляються частки ZrO₂ в об'ємі комірки;
- для частинок ZrO₂ з розмірами менш 80÷100 нм має спостерігатися рівномірний розподіл в об'ємі зразка.

4.6. Висновки до розділу 4

Встановлено, що у розплаві металу при вакуумно-дуговому переплаві сталі виникає конвективна структура, подібна ЕКК, яка займає весь об'єм розплаву, та у якій спостерігається висхідна течія у центрі і спадна – на периферії.

Запропоновано конструкцію катода вакуумної дугової печі для отримання ДЗО сталі, що забезпечує безупинне рівномірне надходження порошку легуючої домішки в об'єм розплавленого металу. Розроблено методику визначення конструктивних параметрів катода. Показано, що у випадку застосування в розглянутій експериментальній вакуумній дуговій печі порошку діоксиду цирконію як легуючої домішки безрозмірні ширина похилої кругової канавки і радіус циліндричного катоду порошку діоксиду цирконію приймають значення 0,14 і 0,63 відповідно [2, 7,11, 12].

Методику моделювання теплофізичних процесів в ЕКК адаптовано до випадку вільно-конвективної течії в розплаві металу, що має циліндричну фор-

му з неплоским дном, яка відповідає поверхні розділу фаз. Описано просторовий розподіл конвективного масопереносу рідкого металу в розплаві, що має форму конвективної комірки, що знаходиться над твердою фазою сталі. При цьому враховується неплоский профіль поверхні розділу фаз [4, 6, 13, 14].

Отримано вираз для визначення максимально допустимого розміру частинок легуючої домішки, при якому забезпечується її однорідний розподіл по всьому об'єму розплаву внаслідок конвективної течії. Встановлено, що для сталі 08Х18Н10Т розмір частинок ZrO₂, при яких відбувається їх просторова гомогенізація, повинен перебувати у межах 80–100 нм [11, 12].

Описано сценарій вакуумно-дугового плавлення і конвективної гомогенізації наночастинок ZrO₂ при вакуумно-дуговому виготовленні ДЗО сталі [2, 7]. Для забезпечення кращої гомогенізації конвективної течії необхідно, щоб розміри установки, швидкість плавлення катоду та інтенсивність водяного охолодження були таким, що розплавлена фаза металу мала б такі ж пропорції, як і ЕКК: відношення діаметра до висоти становило 3,44.

ВИСНОВКИ

Дисертаційна робота присвячена вирішенню важливої науковопрактичної задачі – розробці науково-практичних основ використання упорядкованих конвективних структур у технологічному процесі вакуумно-дугового переплаву сталі для підвищення гомогенізації легуючої домішки. В ході її виконання отримані такі наукові і практичні результати.

1. Експериментальним шляхом встановлено, що на перехідних (від порушення механічної рівноваги внаслідок перевищення сили Архімеда над силою тяжіння до формування впорядкованих конвективних структур у вигляді комірок Бенара) етапах у горизонтальних шарах рідини, що рівномірно підігріваються знизу, формуються стійкі конвективні структури циліндричної форми. Введено поняття елементарної конвективної комірки (ЕКК) – стійкої конвективної структури циліндричної форми, яка відокремлена від інших подібних структур проміжками рідини, конвективний рух в яких відсутній. При збільшенні температурного перепаду між нижньою та верхньою границею горизонтального шару рідини ЕКК залишаються незмінними (зберігають форму, розміри і положення), а для компенсації вертикального тепло переносу, який збільшився зростає лише їх кількість, тобто формуються додаткові ЕКК, які при цільному заповненні рідини трансформуються в комірки Бенара. Даний процес є зворотним – із пониженням температурного перепаду комірки Бенара трансформуються у ЕКК, кількість яких поступово зменшується.

2. Запропоновано математичну модель конвективного теплопереносу у циліндричній ЕКК з вільними межами. Отримано аналітичні розв'язки для швидкості та збурення (відхилення величини від аналогічної у стані механічної рівноваги) температури в ЕКК. На основі знайдених аналітичних розв'язків отримано вираз для радіусу ЕКК. Показано, що для ЕКК величина безрозмірного (віднесеного до товщини шару рідини) радіусу приймає тільки дискретні значення. Адекватність математичної моделі та отриманих аналітичних розв'язків підтверджена співставленням теоретично розрахованих значень радіусу ЕКК з експериментальними даними. Встановлено, що для ЕКК, яка не знаходиться під дією зовнішніх механічних впливів, безрозмірний діаметр становить 3,44.

3. Встановлено, що теплова потужність, що переноситься однією ЕКК, зворотно пропорційна квадрату її радіусу, а радіус комірки збільшується зі зростанням числа Релея. При незмінному числі Релея ця теплова потужність прямо пропорційна радіусу ЕКК. На цій підставі сформульовано та теоретично обґрунтовано енергетичний принцип формування повторюваних конвективних структур у шарі в'язкої нестисливої рідини, що рівномірно підігрівається знизу: при відсутності додаткових впливів у процесі збільшення температурного перепаду між нижньою і верхньою границею шару рідини, утворення додаткової ЕКК мінімально можливого радіусу енергетично більш вигідно, ніж перехід однієї з існуючих комірок у стійкий стан з більшим радіусом.

