

СУМСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ УНІВЕРСИТЕТ  
МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

*Кваліфікаційна наукова праця  
на правах рукопису*

**МЕРЗЛЯКОВ ЮРІЙ СЕРГІЙОВИЧ**

УДК [621.527+621.517]: 532.529 (043.5)

**ДИСЕРТАЦІЯ**

**РОБОЧИЙ ПРОЦЕС РІДИННО-ПАРОВОГО СТРУМИННОГО  
АПАРАТА ВИХРОВОГО ТИПУ**

Спеціальність 05.05.17 – гідравлічні машини та гідропневмоагрегати

**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.

\_\_\_\_\_ Ю. С. Мерзляков

Науковий керівник –  
Арсеньєв Вячеслав Михайлович,  
кандидат технічних наук, професор

Суми – 2018

## АНОТАЦІЯ

*Мерзляков Ю. С.* Робочий процес рідинно-парового струминного апарата вихрового типу. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата технічних наук за спеціальністю 05.05.17 – гідравлічні машини та гідропневмоагрегати. – Сумський державний університет МОН України, Суми, 2018.

Дисертаційна робота присвячена моделюванню робочого процесу рідинно-парового струминного апарата (РПСА) вихрового типу, який працює за принципом струминної термокомпресії. Досліджений вплив початкових термічних і витратних параметрів та характеристик активного і пасивного потоків на ефективність процесу пароутворення у полі відцентрових сил. Це дозволило визначити зону режимних параметрів, що відповідають максимальним значенням коефіцієнта інжекції.

У вступі обґрунтовано актуальність проведення дослідження робочого процесу рідинно-парового струминного апарата вихрового типу. Відмічена необхідність створення теплофізичної і уточнення математичної моделей та розробки методики розрахунку робочого процесу РПСА вихрового типу. Визначено об'єкт і предмет досліджень, сформульовано мету, завдання та методи дослідження. Розкрито наукову новизну і практичне значення отриманих результатів. Подано відомості про апробацію та впровадження результатів роботи.

У першому розділі представлені результати інформаційно-аналітичного огляду існуючих теорій вихрового руху, способів та пристроїв для закручування потоку, моделей робочого процесу струминних та вихрових апаратів, методів та пристроїв експериментального дослідження вихрових потоків.

Переваги кипіння рідини у полі відцентрових сил полягають у тому, що за рахунок зростання колової швидкості потоку зменшуються розміри парових бульбашок, відповідно, збільшується частота їх відриву від поверхні тепловіддачі. Щільність центрів пароутворення на поверхні тепловіддачі також зменшується. Це перешкоджає переходу від бульбашкового до плівкового кипіння та утворення криз теплообміну. По мірі просування потоку у осьовому напрямку поверхня розділу

фаз буде ставати більш рівномірною і буде припинятись унесення крапель рідини, що захоплюються парою.

Проведений аналіз літературних джерел виявив, що досліджень процесу адіабатного кипіння рідини у полі відцентрових сил не проводилося. Слід зазначити, що у відомих роботах по вивченню тепловіддачі при кипінні у полі відцентрових сил криогенних і некриогенних рідин використовувався нагрівач, що забезпечував одиничний центр кипіння. Відповідно, процес кипіння здійснювався за допомогою теплоти, підведеної від нагрівача, що принципово відрізняється від процесу адіабатного кипіння рідини у полі відцентрових сил.

У другому розділі наведена розрахункова схема течії потоку у рідинно-паровому струминному апараті вихрового типу. Описані основні положення теплофізичної і математичної моделей розрахунку робочого процесу РПСА вихрового типу. Оцінено вплив початкових термодинамічних і геометричних параметрів на ефективність та внутрішні характеристики процесу кипіння рідини у вихровому потоці. Проведено ексергетичний аналіз ефективності РПСА вихрового типу.

Математичне моделювання взаємодії скипаючої у вихровому потоці рідини та інжектваної пари здійснювалось за допомогою програмного комплексу ANSYS CFX. В його основу закладені методи числового розв'язання рівнянь гідродинаміки, моделювання та візуалізації тривимірних течій рідин та газів у технічних об'єктах, що забезпечує обґрунтованість використання отриманих результатів.

В основу моделі робочого процесу РПСА вихрового типу покладені рівняння Нав'є-Стокса у циліндричних координатах, рівняння збереження маси, енергії, кількості руху, стану середовища і виробництва ентропії. Ці рівняння доповнюються рівняннями кінетики фазового переходу і статичного розподілу за розмірами крапель рідини, а також залежностями для розрахунку швидкості звуку у двофазному середовищі, геометрії каналу і дотичного напруження на стінці, які спільно із рівняннями обмежуючих поверхонь якісно описують розв'язання поставленої задачі. У розрахунковій моделі також враховується наявність

зворотних течій, що виникають у сильно закручених потоках, та утворення вихрового шнура – області квазітвердого обертання потоку у приосьовій зоні вихрової камери.

Моделювання течії скипаючої рідини у соплі активного потоку РПСА вихрового типу дозволило виявити конструктивну особливість апарата у вигляді косоного зрізу у вихідній частині сопла активного потоку. Косий зріз є причиною відхилення потоку від осі сопла, за рахунок чого порушується плавність закрутки і симетричність вихрового потоку у початковому перерізі вихрової камери. Для визначення кута відхилення потоку  $\delta$  у РПСА вихрового типу використовується рівняння нерозривності, яке враховує наявність кута конусності сопла  $\alpha_k$ , що було зроблено вперше.

Як параметр, що визначає інтенсивність теплообміну скипаючого потоку у полі відцентрових сил використовувався критерій Якоба. Критерій Якоба характеризує відношення між тепловим потоком, що йде на перегрівання одиниці об'єму рідини, та об'ємною теплотою пароутворення.

У третьому розділі поданий опис експериментальної установки для дослідження РПСА вихрового типу та приладу для вимірювання тиску і напрямку потоку у вихровій камері РПСА. Наведена методика проведення експериментальних досліджень. Виконано оцінювання похибок прямих і непрямих вимірювань.

Результати експериментальних досліджень показали, що при використанні лише одного сопла активного потоку спостерігається нерівномірний розподіл рідинної і парової фаз. Це підтверджується візуалізаційною фіксацією та вимірюванням полів тисків по колу вихрової камери трьохканальним циліндричним зондом у характерних перерізах вихрової камери. Приймальна частина зонда складається із трьох каналів, що розміщені у одній горизонтальній площині циліндричної частини вимірювальної насадки зонда. Бічні канали необхідні для визначення напрямку вектору швидкості вихрового потоку, центральний канал – для вимірювання полів тиску.

У четвертому розділі викладені результати експериментальних досліджень робочого процесу рідинно-парового струминного апарата вихрового типу, а також результати числового та розрахункового моделювання взаємодії активного і пасивного потоків у проточних частинах РПСА. Надані практичні рекомендації до проектування РПСА вихрового типу за результатами експериментальних досліджень.

Експериментальним шляхом встановлені закономірності впливу початкових термічних і геометричних параметрів на ефективність процесу пароутворення у вихровому потоці. Це дало змогу підтвердити запропоновану модель робочого процесу рідинно-парового струминного апарата вихрового типу та створити його інженерну методику розрахунку.

Дослідження РПСА вихрового типу виявило наявність ефекту Ранка-Хілша у потоці скипаючої рідини у полі відцентрових сил.

Ексергетичний аналіз енергоефективності робочого процесу РПСА вихрового типу за методикою Дж. Тсатсароніса показав, що його застосування дає змогу підвищити ефективність процесу вакуумування у широкому діапазоні робочих параметрів. Крім того, можливим є підвищення ефективності як окремих компонентів рідинно-парового струминного апарата вихрового типу, так і всієї установки.

За результатами експериментальних досліджень робочого процесу рідинно-парового струминного апарата вихрового типу отримано залежності досяжних показників ексергетичної ефективності  $\varepsilon_{\text{РПСАвТ}}$  та коефіцієнту інжекції  $u$  від відношення тисків  $p_{\text{зм}}/p_{02}$ .

У дисертаційній роботі розв'язане науково-практичне завдання, що полягає у визначенні закономірностей впливу термічних і геометричних параметрів на ефективність робочого процесу РПСА вихрового типу. Це дозволило розширити функціональні можливості рідинно-парових струминних апаратів.

**Ключові слова:** рідинно-паровий струминний апарат, вихровий потік, струминна термокомпресія, косий зріз сопла, ексергетична ефективність.

## ABSTRACT

*Merzliakov I. S.* The operating process of the vortex liquid-vapor jet unit. – Qualification scientific work on manuscript copyright.

The thesis for a Candidate of Science Degree in specialty 05.05.17 – Hydraulic Machines and Hydropneumatic Units. – Sumy State University, The Ministry of Education and Science of Ukraine, Sumy, 2018.

The thesis is devoted to modeling of the operating process of the vortex liquid-vapor jet unit (LVJU) working on the stream thermocompression principle. The author researches the influence of initial thermodynamic and consumption parameters and characteristics of motive and suction flows on the vaporization process efficiency within the field of centrifugal forces. It allows to define the operating parameters area corresponding to the entrainment ratio maximum value.

The introduction substantiates the relevance of conducting research on the operating process of the vortex liquid-vapor jet unit. The author singles out the necessity of creating thermophysical and refinement of mathematical models and development of a method for calculating the operating process of the vortex LVJU. The research object and subject are defined. The objective, tasks, and research methods are formulated. The scientific novelty and practical value of the obtained results are revealed. The data on the work approbation and implementation of results are provided.

The first chapter presents the results: of the information-analytical review of existing theories of the vortex movement, of methods and devices for swirling the flow, of operating process models for jet and vortex units, of methods and devices for experimental research of vortex flows.

The advantages of boiling fluid in the field of centrifugal forces lies in the fact that due to the growth of the rotating velocity, the size of the steam bubbles decreases, accordingly, the frequency of their separation from the heat transfer surface increases. The density of vapor formation centers on the surface of heat transfer reduces as well. This prevents the transition from bubble to film boiling and the formation of heat exchange crises. As the flow progresses in the axial direction, the phase separation surface

will become more even and the withdrawal of droplets of a liquid attracted by a vapor will be stopped.

An analysis of literary sources has revealed that studies of the process of adiabatic fluid boiling in the field of centrifugal forces have not been carried out. It should be noted that in known works on the study of heat transfer during boiling in the field of centrifugal forces of cryogenic and non-cryogenic liquids, a heater was used to provide a single boiling point. Accordingly, the boiling process was carried out using heat brought from the heater, which fundamentally differs from the process of adiabatic fluid boiling in the field of centrifugal forces.

In the second chapter, the flow diagram of flow in the vortex liquid-vapor jet unit is given. The basic provisions of the thermophysical and mathematical models of calculation of the operating process of the vortex LVJU are described. The influence of initial thermodynamic and geometric parameters on the efficiency and internal characteristics of the fluid boiling process in vortex flow is estimated. An exergy analysis of the efficiency of the vortex LVJU was conducted.

ANSYS CFX software tool has been used for mathematical modeling interaction of water boiling within vortex flow with suction vapor. The software based on numerical computation of fluid dynamics equations, modeling and visualization of three-dimensional flows of fluids and gases in technical devices, which provides validity of the obtained results application.

The operating process model of the vortex liquid-vapor jet unit is based on Navier–Stokes equations in cylindrical coordinates, equations of conservation of mass, energy, momentum, state and entropy production. These equations are complemented by the equations of kinetic phase transition and droplet size statistical distribution in liquid as well as by dependencies for calculation of sound velocity in a two-phase flow, channel geometry and the wall shear stress that along with equations of bounding surfaces qualitatively describe the solution of the assigned task. The calculation model also takes into account swirling back-flows arising in fast swirling motions and the presence of a vortex core – quasi-solid rotation zone in the axial area of vortex generation chamber.

The simulation of the boiling fluid flow in the motive flow nozzle of the vortex LVJU has revealed the structural feature of the unit in the form of an oblique cut in the end part of the motive flow nozzle. The oblique cut is the reason for the deviation of the flow from the axis of the nozzle, due to which the smoothness of the twist and the symmetry of the vortex flow in the initial section of the vortex chamber are violated. To determine the deviation angle  $\delta$  in the vortex LVJU, an indeterminacy equation is used which takes into account the presence of the angle of the taper  $\alpha_k$ , which was made for the first time.

As a parameter determining the intensity of the heat exchange of the flowing stream in the field of centrifugal forces, the Jacob criterion was used. Jakob's criterion characterizes the relationship between the heat flux going to overheat a unit volume of liquid and the volume heat of steam generation.

The third chapter describes the experimental setup for a vortex LVJU and the device for measuring the pressure and flow direction in the vortex chamber of the vortex LVJU. The method of carrying out of experimental research is given. The estimation of errors of direct and indirect measurements is executed.

The results of experimental research have shown that using only one motive nozzle, an uneven distribution of the liquid and vapor phases is observed. This is confirmed by the visualization and measurement of the pressure fields in the circle of the vortex chamber by a three-channel cylindrical probe in the characteristic sections of the vortex chamber. The receiving part of the probe consists of three channel located in one horizontal plane of the cylindrical part of the measuring probe tip. Side channels are needed to determine the direction of the velocity vector of the vortex stream, the central channel – for measuring the pressure fields.

In the fourth chapter, the results of experimental research of the operating process and the numerical simulation of the interaction of motive and inlet flows in the flowing parts of the vortex LVJU are presented. The practical recommendations for designing the vortex LVJU based on the results of experimental research are given.

Experimentally, it has been determined that initial thermodynamic and geometric parameters affect the vaporization process efficiency within vortex flow. This enabled the



author to confirm the operating process of the proposed model of the vortex liquid-vapor jet unit and create an engineering calculation method for it.

The vortex LVJU research revealed the presence of the Ranck-Hilsch effect in the stream of boiling liquid in the field of centrifugal forces.

Applying the exergetic analysis by J. Tsatsaronis method for operating process efficiency evaluation of the vortex liquid-vapor jet unit made it possible to enhance the vacuumization efficiency in a wide range of operating parameters. Moreover, there is an opportunity for improvement of separate vortex liquid-vapor jet unit parts as well as whole unit.

According to the results of the experimental research of the operating process of the vortex liquid-vapor jet unit, the dependence of the achievable parameters of the exergetic efficiency  $\varepsilon_{LVJU}$  and the entrainment ratio  $u$  from the pressures  $p_{mix}/p_{02}$  were obtained.

In the thesis, the scientific and practical task is solved, which is to determine the regularity of the influence of thermal and geometrical parameters on the efficiency of the operating process of the vortex LVJU. This allowed to expand the functionality of liquid-vapor jet units.

**Keywords:** liquid-vapor jet unit, vortex flow, stream thermocompression, oblique cut nozzle, exergy efficiency.

#### Список публікацій здобувача

1. Мерзляков Ю. С. Гибридный термотрансформатор со струйной термокомпрессией водоаммиачного рабочего тела / В. М. Арсеньев, М. И. Проценко, Ю. С. Мерзляков // Холодильна техніка і технологія. – 2010. – № 5 (127). – С. 26-29.

2. Мерзляков Ю. С. Расчет удельной стоимости теплоты для систем горячего водоснабжения с применением бивалентной теплонасосной технологии / В. М. Арсеньев, Ю. С. Мерзляков // Компрессорное и энергетическое машиностроение. – 2011. – № 1 (23). – С. 24-27.

3. Мерзляков Ю. С. К вопросу моделирования структурных преобразований потока в жидкостно-паровом струйном компрессоре вихревого типа /

В. М. Арсеньев, Ю. С. Мерзляков // Холодильна техніка і технологія. – 2011. – № 5 (133). – С. 11-14.

4. Мерзляков Ю. С. Струйная термотрансформаторная установка для систем теплоснабжения / В. М. Арсеньев, С. М. Ванеев, М. Г. Прокопов, М. И. Проценко, Ю. С. Мерзляков // Наукові праці ДНТУ. Серія: «Гірничо-електромеханічна»: наукове видання. – 2011. – № 22 (195). – С. 24-31.

5. Merzliakov I. Jet thermal compression of the ammonia-water mixture for heat pumps and refrigerating systems / V. Arsenyev, V. Kozin, I. Merzliakov, M. Protsenko // Applied mechanics and materials. – 2014. – Vol. 630. – P. 61-65.

6. Мерзляков Ю. С. Влияние косо́го среза сопла на формирование вихревого потока в жидкостно-паровом струйном компрессоре вихревого типа / М. Г. Прокопов, В. Н. Козин, Ю. С. Мерзляков, О. Ю. Чех // Компрессорное и энергетическое машиностроение. – 2015. – № 4 (42). – С. 20-24.

7. Мерзляков Ю. С. Экспериментальные исследования жидкостно-парового струйного компрессора вихревого типа / Ю. С. Мерзляков // Сталий розвиток і штучний холод / Збірник наукових праць VIII Міжнародної науково-технічної конференції. – Херсон, 2012. – С. 374-376.

8. Патент України № 89834, МПК F04F 5/24. Спосіб стиснення парорідинного середовища / В. М. Арсеньев, Ю. С. Мерзляков. – Надрук. 25.04.2014, Бюл. № 8.

9. Мерзляков Ю. С. К вопросу моделирования структурных преобразований потока в жидкостно-паровом струйном компрессоре вихревого типа / В. М. Арсеньев, Ю. С. Мерзляков // Сучасні проблеми холодильної техніки та технології / Збірник тез докладів Міжнародної НТК. – Одеса: ОДАХ, 2011. – С. 8-9.

10. Мерзляков Ю. С. Адиабатное течение самоиспаряющейся жидкости в вихревом потоке / В. М. Арсеньев, Ю. С. Мерзляков // Сучасні технології в промисловому виробництві / Матеріали Всеукраїнської міжвузівської НТК. – Суми: Вид-во СумДУ, 2011. – Ч. III. – С. 18.

11. Мерзляков Ю. С. Создание экспериментального образца термотрансформатора со струйной термокомпрессией / М. И. Проценко, Ю. С.

Мерзляков // Сучасні технології в промисловому виробництві / Матеріали Всеукраїнської міжвузівської НТК. – Суми: Вид-во СумДУ, 2012. – Ч. III. – С. 104.

12. Мерзляков Ю. С. Создание экспериментального образца жидкостно-парового струйного компрессора вихревого типа / В. М. Арсеньев, Ю. С. Мерзляков // Промислова гідраліка і пневматика / Матеріали XIII Міжнародної науково-технічної конференції АС ПГП. – Чернігів: Вид-во Вінниця: ГЛОБУС-ПРЕС, 2012. – С. 55.

13. Мерзляков Ю. С. Загальні засади вибору вакуумного агрегату системи вакуумного охолодження / С. С. Мелейчук, Ю. С. Мерзляков // Сучасні проблеми розвитку легкої і харчової промисловості / Тези наукових доповідей IV міжнародної науково-практичної конференції наукової молоді і студентів. – Луганськ, 2013. – С. 87-88.

14. Мерзляков Ю. С. Влияние косо́го сре́за сопла на формирование вихревого потока в жидкостно-паровом струйном компрессоре вихревого типа / М. Г. Прокопов, Ю. С. Мерзляков // Промислова гідраліка і пневматика / Матеріали XV Міжнародної науково-технічної конференції АС ПГП. – Мелітополь: Вид-во Вінниця: ГЛОБУС-ПРЕС, 2014. – С. 109.

15. Мерзляков Ю. С. К вопросу экспериментального исследования вихревых потоков / В. М. Арсеньев, Ю. С. Мерзляков // Сучасні проблеми холодильної техніки та технології / Збірник тез доповідей X Міжнародної науково-технічної конференції. – Одеса: ОНАХТ, 2015. – С. 153-154.

## ЗМІСТ

	С.
ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ .....	4
ВСТУП .....	6
РОЗДІЛ 1. ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРНИХ ДЖЕРЕЛ, МЕТА І ЗАВДАННЯ ДОСЛІДЖЕННЯ .....	12
1.1. Аналіз теорій вихрового руху, існуючих способів і пристроїв закручування потоку .....	12
1.2. Існуючі моделі течії стискаємих потоків у прямоструминних апаратах .....	23
1.3. Існуючі моделі течії стискаємих потоків у вихрових апаратах.....	34
1.4. Методи експериментального дослідження вихрових потоків .....	42
Висновки до розділу 1 .....	46
РОЗДІЛ 2. МОДЕЛЮВАННЯ РОБОЧОГО ПРОЦЕСУ РІДИННО-ПАРОВОГО СТРУМИННОГО АПАРАТА (РПСА) ВИХРОВОГО ТИПУ .....	48
2.1. Загальні положення моделі .....	48
2.2. Вплив косого зрізу сопла активного потоку на формування робочого вихрового потоку .....	51
2.3. Теплофізичне моделювання структурних перетворень у РПСА вихрового типу .....	61
2.4. Моделювання течії потоку у вихровій камері РПСА .....	73
2.5. Внутрішні характеристики процесу кипіння рідини у вихровому потоці .....	86
2.6. Ексергетична ефективність РПСА вихрового типу .....	96
Висновки до розділу 2 .....	101

РОЗДІЛ 3. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА УСТАНОВКА ДЛЯ ДОСЛІДЖЕНЬ РІДИННО-ПАРОВОГО СТРУМИННОГО АПАРАТА ВИХРОВОГО ТИПУ .....	103
3.1. Схема та опис експериментальної установки .....	103
3.2. Прилад для вимірювання тиску і напрямку швидкості потоку .....	107
3.3. Методика проведення експериментальних досліджень .....	112
3.4. Обробка результатів експерименту .....	113
3.5. Визначення похибок прямих і непрямих вимірювань .....	119
Висновки до розділу 3 .....	129
РОЗДІЛ 4. РЕЗУЛЬТАТИ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ.....	130
4.1. Результати експериментальних досліджень сопла активного потоку РПСА вихрового типу .....	130
4.2. Результати експериментальних досліджень вихрової камери РПСА вихрового типу .....	146
4.3. Практичні рекомендації до проектування РПСА вихрового типу..	157
Висновки до розділу 4 .....	159
ВИСНОВКИ .....	161
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ .....	163
ДОДАТКИ .....	180

## ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

$a$	– швидкість звуку, $m/s$ ; коефіцієнт температуропровідності, $m^2/s$ ;
$c$	– швидкість, $m/s$ ; питома теплоємність, $Dж/(кг \cdot K)$ ;
$e$	– питома ексергія, $Dж/кг$ ;
$E$	– ексергія потоку, $Вт$ ;
$f$	– частота, $s^{-1}$ ;
$h$	– питома ентальпія, $Dж/кг$ ;
$Ja$	– число Якоба;
$k$	– показник адіабати;
$\dot{m}$	– масова витрата, $кг/с$ ;
$p, P$	– тиск, <i>бар</i> , $Па$ ;
$Pr$	– число Прандтля;
$r$	– радіус, $m$ ; теплота паротворення, $Dж/кг$ ;
$s$	– питома ентропія, $Dж/(кг \cdot K)$ ;
$t, T$	– температура, $^{\circ}C$ , $K$ ;
$u$	– коефіцієнт інжекції;
$v$	– питомий об'єм, $m^3/кг$ ;
$\dot{V}$	– об'ємна витрата, $m^3/с$ ;
$\alpha_c$	– кут косоного зрізу сопла, <i>град</i> ;
$\beta$	– кут скошу потоку у коловій площині, <i>град</i> ; коефіцієнт властивостей парової бульбашки;
$\delta$	– кут відхилення потоку у косому зрізі сопла активного потоку, <i>град</i> ; кут скошу потоку у осьовій площині, <i>град</i> ;
$\varepsilon_{ex}$	– ексергетична ефективність;
$\mu_0$	– коефіцієнт витрати вхідної частини сопла, $Па \cdot с$ ;
$\mu$	– динамічна в'язкість, $Па \cdot с$ ;
$\nu$	– кінематична в'язкість, $m^2/с$ ;
$\nu_f$	– коефіцієнт метастабільності витрати;

$\rho$	– щільність, $кг/м^3$ ;
$\tau$	– час, $с$ ;
$\varphi_a$	– коефіцієнт швидкості сопла;
$\Omega$	– кут Маха, <i>град</i>

Індекси:

$r$	– радіальна складова вектору абсолютної швидкості вихрового потоку;
$u$	– колова складова вектору абсолютної швидкості вихрового потоку;
$z$	– осьова складова вектору абсолютної швидкості вихрового потоку;
$1$	– параметри потоку на периферії вихрової камери;
$0$	– параметри потоку на осі вихрової камери;
$s0$	– параметри потоку у стані насичення;
$I-I, II-II,$	
$III-III$	– характерні розрахункові перерізи вихрової камери

## ВСТУП

**Актуальність теми.** За достатньо довгий період, що минув з моменту створення струминних апаратів, досягнутий значний прогрес як в області вдосконалення конструкцій апаратів, так і в розробці методів розрахунку та розширенні сфери їх застосування. Струминні апарати застосовуються для перекачування сумішей, рідин та газів, створення і підтримки вакууму, змішування рідких, твердих і газоподібних середовищ тощо. Так, в останні роки зросла потреба низки галузей промисловості у застосуванні вакуумних установок, що мають малу продуктивність і забезпечують помірне підвищення тиску вакуумуючого середовища. У зв'язку з цією необхідністю особливий інтерес представляє здатність вихрових апаратів до самовакуумування, що дозволило створювати на цій основі вихрові вакуум-насоси. Створюваний у таких апаратах вакуум забезпечує інтенсивне відкачування газу із вакуумованого об'єму за рахунок створення біля осі апарату області розрідження.

Розширення функціональних можливостей струминних апаратів, у тому числі для цілей вакуумування, можливе шляхом комбінування пряموструминних та вихрових апаратів на базі рідинно-парового струминного апарата (РПСА), що працює за принципом струминної термокомпресії. Інжектування пари низького тиску у РПСА проводиться робочим струменем, який формується за рахунок скипання недогрітої до насичення рідини, що подається в сопло активного потоку. У той же час, при створенні РПСА з порівняно невеликою продуктивністю виникає проблема, пов'язана із впливом масштабного чинника на умови розвитку скипаючого потоку у каналі робочого сопла, що призводить до збільшення поздовжніх розмірів каналу сопла, що розширюється, та істотно позначається на масогабаритних показниках апарата в цілому.

Відповідно до вищезазначеного, пропонується організувати процес релаксаційного пароутворення для створення вакуумуючої здатності РПСА за допомогою вихрового принципу енергетичної взаємодії між активним і пасивним потоками. На відміну від прямоосних скипаючих потоків, моделювання процесу



пароутворення в умовах адіабатних вихрових течій носить більш складний характер з огляду на домінування інерційних сил у механізмі зародження та зростання парової фази. У той же час, для проектування РПСА вихрового типу необхідно створити відповідну методику розрахунку. Аналіз сучасних досліджень показує, що вивчення робочого процесу, створення теплофізичної моделі та методики розрахунку РПСА вихрового типу є актуальними проблемами і має практичне значення.

**Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами.** Дисертаційне дослідження виконувалось у рамках держбюджетних науково-дослідних робіт № 81.01.04.10-11 «Розробка струминного понижуючого термотрансформатора для систем ефективного теплопостачання комунальних господарств України» (замовник – Міністерство освіти і науки, молоді та спорту України, номер державної реєстрації 0110U001150) та № 51.15.01-01.12/13. ЗП «Створення демонстраційного зразка струминного термотрансформатора для систем тепло- і холодопостачання комунальних і промислових господарств України» (замовник – Міністерство освіти і науки, молоді та спорту України, номер державної реєстрації 0112U001386), а також НДР на тему «Дослідження робочих процесів енергетичних машин» № 0110U004210.

**Мета і завдання дослідження.** Метою дослідження є розширення функціональних можливостей рідинно-парових струминних апаратів шляхом застосування процесу скипання рідини у вихровому потоці.

Для досягнення поставленої мети необхідно вирішити наступні завдання:

- створити теплофізичну модель процесів, що відбуваються у вихровому потоці скипаючої рідини;
- уточнити математичну модель процесу релаксаційного пароутворення у вихровому потоці на основі встановлення характеру та особливостей процесів, що відбуваються у проточних частинах РПСА вихрового типу;
- провести теоретичні та експериментальні дослідження і встановити закономірності впливу початкових термічних і геометричних параметрів на ефективність процесу пароутворення у вихровому потоці;

– розробити методику розрахунку геометричних параметрів РПСА вихрового типу;

– отримати експериментальні характеристики РПСА вихрового типу.

**Об’єкт дослідження** – робочий процес у рідинно-паровому струминному апараті вихрового типу.

**Предмет дослідження** – взаємозв’язок енергетичних і витратних показників з геометричними параметрами РПСА вихрового типу.

**Методи дослідження.** Поставлені завдання дослідження вирішувались за допомогою розрахунково-аналітичного методу, теплофізичного та математичного моделювання, фізичного експерименту.

Розрахунково-аналітичний метод базується на класичних законах термодинаміки і газодинаміки. За його допомогою виконаний аналіз науково-технічної інформації та сформульовані мета і завдання дослідження.

У результаті теплофізичного моделювання створено модель течії скипаючої рідини у вихровому потоці.

Математичне моделювання здійснювалось за допомогою програмного комплексу ANSYS CFX, в основу якого закладені методи числового розв’язання рівнянь гідродинаміки, моделювання і візуалізації тривимірних течій рідин та газів у технічних об’єктах, що забезпечує обґрунтованість використання отриманих результатів.

Фізичний експеримент передбачав експериментальне дослідження витратних та енергетичних характеристик рідинно-парового струминного апарата вихрового типу; вимірювання полів тиску і температури та визначення напрямку потоку в характерних перерізах проточних частин РПСА вихрового типу; дослідження впливу геометричних та режимних параметрів на витратні та енергетичні характеристики РПСА вихрового типу.

Достовірність отриманих експериментальних даних забезпечується використанням загальноприйнятих на практиці методик проведення експериментальних досліджень та допустимою похибкою вимірювання фізичних

параметрів. Достовірність отриманих в роботі теоретичних результатів оцінюється шляхом їх порівняння з експериментальними даними.

**Наукова новизна отриманих результатів** полягає в тому, що:

– вперше для вихрових апаратів, що працюють на скипаючій рідині, сформульована та експериментально підтверджена теплофізична модель кипіння рідини у полі відцентрових сил, що дозволило уточнити фізичну картину процесів у рідинно-паровому струминному апараті вихрового типу;

– вперше отримані експериментальні характеристики рідинно-парового струминного апарата вихрового типу;

– вперше теоретично обґрунтовано та експериментально підтверджено вплив косого зрізу сопла активного потоку на формування робочого вихрового потоку у рідинно-паровому струминному апараті вихрового типу, що дозволило розробити сопло з кутом косого зрізу, який забезпечує плавність закрутки при незначному відхиленні потоку;

– уточнено математичну модель робочого процесу рідинно-парового струминного апарата вихрового типу, що дозволило визначити його параметри і характеристики;

– встановлені закономірності впливу початкових термічних параметрів на ефективність процесу пароутворення у вихровому потоці, що дозволило визначити зону режимних параметрів, що відповідають максимальним значенням коефіцієнта інжекції та показникам ефективності рідинно-парового струминного апарата вихрового типу.

**Практичне значення отриманих результатів:**

– створено алгоритм розрахунку та здійснена програмна реалізація процесу течії скипаючої рідини у рідинно-паровому струминному апараті вихрового типу, що дозволяє вже на стадії проектування визначати його основні параметри і характеристики;

- створено методику інженерного розрахунку параметрів і характеристик рідинно-парового струминного апарата вихрового типу, що має практичну цінність при розробці подібних апаратів;
- запропоновано спосіб релаксаційного пароутворення у рідинно-парових струминних апаратах на основі скипаючої рідини у вихровому потоці;
- створено експериментальний стенд для дослідження робочого процесу рідинно-парового струминного апарата вихрового типу;
- результати дисертаційної роботи впроваджено у ТОВ «НТЦ «Газмашкомплект» та СП «Технополіс», а також використовуються у навчальному процесі на факультеті технічних систем та енергоефективних технологій СумДУ, що підтверджується відповідними актами.

**Особистий внесок здобувача.** Особистий внесок здобувача полягає в отриманні у процесі виконання дисертаційної роботи основних результатів, що були опубліковані в авторських статтях та статтях зі співавторами, огляді літературних джерел, створенні теплофізичної і уточненні математичної моделі робочого процесу рідинно-парового струминного апарату вихрового типу, числовому розрахунку характеристик і параметрів дослідного зразка РПСА вихрового типу, розробці експериментального стенду, проведенні експериментальних досліджень.

Постановка мети та завдань дослідження, аналіз отриманих результатів і висновки проводились спільно із науковим керівником.

**Апробація результатів дисертації.** Основні положення та результати дисертаційної роботи доповідались та обговорювались на:

- Міжнародній науково-технічній конференції «Технічні та технологічні гази. Устаткування і технології альтернативної енергетики» (м. Суми, 2011 р.);
- VII та X Міжнародних науково-технічних конференціях «Сучасні проблеми холодильної техніки і технології» (м. Одеса, 2011, 2015 р.р.);
- XIII Міжнародній науково-технічній конференції АС ПГП «Промислова гідравліка і пневматика» (м. Чернігів, 2012 р.);

– VIII Міжнародній науково-технічній конференції «Сталий розвиток та штучний холод» (м. Одеса, 2012 р.);

– Науково-технічних конференціях викладачів, співробітників, аспірантів і студентів факультету технічних систем та енергоефективних технологій СумДУ (м. Суми, 2011, 2013 р.р.);

– IV Міжнародній науково-практичній конференції наукової молоді і студентів «Сучасні проблеми розвитку легкої і харчової промисловості» (м. Луганськ, 2013 р.);

– XIV Міжнародній науково-технічній конференції «Герметичність, вібронадійність і екологічна безпека насосного і компресорного обладнання» – «ГЕРВІКОН+НАСОСИ-2014» (м. Суми, 2014 р.);

– XV Міжнародній науково-технічній конференції АС ПГП «Промислова гідравліка і пневматика» (м. Мелітополь, 2014 р.).

**Публікації.** За матеріалами дисертаційної роботи опубліковано 15 наукових праць, у тому числі: 7 статей у наукових журналах (5 – у наукових фахових виданнях, затверджених наказами МОН України, 1 – у збірнику наукових праць, 1 – у журналі, що індексується науковою базою Scopus), 7 тез доповідей та 1 патент на корисну модель. Матеріали дисертаційної роботи також використовувались у звітах НДР кафедри технічної теплофізики Сумського державного університету.

**Структура і обсяг дисертації.** Робота складається зі вступу, чотирьох розділів, висновків, списку використаних джерел та додатків. Повний обсяг дисертаційної роботи становить 185 сторінок, у тому числі: 58 рисунків, 11 таблиць, бібліографія із 172 джерел на 17 сторінках, 5 додатків на 6 сторінках.

## РОЗДІЛ 1

## ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРНИХ ДЖЕРЕЛ, МЕТА І ЗАВДАННЯ ДОСЛІДЖЕННЯ

## 1.1. Аналіз теорій вихрового руху, існуючих способів і пристроїв закручування потоку

При розгляді основних етапів розвитку теоретичного опису вихрового руху прийнято говорити, в першу чергу, про дослідження в XVII столітті Р. Декарта, Х. Гюйгенса, Й. Бернуллі і Д. Бернуллі [33, 86]. У цей період були встановлені деякі принципи вихрової взаємодії, проте, вихрова теорія Р. Декарта зводилася до опису руху небесних тіл у Всесвіті і суперничала з теорією гравітації І. Ньютона. Незважаючи на критику декартової теорії вихорів прихильниками Ньютона, до яких належали Б. Паскаль, П. Ферма та інші, залишалось немало картезіанців (прихильників Декарта), які продовжували його ідеї. Основну ідею декартової вихрової теорії Гюйгенс пояснював на простому прикладі вихрового обертання води у відрі: «Два однакових тіла, розміщених на різних відстанях від осі вихору, обертаються з різними швидкостями: ближче до осі швидкість виявляється більшою». Це спостереження точно співпадало із законом зменшення швидкостей планет по мірі їх віддалення від Сонця, але мало протиріччя із законами Кеплера. Лейбніц також пояснював рух планет у дусі теорії вихорів Декарта, хоча і не був його прихильником. Проте, поступово теорія гравітації Ньютона отримала загальне визнання, а колись прихильники декартової теорії вихорів, зокрема, Іоганн і Даніїл Бернуллі, відходять від цих поглядів. У свою чергу, перші праці Ейлера і Лагранжа, що створювали ньютонівську гідродинаміку, обмежувалися описом потенційних (безвихрових) полів.

Відродження інтересу до вихрової теорії матерії відноситься до середини XIX століття і асоціюється із роботами Г. Гельмгольца, Кельвіна і Г. Кірхгофа, які привели до відкриття абсолютно нових гідродинамічних результатів і до створення найбільш загальної вихрової теорії матерії, а також із формулами Коші, які містили

в собі принцип збереження вихорів. Але якщо Коші розглядав отриманий ним результат тільки з аналітичного боку, то Гельмгольцу належить роль основоположника сучасної гідродинаміки, зокрема, при роз'ясненні питання про вихровий рух ідеальної рідини.

Особливе значення у вихровій теорії має теорема Гельмгольца, яку А. Пуанкаре вважав найбільш значним внеском у гідродинаміку. Гельмгольцом було доведено, що циркуляція швидкості по замкнутому контуру, який переміщається разом із частками рідини, постійна. У результаті, був встановлений закон вмороженості вихрових ліній, що дозволяє розглядати вихрові утворення, як деякі матеріальні об'єкти, подібні до тіл у класичній механіці. Проте ця теорема може бути застосовна тільки для руху рідин, в яких відсутнє тертя і які мають постійну, або залежну тільки від тиску, температуру.

Після відкриттів Гельмгольца великий крок вперед зміг зробити Г. Кірхгоф [80], який у своїх лекціях з математичної фізики представив диференціальні рівняння руху прямолінійних і паралельних вихрових шнурів, які знаходяться в необмеженій масі нестискаємої рідини, а також отримав усі можливі перші інтеграли цих рівнянь.

Значна частина робіт, що з'явилися після 1858 року і присвячених теоретичним дослідженням питання про вихрові рухи ідеальної рідини, являє собою розвиток і узагальнення отриманих Гельмгольцом результатів і застосування їх до вирішення деяких завдань.

Слід зазначити, що проблема теоретичного опису вихрового руху також розглядалася такими класиками гідрогазодинаміки, як М. Є. Жуковський [73] і І. С. Громека [57].

Систематизація сучасних уявлень про природу вихорів і моделі вихрового руху є основним змістом монографій Олексієнко С. В., Куйбіна П. А. і Окулова В. Л. [6], вітчизняних авторів Мелешко В. В. і Константинова М. Ю. [106], а також професора Каліфорнійського технологічного інституту Ф. Дж. Сеффмена [131]. Причому цінність першої монографії полягає не лише в розгляді широкого класу вихрових рухів, які можна інтерпретувати як концентровані вихори, але і в

представленому описі експериментальних методів спостереження стійких вихрових структур, що служать базою для розвитку теоретичних уявлень.

У роботі М. О. Гольдштіка [49] розглянуті способи аналітичного рішення деяких завдань вихрової течії ідеальної і в'язкої рідини. В. К. Щукіним [150] досліджувався вплив інерційних сил на гідродинаміку і теплообмін при закрученій течії в каналах. Щукіним В. К. і А. А. Халатовим [151] наведені результати досліджень гідродинамічних характеристик і тепломасообміну в осесиметричних каналах при локальному закручуванні потоку. Можна також виділити ряд узагальнюючих робіт, які відображають певні напрямки досліджень [19, 25, 50, 53, 58, 83, 112, 121, 141].

Слід відзначити роботи, присвячені дослідженню вихрового ефекту Ранка (ефекту Ранка-Хілша) [24, 59, 89, 108, 109, 157, 159, 167], складного газодинамічного процесу енергорозділення в закрученому потоці в'язкого газу, що стискається. Ефект температурного розділення газу був виявлений Ж. Ранком в 1931 році при дослідженні процесу в циклоні-пиловловлювачі [167] і продовжений Р. Хілшем [159] у другій половині 1940-х років. Цей ефект проявляється як для потоку газу, так і для потоку рідини і полягає в тому, що у вихрових трубах простої геометричної форми відбувається розділення потоку на два: периферійний має температуру вище за початкову температуру потоку, центральний, відповідно, нижче. Проте, існування ефекту Ранка має свою парадоксальність, яка полягає в тому, що відцентрові сили в потоці, що обертається, спрямовані не всередину потоку, а назовні. Як відомо, тепліші шари газу або рідини мають меншу щільність і повинні підніматися вгору, а у разі відцентрових сил – прямувати до центру, холодніші мають велику щільність і, відповідно, повинні прямувати до периферії. Тим часом, при великій швидкості потоку, що обертається, відбувається зворотний енергетичний розподіл.

Що стосується спроб знайти беззаперечне наукове пояснення самому ефекту, то на даний момент найбільш повний і достовірніший науковий опис ефекту Ранка представлено в статті Гуцола О. Ф. [59]. На жаль, він залишає без уваги адіабатне



стиснення газу біля зовнішнього радіусу і розширення біля внутрішнього, яке вельми істотне при використанні газів, що стискаються.

Ще одну спробу пояснити вихровий ефект здійснив С. Фултон, який пояснював вихровий ефект перестроюванням вільного вихору у вимушений внаслідок взаємодії кінетичної енергії відцентрового потоку і теплової енергії доцентрового потоку [157]. При передачі енергії від центрального шару до периферійного під дією внутрішніх сил тертя температура периферійного шару підвищується, що обумовлено перепадом статичних температур вільного і вимушеного вихорів.

Подальший розвиток теорії вихрового ефекту переріс у гіпотезу взаємодії вихорів [109]. У ній істотна роль відводиться силам в'язкої взаємодії між шарами газу, причому розглядається взаємодія периферійного і центрального закручених потоків, які рухаються назустріч один одному. Основна відмінність від попередніх гіпотез полягає в тому, що визначальна роль в перенесенні енергії від осьових шарів до периферійних відведена радіальним турбулентним пульсаціям газу. У полі з великим радіальним градієнтом статичного тиску пульсації дозволяють здійснювати перенесення теплоти від центральних шарів до периферійних на тих ділянках вихрової труби, де статична температура на осі нижче статичної температури на периферії.

На підставі сумірності швидкості потоку у вихорі і швидкості теплового руху більшої частини молекул зроблено припущення, що флуктуації щільності в нерівноважному процесі не встигають розосередитися і переносяться на периферію вихрової труби [108]. Аналогічна ситуація характерна і для процесу здійснення роботи одного елементарного об'єму над іншим: щільність елементарного об'єму, який відчуває вплив, збільшується. У вихорі флуктуації ростуть і досягають макроскопічних розмірів. Розглядаючи рівновагу потоку газу, що обертається, приходять до висновку, що макроскопічні об'єми підвищеної щільності переміщуються до периферії. В той же час, макроскопічні елементарні об'єми зниженої щільності переміщуються до осі і під впливом осьового градієнта тиску виносяться через дифузор.

Розвиток теорії вихрового руху сприяв опису способів закручування потоку і створенню пристроїв для закручування потоку. Залежно від поставленого завдання, організація закручування потоку може служити головним критерієм, який визначатиме структуру потоку. Існує ряд способів створення закрученого потоку, які отримали поширення на практиці [19, 58, 112, 115, 141, 151]. Усі ці способи можна розділити на три основні групи:

1) до першої групи відноситься спосіб закручування, при якому потоку передається тангенціальний рух, що перетворюється у поступально-обертальний. До пристроїв закручування потоку при такому способі відноситься тангенціальний, равликовий, тангенціально-лопатковий і тангенціально-щілинний завихрювачі;

2) до другої групи відноситься спосіб закручування, при якому потоку одночасно передається тангенціальний і осьовий рух. При такому способі використовуються аксіально-лопаткові, аксіально-тангенціальні, шнекові і стрічкові завихрювачі;

3) до третьої групи відноситься спосіб закручування, при якому використовуються комбінації осьового і тангенціального рухів потоку, при цьому закручений рух створюється як в пристінковій, так і в центральній області. До пристроїв, що використовують цей спосіб закручування потоку, відноситься тангенціальний, аксіально-лопатковий, шнековий і дротяний завихрювачі, внутрішнє оребрення, спіральна накатка.

Розглянемо пристрої для закручування потоку, які відносяться до кожної групи.

Тангенціальний завихрювач отримав найбільше поширення за рахунок простоти створення закрученого потоку (рис. 1.1).

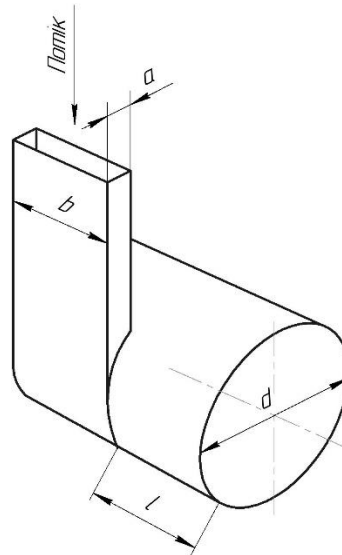


Рисунок 1.1 – Тангенціальний завихрювач

Форма підвідних каналів в тангенціальних завихрювачах може бути прямокутною, круглою, овальною та ін. Число підвідних каналів може змінюватися від одного до чотирьох. Як показали експерименти, виконані в роботі [115], від числа підвідних каналів і інтенсивності закручування потоку буде залежати азимутальна нерівномірність (тривимірність) течії, тобто відхилення потоку від вертикальної осі симетрії, причому збільшення числа підвідних каналів зменшує азимутальну нерівномірність потоку. До того ж, відхилення кута введення потоку від  $90^\circ$  по відношенню до осі каналу призводить до значної тривимірності течії і істотних помилок при вимірюваннях [142]. Основними геометричними параметрами тангенціальних завихрювачів є довжина  $b$  і ширина  $a$  підвідного каналу, діаметр  $d$  і довжина  $l$  відвідного каналу.

Більш рівномірний потік в каналі, у порівнянні із тангенціальним завихрювачем, забезпечує равликаний завихрювач (рис. 1.2).

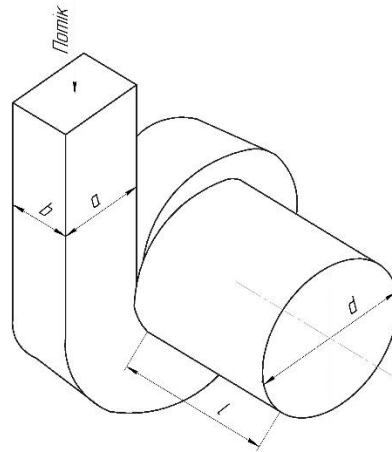


Рисунок 1.2 – Равликовий завихрювач

Такий завихрювач по азимутальній нерівномірності кращий за тангенціальний, але гірший за тангенціально-лопаткове закручування [115]. Індивідуальні особливості пристрою для закручування проявляються на відносно короткій ділянці, довжина якої не перевищує трьох-чотирьох діаметрів каналу. Завихрювачі такого типу характеризуються розмірами підвідного каналу  $a$  і  $b$ , діаметром  $d$  і довжиною  $l$  відвідного каналу.

У тангенціально-лопатковому завихрювачі потік підводиться через систему тангенціальних каналів, утворених лопатками завихрювача (рис. 1.3).

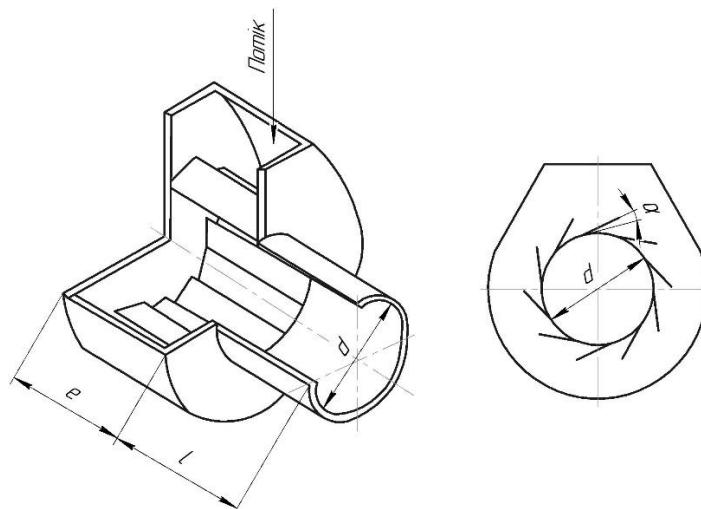


Рисунок 1.3 – Тангенціально-лопатковий завихрювач

На відміну від інших лопаткових апаратів, поздовжні осі тангенціально-лопаткового завихрювача розташовані паралельно осі циліндричного каналу. При достатньому числі лопаток завихрювача азимутальна нерівномірність потоку є незначною. Експерименти, проведені в роботі [115] показують, що загасання

закручування по довжині завихрювача не перевищує 5-7%. Важливою особливістю тангенціально-лопаткового закручування потоку є відсутність приосьової зворотної течії, що обумовлено аеродинамічним стискуванням потоку [88]. В області осі завихрювача спостерігається лише провал осьової частини швидкості, що в каналі за завихрювачем переходить в зворотній струм. Тангенціально-лопатковий завихрювач характеризується кутом нахилу лопаток  $\alpha$ , їх довжиною  $e$ , кількістю лопаток і відстанню між ними, діаметром  $d$  і довжиною  $l$  вихідного патрубку.