4. Встановлено, що у розплаві металу при вакуумно-дуговому переплаві сталі виникає конвективна структура, подібна ЕКК, яка займає весь об'єм розплаву, та у якій спостерігається висхідна течія у центрі і спадна – на периферії. Оскільки нижня поверхня розплаву не є плоскою, то математичну модель і розв'язки, що були отримання для ЕКК, адаптовано для конвективних структур з конічним та косинусоїдальним профілем дна.

5. Вдосконалено конструкцію катоду вакуумної дугової печі. Запропоновано методику розрахунку геометричних параметрів порожнин у катоді (безрозмірні ширина похилої кругової канавки, радіус циліндричного катоду), що містять порошок легуючої домішки, при яких забезпечується безупинне рівномірне надходження порошку у розплав. Показано, що у випадку застосування порошку діоксиду цирконію, вони приймають значення 0,14 і 0,63 відповідно.

6. Отримано вираз для визначення максимально допустимого розміру частинок легуючої домішки, при якому забезпечується її однорідний розподіл по всьому об'єму розплаву внаслідок конвективної течії. Встановлено, що для сталі 08X18H10T розмір частинок ZrO2 повинен перебувати у межах 80–100 нм. 7. Для забезпечення кращої гомогенізації конвективної течії необхідно, щоб розміри установки, швидкість плавлення катоду та інтенсивність водяного охолодження були таким, що розплавлена фаза металу мала б такі ж пропорції, як і ЕКК: відношення діаметра до висоти становило 3,44.

8. Результати дисертаційної роботи впроваджені у проведення науковоприкладних досліджень в Національному науковому центрі «Харківський фізико-технічний інститут» і використовуються в навчальному процесі Харківського Національного Університету ім. В. Н. Каразіна на кафедрі фізики нетрадиційних енерготехнологій та екології.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

 Experimental study of liquid movement in free elementary convective cells / Bozbiei L., Borts B., Kazarinov Y., Kostikov A., Tkachenko V. // Energetika.
 2015.Vol. 61, № 2. P. 45 – 56.

2. Investigation of the oxide phase homogenization in the convective cell while producing vacuum–arc remelting / Bozbiei L.S., Borts B.V., Neklyudov I.M., Tkachenko V.I. // Eastern-European Journal of Enterprise Tech. 2016. Vol. 2, N_{2} 5(80). P. 14 – 21.

3. Разрушение ячеек Бенара при локальных нарушениях теплового равновесия и их формирование над ячейками Бенара / Бозбей Л.С., Борц Б.В., Костиков А.О., Ткаченко В.И. // Інтегровані технології та енергозбереження. Системи управління та обробки інформації. 2016. № 3. С. 67 – 79.

4. Бозбей Л.С., Костиков А.О., Ткаченко В.И. Теплоперенос в подогреваемой снизу свободной цилиндрической элементарной конвективной ячейки с конически углубленным дном // Проблемы машиностроения. 2016. Т. 19, №2. С. 19 – 24.

5. Элементарная конвективная ячейка в слое вязкой несжи-маемой жидкости и ее параметры / Бозбей Л.С., Костиков А.О., Курская Н.М., Ткаченко В.И. // Проблемы машиностроения. 2016. Т. 19, №3. С. 27–36.

6. Бозбей Л.С., Костиков А.О., Ткаченко В.И. Теплоперенос в подогреваемой снизу свободной цилиндрической элементарной конвективной ячейки с косинусоидальным профилем дна // Інтегровані технології та енергозбереження. Системи управління та обробки інформації. 2017. № 4. С. 41 – 44.

7. Катодний витрачуваний електрод для вакуумно–дугового переплаву: пат. 114986 України / Бозбєй Л.С., Борц Б.В., Ткаченко В.І.; заявл. 10.11.2016; опубл. 28.08.2017. Бюл. № 16.

8. Бозбєй Л.С., Борц Б.В., Ткаченко В.І. Примітні явища природи: комірки Бенара з вільними межами // Ресурсозберігаючі та екологічно чисті технології: методичні вказівки до курсу. Х.: ХНУ ім. В. Н. Каразіна, 2016. 32 с.

9. Бозбей Л. С. Исследование формирования воздушных ячеек Бенара над ячейками в вакуумном масле // Х конференция молодых ученых и специалистов ИПМаш НАН Украины: тез. доклада. Харьков, 2013. С. 28.

10. Bozbiei L.S., Kostikov A.O., Tkachenko V.I. Elementary convective cell in the layer of incompressible, viscous liquid and its physical properties // Mode conversion, coherent structures and turbulence: proc. of the International conference MSS–14. Moscow, 2014. P. 322-327.

11. Бозбей Л.С. Роль конвективных ячеек в изготовлении оксид дисперсно–упрочненных (ОДУ) сталей // XI конференция молодых ученых и специалистов ИПМаш НАН Украины: тезисы доклада. Харьков, 2014. С. 32.

12. Бозбей Л.С., Борц Б.В., Ткаченко В.И. Влияние конвективного массопереноса на гомогенизацию оксидной фазы при вакуумно–дуговом изготовлении дисперсно–упрочнённых оксидами (ДУО) сталей // Инновационные пути модернизации базовых отраслей промышленности, энерго– и ресурсосбережение, охрана окружающей природной среды: тез. докл IV Межотрасл. научнопракт. конф., 25 – 26 марта 2015 г. Харьков. Харьков: ГП «Энергосталь», 2015. С. 102 – 103.

13. Бозбей Л.С. Тепломассоперенос в подогреваемой снизу свободной цилиндрической элементарной конвективной ячейке с неплоским профилем дня и свободными границами // XII конференция молодых ученых и специалистов ИПМаш НАН Украины: тезисы докладов. Харьков, 2015. С. 24.

14. Bozbiei L.S., Tkachenko V.I. Heat and mass transfer in the heated from below free cylindrical elementary convection cell with a conical cavity bottom // Internetional Young Scientists Forum on Applied Physics: proc. of the YSF–2015. Dnipropetrovsk, 2015. P. 1-4.

15. Bozbiei L.S., Kostikov A.O., Tkachenko V.I. Solution of linear Navier-Stokes equations and mathematical description of cylindrical elementary convection cell // Electronics and Applitd Physics: proc. of XI Int. Sci. Conf., Oct. 21-24, 2015, Kyiv. 2015. P. 132 – 133. 16. Рыбалко А.С., Бозбей Л.С., Кулик А.П., Ткаченко В.И. Тепломассоперенос в конвективных цилиндрических ячейках с параболическим профилем дна и свободными граничными условиями // Відновлювана енергетика та енергоефективність у XXI столітті: тез. доп XVII Міжн. науково–практ. конф., 29–30 вересня 2016 р., Київ. С. 380 – 383.

17. Дисперсионно-упрочнённые материалы // Большая советская энциклопедия : [в 30 т.] / гл. ред. А. М. Прохоров. 3-е изд. М. : Советская энциклопедия, 1969 - 1978.

18. Мовчан В. П., Бережний М. М. Основи металургії. Дніпропетровськ: Пороги, 2001. 336 с.

19. Руденко Л.Ф., Говорун Т.П. Леговані сталі та сплави: навчальний посібник. Суми: Сумський державний університет, 2012. 170 с.

20. Воскобойников В.Г., Кудрин В.А., Якушев А.М. Общая металлургия: учебник для вузов. М.: ИКЦ «Академкнига», 2005. 768 с.

21. Мащенко А.Ф., Щекин А.В. Расчет шихты для выплавки легированной стали: методические указания к практической работе для студентов специальностей 110400 и 121200 "Литейное производство черных и цветных металлов" и "Технология художественной обработки материалов". Хабаровск: Изд-во Хабаровского государственного технического университета, 2003. 32 с.

22. Макеев Д.Н. Влияние вводимых легирующих элементов на свойства стали // Вестник СГТУ: электронное издание. 2012. №1 (67). URL: https://cyberleninka.ru/article/n/vliyanie-vvodimyh-legiruyuschih-elementov-na-svoystva-stali (дата обращения: 26.07.2018).

23. Иванов В.Н. Словарь-справочник по литейному производству. М.: Машиностроение, 1990. 384 с.

24. Еднерал Ф. П. Електрометалургія стали і феросплавів М., 1977. 488 с.

25. Калмыков В.А., Карасёв В.П., Электрометаллургия стали: учебник. Санкт-Петербург: Издательство СПбГТУ, 2000. 360 с.

26. Калмыков В.А. Теория и технология производства стали: учебник для вузов. М.: Мир, АСТ, 2003. 528 с.

27. Поволоцкий Д.Я., Рощин В.Е., Мальков Н.В. Электрометаллургия стали и ферросплавов: учебник для вузов. М.:Металлургия, 1995. 592 с.

28. Гутман М.Б., Кацевич Л.С., Лейканд М.С. Электрические печи сопротивления и дуговые печи: учебник для техникумов. М.: Энергоатомиздат, 1983. 360 с.

29. Свенчанский А.Д., Жердев И.Т., Кручинин А.М. Электрические промышленные печи. Дуговые печи и установки специального нагрева: учебник для вузов. М.: Энергоиздат, 1981. 296 с.

30. Ярополов И.И., Нецветаев А.В. Плавка стали в электрических печах: учебное пособие. СПб.: Изд-во Политехнического университета, 2005. 142 с.

31. Тир Л.Л., Фомин Н.И. Современные методы индукционной плавки (Библиотека элект ротермиста, вып.59). М.: Энергия, 1975. 37 с.

32. Либенсон Г.А. Основы порошковой металлургии. М.: Металлургия, 1975. 200 с.

33. Кипарисов С.С. Либенсон Г.А. Порошковая металлургия. М.: Металлургия, 1980. 495 с.

34. Порошковая металургия. Материалы, технология, свойства, области применения: справочник / Федорченко И.М., Францевич И.Н., Радомысельский И.Д. и др.; отв. ред. И. М. Федорченко. Киев: Наук. Думка, 1985. 624 с.

35. Степанчук А.М., Билык И.И., Бойко П.А. Технология порошковой металургии. Киев: Высшая школа, 1989. 415 с.

36. Дослідження можливості отримання дисперсне - зміцнених оксидами (ДУО) сталей методом вакуумно-дугової переплавки / Борц Б.В., Ванжа А.Ф., Короткова И.М., Сытин В.И., Ткаченко В.И. // ВАНТ. Серія «Фізика радіаційних ушкоджень і радіаційне матеріалознавство». 2014. №4(92). С. 117 - 124.