Модифікацією тангенціально-лопаткового завихрювача є тангенціально-щілинний завихрювач (рис. 1.4).

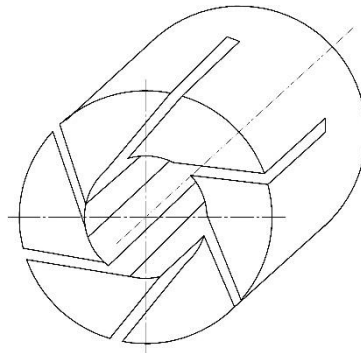


Рисунок 1.4 – Тангенціально-щілинний завихрювач

Він являє собою порожній циліндр, на торці якого розташовані вузькі щілини. Зміна ступеня закручування тангенціально-щілинного завихрювача досягається варіюванням числа щілин і кута їх нахилу.

Аксіально-лопатковий завихрювач, що відноситься до другої групи, являє собою осьовий направляючий апарат з лопатками, розташованими по радіусу каналу (рис. 1.5).

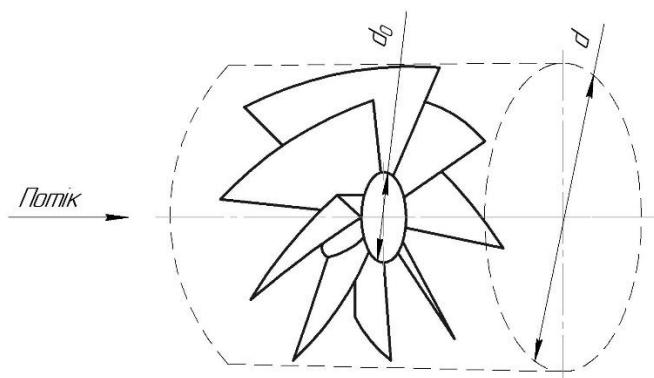


Рисунок 1.5 – Аксіально-лопатковий завихрювач

Лопатки в аксіально-лопатковому завихрювачі кріпляться до зовнішнього кільця і центрального тіла діаметром  $d_0$  і розташовуються під певним кутом до осі каналу. Лопатки можуть бути плоскими або криволінійними для забезпечення безвідривної течії у лопатковому апараті. Основними геометричними параметрами аксіально-лопаткових завихрювачів є зовнішній діаметр  $d$ , діаметр центрального тіла  $d_0$ , кут закручування лопаток і їх кількість. Геометричний кут закручування лопаток можна змінювати по радіусу, що досягається зміною їх ширини. Найчастіше при проектуванні лопаток використовується степеневий закон зміни обертальної швидкості по радіусу  $ur^n = const$  [151], де  $u$  – кільцева складова швидкості на виході із завихрювача. В цьому випадку при  $n = 1$  реалізується закон постійності циркуляції (потенційного закручування), при  $n = 0$  забезпечується постійність кута закручування лопаток, при  $n = -1$  відбувається обертання усього наявного об'єму як твердого тіла.

В аксіально-лопатковому завихрювачі можна отримувати різні закони радіальної зміни швидкісних полів на виході і тим самим змінювати інтенсивність закручування потоку. Недоліком таких завихрювачів є азимутальна нерівномірність потоку, яка залежить від числа лопаток, закону їх профілювання і інтенсивності закручування.

Цікавою особливістю аксіально-лопаткових завихрювачів є формування приосьової позитивної течії внаслідок утворення торцевих перетоків біля поверхні центрального тіла завихрювача. Проте, наявність приосьової позитивної течії на основній ділянці практично не впливає на закономірності розподілу параметрів в периферійній області каналу.

Аксіально-тангенціальний завихрювач по конструкції займає проміжне положення між аксіально-лопаточними і тангенціально-лопаточними завихрювачами (рис. 1.6).

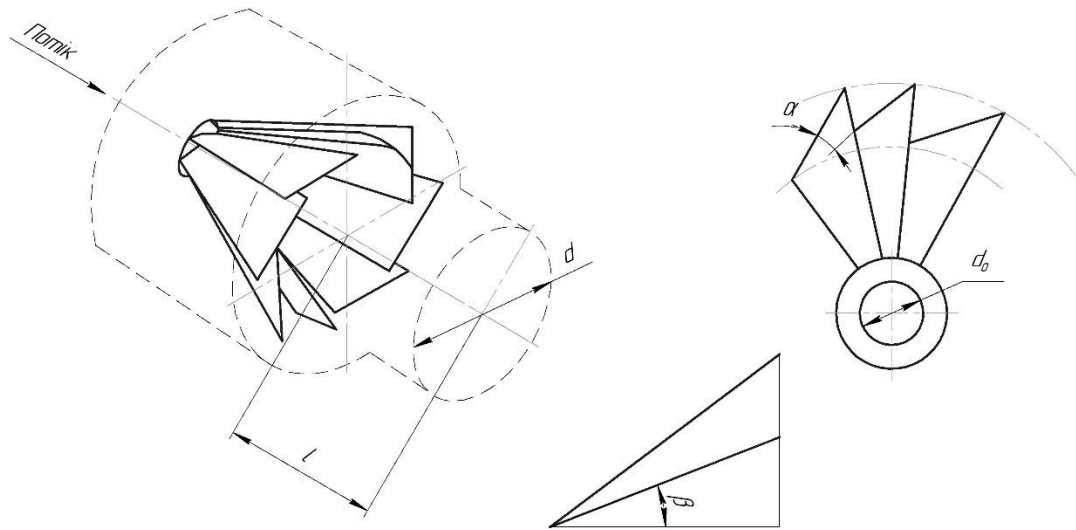


Рисунок 1.6 – Аксіально-тангенціальний завихрювач

За аксіально-тангенціальним завихрювачем, навіть за умови постійності геометричного кута по висоті лопатки, формується складна газодинамічна структура. Кожен з міжлопаткових каналів обмежений двома парами криволінійних поверхонь, тому рух потоку через канал подвійної кривизни супроводжується виникненням складного поля масових інерційних сил з радіальною і тангенціальною складовими. На виході із завихрювача має місце різко виражена азимутальна нерівномірність швидкісного поля, оскільки на поверхні лопаток швидкість дорівнює нулю. Основними геометричними характеристиками аксіально-тангенціального завихрювача є кути закручування  $\alpha$  і  $\beta$ , діаметр втулки  $d_0$ , діаметр кола, що проходить через передні кромки лопаток на виході із завихрювача  $d$ , кількість лопаток і довжина вихідного патрубку  $l$ .

Шнекові і стрічкові завихрювачі (рис. 1.7) дозволяють отримувати на виході закон обертання твердого тіла. Такі завихрювачі виготовляють нарізними у вигляді шнека з прямокутними (рис. 1.7, а) або трапецієподібними (рис. 1.7, б) канавками, а також у формі скрученої стрічки (рис. 1.7, в).

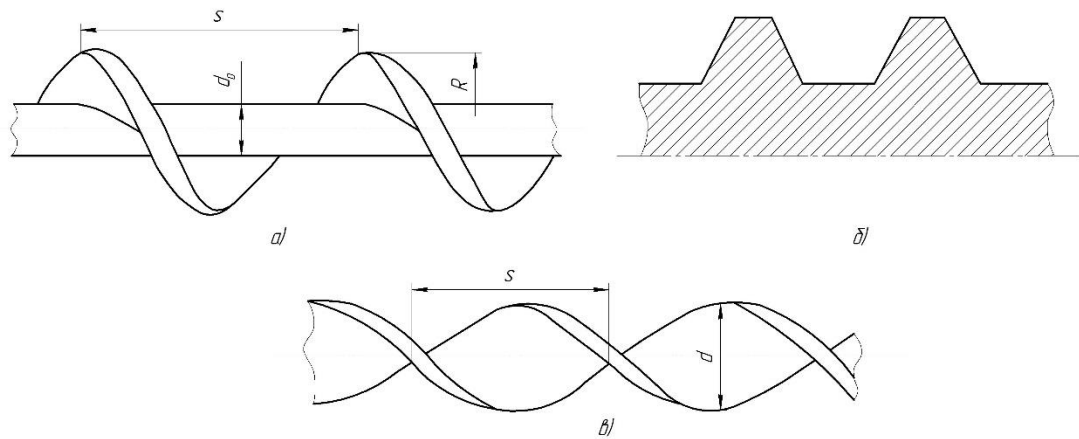


Рисунок 1.7 – Завихрювачі: а), б) – шнекові з прямокутною і трапецієподібною канавками; в) – стрічковий

Шнекові і стрічкові завихрювачі виготовляються з постійним і змінним по довжині кутом закручування. Змінний кут закручування виконується для забезпечення «безударного» входу потоку в завихрювач. Такі завихрювачі можуть застосовуватись для формування постійного по довжині закручування. Основними геометричними характеристиками таких завихрювачів є кут закручування потоку біля поверхні труби  $\varphi_n$ , крок витків шнека або стрічки  $s$ , рівний осьовому розміру завихрювача при його повороті на  $360^\circ$  і зовнішній діаметр шнека або скрученої стрічки, зв'язок між якими визначається рівнянням  $tg\varphi_n = \pi d/s$ .

В окремих випадках для створення закрученого потоку використовуються механічні обертові завихрювачі. У таких завихрювачах на виході створюється закон «квасітвердого» обертання потоку. Основними характеристиками механічних завихрювачів є частота обертання і зовнішній радіус.

Застосування часткового закручування з використанням внутрішнього оребрення (рис. 1.8, а), дротяного завихрювача (рис. 1.8, б) або внутрішньої спіральної накатки (рис. 1.8, в) доцільно з різних точок зору. Завихрювачі з частковим закручуванням мають більш високі теплогідрравлічні характеристики в порівнянні з повним закручуванням, оскільки обертальний рух формується тільки в області поверхні каналу.



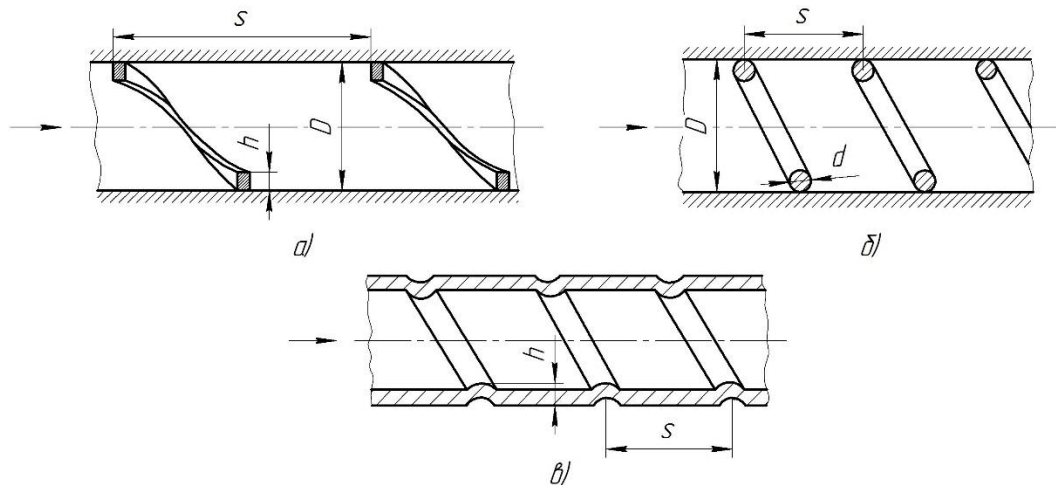


Рисунок 1.8 – Схеми часткового закручування потоку : а) – внутрішнє ребрення; б) – дротяний завихрювач; в) – внутрішня спіральна накатка

Зрозуміло, що залежно від способів закручування потоку і конструкції завихрювачів можна отримати різні режими течії як із розвиненою зоною приосьової зворотної течії, так і без неї. Змінюючи площі входу і, відповідно, співвідношення сторін  $a$  і  $b$  завихрювачів тангенціального і равликowego типів, кута нахилу лопаток  $\alpha$  завихрювачів тангенціально-лопаткового і аксіально-лопаткового типів, кутів закручування  $\alpha$  і  $\beta$  завихрювачів аксіально-тангенціального типу, можна отримати різну ступінь закручування потоку на виході пристроїв, що закручують.

Таким чином, від ступеня закручування, типу завихрювача і форми підвідного сопла, залежать такі характеристики, як кут розкриття струменя, зона зворотних течій, азимутальна нерівномірність, інжектувальна здатність, а також, нерівномірність розподілу швидкості по перерізу каналу.

## 1.2. Існуючі моделі течії стискаємих потоків у прямоструминних апаратах

Теоретичні та експериментальні дослідження струминних апаратів, що використовують як робочу речовину середовище, що стискається, почалися ще в минулому столітті. Проте і сьогодні дослідники у всьому світі продовжують удосконалювати конструкції таких апаратів спираючись, звичайно, на відомі

моделі течії стискуваних потоків в каналах струминних пристроїв. У літературі струминні апарати зустрічаються під різними назвами, такі як компресори, ежектори, інжектори та інші, в яких відбуваються процеси, що залежать, в першу чергу, від агрегатного стану взаємодіючих середовищ.

Незважаючи на наявність великої кількості робіт по дослідженню як струминних апаратів в цілому, так і будь-яких інших ежекуючих пристроїв [1, 5, 8-10, 21, 22, 27-32, 37, 40, 41, 62-64, 128, 137, 143], вони потребують глибшого вивчення. В першу чергу, це пов'язано із складністю теоретичного опису процесу турбулентного змішування ежекуючого (активного) і ежекуємого (пасивного) потоків, особливо при їх взаємодії у вихровому потоці. Змішувані потоки можуть перебувати як в одній і тій же фазі (рідкій, паровій, газовій), так і в різних фазах, наприклад, пар і рідина, газ і тверде тіло, при цьому передача енергії відбувається від високонапорного потоку до низьконапірного при безпосередньому контакті.

Існуючі моделі, що описують процес течії потоку, що стискається, в ежекторному пристрої, зазвичай обмежують двома класичними схемами: схема, що використовує прямо струминний принцип ежекції, і схема, що використовує вихровий принцип ежекції.

Принципова схема ежектора, що використовує прямо струминний принцип ежекції, показана на рис. 1.9. Автори багатьох відомих робіт використали цю схему для опису процесів, що відбуваються у проточній частині прямо струминного апарату.

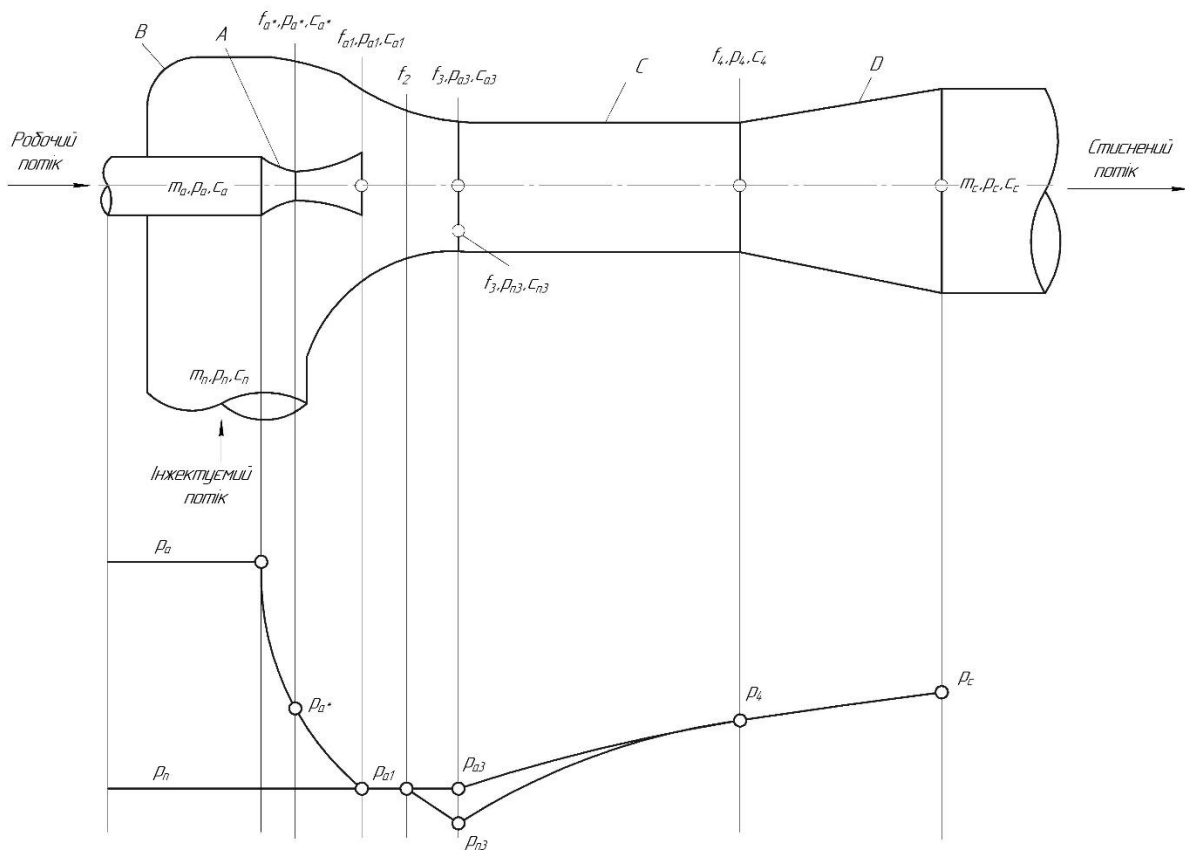


Рисунок 1.9 – Схема прямоструминного апарата

Незалежно від призначення ежектора в ньому завжди є наступні конструктивні елементи: робоче сопло активного потоку А, приймальна камера В, камера змішування С і дифузор D. Активний потік під тиском подається до робочого сопла А. Розширюючись у соплі, потік набуває надзвукової швидкості. У камері змішування С відбувається взаємодія струменя активного потоку із пасивним потоком і вирівнювання швидкостей змішаного потоку, що супроводжується підвищенням тиску. Далі змішаний потік поступає в дифузор, де відбувається подальше зростання тиску. Зазвичай тиск змішаного потоку на виході із дифузора вище тиску пасивного потоку на вході в приймальну камеру, але нижче тиску активного потоку на вході в робоче сопло.

Робочий процес прямоструминного апарату відбувається таким чином. Активний потік з тиском  $p_a$  і швидкістю  $c_a$  підводиться до робочого сопла, що має форму сопла Лавалю з вихідною частиною, що розширюється. Тиск газу в соплі знижується від  $p_a$  до  $p_{a1}$ , а швидкість, відповідно, збільшується від  $c_a$  до  $c_{a1}$ . Швидкість газу  $c_{a1}$  в перерізі  $f_{a1}$  на виході з частини робочого сопла, що

розширюється, більше критичної швидкості  $c_{a*}$ , яку досягає газ в критичному перерізі сопла  $f_{a*}$ . Робочий струмінь активного потоку, що знаходиться із сопла у приймальну камеру із швидкістю  $c_{a1}$  ежектує газ пасивного потоку, який поступає в приймальну камеру з тиском  $p_n$ . У міру віддалення від сопла масова витрата потоку, що рухається, безперервно збільшується за рахунок приєднання маси пасивного потоку, а поперечний переріз потоку, що рухається, безперервно зростає. На деякій відстані від вихідного перерізу робочого сопла потік, що рухається у напрямку до камери змішення, заповнює увесь простір приймальної камери в перерізі  $f_2$ . Переріз  $f_2$  є кінцевим перерізом приймальної камери і початковим перерізом камери змішування. Вхідна ділянка камери змішування характеризується зменшенням перерізу від  $f_2$  до  $f_3$ . На початковій ділянці камери змішування в периферійній області утворюється зона зниженого тиску. Під дією різниці тисків пасивний потік безперервно захоплюється високонапорним струменем активного потоку та утягується ним у зону змішення. На цій ділянці швидкість потоку, що рухається, збільшується, а тиск падає. Камера змішування може бути циліндричною або мати змінну по довжині площу перерізу. На вході в основну частину камери змішення, яка має циліндричну форму, в перерізі  $f_3$  встановлюється тиск  $p_{a3}$  і швидкість  $c_{a3}$  активного потоку і, відповідно, тиск  $p_{n3}$  і швидкість  $c_{n3}$  пасивного потоку. Профіль швидкостей у вхідному перерізі камери змішування має велику нерівномірність розподілу по радіусу (рис. 1.10).

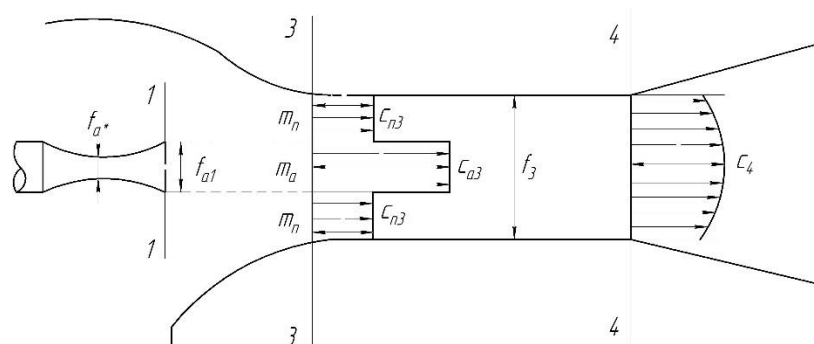


Рисунок 1.10 – Епюри швидкостей у вхідному і вихідному перерізі камери змішування

В камеру змішування активний і пасивний потік надходять у вигляді двох роздільних потоків: на периферії потоку, що рухається, швидкість  $c_{n3}$  значно менше швидкості  $c_{a3}$  в центральній частині потоку, яка за значенням близька до швидкості  $c_{a1}$  на виході із сопла активного потоку. При змішуванні потоків відбувається вирівнювання їх швидкостей по перерізу камери змішування шляхом обміну імпульсами між частками, що рухаються з більшою і меншою швидкістю. Процес змішування супроводжується втратами, які пов'язані як із втратами на тертя об стінки сопла і камери змішення, так і з самим процесом змішування. У камері змішування процес вирівнювання швидкостей потоків супроводжується також вирівнюванням їх тисків з підвищенням до  $p_4$ . Далі змішаний потік поступає в дифузор. Дифузор встановлюється на виході камери змішення в тих випадках, коли необхідно підвищити тиск змішаного потоку на виході з апарату. У дифузорі відбувається підвищення тиску змішаного потоку від  $p_4$  до  $p_c$ , а швидкість потоку зменшується від  $c_4$  до  $c_c$ . При тиску  $p_c$  і швидкості  $c_c$  змішаний потік виходить із струминного апарату.

Методика розрахунку пряموструминного апарату в більшості випадків передбачає визначення досяжного коефіцієнта ежекції  $u = m_n/m_a$ , тобто відношення масової витрати пасивного потоку до масової витрати активного потоку, при заданих параметрах ( $p_a, T_a$  або  $p_a, h_a$ ) активного потоку і параметрах ( $p_n, T_n$  або  $p_n, h_n$ ) пасивного потоку, а також визначення параметрів змішаного потоку на виході з камери змішення і досяжного підвищення тиску в дифузорі  $p_c$  за параметрами активного і пасивного потоків до змішення.

Якщо потік газу у вихідному перерізі камери змішування вважати одновимірним, в припущенні, що процес вирівнювання параметрів змішаного потоку у перерізі повністю завершений, то для опису процесу течії газу буде достатньо рівнянь кількості руху, збереження енергії і нерозривності. Для урахування втрат при розширенні активного і пасивного потоків використовуються коефіцієнти швидкості  $\varphi$  у кожному з даних елементів струминного апарату. Ці коефіцієнти вводяться на підставі експериментальних досліджень, тому для кожного струминного апарату вони будуть індивідуальні.

Залежно від властивостей та умов взаємодії активного і пасивного потоків у прямоструминних апаратах виникає ряд додаткових процесів (стрибки ущільнення, відрив потоку, вихроутворення і т. д.), які можливі тільки в апаратах певного типу. Ці процеси можуть істотно вплинути на роботу апарату в цілому і тому повинні враховуватись при їх розрахунку.

Великий інтерес представляють струминні апарати, що використовують як активний потік недогріту до стану насичення, при витіканні із профільованого сопла Лавалю, скипаючу рідину. Відома велика кількість теоретичних і експериментальних досліджень, присвячених вивченню потоків скипаючої рідини і процесу пароутворення в цілому [3, 7, 16, 23, 38, 46, 60, 65, 76, 78, 91, 93, 94, 125, 133, 134, 140, 143, 144, 148]. Такий інтерес до струминних апаратів цього типу викликаний складністю процесів, що відбуваються, які полягають в самому явищі скипання через сопло, що розширюється, яке характеризується структурною і динамічною неоднорідністю, наявністю метастабільних станів рідини та іншими чинниками.

В цілому, принцип струминної термокомпресії передбачає використання струминного термокомпресора (СТК) для створення активного та інжектування пасивного потоку (рис. 1.11). Рідина, що відбирається насосом Н із сепаратора С, подається в активне сопло струминного термокомпресора, яке має форму сопла Лавалю, де відбувається її скипання і формування надзвукового робочого струменя насиченої пари. Робочий струмінь ежектує пасивний потік пари в камеру змішування, на виході якої встановлений дифузор. Стиснена в компресорі пара відокремлюється в сепараторі, а насичена рідина повертається у циркуляційний контур, де після підігрівання в теплообміннику П подається у активне сопло струминного компресора. Перевиробництво стислої сухої пари компенсується підведенням рідини у циркуляційний контур  $\Delta m_c$ .

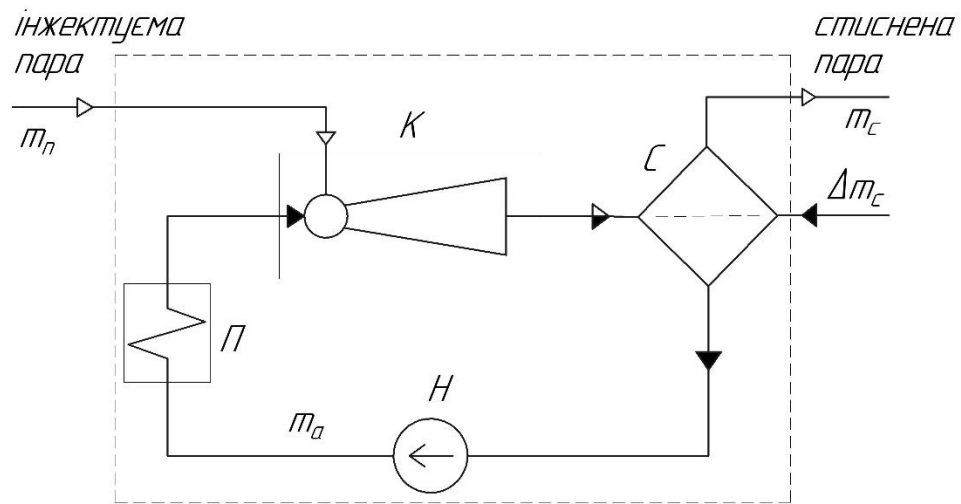


Рисунок 1.11 – Принципова схема СТК-модуля

Основним недоліком СТК-модуля є підвищені витрати рідини у циркуляційному контурі  $m_a$  через низьке значення коефіцієнта масової інжекції  $u$ , тому до характеристики циркуляційного насоса пред'являються особливі вимоги.

Ефективність струминного термокомпресора в першу чергу визначається досконалістю процесів витікання скипаючої рідини і формування робочого струменя вологої пари. Проте, наявність досить великої кількості досліджень, присвячених вивченню течії скипаючих потоків у каналах (соплах Лавалю), що розширюються, ще не говорить про повне завершення роботи над цим питанням. У зв'язку з надзвичайною складністю течії, що відрізняється граничною невірноваженістю метастабільних станів структурної неоднорідності двофазного середовища, інтенсивним турбулентним обміном, кризовими явищами та ін., а також через обмежений діапазон геометричних параметрів експериментів, ще не отримано досить повного кількісного опису цього процесу.

Важливою характеристикою процесу закипання рідини є початковий переріз пароутворення. Висловлювалась думка, що виділення парової фази може відбуватися по всьому перерізу каналу. Проте, у роботі [134] у результаті візуальних спостережень і фотореєстрації потоку було встановлено, що первинне утворення парової фази відбувається на стінці каналу в області мінімального перерізу сопла (рис. 1.12).

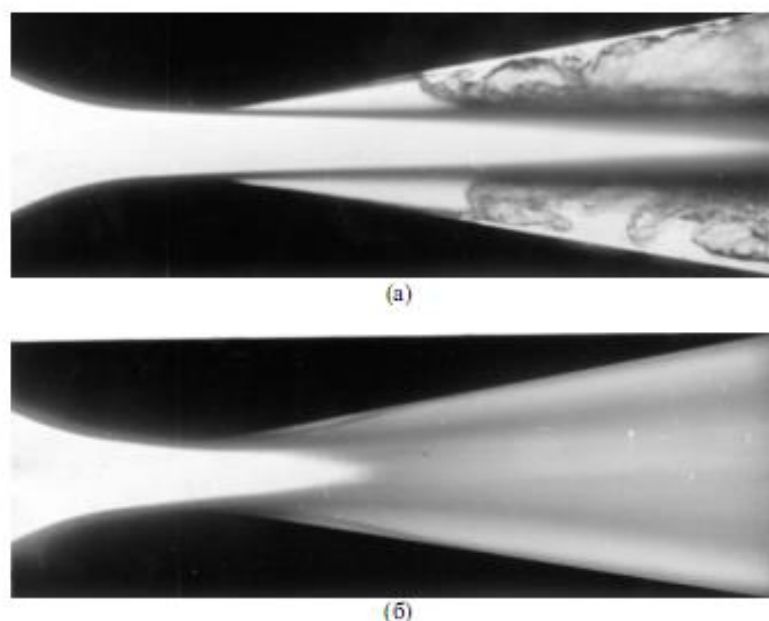


Рисунок 1.12 – Витікання води при  $P_0 = 1,16$  МПа: а –  $T_0 = 377,2$  К;  
б –  $T_0 = 435,3$  К

З наведених фотографій видно, що кількість центрів випаровування і частота відриву бульбашок досить великі, щоб за горлом сопла утворився яскраво виражений фронт випаровування, що сходиться до ядра потоку. Внаслідок зростання парових бульбашок відбувається інверсія структури потоку. Двофазний потік, в якому безперервним середовищем є рідина з розосередженими паровими включеннями, перетворюється на дисперсний парорідинний потік з безперервним паровим середовищем. Інформація про структуру двофазного потоку, отримана автором шляхом фотореєстрації, добре узгоджується з результатами вимірювання істинного об'ємного паровмісту потоку, представленими на рис. 1.13. Об'ємний паровміст парорідинного середовища визначався за методом послаблення шляхом просвічування потоку рентгенівськими променями. Як випливає з рис. 1.13, двофазний потік характеризується суттєвою структурною неоднорідністю. Найбільша концентрація рідкої фази має місце в центральній області потоку, що обумовлено первинним зародженням парової фази в пристінній області потоку і дією інерційних сил.



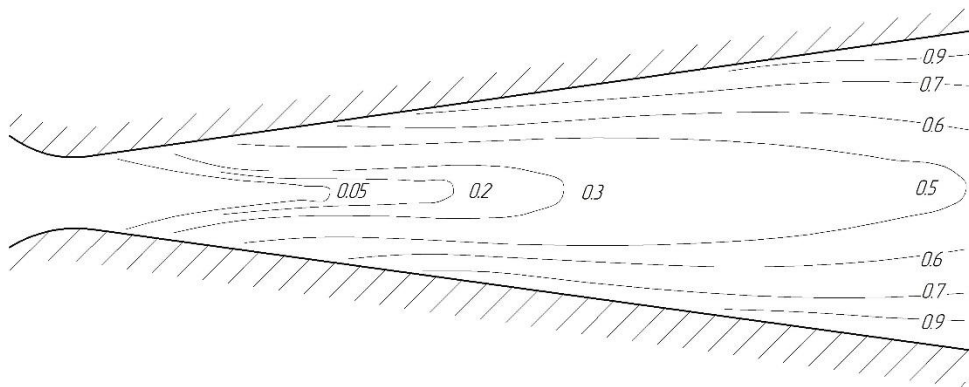


Рисунок 1.13 – Об’ємний паровміст двофазного потоку у тракті сопла Лаваля при витіканні води:  $P_0 = 1,32$  МПа,  $T_0 = 457,1$  К

Великий інтерес представляють дослідження течії скипаючої рідини у частині сопла Лаваля, що розширюється, а також дослідження робочого процесу рідинно-парового струминного компресора, виконані вітчизняними авторами Марченко В. Н., Прокоповим М. Г. та ін. [12, 14, 100-104, 118, 119, 124], які розвинули фізичний опис процесів, що відбуваються у прискореному потоці. Авторами була доведена можливість існування трьох критичних режимів течії і структурної інверсії потоку як показано на рис. 1.14.

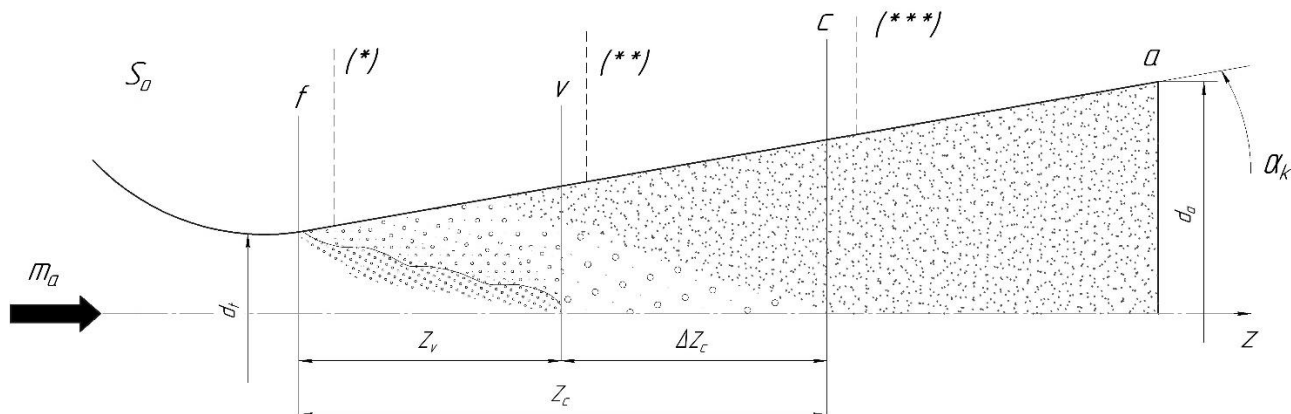


Рисунок 1.14 – Схема течії скипаючої рідини у каналі, що розширюється

Як вже було сказано, процес пароутворення в каналах, що розширюються, при витіканні недогрітої до насичення рідини починається в області мінімального перерізу ( $f$ ) на стінці каналу, де створюються сприятливі умови для утворення парових бульбашок. Загалом, зародкоутворення може відбуватися на

флуктуаційних центрах (гомогенна нуклеація) або ініційованих центрах (гетерогенна нуклеація). Ініційованими центрами можуть бути сторонні включення (тверді або газові), а пароутворення на таких центрах реалізується миттєво під час переходу через лінію насичення. Флуктуаційні ж центри утворюються і починають рости з певною затримкою, обернено пропорційно ступеню метастабільності. Гетерогенне скипання інтенсифікується при контакті рідини із твердими поверхнями, які мають реальну шорсткість  $i$ , відповідно, генерують турбулентність. У реальних процесах скипання рідини у каналах, що розширюються, як правило, реалізуються процеси гомогенної і гетерогенної нуклеації одночасно.

Запропонована авторами теплофізична модель бульбашкового кипіння у початковій ділянці структурної інверсії, заснована на реалізації переважно динамічної схеми пароутворення, дозволила узгодити теоретичні уявлення з матеріалами експериментальних досліджень і апробувати числовий метод розрахунку усереднених параметрів у перерізі переходу двофазного бульбашкового потоку до потоку парокрапельної дрібнодисперсної структури.

Наявність ділянки між перерізом ( $s_o$ ), де досягається тиск насичення  $p_{s_o}$  при температурі рідини  $t_o$ , і перерізом ( $f$ ) початку скипання обумовлено запізнюванням утворення активних центрів в шорсткостях стінки в умовах прискореної течії при великих градієнтах тиску і швидкості. Відповідно, рідина у перерізі ( $f$ ) виявляється метастабільно перегрітою і тиск  $p_f < p_{s_o}$ . У міру зниження недогрівання, наприклад, за рахунок зниження початкового тиску  $p_o$  при постійній температурі  $t_o$ , швидкість течії зменшується, а швидкість утворення і зростання бульбашок збільшується, що призводить до переміщення перерізу проти потоку всередину сопла до перерізу ( $s_o$ ). На ділянці пристінного бульбашкового кипіння потік має кільцеву будову: в центрі рухається метастабільно перегріта рідина, а в тонкому пристінному шарі – бульбашкове, що переходить у пінну, двофазне середовище дрібнодисперсної структури. Для бульбашкового або пінного середовища дрібнодисперсної однорідної структури характерні низькі значення швидкості звуку [140] і тому на малій відстані за перерізом скипання ( $f$ ) потік переходить через перший критичний

переріз (\*). Наявність метастабільного центрального ядра нестискуваної рідини принципово нічого не міняє, оскільки величина критичного тиску визначається паровим середовищем, що стискається, в пристінному шарі. Через малу протяжність ділянки пристінного кипіння величини тиску і середньої швидкості течії в перерізах ( $f$ ) і (\*) практично співпадають:  $p_f < p^*$ ,  $c_f = c^*$ . Таким чином, існування першого критичного режиму течії визначає кінцеву величину початкового метастабільного перегрівання рідини ( $p_f < p_{so}$ ) і витратні характеристики ( $c_f > c_{so}$ ) каналу, що розширюється.

Інтенсивна генерація парових бульбашок на ділянці ( $s_o$ )–( $f$ ), які зносяться потоком, ростуть в обсязі за рахунок випаровування у перегрітій рідині і коагулюють у процесі спонтанного руху, що викликає нерівномірний розподіл паровмісту по перерізах каналу. Поблизу стінки перехід до парокрапельного потоку через бульбашкову і пінну структури здійснюється швидше, в центральній же частині завжди спостерігається конусоподібне рідке ядро бульбашкової структури. У перерізі ( $v$ ) на відстані  $z_v$  від початкового перерізу скипання завершується інверсія структури потоку і забезпечується перехід до парокрапельної течії (див. рис. 1.14). Перед перерізом інверсії ( $v$ ) у потоці нерівномірної структури і на ділянці ( $v$ )–( $c$ ) залишкового подрібнення найбільш великих крапель швидкість звуку  $a^*$  перевищить поточне значення  $c$  усередненої швидкості (прагнення до верхньої межі дисперсії [140]). Таким чином, другий критичний переріз (\*\*\*) розташовується поблизу перерізу ( $v$ ) і обумовлює завершення інверсії структури потоку, а також забезпечує перехід до парокрапельного потоку.

Третій критичний переріз розташовується за ділянкою ( $v$ )–( $c$ ) і свідчить про залишкове подрібнення у парокрапельному потоці дрібнодисперсної структури і перехід до надзвукової течії.

Подальші експериментальні дослідження приводять авторів до висновку, що ефективність процесу витікання  $\varphi_a$  найбільш залежна від масштабного чинника, що визначає максимальну тривалість процесу пароутворення, і в меншій мірі від режимних і геометричних параметрів. Відповідно, незалежність розмірів часток

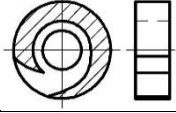
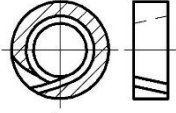
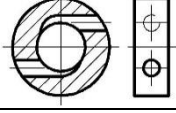
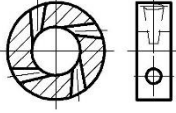
рідкої і парової фази від величини діаметру критичного перерізу обумовлює необхідність у збільшенні геометричних розмірів активного сопла, що еквівалентно збільшенню часу релаксаційного пароутворення. Проте такий підхід виключає створення ефективного витікання скипаючої рідини для умов роботи струминного апарату з малими значеннями масових витрат активного і пасивного потоків.

### 1.3. Існуючі моделі течії стискаємих потоків у вихрових апаратах

Збільшення часу процесу розширення парокрапельного потоку в умовах високих негативних градієнтів тиску можна реалізовувати шляхом використання струминного апарату вихрового типу. В цьому випадку при незначних витратах рідини активного потоку основним елементом для релаксаційного пароутворення виступає вихрова камера струминного компресора (ежектора), розміри якої у багато разів можуть перевищувати розмір діаметру витратного перерізу. Вихровий принцип ежекції пасивного потоку може бути реалізований як за рахунок циркуляції рідини, що скипає безпосередньо у вихровій камері, так і парокрапельного потоку, який утворюється в профільованому каналі перед входом до вихрової камери. Тому, як і у випадку з прямоструминним апаратом, ефективність якого визначається досконалістю процесів витікання скипаючої рідини, основним завданням при створенні струминного апарату вихрового типу є формування якісного вихрового потоку в процесі скипання рідини в полі відцентрових сил.

Формування потоку може відбуватися у вихрових камерах різного конструктивного виконання, основною відмінністю яких є виконання каналу для введення активного потоку і довжина циліндричної частини вихрової зони, яка вимірюється в калібрах. У таблиці 1.1 представлені конструктивні особливості найбільш відомих варіантів введення активного потоку.

Таблиця 1.1 – Типи конструктивного виконання каналів введення активного потоку

Тип каналу	Конструктивне виконання каналу	Автор
Спіральний круглий		Р. Хілш
Спіральний прямокутний		Меркулов О. П.
Спіральний конічний		Парулейкар Б. Б.
Тангенціальний		Дубінський М. Г.
Двосопловий тангенціальний		Мартиновський В. С., Алексєєв В. П.
Багатосопловий тангенціальний		Фултон С. Д., Мартинов О. В.

Вивченню та вибору найбільш раціональної форми каналу введення активного потоку присвячені наступні роботи [99, 108]. Процес у вихровій камері, власне, розпочинається з підвідного сопла, тому форма і геометрія сопла активного потоку багато у чому визначатиме роботу вихрового апарату в цілому. Багатьма авторами експериментально встановлено, що найбільш ефективно плавне спіральне або тангенціальне введення потоку у вихрову камеру.

Конструкція Р. Хілша мала один круглий втоплений тангенціальний сопловий вхід і вхідний равлик прямокутного перерізу, проте у місці переходу круглого сопла у прямокутний равлик утворювався майданчик, що створює зону завихрення. Цей недолік був усунений у конструкції Мартиновського В. С. і Алексєєва В. П., які створили тангенціальний двосопловий лотковий вхід круглого перерізу. Ця конструкція дозволила усунути зону завихрення, проте ускладнила виготовлення соплового входу. Конструкція Меркулова О. П. мала сопловий вхід прямокутного перерізу і прямокутний вхідний равлик, побудований по спіралі Архімеда, що

забезпечувало усунення зони завихрення на сопловому зрізі при збереженні простоти конструкції. Високу ефективність також мала конструкція Парулейкара Б. Б. із конічним спіральним входом [165]. Слід зазначити, що використання одного введення активного потоку призводить до порушення симетричності вихрового потоку і, як показали дослідження Метеніна В. І. [110], цей факт негативно впливає на процес енергетичного розділення. Тому значно кращим варіантом є конструкції Фултона С. Д. і Мартинова О. В., що мають тангенціальне багатосоплове введення активного потоку круглого або прямокутного перерізу.

Ефект виникнення у центральній області закрученого потоку зони зниженого тиску дозволив створювати апарати, що використовуються для ежекції газових потоків і вакуумування замкнутих об'ємів. За принципом дії розрізняють прямотоковий і протivotоковий ежекторні апарати. Принципова схема вихрового прямотокового ежектора [68-70] представлена на рис. 1.15.

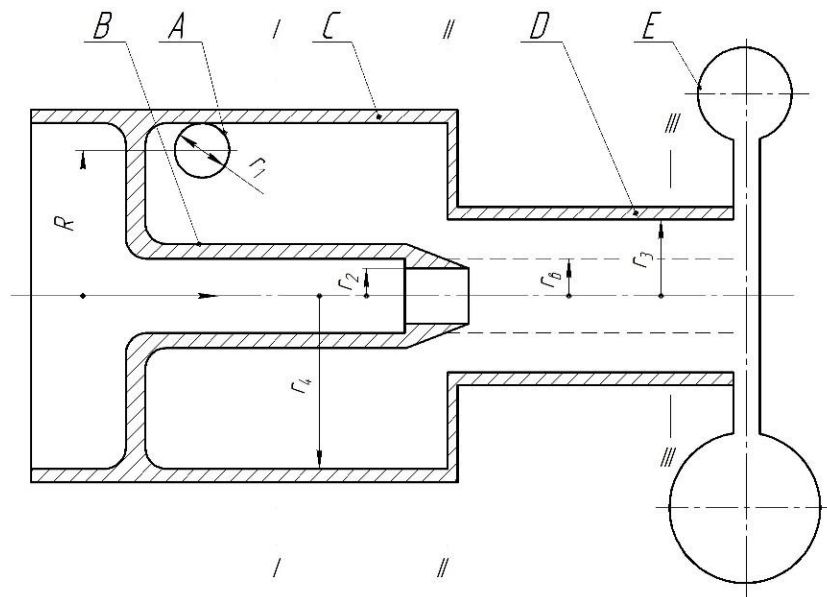


Рисунок 1.15 – Принципова схема вихрового прямотокового ежектора

Серед основних елементів вихрового ежектора можна виділити: А – сопло активного потоку; В – сопло пасивного потоку; С – приймальна камера; D – камера змішування; E – дифузор.

Активний потік підводиться до приймальної камери С радіусом  $r_4$  через тангенціально розташоване сопло активного потоку А радіусом  $r_1$ , яке знаходиться на відстані  $R$  від осі ежектора. Таким чином, у перерізі  $I-I$  виникає момент кількості руху, величина якого більшою мірою визначає ефективність ежектора. Пасивний потік ежекується через сопло пасивного потоку В радіусом  $r_2$ , що розташоване на осі ежектора. З'єднуючись у камері змішувача D, потоки поступають у дифузор Е.

Особливістю моделі вихрового ежектора є те, що у вихровому потоці виділяються дві області. В області від осі до певного радіусу потік обертається із практично постійною кутовою швидкістю  $\omega = \text{const}$ , тобто за законом обертання твердого тіла, і цю область називають «вимушеним» вихором. У периферійній області кутова швидкість різко знижується із зростанням радіусу. Закон зміни швидкості у цій області наближається до закону потенційної течії рідини або газу, і ця область називається «вільним» вихором  $v \cdot r = \Gamma = \text{const}$ , при цьому величина циркуляції  $\Gamma$  залишається постійною для будь-якого замкненого контуру, що охоплює вісь обертання, і дорівнює нулю для будь-якого іншого контуру [97].

Для побудови моделі руху газу у вихровому ежекторі необхідно вирішити систему рівнянь для характерних перерізів у проточній частині вихрового ежектора. При цьому передбачається, що межа вихорів розділена радіусом вихрового шнура  $r_s$ , рух газу є осесиметричним, розподіл газодинамічних параметрів у розрахункових перерізах відповідає ізоентропі.