37. Недопекин Ф.В., Мелихов В.М., Белоусов В.В. Математическое моделирование гидродинамики и теплопереноса при формировании композитных слитков // Технічна теплофізика та промислова теплоенергетика. 2009. Вип. 1. С.149-158.

38. Недопекин Ф.В., Белоусов В.В., Гамалий Е.Г. Математическое моделирование гидродинамических и теплофизических процессов при формировании непрерывного алюминиевого слитка // Весник Донецкого университета. Сер. А. Естесственные науки. Вып. 1, 1997. С.123-128.

39. Недопекин Ф.В., Белоусов В.В. Моделирование гидродинамических и тепломассообменных процессов в металлургических технологиях // Вестник Удмуртского университета. Физика. Химия, 2008. Вып. 1. С.189-199.

40. Массообменные процессы внепечной дегазации стали / Захаров Н.И., Троцан А.И., Дюдкин Д.А., Недопекин Ф.В., Туяхов А.И. Донецк: Норд-Пресс, 2009. 156 с.

41. Kalitaev A.N., Tutarova V.D., Shapovalov A.N. Effect of continuous casting parameters on quality of billets manufactured by ummc steel LLC. Solid State Phenomena. 2017. T. 265. P. 952-961.

42. Theoretical and technological basis of casting of hollow billets by the method of directional solidification / Marukovich E.I., Bevza V.F., Bodyako M., Hrusha U.P. // Литье и металлургия. 2011. № 2 (60). С. 63-72.

43. Borisov V.G. Control of aluminium alloy billets structure during continuous casting with mhd stirring of solidifying melt // Металлургия и машинос-троение. 2009. № 3. С. 39-44.

44. Logunova O.S., Devyatov D.K., Nurov K.K. Computerized quality estimates of continuous-cast billet // Steel in Translation. 2005. T. 35. № 9. C. 36-42.

45. Дремов В.В. Исследование влияния двумерной конвекции на затвердевание слитков с обратной конусостью // Инженерно-физический журнал. 2009. Т 82, №4. С.711-718.

46. Математичкское моделирование затвердения металла в клинообразной изложнице с учетом естественной конвекции / Александров В.Д., Голоденко Н.Н., Дремов В.В., Недопекин Ф.В. // Инженерно-физический журнал. 2010. Т. 83, №3. С.478-484.

47. Дремов В.В. Затвердевание плоского слитка в клинообразной изложнице с прибылью // Инженерно-физический журнал. 2009. Т. 83, №3. С. 961-972.

48. Дремов В.В., Недопекин Ф.В. Аналитический расчет затвердения расплава в изложнице // Инженерно-физический журнал. 2002. Т. 75, №6. С. 179-184.

49. Дремов В.В., Недопекин Ф.В. Вариационный и численный методы в теплофизике затвердевающего слитка. Макеевка: ДонНАСА, 2007. 199 с.

50. Математическое моделирование процесса затвердевания медных и сталемедных заготовок при непрерывном литье / Титова Е.С., Сокол А.Н., Огурцова А.П., Полетаев В.П. // Прогресивні технології і системи машинобудування. 2011. №2 (42). С. 274-278.

51. Повитухин С.А. Математическое моделирование процесса охлаждения слитка в кристаллизаторе машины непрерывного литья заготовок // Вестник Тамбовского государственного технического университета. 2009. Т. 15, № 3. С. 672-681.

52. Повитухин С.А. Математическое моделирование процессов формирования заготовки в кристаллизаторе машины непрерывного литья // Вестник Южно-Уральского государственного университета. 2007. № 23 (95). С. 77-79.

53. Девятов Д.Х., Яичников И.М., Логунова О.С. О возможности совершенствовании технологии получения непрерывных слитков // Электрических схемы и комплексы. 1996. №1. С. 107-114.

54. Бигеев В.А., Столяров А.М., Валиахметов А.Х. Металлургические технологии в высокопроизводительном электросталеплавильном цехе: учебнное пособие. Магнитогорск: изд-во Магнитогорск. Гос. техн. ун-та им. Г.И. Носова. 2014. 308 с. 55. Joseph D.D. Stability of fluid motions I, II. // Springer Tracts in Natural Philosophy. New York: Springer-Verlag. 1976. Vol. 28. 282 p.

56. Ван-Дайк М. Атлас течения жидкостей и газа. М.: Мир, 1986. 184 с.

57. Rieuton M., Rincon F. The Sun's Supergranulation // Living Rev. Solar Phys. 2010. Vol. 7, № 2. P. 5-84.

58. Боровиков А. М., Гайворонский И. И. Физика облаков; под ред. А. Х. Хргиана. Л.: Гидрометеоиздат, 1961. 248 с.

59. Дикий Л.А. Гидродинамическая устойчивость и динамика атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1976. 108 с.

60. Рыбакова Ж.В. Облака: учебное пособие. Томск: Издательство Томского государтсвенного педагогического университета, 2008. 243 с.

61. Роджерс Р.Р. Короткий курс физики облаков. - Л.: Гидрометеоиздательство, 1979. 231 с.

62. Атлас облаков / Д.П. Беспалов, А.М. Девяткин и др. Спб: Д'АРТ, 2011. 248 с.