Модель вихрового ежектора передбачає розрахунки у трьох основних характерних перерізах. Розрахунок першого перерізу  $I-I$  дозволяє визначити висоту каналів багатосоплового тангенціально-осьового підведення, яке дорівнює радіальній протяжності циркуляційної області, і при відомій площі і формі каналів дозволяє визначити їх кількість, а також кут нахилу осі сопла активного потоку до площини перерізу приймальної камери. Як вже було зазначено раніше, зміна кута нахилу осі сопла до площини перерізу приймальної камери від  $90^\circ$  призводить до азимутної нерівномірності течії та істотних похибок при вимірюваннях. Цією умовою необхідно керуватися при виборі кута нахилу сопла до осі вихрової камери.

Другий розрахунковий переріз *II-II* розташований у перерізі сопла підведення пасивного потоку. Розрахунок параметрів потоку у цьому перерізі дозволяє визначити ступінь розрідження вихрового ежектора і тиск у перерізі сопла пасивного потоку. Пасивний потік вводиться без закручування і підмішується до активного потоку, який рухається в області вільного вихору на ділянці між перерізами *II - III*. Проте застосування попереднього закручування пасивного потоку має привести до зниження інтенсивності когерентних вихрових структур, викликаних змішенням двох потоків, і, отже, до зниження дисипативних втрат, що у свою чергу повинне позитивно відобразитися на ефективності ежектора в цілому. Необхідно також врахувати, що напрямок обертання попереднього закручування пасивного потоку повинен співпадати із напрямком обертання робочого потоку з метою зменшення гідравлічних втрат при змішуванні потоків.

У третьому розрахунковому перерізі *III-III* радіусом  $r_3$ , що знаходиться на виході із камери змішування в області вільного вихору протікає суміш активного і пасивного потоків. Визначення параметрів у цьому перерізі дозволяє розрахувати вхідну ділянку щілинного або осьового дифузора.

Противотоковий ежектор (рис. 1.16) має деякі відмінності у робочому процесі, у порівнянні із прямотоковим. При витіканні ежектуючого газу із соплового апарату 3 у конічній камері змішення 2 утворюється вихровий потік, що має у приосьовій зоні область зниженого тиску, при чому мінімальний статичний тиск встановлюється у перерізах, близьких до широкого торця камери. У область розрідження, через сопловий насадок 1, вводиться газ, що ежектується. Суміш газів із камери змішення поступає у осьовий 4, а потім у щілинний 5 дифузори, де кінетична енергія перетворюється у потенційну енергію тиску.



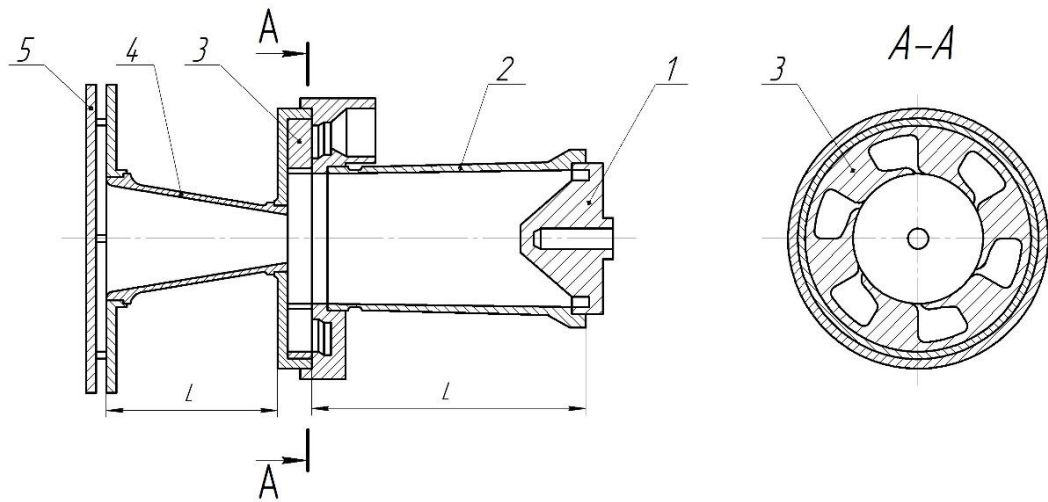


Рисунок 1.16 – Протivotоковий вихровий ежектор конструкції Метеніна В. І.

Основною перевагою протivotокових вихрових ежекторів є здатність забезпечувати високі значення ступеня підвищення тиску пасивного потоку, але при цьому досяжний коефіцієнт ежекції, у порівнянні із прямотоковим, помітно нижче за інших рівних умов.

Окремо необхідно виділити вихровий вакуум-насос (рис. 1.17), розроблений Дубінським М. Г. спільно із співробітниками [66].

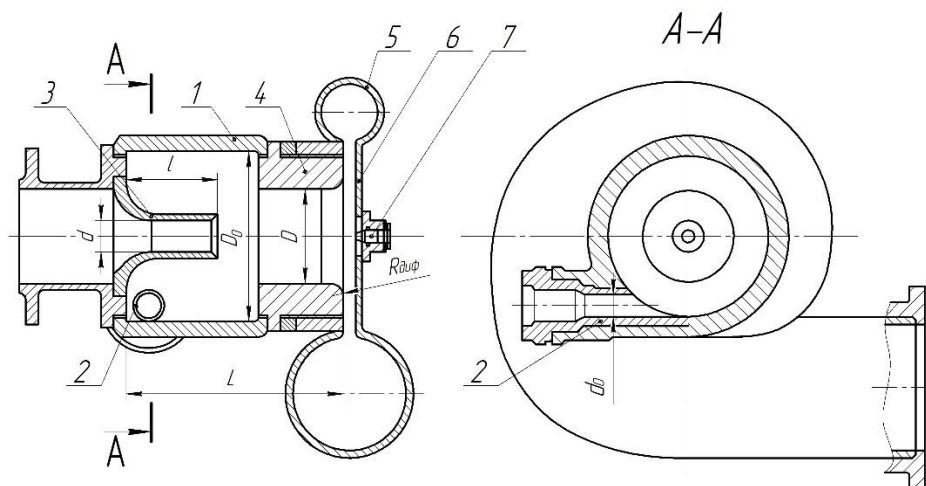


Рисунок 1.17 – Вихровий вакуум-насос ДКМ конструкції Дубінського М. Г.

Стислий газ через соплове введення активного потоку 2 поступає у камеру 1, де утворюється обертвий потік із приосьовою зоною зниженого тиску. У цю зону через сопло пасивного потоку 3 підсмоктується газ, що ежектується. Суміш, що

утворюється у камері, проходить через камеру змішення 4, равлик 5 і поступає у дифузор 6, де загальмовується із підвищенням тиску.

Вихровий вакуум-насос має наступні розміри: діаметр вихрової камери  $D_0 = 50$  мм, довжина вихрової камери  $L = 75$  мм, діаметр сопла активного потоку  $d_0 = 12$  мм, діаметр патрубку пасивного потоку  $d = 4\div 20$  мм, довжина патрубку пасивного потоку  $l = 38$  мм, діаметр камери змішення  $D = 25$  мм, радіус переходу камери змішення у дифузор  $R_{\text{диф}} = 15$  мм. Для отримання максимального коефіцієнта ежекції діаметр патрубку пасивного потоку складає  $d = 20$  мм, для отримання максимального вакууму -  $d = 4$  мм.

Максимальний отриманий авторами коефіцієнт ежекції склав величину 2,1 при ступені підвищення тиску  $\pi_v = 1$  і  $\pi = 1,5$ . Граничний досягнутий вакуум склав 1 кПа при тиску активного вхідного потоку 0,3 МПа.

У результаті проведених досліджень авторами були визначені основні геометричні параметри, що впливають на ефективність роботи вихрових ежекторів:

- число, тип і форма каналів введення активного потоку;
- довжина і діаметр сопла пасивного потоку;
- довжина і діаметр приймальної камери;
- вид дифузора;
- ширина щілини і діаметр щілинного дифузора.

Також експерименти показали, що дуже важливу роль у роботі вакуум-насоса відіграє форма кривої сполучення камери змішення із щілиною дифузора.

Що стосується процесу адіабатного скипання рідини у полі відцентрових сил, то огляд літературних джерел показав, що подібних досліджень не проводилося. Відомі дослідження по вивченню тепловіддачі при кипінні рідини у полі відцентрових сил, які були виконані на некріогенних рідинах (фреоні, етиловому спирті), а також розпочато вивчення кипіння криогенних рідин (водню, азоту). У наслідку, вивчення почали проводитися і на гелію [42], проте основна увага при цьому приділялася дослідженням стосовно систем охолодження надпровідникових обмоток роторів кріотурбодетандерів. Для характеристики інтенсивності поля масових сил у роботі [42] використовується параметр, що називається

перевантаженням  $\eta = g/g_n$ , де  $g$  – інтенсивність слабкого поля масових сил;  $g_n$  – прискорення сили тяжіння Землі.

Відповідно, при  $\eta \approx 1$  система перебуватиме під дією сили гравітаційного поля Землі, при  $\eta \ll 1$  система перебуватиме практично у полі невагомості. Якщо за інтенсивність слабкого поля масових сил приймати повне прискорення, що діє на кожну точку системи, що обертається, то при  $\eta \gg 1$  система знаходитиметься під дією поля відцентрових сил.

У разі вертикального розташування осі обертання повне прискорення  $g = g_n + \omega^2 \cdot r$ , перевантаження при цьому  $\eta = 1 + \omega^2 \cdot r/g_n$ . У разі горизонтального розташування осі обертання  $\omega^2 \cdot r - g_n < g < \omega^2 \cdot r + g_n$ , а при  $\eta \geq 100$  величиною  $g_n$  можна знехтувати.

У роботах [87, 156, 158, 160] досліджувалася тепловіддача при кипінні води та етанолу у полі відцентрових сил. На відміну від даних роботи [158], де дослідження кипіння води проводилися при малій товщині шару рідини  $h_{жк} = 6,3 \div 9,5$  мм, а недогрівання рідини до температури насичення був невеликим  $\vartheta_{max} \approx 2$  К. У роботі [87] отримані дані про кипіння води та етанолу при  $h_{жк} = 30$  мм, що обумовлювало великі значення недогрівання  $\vartheta_{max} \approx 17$  К при  $\eta_{max} = 128$ . У роботі [156] представлені дані про кипіння води при  $h_{жк} = 25,4$  мм і  $\eta_{max} = 11 \div 1280$ . Автори відмічають вплив однофазної конвекції на процес кипіння, що характеризується «затягуванням» переходу від однофазної конвекції до нерозвиненого кипіння і від нерозвиненого кипіння до розвиненого.

Дослідження кипіння некріогенних рідин у полі відцентрових сил виконувалися також і в інших роботах [4, 114, 136, 172]. Особливо слід відзначити роботи українських вчених, виконані стосовно систем охолодження роторів швидкохідних електричних машин і лопаток газових турбін, які були проведені при рекордно високих значеннях перевантажень. Так Бузнік В. М. та Омелюк В. А. виконали відповідні дослідження для води при  $\eta \leq 7236$  [34, 116], а Бутузов О. І., Файнзильберг С. М. спільно із співробітниками – для фреону і води при  $\eta \leq 5250$  [35, 36, 138].

Слід зазначити, що у роботах по вивченню тепловіддачі при кипінні у полі відцентрових сил кріогенних і некріогенних рідин використовувався нагрівач, що забезпечував одиничний центр кипіння. Відповідно, процес кипіння здійснювався за допомогою теплоти, підведеної від нагрівача, що принципово відрізняється від процесу адіабатного скипання рідини у полі відцентрових сил.

#### 1.4. Методи експериментального дослідження вихрових потоків

Експериментальне дослідження вихрового потоку представляє значні труднощі, які пов'язані із тривимірністю потоку, його високою швидкістю і турбулентністю, а також великими перепадами температур, вимірюваними десятками градусів на міліметр [44, 47, 96, 105, 108, 127]. Тому до вимірювальних приладів у цих дослідженнях пред'являється досить велика кількість вимог. Більшість методів, що використовуються для вивчення обертових течій типове для усієї механіки рідини, проте є і такі, які можна застосовувати тільки у певному дослідженні.

Унаслідок порівняно невеликих геометричних розмірів вихрових камер, однією із основних вимог, що пред'являються до вимірювальних приладів, є мінімальні габарити приймальної частини приладу при його невеликій інерційності. Застосування таких приладів дозволяє зменшити збурення і перестроювання потоку, викликане приймальною частиною вимірювального засобу, який впливає на роботу вихрового апарату у цілому. Це твердження відноситься і до вимірювачів температури. Проте слід мати на увазі, що зменшення розмірів приймальної частини приладу за інших рівних умов призведе до зростання гідравлічного опору вимірювальної системи, а, отже, до збільшення часу проведення експерименту і зменшення точності вимірювання. До того ж, прилади із дуже малими приймальними отворами легко засмічуються. Все це накладає певні обмеження на мінімально можливі геометричні розміри вимірювального приладу.

У роботах [43, 130] профілі радіальної, осьової і тангенціальної швидкостей закрученої течії вимірювалися термоанемометром. Проте при вимірюванні

державки ниток істотно змінювали потік. При вимірюванні термоанемометром виникають також проблеми із обробкою та інтерпретацією результатів у складних тривимірних потоках.

Вказані недоліки у меншій мірі властиві лазерним доплерівським вимірювачам швидкості (ЛДВШ). Цим методом визначалися швидкості у вихрових камерах, закручених струменях і пиловловлювачі [20, 90]. Використання ЛДВШ для вивчення структури вихрового потоку дозволяє отримати найбільш достовірну картину розподілу основних кінематичних параметрів і характеристик, що обумовлено перевагами неконтактних методів вимірювань перед контактними, у яких потік додатково збурюється за рахунок обтікання зондів. Проте при проведенні експерименту стінки камери мають бути оптично прозорі, що не завжди можливо, на результати вимірювань також впливає геометрія стінок і турбулентність потоку. Крім того, ЛДВШ так само як і термоанемометр, не дозволяє вимірювати тиск.

Візуалізація вихрової течії дозволяє спостерігати і виявляти такі деталі, які не можна пізнати ніяким іншим методом. Для візуалізації течії у рідкому вихорі використовується барвник фуксин, алюмінієва пудра тощо, у повітряному – соляна кислота, чотирьоххлористий титан і сигаретний дим [127]. Відома також візуалізація надзвукового потоку у вихровій камері фреоном-12 із галогенними детекторами [95]. Проте введення часток в потік, що обертається, призводить до гальмування тангенціальної швидкості потоку, до того ж, якщо частки, що вводяться, мають щільність, яка відрізняється від щільності вихрового потоку, то, відповідно, швидкість часток також відрізнятиметься від швидкості потоку.

Для вимірювань усереднених за часом полів повних і статичних тисків, а також величини і напрямку швидкості потоку у вихрових апаратах найбільше поширення отримали пневмометричні прилади. У більшості випадків перевага віддається трубкам повного тиску (т. п. т.) і трубкам статичного тиску (т. с. т.), аеродинамічним і прапорцевим кутомірам, а також комбінованим трубкам і зондам [47, 120, 127].

Трубки повного тиску служать для вимірювання тільки повних тисків. Найбільш вивченою є Г-подібна т. п. т., яка має різну форму приймальної частини насадка: циліндричну, напівсферичну, циліндричну з внутрішньою фаскою тощо. При нульових кутах скошу потоку  $\delta$  і  $\beta$  (рис. 1.18) Г-подібна т. п. т. не залежить від форми насадка, діаметру приймального отвору  $d_2$  і відстані  $l$  від носика насадка до осі державки.

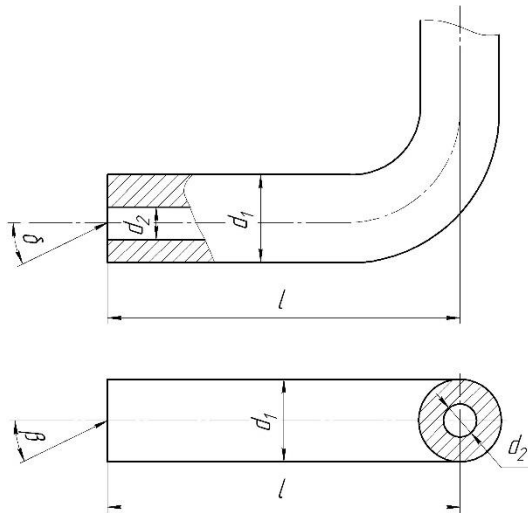


Рисунок 1.18 – До визначення кутів скошу потоку

Проте, якщо приймальний отвір т. п. т. не знаходиться у площині, перпендикулярній вектору швидкості незбуреного потоку, то чутливість Г-подібних т. п. т. до кутів скошу потоку значною мірою буде залежати від співвідношення діаметрів приймального отвору і насадка  $d_2/d_1$ . Так для т. п. т. із напівсферичною формою насадка залежно від величини  $d_2/d_1$  нечутливість до кута  $\beta$  знаходиться у межах  $\pm(5\div 15)^\circ$  і збільшується із зростанням  $d_2/d_1$ , а виконання внутрішньої фаски у циліндричних насадках із кутом розгортання  $90^\circ$  дозволяє збільшити нечутливість до кутів  $\delta$  і  $\beta$  від  $\pm(8\div 12)^\circ$  до  $\pm(18\div 20)^\circ$  при  $d_2/d_1 = 0,7$ . Також широке поширення для вимірювання повних тисків отримали т. п. т. із протокою, основною перевагою яких є нечутливість до кутів скошу потоку  $\delta$  і  $\beta$  до  $\pm(40\div 50)^\circ$  у широкому діапазоні величини  $d_2/d_1$ .

Для вимірювання тільки статичних тисків служать т. с. т. Можливе вимірювання статичних тисків на стінках вихрової камери для вивчення картини

обтікання поверхонь, що утворюють проточну частину апарату. Проте найбільш прийнятним методом є вимірювання полів статичних тисків у силу наявності радіального градієнта тиску у вихровому потоці. Найбільше поширення отримали Г-подібні т. с. т. із напівсферичною формою насадка, т. с. т. з одним диском і т. с. т. із протокою. Для дослідження просторового потоку також використовують кульову т. с. т., нечутливу до кутів скошу потоку  $\delta$  і  $\beta$  у діапазоні  $\pm(15\div 20)^\circ$ .

Проте при використанні т. п. т. і т. с. т. необхідно знати напрямок вектору швидкості, який можна визначити за допомогою кутомірів. Застосування прапорцевих кутомірів у турбулентних потоках недоцільне через коливання прапорця, що доходять до  $5\div 8^\circ$ , а застосування аеродинамічних кутомірів збільшує час проведення експерименту, ускладнює ущільнення у місці введення і збільшує похибку при вимірюванні.

Для вимірювання повного і статичного тиску і одночасного визначення напрямку вектору швидкості потоку служать комбіновані зонди. Найбільше поширення при дослідженні тривимірного потоку отримали три- і п'ятиканальні кульові зонди. Відомий також шестиканальний напівсферичний зонд діаметром 4 мм [54], яким проводилися вимірювання профілів швидкості і тиску у вихровій камері у дозвуковій і надзвуковій області. В силу неминучості збурення вихрового потоку при застосуванні комбінованого зонду, необхідно дотримуватися вимог, що пред'являються до даного типу зондів. При виготовленні кульового зонду необхідно прагнути до максимального зменшення приймальної частини. Найбільше поширення отримали зонди із діаметром кульки 5 мм. Геометричні розміри кульки мають бути повністю дотримані, входні кромки приймальних отворів не повинні мати задирок. Осі приймальних отворів повинні мати чітко радіальний напрямок, а вісь центрального отвору окрім цього має бути перпендикулярна осі обертання зонду. У всіх випадках необхідно прагнути до зменшення впливу державки зонду. Для якісної ілюстрації вимірювань необхідно забезпечити осесиметричну течію у вихровій камері.

## Висновки до розділу 1

1. Проведений аналіз літературних джерел дозволяє зробити висновок про те, що досліджень процесу адіабатного скипання рідини у полі відцентрових сил не проводилося. Проте окрім очевидного практичного значення вивчення процесу скипання рідини у полі відцентрових сил має велику наукову цінність. Результати такого дослідження дадуть безпосередню інформацію про вплив інтенсивності поля відцентрових сил на характеристики скипання, що дозволить перевірити достовірність існуючих моделей при кипінні рідини у вихровому потоці і стимулювати розвиток відповідних теорій.

2. Дослідження робочого процесу рідинно-парового струминного апарату прямоосного типу показало ефективність заміни механічних приводів на відповідні РПСА у складі струминного термокомпресорного модуля в межах досить великих теплових навантажень на основне обладнання, що забезпечують раціональні геометричні співвідношення сопла активного потоку. Незалежність розмірів частинок рідкої і парової фази від величини діаметру критичного перерізу обумовлює необхідність у збільшенні розмірів каналу, що еквівалентно збільшенню часу релаксаційного пароутворення. Проте такий підхід виключає створення ефективного витікання скипаючої рідини для умов роботи струминного апарату уз малими значеннями масових витрат активного потоку.

3. Збільшення часу процесу розширення парокрапельного потоку в умовах високих негативних градієнтів тиску можна реалізувати шляхом використання рідинно-парового струминного апарата вихрового типу. У цьому випадку при незначних витратах рідини активного потоку основним елементом для релаксаційного пароутворення стає вихрова камера струминного апарату, розміри якої у багато разів можуть перевищувати розмір діаметру витратного перерізу.

4. Вихровий принцип інжекції пасивного потоку може бути реалізований за рахунок циркуляції рідини, що скипає безпосередньо у вихровій камері, що дозволить зменшити вплив масштабного чинника на геометричні розміри РПСА, а також інтенсифікувати процес пароутворення у створеному вихровому потоці.



5. Експериментальне дослідження вихрового потоку представляє значні труднощі, що пов'язані із тривимірністю потоку, його високою швидкістю, турбулентністю і великими перепадами температур. Для вимірювання повного і статичного тиску і одночасного визначення напрямку вектору швидкості потоку рекомендується використовувати комбіновані зонди.

6. На відміну від прямоосних потоків самоскипання, теплофізичне моделювання процесу пароутворення в умовах адіабатних вихрових течій має більш складний характер в силу домінування інерційних сил у механізмі зародження і зростання парової фази, які призводять до розділення потоку на два: вільний вихровий потік на периферії вихрової камери і вимушений вихровий потік у приосьовій області.

7. Метою дослідження є розширення функціональних можливостей рідинно-парових струминних апаратів шляхом застосування процесу скипаючої рідини у вихровому потоці.

8. Для досягнення поставленої мети необхідно вирішити такі завдання:

- створити теплофізичну модель процесів, що відбуваються у вихровому потоці скипаючої рідини;

- уточнити математичну модель процесу релаксаційного пароутворення у вихровому потоці на основі встановлення характеру та особливостей процесів, що відбуваються у проточних частинах РПСА вихрового типу;

- провести теоретичні та експериментальні дослідження і встановити закономірності впливу початкових термічних і геометричних параметрів на ефективність процесу пароутворення у вихровому потоці;

- розробити методику розрахунку геометричних параметрів РПСА вихрового типу;

- отримати експериментальні характеристики РПСА вихрового типу.

## РОЗДІЛ 2

### МОДЕЛЮВАННЯ РОБОЧОГО ПРОЦЕСУ РІДИННО-ПАРОВОГО СТРУМИННОГО АПАРАТА ВИХРОВОГО ТИПУ

#### 2.1. Загальні положення моделі

У зв'язку із різноманітністю конструкцій вихрових камер і робочих середовищ, що застосовуються у них, а також складністю процесів, що відбуваються при вихровому русі, автори застосовують різні моделі вирішення цих завдань. З них можна виділити дві основні моделі, що характеризуються деякою спільністю: інтегральні моделі і моделі течії із тангенціальною швидкістю.

У інтегральних моделях [2, 48, 84] зазвичай розглядається тільки центральна область течії. Автори формулюють принципи максимуму витрати, мінімуму кінетичної енергії тощо. У той же час, у інтегральних моделях структура течії у вихрових камерах розглядається наближено, тому існують відмінності між теоретичними і експериментальними даними. Серед інших інтегральних моделей варто відзначити роботи, у яких робилися спроби визначення профілю тангенціальної швидкості на периферії вихрової камери за допомогою закону збереження моменту кількості руху [154] або рівняння Бернуллі [152].

Моделі течії із тангенціальною швидкістю знайшли більше застосування [51, 52, 56, 64, 71, 81, 82, 85, 146, 149, 155, 161-164, 168, 170, 171]. У таких моделях розглядають спільне розв'язання рівнянь Нав'є-Стокса і нерозривності, задаючись граничними умовами, які спільно із рівняннями обмежуючих поверхонь якісно описують рішення поставленої задачі. Складність даної моделі полягає у тому, що не всі граничні умови можуть бути враховані, тому автори прагнуть спростити її і звести до такої кількості граничних умов, які можна визначити виходячи із фізичного змісту задачі.

Моделювання розрахункової схеми течії потоку у рідинно-паровому струминному апараті вихрового типу відбувалося із урахуванням рекомендацій, викладених у розділі 1. За розрахункову прийнята прямоточна схема течії з циліндричною вихровою камерою, поєднаною з двома робочими соплами активного потоку із тангенціальним введенням, що мають форму недорозширеного сопла Лаваля, і ежектуванням пасивного потоку вздовж осі вихрової камери. Розрахункова схема представлена на рис. 2.1.

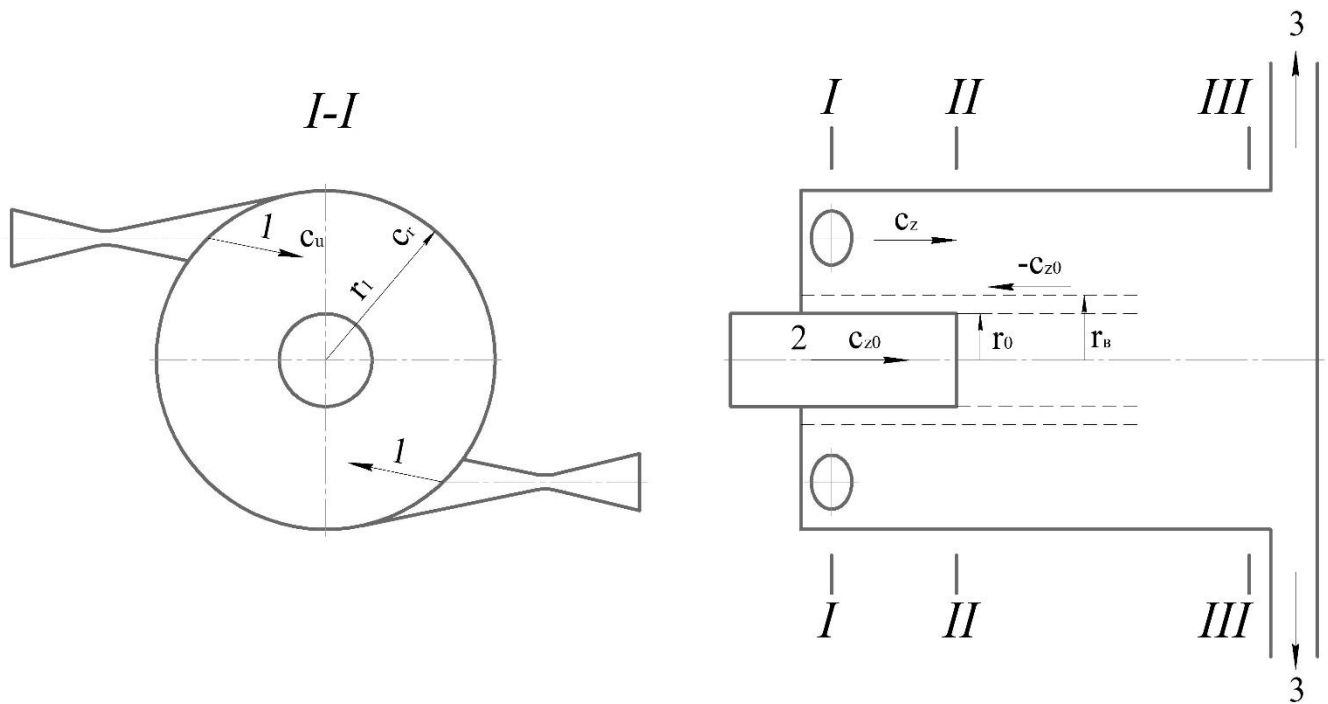


Рисунок 2.1 – Розрахункова схема РПСА вихрового типу

*I, II, III* – характерні розрахункові перерізи вихрової камери: *I-I* – вхід активного потоку до вихрової камери; *II-II* – переріз сталої вихрової течії; *III-III* – вихід змішаного активного і пасивного потоків до підвідного патрубка дифузора;

*1, 2, 3* – напрямки течії активного, пасивного та змішаного потоків відповідно;

$c_u, c_z, c_r$  – колова, осьова і радіальна складові вектора абсолютної швидкості вихрового потоку;

$r_1$  – радіус вихрової камери;

$r_0$  – радіус перерізу пасивного потоку;

$r_v$  – радіус вихрового шнура.

Основні припущення та обмеження:

- розглядається стаціонарна вісесиметрична течія потоку по всій довжині вихрової камери:  $\partial c_r / \partial t = 0$ ,  $\partial c_u / \partial t = 0$ ,  $\partial c_z / \partial t = 0$ ,  $\partial c_u / \partial u = 0$ ;
- шари у радіальному напрямку не перемішуються, а переріз вихрової камери у меридіональній площині являє собою концентричні кола:  $c_r = 0$ ;
- переміщення потоку в осьовому напрямку відбувається по всьому перерізу вихрової камери і дифузора;
- має місце утворення в потоці кільцевої області квазітвердого обертання потоку, так званого вихрового шнура;
- кінцева межа вихрового шнура розташована в області перерізів *II-II* і *III-III* вихрової камери;
- у приосьовій області присутня зона зворотних течій потоку між вільним і вимушеним вихровими потоками;
- вплив граничного шару на поверхні вихрової камери не враховується;
- колова складова швидкості  $c_u$  при вході до вихрової камери дорівнює швидкості витікання із сопла активного потоку з косим зрізом  $c_a$ ;
- пасивний потік підводиться вздовж осі вихрової камери без закручування;
- вважаємо гравітаційні прояви незначними порівняно із силами інерції і в'язкості:  $F_r, F_u, F_z \rightarrow 0$ ;
- вважаємо процеси течії потоку у проточних частинах РПСА вихрового типу адіабатними.

## 2.2. Вплив косою зрізу сопла активного потоку на формування робочого вихрового потоку

У рідинно-парових струминних апаратах прямоотокового типу застосовуються осесиметричні сопла, у яких площина зрізу сопла активного потоку на виході перпендикулярна осі сопла. Однак у РПСА вихрового типу, що має циліндричну або конічну приймальну камеру, виникає конструктивна особливість у вигляді косою зрізу у вихідній частині сопла активного потоку. Косий зріз істотно впливає на формування робочого вихрового потоку, а його форма визначається радіусом вихрової камери.

У діапазоні дозвукових режимів течії косий зріз практично не впливає на гідродинаміку потоку. Значення параметрів потоку та швидкість його закінчення визначаються вузьким перерізом каналу. При виникненні критичного режиму течії у вузькому перерізі сопла косий зріз виконує роль розширюючої частини сопла Лаваля і забезпечує перехід потоку до надзвукового режиму течії, при чому процес розширення газу у косому зрізі та за його межами відбувається із зміною спектру потоку [1, 61, 67, 72, 113, 129]. Ці зміни зумовлені впливом прикордонного шару на стінці косою зрізу  $B-C$  (рис. 2.2).

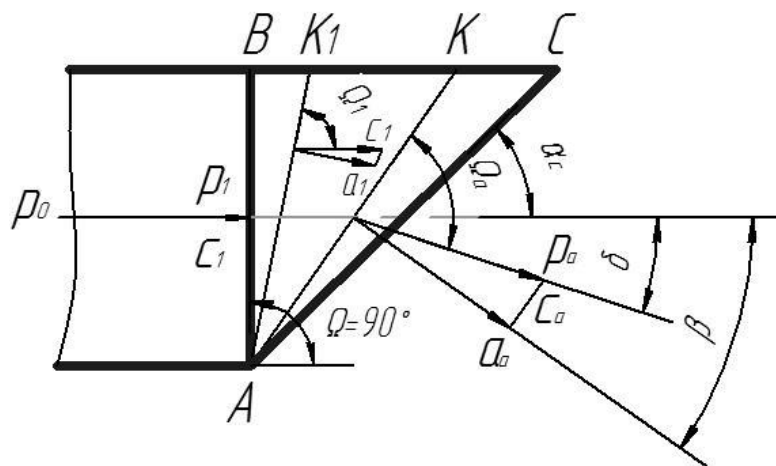


Рисунок 2.2 – Відхилення потоку у косому зрізі простого сопла при надзвукових режимах течії

У представлених роботах розширення потоку у косому зрізі сопла розглядається виходячи з уявлень про обтікання тупого кута надзвуковим потоком газу. Якщо тиск середовища  $p_a$  менший від тиску перед косим зрізом  $p_1$ , то в цьому випадку кромка сопла  $A$  є джерелом безперервних збурень потоку, у результаті яких виникають стаціонарні хвилі розрідження, так як в цій точці тиск різко падає від  $p_1$  у вихідному перерізі сопла  $A-B$  до тиску середовища  $p_a$ . За цієї причини порушується симетричність спектру витікання та в межах деякого кута  $K_1AK$  відбувається відхилення потоку від осі сопла на кут  $\delta$ , що відповідає розширенню газу від тиску  $p_1$  до  $p_a$ , а швидкість його зростає від  $c_1$  до  $c_a$ . При цьому, чим менший тиск  $p_a$  за косим зрізом, тим більший кут відхилення потоку  $\delta$  і тим вище швидкість потоку  $c_a$  на кінцевій межі області звукових збурень.

Розрахунок надзвукової течії у косому зрізі був дан авторами методу характеристик Л. Прандтлем і А. Буземаном [166]. Метод характеристик заснований на використанні фізичних закономірностей поширення у надзвуковому потоці слабких хвиль розрідження і стиснення (хвиль Маха) [1]. Переріз  $A-K_1$  є початковою характеристикою розповсюдження хвиль, переріз  $A-K$  – кінцевою характеристикою збурень. Розширювальна здатність косоного зрізу обмежується таким тиском  $p_a$ , при якому кінцева характеристика хвилі  $A-K$  збігається із перетином косоного зрізу сопла  $A-C$ . Очевидно, що при цьому у повній мірі використовується розширювальна здатність косоного зрізу. Додаткове розширення потоку може відбуватися як у косому зрізі, так і за його межами. Якщо кут початкової характеристики (кут Маха)  $\Omega_1$  більше або дорівнює куту косоного зрізу  $\alpha_c$ , то додаткове розширення потоку буде відбуватися у межах косоного зрізу. Перестроювання потоку і зміни його термічних і кінетичних параметрів відбувається у межах кута збурення  $K_1AK$ . До перерізу  $A-K_1$  потік залишається незбуреним, а його стан характеризується параметрами у перерізі  $A-B$ . У перерізі  $A-K$  стан потоку відповідає приведеному тиску за косим зрізом  $\bar{p}_1 = p_a/p_0$ , де  $p_0$  – початковий тиск активного потоку.

Початкова характеристика  $A-K_1$  нахилена до осі потоку під кутом  $\Omega_1$ . Оскільки потік рухається із надзвуковою швидкістю  $c_1$ , тиск  $p_1$  залишається постійним у перерізі  $A-K_1$ , що складає такий кут  $\Omega_1$  із вектором  $c_1$ , при якому нормальна складова швидкості  $c_1$  до перерізу  $A-K_1$  буде дорівнює швидкості звуку  $a_1$ . Цій умові відповідає відоме з теорії обтікання зовнішнього тупого кута вираз:

$$\Omega_1 = \arcsin \frac{a_1}{c_1}. \quad (2.1)$$

За перерізом  $A-K_1$ , у якому ще переважає тиск  $p_1$ , починається розширення потоку і, відповідно, зростання його швидкості  $c_1$ . Якщо кінцевий тиск  $p_a$  досягається у перерізі  $A-K$ , тоді потік буде виходити з сопла зі швидкістю  $c_a$ , що зумовлена розширенням до тиску  $p_a$ , при цьому потік буде відхилитися від осі сопла на кут  $\delta$ . Кут нахилу кінцевої характеристики визначиться з виразу  $\Omega_a = \arcsin a_a/c_a$ . Оскільки потік розширюється і його температура знижується, а швидкість збільшується до  $c_a > c_1$ , то  $a_a < a_1$  і, відповідно,  $\Omega_a < \Omega_1$ . Кут відхилення потоку у косому зрізі у цьому випадку буде дорівнювати  $\delta = \Omega_a + \beta - 90^\circ$ .

Якщо кінцевий тиск  $p_a$  досягається у перерізі косоного зрізу сопла  $A-C$ , тоді  $p_a = p_{min}$  буде мінімальним тиском, який можна одержати на виході із сопла при даних умовах, а швидкість потоку на виході з косоного зрізу – максимальною  $c_{max} > c_a$ . Кут розповсюдження збурень буде мінімальним  $\Omega_{min} < \Omega_a$ , а кут відхилення потоку у косому зрізі буде максимальним  $\delta_{max} = \Omega_{min} - \alpha_c$ .

Для визначення розширювальної здатності косоного зрізу, що характеризується граничним тиском, що може встановитися на виході із сопла з паралельними стінками, за умови, що на лінії  $A-B$  встановлюються критичні параметри ( $p_1 = p_{кр}$ ,  $c_1 = c_{кр} = a_{кр}$ ), використовується формула [98, 113, 126]:

$$p_{min} = p_{кр} \cdot (\sin \alpha_c)^{\frac{2n}{n+1}} \cdot \left( \frac{2}{n+1} \right)^{\frac{n}{n-1}}, \quad (2.2)$$

де  $n$  – показник політропи.

Для визначення кута відхилення потоку у косому зрізі багато авторів використовують метод [72, 126, 132], заснований на рівнянні нерозривності стосовно каналу, що утворений тонкими плоскими вихідними кромками, у якому поле швидкостей і тисків можна вважати однорідними (рис. 2.3).

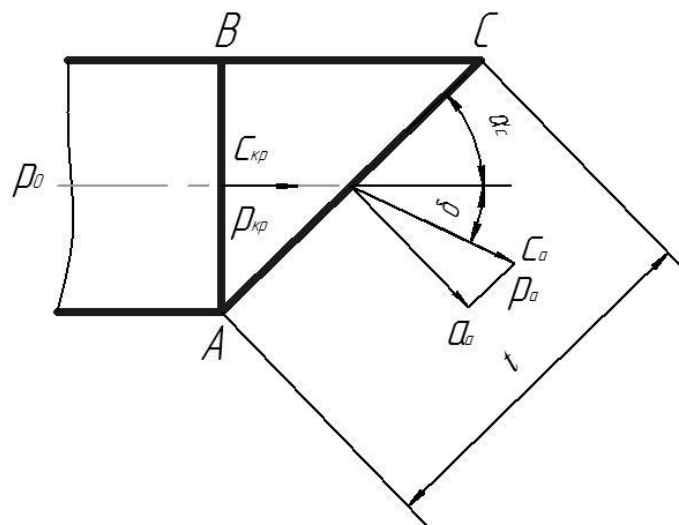


Рисунок 2.3 – Схема до визначення кута відхилення потоку простого сопла із косим зрізом при надзвукових режимах течії

Рівняння нерозривності при адіабатному процесі витікання через сопло із косим зрізом для перерізів  $A-B$  и  $A-C$  запишеться у такому вигляді:

$$\frac{c_{кр} \cdot t \cdot \sin \alpha_c}{\vartheta_{кр}} = \frac{c_a \cdot t \cdot \sin(\alpha_c + \delta)}{\vartheta_a}, \quad (2.3)$$

де  $t$  – довжина перерізу косоного зрізу  $A-C$ ;

$\vartheta_{кр}, \vartheta_a$  – питомі об'єми потоку на вході і виході косоного зрізу.



Рівняння (2.3) перетворюється на формулу Бера:

$$\sin(\alpha_c + \delta) = \frac{c_{кр} \cdot \vartheta_a}{c_a \cdot \vartheta_{кр}} \cdot \sin \alpha_c, \quad (2.4)$$

де  $\alpha_c$  – кут косоного зрізу сопла.

Рівняння (2.4) можна записати в іншому вигляді [126]:

$$\sin(\alpha_c + \delta) = \sqrt{\frac{\frac{k-1}{2} \cdot \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k+1}{k-1}}}{\beta_a^{2/k} - \beta_1^{(k+1)/k}}}, \quad (2.5)$$

де  $\beta_1 = p_1/p_0$  – початкове відношення тисків;

$\beta_a = p_a/p_0$  – кінцеве відношення тисків;

$k$  – показник адиабати.

Із рівняння (2.5) виразимо кут відхилення потоку у косому зрізі простого сопла:

$$\delta = \arcsin \left( \sqrt{\frac{\frac{k-1}{2} \cdot \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k+1}{k-1}}}{\beta_a^{2/k} - \beta_1^{(k+1)/k}}} \right) - \alpha_c. \quad (2.6)$$

Таким чином, кут відхилення потоку  $\delta$  у косому зрізі простого сопла при надзвукових режимах течії залежить від початкового  $\beta_1$  і кінцевого  $\beta_a$  відношення тисків, кута косоного зрізу  $\alpha_c$ , а також фізичних властивостей потоку.

У рідинно-паровому струминному апараті вихрового типу, як вже говорилося, сопло активного потоку має форму недорозширеного сопла Лавалю. За рахунок цього досягається зменшення впливу масштабного чинника на масогабаритні показники РПСА вихрового типу, а також дозволяє потоку частково скипати у межах частини сопла, що розширюється, що сприяє генерації парових бульбашок у вихровому потоці. Зменшення частини сопла, що розширюється активного потоку відбувалося ыз урахуванням розглянутої схеми течії скипаючої рідини у каналі, що розширюється (див. рис. 1.14). З метою реалізації вихрового принципу інжекції за рахунок циркуляції парокапельного потоку, що утворюється у профільованому каналі перед надходженням до вихрової камери, розглянемо область витратного перерізу ( $f$ ), що визначає мінімально допустимий випадок існування косоного зрізу. На відміну від простого сопла, сопло, що розширюється, має кут конусності  $\alpha_k$ , переріз  $A-C$  приймає криволінійну форму, що відповідає радіусу вихрової камери  $r_1$ , а у перерізі  $A-B$  встановлюються критичні параметри ( $p_1 = p_{кр}$ ,  $c_1 = c_{кр} = a_{кр}$ ). Однак для випадку, коли радіус вихрової камери набагато більше протяжності перерізу косоного зрізу, можна зробити припущення, що цей переріз приймає плоску форму, а лінія  $A-C$  вироджується у пряму (рис. 2.4).

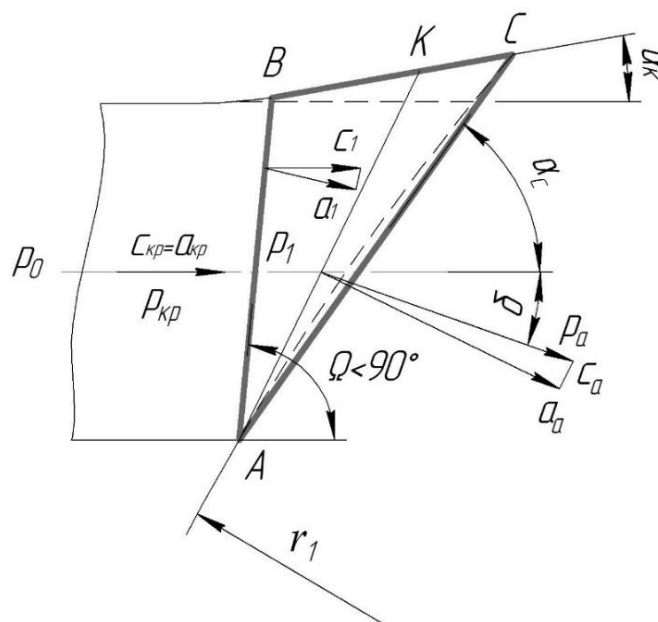


Рисунок 2.4 – Відхилення скипаючого потоку у косому зрізі сопла, що розширюється

Початкова характеристика поширення хвиль, у даному випадку, збігається із вихідним перерізом сопла  $A-B$ , початковий кут Маха буде  $\Omega < 90^\circ$  [169], відповідно, розширення потоку від тиску у вузькому перерізі сопла  $p_{кр}$  до тиску середовища  $p_a$  почне відбуватися раніше, а потік буде відхилитися під кутом  $\delta$ , який буде відрізнятися від кута відхилення потоку простого сопла.

Рівняння нерозривності при адіабатному процесі витікання із надзвукового сопла з косим зрізом для перерізів  $A-B$  і  $A-C$  запишеться у такому вигляді:

$$\frac{c_{кр} \cdot \sin \Omega \cdot t \cdot \sin(\alpha_c - \alpha_k)}{\vartheta_{кр} \cdot \sin(\Omega - \alpha_k)} = \frac{c_a \cdot t \cdot \sin(\alpha_c + \delta)}{\vartheta_a}. \quad (2.7)$$

Рівняння (2.7) перетворюється у модифіковану формулу Бера, яка враховує кут конусності сопла  $\alpha_k$ :

$$\sin(\alpha_c + \delta) = \frac{c_{кр} \cdot \vartheta_a}{c_a \cdot \vartheta_{кр}} \cdot \frac{\sin(\alpha_c - \alpha_k)}{\sin(\Omega - \alpha_k)} \cdot \sin \Omega. \quad (2.8)$$

Розкриваючи дужки рівняння (2.8) отримаємо:

$$\sin(\alpha_c + \delta) = \frac{c_{кр} \cdot \vartheta_a}{c_a \cdot \vartheta_{кр}} \cdot \sin \alpha_c \cdot \frac{\sin \Omega \cdot \cos \alpha_k}{\sin(\Omega - \alpha_k)} - \frac{c_{кр} \cdot \vartheta_a}{c_a \cdot \vartheta_{кр}} \cdot \cos \alpha_c \cdot \frac{\sin \Omega \cdot \sin \alpha_k}{\sin(\Omega - \alpha_k)}. \quad (2.9)$$

Позначимо через  $X$  праву частину рівняння (2.4):

$$X = \frac{c_{кр} \cdot \vartheta_a}{c_a \cdot \vartheta_{кр}} \cdot \sin \alpha_c. \quad (2.10)$$

Підставимо рівняння (2.10) до рівняння (2.9), тоді отримаємо:

$$\sin(\alpha_c + \delta) = \frac{\sin \Omega}{\sin(\Omega - \alpha_k)} \cdot (X \cdot \cos \alpha_k - \sqrt{1 - X^2} \cdot \sin \alpha_k). \quad (2.11)$$

Із рівняння (2.11) виразимо кут відхилення потоку у косому зрізі сопла, що розширюється:

$$\delta = \arcsin\left(\frac{\sin \Omega}{\sin(\Omega - \alpha_k)} \cdot (X \cdot \cos \alpha_k - \sqrt{1 - X^2} \cdot \sin \alpha_k)\right) - \alpha_c. \quad (2.12)$$

Таким чином, рівняння (2.12) враховує кут конусності сопла  $\alpha_k$ , який чинить додатковий вплив на кут відхилення потоку  $\delta$  у рідинно-паровому струминному апараті вихрового типу. При чому, при  $\alpha_k = 0$  рівняння (2.12) відповідає рівнянню (2.6), тому відхилення потоку у простому соплі є окремим випадком відхилення потоку у надзвуковому соплі. Із збільшенням  $\alpha_k$  кут відхилення потоку у косому зрізі  $\delta$  буде зменшуватись, у граничному випадку  $\delta$  може стати таким, що дорівнює нулю.

Зробимо заміну у рівнянні (2.10):

$$\frac{\vartheta_a}{\vartheta_{кр}} = \left(\frac{p_{кр}}{p_{a \min}}\right)^{\frac{1}{k}}. \quad (2.13)$$

Граничний мінімальний тиск, що встановиться на виході косою зрізу сопла, що розширюється, при адіабатному розширенні потоку:

$$p_{a \min} = p_{кр} \cdot (\sin(\alpha_c - \alpha_k))^{\frac{2k}{k+1}} \cdot \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}}. \quad (2.14)$$

Швидкість потоку у критичному перерізі сопла при витіканні скипаючого потоку визначається за формулою [12]:

$$c_{кр} = \mu_0 \cdot \nu_f \cdot \sqrt{2 \cdot 10^5 \cdot (p_0 - p_{s0}) \cdot \nu_{s0}}, \quad (2.15)$$

де  $\mu_0 = 0,97$  – коефіцієнт витрати вхідної частини сопла;

$\nu_f = 1,03$  – коефіцієнт метастабільної витрати;

$p_0$  – робочий тиск рідини;

$p_{s0}$  – тиск рідини у стані насичення;

$\nu_{s0}$  – питомий об'єм рідини у стані насичення.

Середня швидкість потоку у вихідному перерізі косоного зрізу визначається за формулою [12]:

$$c_a = \varphi_a \cdot c_{as}, \quad (2.16)$$

де  $\varphi_a$  – коефіцієнт швидкості сопла.

Середня швидкість рівноважного адіабатного витікання:

$$c_{as} = \sqrt{2 \cdot (h_0 - h'_a - (s_0 - s'_a) \cdot T_a)}, \quad (2.17)$$

де  $h_0$  – ентальпія пари у вихідному перерізі сопла у стані насичення;

$h'_a$  – ентальпія рідини у вихідному перерізі сопла у стані насичення;

$s_0$  – ентропія пари у вихідному перерізі сопла у стані насичення;

$s'_a$  – ентропія рідини у вихідному перерізі сопла у стані насичення;

$T_a$  – абсолютна температура потоку на виході із сопла.

Показник адіабати потоку на виході із сопла:

$$k = 1,34 - 0,00022 \cdot t_a. \quad (2.18)$$

У роботі [77] пропонується ще один метод визначення кута відхилення потоку. У ній наводиться припущення, що периферійна частина потоку підкоряється закону відхилення, що відповідає рівноважному потоку, а також пропонується розрахунок відхилення периферійної частини потоку за допомогою  $i, S$  – діаграми (рис. 2.5).

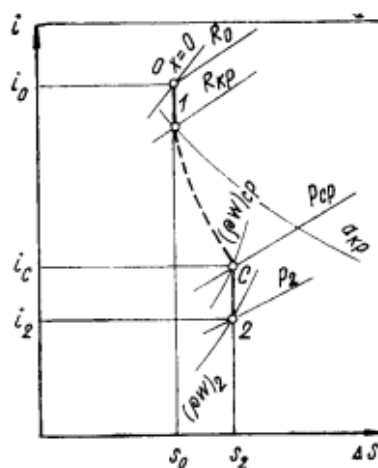


Рисунок 2.5 – Розрахунок відхилення периферійної частини скипаючого потоку у косому зрізі за допомогою  $i, S$  – діаграми за методикою Зисіна В. А.

Знаючи тиск на зрізі сопла і лінію дійсної зміни стану потоку, визначається точка  $C$ , що характеризує стан потоку у вихідному зрізі сопла. Звідси знаходиться відповідна питома витрата  $(\rho w_{cp})$ . Далі, опускаючи вертикаль до ізобари, що відповідає кінцевому тиску  $p_2$ , визначається точка  $2$  і відповідна їй питома витрата  $(\rho w_2)$ . Незважаючи на простоту використання даного методу, точка  $C$  характеризує середній стан потоку у вихідному зрізі сопла, крім того, даний метод не дозволяє враховувати вплив кута конусності сопла  $\alpha_k$  на відхилення потоку у косому зрізі  $\delta$ , проте може бути використаний у якості першого розрахункового наближення.

Таким чином, наявність у рідинно-парових струминних апаратах вихрового типу конструктивної особливості у вигляді косою зрізу сопла активного потоку при вході до вихрової камери призводить до відхилення потоку від осі сопла на кут  $\delta$ , що, з однієї сторони, порушує закручування потоку у початковому перерізі вихрової камери  $I-I$  (рис. 2.1) і впливає на формування робочого вихрового потоку, з іншого боку, дозволяє зменшити вплив масштабного чинника на масогабаритні показники РПСА вихрового типу, а також забезпечує перехід потоку через перший критичний переріз (\*) вже у межах мінімально допустимого випадку існування косою зрізу. Тому при проектуванні РПСА вихрового типу рекомендується враховувати вплив косою зрізу сопла на формування робочого вихрового потоку.

### 2.3. Теплофізичне моделювання структурних перетворень у РПСА вихрового типу

Основи побудови розрахункової моделі та аналізу граничних режимів рідинно-парового струминного апарата вихрового типу описані у статтях [13, 15, 17, 18, 153].

Модель, що розглядає рух одномірних потоків через контрольний простір із урахуванням всіх форм енергообміну з зовнішнім середовищем і дисипації енергії всередині простору, базується на методі дослідження реальних процесів у квазірівноважному наближенні. При цьому незворотність реальних потокових процесів враховується введенням дослідних коефіцієнтів, найчастіше швидкісних коефіцієнтів проточних частин.

В основу термодинамічної моделі робочого процесу рідинно-парового струминного апарата вихрового типу покладені наступні рівняння у одновимірному наближенні: рівняння Нав'є-Стокса у циліндричних координатах, рівняння стану двофазного середовища, рівняння збереження маси, рівняння фазового переходу, що характеризує ступінь завершеності фазового переходу,

рівняння збереження енергії (повної ентальпії), рівняння збереження кількості руху (механічної енергії), рівняння виробництва ентропії. Дані рівняння доповнюються рівняннями кінетики фазового переходу для  $i$ -тої групи крапель, рівняннями статичного розподілу за розмірами крапель рідини, залежностями для розрахунку швидкості звуку у двофазному середовищі, геометрії каналу і дотичної напруги на стінці.

Критеріями погодження та достовірності результатів розрахунку є: рівність масової паровмісткості у моделях суцільної і дискретної рідкої  $\alpha$ -середовищ для кожного  $j$ -ого перерізу; рівність величин сумарного виробництва ентропії у потоці і її приросту, що визначається методом ітерацій за значенням розрахункового коефіцієнта швидкості; рівність коефіцієнтів інжекції, за ітераційним процесом розрахунку ентальпії змішування потоку на виході з РПСА вихрового типу.

Схема і цикл рідинно-парового струминного апарата вихрового типу у складі струминного термокомпресорного модуля представлено на рис. 2.6 і рис. 2.7 відповідно.

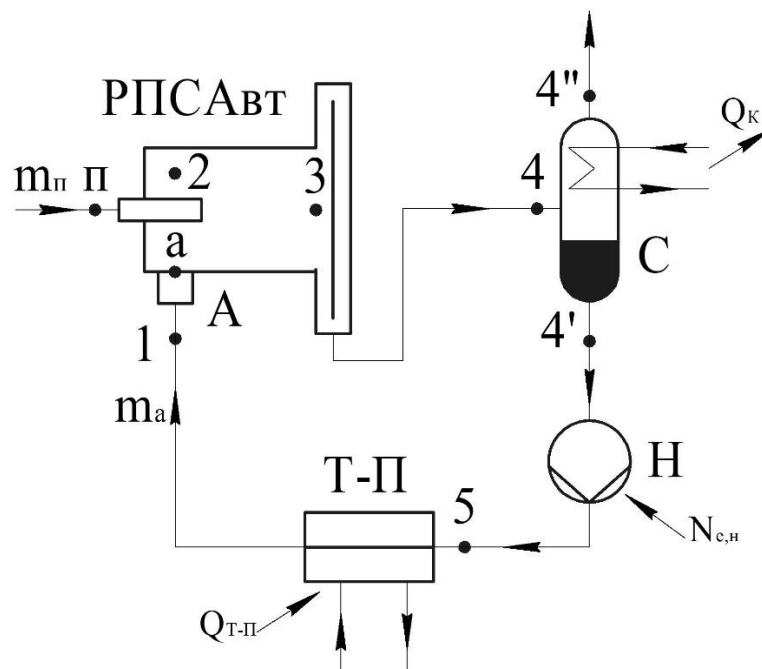


Рисунок 2.6 – Схема РПСА вихрового типу у складі СТК-модуля

Умовні позначення: РПСА вт – рідинно-паровий струминний апарат вихрового типу; С – сепаратор; Н – насос; Т-П – теплообмінник-підігрівач; А – сопло активного потоку.



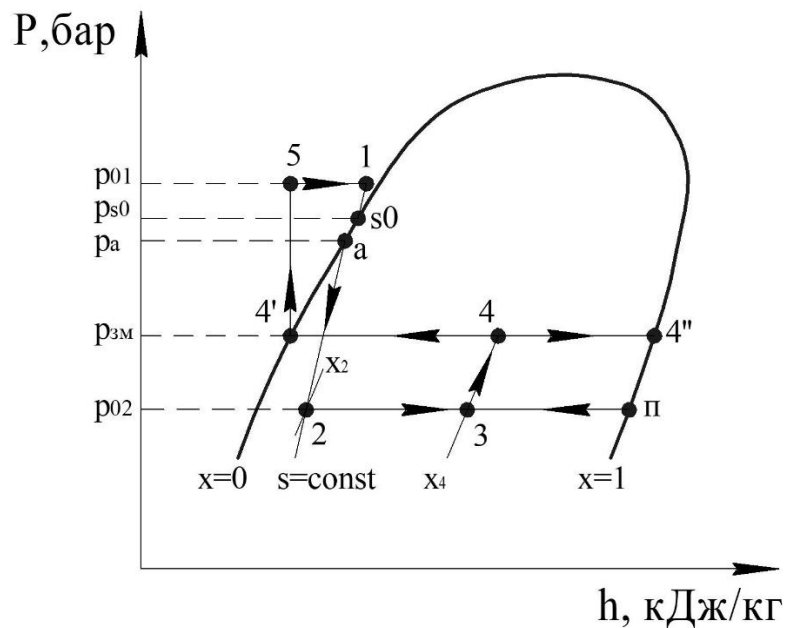


Рисунок 2.7 – Схема процесів, що відбуваються у РПСА вихрового типу

Умовні позначення процесів:  $4'-5$  – підвищення тиску відсепарованої рідини насосом;  $5-1$  – нагрівання рідини активного потоку у підігрівачі;  $1-s0$  – розширення потоку у соплі активного потоку;  $s0-a$  – ділянка падіння тиску у соплі активного потоку для подолання стану метастабільності рідини;  $a-2$  – процес адіабатного скипання рідини у вихровому потоці;  $2-3$ ,  $n-3$  – змішування активного і пасивного потоків у процесі вихрового руху;  $3-4$  – підвищення тиску змішаного потоку у дифузори;  $4-4'$ ,  $4-4''$  – розподіл потоку у сепараторі на рідку і парову фазу відповідно;  $p_{01}$  – тиск робочої рідини активного потоку;  $p_{s0}$  – тиск рідини у витратному перерізі;  $p_a$  – тиск потоку на виході із сопла;  $p_{02}$  – тиск пари пасивного потоку;  $p_{cm}$  – тиск змішаного вихрового потоку;  $x$  – ступінь сухості пари.

Згідно із рис. 2.6 і рис. 2.7 робочий процес РПСА вихрового типу полягає у поданні недогрітої до насичення рециркуляційної рідини, що відкачується з сепаратора, до сопла активного потоку та створенні робочого вихрового потоку парорідинної суміші у вихровій камері змішування РПСА.

Інжекування пари пасивного потоку реалізуються робочим вихровим потоком вздовж осі вихрової камери, при цьому змішування інжектованого пасивного і активного середовищ здійснюються у створеному робочому

вихровому потоці. Стиснення змішаного потоку на виході з вихрової камери відбувається у дифузорі, після чого стисла парорідинна суміш надходить до сепаратору, де розділяється на рідку і парову фази. Відсепарована рідина відкачується насосом, при цьому положення точки  $I$  обумовлюється вибором тиску  $p_{01}$ , що розвиває насос, і рівнем підігріву рідини після насоса  $\Delta T = T_1 - T_5$ .

У процесі витікання через сопла активного потоку  $I-s0$  температура середовища цього потоку практично не змінюється і дорівнює температурі недогрітої до насичення рідини при тиску стиснення  $p_{01}$ . Тиск падає до величини тиску перкачуваного середовища  $p_{02}$ , який завжди менше від тиску стиснення, тому рідина виявляється метастабільно перегрітою, що призводить до її інтенсивного скипання і формування струменя робочого потоку з високим об'ємним паровмістом. За рахунок тангенціальної закрутки потоку у вихровій камері на виході з активного сопла утворюється вихровий потік парорідинної суміші, параметри потоку розподіляються за радіусом вихрової камери, при цьому вздовж осі вихрової камери утворюється зона зниженого тиску, за рахунок чого відбувається інжектування пари пасивного потоку. При однакових значеннях масової витрати середовища активного потоку, за допомогою вказаного способу стиснення парорідинної суміші, буде зменшуватись час пароутворення у вихровому потоці РПСА порівняно із рідинно-паровим струминним апаратом прямоосного типу, що і визначає зменшення впливу масштабного чинника на масогабаритні показники подібних апаратів.

У свою чергу, ефективність СТК-модуля значною мірою визначається досконалістю процесу витікання та формування робочого струменя пари. Теплофізичне моделювання процесу пароутворення в умовах адіабатних вихрових течій носить досить складний характер в силу домінування інерційних сил у механізмі зародження і зростання парової фази. Тому з метою найбільш повного перетворення енергії, що є у розпорядженні, недогрітої до насичення рідини і використання скипаючого потоку у якості енергетичного робочого тіла необхідно більш детально дослідити процес релаксаційного пароутворення у вихровому потоці.

Згідно із прийнятою розрахунковою схемою РПСА вихрового типу (рис. 2.1) розглянемо структуру течії потоку у меридіональній площині початкового перерізу  $I-I$  вихрової камери РПСА (рис. 2.8).

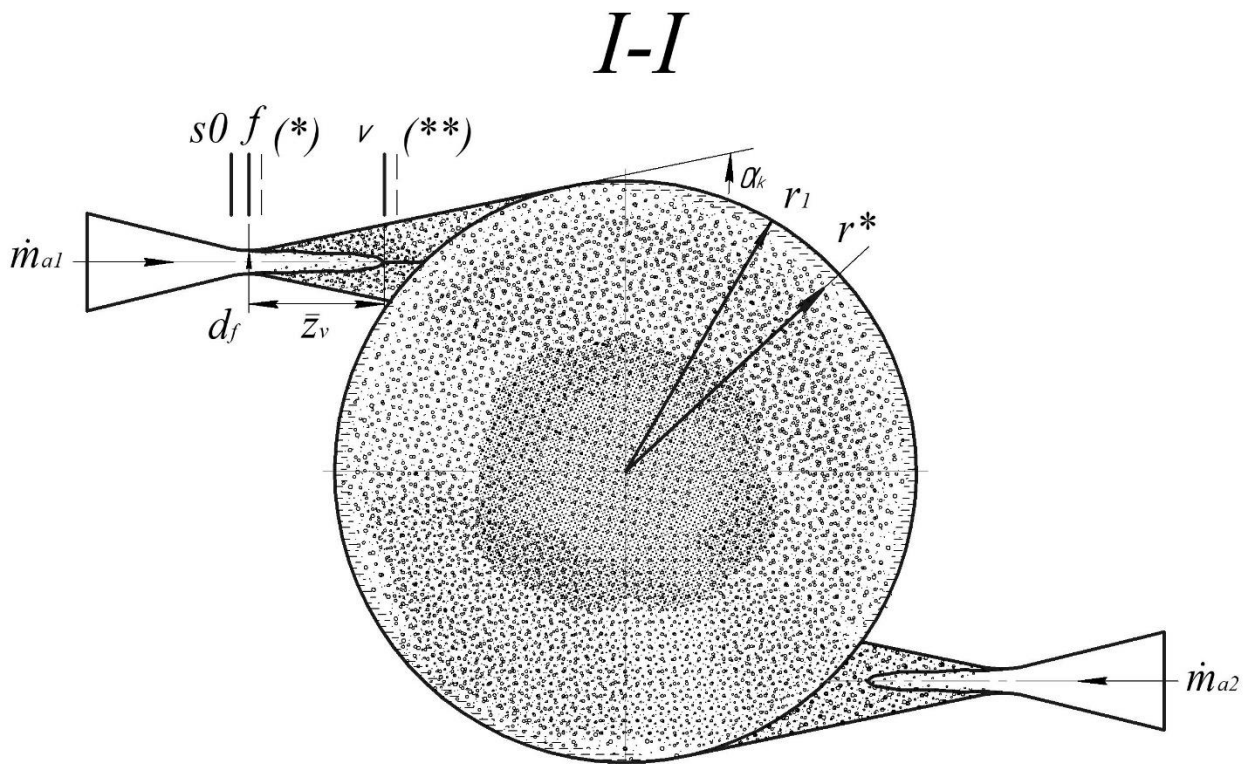


Рисунок 2.8 – Схема структурних перетворень скипаючої рідини у вхідному перерізі  $I-I$  вихрової камери

Умовні позначення:  $s0$  – переріз, в якому встановлюються параметри насичення активного потоку;  $f$  – витратний переріз;  $v$  – переріз структурних перетворень потоку; (\*) – перший критичний переріз; (\*\*\*) – другий критичний переріз;  $\dot{m}_{a1}$ ,  $\dot{m}_{a2}$  – масові витрати недогрітої до насичення рідини;  $d_f$  – діаметр витратного перерізу;  $\bar{z}_v$  – поздовжня координата;  $\alpha_k$  – кут конусності сопла;  $r_1$  – радіус вихрової камери;  $r^*$  – радіус початку пристінного бульбашкового кипіння.

Згідно з експериментальними даними, проведеними у роботі [124], процес пароутворення при витіканні недогрітої до насичення рідини у каналах, що розширюються, починається в області витратного перерізу ( $f$ ) на стінці каналу, де створюються сприятливі умови для утворення парових бульбашок. На ділянці

пристінного бульбашкового кипіння сопла потік має кільцеву будову: у центрі рухається метастабільно перегріта рідина, а в тонкому пристінному шарі – двофазне середовище дрібнодисперсної структури. Для бульбашкового або пінного середовища характерні низькі значення швидкості звуку, тому на невеликій відстані від витратного перерізу ( $f$ ) потік переходить через перший критичний переріз (\*), який визначає кінцеву величину початкового метастабільного перегріву рідини і витратних характеристик сопла, що розширюється. На відстані  $\bar{z}_v$  від початкового перерізу скипання завершується перетворення структури потоку і у перерізі ( $v$ ) відбувається перехід до парокапельної течії потоку. За перерізом ( $v$ ) потік переходить через другий критичний переріз (\*\*), що обумовлено перевищенням швидкості звуку над поточним значенням усередненої швидкості  $c$ , тобто прагненням потоку до верхньої межі дисперсності. Подальше розширення потоку і залишкове дроблення найбільш великих крапель буде відбуватися вже у вихровій камері РПСА.

За рахунок профільованого підведення потоку при вході до вихрової камери у недогрітій до насичення рідини встановлюється тиск насичення  $p_{s0}$ , що відповідає початковій температурі рідини  $t_0$ . В силу того, що рідина у перерізі ( $f$ ) виявляється метастабільно перегрітою і тиск  $p_f < p_{s0}$ , пристінне скипання рідини буде зміщуватися углиб вихрової камери і відбуватися вже у кільцевому перерізі на деякому радіусі початку пристінного бульбашкового кипіння  $r^*$ . Наявність ділянки між кільцевими перерізами  $r_1$  і  $r^*$  обумовлено запізненням утворення активних центрів в умовах прискореної течії при великих радіальних градієнтах тиску і швидкості.

У початковому перерізі вихрової камери  $I-I$  на ділянці бульбашкового кипіння потік має у меридіональній площині кільцеву будову: у периферійній області рухається метастабільно перегріта рідина, а у приосьовій області – бульбашкове, що переходить у пінне, двофазне середовище дрібнодисперсної структури.

Інтенсивна генерація парових бульбашок у полі відцентрових сил у перерізі  $I-I$  супроводжується їх збільшенням у об'ємі і переміщенням вздовж осі вихрової

камери. Через нерівномірність розподілу паровмісту по осьовому перерізу вихрової камери *I-I* буде спостерігатись нестабільна область бульбашкової структури, яка зберігається до перерізу сталої течії *II-II* (рис. 2.1). У перерізі *II-II* на деякій відстані від перерізу *I-I* завершується інверсія структури потоку, забезпечується перехід до парокапельної течії і відбувається залишкове дроблення великих крапель рідини, а за перетином *II-II* остаточно формується робочий вихровий потік парокапельної структури.

Для циліндричної вихрової камери при припущенні, що шари у радіальному напрямку не перемішуються  $c_r = 0$ , параметри потоку у перерізі входу активного потоку до вихрової камери *I-I* описуються системою рівнянь Ейлера для стаціонарної течії у циліндричних координатах:

$$\begin{cases} -\frac{c_u^2}{r} = -v \cdot \frac{\partial p}{\partial r}, \\ \frac{c_u}{r} \cdot \frac{\partial c_u}{\partial u} + c_z \cdot \frac{\partial c_u}{\partial z} = -v \cdot \frac{\partial p}{r \partial u}, \\ \frac{c_u}{r} \cdot \frac{\partial c_z}{\partial u} + c_z \cdot \frac{\partial c_z}{\partial z} = -v \cdot \frac{\partial p}{\partial z}. \end{cases} \quad (2.19)$$

Запишемо основні припущення:

- розглядається вісесиметрична течія потоку по всій довжині вихрової камери  $\partial/\partial u = 0$ ;
- колова складова абсолютної швидкості потоку залежить від радіуса  $c_u(r)$  і не залежить від поздовжньої координати  $\partial c_u/\partial z = 0$ ;
- осьова складова абсолютної швидкості потоку  $c_z(r, z)$  і тиск вихрового потоку  $p(r, z)$  залежать від радіуса і поздовжньої координати.

Рівняння нерозривності у циліндричних координатах з урахуванням стисливості потоку має вигляд:

$$\frac{\partial \left( \frac{c_u}{v} \right)}{r \partial u} + \frac{\partial \left( \frac{c_z}{v} \right)}{\partial z} = 0. \quad (2.20)$$

З урахуванням припущень рівняння (2.19) приймає вид рівняння для стаціонарної осесиметричної течії:

$$\left\{ \frac{c_u^2}{r} = v \cdot \frac{\partial p}{\partial r}, \right. \quad (2.21 \text{ а})$$

$$\left. c_z \cdot \frac{\partial c_z}{\partial z} = -v \cdot \frac{\partial p}{\partial z}. \right. \quad (2.21 \text{ б})$$

Рівняння (2.21 б) також можна записати у наступному вигляді:

$$\frac{\partial \left( \frac{c_z^2}{2} + vp \right)}{\partial z} = 0. \quad (2.22)$$

Продиференціюємо рівняння (2.22) за координатою  $z$ . Отримаємо, що для будь-якої поздовжньої координати  $z$ :

$$\frac{c_z^2}{2} + vp = f(r), \quad (2.23)$$

де  $f(r)$  – функція, що визначається з граничних умов у початковому перерізі вихрової камери  $I-I$ .

Запишемо рівняння (2.23) у такому вигляді:

$$vp = f(r) - \frac{c_z^2}{2}. \quad (2.24)$$

Підставимо рівняння (2.24) до рівняння (2.21 а):

$$\frac{c_u^2}{r} = f'(r) - c_z \cdot \frac{\partial c_z}{\partial r}. \quad (2.25)$$

Запишемо граничні умови для початкового перерізу вихрової камери *I-I*:

- при значенні поздовжньої координати  $z = 0$ , у перерізі *I-I* встановлюється тиск вихрового потоку  $p_{I-I} = p(r, 0) = p_{I-I}(r)$ ;
- осьова складова швидкості вихрового потоку  $c_z(r, z)$  при  $z = 0$  приймає значення  $c_{z0} = c_z(r, 0) = c_{z0}(r)$ .

З урахуванням граничних умов для початкового перерізу вихрової камери *I-I* рівняння (2.23) запишеться у вигляді:

$$f(r) = \frac{c_{z0}^2(r)}{2} + vp_{I-I}(r). \quad (2.26)$$

Підставимо рівняння (2.26) до рівняння (2.25):

$$\frac{c_u^2(r)}{r} = c_{z0}(r) \cdot c'_{z0}(r) + vp'_{I-I}(r) - c_z \cdot \frac{\partial c_z}{\partial r}. \quad (2.27)$$

Нехтуючи зміною осьової складової швидкості за довжиною вихрової камери отримаємо:

$$\frac{c_u^2(r)}{r} = v p'_{I-I}(r), \quad (2.28)$$

де  $p'_{I-I}(r)$  – радіальний градієнт тиску вихрового потоку:

$$p'_{I-I} = \frac{dp_{I-I}}{dr}. \quad (2.29)$$

З урахуванням (2.29) рівняння (2.28) запишеться у вигляді:

$$\frac{c_u^2(r)}{r} = v \cdot \frac{dp_{I-I}}{dr}. \quad (2.30)$$

Для початкової ділянки вихрової камери у перерізі  $I-I$  осьової складової швидкості можна знехтувати  $c_z = 0$ , тому приймаємо рівняння вільного вихору:

$$c_u \cdot r = \text{const}. \quad (2.31)$$

З урахуванням степеневого закону зміни колової компоненти швидкості отримаємо вираз, що характеризує вільний вихор з урахуванням незворотності процесу розширення:

$$c_u \cdot r^n = \text{const}. \quad (2.32)$$

Величина показника  $n$  залежить від геометричних і режимних параметрів активного потоку і може знаходитися у інтервалі  $n = 1,15 \div 1,2$  [108].



З урахуванням граничних умов для початкового перерізу вихрової камери  $I-I$  рівняння (2.32) запишеться у вигляді:

$$c_u \cdot r^n = c_{u1} \cdot r_1^n = \text{const.} \quad (2.33)$$

Звідки

$$c_u(r) = c_{u1} \cdot \frac{r_1^n}{r^n}. \quad (2.34)$$

Підставимо рівняння (2.34) до рівняння (2.30):

$$v dp_{I-I} = \frac{c_{u1}^2 \cdot r_1^{2n}}{r^{2n+1}} dr. \quad (2.35)$$

Проінтегруємо рівняння (2.35):

$$v \int_{p_{I-I}}^{p_{I-I}^*} dp_{I-I} = \int_{r_1}^r \frac{c_{u1}^2 \cdot r_1^{2n}}{r^{2n+1}} dr. \quad (2.36)$$

Отримаємо:

$$v(p_{I-I}^* - p_{I-I}) = \frac{c_{u1}^2 \cdot r_1^{2n}}{2n} \left( \frac{1}{r^{2n}} - \frac{1}{r_1^{2n}} \right). \quad (2.37)$$

Внесемо у дужки складову рівняння (2.37)  $r_1^{2n}$ :

$$v(p_{I-I}^* - p_{I-I}) = \frac{c_{u1}^2}{2n} \left( \frac{r_1^{2n}}{r^{2n}} - \frac{r_1^{2n}}{r_1^{2n}} \right). \quad (2.38)$$

При введенні до розгляду відносного радіуса  $\bar{r} = r/r_1$  рівняння (2.38) приймає вигляд:

$$v(p_{I-I}^* - p_{I-I}) = \frac{c_{u1}^2}{2n} \left( \frac{1}{(\bar{r})^{2n}} - 1 \right). \quad (2.39)$$

Для гранично мінімального випадку існування косою зрізу при вході до вихрової камери у активному потоці встановлюються параметри насичення, тому можна прийняти наступні умови:  $p_{I-I} = p_{so}$ ;  $p_{I-I}^* - p_{I-I} = \Delta p_{\text{мст}}$ ;  $v = v_a$ ;  $c_{u1} = c_a$ ;  $\bar{r} = \bar{r}^*$ .

Запишемо рівняння для модифікованого критерію Ейлера вихрового потоку за умови початку скипання рідини у вихровій камері:

$$Eu_* = \frac{2v_a}{c_a^2} \cdot \Delta p_{\text{мст}}, \quad (2.40)$$

де  $\Delta p_{\text{мст}} = p_{so} - p_a$  – необхідне падіння тиску у потоці для подолання стану метастабільності рідини, що затримує початок скипання;

$p_a$  – тиск потоку на виході з косою зрізу сопла активного потоку;

$c_a$  – середня швидкість потоку у вихідному перерізі косою зрізу за формулою (2.15).

Для заданої початкової температури рідини  $t_0$  на вході до сопла активного потоку величина  $\Delta p_{\text{мст}}$  визначається за координатами кривої пружності і спінодалі для конденсованої фази робочої речовини, що розглядається.

Підставивши до рівняння (2.40) рівняння (2.39) отримаємо:

$$Eu_* = \frac{2 \cdot c_{u1}^2}{c_a^2 \cdot 2n} \cdot \left( \frac{1}{(\bar{r}^*)^{2n}} - 1 \right). \quad (2.41)$$

Рівняння (2.41) дозволяє виразити радіус початку пристінного бульбашкового кипіння вихрового потоку в залежності від безрозмірного критерію Ейлера  $Eu$  у загальному вигляді для будь-якого  $n$ :

$$\bar{r}^* = (1 + n \cdot Eu_*)^{-\frac{1}{2n}}. \quad (2.42)$$

Таким чином, отриманий у безрозмірному вигляді радіус початку пристінного бульбашкового кипіння у вихровому потоці є радіальним параметром критичного перерізу  $I-I$  РПСА вихрового типу, що визначає процес початку скипання рідини на стінці вихрової камери, який залежить від відношення пануючих у вихровому потоці сил тиску і інерційних сил, фізичних властивостей рідини та величини показника ступеня  $n$ , який, у свою чергу, залежить від геометричних і режимних параметрів активного потоку.

#### 2.4. Моделювання течії потоку у вихровій камері РПСА

У процесі витікання через сопло активного потоку недогрітої до насичення рідини у РПСА вихрового типу відбувається її інтенсивне скипання і формування струменя насиченої пари з високим об'ємним паровмістом. Далі потік надходить до вихрової камери, де набуває закручування. У розкрученому потоці рідка фаза розподіляється на периферії вихрової камери, парова – у приосьовій області. У разі витікання скипаючої рідини із сопла з косим зрізом, що розширюється, потік відхиляється відносно осі сопла і, відповідно, відносно вихрової камери (рис. 2.1), минаючи початкову ділянку закручування, що забезпечує рівномірний розподіл потоку по всьому перерізу вихрової камери. За рахунок відхилення у косому зрізі сопла потік ударяється об стінку вихрової камери, що призводить до його деформації і нерівномірного розподілу за радіусом рідкої і парової фаз, полів швидкостей і тисків у початковому перерізі вихрової камери  $I-I$ . Ділянка

нерівномірного розподілу параметрів потоку займає область вихрової камери від перерізу *I-I* до перерізу *II-II*, після чого відбувається вирівнювання потоку і вихід на сталий режим роботи.

На ділянці сталої вихрової течії *II-II* формується складний характер зміни осьової, колової, а також сумарної швидкостей течії вихрового потоку. У той же час, радіальна складова швидкості вихрового потоку має відносно малу величину. Унаслідок вирівнювання полів швидкості вихрового потоку у перерізі *II-II* вирівнюється також і поле тисків, утворюючи радіальний градієнт тиску вздовж перерізів *II-III* вихрової камери. При цьому, зі зменшенням радіусу обертання тиск потоку падає, створюючи на осі вихрової камери область розрідження, за рахунок чого відбувається інжектування пари пасивного потоку, що призводить до зміни співвідношення потоків і перебудування профілів швидкостей. Крім того, у приосьовій області вихрового потоку утворюється течія, спрямована протилежно основному руху. Межею цієї зони є поверхня, на якій осьова складова швидкості дорівнює нулю. Варто зазначити, що фізична модель утворення зворотних осьових течій у даний час вивчена не повністю. Тим не менш, зворотня осьова течія є частиною вихрового потоку, яка обмінюється масою і кількістю руху із рештою об'єму внаслідок високого рівня турбулентності потоку. Із збільшенням колової складової швидкості основного потоку зворотня осева течія буде зменшуватися, а на осі вихрової камери сформується кільцева область квазітвердого обертання потоку, що розділяє активний і пасивний потоки і має назву вихровий шнур. На поверхні вихрового шнура всі складові швидкості приймають нульові значення, а сам вихровий шнур перешкоджає енергетичній взаємодії між обертовим активним та інжектуючим пасивним потоками.

Відповідно до прийнятої моделі течії потоку у вихровій камері РПСА, запишемо рівняння Нав'є-Стокса у циліндричній системі координат:

$$\begin{cases} \frac{\partial c_r}{\partial t} + c_r \cdot \frac{\partial c_r}{\partial r} + \frac{c_u}{r} \cdot \frac{\partial c_r}{\partial u} + c_z \cdot \frac{\partial c_z}{\partial z} - \frac{c_u^2}{r} = F_r - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial r} + \nu \left( \Delta c_r - \frac{c_r}{r^2} - \frac{2}{r^2} \cdot \frac{\partial c_u}{\partial u} \right), \\ \frac{\partial c_u}{\partial t} + c_r \cdot \frac{\partial c_u}{\partial r} + \frac{c_u}{r} \cdot \frac{\partial c_u}{\partial u} + c_z \cdot \frac{\partial c_u}{\partial z} + \frac{c_r \cdot c_u}{r} = F_u - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{r \partial u} + \nu \left( \Delta c_u - \frac{c_u}{r^2} - \frac{2}{r^2} \cdot \frac{\partial c_r}{\partial r} \right), \\ \frac{\partial c_z}{\partial t} + c_r \cdot \frac{\partial c_z}{\partial r} + \frac{c_u}{r} \cdot \frac{\partial c_z}{\partial u} + c_z \cdot \frac{\partial c_z}{\partial z} = F_z - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \cdot \Delta c_z. \end{cases} \quad (2.43)$$

Рівняння нерозривності у циліндричних координатах має вигляд:

$$\frac{\partial c_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial c_u}{\partial u} + \frac{\partial c_z}{\partial z} + \frac{c_r}{r} = 0. \quad (2.44)$$

Звідки з урахуванням основних припущень рівняння (2.44) приймає вигляд:

$$\frac{\partial c_z}{\partial z} = 0. \quad (2.45)$$

З рівняння (2.45) випливає додаткове припущення, що осьова складова абсолютної швидкості вихрового потоку  $c_z = c_z(r)$  змінюється за радіусом вихрової камери і не залежить від поздовжньої координати  $z$ .

З урахуванням основних припущень та рівняння (2.45) запишемо рівняння (2.43) для перерізу сталої течії вихрового потоку  $II-II$  (рис. 2.1):

$$\begin{cases} \frac{c_u^2}{r} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial r}, \\ c_z \cdot \frac{\partial c_u}{\partial z} = \nu \left( \Delta c_u - \frac{c_u}{r^2} \right), \\ -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \cdot \Delta c_z = 0. \end{cases} \quad (2.46)$$

Представимо сумарну швидкість обертового активного потоку на будь-якому радіусі перерізу *II-II*, від периферії вихрової камери до поверхні вихрового шнура, (рис. 2.1) у такому вигляді:

$$c(r, z) = \sqrt{c_z^2(r) + c_u^2(r, z)}. \quad (2.47)$$

Для визначення профілів розподілу осьової та колової складових сумарної швидкості обертового активного потоку у перерізі *II-II* вихрової камери введемо до розгляду функцію  $f(r)$ , яка повинна задовольняти наступним граничним умовам для перерізу сталої вихрової течії *II-II*:  $f(r_6) = 0$ ,  $f(r_n) = 0$ ,  $f(r_1) = 0$  (рис. 2.9). У свою чергу, якщо пасивний потік підводиться без закручування, профіль розподілу осьової складової швидкості повинен задовольняти граничним умовам:  $c_z(r_0) = 0$  при  $r_0 = r_B$ ;  $c_z(r_0) = c_n$  при  $r_0 = 0$ .

З урахуванням викладеного, розкладемо рівняння (2.47) на дві складові у такому вигляді:

$$c(r, z) = c_0(z) \cdot f(r). \quad (2.48)$$

Таким чином, профілі осьової і колової складових сумарної швидкості обертового активного потоку у РПСА вихрового типу будуть представляти собою криву, форма якої визначається функцією  $f(r)$ , з нульовими значеннями: на зовнішній поверхні вихрової камери радіусом  $r_1$ , у приосьовій зоні на зовнішній поверхні вихрового шнура радіусом  $r_6$ , на кордоні розподілу основного обертового потоку і зворотнього осьового перерізу радіусом  $r_n$ . Унаслідок мінливого характеру дії відцентрових сил біля периферійної та приосьової зон вихрової камери максимальне значення колової швидкості буде розташовуватися поблизу зовнішньої поверхні вихрової камери, на відміну від осьової складової, розподіл якої за радіусом вихрової камери відбувається більш рівномірно за умови вісесиметричності потоку (рис. 2.9).

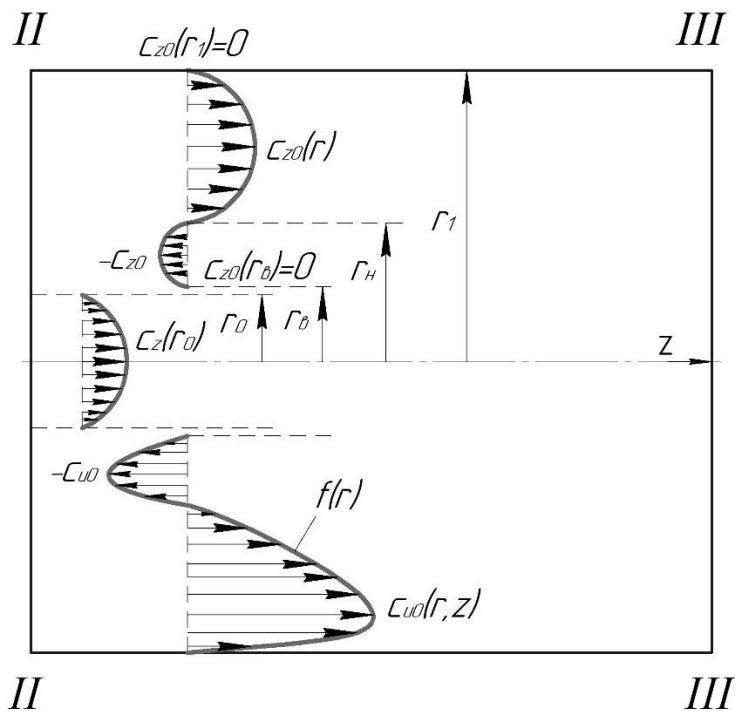


Рисунок 2.9 – Модель профілів розподілу осьової і колової складових сумарної швидкості обертового активного та інжектуємого пасивного потоків на ділянці сталої вихрової течії

Складова сумарної швидкості обертового активного потоку з рівняння (2.48), що залежить тільки від поздовжньої координати  $z$ , запишеться у такому вигляді:

$$c_0(z) = \sqrt{c_{z0}^2 + c_{u0}^2(z)}. \quad (2.49)$$

Таким чином, спільне рішення рівнянь (2.47) - (2.49) призводить до наступних залежностей:

$$\begin{cases} c_z(r) = c_{z0} \cdot f(r), \\ c_u(r, z) = c_{u0}(z) \cdot f(r). \end{cases} \quad (2.50)$$

З 3-го рівняння системи (2.46) із використанням перетворень отримаємо осьовий градієнт тиску обертово активного потоку:

$$\frac{\partial p}{\partial z} = \mu \cdot \frac{d^2 c_z}{dr^2}. \quad (2.51)$$

Проінтегруємо рівняння (2.51) за координатою  $z$ , отримаємо повний тиск вихрового потоку на будь-якому радіусі перерізу  $II-II$  вихрової камери:

$$p(r, z) = p_{II-II}(r) + \mu \cdot \frac{d^2 c_z}{dr^2} \cdot z, \quad (2.52)$$

де  $p_{II-II}(r)$  – тиск у перерізі  $II-II$  вихрової камери, що підлягає експериментальному визначенню.

Підставимо рівняння (2.52) до 1-го рівняння системи (2.46):

$$\frac{c_u^2}{r} = \frac{1}{\rho} \cdot \left( \frac{dp_{II-II}}{dr} + \mu \cdot \frac{d^3 c_z}{dr^3} \cdot z \right). \quad (2.53)$$

З рівняння (2.53) визначимо радіальний градієнт тиску обертово активного потоку у перерізі  $II-II$  вихрової камери:

$$\frac{dp_{II-II}}{dr} = \frac{\rho \cdot c_u^2}{r} - \mu \cdot \frac{d^3 c_z}{dr^3} \cdot z. \quad (2.54)$$

Запишемо рівняння (2.54) для випадку, коли у перерізі  $II-II$  вихрової камери  $dp_{II-II}/dr = 0 \rightarrow p_{II-II} = const$ :

$$\frac{\rho \cdot c_u^2}{r} - \mu \cdot \frac{d^3 c_z}{dr^3} \cdot z = 0. \quad (2.55)$$



Запишемо рівняння (2.55) з урахуванням рівняння (2.50):

$$\frac{\rho \cdot c_{u0}^2 \cdot f^2(r)}{r} = \mu \cdot c_{z0} \cdot \frac{d^3 f(r)}{dr^3} \cdot z. \quad (2.56)$$

Розділимо змінні у рівнянні (2.56):

$$\frac{c_{u0}^2}{\nu \cdot c_{z0} \cdot z} = \frac{r}{f^2(r)} \cdot \frac{d^3 f(r)}{dr^3} = C, \quad (2.57)$$

де  $C$  – невідома константа.

З рівняння (2.57) випливає, що ліва його частина залежить тільки від координати  $z$ , права – залежить тільки від координати  $r$ . Ця умова може виконуватися тільки у тому випадку, якщо обидві частини рівняння є константами.

З урахуванням викладеного припущення, запишемо цю умову для лівої частини рівняння (2.57):

$$\frac{c_{u0}^2}{\nu \cdot c_{z0} \cdot z} = C. \quad (2.58)$$

З рівняння (2.58) визначимо колову складову швидкості обертово активного потоку:

$$c_{u0} = \sqrt{C \cdot \nu \cdot c_{z0} \cdot z}. \quad (2.59)$$

Запишемо рівняння (2.58) для вихідного перерізу *III-III* вихрової камери з довжиною ділянки *II-III*, що дорівнює  $z = l$ :

$$C = \frac{c_{u0III-III}^2}{v \cdot c_{z0} \cdot l}. \quad (2.60)$$

Підставимо рівняння (2.60) до рівняння (2.59):

$$c_{u0} = c_{u0III-III} \sqrt{\frac{z}{l}}. \quad (2.61)$$

З кінематичної точки зору, компоненти сумарної швидкості обертowego активного потоку можна записати у такому вигляді:

$$\begin{cases} c_u = r \frac{du}{dt}, \\ c_z = \frac{dz}{dt}. \end{cases} \quad (2.62)$$

Розділимо перше рівняння системи (2.62) на друге:

$$\frac{c_u}{c_z} = \frac{r du}{dz}. \quad (2.63)$$

Підставимо рівняння (2.50) та (2.59) до рівняння (2.63), після перетворень отримаємо:

$$\frac{du}{dz} = \frac{1}{r} \sqrt{\frac{C \cdot v \cdot z}{c_{z0}}}. \quad (2.64)$$

Проінтегруємо рівняння (2.64) за координатою  $z$  у початковому перерізі сталої вихрової течії *II-II* для випадку, коли  $u(r, 0) = 0$ :

$$u(r, z) = \frac{2}{3 \cdot r} \sqrt{\frac{C \cdot \nu \cdot z^3}{c_{z0}}}. \quad (2.65)$$

Підставимо рівняння (2.60) до рівняння (2.65), після перетворень отримаємо:

$$u(r, z) = \frac{2}{3 \cdot r} \cdot \frac{c_{u0III-III}}{c_{z0}} \cdot \sqrt{\frac{z^3}{l}}. \quad (2.66)$$

Рівняння (2.66) є рівнянням спіральної траєкторії обертово активного потоку у циліндричній системі координат  $(r, z, u)$ , що характеризує ступінь закрученості потоку.

Проекція спіральної траєкторії обертового активного потоку на площину  $r - z$  запишеться у такому вигляді:

$$R(z) = r \cdot \cos u. \quad (2.67)$$

Підставивши рівняння (2.66) до рівняння (2.67) отримаємо:

$$R(z) = r \cdot \cos \left( \frac{2}{3 \cdot r} \cdot \frac{c_{u0III-III}}{c_{z0}} \cdot \sqrt{\frac{z^3}{l}} \right). \quad (2.68)$$

Запишемо рівняння для визначення кроку спіральної траєкторії обертового активного потоку, що відповідає періоду косинусоїди (2.68):

$$\Delta l = \frac{2\pi z}{u}. \quad (2.69)$$

Підставивши рівняння (2.66) до рівняння (2.69) отримаємо:

$$\Delta l = 3\pi r \frac{c_{z0}}{c_{u0III-III}} \sqrt{\frac{l}{z}}. \quad (2.70)$$

Таким чином, рівняння (2.70) дозволяє зробити наступні висновки:

- крок спіральної траєкторії вихрового потоку у напрямку від осі вихрової камери до периферії збільшується (рис. 2.10);
- крок спіральної траєкторії вихрового потоку по довжині вихрової камери зменшується (рис. 2.10).

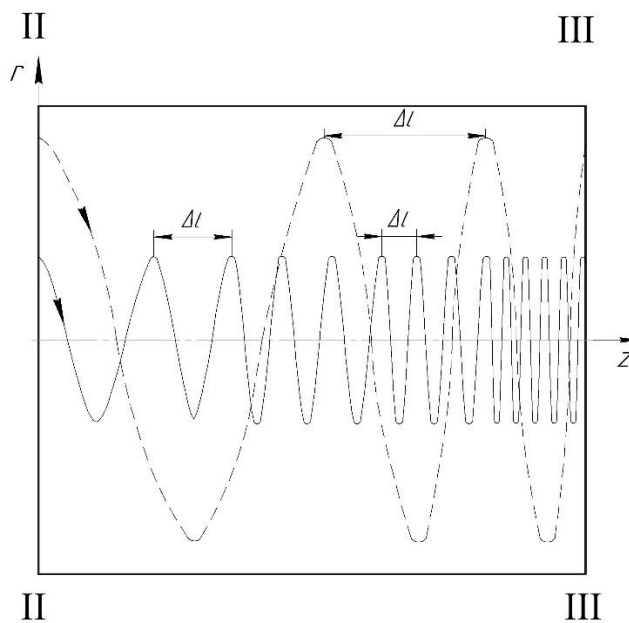


Рисунок 2.10 – Схематичне представлення проекції спіральної траєкторії вихрового потоку у площині  $r - z$

Функція  $f(r)$  у рівнянні (2.57), що характеризує профіль розподілу осьової та окружної складових сумарної швидкості обертowego активного потоку, визначається рішенням цього нелінійного диференціального рівняння, яке з урахуванням рівняння (2.60) приймає вигляд:

$$\frac{d^3 f(r)}{dr^3} = \frac{c_{u0III-III}^2}{v \cdot c_{z0} \cdot l} \cdot \frac{f^2(r)}{r} = C. \quad (2.71)$$

Рівняння (2.71) не має точного аналітичного рішення, тому функцію  $f(r)$  визначаємо у вигляді кубічного полінома, що задовольняє граничним умовам  $f(r_6) = 0$ ,  $f(r_H) = 0$ ,  $f(r_1) = 0$ , рішення якого приймає вигляд:

$$f(r) = a_0(r - r_B)(r - r_H)(r_1 - r), \quad (2.72)$$

де  $a_0$  – коефіцієнт кубічного полінома.

Проінтегруємо рівняння (2.71) згідно методу найменших квадратів із використанням функціонала нев'язки:

$$f(a_0) = \int_{r_B}^{r_1} \left( \frac{d^3 f(r)}{dr^3} - C \cdot \frac{f^2(r)}{r} \right)^2 dr \rightarrow \min. \quad (2.73)$$

Підставимо рівняння (2.72) до рівняння (2.73), після перетворень отримаємо:

$$f(a_0) = \int_{r_B}^{r_1} \left( 6a_0 - a_0^2 \cdot \frac{C}{r} \cdot (r - r_B)^2 (r - r_H)^2 (r_1 - r)^2 \right)^2 dr. \quad (2.74)$$

Невідомий коефіцієнт  $a_0$  визначається як корінь рівняння:

$$\frac{df(a_0)}{da_0} = 0. \quad (2.75)$$

Вирішуючи спільно рівняння (2.74) і (2.75) отримаємо:

$$\frac{d}{da_0} \int_{r_B}^{r_1} \left( 6a_0 - a_0^2 \cdot \frac{C}{r} \cdot (r - r_B)^2 (r - r_H)^2 (r_1 - r)^2 \right)^2 dr = 0. \quad (2.76)$$

Рівняння (2.76) вирішується чисельно за допомогою засобів автоматизації математичних розрахунків із застосуванням системи комп'ютерної алгебри MathCAD.