63. Андреев А.О., Дукальская М.В., Головина Е.Г. Облака: происхождение, классификация, распознавание. Спб: РГГМУ, 2007. 228 с.

64. Матвеев Л.Т. Физика атмосферы. Спб.: Гидрометеоиздат, 2000. 778 с.

65. Лисенко А.О., Меркушин Т.Є. Геологічні пам'ятки. Бальзатові стовпи // Збірник наукових праць Укр ЛТРІ. Запоріжжя, 2013. №3. С. 98 - 111.

66. Шишкин Н. С. Возникновение ячеистых структур в слоях жидкости или газа // Успехи физических наук. 1991. Т. 31, № 4. С. 462 - 490.

67. Гетлинг А. В. Формирование пространственных структур конвекции Рэлея-Бенара // Успехи физических наук. 1991. Т. 161, вып. 9. С. 1 - 80.

68. Drazin T. Introduction to Hydrodynamic Stability. Cambridge: Cambridge University Press, 2002. P. 276.

69. Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М., Непомнящий А.А. Устойчивость конвективных течений. М.: Наука, 1989. 320 с.

70. Плёнки и покрытия / Матюхин С.И., Фроленков К.Ю., Антонов О.Н., Игошин В.М. // Плёнки и покрытия: труды 6-й междунар. конф. СПб., 2001. С. 577–581.

71. Хайдаров Г.Г. О связи поверхностного натяжения с теплотой парообразования // Журнал физической химии. 1983. Т. 57, № 10. С. 2528-2530.

72. Chandrasekhar S. Hydrodynamic and hydromagnetic stability. Oxford: University Press, 1970. 657 p.

73. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика: Т. 6. Гидродинамика. М.: Наука. Гл. ред. физ. - мат. лит., 1986. 736 с.

74. Гарифуллин Ф.А. Возникновение конвекции в слоях вязких жидкостей // Соросовский образовательный журнал. 2000. Т. 6, №8. С. 108-114.

75. Безменов А.А. Демонстрация самоорганизации физических систем на примере ячеек Бенара. // Учебная физика. 2012. №2. С. 33-38.

76. Gertsberg V.L., Sivashinsky G.I. Large Cells in Nonlinear Rayleigh-Benard Convection // Progress of Theoretical Physics. 1981. Vol. 66. P. 1219–1229.

77. Ciliberto S., Bigazzi P. Spatiotemporal Intermittency in Rayleigh-Bénard Convection // Phys. Rev. Lett. 60. 1988. 286 p.

78. Ahlers G., Grossmann S., Lohse D. Heat transfer and large scale dynamics in turbulent Rayleigh–Benard convection // Rev. Mod. Phys. 81. 2009. P. 503–537.

79. Rapidly rotating turbulent Rayleigh-Benard convection / Julien K., Legg S., Williams J., Werne J. // J. Fluid Mech. 1996. № 322. P. 243–273.

80. Boundary layer control of rotating convection systems / King E., Stellmach S., Noir J., Hansen U., Aurnou J. // Nature. 2009. № 457 (7227). P. 301–304.

81. Денисевич А.А., Ляпцев А.В. Простейшая модель для демонстрации образования пространственных структур при изучении процессов самоорганизации // Компьютерные инструменты в образовании. 2014. №1. С. 36-43.

82. Денисевич А.А., Ляпцев А.В. Компьютерное моделирование процессов самоорганизации. Аналогия с ячейками Бенара // Компьютерные инструменты в образовании. 2017. №1. С. 38-44. 83. Палымский И.Б. Линейный и нелинейный анализ численного метода расчета конвективных течений // Сиб. журн. вычисл. матем. 2004. Т. 7, №2. С. 143–163.

84. Палымский И.Б. О моделировании сложных режимов конвекции Рэлея–Бенара // Сиб. журн. вычисл. матем. 2011. Т. 14, №2. С. 179–204.

85. Палымский И.Б. Численное моделирование двумерной конвекции, роль граничных условий // Известия российской академии наук. Механика жидкости и газа. 2007. №4. С. 50-60.

86. Григорьев В.В., Захаров П.Е. Численное моделирование двумерной конвекции Рэлея-Бенара // Математические заметки СВФУ. 2017. №1. URL: https://cyberleninka.ru/article/n/chislennoe-modelirovanie-dvumernoy-konvektsii-releya-benara.

87. Палымский И.Б. О качественном различии решений двумерной и трехмерной конвекции // Нелинейная динамика. 2009. Т. 5, №2. С. 183–203.

88. Self-Assembly at All Scales / George M. Whiteside S, // Science. 2002.Vol. 295. P. 2418-2421.

89. Farhadieh R., Tankin R.Interferometric study of two-dimensional Benard convection cells // Journal of Fluid Mechanics. 1974. Vol. 66. №4. P. 739–752.

90. Bodenschatz E., Pesch W., Ahlet G. Recent developments in Rayleigh-Benard convection // Annual review of fluid mech. 2000. P.709-771.

91. Влияние способа подвода тепла на характер течения приконвекции Рэлея-Бенара / Моисеева Е.Ф., Малышев В.А., Моисеев К.В., Урманчев С.Ф. // Вестник УГАТУ. 2011. Т. 15, №4 (44). С. 154-158.