Радіус розділу основного обертового активного потоку та зворотної осьової течії  $r_H$  (рис. 2.9) може бути визначений за рівнянням витрати активного потоку:

$$\int_{r_B}^{r_1} 2\pi r c_{z0} f(r) dr = \dot{V}_a, \quad (2.77)$$

де  $\dot{V}_a$  – об'ємна витрата обертового активного потоку.

Підставимо рівняння (2.72) до рівняння (2.77):

$$\int_{r_B}^{r_1} r(r - r_B)(r - r_H)(r_1 - r) dr = \frac{\dot{V}_a}{2\pi r c_{z0} a_0}. \quad (2.78)$$

Після перетворень у рівнянні (2.78) отримаємо:

$$\left[ \int_{r_B}^{r_1} r^2 (r - r_B) (r_1 - r) dr \right] - r_H \cdot \left[ \int_{r_B}^{r_1} r (r - r_B) (r_1 - r) dr \right] = \frac{\dot{V}_a}{2\pi r c_{z0} a_0}. \quad (2.79)$$

Введемо до рівняння (2.79) наступні позначення:

$$a_1 = \int_{r_B}^{r_1} r^2 (r - r_B) (r_1 - r) dr, \quad (2.80)$$

$$a_2 = \int_{r_B}^{r_1} r (r - r_B) (r_1 - r) dr. \quad (2.81)$$

З урахуванням рівнянь (2.80) та (2.81) рівняння (2.79) набуває вигляду:

$$r_H = \frac{a_1}{a_2} - \frac{\dot{V}_a}{2\pi r c_{z0} a_0 a_2}. \quad (2.82)$$

У свою чергу, осьова складова швидкості інжектованого пасивного потоку (рис. 2.9), задовольняє граничним умовам:  $c_z(r_0) = 0$ ,  $c_z(r_0) = c_{\Pi}$ , запишеться у вигляді:

$$c_z(r_0) = c_{\Pi} \cdot \left( 1 - \frac{r_0^2}{r_B^2} \right). \quad (2.83)$$

З урахуванням граничних умов і рівняння (2.83) запишемо рівняння витрати пасивного потоку:

$$\int_0^{r_B} 2\pi r_0 c_{\Pi} \left( 1 - \frac{r_0^2}{r_B^2} \right) dr = \dot{V}_{02}. \quad (2.84)$$

де  $\dot{V}_{02}$  – об'ємна витрата інжектованого пасивного потоку.

Таким чином рівняння абсолютної швидкості інжектваного пасивного потоку набуває вигляду:

$$c_{\text{п}} = \frac{\dot{V}_{02}}{\int_0^{r_{\text{в}}} 2\pi r_0 \left(1 - \frac{r_0^2}{r_{\text{в}}^2}\right) dr}. \quad (2.85)$$

## 2.5. Внутрішні характеристики процесу кипіння рідини у вихровому потоці

Основними внутрішніми характеристиками процесу кипіння рідини у вихровому потоці є:

- швидкість зросту парової бульбашки  $\dot{R}$ ;
- число діючих на одиниці площі поверхні центрів пароутворень  $z_0$ ;
- частота відриву парової бульбашки;
- діаметр парової бульбашки при відриві від поверхні  $d_0$ .

Ці показники відіграють дуже важливу роль у процесі теплообміну при скипанні рідини у полі відцентрових сил, так як саме від їх значень залежить інтенсивність переносу теплоти.

Переваги кипіння рідини у полі відцентрових сил були підтверджені експериментально [26, 42, 158]. За рахунок зростання колової швидкості зменшуються розміри парових бульбашок, відповідно, буде збільшуватися частота їх відриву від поверхні тепловіддачі. Щільність центрів пароутворення на поверхні тепловіддачі також зменшується, що перешкоджає переходу від бульбашкового до плівкового кипіння і утворення криз теплообміну. По мірі просування потоку у осьовому напрямку поверхня розподілу фаз стає більш рівномірною, а також буде припинятися виліт крапель рідини, що захоплюються паром.



При порівнянні скипання рідини у РПСА прямоточного та вихрового типів необхідно брати до уваги також сильну деформацію парових бульбашок у інтенсивних полях відцентрових сил. Крім того, необхідно враховувати обтікання рідиною спливаючого парового пухирця, а також спільне розглядання зміни з плином часу полів тисків і температур навколо парової кульки і його розмірів. Тому одновимірна постановка задачі для скипаючих потоків у полі відцентрових сил буде непридатна.

У роботах [94, 124] була застосована динамічна інерційна схема зросту парових бульбашок. Характерний час генерації бульбашок оцінювався значенням  $\tau_* \approx (\Delta z_{f*}/\omega_f) \sim 10^{-5}..10^{-4}$  с. У цьому випадку рішення задачі Релея для області станів ( $v' \ll v''$ ) призводить до того, що швидкість росту парових фрагментів буде постійною і визначається залежністю:

$$\dot{R} = \frac{dR}{d\tau} = \sqrt{\frac{2}{3} \cdot v_{ж} \cdot \Delta p_{п}}, \quad (2.86)$$

де  $v_{ж}$  – питомий об'єм рідини, що оточує паровий пухирець;

$\Delta p_{п} = (p_s(t_{ж}) - p)$  – визначає перепад тиску між парою у бульбашці і навколишньою рідиною.

Коректність автотельного рішення рівняння (2.86) підтверджується малими імовірними значеннями відривного радіусу, що визначається за відомими методиками [42, 93], з урахуванням «перевантаження» потоку інерційною силою у полі відцентрових сил.

Дослідження РПСА прямоточного типу показує [124], що зростання інтенсивності подрібнення частинок має місце при зменшенні початкового недогрівання рідини до значень  $(1 - \varepsilon_0) \leq 0,4..0,5$ , при цьому спостерігається гранично швидке зникнення ділянки залишкового дріблення  $\Delta z_c$ . Механізм цього

явища пов'язаний із зростанням швидкості пароутворення і переходу до спонтанного кипіння.

Рівняння пароутворення для скипаючого вихрового потоку з низьким рівнем масового паровмісту ( $x \rightarrow 0$ ), може бути отримано при прийнятті моделі двофазного потоку бульбашкової структури як пористого середовища з константою пароутворення  $b_{\pi} = \sqrt{2/3}$ , зміна якої за довжиною каналу не перевищує 10% для всіх необхідних варіантів течії [15, 124].

Динамічна модель скипаючого потоку у полі відцентрових сил вимагає введення наступних припущень:

- відстань між паровими бульбашками більше їх розмірів, тому взаємодією між ними можна знехтувати;
- обтікання пухирця рідиною вісесиметричне;
- швидкість руху кульки відносно рідини значно більше від швидкості зміни радіусу бульбашки  $\dot{R}$ ;
- форми парових бульбашок сферично симетричні.

При виведенні рівняння швидкості зросту парової бульбашки виходять із співвідношення балансу збільшення маси пари у паровій кульці за час  $d\tau$  до рідини, що випарувалася за цей час:

$$\rho'' dV_{\pi} = \left( \oint q_{\pi} dS_{\pi} \right) d\tau, \quad (2.87)$$

де  $V_{\pi}$  и  $S_{\pi}$  – поточні значення об'єму та площі поверхні кульки відповідно;

$q_{\pi}$  – щільність теплового потоку, що передається від рідини до парової кульки через площу його поверхні.

У даній моделі передбачається також, що у період зростання парової бульбашки теплота підводиться до неї від поверхні тепловіддачі теплопровідністю не тільки через мікроплівку рідини, що відокремлює тепловідвідну поверхню від основи бульбашки, але і з решти поверхні бульбашки.

Рішення, отримане на основі цієї моделі, приймає вигляд:

$$\dot{R} = \frac{dR}{d\tau} = \beta \left( \frac{a}{r_{\text{п}}} \right) Ja \cdot \psi(Ja), \quad (2.88)$$

де  $\beta$  – коефіцієнт, що залежить від властивостей рідини, геометрії бульбашки і динамічних ефектів;

$a$  – коефіцієнт температуропровідності рідини;

$r_{\text{п}}$  – радіус парової бульбашки;

$Ja$  – число Якоба;

$\psi(Ja)$  – функція Якоба.

За результатами експериментальних досліджень авторами [93, 94] встановлено, що у залежності від умов коефіцієнт  $\beta$  знаходиться у межах  $5 < \beta < 10$ , причому найбільш задовільно узгоджується з дослідними даними, отриманими при кипінні рідин, значення  $\beta = 6$ .

Радіус парового пухирця визначається співвідношенням:

$$r_{\text{п}} = \sqrt{a \cdot \tau_1} \cdot \left( b_{\text{п}} \cdot Ja + \sqrt{b_{\text{п}}^2 \cdot Ja^2 + 2\beta \cdot Ja} \right), \quad (2.89)$$

де  $\tau_1$  – час зростання парової бульбашки до моменту її відриву від поверхні тепловіддачі;

$b_{\text{п}}$  – константа пароутворення.

Інтегрування рівняння (2.88) дозволяє знайти час зростання парового пухирця до моменту його відриву від поверхні тепловіддачі:

$$\tau_1 = \frac{d_0^2}{48a \cdot Ja \cdot \psi(Ja)}. \quad (2.90)$$

У якості параметра, що визначає інтенсивність теплообміну при течії скипаючої рідини використовується число Якоба, що виходить при приведенні до безрозмірного вигляду системи диференціальних рівнянь та умов визначеності, що описують теплообмін при кипінні рідини [78, 93]:

$$Ja = \frac{c'_p \cdot \Delta t \cdot v''}{r_s \cdot v'}, \quad (2.91)$$

де  $c'_p$  – теплоємність рідини при постійному тиску;

$r_s$  – теплота пароутворення рідини;

$\Delta t$  – різниця температур рідини, навколо бульбашки, і пари всередині бульбашки;

$v'$  – питомий об'єм рідини;

$v''$  – питомий об'єм пари.

Функція Якоба визначається рівнянням:

$$\psi(Ja) = 1 + \frac{b_{\pi}^2}{\beta} \cdot Ja + \frac{b_{\pi}}{\beta} [2\beta \cdot Ja + (b_{\pi} \cdot Ja)^2]^{0,5}. \quad (2.92)$$

Крім того, у роботі [45] наведені розрахунки значень функції  $\psi(Ja)$  в залежності від числа  $Ja$ , а також визначені інтервали зміни режимних параметрів, у яких застосовуються наведені вище рішення для швидкості зросту парових бульбашок. Слід зазначити, що у інтервалі зміни числа Якоба  $Ja = 1..10^{-2}$  значення функції  $\psi(Ja) \approx 1$ .

Число Якоба характеризує відношення між тепловим потоком, що йде на перегрів одиниці об'єму рідини, та об'ємною теплотою пароутворення. Число Якоба залежить від тиску і температури рідини, що оточує парову бульбашку, і зменшується із підвищенням тиску, так як суттєво збільшується щільність пари. З наведених залежностей також випливає, що парові бульбашки збільшуються із зростом числа Якоба. Тим не менш, при низьких тисках вплив числа Якоба суттєво більший, ніж при високих тисках. Це говорить про те, що при низьких тисках швидкість зросту парових бульбашок також вище, ніж при високих. Внутрішні характеристики вихрового процесу кипіння рідини залежать також від теплофізичних властивостей поверхні, що віддає тепло. Вплив цього фактора на швидкість зросту парових бульбашок, а також на інтенсивність теплообміну найбільш повно розглянуто у роботі [55].

У реальних умовах кипіння рідини у вихровому потоці форма бульбашок зазвичай відрізняється від сферичної, тому поняття діаметра бульбашки при його відриві від поверхні більшою мірою є умовним. Значення  $d_0$  характеризує середній, найбільш ймовірний об'єм бульбашки у момент його відриву. Заміна дійсної форми бульбашки сферичною істотно полегшує теоретичний аналіз і застосовується у багатьох теоретичних дослідженнях [78, 92, 93].

Узагальнена залежність для розрахунку діаметра парового пухирця при його відриві від поверхні теплообміну у полі дії відцентрових сил запишеться у вигляді:

$$\bar{d}_0 = A\sqrt{1 + B \cdot K}, \quad (2.93)$$

де  $\bar{d}_0 = d_0/\sqrt{\sigma \cdot v' \cdot r^*/c_u^2}$  – безрозмірне значення відривного діаметра бульбашки;

$\sigma$  – коефіцієнт поверхневого натягу;

$r^*$  – радіус початку пристінного бульбашкового кипіння;

$c_u$  – колова складова абсолютної швидкості вихрового потоку;

$A = 0,25$  и  $B = 10^5$  – коефіцієнти, значення яких визначені на підставі дослідних даних [92].

Безрозмірний комплекс, що характеризує властивості двофазних систем:

$$K = \frac{Ja^2}{Pr^2 \cdot Ar}, \quad (2.94)$$

де  $Pr$  – число Прандтля.

Число випаровування Архімеда для області станів, коли  $v' \ll v''$ :

$$Ar = \frac{c_u^2}{r^* \cdot \nu_{ж}^2} \left( \sqrt{\frac{\sigma}{\frac{c_u^2}{r^*} \left( \frac{1}{v'} - \frac{1}{v''} \right)}} \right)^3 \left( 1 - \frac{v'}{v''} \right), \quad (2.95)$$

де  $\nu_{ж}$  – коефіцієнт кінематичної в'язкості рідини.

Зміна із часом розміру парової бульбашки у рідині, що кипить у полі відцентрових сил, визначається розширенням пухирця, що обумовлено зменшенням тиску при його русі до осі вихрової камери, а також можливою конденсацією бульбашки за рахунок подолання потоком стану метастабільності рідини при вході до вихрової камери. Унаслідок домінуючого впливу відцентрових сил на паровий пухирець його відривний діаметр буде ставати меншим, ніж у прямоосному РПСА, тим самим буде зменшуватися дисперсність вихрового потоку. Крім того, як видно із наведених вище рівнянь діаметр парової бульбашки при відриві його від поверхні, що віддає тепло, буде збільшуватись із зростанням значення числа Якоба, що пов'язано з наявністю радіального градієнта тиску у вихровій камері.

Не менш важливе значення для процесу теплообміну при кипінні рідини у вихровому потоці має частота відриву парового пухирця від поверхні [93]:

$$f_0 = \frac{1}{\tau_1 - \tau_2}, \quad (2.96)$$

де  $\tau_1$  – час зростання парового пухирця до моменту його відриву від поверхні тепловіддачі;

$\tau_2$  – час від моменту відриву до моменту зародження нової бульбашки.

Вирішуючи спільно рівняння (2.90) і (2.96), отримаємо:

$$\frac{f_0 \cdot d_0^2}{a} = 48 \cdot \frac{\tau_1}{\tau_1 + \tau_2} \cdot Ja \cdot \psi(Ja). \quad (2.97)$$

У безрозмірній формі рівняння для знаходження діаметра парової бульбашки можна записати у вигляді [45, 93]:

$$\frac{d_0}{l_0} = 10 \cdot (Ja \cdot \psi(Ja))^{\frac{2}{3}}, \quad (2.98)$$

де  $l_0$  – відносний масштаб для діаметра бульбашки при його відриві від поверхні:

$$l_0 \equiv \left( \left[ \frac{v' - v''}{v'} \right] \frac{a^2 \cdot r^*}{c_u^2} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (2.99)$$

Спільне вирішення рівнянь (2.97) і (2.98) дозволяє отримати рівняння для частоти відриву парових бульбашок у полі відцентрових сил:

$$f_0 = 0,3 \cdot \frac{a}{l_0^2} \cdot (Ja \cdot \psi(Ja))^{-\frac{1}{3}}. \quad (2.100)$$

З урахуванням рівнянь (2.98) і (2.99) отримаємо наступну залежність для рівняння (2.100):

$$f_0 \cdot d_0^{0,5} = 0,95 \cdot \frac{v'}{v' - v''} \cdot \left( \frac{c_u^2}{r^*} \right)^{0,5}. \quad (2.101)$$

Високі значення динамічної швидкості зросту бульбашок  $\dot{R}$  і малі величини відривного діаметра парового пухирця  $d_0$  зумовлюють досить велику частоту відриву бульбашок  $f_0$  від стінки вихрової камери. Завдяки високій інтенсивності відриву необхідна незначна довжина ділянки закипання  $I-I$ , за яким забезпечується швидкий перехід до дрібнодисперсної структури потоку.



Оцінка дисперсності подрібнення рідкої фази у перерізі інверсії *II-II* може бути виконана за нормально-логіфічним розподілом діаметра частинок рідини [15, 124]:

$$d_i = d_v \cdot (\ln(1 - \delta_i)^{-1})^{\frac{1}{n}}, \quad (2.102)$$

де  $d_v$  – середній за розподілом діаметр парового пухирця;

$n$  – константа розподілу;

$\delta_i = V_i/V$  – сумарний відносний об'єм частинок з діаметром меншим або що дорівнює діаметру частинки  $d_i$ .

Завершення процесу залишкового подрібнення крапель рідини у вихровому потоці перерізу *III-III* можна охарактеризувати за допомогою критерія стабілізації із залученням обертового числа Вебера [15, 124]:

$$D_e = We_f \cdot \left( 1 - \sqrt{\frac{a_{III-III}}{a_{II-II}}} \right)^2, \quad (2.103)$$

де  $We_f$  – обертове число Вебера;

$a_{II-II}$  – максимальний діаметр, що характеризує максимальний розмір крапель у перерізі потоку інверсії *II-II*;

$a_{III-III}$  – стабільний діаметр, що характеризує розмір крапель у перерізі завершення залишкового подрібнення *III-III*.

## 2.6. Ексергетична ефективність РПСА вихрового типу

Одним із найбільш достовірних методів оцінки енергоефективності термомеханічних систем є ексергетичний аналіз процесів перетворення енергії, що відбуваються у подібних системах [11, 135]. Модель термомеханічної системи описується ексергетичним балансом у обраних межах системи та на його основі досліджується ступінь досконалості процесів, що відбуваються у окремих компонентах і в системі в цілому, а також оцінюються можливі способи збільшення енергоефективності. При використанні ексергетичного методу термодинамічного аналізу величина втрат енергії від зовнішньої і внутрішньої незворотності дорівнює різниці ексергії за вхідними і вихідними умовами стану системи. Практична перевага ексергетичного підходу полягає у тому, що обчислюване зменшення ексергії дає значення втрат перетвореної енергії і дозволяє зіставити їх з підведеною кількістю цієї перетвореної енергії, тобто отримувати абсолютне і відносне значення втрат. Для оцінки досконалості процесу або установки за цим методом використовується ексергетичний к. к. д., який у ідеальному випадку оборотного процесу приймає значення, що дорівнює одиниці. По відхиленню від цього граничного значення можна судити про втрати, які можна було б знизити або зовсім усунути шляхом більш досконалого проведення процесу або поліпшення конструкції установки.

Розглянемо схему енергетичних потоків у рідинно-паровому струминному апараті вихрового типу у обраних межах, представлених на рис. 2.11.

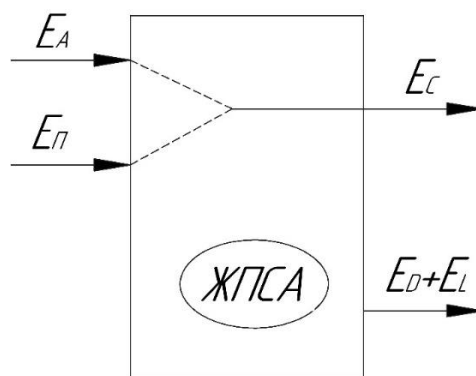


Рисунок 2.11 – Схема ексергетичних потоків у РПСА вихрового типу

Запишемо рівняння ексергетичного балансу потоків для розглянутої системи у відповідності з [135]:

$$E_F = E_P + E_D + E_L, \quad (2.104)$$

де  $E_F = E_A - E_C$  – ексергія потоку палива;

$E_P = E_C - E_{II}$  – ексергія потоку продукту;

$E_D$  – абсолютна деструкція ексергії;

$E_L$  – абсолютні втрати ексергії, що обумовлені теплообміном із зовнішнім середовищем.

Ексергії потоку палива  $E_F$  відповідає ексергетичний потік  $E_A$ , що потупає до активного сопла РПСА вихрового типу. У даній системі ексергія потоку  $E_A$  є паливом для всієї системи.

У свою чергу величина ексергії потоку палива  $E_F$  запишеться у вигляді:

$$E_F = E_A - E_C = \dot{m}_A \cdot (e_A - e_C), \quad (2.105)$$

де  $\dot{m}_A$  – масова витрата активного потоку;

$e_A$  – питома ексергія активного потоку.

$e_C$  – питома ексергія змішаного потоку.

У загальному випадку для визначення питомої ексергії потоку необхідно проінтегрувати наступне диференціальне рівняння у межах  $e(T_{н.с.}, p_{н.с.}) = 0$  і  $e(T, p)$ :

$$de = c_p(T, p)dT + \left[ v - T \left( \frac{dv}{dT} \right)_p \right] dp - T_{н.с.} \cdot [c_p](T, p) \frac{dT}{T} - \left( \frac{dv}{dT} \right)_p dp. \quad (2.106)$$

Параметри з індексом «н. с.» відповідають параметрам навколишнього середовища.

Для реальних газів рівняння (2.106) має вигляд:

$$e = (h - h_{\text{н.с.}}) - T_{\text{н.с.}}(s - s_{\text{н.с.}}), \quad (2.107)$$

де  $h = h(T, p)$  – питома ентальпія потоку, що визначається за відповідними параметрами тиску і температури;

$s = s(T, p)$  – питома ентропія потоку, що визначається за відповідними параметрами тиску і температури.

Використовуючи рівняння (2.107) для двох станів визначимо питому ексергію активного потоку:

$$e_A = (h_A - h_{\text{н.с.}}) - T_{\text{н.с.}}(s_A - s_{\text{н.с.}}), \quad (2.108)$$

де  $h_A = h(T_A, p_A)$  – питома ентальпія потоку, що надходить до активного сопла РПСА вихрового типу;

$s_A = s(T_A, p_A)$  – питома ентропія потоку, що надходить до активного сопла РПСА вихрового типу.

Ексергія потоку продукту  $E_P$  складається із різниці змішаного  $E_C$  і інжектуємого пасивного  $E_{II}$  ексергетичних потоків.

Запишемо рівняння ексергії потоку продукту:

$$E_P = E_C - E_{II} = \dot{m}_{II} \cdot (e_C - e_{II}), \quad (2.109)$$

де  $\dot{m}_{II}$  – масова витрата пасивного потоку;

$e_{II}$  – питома ексергія пасивного потоку;

$e_C$  – питома ексергія змішаного потоку.

Використовуючи рівняння (2.107) для двох станів визначимо зміну питомої ексергії продукту:

$$e_C - e_{II} = (h_C - h_{II}) - T_{н.с.}(s_C - s_{II}), \quad (2.110)$$

де  $h_{II} = h(T_{II}, p_{II})$  – питома ентальпія пасивного потоку;

$s_{II} = s(T_{II}, p_{II})$  – питома ентропія пасивного потоку;

$h_C = h(T_C, p_C)$  – питома ентальпія змішаного потоку;

$s_C = s(T_C, p_C)$  – питома ентропія змішаного потоку.

Функціонування системи супроводжується дисипацією енергії, яка представляється у вигляді умовних потоків деструкції ексергії  $E_D$  і втрат ексергії  $E_L$  для розглянутої схеми.

У загальній формі рівняння абсолютної деструкції ексергії, як функції від термодинамічної недосконалості процесу, запишеться у вигляді:

$$E_D = T_{н.с.} \cdot \Delta S, \quad (2.111)$$

де  $\Delta S$  – зміна повної ентропії системи при взаємодії із навколишнім середовищем.

З іншого боку, з рівняння ексергетичного балансу потоків (2.104) для розглянутої системи рівняння абсолютної деструкції ексергії можна записати у вигляді:

$$E_D + E_L = E_F - E_P. \quad (2.112)$$

Абсолютні втрати ексергії  $E_L$  виникають при розгляді умов взаємодії системи із навколишнім середовищем. У даній системі розглядається адіабатне витікання середовища у соплі активного потоку, а також адіабатне кипіння рідини у

вихровому потоці, тому абсолютні втрати ексергії приймаються такими, що дорівнюють нулю  $E_L = 0$ .

При ексергетичному аналізі системи використовуються критерії термодинамічної ефективності та неефективності, які взаємопов'язані між собою і одне значення однозначно визначає інше. Під термодинамічною неефективністю будемо розуміти критерій відносної деструкції ексергії  $y_D$ , під термодинамічною ефективністю – критерій енергетичної ефективності  $\varepsilon_{ex}$ .

Для порівняння подібних компонентів системи основним критерієм оцінки є відносна деструкція ексергії:

$$y_D = \frac{E_D}{E_F}. \quad (2.113)$$

Критерій енергетичної ефективності  $\varepsilon_{ex}$  використовується для порівняння подібних компонентів системи і однозначно характеризує ефективність з точки зору термодинаміки. Для будь-якої системи ексергетичних перетворень ексергетична ефективність визначається як відношення ексергетичного потоку продукту  $E_P$  до ексергетичного потоку палива  $E_F$ :

$$\varepsilon_{ex} = \frac{E_P}{E_F}. \quad (2.114)$$

З урахуванням рівнянь (2.105) і (2.109) рівняння (2.114) запишеться у вигляді:

$$\varepsilon_{ex} = \frac{\dot{m}_\Pi \cdot (e_C - e_\Pi)}{\dot{m}_A \cdot (e_A - e_C)}. \quad (2.115)$$

Використовуючи рівняння (2.108) і (2.110), а також поняття коефіцієнта інжекції  $u = \dot{m}_\Pi / \dot{m}_A$ , запишемо рівняння (2.115) у такому вигляді:

$$\varepsilon_{ex} = u \cdot \frac{(h_C - h_\Pi) - T_{o.c.}(s_C - s_\Pi)}{(h_A - h_C) - T_{o.c.}(s_A - s_C)}. \quad (2.116)$$

Проведений ексергетичний аналіз енергоефективності РПСА вихрового типу за методикою Дж. Тсатсароніса показав, що можливе підвищення ефективності як окремих компонентів рідинно-парового струминного апарата вихрового типу, так і установки в цілому. Показники ефективності можуть бути уточнені на підставі експериментальних даних за термічними і режимними параметрами взаємодіючих потоків.

## Висновки до розділу 2

1. За розрахункову модель течії потоку у рідинно-паровому струминному апараті вихрового типу прийнята модель течії із тангенціальною швидкістю, у якій розглядаються спільне рішення рівнянь Нав'є-Стокса і нерозривності із заданими граничними умовами. Крім того, визначена розрахункова схема течії потоку у РПСА вихрового типу та всі задані граничні умови, припущення та обмеження розрахункової моделі.

2. Вивчена конструктивна особливість рідинно-парового струминного апарата вихрового типу у вигляді косоного зрізу у вихідній частині сопла активного потоку, що розширюється, який призводить до відхилення потоку від осі сопла на кут  $\delta$  і впливає на формування робочого вихрового потоку. Отримано розрахункове рівняння для визначення кута відхилення потоку  $\delta$  у косому зрізі сопла, що розширюється.

3. Встановлено, що на процес скипання недогрітої до насичення рідини у косому зрізі сопла активного потоку впливає початковий тиск рідини  $p_0$ , діаметр критичного перерізу сопла  $d_r$ , кут косоного зрізу сопла  $\alpha_c$ , а також кут конусності

сопла  $\alpha_k$ . Рекомендується при проектуванні РПСА вихрового типу враховувати вплив косоного зрізу сопла на формування робочого вихрового потоку.

4. Створена теплофізична і уточнена математична модель робочого процесу рідинно-парового струминного апарата вихрового типу. Виведені основні розрахункові рівняння робочого процесу РПСА вихрового типу із застосуванням моделі течії з тангенціальною швидкістю.

5. Розроблена методика розрахунку внутрішніх характеристик процесу вихрового кипіння рідини. Висока інтенсивність процесу пароутворення у полі відцентрових сил зумовлює високі значення динамічної швидкості зросту  $\dot{R}$ , малі величини відривного діаметра  $d_0$  і досить велику частоту відриву від стінки вихрової камери  $f_0$  парових бульбашок.

6. Енергетична взаємодія активного і пасивного потоків рідинно-парового струминного апарата вихрового типу оцінюється за допомогою ексергетичного аналізу процесів перетворення енергії і виражається у вигляді критерія ексергетичної ефективності  $\varepsilon_{ex}$ , що однозначно характеризує ефективність апарату з точки зору термодинаміки.

7. Для підтвердження розробленої теплофізичної та уточненої математичної моделей робочого процесу РПСА вихрового типу потрібно провести експериментальні дослідження, у процесі яких необхідно виміряти початкові термічні та витратні параметри активного і пасивного потоків при вході до вихрової камери, поле температур і тисків, напрямок течії потоку у характерних розрахункових перерізах вихрової камери, термічні параметри змішаного потоку на виході з РПСА вихрового типу при різних режимах роботи, на підставі яких отримати відповідні експериментальні характеристики апарату, інтегральні залежності полів швидкостей у характерних розрахункових перерізах РПСА вихрового типу та виконати оцінку енергоефективності апарату в цілому.



## РОЗДІЛ 3

### ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА УСТАНОВКА ДЛЯ ДОСЛІДЖЕНЬ РІДИННО-ПАРОВОГО СТРУМИННОГО АПАРАТА ВИХРОВОГО ТИПУ

#### 3.1. Схема та опис експериментальної установки

У лабораторії кафедри технічної теплофізики сконструйована експериментальна установка для досліджень рідинно-парового струминного апарата вихрового типу, що працює на скипаючій рідині [107]. Принципова схема даної установки наведена на рис. 3.1, схема рідинно-парового струминного апарата вихрового типу представлена на рис. 3.2, на рис. 3.3 зображена фотографія експериментальної установки.

Експериментальна установка для дослідження рідинно-парового струминного апарата вихрового типу складається з вихрового апарату 1, щілинного дифузора 2, гріючої ємності 3 для підготовки робочої рідини, що подається до сопел активного потоку, гріючої ємності 18 для підготовки пари пасивного потоку, додаткових комунікацій, трубопроводів, запірної та регулюючої арматури.

Для підготовки робочого середовища активного і пасивного потоків використовується холодна мережева вода. Під час випробувань РПСА вихрового типу робоча рідина активного потоку береться із ємностей 8 і 14, які наповнюються із загальної мережі і з'єднані за принципом сполучених посудин. Контроль рівня наповнення ємностей здійснюється поплавцевим клапаном 38, який відкривається у разі падіння рівня рідини у ємності 14. За допомогою насоса 10 робоча рідина подається на нагрівання до гріючої ємності 3, при цьому вентиля 11 і 12 відкриті, а вентиля 13 і 16 – закриті. Рівень рідини у гріючій ємності 3 контролюється вентилям 5. Вентилі 4 і 12 служать для регулювання і перекриття подачі робочої рідини до гріючої ємності 3 відповідно.

Тиск грійучої ємності 3 контролюється манометром показуючим 6, а у разі перевищення допустимого значення тиску у ємності 3 встановлений запобіжний клапан 9. Злив використаної води здійснюється за допомогою дренажного вентиля 15.

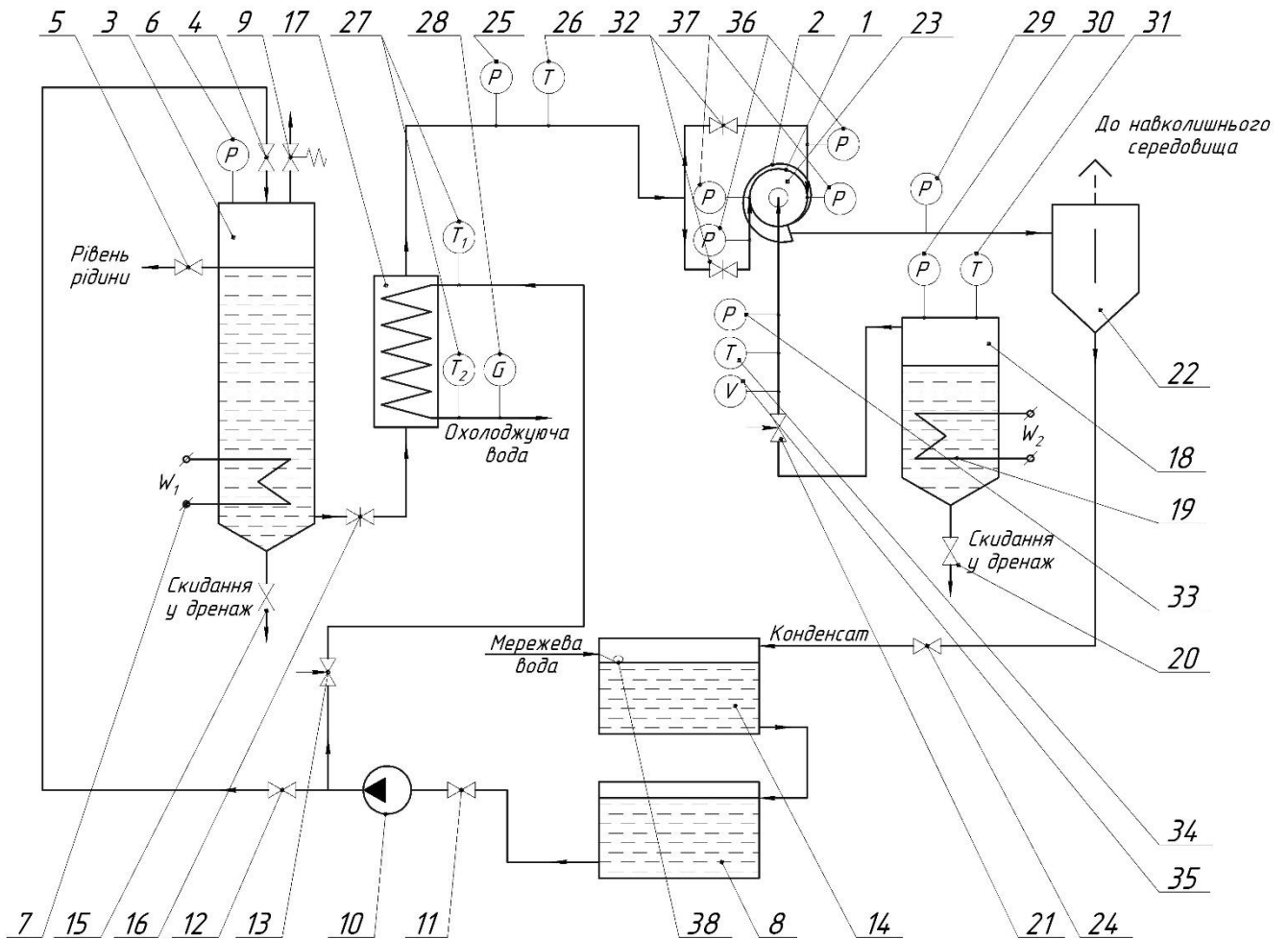


Рисунок 3.1 – Принципова схема експериментальної установки для дослідження рідинно-парового струминного апарата вихрового типу

Умовні позначення: 1 – рідинно-паровий струминний апарат вихрового типу; 2 – щілинний дифузор; 3, 18 – грійуча ємність; 4, 5, 11, 12, 15, 20, 24 – вентиль запірний; 6, 25, 29, 30, 36, 37 – зразковий манометр; 7, 19 – блок ТЕНів; 8, 14 – ємність для води; 9 – запобіжний клапан; 10 – насос; 13, 16, 21, 32 – регулювальний вентиль; 17 – теплообмінник типу «труба в трубі»; 22 – сепаратор;

23 – триканальний циліндричний зонд; 26, 27, 31, 34 – цифровий мультиметр;  
28, 35 – об’ємний витратомір; 33 – вакуумметр зразковий; 38 – поплавковий клапан.

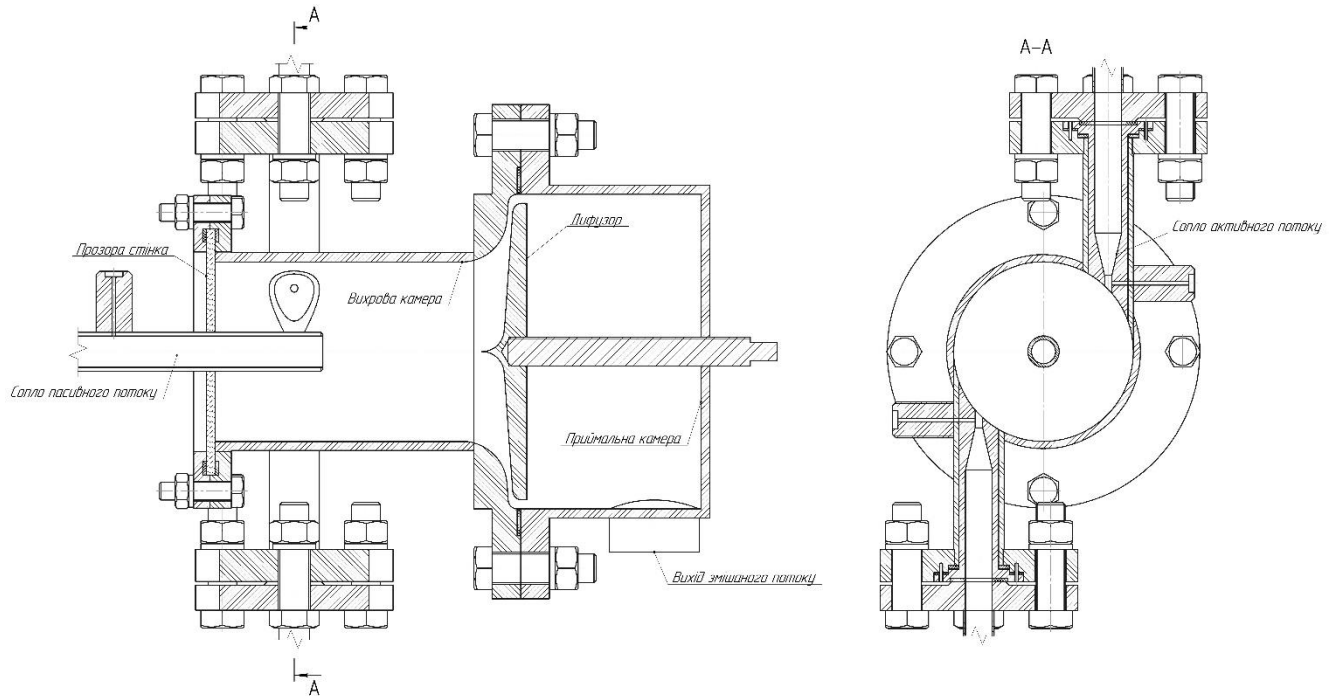


Рисунок 3.2 – Дослідний зразок рідинно-парового струминного апарата  
вихрового типу

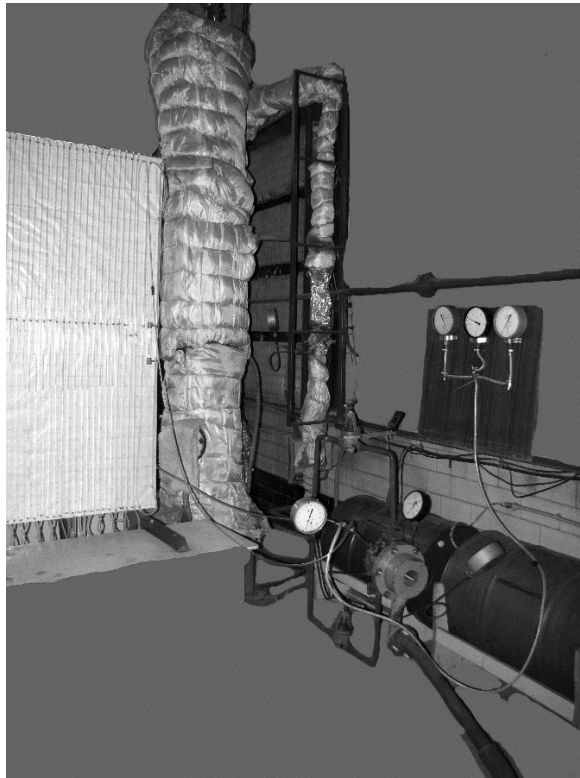


Рисунок 3.3 – Фотографія експериментальної установки

Після нагріву блоком ТЕНів 7 і досягнення необхідного значення тиску робоча рідина з гріючої ємності 3 надходить до входу у теплообмінник типу «труба в трубі» 17. При цьому вентиль 12 знаходиться у закритому положенні, а вентилі 13 і 16 – у відкритому. За допомогою насоса 10 холодна мережева вода з ємностей 8 і 14 по системі трубопроводів подається на охолодження до теплообмінника 17, забезпечуючи необхідне недогрівання рідини до стану насичення перед активними соплами рідинно-парового струминного апарата вихрового типу. Тиск робочої рідини на виході з теплообмінника контролюється зразковим манометром 25. У процесі недогрівання тиск робочої рідини залишається постійним.

Вхід робочої рідини до вихрової камери рідинно-парового струминного апарата вихрового типу відбувається через два сопла активного потоку і тангенціально закручується. Наявність двох сопел активного потоку забезпечує симетричність течії вихрового потоку по всій довжині вихрової камери. Перед входом до РПСА встановлені вентилі 32 для регулювання витрати робочої рідини через робочі сопла активного потоку. Вхід пасивного потоку до рідинно-парового струминного апарата вихрового типу розташований коаксіально вихровій камері, причому довжина патрубку пасивного потоку може регулюватися по довжині вихрової камери. Зразкові манометри 29 і 36 вимірюють тиск змішаного потоку і потоку, що поступає на вхід до робочих сопел активного потоку відповідно. Вимірювання тиску у критичних перетинах активних сопел рідинно-парового струминного апарата проводиться зразковими манометрами 37. Тиск всередині вихрової камери вимірюється у трьох характерних перетинах по всій довжині вихрової камери трьохканальним циліндричним зондом 23, з підключеним U-подібним манометром, для визначення вектору швидкості потоку, і зразковим мановакууметром, для вимірювання повного і статичного тисків у характерних точках. Температура робочої рідини перед входом до активних сопел рідинно-парового струминного апарата вимірюється цифровим мультиметром 26, а температура охолоджуючої води на вході і виході з теплообмінника 17 двома

цифровими мультиметрами 27. Масова витрата охолоджуючої води, що проходить через теплообмінник, вимірюється витратоміром 28.

У гріючій ємності 18 відбувається підготовка робочої насиченої водяної пари пасивного потоку за допомогою блоку ТЕНів 19. Тиск гріючої ємності 18 контролюється зразковим манометром 30, температура – цифровим мультиметром 31. Витрата робочої пари регулюється за допомогою вентиля 21. Скидання використаної пари відбувається після його конденсації у гріючій ємності 18 за допомогою дренажного вентиля 20. На ділянці від гріючої ємності 18 до входу у сопло пасивного потоку контролюються наступні параметри: величина розрідження перед входом до сопла пасивного потоку зразковим вакууметром 33, температура робочої насиченої водяної пари перед входом до сопла пасивного потоку цифровим мультиметром 34, об'ємна витрата насиченої водяної пари лічильником об'ємної витрати 35.

На виході з рідинно-парового струминного апарата вихрового типу змішаний потік надходить до щілинного дифузору 2 з регульованою шириною щілини, де підвищується його тиск, що вимірюється зразковим манометром 29. Після щілинного дифузора 2 потік потрапляє до приймальної камери, після чого потрапляє до сепаратора 22, де розділяється на парову та рідку фази. Парова фаза скидається у навколишнє середовище, а рідка фаза направляється до ємності 14, після чого насосом 10 відкачується з ємності 8 до гріючої ємності 2 або до теплообмінника типу «труба в трубі» 17. Для перекриття дренажного трубопроводу з сепаратора 22 встановлений запірний вентиль 24.

### 3.2. Прилад для вимірювання тиску і напрямку швидкості потоку

На рис. 3.4 а, б зображений триканальний циліндричний зонд для одночасного вимірювання повного і статичного тисків та напрямку вектору швидкості потоку.



а)



б)

Рисунок 3.4 – Триканальний циліндричний зонд: а) у зборі із координатником;  
б) розміщення приймальних отворів

Приймальна частина зонда складається з трьох каналів, розміщених у одній горизонтальній площині циліндричної частини вимірювальної насадки зонда. Бічні канали служать для вимірювання напрямку швидкості потоку, центральний канал – для вимірювання повного і статичного тисків. Кожен канал має окремий вихід для підключення до реєструючого приладу. У якості реєструючого приладу для бічних каналів використовувався багат шкалевий рідинний U-подібний манометр, заповнений дистильованою водою. Діаметр вимірювального насадка

зонда становить 2,5 мм, діаметр приймальних отворів, згідно із рекомендаціями  $(0,1 \div 0,2)D$  [47], дорівнює 0,3 мм, бічні отвори, розташовані під кутом  $15^\circ$  по відношенню до центрального отвору (рис. 3.5). Відстань від нижньої частини носика зонда до осі розташування приймальних отворів, згідно із рекомендаціями  $2D$  [47], дорівнює 5 мм. Нечутливість цього зонда до кута скосу потоку  $\beta$  при вимірюванні повних тисків становить  $\pm 15^\circ$ , до кута скосу потоку  $\delta - \pm 3^\circ$  [47, 120].

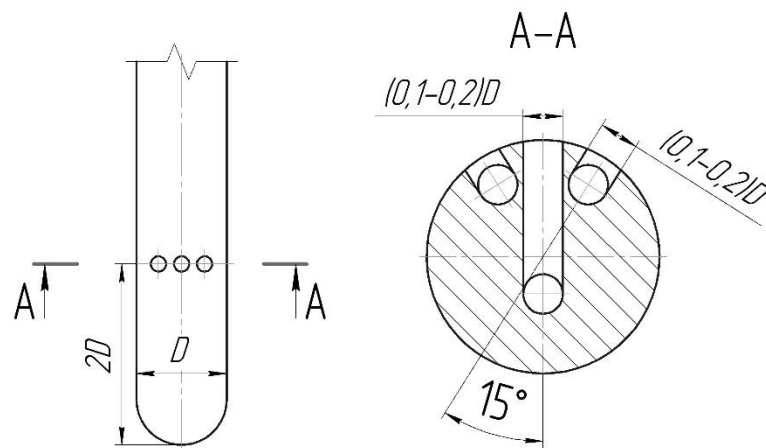


Рисунок 3.5 – Конструкція приймальної частини трьохканального циліндричного зонда

Для переміщення і фіксації положення циліндричного зонда використовувався координатник із безпосереднім ручним приводом. Поступальне переміщення рухомої частини координатника  $l = 100$  мм, абсолютна похибка вимірювання поступального переміщення  $\Delta l = 0,1$  мм. Кут повороту рухомої частини координатника  $\gamma = 360^\circ$ , абсолютна похибка вимірювання кута повороту  $\Delta\gamma = 0,5^\circ$ . Основою координатника є металевий корпус. Циліндричний зонд встановлюється і фіксується у пустотілому гвинті, у якому по всій довжині профрезерований паз, за допомогою шпонки і стопорного гвинта. Поступальне переміщення зонда проводиться поворотом гайки і визначається за двосторонньою шкалою, що розташована на пустотілому гвинті. Поворот гайки на один оберт відповідає поступальному переміщенню зонда на 1 мм. Отвори, що розташовані на торці гайки, дозволяють фіксувати переміщення зонда стопором з

точністю 0,05 мм. Обертальний рух зонда здійснюється поворотом баранчика, який обкатується по зубчастому колесу, жорстко пов'язаного з корпусом координатника. Координатник забезпечений також гідрорівнем і змінним ліббом з ціною поділки 1°. Ущільнення зонда здійснюється сальниковим шнуром з натискною гайкою, встановленими у ніпелі. Кріплення координатника до корпусу вихрової камери відбувається через бобишку.