92. О численном моделировании конвекции Рэлея–Бенара / Колмычков В.В., Мажорова О.С., Попов Ю.П., Федосеев Е. Э. Препринт ИПМ им. М.В. Келдыша. 2007. 24 с.

93. Martyushev S.G., Sheremet M.A. Numerical analysis of 3D regimes of natural convection and surface radiation in a differentially heated enclosure // Journal of Engineering Thermophysics. 2015. Vol. 24, Issue 1. P. 22–32.

94. Александров Р.С., Григин А.П., Давыдов А.Д. Численное исследование неустойчивости Рэлея-Бенара для раствора бинарного электролита в ячейке с плоскопараллельными электродами с учетом объемного заряда // Элекрохимия. 2003. Т. 39, №4. С. 408-413.

95. Ходаков Г.С. Реология суспензий. Теория фазового течения и ее экспериментальное обоснование // Российский химический журнал РЖХО им. Д.И. Менделеева. 2003. Т. XLVII, № 2. С. 33 - 44.

96. Лившиц Б.Г. Физические свойства металлов и сплавов. М.: Металлургия, 1980. 320 с.

97. Эйдельман Е.Д. Влияние толщины слоя жидкости на соотношение размеров ячейки конвекции // Журн. техн. физики. 1996. Т. 68, №11. С. 7-11.

98. Koschmieder E.L. Benard Cells and Taylor Vortices. Cambridge: University Press, 1993. 350 p.

99. Физическая энциклопедия [гл. ред. А. М. Прохоров, ред. кол. : Д.М. Алексеев, А.М. Балдин, А.М. Бруевич, А.С. Боровик-Романов и др.] Т. 4. Пойнтинга - Робертсона – Стримеры. - М.: Большая Русская Энциклопедия, 1994. 704 с.

100. Gransdorff P., Prigogine I. Thermodynamic Theory of Structure, Stability and Fluctuations. New York: Wiley – Interscience. 1971. 466 p.

101. Моффатт К. Вихревая динамика: наследие Гельмгольца и Кельвина // Нелинейная динам. 2006. Т. 2, №4. С. 401–410.

102. Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам жидкостей и газов. М.: Наука , 1972. 720 с.

103. Ежов С.М., Макарец М. В., Романенко О. В. Класическая механика. К.: ВПЦ Київський університет. 2008. 480 с.

104. Темам Р. Уравнение Навье Стокса: Теория и численный анализ. М.: Мир, 1981. 408 с.

105. Кузнецов Д.С. Левитан Б. М, Саргсян И. С. Специальные функции. Операторы Штурма – Лиувилля и Дирака. М.: Наука, 1988. 10 с. 106. Боровская И.М., Пыжова О.Н. Уравнения математической физики. Минск, 2010. 77 с.

107. Данфорд Н., Шварц Дж. Линейные операторы. Спектральная теория. М.: Мир, 1966. 1064 с.

108. Falkovich G. Fluid Mechanics. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2011. 276 p.

109. Вспышка HACA: на Солнце, зарегистрированная В BBC. 15.05.2013 // Канал URL: кадры солнечной активности https://www.bbc.com/russian/multimedia/2013/05/130515_v_solar_flares.

110. Вспышка HACA: на Солнце, зарегистрированная В 01.09.2014 // Канал BBC. URL: кадры солнечной активности https://www.bbc.com/russian/multimedia/2014/09/140901_solar_flares.

111. Сотникова Р.Т., Файнштейн В. М. Введение в гелиофизику: учебное пособие. Иркутск: Изд-во ЯРМУ, 2013. 256 с.

112. Пипин В.В. Вариации светимости, радиуса и квадрупольного момента Солнца как результат динамо крупномасштабных полей в солнечной конвективной зоне // Астрон. журн. 2004. Т.81, №5. С.459 – 474.

113. Standard solar models and the uncertainties in predicted capture rates of solar neutrinos / Bahcall J.N., Huebner W.F., Lubow S.H., Parker P.D, Ulrich R.K. // Reviews of Modern Physics. 1982. Vol. 54, No. 3. P. 767 – 799.

114. Термовакуумный метод получения нанодисперсных материалов / Кутовой В.А., Казаринов Ю.Г, Луценко А.С., Николаенко А.А., Ткаченко В.И. // ВАНТ. Серия «Физика радиационных повреждений и радиацийнное материаловедение». 2014. №2. С. 153 – 157.

115. Denisova E. I. Technology of obtaining zirconium dioxide powders (IV) modified by yttrium (III) and titanium (IV) oxides for plasma heat - proofing coatings [Text]: abstract PhD. Ekaterinburg, Russia. 1998. 52 p.

116. Adlerman E.J., Droegemeier K.K. The sensitivity of numerically simulated cyclic mesocyclogenesis to variations in model physical and computational parameters // Monthly Weather Review. 2002. № 130, P. 2671–2691.

117. Таблицы физических величин: ред. Кикоин И.К. М.: Атомиздат, 1976. 1008 с.

ДОДАТОК А

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

 Experimental study of liquid movement in free elementary convective cells / Bozbiei L., Borts B., Kazarinov Y., Kostikov A., Tkachenko V. // Energetika. 2015.
 Vol. 61, № 2. P. 45 – 56.