Вимірювання статичного тиску циліндричним зондом відбувається поворотом приймальної частини вимірювального насадка зонда на кут  $\gamma = 180^\circ$  відносно фіксованої точки вимірювання повного тиску. У цьому випадку виникає явище обтікання циліндра, яке тягне за собою певні труднощі [39, 47, 97, 111, 139, 147]. У дійсності розподіл тиску позаду круглого циліндра має значне відхилення від теоретичного потенційного розподілу. Це пояснюється тим, що при обтіканні круглого циліндра потоком реальної в'язкої рідини відбувається відрив граничного шару з поверхні циліндра, за рахунок утворення зворотного перебігу та виникнення вихрової доріжки Кармана (рис. 3.6). У вихровій зоні позаду циліндра тиск нижче у порівнянні з тиском у незбуреному потоці. Це зниження тиску і є причиною так званого опору тиску, яке спотворює значення реального розподілу тиску позаду круглого циліндра.

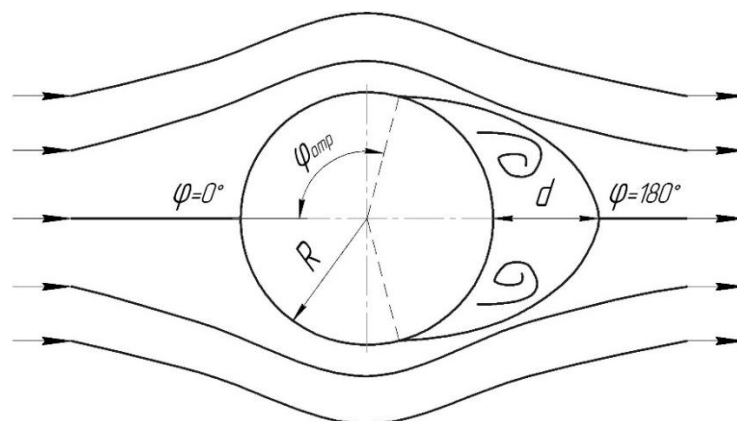


Рисунок 3.6 – Схема обтікання циліндра потоком реальної в'язкої рідини



Точка відриву граничного шару визначається розкладанням ряду Блазіуса із припущенням, що у точці відриву дотична напруга дорівнює нулю [147]. Розрахункові дані визначення положення точки відриву, наведені різними авторами, сильно відрізняються один від одного  $\varphi_{\text{отр}} = 95 \div 125^\circ$  [147]. Це пояснюється великим впливом числа Рейнольдса, тому вихрова зона для середніх чисел Рейнольдса ширше, ніж для великих, а також обривом ряду Блазіуса на ранніх членах при його розв'язанні. Незалежно від положення точки відриву граничного шару, при вимірюванні статичного тиску циліндричним зондом, необхідно використати поправочний коефіцієнт відновлення статичного тиску.

Для визначення поправочного коефіцієнта використовується припущення, що обтікання циліндра відбувається симетричним потоком. Для оцінки правильності показань трьохканального циліндричного зонда використовується коефіцієнт відновлення статичного тиску [47, 147]:

$$K = \frac{p_{\text{ст}} - p_{\text{э}}}{\frac{\rho \cdot c^2}{2}}, \quad (3.1)$$

де  $p_{\text{ст}}, p_{\text{э}}$  – статичний тиск, виміряний відповідно триканальним циліндричним зондом і еталонним вимірювальним приладом;

$\rho$  – щільність вихрового потоку;

$c$  – швидкість течії у незбудженому потоці.

За еталонні вимірювання прийняті експериментальні дані М. Швабе, наведені у [147], який виміряв розподіл тиску вздовж контуру циліндра у різні моменти часу. Відносна відстань до точки вимірювання виражається параметром  $d/R = 1,17$ . Параметр  $d$  тут означає відстань від циліндра до критичної точки, яка знаходиться у вільному перебігу позаду пари вихорів (рис. 3.6). Розподіл тиску по М. Швабе, показує, що позаду циліндра тиск буде меншим від виміряного на величину коефіцієнта відновлення статичного тиску  $K = 0,4$ .

Також варто відзначити, що при вимірюванні тиску іншими вимірювальними приладами, наприклад, трубками повного і статичного тиску, розглянуті явища відриву будуть залежати від геометрії вимірювального насадка і значення числа Рейнольдса, відповідно величина коефіцієнта  $K$  буде вже іншою.

### 3.3. Методика проведення експериментальних досліджень

Для вирішення поставлених на початку роботи завдань на експериментальній установці проводилися експериментальні дослідження у такій послідовності:

1. Для виявлення та врахування нерівномірностей розподілу потоку у початковому перерізі  $I-I$  вихрової камери, а також для підтвердження вісесиметричності течії, перед проведенням основних випробувань були виконані налагоджувальні випробування.

2. Вихід на стаціонарний режим роботи РПСА вихрового типу визначався постійністю тисків, температур і витрат активного, пасивного та змішаного потоків.

3. Фіксувалися значення тиску  $P_{o.c.}$  і температури  $t_{o.c.}$  навколишнього середовища у лабораторії, а також задані величини тиску у гріючій ємності  $P_{ем1}$  для нагрівання рідини, що подається до активних сопел, і у гріючій ємності  $P_{ем2}$  для нагрівання пари, що подається до пасивного сопла РПСА вихрового типу.

4. Вимірювались тиск  $P_{01}$  і температура  $t_{01}$  рідини на вході до активних сопел РПСА і тиск у горлі сопел  $P_r$ . Вимірювання сили реакції струменя сопла  $R_a$  відбувалося на окремому експериментальному стенді у інтервалі робочих тисків рідини на вході до активних сопел  $P_{01} = 5,0 \div 20,0$  бар.

5. Регулювалось положення трьохканального циліндричного зонда у потоці течії усередині вихрової камери за допомогою координатника.

6. Визначався та фіксувався напрямок течії вихрового потоку за допомогою бічних отворів трьохканального циліндричного зонда і підключеного до них U-подібного манометра у точках траверсування характерних перерізів вихрової камери.

7. Вимірювалось поле повних тисків вихрового потоку за допомогою центрального отвору трьохканального циліндричного зонда і підключеного до нього мановакуумметра у трьох характерних перерізах вихрової камери.

8. Поворотом координатника на  $180^\circ$  відносно точки вимірювання повного тиску вимірювалось поле повних температур вихрового потоку, за допомогою термопари, закріпленої на зворотній стороні вимірювального насадка зонда і підключеної до цифрового мультиметру, у трьох характерних перерізах вихрової камери.

9. Вимірювався тиск  $P_{02}$ , температура  $t_{02}$  і об'ємна витрата  $\dot{V}_{02}$  пари на вході до пасивного сопла РПСА вихрового типу.

10. Вимірювався тиск  $P_{cm}$  і температура  $t_{cm}$  змішаного потоку на виході з РПСА вихрового типу при заданих величинах тиску у гріючій ємності  $P_{em1}$  для нагрівання рідини, що подається до активних сопел, і у гріючій ємності  $P_{em2}$  для нагрівання пари, що подається до пасивного сопла РПСА.

### 3.4. Обробка результатів експерименту

Обробка результатів проведених експериментальних досліджень проводилась за такими залежностями.

1. Абсолютний тиск робочої рідини активного потоку на вході до РПСА, Па:

$$p_{01} = p_{атм} + 9,81 \cdot 10^4 \cdot p_{ман01}, \quad (3.2)$$

де  $p_{\text{атм}}$  – барометричний тиск, Па;

$p_{\text{ман01}}$  – показання манометра, що знаходиться на вході до активних сопел РПСА, що враховують гідравлічні втрати при проходженні потоку вхідної ділянки трубопроводу та запірно-регулюючої арматури.

2. Барометричний тиск, Па:

$$p_{\text{атм}} = 133,32 \cdot B, \quad (3.3)$$

де  $B$  – показання барометра-анероїда, мм. рт. ст.

3. Абсолютний тиск робочої рідини у горлі сопла активного потоку, Па

$$p_{\Gamma} = p_{\text{атм}} + 9,81 \cdot 10^4 \cdot p_{\text{ман } \Gamma}, \quad (3.4)$$

де  $p_{\text{ман } \Gamma}$  – показання манометра, що знаходиться у перерізі горла сопла активного потоку РПСА, Па.

4. Абсолютна температура робочої рідини активного потоку на вході до РПСА, К:

$$T_{01} = t_{01} + 273, \quad (3.5)$$

де  $t_{01}$  – показання цифрового мультиметра, виміряні термопарою, що знаходиться безпосередньо у рухомому потоці робочої рідини, °С.

5. Величина імпульсу струменя робочої рідини, Па:

$$i_a = \frac{9,81 \cdot R_a}{0,7854 \cdot d_f}, \quad (3.6)$$

де  $t_{01}$  – сила реакції струменя, Н;

$d_f$  – діаметр сопла, м.

6. Масова витрата робочої рідини, що проходить через сопла активного потоку, кг/с:

$$\dot{m}_a = \frac{c_f \cdot F_f}{v_{s0}}, \quad (3.7)$$

7. Середня швидкість робочої рідини активного потоку у витратному перерізі сопла активного потоку, м/с:

$$c_f = \mu_0 \cdot v_f \cdot \sqrt{2 \cdot 10^5 \cdot (P_0 - P_{s0}) \cdot v_{s0}}, \quad (3.8)$$

8. Площа прохідного перерізу сопла активного потоку, м<sup>2</sup>:

$$F_f = 0,7854 \cdot d_f^2 \cdot 10^{-6} \quad (3.9)$$

9. Коефіцієнт швидкості сопла активного потоку:

$$\varphi_a = \frac{\gamma_a}{\gamma_{as}} \quad (3.10)$$

10. Відносна швидкість витікання у вихідному перерізі косою зрізу сопла активного потоку:

$$\gamma_a = \frac{c_a}{c_{as}} \quad (3.11)$$

11. Середня швидкість потоку у вихідному перерізі косою зрізу сопла активного потоку, м/с:

$$c_a = \frac{9,81 \cdot R_a \cdot v_{s0}}{F_f \cdot c_f} \quad (3.12)$$

12. Відносна швидкість ізоентропного витікання у вихідному перерізі косою зрізу сопла активного потоку:

$$\gamma_{as} = \frac{c_{as}}{c_f} \quad (3.13)$$

13. Середня швидкість ізоентропного витікання у вихідному перерізі косою зрізу сопла активного потоку, м/с:

$$c_{as} = \sqrt{2 \cdot (h_0 - h'_a - (s_0 - s'_a) \cdot T_a)} \quad (3.14)$$

14. Абсолютний тиск пари пасивного потоку на вході до РПСА, Па:

$$p_{02} = p_{\text{атм}} - p_{\text{вак}}, \quad (3.15)$$

де  $p_{\text{вак}}$  – показання вакуумметра, що знаходиться на вході до пасивного сопла РПСА, Па.

15. Абсолютна температура пари пасивного потоку на вході до РПСА, К:

$$T_{02} = t_{02} + 273, \quad (3.16)$$

де  $t_{02}$  – показання цифрового мультиметра, виміряні термопарою, що знаходиться безпосередньо у рухомому паровому пасивному потоці, °С.

16. Масова витрата пари пасивного потоку, кг/с:

$$\dot{m}_{02} = \dot{V}_{02} \cdot \rho_{02}, \quad (3.17)$$

де  $\dot{V}_{02}$  – об'ємна витрата пари пасивного потоку, виміряна об'ємним витратоміром, що встановлений на ділянці трубопроводу патрубку пасивного потоку перед входом до РПСА, м<sup>3</sup>/с.

17. Щільність пари пасивного потоку, кг/м<sup>3</sup>:

$$\rho_{02} = \frac{p_{02}}{R \cdot T_{02}}, \quad (3.18)$$

де  $R = 462$  Дж/кг · К – газова постійна водяної пари.

18. Абсолютний тиск змішаного потоку на виході з РПСА, Па:

$$p_{зм} = p_{атм} + 9,81 \cdot 10^4 \cdot p_{ман зм}, \quad (3.19)$$

де  $p_{ман зм}$  – показання манометра, що перебуває у перерізі на виході з РПСА, Па.

19. Абсолютна температура змішаного потоку на виході з РПСА, К:

$$T_{\text{зМ}} = t_{\text{зМ}} + 273, \quad (3.20)$$

де  $t_{\text{зМ}}$  – показання цифрового мультиметра, виміряні термопарою, що знаходиться безпосередньо у рухомому змішаному потоці, °С.

20. Повний тиск вихрового потоку усередині вихрової камери, Па:

$$p_{\text{пов}} = p_{\text{атм}} + 9,81 \cdot 10^4 \cdot p_{\text{МВК}}, \quad (3.21)$$

де  $p_{\text{МВК}}$  – показання мановакуумметра, виміряні за допомогою центрального отвору трьохканального циліндричного зонда, підключеного до мановакуумметра, Па;

21. Статичний тиск вихрового потоку усередині вихрової камери, Па:

$$p_{\text{ст}} = (p_{\text{атм}} + 9,81 \cdot 10^4 \cdot p_{\text{МВК}}) \cdot K, \quad (3.22)$$

де  $K = 0,4$  – коефіцієнт відновлення статичного тиску.

22. Ступінь підвищення тиску пасивного потоку:

$$\pi_{\text{п}} = \frac{p_{\text{зМ}}}{p_{02}} \quad (3.23)$$

23. Коефіцієнт інжекції РПСА вихрового типу:

$$u = \frac{\dot{m}_{02}}{\dot{m}_a} \quad (3.24)$$



### 3.5. Визначення похибок прямих і непрямих вимірювань

У даній роботі розраховувалися похибки вимірювань величин тисків і температур робочої рідини, що подається до сопел активного потоку РПСА вихрового типу; тисків і температур пари, що подається до сопла пасивного потоку РПСА вихрового типу; тисків і температур вихрового потоку, що рухається усередині вихрової камери; об'ємної витрати пари пасивного потоку; сили реакції струменя. Величини, що визначаються, є результатами прямих та непрямих вимірювань [75, 79].

Визначення похибок непрямих вимірювань вимагає отримання функціональних залежностей, які б пов'язували результати між величиною, що вимірюється, з результатами прямих вимірювань. При визначенні похибок непрямих вимірювань приймався нормальний закон розподілу похибок оскільки ці виміри є функціями ряду величин.

У свою чергу, похибки прямих вимірювань складаються з грубих, випадкових і систематичних [122, 145]. Під грубою похибкою розуміють похибку вимірювання, яка істотно відрізняється від очікуваної похибки при поточних умовах. Випадкова похибка змінюється випадковим чином і викликається причинами, які не можуть бути визначені при вимірюванні. Випадкові і грубі похибки виключаються повторним проведенням вимірювань при даних умовах при цьому, чим більшою є кількість проведених вимірювань, тим меншою є імовірність неточного результату вимірювань.

Визначення систематичної похибки є однією з найбільш складних задач у теорії вимірювань. Під систематичною похибкою розуміють похибку вимірювання, що залишається постійною або закономірно змінюється при повторних вимірах. Систематичні похибки можуть значно спотворювати результати вимірювань, тому перед їх проведенням необхідно визначити всі можливі джерела похибок і вжити заходів до їх виключення. Систематичні похибки прямих вимірювань поділяють на інструментальні, суб'єктивні, методичні та похибки при установці. Інструментальні похибки залежать від

похибок засобів вимірювань, що застосовуються, тому вони визначалися класом точності і ціною поділки приладів для вимірювань. Похибки установки виникають внаслідок неправильної або недбалої установки вимірювальних приладів і зводилися до мінімуму за рахунок виконання рекомендацій заводом-виробником з урахуванням правил їх монтажу та експлуатації. Суб'єктивні похибки викликаються індивідуальними особливостями спостерігача і виключалися проведенням серії однакових експериментів різними дослідниками. Методичні похибки вимірювань визначаються методикою вимірювання даної величини і не залежать від точності вимірювальних приладів, що застосовуються, тому при проведенні експерименту використовувалися вже перевірені методи проведення вимірювань [74].

Похибка непрямих вимірювань абсолютного тиску запишеться у такому вигляді.

Абсолютна інструментальна похибка при вимірюванні пружинними приладами, Па:

$$\Delta p_{\text{інстр}} = \frac{\gamma \cdot D}{100}, \quad (3.25)$$

де  $\gamma$  – клас точності приладу;

$D$  – діапазон показань приладу, Па.

Відносна інструментальна похибка вимірювань абсолютного тиску, %:

$$\delta p_{\text{інстр}} = \frac{\Delta p_{\text{інстр}}}{p_{\text{ман}}} \cdot 100, \quad (3.26)$$

де  $p_{\text{ман}}$  – значення тиску, що вимірюється за допомогою манометра, Па.

Відносна суб'єктивна похибка вимірювання абсолютного тиску, %:

$$\delta p_c = \frac{0,5 \cdot d}{p_{\text{вим}}} \cdot 100, \quad (3.27)$$

де  $d$  – ціна мінімальної ціни поділки шкали приладу вимірювання, Па;

$p_{\text{вим}}$  – виміряне значення тиску, Па.

Межа сумарної відносної похибки вимірювання абсолютного тиску, %:

$$\delta p_{\text{абс}} = \sqrt{\delta p_{\text{інстр}}^2 + \delta p_c^2 + \delta p_{\text{уст}}^2 + \delta p_{\text{мет}}^2 + \delta p_{\text{атм}}^2}, \quad (3.28)$$

де  $\delta p_{\text{уст}}$  – відносна похибка при установці вимірювального приладу (приймається такою, що дорівнює нулю при дотриманні правил монтажу та розміщення вимірювального приладу), %;

$\delta p_{\text{мет}}$  – відносна методична похибка (приймається такою, що дорівнює нулю при використанні перевіреної методики проведення вимірювань [74]), %.

Абсолютна похибка барометра-анероїда дорівнює мінімальній ціні поділки шкали вимірювального приладу  $\Delta p_B = \pm d$ , Па.

Відносна похибка при вимірюванні барометром-анероїдом, %:

$$\delta p_{\text{атм}} = \frac{d}{p_{\text{атм}}} \cdot 100, \quad (3.29)$$

де  $d$  – ціна мінімальної ціни поділки шкали приладу для вимірювання, Па;

$p_{\text{атм}}$  – виміряний барометричний тиск, Па.

Абсолютна похибка вимірювання абсолютного тиску, Па:

$$\Delta p_{\text{абс}} = p_{\text{абс}} \cdot \frac{\delta p_{\text{абс}}}{100}. \quad (3.30)$$

Розрахунки показують, що середня величина систематичної похибки визначення абсолютної величини тиску не перевищує 1,5 %.

Абсолютна похибка вимірювання величини температури може бути записана у такому вигляді, °С:

$$\Delta t = \pm b \cdot \sqrt{\Delta t_{\text{інстр}}^2 + \Delta t_{\text{с}}^2 + \Delta t_{\text{уст}}^2 + \Delta t_{\text{мет}}^2}, \quad (3.31)$$

де  $b = 1,1$  – коефіцієнт при довірчій імовірності  $a$ .

$\Delta t_{\text{мет}}$  – методична похибка, °С.

Коефіцієнт довірчої імовірності приймається  $a = 0,95$  згідно з рекомендаціями [75].

Абсолютна інструментальна похибка приладу для вимірювання температури, °С:

$$\Delta t_{\text{інстр}} = \frac{\gamma \cdot t_{\text{max}}}{100}, \quad (3.32)$$

де  $\gamma$  – клас точності мультиметра;

$t_{\text{max}}$  – верхня межа вимірювань мультиметра, °С.

Тарування термопари цифрового мультиметра відбувалось за допомогою скляного термометра. Для скляних термометрів можна записати, що абсолютна інструментальна похибка дорівнює ціні поділки термометра  $\Delta t_{\text{інстр}} = \pm d, ^\circ\text{C}$ .

Абсолютна суб'єктивна похибка при таруванні,  $^\circ\text{C}$ :

$$\Delta t_c = 0,5 \cdot d, \quad (3.33)$$

де  $d$  – ціна мінімальної поділки шкали приладу для вимірювання температури,  $^\circ\text{C}$ ;

Відносна похибка при вимірюванні абсолютної температури, %:

$$\delta t = \frac{\Delta t}{t} \cdot 100, \quad (3.34)$$

де  $t$  – виміряне значення температури,  $^\circ\text{C}$ .

Розрахунки показують, що середня величина систематичної похибки визначення абсолютної величини температури не перевищує 0,9 %.

Похибка непрямого вимірювання об'ємної витрати пари пасивного потоку за допомогою лічильника об'ємної витрати запишеться у такому вигляді.

Відносна похибка непрямого вимірювання об'ємної витрати пари пасивного потоку, %:

$$\delta V_{02} = \sqrt{\delta V^2 + \delta \tau^2}, \quad (3.35)$$

де  $\delta V$  – відносна похибка вимірювання об'єму, %;

$\delta \tau$  – відносна похибка вимірювання часу, %.

Відносна похибка вимірювання часу, %:

$$\delta\tau = \frac{\Delta\tau}{\tau} \cdot 100, \quad (3.36)$$

де  $\tau$  – розрахунковий час, с.

Абсолютна похибка вимірювання часу для вимірювальних приладів із секундною стрілкою приймається такою, що дорівнює ціні поділки секундоміра  $\Delta\tau = \pm d$ , с.

Відносна похибка вимірювання величини об'єму пари пасивного потоку, %:

$$\delta V = \frac{\Delta V}{V} \cdot 100, \quad (3.37)$$

де  $\Delta V$  – абсолютна похибка вимірювання величини об'єму пари пасивного потоку, м<sup>3</sup>;

$V$  – величина об'єму пари пасивного потоку, що пройшов через лічильник об'ємної витрати за розрахунковий час  $\tau$ , м<sup>3</sup>.

Абсолютна похибка вимірювання величини об'єму пари пасивного потоку, м<sup>3</sup>:

$$\Delta V = \pm b \cdot \sqrt{\Delta V_{\text{інстр}}^2 + \Delta V_{\text{с}}^2 + \Delta V_{\text{уст}}^2 + \Delta V_{\text{мет}}^2}, \quad (3.38)$$

де  $b = 1,1$  – коефіцієнт при довірчій імовірності  $a = 0,95$ ;

$\Delta V_{\text{інстр}}$  – абсолютна інструментальна паспортна похибка приладу для вимірювання об'єму пари пасивного потоку, м<sup>3</sup>.

Якщо інструментальна паспортна похибка приладу задана відносною похибкою  $\gamma$  (клас точності приладу), то абсолютна інструментальна паспортна похибка запишеться у вигляді,  $\text{м}^3$ :

$$\Delta V_{\text{інстр}} = \frac{\gamma \cdot V_{\text{н}}}{100}, \quad (3.39)$$

де  $V_{\text{н}}$  – нормована величина діапазону вимірювань лічильника об'ємної витрати пари,  $\text{м}^3$ .

Абсолютна суб'єктивна похибка вимірювання об'єму пари пасивного потоку,  $\text{м}^3$ :

$$\Delta V_{\text{с}} = 0,5 \cdot d, \quad (3.40)$$

де  $d$  – ціна мінімальної ціни поділки шкали приладу для вимірювання об'ємної витрати,  $\text{м}^3$ .

Абсолютна похибка  $\Delta V_{\text{уст}}$  при установці лічильника об'ємної витрати приймається такою, що дорівнює нулю при дотриманні правил монтажу та розміщення вимірювального приладу строго горизонтальній площині за допомогою гідравлічного рівня.

Абсолютна методична похибка  $\Delta V_{\text{мет}}$  приймається такою, що дорівнює нулю при використанні перевіреної методики проведення вимірювань [74].

Абсолютна похибка вимірювання об'ємної витрати пари пасивного потоку, м<sup>3</sup>/с:

$$\Delta V_{02} = V_{\text{вим}} \cdot \frac{\delta V_{02}}{100}, \quad (3.41)$$

де  $V_{\text{вим}} = V/\tau$  – виміряне значення об'ємної витрати за допомоги лічильника об'ємної витрати пари, м<sup>3</sup>/с.

Розрахунки показують, що середня величина середньоквадратичної похибки вимірювання об'ємної витрати не перевищує 2,5 %.

Відносна похибка визначення щільності пари пасивного потоку обчислюється за формулою, %:

$$\delta \rho_{02} = \sqrt{\delta p_{\text{абс}}^2 + \delta T^2 + \delta R^2}, \quad (3.42)$$

де  $\delta p_{\text{абс}}$  – відносна похибка вимірювання абсолютного тиску, %;

$\delta T$  – відносна похибка вимірювання абсолютної температури ( $T = t + 273$ , °C), %.

Величина газової сталої  $R$  є константою для окремо взятої речовини, тому величина абсолютної похибки її визначення буде дорівнювати половині останнього розряду числа  $\Delta R = \pm 0,5$  Дж/кг · К [122].

Відносна похибка визначення газової постійної, %:

$$\delta R = \frac{\Delta R}{R} \cdot 100, \quad (3.43)$$

де  $R = 462$  Дж/кг · К – газова постійна водяної пари.



Абсолютна похибка визначення щільності пари пасивного потоку обчислюється за формулою, кг/м<sup>3</sup>:

$$\Delta\rho_{02} = \rho_{02} \cdot \frac{\delta\rho_{02}}{100}, \quad (3.44)$$

де  $\rho_{02} = p_{02}/(R \cdot T_{02})$  – щільність пари пасивного потоку, кг/м<sup>3</sup>.

Аналогічні розрахунки необхідно проводити при визначенні похибок та інших табличних величин.

Відносна похибка визначення масової витрати розраховується за формулою, %:

$$\delta m_{02} = \sqrt{\delta V_{02}^2 + \delta \rho_{02}^2}, \quad (3.45)$$

де  $\delta V_{02}$  – відносна похибка непрямого вимірювання об'ємної витрати пари пасивного потоку, %;

$\delta \rho_{02}$  – відносна похибка визначення щільності пари пасивного потоку, %.

Абсолютна похибка непрямого вимірювання масової витрати пари пасивного потоку, кг/с:

$$\Delta m_{02} = m_{02} \cdot \frac{\delta m_{02}}{100}. \quad (3.46)$$

Відносна похибка визначення сили реакції струменя  $R_a$  за допомогою електронних ваг визначається за формулою, %:

$$\delta R_a = \frac{\Delta R_a}{R_a} \cdot 100, \quad (3.47)$$

де  $R_a$  – виміряне значення сили реакції струменя за допомогою електронних ваг, кг.

Абсолютна похибка визначення сили реакції струменя  $R_a$  за допомогою електронних ваг визначається за формулою, кг:

$$\Delta R_a = \pm b \cdot \sqrt{\Delta M_{\text{інстр}}^2 + \Delta M_c^2 + \Delta M_{\text{уст}}^2 + \Delta M_{\text{мет}}^2}, \quad (3.48)$$

де  $b = 1,1$  – коефіцієнт при довірчій імовірності  $a = 0,95$ ;

$\Delta M_{\text{інстр}}$  – абсолютна інструментальна паспортна похибка електронних ваг, кг;

$\Delta M_{\text{уст}}$  – абсолютна похибка при установці електронних ваг приймається такою, що дорівнює нулю при дотриманні правил монтажу та розміщення вимірювального приладу, кг;

$\Delta M_c$  – абсолютна суб'єктивна похибка приймається такою, що дорівнює нулю при використанні електронного приладу, кг;

$\Delta M_{\text{мет}}$  – абсолютна методична похибка приймається такою, що дорівнює нулю при використанні перевіреної методики проведення вимірювань [74].

Розрахунки показують, що абсолютна похибка вимірювань сили реакції струменя знаходиться у межах 0,05 кг, що становить 0,6 % від вимірюваної величини.

### Висновки до розділу 3

1. Сконструйована експериментальна установка для дослідження рідинно-парового струминного апарата вихрового типу, яка дозволяє проводити експериментальні дослідження по встановленню закономірностей впливу початкових термічних і кінематичних параметрів на ефективність процесу пароутворення у вихровому потоці.

2. Встановлено метод вимірювання повного і статичного тиску та одночасного визначення напрямку вектору швидкості вихрового потоку за допомогою трьохканального циліндричного зонда з координатником, а також досліджено вплив обтікання потоком циліндричної насадки зонда на дійсний розподіл тиску вздовж контуру циліндра.

3. Розроблена методика проведення експериментальних досліджень і методика обробки результатів дослідних даних.

4. Розраховано похибки прямих і непрямих вимірювань, які показують, що методика проведення експериментальних досліджень і методика обробки результатів дослідних даних, що застосовуються, забезпечують отримання достовірних експериментальних даних із припустимою точністю при проведенні технічного експерименту.

## РОЗДІЛ 4

## РЕЗУЛЬТАТИ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ

## 4.1. Результати експериментальних досліджень сопла активного потоку РПСА вихрового типу

З метою підтвердження теплофізичної і математичної моделей витікання скипаючого потоку із сопла, що розширюється, з косим зрізом були проведені розрахунок і візуалізація течії з використанням програмного комплексу Ansys CFX, який використовується для моделювання багатофазних течій рідин і газів у технічних об'єктах. Залежно від підходу до моделювання, моделі багатофазних течій у Ansys CFX поділяються на два основні класи: моделі Лагранжа та Ейлера. В основі підходу Лагранжа лежить розгляд руху окремих частинок або груп частинок вторинної дисперсної фази. В основі підходу Ейлера лежить розгляд змін термічних і кінематичних параметрів течії у точках простору, а всі фази розглядаються як суцільні, незалежно від їх форми. Для багатофазних течій при цьому вводиться поняття ще одного додаткового параметра течії об'ємної частки фази. Проте у більшості випадків при розрахунку використовуються гібридні моделі, в яких чергуються підходи Лагранжа і Ейлера, де відбувається усереднення за простором і перехід від реального розподілу часток до об'ємної частки фази. Результати дослідження опубліковані у статті [123].

Результати розрахунку і візуалізації у програмному комплексі відхилення скипаючого потоку у косому зрізі простого сопла при діаметрі критичного перерізу сопла  $d_r = 4,1$  мм, куті косого зрізу сопла  $\alpha_c = 40^\circ$  і початковому тиску  $p_{01} = 5$  бар представлені на рис. 4.1 - 4.3.

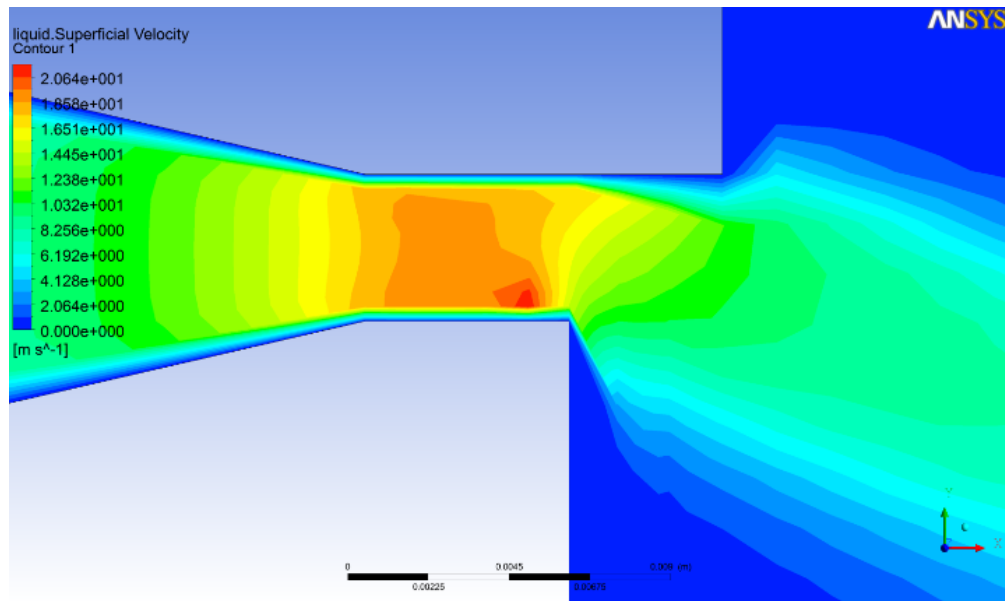


Рисунок 4.1 – Розподіл осередненої швидкості скипаючого потоку у косому зрізі простого сопла

Як видно із рис. 4.1, відхилення потоку у косому зрізі простого сопла починається на деякій відстані від вихідного перерізу сопла  $A-B$  (див. рис 2.2), що відповідає початковій характеристиці поширення хвиль  $A-K_1$ . У вихідному перерізі косоного зрізу швидкість потоку продовжує змінюватися, тому додаткове розширення відбувається вже за межами косоного зрізу. У той же час, напрямком характеристик поширення хвиль, що виходять від нижньої кромки косоного зрізу, збігається із теоретичним описом, що відповідає методу характеристик, описаного у пункті 2.2. Це говорить про достовірність обраної моделі розрахунку.

Моделювання витікання скипаючого потоку із сопла з косим зрізом проводилося за умови, що тиск середовища за косим зрізом менше від тиску перед косим зрізом. Як видно із рис. 4.2, мінімальний тиск на виході із сопла встановлюється за межами перерізу косоного зрізу  $A-C$ , що говорить про неповне використання розширювальної можливості косоного зрізу.

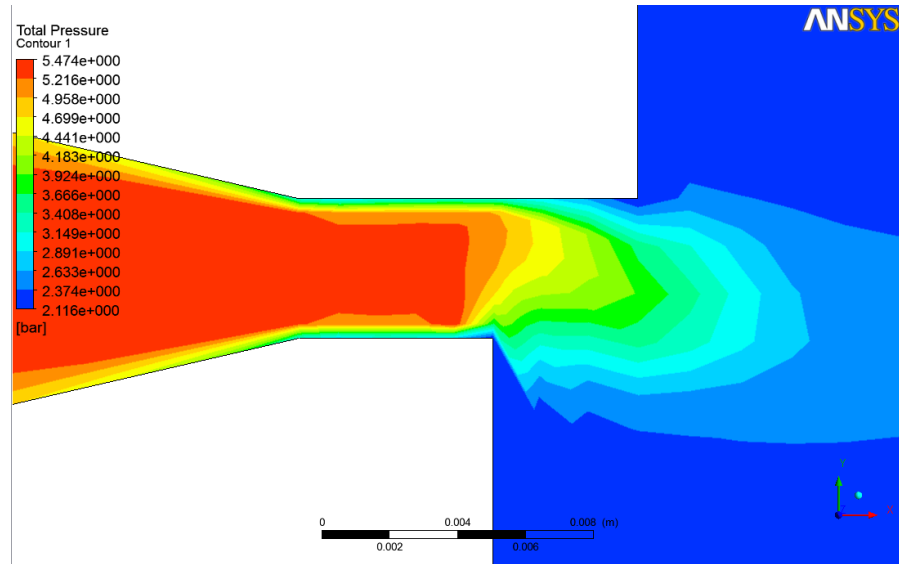


Рисунок 4.2 – Розподіл повного тиску скипаючого потоку у косому зрізі простого сопла

Аналізуючи рис. 4.3 можна зробити висновок про те, що скипання потоку у косому зрізі простого сопла відбувається на межі вихідного перерізу косоного зрізу А-С, тому потік не встигає перейти через перший критичний переріз (\*) (див. рис. 1.14) у межах косоного зрізу, відповідно ділянка метастабільності рідини, що затримує початок скипання, буде зміщуватися углиб вихрової камери, за рахунок чого буде збільшуватись час релаксаційного пароутворення у вихровому потоці.

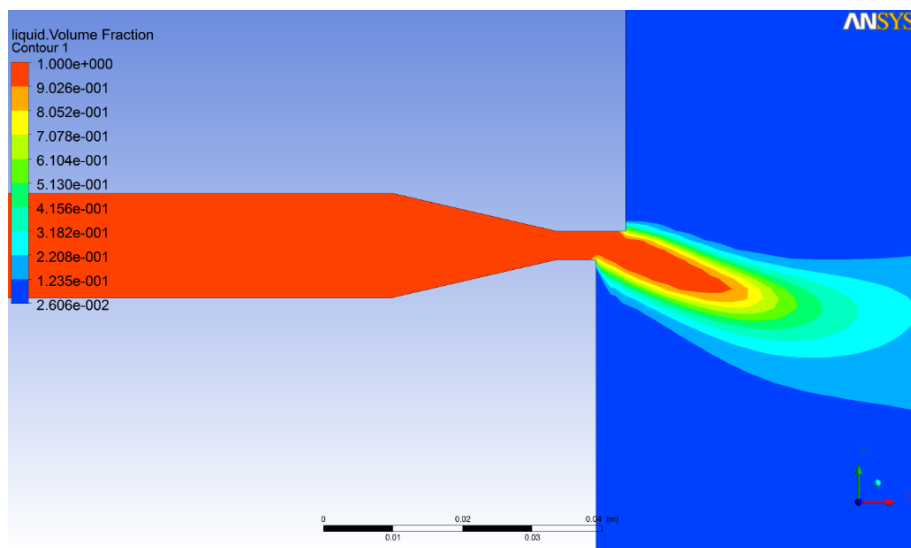
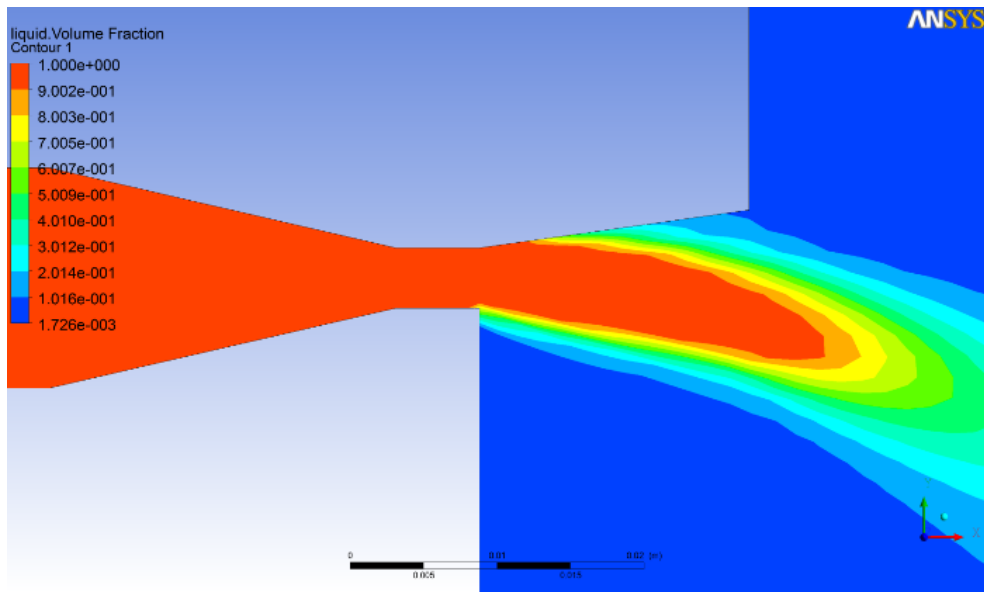
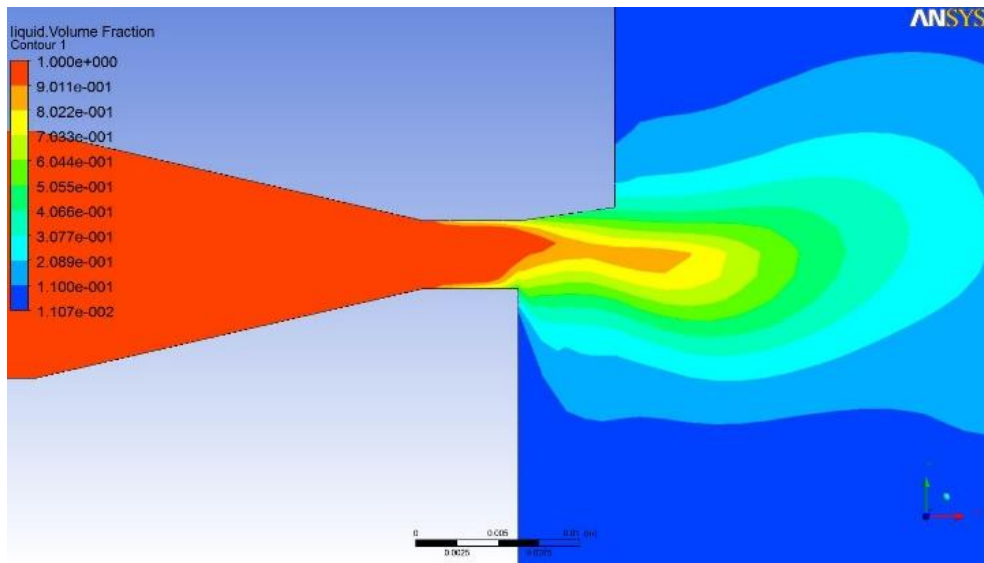


Рисунок 4.3 – Розподіл об'ємного паровмісту скипаючого потоку у косому зрізі простого сопла

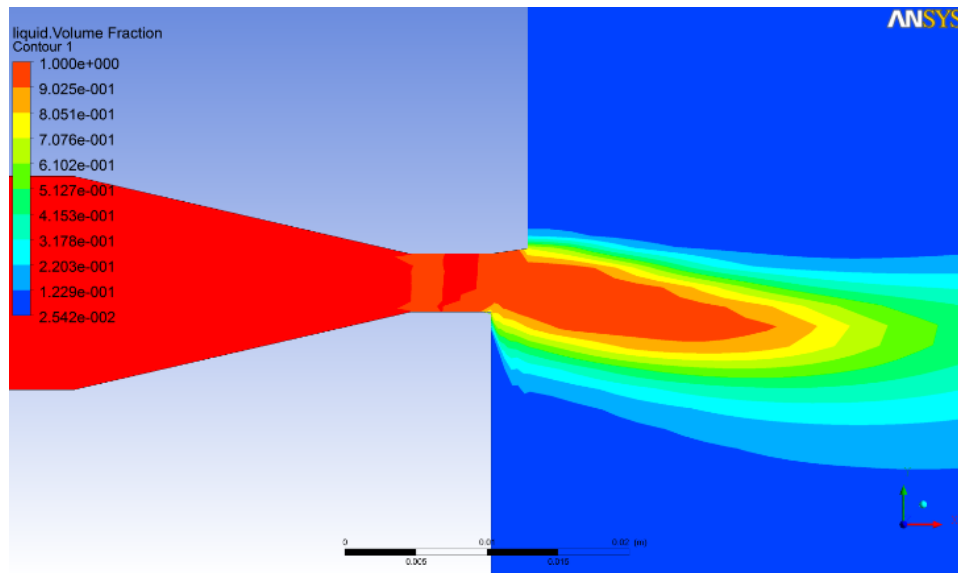
Відповідно до результатів розрахунку скипаючого потоку у косому зрізі простого сопла був проведений розрахунок і візуалізація відхилення скипаючого потоку у косому зрізі сопла, що розширюється, при діаметрі критичного перерізу  $d_r = 4,1$  мм, куті конусності сопла  $\alpha_k = 16^\circ$ , кутах косого зрізу  $\alpha_c = 20, 40, 60^\circ$  і початковому тиску  $p_{01} = 5$  бар . Результати розрахунку представлені на рис. 4.4 а-в.



а)



б)



в)

Рисунок 4.4 – Розподіл об’ємного паровмісту у косому зрізі сопла, що розширюється, із кутами косого зрізу: а)  $\alpha_c = 20^\circ$ ; б)  $\alpha_c = 40^\circ$ ; в)  $\alpha_c = 60^\circ$

Аналіз даних, отриманих за допомогою програмного комплексу Ansys CFX, показує, що, на відміну від простого сопла із косим зрізом, скипання рідини у соплі, що розширюється, відбувається вже у межах косого зрізу на ділянці пристінного бульбашкового кипіння, яке утворене стінкою косого зрізу  $B-C$  і кутом конусності  $\alpha_k$  при кутах косого зрізу  $\alpha_c = 20^\circ$  і  $\alpha_c = 40^\circ$  (рис. 4.4 а, б). Це забезпечує перехід потоку через перший критичний переріз (\*) вже у межах косого зрізу, у той час як, при куті косого зрізу  $\alpha_c = 60^\circ$  рідина скипає на межі вихідного перерізу косого зрізу  $A-C$  (рис. 4.4 в), що відповідає скипанню рідини у простому соплі з косим зрізом.

У всіх випадках за межею косого зрізу у центральній частині потоку знаходиться ядро рідини, на периферії потоку – парорідинна суміш із залишковим вмістом рідини 1-2 %. При цьому із рисунків видно, що чим менший кут косого зрізу  $\alpha_c$ , тим більший кут відхилення потоку  $\delta$ . У результаті проведених розрахункових досліджень найбільш вірогідними кутами косого зрізу є  $\alpha_c = 35 - 45^\circ$ , що дозволить потоку скипати вже у межах косого зрізу і перейти через перший критичний переріз, але не призведе до його суттєвого відхилення.



Збільшення довжини частини сопла активного потоку, що розширюється, до косоного зрізу, вочевидь, буде приводити до більш інтенсивної генерації парових бульбашок і руйнування центрального ядра рідини у перерізі ( $v$ ) на відстані  $z_v$  від початкового перерізу скипання (див. рис. 1.14). При цьому буде збільшуватися час релаксаційного пароутворення і, відповідно, збільшуватися вплив масштабного чинника при збільшенні довжини частини сопла активного потоку, що розширюється.

З урахуванням результатів розрахунків, отриманих за допомогою програмного комплексу Ansys CFX, у даній роботі експериментально досліджувалося витікання недогрітої до насичення рідини із сопла з косим зрізом діаметром критичного перерізу  $d_r = 2,3$  мм і  $d_r = 4,1$  мм, кутом конусності сопла  $\alpha_k = 16^\circ$ , кутом косоного зрізу  $\alpha_c = 40^\circ$  у діапазоні початкових тисків  $p_{01} = 5 \div 20$  бар.

При випробуванні сопла активного потоку рідинно-парового струминного апарату вихрового типу вимірювалися такі параметри:

$p_{01}$ , бар – тиск насичення рідини;

$p_r$ , бар – тиск потоку у горлі сопла;

$p_{o.c.}$ , мм рт ст – тиск навколишнього середовища у лабораторії;

$t_{o.c.}$ , °C – температура навколишнього середовища у лабораторії;

$t_{01}$ , °C – температура води на вході у сопло активного потоку;

$R_a$ , кг – сила реакції струменя;

$\tau$ , мин – час, що минув з початку експерименту.

У таблицях 4.1, 4.2, 4.3 представлені експериментальні дані сопла активного потоку із діаметром критичного перерізу  $d_r = 4,1$  мм для трьох рівнів недогріву рідини перед соплом при початковому тиску  $p_{01} = 5,04$  бар.

Таблиця 4.1 – Результати експериментального дослідження сопла, що розширюється, з косим зрізом:  $p_{01} = 5,04$  бар,  $d_r = 4,1$  мм, без недогріву,  $p_{o.c.} = 750$  мм рт ст,  $t_{o.c.} = 16^\circ\text{C}$

$\tau$ , хв	$p_{01}$ , бар	$p_r$ , бар	$t_{01}$ , $^\circ\text{C}$	$R_a$ , кг
1	5,04	1,4	116,5	0,67
2	5,04	1,6	126,5	0,8
3	5,04	1,8	128,5	0,85
4	5,04	2,2	131,5	0,88
5	5,04	2,4	135,5	0,91
6	5,04	2,6	137,5	0,91
7	5,04	2,8	140,5	0,9
8	5,04	2,8	140,5	0,9
9	5,04	2,8	140,5	0,89

Таблиця 4.2 – Результати експериментального дослідження сопла, що розширюється, з косим зрізом:  $p_{01} = 5,04$  бар,  $d_r = 4,1$  мм, недогрів 1 рівня,  $p_{o.c.} = 750$  мм рт ст,  $t_{o.c.} = 16^\circ\text{C}$

$\tau$ , хв	$p_{01}$ , бар	$p_r$ , бар	$t_{01}$ , $^\circ\text{C}$	$R_a$ , кг
1	5,04	2,2	128,5	0,74
2	5,04	2,4	131,5	0,75
3	5,04	2,6	133,5	0,75
4	5,04	2,7	135,5	0,75
5	5,04	2,8	136,5	0,77
6	5,04	2,8	137,5	0,78
7	5,04	2,8	137,5	0,78
8	5,04	2,9	138,5	0,78
9	5,04	2,9	138,5	0,78

Таблиця 4.3 – Результати експериментального дослідження сопла, що розширюється, з косим зрізом:  $p_{01} = 5,04$  бар,  $d_r = 4,1$  мм, недогрів 2 рівня,  $p_{o.c.} = 750$  мм рт ст,  $t_{o.c.} = 16^\circ\text{C}$

$\tau$ , хв	$p_{01}$ , бар	$p_r$ , бар	$t_{01}$ , $^\circ\text{C}$	$R_a$ , кг
1	5,04	0,8	117,5	0,6
2	5,04	1	119,5	0,61
3	5,04	1,2	123,5	0,62
4	5,04	1,3	123,5	0,63
5	5,04	1,4	124,5	0,64
6	5,04	1,4	124,5	0,64
7	5,04	1,4	125,5	0,64
8	5,04	1,4	125,5	0,64
9	5,04	1,4	125,5	0,64

У таблицях 4.4, 4.5, 4.6 представлені експериментальні дані сопла активного потоку із діаметром критичного перерізу  $d_r = 4,1$  мм для трьох рівнів недогріву рідини перед соплом при початковому тиску  $p_{01} = 10,8$  бар.