2. Investigation of the oxide phase homogenization in the convective cell while producing vacuum–arc remelting / Bozbiei L.S., Borts B.V., Neklyudov I.M., Tkachenko V.I. // Eastern-European Journal of Enterprise Tech. 2016. Vol. 2. N_{2} 5(80). P. 14 – 21.

3. Разрушение ячеек Бенара при локальных нарушениях теплового равновесия и их формирование над ячейками Бенара / Бозбей Л.С., Борц Б.В., Костиков А.О., Ткаченко В.И. // Інтегровані технології та енергозбереження. Системи управління та обробки інформації. 2016. № 3. С. 67 – 79.

4. Бозбей Л.С., Костиков А.О., Ткаченко В.И. Теплоперенос в подогреваемой снизу свободной цилиндрической элементарной конвективной ячейке с конически углубленным дном // Проблемы машиностроения. 2016. Т. 19, №2. С. 19 – 24.

5. Элементарная конвективная ячейка в слое вязкой несжимаемой жидкости и ее параметры / Бозбей Л.С., Костиков А.О., Курская Н.М., Ткаченко В.И. // Проблемы машиностроения. 2016. Т. 19, №3. С. 27–36.

6. Бозбей Л.С., Костиков А.О., Ткаченко В.И. Теплоперенос в подогреваемой снизу свободной цилиндрической элементарной конвективной ячейки с косинусоидальным профилем дна // Інтегровані технології та енергозбереження. Системи управління та обробки інформації. 2017. № 4. С. 41 – 44.

7. Катодний витрачуваний електрод для вакуумно–дугового переплаву: пат. 114986 України / Бозбєй Л.С., Борц Б.В., Ткаченко В.І.; заявл. 10.11.2016; опубл. 28.08.2017. Бюл. № 16.

8. Бозбєй Л.С., Борц Б.В., Ткаченко В.І. Примітні явища природи: комірки Бенара з вільними межами // Ресурсозберігаючі та екологічно чисті технології: методичні вказівки до курсу. Х.: ХНУ ім. В. Н. Каразіна, 2016. 32 с.

9. Бозбей Л. С. Исследование формирования воздушных ячеек Бенара над ячейками в вакуумном масле // Х конференция молодых ученых и специалистов ИПМаш НАН Украины: тез. доклада. Харьков, 2013. С. 28.

10. Bozbiei L.S., Kostikov A.O., Tkachenko V.I. Elementary convective cell in the layer of incompressible, viscous liquid and its physical properties // Mode conversion, coherent structures and turbulence: proc. of the International conference MSS–14. Moscow, 2014. P. 322-327.

11. Бозбей Л.С. Роль конвективных ячеек в изготовлении оксид дисперсно–упрочненных (ОДУ) сталей // XI конференция молодых ученых и специалистов ИПМаш НАН Украины: тезисы доклада. Харьков, 2014. С. 32.

12. Бозбей Л.С., Борц Б.В., Ткаченко В.И. Влияние конвективного массопереноса на гомогенизацию оксидной фазы при вакуумно–дуговом изготовлении дисперсно–упрочнённых оксидами (ДУО) сталей // Инновационные пути модернизации базовых отраслей промышленности, энерго– и ресурсосбережение, охрана окружающей природной среды: тез. докл IV Межотрасл. научнопракт. конф., 25 – 26 марта 2015 г. Харьков. Харьков: ГП «Энергосталь», 2015. С. 102 – 103.

13. Бозбей Л.С. Тепломассоперенос в подогреваемой снизу свободной цилиндрической элементарной конвективной ячейке с неплоским профилем дня и свободными границами // XII конференция молодых ученых и специалистов ИПМаш НАН Украины: тезисы докладов. Харьков, 2015. С. 24.

14. Bozbiei L S., Tkachenko V.I. Heat and mass transfer in the heated from below free cylindrical elementary convection cell with a conical cavity bottom // Internetional Young Scientists Forum on Applied Physics: proc. of the YSF–2015. Dnipropetrovsk, 2015. P. 1-4.

15. Bozbiei L.S., Kostikov A.O., Tkachenko V.I. Solution of linear Navier-Stokes equations and mathematical description of cylindrical elementary convection cell // Electronics and Applied Physics: proc. of XI Int. Sci. Conf., Oct. 21-24, 2015, Kyiv. 2015. P. 132 – 133.

16. Рыбалко А.С., Бозбей Л.С., Кулик А.П., Ткаченко В.И. Тепломассоперенос в конвективных цилиндрических ячейках с параболическим профилем дна и свободными граничными условиями // Відновлювана енергетика та енергоефективність у XXI столітті: тез. доп XVII Міжн. науково–практ. конф., 29–30 вересня 2016 р., Київ. С. 380 – 383.