Таблиця 4.4 – Результати експериментального дослідження сопла, що розширюється, з косим зрізом:  $p_{01} = 10,8$  бар,  $d_r = 4,1$  мм, без недогріву,  $p_{o.c.} = 750$  мм рт ст,  $t_{o.c.} = 16^\circ\text{C}$

$\tau$ , хв	$p_{01}$ , бар	$p_r$ , бар	$t_{01}$ , $^\circ\text{C}$	$R_a$ , кг
1	10,8	6,2	170,5	1,56
2	10,8	6,3	172,5	1,56
3	10,56	6,6	173,5	1,57
4	10,56	6,6	173,5	1,58
5	10,56	6,6	173,5	1,68
6	10,56	6,6	173,5	1,7
7	10,56	6,6	173,5	1,72
8	10,56	6,6	173,5	1,82

Таблиця 4.5 – Результати експериментального дослідження сопла, що розширюється, з косим зрізом:  $p_{01} = 10,8$  бар,  $d_r = 4,1$  мм, недогрів 1 рівня,  $p_{o.c.} = 750$  мм рт ст,  $t_{o.c.} = 16^\circ\text{C}$

$\tau$ , хв	$p_{01}$ , бар	$p_r$ , бар	$t_{01}$ , $^\circ\text{C}$	$R_a$ , кг
1	10,8	6,2	158,5	1,34
2	10,8	6,4	160,5	1,44
3	10,8	6,8	163	1,48
4	10,8	7	164	1,52
5	10,56	7	165,5	1,56
6	10,56	7	165,5	1,6
7	10,56	7	166	1,61
8	10,56	7	166	1,6

Таблиця 4.6 – Результати експериментального дослідження сопла, що розширюється, з косим зрізом:  $p_{01} = 10,8$  бар,  $d_r = 4,1$  мм, недогрів 2 рівня,  $p_{o.c.} = 750$  мм рт ст,  $t_{o.c.} = 16^\circ\text{C}$

$\tau$ , хв	$p_{01}$ , бар	$p_r$ , бар	$t_{01}$ , $^\circ\text{C}$	$R_a$ , кг
1	10,8	3,6	151,5	1,02
2	10,8	3,7	152,5	1,06
3	10,8	3,8	152,5	1,08
4	10,8	3,9	153,5	1,1
5	10,56	4	153,5	1,1
6	10,56	4	154,5	1,11
7	10,56	4	154,5	1,11
8	10,56	4	156	1,11

У таблицях 4.7, 4.8, 4.9 представлені експериментальні дані сопла активного потоку із діаметром критичного перерізу  $d_r = 4,1$  мм для трьох рівнів недогріву рідини перед соплом при початковому тиску  $p_{01} = 22,8$  бар.

Таблиця 4.7 – Результати експериментального дослідження сопла, що розширюється, з косим зрізом:  $p_{01} = 22,8$  бар,  $d_r = 4,1$  мм, без недогріву,  $p_{o.c.} = 750$  мм рт ст,  $t_{o.c.} = 16^\circ\text{C}$

$\tau$ , хв	$p_{01}$ , бар	$p_r$ , бар	$t_{01}$ , $^\circ\text{C}$	$R_a$ , кг
1	22,8	12	201,5	3,21
2	22,8	12,8	202,5	3,26
3	21,12	13,4	202,5	3,32
4	21,12	13,4	203,5	3,46
5	21,12	13,8	204,5	3,58
6	21,12	13,8	205,5	3,72
7	21,12	13,8	205,5	3,95

Таблиця 4.8 – Результати експериментального дослідження сопла, що розширюється, з косим зрізом:  $p_{01} = 22,8$  бар,  $d_r = 4,1$  мм, недогрів 1 рівня,  $p_{o.c.} = 750$  мм рт ст,  $t_{o.c.} = 16^\circ\text{C}$

$\tau$ , хв	$p_{01}$ , бар	$p_r$ , бар	$t_{01}$ , $^\circ\text{C}$	$R_a$ , кг
1	22,8	15,2	197,5	3,34
2	22,8	15,3	197,5	3,41
3	21,12	15,4	198,5	3,45
4	21,12	15,4	198,5	3,48
5	21,12	15,4	200	3,53
6	20,88	15,5	200,5	3,56
7	20,88	15,5	200,5	3,62
8	20,64	15,5	200,5	3,66
9	20,64	15,4	200	3,8

Таблиця 4.9 – Результати експериментального дослідження сопла, що розширюється, з косим зрізом:  $p_{01} = 22,8$  бар,  $d_r = 4,1$  мм, недогрів 2 рівня,  $p_{o.c.} = 750$  мм рт ст,  $t_{o.c.} = 16^\circ\text{C}$

$\tau$ , хв	$p_{01}$ , бар	$p_r$ , бар	$t_{01}$ , $^\circ\text{C}$	$R_a$ , кг
1	22,8	11	184,5	2,6
2	22,8	12	189,5	2,99
3	21,12	12,2	190	3
4	21,12	12,4	190	3,03
5	21,12	12,4	191,5	3,06
6	20,88	12,5	192,5	3,08
7	20,88	12,5	192,5	3,1
8	20,64	12,4	192,5	3,12
9	20,64	12,4	192,5	3,14

У таблиці 4.10 представлені експериментальні дані сопла активного потоку з діаметром критичного перерізу  $d_r = 2,3$  мм, без недогріву рідини перед соплом, при початкових тисках  $p_{01} = 5,04$  бар,  $p_{01} = 10,8$  бар,  $p_{01} = 22,8$  бар.

Таблиця 4.10 – Результати експериментального дослідження сопла, що розширюється, з косим зрізом:  $d_r = 2,3$  мм, без недогріву,  $p_{o.c.} = 750$  мм рт ст,  $t_{o.c.} = 16^\circ\text{C}$

$\tau$ , хв	$p_{01}$ , бар	$p_r$ , бар	$t_{01}$ , $^\circ\text{C}$	$R_a$ , кг
1	5,04	0,88	123	0
2	5,04	0,9	123	0
3	5,04	0,88	123	0
1	10,56	3,7	154	1,07
2	10,56	3,8	156	1,08
3	10,8	3,9	156	1,09
4	10,8	4	157	1,09

## Продовження таблиці 4.10

1	22,8	7,84	177	1,89
2	228	8,24	179	1,93
3	21,12	8,56	180	1,98
4	20,88	8,8	181	2,03
5	20,88	8,8	181	2,05

На рис. 4.5 і 4.6 представлені фотографії експериментального дослідження відхилення скипаючого потоку у косому зрізі сопла, що розширюється, при однакових початкових тисках рідини перед соплом  $p_{01} = 5,04$  бар, кутах косого зрізу  $\alpha_c = 40^\circ$  і кутах конусності сопла  $\alpha_k = 16^\circ$ . На рис. 4.5 представлена фотографія запирання потоку і формування бочкоподібної структури на виході із сопла при діаметрі критичного перерізу сопла  $d_r = 2,3$  мм у діапазоні початкових тисків  $p_{01} = 10 \div 20$  бар.



Рисунок 4.5 – Фотографія відхилення скипаючого потоку у косому зрізі сопла, що розширюється, при  $d_r = 4,1$  мм,  $p_{01} = 5,04$  бар, без недогріву



Рисунок 4.6 – Фотографія відхилення скипаючого потоку у косому зрізі сопла, що розширюється, при  $d_r = 2,3$  мм,  $p_{01} = 5,04$  бар, без недогріву

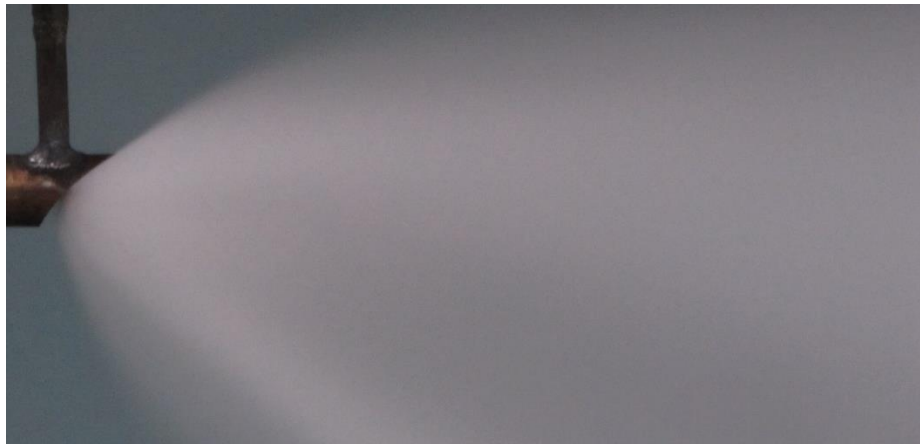


Рисунок 4.7 – Фотографія запирання потоку і формування бочкоподібної структури при  $d_r = 2,3$  мм у діапазоні початкових тисків  $p_{01} = 10 \div 20$  бар

Як видно з таблиць 4.1 - 4.10, вихід на стаціонарний режим роботи сопла і область сталих значень параметрів потоку відбувається у середній частині таблиць при значеннях  $\tau = 5 - 6$  мин. Варто відзначити, що при діаметрі критичного перерізу сопла  $d_r = 2,3$  мм і початковому тиску рідини перед входом у сопло  $p_{01} = 5,04$  бар спостерігався довгий вихід на режим, при чому сила реакції струменя, під час проведення експерименту, не перевищувала нульового значення (табл. 4.10). Крім того, при збільшенні початкового тиску у діапазоні  $p_{01} = 10 \div 20$  бар для сопла з  $d_r = 2,3$  мм та  $p_{01} \geq 20$  бар для сопла з  $d_r = 4,1$  мм на виході із косоного зрізу сопла відбувається запирання потоку і



формування бочкоподібної структури (рис. 4.7), що доповнює результати дослідження, отримані у [101].

Аналіз експериментального дослідження показує, що скипання потоку у соплі з діаметром критичного перерізу  $d_r = 2,3$  мм відбувається менш інтенсивно, ніж у соплі з  $d_r = 4,1$  мм при однакових початкових тисках  $p_{01}$  і конструктивних параметрах. Також помічено, що центральна частина метастабільно перегрітої рідини відхиляється під кутом, що відрізняється від кута відхилення периферійного потоку (рис. 4.6), на відміну від результатів, наведених у роботі [77].

Згідно із запропонованою формулою (2.12) для визначення кута відхилення  $\delta$  скипаючого потоку у косому зрізі сопла, що розширюється, активного потоку РПСА вихрового типу, яка враховує наявність кута косоного зрізу сопла  $\alpha_c$ , а також кут конусності сопла  $\alpha_k$ , побудовані наступні залежності із урахуванням отриманих експериментальних даних (рис. 4.8 - 4.11).

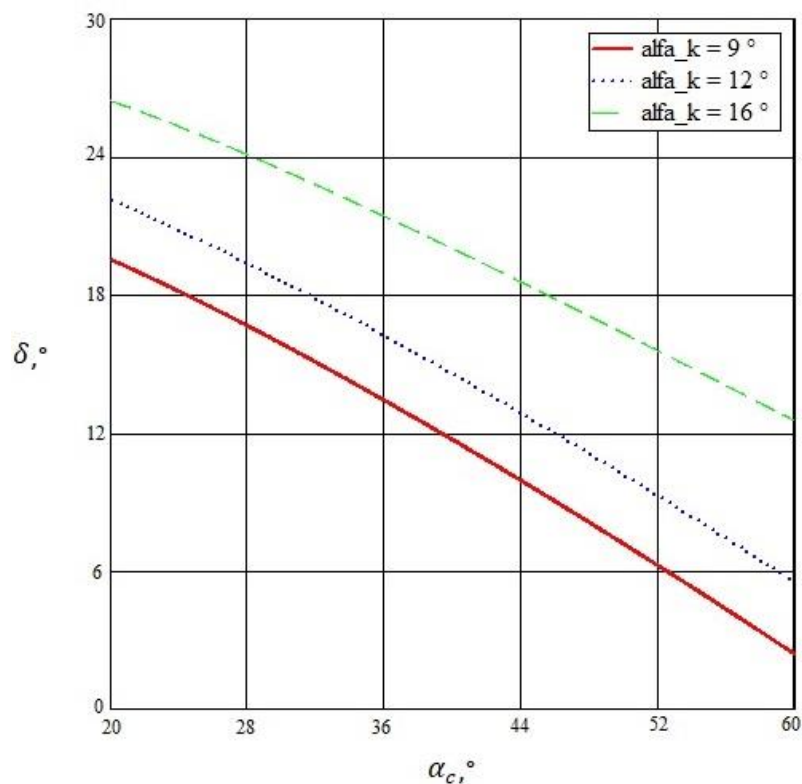


Рисунок 4.8 – Залежність кута відхилення потоку  $\delta$  від кута косоного зрізу сопла  $\alpha_c$  при кутах конусності сопла:  $\alpha_k = 9; 12; 16^\circ$

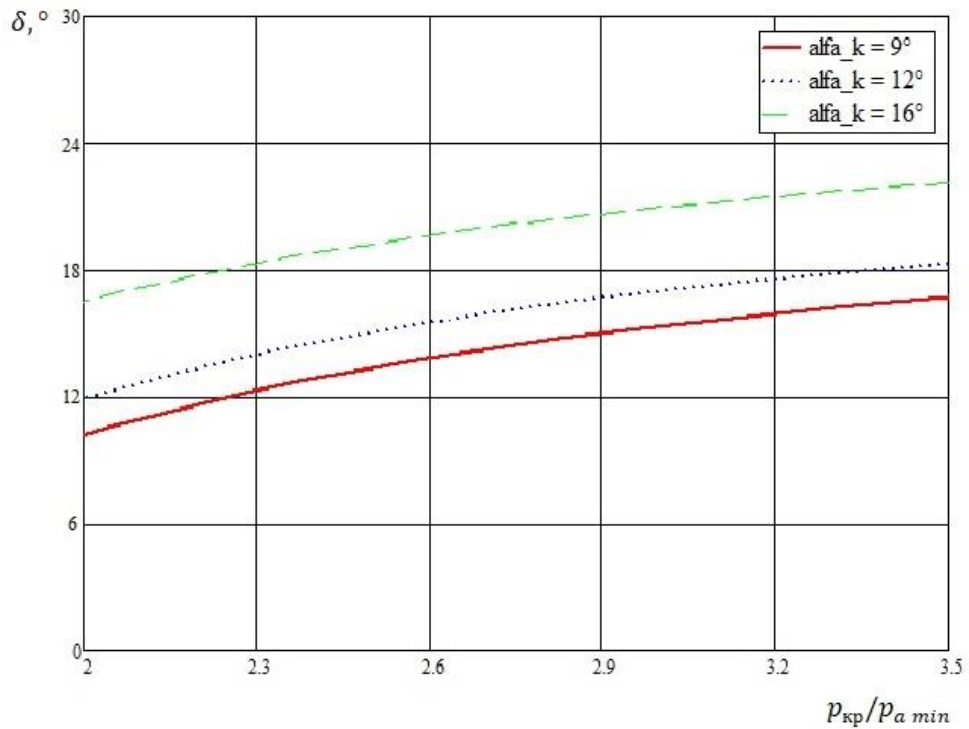


Рисунок 4.9 – Залежність кута відхилення потоку  $\delta$  від гранично досяжного розширення у косому зрізі сопла  $p_{кр}/p_{a\ min}$  при кутах конусності сопла:

$$\alpha_k = 9; 12; 16^\circ$$

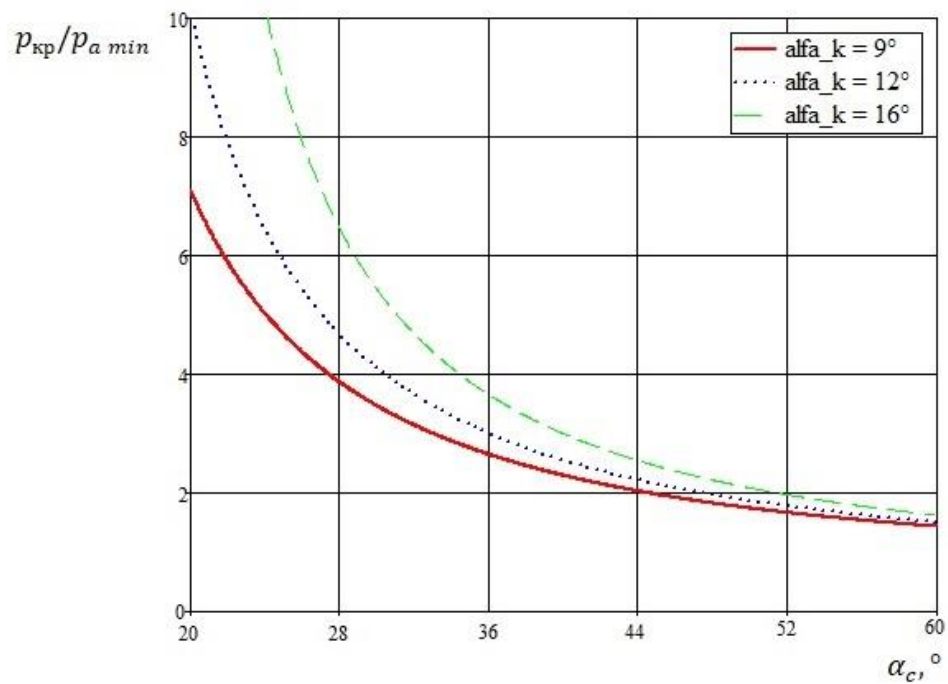


Рисунок 4.10 – Залежність гранично досяжного розширення у косому зрізі сопла  $p_{кр}/p_{a\ min}$  від кута косого зрізу сопла  $\alpha_c$  при кутах конусності сопла:

$$\alpha_k = 9; 12; 16^\circ$$

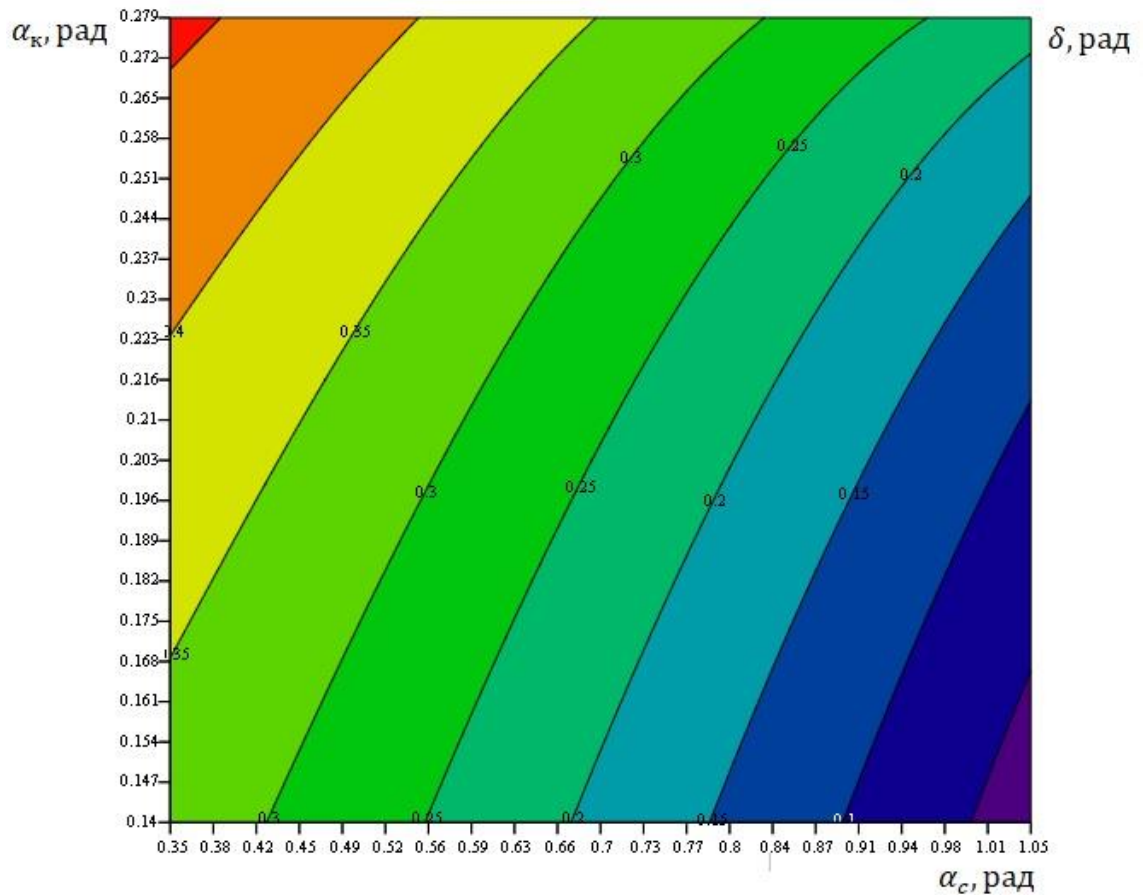


Рисунок 4.11 – Графік знаходження кута відхилення потоку  $\delta$  в залежності від кута косої зрізу сопла  $\alpha_c$  та кута конусності сопла  $\alpha_k$

Таким чином, теоретичним і експериментальним шляхом встановлено, що на кут відхилення потоку  $\delta$  недогрітої до насичення рідини у косому зрізі сопла активного потоку впливають: гранично досягне розширення у косому зрізі сопла, яким є відношення тисків рідини в критичному перетині сопла до граничного мінімального тиску потоку за косим зрізом  $p_{кр}/p_{a\ min}$ , початковий тиск рідини перед соплом  $p_{01}$ , діаметр критичного перерізу сопла  $d_r$ , кут косої зрізу сопла  $\alpha_c$ , а також кут конусності сопла  $\alpha_k$ .

Рекомендується при проектуванні РПСА вихрового типу враховувати вплив косої зрізу сопла на формування робочого вихрового потоку, а також прагнути до кутів косої зрізу  $\alpha_c = 35 - 45^\circ$ , що дозволить потоку скипати вже у межах косої зрізу і перейти через перший критичний переріз, але не призведе до його суттєвого відхилення.

#### 4.2. Результати експериментальних досліджень вихрової камери РПСА вихрового типу

Для перевірки адекватності запропонованих теплофізичної і математичної моделей робочого процесу рідинно-парового струминного апарату вихрового типу було проведено розрахунок і візуалізація течії скипаючого потоку у проточних частинах апарату з використанням програмного комплексу Ansys CFX. Метою моделювання течії було одержання розподілу тиску, швидкості і фазових перетворень у розрахунковій області апарату. Створена твердотільна параметрична модель РПСА вихрового типу представлена на рис. 4.12.

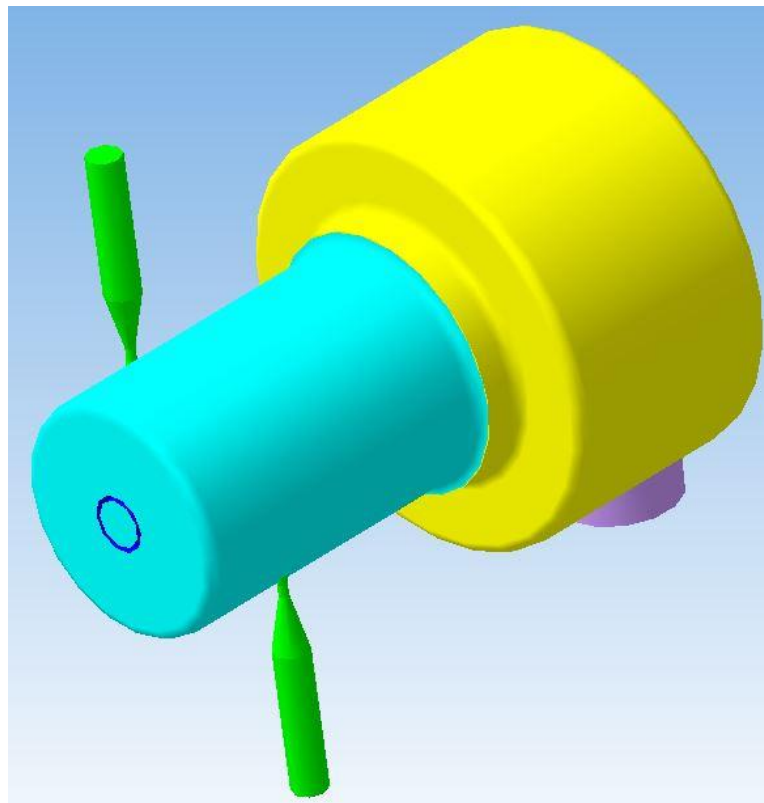


Рисунок 4.12 – Твердотільна параметрична модель РПСА вихрового типу

Твердотільна параметрична модель РПСА вихрового типу мала діаметр вихрової камери  $D = 100$  мм і довжину вихрової камери, що дорівнює одному калібру  $\bar{L} = L/D = 1$ . Патрубок пасивного потоку розміщувався на відстані  $(0,3D)$  від торцевої стінки, діаметр пасивного потоку  $d_{\text{п}} = 0,2D$ , діаметр критичного

перерізу сопла активного потоку  $d_r = 4,1$  мм, кут конусності сопла  $\alpha_k = 16^\circ$ , кут косоного зрізу  $\alpha_c = 40^\circ$ . На осі щілинного дифузору передбачений конусоподібний носик та ухил торцевої частини, які сприяють плавному розподілу обертового потоку за перерізом камери змішування. У нижній частині камери змішування розташований вихід змішаного потоку.

У розрахунковій області твердотільної моделі використані рівняння запропонованої математичної моделі. Геометрія розрахункової області задавалася за допомогою граничних умов, які представлені такими кольорами на рис. 4.13: зелений – вхід активного потоку; блакитний – стінка вихрової камери; синій – вхід пасивного потоку; жовтий – стінка камери змішування; червоний – стінка щілинного дифузора; фіолетовий – вихід змішаного потоку.

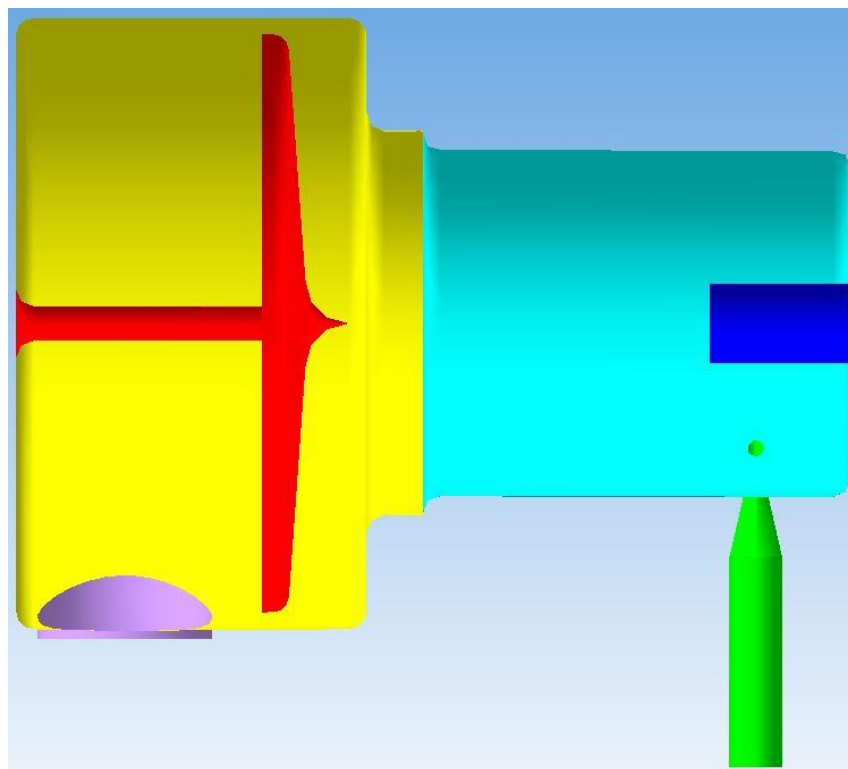


Рисунок 4.13 – Розрахункова область РПСА вихрового типу

Особливістю проведеного розрахункового моделювання було те, що початкові граничні умови активного потоку задавалися відповідно до отриманих експериментальних даних на стенді дослідження витікання недогрітої до насичення рідини із сопла з косим зрізом. Для розрахункового моделювання, із

бази даних програмного комплексу, обрана робоча речовина вода (активний потік) і насичений пар (пасивний потік), а також багатофазна розрахункова модель. Вхід активного потоку задавався за допомогою початкового тиску перед соплом  $p_{01}$  і температури  $t_{01}$ , що відповідають експериментальному діапазону вимірюваних параметрів. Вхід пасивного потоку задавався за допомогою тиску  $p_{02}$  і температури  $t_{02}$ , вихід змішаного потоку – тиском  $p_{cm}$  за заданими граничними умовами.

У програмному комплексі Ansys CFX існує можливість візуалізації процесу взаємодії потоків у проточній частині апарату. На рис. 4.14 представлена візуалізація осередненої швидкості течії потоку у вихровій камері РПСА за допомогою функції «streamline».

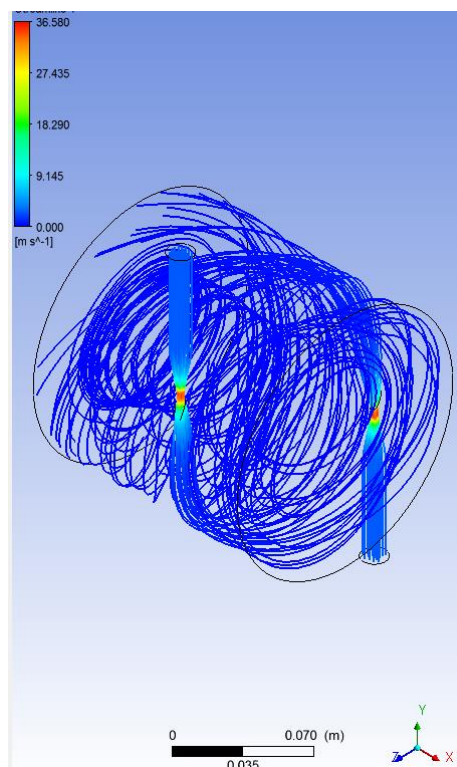


Рисунок 4.14 – Візуалізація осередненої швидкості течії потоку у вихровій камері РПСА

На представленому рисунку видно, що активний потік розкручується при вході до вихрової камери. У початковому перерізі спостерігається хаотичне перемішування потоків, що відповідає теоретичному опису процесів, що

відбуваються у початковому перерізі  $I-I$  вихрової камери. Також спостерігається чіткий розподіл потоку на два: вільний вихровий потік на периферії вихрової камери і вимушений вихровий потік у приосьовій області, що відповідає, загальноприйнятою для вихрових камер, моделі розподілу газового потоку. Таким чином, можна стверджувати, що картина перебігу скипаючого вихрового потоку збігається з описаною вихровою течією для газових потоків. На рисунку також чітко помітно якісний збіг запропонованої математичної моделі із розрахунковим моделюванням у програмному продукті. Згідно із висновками до рівняння (2.70) для визначення кроку спіральної траєкторії обертового активного потоку: у напрямку від осі вихрової камери до периферії крок спіральної траєкторії збільшується, по довжині вихрової камери – зменшується. На рис. 4.15 представлена траєкторія частинок обертового потоку у вихровій камері РПСА змодельована у програмному продукті.

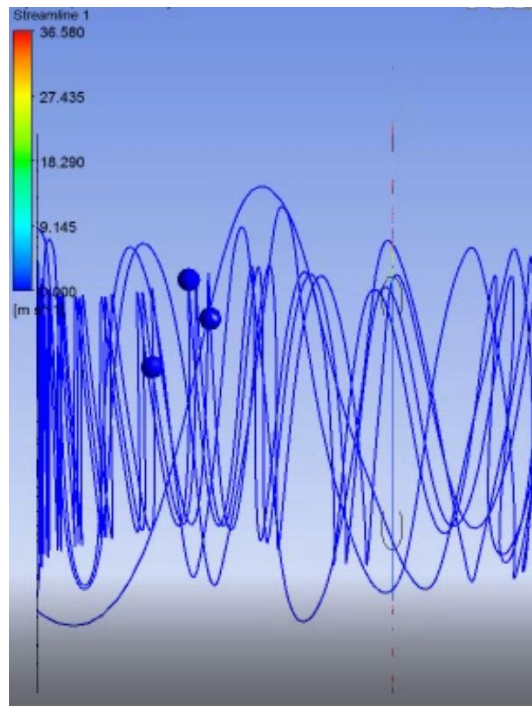


Рисунок 4.15 – Траєкторія частки обертового потоку у вихровій камері РПСА

На представленому рисунку чітко видно, що периферійний потік має більший крок траєкторії, ніж у приосьовій області. Крім того, із наближенням потоку до вихідного перерізу вихрової камери крок спіральної траєкторії помітно

зменшується, що повністю відповідає опису запропонованої математичної моделі розрахунку робочого процесу РПСА вихрового типу.

На рис. 4.16 показано розподіл повного тиску потоку у перерізі сталої вихрової течії у поздовжньому розрізі вихрової камери РПСА. Розрахункове моделювання проводилося при абсолютному тиску перед соплом активного потоку  $p_{01} = 6,04$  бар. Видно, що по всьому перерізу вихрової камери присутній радіальний градієнт тиску: у периферійній області створюється зона підвищеного тиску (тиск потоку не перевищує 3,3 бар), при цьому у приосьовій області утворюється область зниженого тиску (0,89 бар). Помітно, що у приосьовій області спостерігається хвилеподібна картина перебігу, що відповідає траєкторії частинки обертового потоку на рис. 4.15.

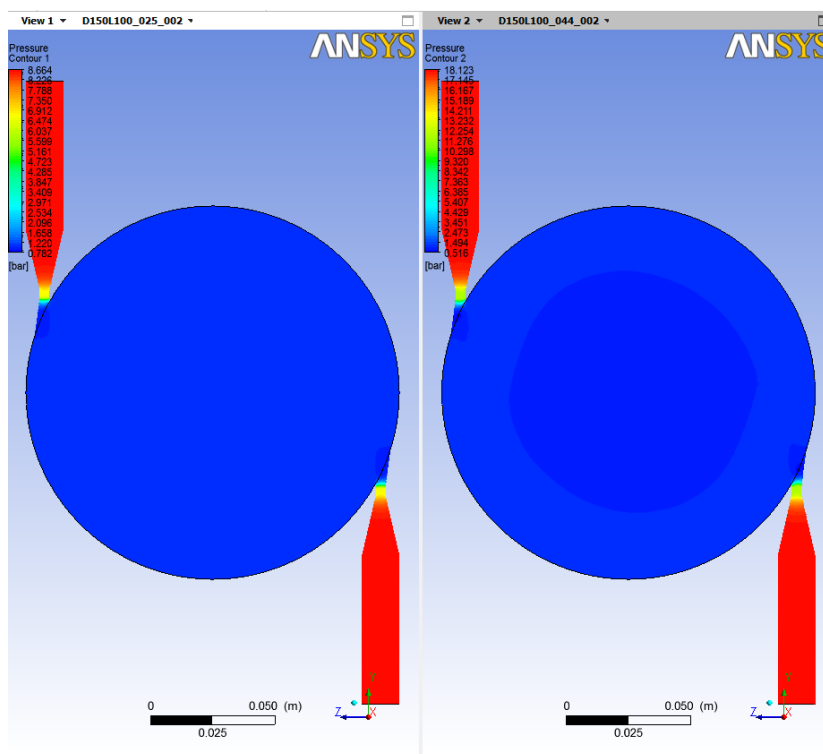


Рисунок 4.16 – Розподіл повного тиску у поздовжньому перерізі вихрової камери РПСА

На рис. 4.17 показано розподіл об'ємного паровмісту у вихідному перерізі вихрової камери РПСА. Червона зона відповідає насиченій рідині, яка відкидається на периферію вихрової камери відцентровими силами, синя зона



відповідає насиченому пару, який зосереджується у приосьовій області вихрової камери. Розподіл об'ємного паровмісту за меридіональним перерізом вихрової камери якісно відповідає теоретичній схемі структурних перетворень скипаючої рідини у РПСА вихрового типу.

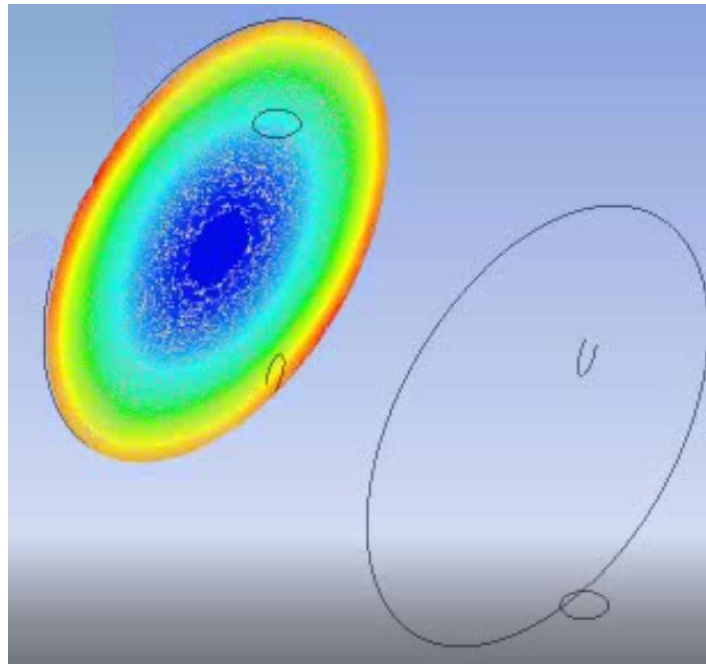


Рисунок 4.17 – Розподіл об'ємного паровмісту у вихідному перерізі вихрової камери РПСА

Таким чином, зіставивши результати розрахункового моделювання у програмному комплексі Ansys CFX із теоретичним описом процесів, що відбуваються у проточних частинах РПСА вихрового типу, можна вважати адекватним використання запропонованих теплофізичної і математичної моделей для розрахунку робочого процесу РПСА вихрового типу.

Експериментальним шляхом досліджувався робочий процес РПСА вихрового типу, дослідний зразок якого має наступні геометричні параметри: діаметр вихрової камери  $D = 100$  мм ; довжина вихрової камери  $L = 100 \div 300$  мм ; діаметр сопла пасивного потоку  $d_{\text{п}} = 20 \div 40$  мм ; довжина сопла пасивного потоку  $l_{\text{п}} = 0 \div 70$  мм ; діаметр критичного перерізу сопла активного потоку

$d_r = 4,1$  мм; кут конусності сопла  $\alpha_k = 16^\circ$ ; кут косоного зрізу сопла  $\alpha_c = 40^\circ$ ; діаметр щілинного дифузору  $D_{\text{диф}} = 150$  мм; діаметр приймальної камери  $D_{\text{пк}} = 200$  мм; кількість сопел входу активного потоку – два; діапазон початкових тисків перед соплом  $p_{01} = 5 \div 20$  бар.

При випробуванні дослідного зразка рідинно-парового струминного апарата вихрового типу вимірювалися наступні параметри:

$p_{\text{о.с.}}$ , мм рт ст – тиск навколишнього середовища у лабораторії;

$t_{\text{о.с.}}$ ,  $^\circ\text{C}$  – температура навколишнього середовища у лабораторії;

$P_{\text{ем1}}$ , бар – тиск у ємності для нагрівання рідини, що подається до сопел активного потоку;

$P_{\text{ем2}}$ , бар – тиск у ємності для нагрівання пари, що подається до сопла пасивного потоку;

$p_{01}$ , бар – тиск насичення рідини перед соплами активного потоку;

$p_r$ , бар – тиск потоку у горлі сопел активного потоку;

$t_{01}$ ,  $^\circ\text{C}$  – температура рідини перед соплами активного потоку;

$p_{02}$ , бар – тиск насичення пари пасивного потоку;

$\dot{V}_{02}$ ,  $\text{м}^3/\text{с}$  – об'ємна витрата пари пасивного потоку;

$p_{03}$ , бар – тиск потоку у проточній частині вихрової камери;

$p_{\text{см}}$ , бар – тиск змішаного потоку на виході з приймальної камери;

$t_{\text{см}}$  – температура змішаного потоку на виході з приймальної камери;

$\tau$ , мин – час, що минув з початку експерименту.

Перед проведенням основних випробувань на експериментальному стенді були проведені налагоджувальні випробування для виявлення та врахування нерівномірностей розподілу потоку перед входом до вихрової камери та підтвердження вісесиметричності течії. На рис. 4.18 представлені фотографії, що підтверджують симетричність потоку при використанні двох сопел активного потоку (рис. 4.18 а) та несиметричність потоку при використанні лише одного сопла (рис. 4.18 б).

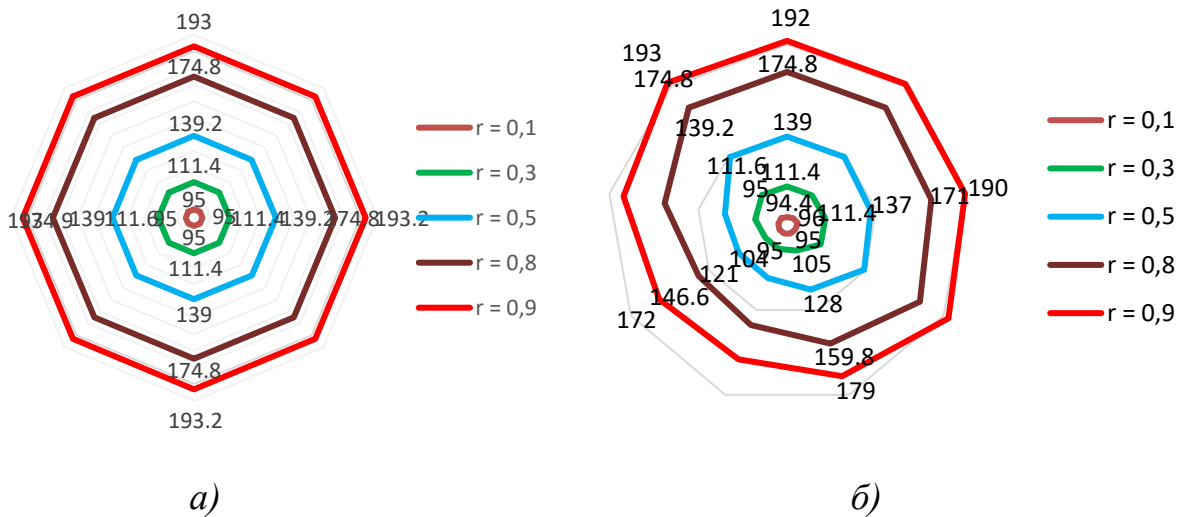


a)

б)

Рисунок 4.18 – Візуалізація течії вихрового потоку при використанні:  
 а) двох сопел активного потоку; б) одного сопла активного потоку

Використання двох сопел активного потоку у РПСА вихрового типу підтверджує вісесиметричність потоку у вихідному перерізі III-III вихрової камери як візуалізацією, так і вимірюванням повних тисків  $p_{03}$  по колу вихрової камери (рис. 4.19 а), на відміну від використання лише одного соплового підводу (рис. 4.19 б).



a)

б)

Рисунок 4.19 – Розподіл вимірювань повних тисків по колу вихрової камери при використанні: а) двох сопел активного потоку; б) одного сопла активного потоку

Як показали експериментальні випробування РПСА вихрового типу, при використанні двох сопел активного потоку спостерігається чітко окреслена симетрична структура вихрового потоку: на периферії потоку знаходиться рідина, усередині вихрового потоку – пара. Вимірювання повних тисків по колу вихрової камери підтвердили симетричність потоку на усіх радіусах вихрової камери при використанні двох сопел активного потоку (рис. 4.18 а). На відміну від цього використання лише одного сопла активного потоку приводить до порушення симетричності та розподілу рідкої та парової фаз вихрового потоку, при цьому вимірювання повних тисків показує, що на відносних радіусах  $\bar{r} = 0,4 \div 0,9$  відбувається суттєва розбіжність вимірюваних тисків по колу вихрової камери (рис. 4.18 б).

Візуалізація течії через прозору стінку підтвердила нерівномірність розподілу структури потоку у вхідному перерізі *I-I* вихрової камери за рахунок відхилення у косому зрізі сопла, тому на фотографії (рис. 4.20) спостерігаються зони нерівномірного розподілу рідкої та парової фаз по колу вихрової камери. Вимірювання полів тисків у перерізі *I-I* підтверджує це твердження, проте через хаотичний розподіл параметрів потоку по колу вихрової камери проведення вимірювань у перерізі *I-I* потребують більш детального опрацювання та підбору вимірювальних пристроїв.

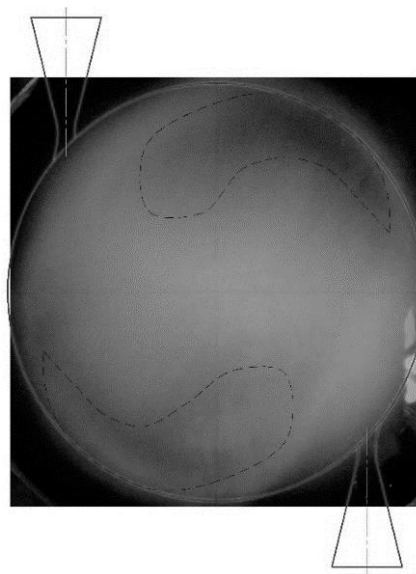


Рисунок 4.20 – Структура потоку у вхідному перерізі *I-I* вихрової камери РПСА вихрового типу

Експериментальні дослідження РПСА вихрового типу виявили, що вздовж осі вихрової камери знаходиться зона інжекції (рис. 4.21), яка розташовується у межах відносного радіусу  $\bar{r} = 0,4 \div 0,5$ , що підтверджується вимірюваннями полів повного тиску і досяжних показників глибини розрідження у характерному перерізі вихрової камери *II-II* (рис. 4.22 *а, б*). Дослідження РПСА вихрового типу виявило також присутність ефекту Ранка-Хілша у потоці скипаючої рідини у полі відцентрових сил, при цьому мінімальна температура вихрового потоку на осі вихрової камери  $T_{02} = 10$  °С була досягнута при початковому тиску перед соплом активного потоку  $p_{01} = 20$  бар. Експериментальна залежність повної температури на осі вихрової камери  $T_{02}$  від початкового тиску  $p_{01}$  перед соплом активного потоку представлена на рис. 4.22 *в*.

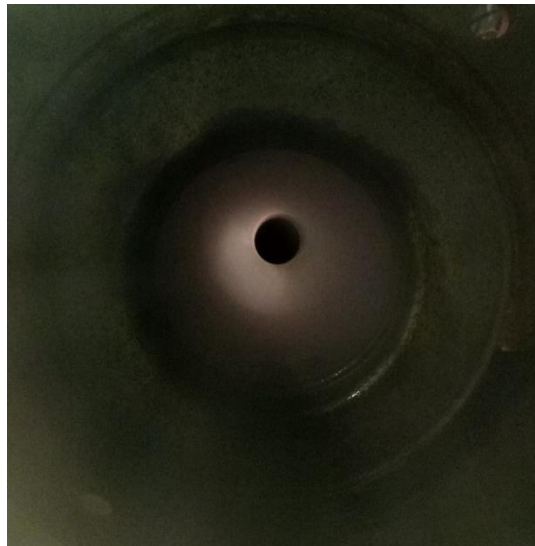


Рисунок 4.21 – Фотографія структури потоку у вихровій камері РПСА вздовж осі вихрової камери

Низькі розрахункові значення динамічної швидкості росту парових бульбашок  $\dot{R} \approx 10^{-3}$  м/с і часу зростання парового пухирця  $\tau \approx 10^{-5}$  с, малі величини відривного діаметра парового пухирця  $d_0 \approx 10^{-5}$  м зумовлюють достатньо високу частоту відриву парових бульбашок  $f_0 \approx 10^5$  с<sup>-1</sup> від стінки вихрової камери РПСА вихрового типу, завдяки чому необхідна незначна довжина ділянки закипання *I-II*, за яким забезпечується швидкий перехід до дрібнодисперсної структури потоку.