ДОДАТОК Б

АПРОБАЦІЯ РЕЗУЛЬТАТІВ ДИСЕРТАЦІЇ

Результати дисертаційної роботи пройшли апробацію на:

– Щорічній конференції молодих вчених та спеціалістів «Сучасні проблеми машинобудування» в ШПМаш НАНУ, Харків, 11–13 листопада 2013р., доповідь;

– Міжнародній конференції MSS–14 «Трансформація хвиль, когерентні структури і турбулентність», Москва, 24–27 листопада 2014р., доповідь;

– Щорічній конференції молодих вчених та спеціалістів «Сучасні проблеми машинобудування» в ШПМаш НАНУ, Харків, 16–19 листопада 2014р., доповідь;

– Міжгалузевій научно-практичній конференції «Інноваційні шляхи модернізації базових галузей промисловості», Харків, 25–26 березня 2015р., доповідь;

– Щорічній конференції молодих вчених та спеціалістів «Сучасні проблеми машинобудування» в ШПМаш НАНУ, Харків, 15–19 листопада 2015р., доповідь;

– Міжнародному форуму молодих вчених з прикладної фізики «YSF-2015», Дніпропетровськ, 29-31 вересня 2015р., доповідь;

— XI Міжнародній конференції «Електроніка та прикладна фізика», Київ,
 21–24 жовтня 2015р., доповідь;

– XVII Міжнародній науково-практичній конференції «Відновлювана енергетика та енергоефективність у XXI столітті», 29–30 вересня 2016р., доповідь.

ДОДАТОК В

Акт про впровадження в науково-прикладних дослідженнях у Національ-

ному науковому центрі «Харківський фізико-технічний інститут»

УКРАЇНА НАЦІОНАЛЬНА АКАДБМІЯ НАУК Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут» №14312223 вул. Академічна, 1, м. Харків, 61108 тал. 38(057) 335-16-8. 19. 08. 2014 № 46-001-1954

АКТ

 ввровадження результатів аналітичних досліджень формування ковективної комірки з вільними межами для опису процесу гомогенізації нанорозмірних частинок порошку ZrO2 при вакуумно-дуговому виготовленні дисперсно-зміцненою оксидами (ДЗО) сталі

Авторський колектив у складі: Бозбей Л.С., Борц Б.В., Ванжа О.Ф., Ткаченко В.І.

Договір № Х-5-279 від 01.04.2009 " Впровадження результатів аналізу структури, механічних та магнітних властивостей опромінених корпусних сталей для оцінки можливості переназначення ресурсу корпусів реакторів ВВЕР-1000 України" впродовж 2009 - 2010 р.р. виконувався в рамках "Державної програми фундаментальних і прикладних досліджень з проблем використання ядерних матеріалів, ядерних і радіаційних технологій у сфері розвитку галузей економіки на 2004 – 2010 роки" в інституті фізики твердого тіла, матеріалознавства та технологій (ІФТТМТ) ННЦ ХФТІ НАН України.

Згідно вищезазначеного договору на дослідному зразку установки вакуумно-дугового переплаву були виконані дослідження щодо метода виготовлення ДЗО сталі 08Х18Н10Т легованої порошкоподібним ZrO₂. Згідно теоретичних розробок, виконаних у науково-виробничому комплексі "Відновлювані джерела енергії та ресурсозберігаючі технології" (НВК ВДЕРТ) ННЦ ХФТІ, легування запропоновано здійснювати застосуванням спеціально виготовленої, типу "fish-bone", форми катода. Теоретичними методами досліджено вплив форми катода і розміру легуючих частинок на рівномірне надходження оксидів цирконію в розплав сталі 08Х18Н10Т. Гомогенизацію частинок ZrO₂ в розплаві сталі згідно теоретичних досліджень запропоновано описувати на основі масопереносу в конвективній комірці з неплоским профілем дна і вільними межами. Теоретичними розрахунками показано, що для спеціальної форми катода і малого розміру часток ZrO₂ можливо реалізувати рівномірний їх розподіл в об'ємі розплаву.

Отримані в НВК ВДЕРТ результати теоретичних досліджень щодо формування ковективної комірки з вільними межами для опису процесу гомогенізації нанорозмірних частинок ZrO₂ в ДЗО сталі 08Х18Н10Т використані при дослідженні та впровадженні в установку вакуумнодугового переплаву, зразки злитків на якій виготовлені згідно договору № Х-5-279. Гомогенізація легуючого порошкоподібного ZrO₂ відбувається завдяки конвективній комірці з вільними межами, яка формується в кристалізаторі, а також спеціальній формі катода, який запатентовано.

Генеральний директор НЬ М.Ф. Шульга Науковий керівник дого Б.В. Борц доктор технічних наук

ДОДАТОК Г

Довідка про використання в учбовому процесі Харківського Національного Університету ім. В. Н. Каразіна



МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ ХАРКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ імені В. Н. КАРАЗІНА

61022, м. Харків, майдан Свободи, 4, факс +38 057 705-02-41, тел. +38 057 705-12-47,+38 057 707-52-31, *E-mail:* univer@karazin.ua, код ЄДРПОУ 02071205

<u> 1. О. 2017</u> № <u>4201-13/17</u> на №_____

Довідка

про впровадження результатів дисертаційної роботи Л.С. Бозбєй

Довідка видана молодшому науковому співробітнику ННЦ ХФТІ НАН України Бозбєй Людмилі Сергіївні в тому, що результаті її дисертаційної роботи використовуються на кафедрі фізики нетрадиційних енерготехнологій та екології фізико-енергетичного факультету у вигляді навчальнометодичного посібника «Примітні явища природи: комірки Бенара з вільними межами», авторів Л.С. Бозбей, Б.В. Борц, В.І. Ткаченко з курсу «Ресурсозберігаючі та екологічно чисті технології».



140