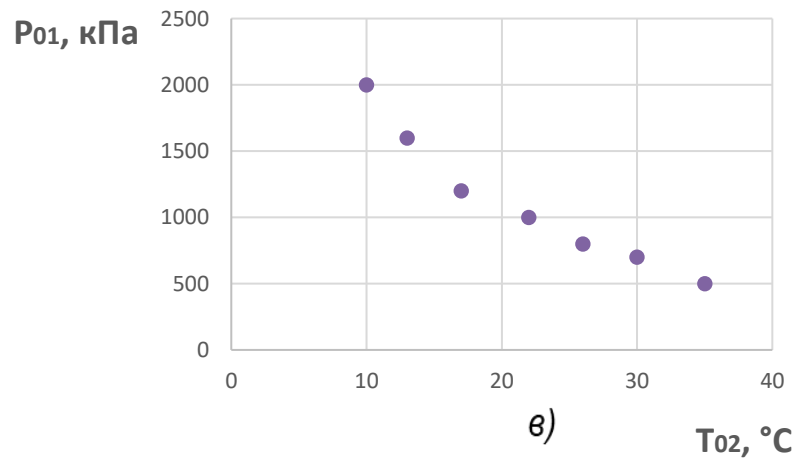
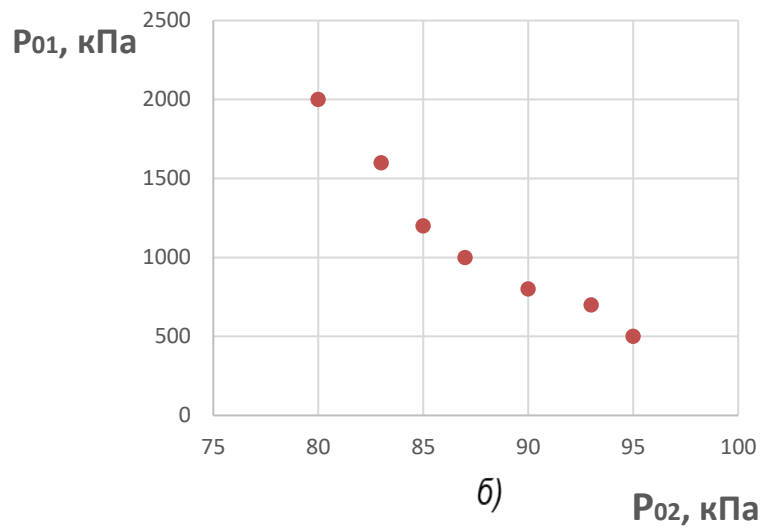
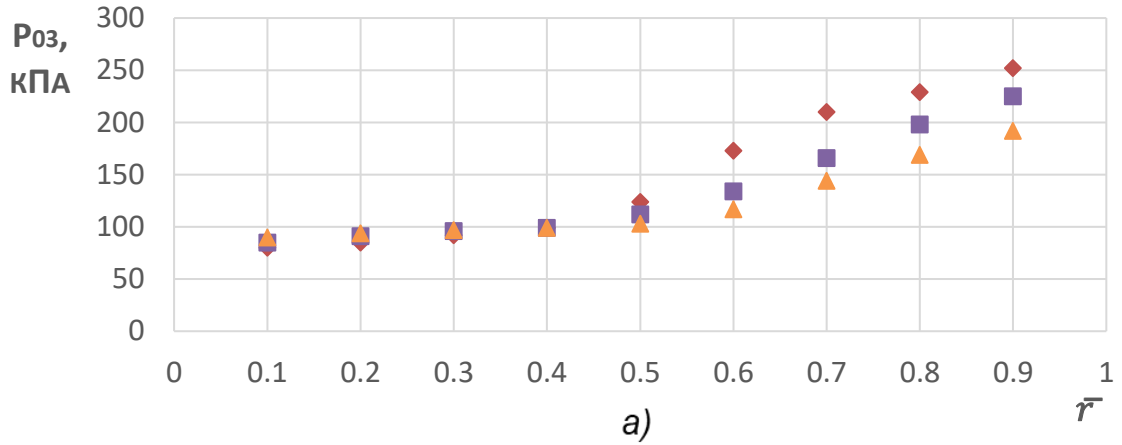


Рисунок 4.22 – Результати експериментального дослідження РПСА

вихрового типу: а) повного тиску у вихровій камері:

◆-◆-◆ –  $p_{01} = 2$  МПа, ■-■-■ –  $p_{01} = 1,2$  МПа, ▲-▲-▲ –  $p_{01} = 0,5$  МПа;

б) досяжних показників глибини розрідження  $p_{02}$  на осі вихрової камери;

в) повних температур  $T_{02}$  на осі вихрової камери.

Проведений ексергетичний аналіз енергоефективності рідинно-парового струминного апарата вихрового типу за методикою Дж. Тсатсароніса показав, що на підставі експериментальних даних за термічними і режимними параметрами взаємодіючих потоків можливе підвищення ефективності як окремих компонентів рідинно-парового струминного апарата вихрового типу, так і всієї установки в цілому (рис. 4.23).

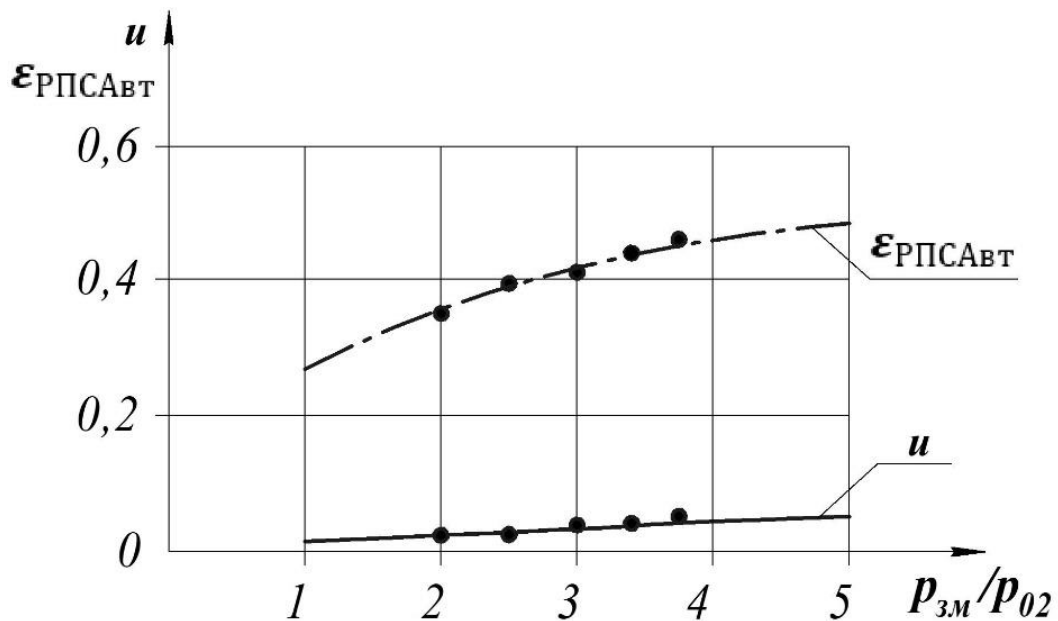


Рисунок 4.23 – Ексергетична ефективність РПСА вихрового типу

#### 4.3. Практичні рекомендації до проектування РПСА вихрового типу

За результатами експериментальних досліджень надаються практичні рекомендації до проектування рідинно-парового струминного апарата вихрового типу, що включають геометричні співвідношення основних елементів проточної частини апарата, більшість з яких вимірюється у калібрах вихрової камери  $L/D = 1$ .

Експериментальним шляхом досліджувався РПСА вихрового типу із відношенням довжини вихрової камери до її діаметру  $\bar{L} = L/D = 1; 2; 3$  калібри. Як показали експериментальні дослідження скипаючої у полі відцентрових сил і недогрітої до насичення рідини, у діапазоні початкових робочих тисків перед

соплом  $p_{01} = 5 \div 20$  бар достатнім є виконання РПСА вихрового типу із відносною довжиною циліндричної вихрової камери  $\bar{L} = L/D = 1$ . У діапазоні початкових робочих тисків збільшення відносної довжини вихрової камери до двох або трьох калібрів призводить до суттєвого зменшення колової та осьової складової швидкості вихрового потоку, у результаті чого зменшується також інжектувальна здатність апарату. Подальше збільшення відносної довжини вихрової камери буде приводити до загасання вихрового потоку та переходу до прямоструминної течії. Компенсувати загасання вихрового потоку можливо за рахунок підвищення початкового тиску рідини перед соплом активного потоку.

Використання недорозширеного сопла активного потоку у РПСА вихрового типу для зменшення впливу масштабного чинника очікувано виправдало сподівання. Тим не менш, при проектуванні РПСА вихрового типу необхідно враховувати конструктивну особливість апарату у вигляді косоного зрізу сопла активного потоку при вході до вихрової камери. Числове та експериментальне дослідження впливу косоного зрізу сопла на формування робочого вихрового потоку показало, що проектування сопла з кутами косоного зрізу  $\alpha_c > 45^\circ$  не дозволяє потоку перейти через перший критичний переріз (\*) у межах косоного зрізу, за рахунок чого початок скипання рідини буде затримуватись і зміщуватись углиб вихрової камери. У той же час, сопло з кутами косоного зрізу  $\alpha_c < 35^\circ$  приводить до суттєвого відхилення потоку від осі сопла на кут  $\delta$ , удару його об стінку вихрової камери і порушення структури потоку, тому рекомендується проектувати сопло активного потоку у РПСА вихрового типу у діапазоні кутів косоного зрізу  $\alpha_c = 35 \div 45^\circ$ , що дозволить потоку перейти через перший критичний перетин (\*) вже у межах косоного зрізу та не призведе до його суттєвого відхилення. При цьому відносна площа вихідного перерізу сопла активного потоку знаходиться у межах  $\bar{F}_f = F_f/F = 0,01 \div 0,025$ , кут конусності сопла  $\alpha_k = 9 \div 16^\circ$ .

Проектування сопла пасивного потоку необхідно виконувати керуючись або досяжним максимальним коефіцієнтом інжекції, або досяжною мінімальною глибиною розрідження. У залежності від цього, для досягнення максимального



коефіцієнту інжекції за результатами експериментальних досліджень необхідно використовувати сопло пасивного потоку з відносним діаметром  $\bar{d}_n = d_n/D = 0,4 \div 0,5$  калібри, для досягнення мінімальної глибини розрідження  $\bar{d}_n = 0,2$ . Регулювання довжини сопла пасивного потоку можливо у діапазоні  $\bar{l}_n = l_n/L = 0,3 \div 0,5$  калібрів, але не менше мінімального значення, що відповідає перерізу сталої вихрової течії.

У результаті чисельного моделювання процесу течії вихрового потоку встановлено, що у вихідному перерізі вихрової камери III-III зберігається як поступальний, так і обертовий рух потоку. Тому на виході з вихрової камери необхідно передбачати встановлення розкручувального пристрою або щілинного дифузора. У випадку встановлення щілинного дифузора його розміри знаходяться у межах  $\bar{D}_{\text{диф}} = D_{\text{диф}}/D = 1,5 \div 3$ , крім того, істотне значення відіграє радіус сполучення вихрової камери із щілинним дифузоровим  $\bar{R}_{\text{диф}} = 0,2 \div 0,3$  та щілина дифузору  $\bar{\Delta}_{\text{диф}} = \Delta_{\text{диф}}/D = 0,05 \div 0,1$ . Діаметр приймальної камери після щілинного дифузора рекомендується приймати у діапазоні  $\bar{D}_{\text{пк}} = D_{\text{пк}}/D = 2 \div 3$ .

#### Висновки до розділу 4

Проаналізувавши результати експериментальних та числових досліджень рідинно-парового струминного апарата вихрового типу можна зробити наступні висновки:

1. Теоретичним і експериментальним шляхом встановлено, що на кут відхилення потоку  $\delta$  недогрітої до насичення рідини у косому зрізі сопла активного потоку у РПСА вихрового типу впливають: гранично досягне розширення у косому зрізі сопла  $p_{\text{кр}}/p_{a \text{ min}}$ , початковий тиск рідини перед соплом  $p_{01}$ , діаметр критичного перерізу сопла  $d_r$ , кут косого зрізу сопла  $\alpha_c$ , кут конусності сопла  $\alpha_k$ .

2. Рекомендується при проектуванні РПСА вихрового типу враховувати вплив косого зрізу сопла на формування робочого вихрового потоку, а також прагнути до кутів косого зрізу  $\alpha_c = 35 - 45^\circ$ , що дозволить потоку скипати вже у межах косого зрізу і перейти через перший критичний переріз (\*), але не призведе до його суттєвого відхилення.

3. Результати розрахункового моделювання у програмному комплексі Ansys CFX, теоретичний опис процесів, що відбуваються у проточних частинах РПСА вихрового типу та експериментальні дослідження підтверджують адекватність використання запропонованих теплофізичної і математичної моделей для розрахунку робочого процесу РПСА вихрового типу.

4. Низькі розрахункові значення динамічної швидкості росту парових бульбашок  $\dot{R} \approx 10^{-3}$  м/с, часу зростання парового пухирця  $\tau \approx 10^{-5}$  с, малі величини відривного діаметра парового пухирця  $d_0 \approx 10^{-5}$  м зумовлюють достатньо високу частоту відриву парових бульбашок  $f_0 \approx 10^5$  с<sup>-1</sup> від стінки вихрової камери РПСА вихрового типу, завдяки чому необхідна незначна протяжність ділянки закипання *I-II*.

5. Проведено ексергетичний аналіз ефективності РПСА вихрового типу за методикою Дж. Тсатсароніса. Максимальний показник критерію ексергетичної ефективності апарату, що дорівнює  $\varepsilon_{\text{РПСАвт}} = 0,45$  виявлено для циліндричної вихрової камери із відносною довжиною  $\bar{L} = L/D = 1$  при початковому тиску перед соплом активного потоку  $p_{01} = 20$  бар і соплом пасивного потоку  $\bar{d}_п = 0,4$ . Крім того, на підставі експериментальних даних за термічними і режимними параметрами взаємодіючих потоків можливе підвищення ефективності як окремих компонентів рідинно-парового струминного апарату вихрового типу, так і всієї установки в цілому.

6. За результатами експериментальних досліджень надані практичні рекомендації до проектування рідинно-парового струминного апарату вихрового типу та отриманий патент на корисну модель [117].

## ВИСНОВКИ

У дисертаційній роботі розв'язане науково-практичне завдання, що полягає у визначенні закономірностей впливу термічних і геометричних параметрів на ефективність робочого процесу РПСА вихрового типу, що дозволило розширити функціональні можливості рідинно-парових струминних апаратів.

За результатами виконання дисертаційної роботи можна зробити наступні висновки:

1. Створена теплофізична модель течії скипаючої рідини у вихровому потоці, що включає основні внутрішні характеристики процесу кипіння рідини та враховує особливості процесу теплообміну у інтенсивних полях відцентрових сил. Адекватність моделі підтверджується результатами експериментальних і числових досліджень.

2. Уточнена математична модель процесу релаксаційного пароутворення у вихровому потоці, що враховує радіальний градієнт тиску потоку, наявність косоного зрізу сопла при вході до вихрової камери, кільцеву область квазітвердого обертання потоку, зону зворотних течій та спіральність траєкторії вихрового потоку.

3. Експериментальним шляхом встановлені закономірності впливу початкових термічних і геометричних параметрів на ефективність процесу пароутворення у вихровому потоці:

а) візуальне дослідження скипаючого потоку у каналі робочого сопла РПСА вихрового типу показало, що струмінь відхиляється від осі сопла на кут  $\delta$ , який не враховувався раніше при проектуванні вихрових апаратів;

б) встановлено, що при відхиленні потоку у косому зрізі сопла відбувається його удар об стінку вихрової камери, за рахунок чого створюється зона нерівномірного розподілу параметрів вихрового потоку, що впливає на поздовжні розміри вихрової камери;

в) використання кута косоного зрізу сопла у діапазоні  $\alpha_c = 35 \div 45^\circ$  забезпечує одночасно плавність закрутки потоку та його перехід через перший

критичний переріз, що характеризує закінчення ділянки метастабільності рідини, у межах косоного зрізу;

г) діапазон робочих початкових тисків у РПСА вихрового типу при використанні сопла з діаметром горла  $d_{\Gamma} = 2,3$  мм знаходиться у межах  $p_{01} = 5 \div 10$  бар; для сопла  $d_{\Gamma} = 4,1$  мм становить  $p_{01} = 5 \div 20$  бар;

4. За результатами експериментальних досліджень розроблена методика розрахунку геометричних параметрів РПСА вихрового типу та надані відповідні рекомендації до його проектування.

5. Отримані експериментальні характеристики РПСА вихрового типу:

а) зона інжекції пасивного потоку знаходиться у межах відносного радіусу від  $\bar{r} = 0$  до  $\bar{r} = 0,4$  і не змінюється у діапазоні початкових тисків перед соплом  $p_{01} = 5 \div 20$  бар;

б) радіальний градієнт тиску потоку у вихровій камері при  $p_{01} = 5 \div 20$  бар знаходиться у межах  $p_{03}/p_{02} = 2,13 \div 3,15$  (більші значення початкового тиску перед соплом активного потоку  $p_{01}$  відповідають більшим відношенням тисків  $p_{03}/p_{02}$ );

в) мінімальна температура вихрового потоку на осі вихрової камери досягає  $T_{02} = 10$  °С, що відповідає початковому тиску перед соплом активного потоку  $p_{01} = 20$  бар;

г) максимальна досяжна глибина розрідження на осі вихрової камери дорівнює  $p_{02} = 80$  кПа, що відповідає початковому тиску перед соплом активного потоку  $p_{01} = 20$  бар і діаметру критичного перерізу сопла  $d_{\Gamma} = 4,1$  мм;

д) для дослідженого діапазону параметрів активного і пасивного потоків отримані наступні максимальні параметри ефективності РПСА вихрового типу:  $p_{зм}/p_{02} = 2 \div 3,75$ ;  $u = 0,01 \div 0,06$ ;  $\varepsilon_{\text{РПСАВТ}} = 0,35 \div 0,45$ .

## СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика / Абрамович Г. Н. – В 2 ч. Ч. 1: Учеб. руководство : Для вузов. – Изд. 5-е, перераб. и доп. – М. : Наука, 1991. – 600 с.
2. Абрамович Г. Н. Теория центробежной форсунки / Г. Н. Абрамович // Промышленная аэродинамика: (Сборник статей). – ЦАГИ: Изд-во Бюро Новой техники Наркомата авиац. пром-сти, 1944. – С. 18-26.
3. Авдеев А. А. Методика расчета вскипающих адиабатных потоков / Авдеев А. А., Майданник В. Н., Шанин В. К. – Теплоэнергетика, 1977. – №8. – С. 67-69.
4. Акиев К. А. Влияние инерционных полей на теплообмен при кипении жидкостей // Тепломассообмен и теплофизические свойства веществ. – Новосибирск : Ин-т теплофизики СО АН СССР, 1982. – С. 48-51.
5. Акимов М. В. Экспериментальные исследования жидкостно-газовых струйных аппаратов с двухфазным активным потоком / Акимов М. В., Цегельский В. Г. // Ракетно-космические двигательные установки: Тез. докл. Российской конференции. – М., 1998. – С. 47.
6. Алексеенко С. В. Введение в теорию концентрированных вихрей / Алексеенко С. В., Куйбин П. А., Окулов В. Л. – Новосибирск : Институт теплофизики СО РАН, 2003. – 504 с.
7. Антонюк Н. И. Исследование термоакустических автоколебаний в недогретых кипящих потоках / Антонюк Н. И., Домалиев Е. Д. // Пром. теплотехника, 1993. – Т. 15. – № 1. – С. 33-49.
8. Арбат В. С. Исследование всасывающей способности водоструйных эжекторов / Арбат В. С., Брылин В. И., Коваленко Н.Е. // Электрические станции, 1980. – № 5. – С. 28-30.
9. Аркадов Ю. К. Новые газовые эжекторы и эжекционные процессы / Ю. К. Аркадов. – М. : Физ.-мат. литература, 2001. – 336 с.

10. Аронс Г. А. Струйные аппараты. / Аронс Г. А. – М. : Госэнергоиздат, 1948. – 139с.
11. Арсеньев В. М. Теплонасосна технологія енергозбереження: навчальний посібник / В. М. Арсеньев. – Суми: Сумський державний університет, 2011.– 283 с.
12. Арсеньев В. М. Влияние масштабного фактора на эффективность жидкостно-парового струйного компрессора / В. М. Арсеньев, С. О. Шарапов, М. Г. Прокопов // Компрессорное и энергетическое машиностроение. – 2011. – № 2 (24). – С. 40-43.
13. Арсеньев В. М. Гибридный термотрансформатор со струйной термокомпрессией водоаммиачного рабочего тела / Арсеньев В. М., Проценко М. И., Мерзляков Ю. С. // Холодильна техніка і технологія. – 2010. – № 5 (127). – С. 26–29.
14. Арсеньев В. М. Исследование рабочего процесса жидкостно-парового эжектора, работающего в режиме вакуумирования / Арсеньев В. М., Шарапов С.О., Прокопов М. Г. // Промислова гідраліка і пневматика. – 2011. – № 1 (31). – С. 56-59.
15. Арсеньев В. М. К вопросу моделирования структурных преобразований потока в жидкостно-паровом струйном компрессоре вихревого типа / В. М. Арсеньев, Ю. С. Мерзляков // Холодильна техніка та технологія. – 2011. – № 5 (133). – С. 11-14.
16. Арсеньев В. М. Применение струйной термокомпрессии в понижающих термотрансформаторах / Арсеньев В. М., Марченко В. Н., Прокопов М. Г., Проценко М. И. // Холодильна техніка і технологія. – 2009. – № 5 (121). – С. 51–56.
17. Арсеньев В. М. Расчет удельной стоимости теплоты для систем горячего водоснабжения с применением бивалентной теплонасосной технологии [Текст] / В. М. Арсеньев, Ю. С. Мерзляков // Компрессорное и энергетическое машиностроение. – 2011. – № 1 (23). – С. 24-27.

18. Арсеньев В. М. Струйная термотрансформаторная установка для систем теплоснабжения [Текст] / В. М. Арсеньев, С. М. Ванеев, М. Г. Прокопов, М. И. Проценко, Ю. С. Мерзляков // Наукові праці ДНТУ. Серія: «Гірничо-електромеханічна»: наукове видання. – 2011. – № 22 (195). – С. 24-31.
19. Ахмедов Р. Б. Аэродинамика закрученной струи / Ахмедов Р. Б. – М. : Энергия, 1977. – 240 с.
20. Багрянцев В. И. Исследования в вихревой камере лазерным доплеровским измерителем скорости / Багрянцев В. И., Волчков Э. П., Терехов В. И. [и др.]. – Новосибирск : Ин-т теплофизики. СО АН СССР, 1980. – 20 с.
21. Баженов М. И. Исследование работы двухфазных струйных аппаратов / Баженов М. И. // Электрические станции, 1967. – № 4. – С. 39-41.
22. Баженов М. И. Экспериментальное исследование водовоздушного струйного аппарата на прозрачной модели / Баженов М. И. // Изв. вузов. Энергетика, 1966. – №3. – С. 82-86.
23. Байдаков В. Г. Кинетика гомогенного и гетерогенного зародышеобразования в перегретом жидком азоте / Байдаков В. Г., Каверин А. М. // ТВТ, 1990. – Т.28. – N 1. – С. 90-96.
24. Барсуков С. И. Вихревой эффект Ранка / С. И. Барсуков, В. И. Кузнецов. – Иркутск: Изд. ИГУ, 1983. – 121 с.
25. Барсуков С. И. Теория рабочего процесса гидродинамического вихревого сепаратора / С. И. Барсуков, Л. В. Кнауб // Промислова гідроліка і пневматика. – 2006. – № 3 (13). – С. 21-31. Библиогр.: 8 наим.
26. Бекман У. А. Фотографическое исследование кипения в ускоряющейся системе / У. А. Бекман, Г. Мерт // Теплопередача. – 1965. – 87, № 3. – С. 60-68.
27. Берман Л. Д. Влияние длины камеры смешения на режимы работы и экономичность водоструйного воздушного эжектора / Берман Л. Д., Ефимочкин Г. И. // Теплоэнергетика, 1978. – № 12. – С. 66-71.

28. Берман Л. Д. Особенности рабочего процесса и режимы работы водоструйного эжектора / Берман Л. Д., Ефимочкин Г. И. // Теплоэнергетика, 1964. – №2. – С. 31-35.
29. Берман Л. Д. Расчетные зависимости для водоструйных эжекторов / Берман Л. Д., Ефимочкин Г. И. // Теплоэнергетика, 1964. – № 7. – С. 44-48.
30. Берман Л. Д. Характеристика и расчет низконапорных водоструйных эжекторов / Берман Л. Д., Ефимочкин Г. И. // Теплоэнергетика, 1966. – № 10. – С. 89-90.
31. Берман Л. Д. Экспериментальное исследование водоструйного эжектора / Берман Л. Д., Ефимочкин Г. И. // Теплоэнергетика, 1963. – №9. – С. 9-15.
32. Бондаренко А. Д. Аэродинамические характеристики водовоздушного эжектора ЭВЦ 265 / Бондаренко А. Д. // Безопасность труда в промышленности, 1976. – №10. – С. 38-39.
33. Борисов А. В. Математические методы динамики вихревых структур / А. В. Борисов, И. С. Мамаев. – Москва-Ижевск : Институт компьютерных исследований, 2005. – 368 с.
34. Бузник В. М. Экспериментальное исследование теплоотдачи в поле центробежных сил / Бузник В. М., Лебедь Н. Г., Омелюк В. А. // Тр. Николаев. кораблестроит. ин-та. – 1968. – Вып. 26. – С. 3-10.
35. Бутузов А. И. Экспериментальное исследование теплообмена при кипении фреона-12 в поле действия центробежных сил / Бутузов А. И., Файнзильберг С. Н., Безродный М. К. [и др.] // Инж.-физ. журн. – 1968. – 15, №2. – С. 302-308.
36. Бутузов А. И. Экспериментальные данные по кипению фреона-12 и воды при свободном движении в условиях инерционных перегрузок / Бутузов А. И., Файнзильберг С. Н., Безродный М. К. [и др.] // Теплофизика высоких температур. – 1969. – 7, №3. – С. 490-494.
37. Бэр Г. Д. Техническая термодинамика / Бэр Г. Д. – М. : Мир, 1977. – 518 с.



38. Вайсман М. Д. Термодинамика парожидкостных потоков / Вайсман М. Д. – Л. : «Энергия», 1967.
39. Валландер С. В. Лекции по гидроаэромеханике. Учебное пособие / С. В. Валландер. – Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1978. – 296 с.
40. Васильев Ю. Н. Газовые эжекторы со сверхзвуковыми соплами / Васильев Ю. Н. // Исследование сверхзвуковых газовых эжекторов. 1961. – С. 134-151.
41. Васильев Ю. Н. Теория сверхзвукового газового эжектора с цилиндрической камерой смешения / Васильев Ю. Н. // Лопаточные машины и струйные аппараты М. : Машиностроение, 1967. – Вып. 2. – С. 171-235.
42. Веркин Б. И. Теплообмен при кипении в полях массовых сил различной интенсивности / Веркин Б. И., Кириченко Ю. А., Русанов К. В. – Киев : Наук. думка, 1988. – 256 с.
43. Веске Д. Р. Экспериментальное исследование турбулентного закрученного течения в цилиндрической трубе / Веске Д. Р., Стуров Г. Е. // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. – 1972. – № 13. – Вып. 3. – С. 3-7.
44. Виршубский И. М. Вихревые компрессоры / Виршубский И. М., Рекстин Ф. С., Шквар А. Я. – Л.: Машиностроение. Ленингр. отд-ние, 1988. – 271 с.
45. Волошко А. А. О скорости роста паровых пузырей на поверхности нагрева / А. А. Волошко. – ИФЖ, 1974, №4. – С. 744-746.
46. Вскипающие адиабатные потоки / В. А. Зысин, Г. А. Баранов, Б. А. Барилевич, Т. Н. Парфенов. – М.: Атомиздат, 1976. – 152с.
47. Галеркин Ю. Б. Методы исследования центробежных компрессорных машин / Ю. Б. Галеркин, Ф. С. Рекстин // Л.: Машиностроение, 1969. – 303 с.
48. Гольдштик М. А. Аэродинамика вихревой камеры / Гольдштик М. А., Леонтьев А. К., Палеев И. И. // Теплоэнергетика. – 1961. - № 2. – С. 40-45.
49. Гольдштик М. А. Вихревые потоки / Гольдштик М. А. – Новосибирск: Наука, 1981. – 366 с.

50. Гольдштик М. А. Вязкие течения с парадоксальными свойствами / Гольдштик М. А., Штерн В. Н., Яворский Н. И. – Изд.: Наука, 1989. – 336 с. – Библиогр.: с. 323 (263 наим.).
51. Гольдштик М. А. К теории эффекта Ранка / М. А. Гольдштик // Изв. АН СССР. ОТН. – 1963. – № 1. – С. 132-137.
52. Гольдштик М. А. Один класс точных решений уравнений Навье – Стокса / М. А. Гольдштик // ПМТФ. – 1966. – № 2. – С. 106-109.
53. Гольдштик М. А. Приближенное решение задачи о ламинарном закрученном потоке в круглой трубе / М. А. Гольдштик // Инж-физ. журнал. – 1959. – Т. 2, № 3. – С.100-105. – Библиогр.: 7 наим.
54. Горшенин В. Ф. Экспериментальное исследование газодинамики высокоскоростных вихревых камер / Горшенин В. Ф., Зайковский В. Н., Зауличный Е. Г. [и др.] // Пристенные струйные потоки. – Новосибирск : Ин-т теплофизики СО АН СССР, 1984. – С. 59-65.
55. Григорьев В. А. Кипение криогенных жидкостей / В. А. Григорьев, Ю. М. Павлов, Е. В. Аметистов. – М., 1977. – 289 с.
56. Гринспен Х. П. Теория вращающихся жидкостей / Х. П. Гринспен. – Л.: Гидрометеиздат, 1975. – 340 с.
57. Громека И. С. Собрание сочинений / И. С. Громека. – М. : АН СССР, 1952. – 295 с.
58. Гупта А. Закрученные потоки / Гупта А., Лилли Д., Сайред Н. – М. : Мир, 1987. – 588с.
59. Гуцол А. Ф. Эффект Ранка / А. Ф. Гуцол // Успехи физических наук, 1997. – Т. 167, № 6. – С. 665-687. – Библиогр.: 62 наим.
60. Дейч М. Е. Газодинамика двухфазных сред / Дейч М. Е., Филиппов Г. А. – М. : Энергоиздат, 1981. – 471 с.
61. Дейч М. Е. Техническая газодинамика / Дейч М. Е. – М.-Л. : Энергия, 1974. – 592с.

62. Демьянова Л. А. Аналитический расчет характеристик струйного аппарата при откачке газожидкостных смесей / Демьянова Л. А. // НТЖ : Нефтепромышленное дело, 1999. – № 5. – С. 39-44.

63. Демьянова Л. А. Исследование работы струйного аппарата для различных конфигураций его проточной части при эжектировании струей жидкости газожидкостной смеси / Демьянова Л. А. // НТЖ : Нефтепромышленное дело, 1999. – № 1. – С. 16-22.

64. Денисов Ю. К. Исследование водовоздушного центробежного эжектора / Денисов Ю. К., Тачанов Н. И. // Изв. вузов. Химия и химическая технология, 1967. – № 6. – С. 703-709.

65. Дин Р. Образование пузырей / Дин Р. В кн. : Вопросы физики кипения. – М. : Мир, 1964. – С. 13-27.

66. Дубинский М. Г. Вихревой вакуум-насос / М. Г. Дубинский // Изв. АН СССР. ОТН, 1956. – № 3. – С. 155-159.

67. Елифанова В. И. Компрессорные и расширительные турбомашинны радиального типа. Учебник для вузов по специальности: «Криогенная техника» / Елифанова В. И. – М.: Машиностроение, 1984. – 376 с., ил.

68. Елифанова В. И. Некоторые результаты теоретического и экспериментального исследования вихревого эжектора / Елифанова В. И., Ивакин О. А., Костин В. К. // Вихревой эффект и его промышленное применение, 1981. – С.13-15.

69. Елифанова В. И. Опытное и расчётное исследования вихревого эжектора / Елифанова В. И., Костин В. К., Усанов В. В. // Изв. ВУЗов. Транспортное и энергетическое машиностроение, 1975. – №11. – С.85-89.

70. Елифанова В. И. Приближённая методика расчётного определения основных характеристик вихревого эжектора / В. И. Елифанова // Изв. ВУЗов. Транспортное и энергетическое машиностроение, 1975. – №10. – С.82-87.

71. Жигула В. А. Газодинамика закрученного потока / Жигула В. А., Коваль В. П. // Прикл. механика. – 1975. – Т. 11. – № 9. – С. 65-72.

72. Жирицкий Г. С. Авиационные газовые турбины / Жирицкий Г. С. – М.: Оборонгиз, 1950. – 512 с.
73. Жуковский Н. Е. Собрание сочинений : в 7 т. / Н. Е. Жуковский – М.-Л. : Гостехиздат, 1949. – Т. 4 : Аэродинамика. – 615 с.
74. Зажигаев Л. С. Методы планирования и обработки результатов физического эксперимента / Л. С. Зажигаев, А. А. Кишьян, Ю. И. Романков. – М.: Атомиздат, 1978. – 232 с.
75. Зайдель А. Н. Ошибки измерений физических величин. Перераб. и доп. изд. кн. Элементарные оценки ошибок измерений / А. Н. Зайдель. – М.: Наука, 1974. – 106 с.
76. Зауэр Р. Нестационарные задачи газодинамики / Зауэр Р. Пер. с нем. – М. : Мир, 1969. – 320с.
77. Зысин В. А. Вскипающие адиабатные потоки / В. А. Зысин, В. А. Барилевич, Т. Н. Парфенова. – М.: Атомиздат, 1976. – 152 с.
78. Исаченко В. П. Теплопередача : учебник для вузов / Исаченко В. П., Осипова В. А., Сукомел А. С. – Изд. 3-е, перераб. и доп. – М. : Энергия, 1975. – 488 с.
79. Кассандрова О.Н. Обработка результатов измерений / О. Н. Кассандрова, В. В. Лебедев. – М.: Наука, 1970. – 104 с.
80. Кирхгоф Г. Механика. Лекции по математической физике / Г. Кирхгоф. – М. : АН СССР, 1962. Пер. с нем. Kirchhoff G. Vorlesungen uber mathematische Physik. – Leipzig: Mechanik, 1874.
81. Кислых В. И. Исследование поля скорости и давления в вихре / Кислых В. И., Волчков Э. П., Смутьский И. И. // Теоретические и прикладные аспекты турбулентных течений: Тез. докл. II межотраслевого совещ. по теоретическим и прикладным аспектам турбулентных течений, 21 – 23 апр. – Таллинн, 1976. – С. 36-37.
82. Кислых В. И. К гидродинамике вихревой камеры / Кислых В. И., Смутьский И. И. // Инж.-физ. журн. – 1978. – Т. 35. – № 3. – С. 543-544.

83. Кнауб Л. В. Газодинамические процессы в вихревых аппаратах : Монография / Л. В. Кнауб. – Одесса : Астропринт, 2003. – 272 с.
84. Кнорре Г. Ф. Теория топочных процессов / Под ред. Кнорре Г. Ф., Талеева И. И. – М.; Л.: Энергия, 1966. – 491 с.
85. Коваль В. П. Методика выбора оптимальных размеров камеры закручивания газа / Коваль В. П., Жигула В. А. // Изв. вузов. Энергетика. – 1977. – № 6. – С. 71-78.
86. Козлов В. В. Общая теория вихрей / В. В. Козлов. – Ижевск : Издательский дом «Удмуртский университет», 1998. – 238 с.
87. Комаров В. И. Экспериментальное исследование теплоотдачи при кипении в условиях моделирования сильных гравитационных полей / Комаров В. И., Баландин А. А. // Исслед. по физике кипения. – 1972. – Вып. 1. – С. 90-98.
88. Коротков Ю. В. Структура вихревого потока в камере с тангенциальным подводом газа / Ю. В. Коротков, Н. А. Николаев // Труды Казанского химико-технологического института. – 1972. – Вып. 48. – С. 28-34.
89. Кузнецов В. И. Теория и расчет эффекта Ранка / В. И. Кузнецов. – Омск: Изд-во ОмГТУ, 1995. – 217 с.
90. Кутателадзе С. С. Аэродинамика и тепломассообмен в ограниченных вихревых потоках / Кутателадзе С. С., Волчков Э. П., Терехов В. И. – Новосибирск: Ин-т теплофизики. СО АН СССР, 1987. – 282 с.
91. Кутателадзе С. С. Основы теории теплообмена / С. С. Кутателадзе. – 5-е изд. перераб. и доп. – М.: Атомиздат, 1979. – 416 с.
92. Кутателадзе С. С. Скорость роста и отрывной диаметр парового пузыря при кипении насыщенной жидкости в условиях естественной конвекции / С. С. Кутателадзе, И. И. Гогонин. – Теплофизика высоких температур, 1979. – т. 17. – №4. – С. 792-797.

93. Кутепов А. М. Гидродинамика и теплообмен при парообразовании: учеб. пособие для вузов / А. М. Кутепов. – 3-е изд., испр. – М. : Высш. школа, 1986. – 448 с.
94. Лабунцов Д.А. Механика простых газожидкостных структур / Лабунцов Д. А., Ягов В. В. – М.: Изд. МЭИ, 1978. – 92 с.
95. Левеллен В. Б. Околовзвукое течение с закруткой / Левеллен В. Б., Бернс В. Дж., Стрикленд Х. Дж. // Ракетная техника и космонавтика. – 1969. – Т. 7, № 8. – С. 92-101.
96. Левченко Д. А. Совершенствование рабочего процесса вихревой эжекторной ступени в составе жидкостно-кольцевого вакуум-насоса: дис. канд. техн. наук: 05.05.14 : защищена 16.12.11 : затв. 21.04.12 / Левченко Дмитрий Алексеевич; СумДУ. – Суми, 2011. – 185 с.
97. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа: учеб. [для вузов.] 7-е изд., испр. / Лойцянский Л. Г. – М.: Дрофа, 2003. – 840 с.
98. Локай В. И. Газовые турбины двигателей летательных аппаратов. Теория, конструкция и расчет: Учебник для студентов вузов по специальности «Авиационные двигатели и энергетические установки» / В. И. Локай, М. К. Максимова, В. А. Стрункин. – 4-е изд., перераб. и доп. – М.: Машиностроение, 1991. – 512 с.
99. Мартынов А. В. Что такое вихревая труба? / А. В. Мартынов, В. М. Бродянский. – М.: Энергия, 1976. – 152 с.
100. Марченко В. Н. О закономерностях критического истечения вскипающей воды через цилиндрические каналы / Марченко В. Н., Жиленко Н. А. // Вісник Сумського державного університету. – 2006. – №5 (89). – С. 53-60.
101. Марченко В. Н. Парообразование в адиабатных ускоряющихся потоках вскипающей жидкости / Марченко В. Н., Прокопов М. Г. // Компрессорное и энергетическое машиностроение. – 2007. – № 3 (9). – С. 94-99.
102. Марченко В. Н. Расчет парообразования в ускоряющихся потоках вскипающей жидкости / Марченко В. Н., Прокопов М. Г. // Компрессорное и энергетическое машиностроение. – 2007. – №4 (10). – С. 98-105.

103. Марченко В. Н. Экспериментальное исследование процесса формирования рабочей струи пара в термокомпрессоре / Марченко В. Н., Куценко С. Н., Жиленко Н. А. // Вісник Сумського державного університету. – 2005. – №12 (84). – С. 48-57.

104. Марченко В. Н. Энергетическая эффективность парового струйного термокомпрессора / Марченко В. Н., Прокопов М. Г. // Холодильна техніка і технологія. – 2007. – №5(109). – С. 45-51.

105. Мелейчук С. С. Робочий процес і характеристики вихрової ежекторної ступені вакуумного агрегату : дис. канд. техн. наук : 05.05.15 : захищена 13.06.07 : затв. 21.04.12 / Мелейчук Станіслав Станіславович ; СумДУ. – Суми, 2007. – 160 с.

106. Мелешко В. В. Динамика вихревых структур / В. В. Мелешко, М. Ю. Константинов. – К. : Наукова Думка, 1993. – 283 с.

107. Мерзляков Ю. С. Экспериментальные исследования жидкостно-парового струйного компрессора вихревого типа [Текст] / Ю. С. Мерзляков // Сталий розвиток і штучний холод. – Одеса, 2012. – С. 374-376.

108. Меркулов А. П. Вихревой эффект и его применение в технике / А. П. Меркулов. – М. : Машиностроение, 1969. – 184 с.

109. Меркулов А. П. Гипотеза взаимодействия вихрей. Куйбышевский авиационный институт / А. П. Меркулов // Известия высших учебных заведений. Энергетика. – 1964. – № 3. – С. 74-82.

110. Метенин В. И. К выводу уравнения рабочего процесса идеальной вихревой трубы / В. И. Метенин // Изв. вузов. Авиационная техника, 1972. – № 2. – С. 175-176.

111. Мизес Р. Теория полета / Р. Мизес. – М.: Книга по требованию, 2012. – 348 с.

112. Митрофанова О. В. Гидродинамика и теплообмен закрученных потоков в каналах ядерно-энергетических установок / О. В. Митрофанова. – М. : ФИЗМАТЛИТ, 2010. – 288 с. – Библиогр.: с. 270-287.

113. Михальцев В. Е. Теория и проектирование газовой турбины: Учеб. пособие по курсу «Лопаточные машины газотурбинных и комбинированных

установок. Газовые турбины» / Михальцев В. Е., Моляков В. Д. – В 2-х частях. – Ч. 2: Теория и проектирование многоступенчатой газовой турбины / Под ред. М. И. Осипова. – М.: Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2008. – 116 с., ил.

114. Несис Е. И. Теплообмен при кипении смесей в усиленных гравитационных полях / Несис Е. И., Акиев К. А. // Инж.-физ. журн. – 1985. – 48, №1. – С. 11-16.

115. Нурсте Х. О. Исследование аэродинамики потока в закручивающих устройствах / Х. О. Нурсте, Ю. В. Иванов, Х. О. Луби // Теплоэнергетика. – 1978. – №1. – С. 37-39.

116. Омелюк В. А. Определение коэффициента теплоотдачи при кипении жидкости в поле центробежных сил // Судостроение и морские сооружения. Судовые энерг. установки. – 1967. – Вып. 5. – С. 178-181.

117. Патент України № 89834, МПК F04F 5/24. Спосіб стиснення парорідинного середовища / В. М. Арсеньєв, Ю. С. Мерзляков. – Надрук. 25.04.2014, Бюл. № 8.

118. Пат. 59207 Україна, МПК F04F 5/24. Спосіб стиснення парорідинного середовища і пароструминна компресорна установка для його здійснення / В. М. Марченко, В. А. Осіпов, П. М. Чуйко. – № 20021210056; заявл. 13.12.2002; опубл. 15.08.2003, Бюл. № 8. – 4 с.

119. Пат. 28398 Україна, МПК(2006) F25B 1/00. Парова термотрансформаторна установка / В. М. Марченко, В. М. Арсеньєв, К. О. Зубров. – № u200707799; заявл. 11.07.2007; опубл. 10.12.2007. – 3 с.

120. Пешехонов Н. Ф. Альбом приборов для измерения давления, температуры и направления потока в компрессорах / Пешехонов П. Ф. – М.: ЦИАМ, 1992. – 52 с.

121. Пиралишвили Ш. А. Вихревой эффект. Эксперимент, теория, технические решения / Ш. А. Пиралишвили, В. М. Поляев, М. Н. Сергеев; под ред. А. И. Леонтьева. – М.: УНПЦ «Энергомаш», 2000. – 412 с.

122. Преображенский В. П. Теплотехнические измерения и приборы: Учебник для вузов по специальности «Автоматизация теплоэнергетических



процессов» / В. П. Преображенский – 3-е изд., перераб. – М.: «Энергия», 1978. – 704 с., ил.

123. Прокопов М. Г. Влияние косо́го среза сопла на формирование вихревого потока в жидкостно-паровом струйном компрессоре вихревого типа / Прокопов М. Г., Козин В. Н., Мерзляков Ю. С. и др. // Компрессорное и энергетическое машиностроение. – 2015. – № 4 (42). – С. 20-24.

124. Прокопов М. Г. Теплофизическое моделирование рабочего процесса жидкостно-парового струйного компрессора: дис. канд. техн. наук : 05.05.14 : защищена 16.12.11 : затв. 21.04.12 / Прокопов Максим Геннадійович; СумДУ. – Суми, 2011. – 189 с.

125. Расчет критического расхода при истечении насыщенной и недогретой воды через цилиндрические каналы / А. А. Авдеев, В. Н. Майданник, Л. И. Селезнев, В. К. Шанин. – Теплоэнергетика, 1977. – №4. – С. 36-38.

126. Слободянюк Л. И. Судовые паровые и газовые турбины и их эксплуатация: Учебник / Слободянюк Л. И., Поляков В. И. – Л.: Судостроение, 1983. – 360 с.

127. Смутьский И. И. Аэродинамика и процессы в вихревых камерах / И. И. Смутьский. – Испр. от января 2010 г. – Новосибирск : ВО «Наука». Сибирская издательская фирма, 1992. – 301 с.

128. Соколов Е. Я. Струйные аппараты / Е. Я. Соколов, Н. М. Зингер – М. : Энергоатомиздат, 1989. – 352 с.

129. Степанов Г. Ю. Гидродинамика решеток турбомашин / Степанов Г. Ю. – М. : Физматгиз, 1962. – 512 с.

130. Стуров Г. Е. Исследование закрученного потока вязкой несжимаемой жидкости в цилиндрической трубе / Г. Е. Стуров // Аэрогазодинамика. – Новосибирск : Наука. Сиб. отд-ние, 1973. – С. 134-141.

131. Сэффмэн Ф. Дж. Динамика вихрей / Ф. Дж. Сэффмэн ; [пер. Ф. В. Должанский]. – М. : Научный мир, 2000. – 376 с.

132. Тихонов Н. Т. Теория лопаточных машин авиационных газотурбинных двигателей / Тихонов Н. Т., Мусаткин В. Н., Матвеев В. Н. – Самара : Самар. гос. аэрокосм. ун-т, 2001. – 155 с.

133. Тонконог В. Г. Термическая неравновесность процесса истечения вскипающих жидкостей / Тонконог В. Г. Труды второй Российской национальной конференции по теплообмену : [в 8 т.]. Двухфазные течения. Дисперсные потоки и пористые среды. – М. : Изд. МЭИ, 1998. – Т. 5. – С. 121-124.

134. Тонконог В. Г. Фазовые переходы в потоке жидкости / Тонконог В. Г., Гортышов Ю. Ф. // Труды Казанского гос. техн. университета им. А. Н. Туполева. – 2004.

135. Тсатсаронис Д. Взаимодействие термодинамики и экономики для минимизации стоимости энергопреобразующей системы / Д. Тсатсаронис. – Одесса: ООО «Студия «Негоциант», 2002. – 152 с.

136. Усенко В. И. Теплоотдача при пузырьковом кипении фреонов-11 и 12 в условиях гравитационных перегрузок / Усенко В. И., Подгорецкий В. М., Куделя П. П. // Пром. теплотехника. – 1984. – 6, №2. – С. 31-35.

137. Успенский В. А. Струйные вакуумные насосы / Успенский В. А., Кузнецов Ю. М. – М. : Машиностроение, 1973. – 144 с.

138. Файнзильберг С. Н. Исследование теплоотдачи при кипении фреонов-11 и 12 в условиях различных инерционных ускорений / Файнзильберг С. Н., Усенко В. И. // Холодил. техника. – 1973. – №5. – С. 47-49.

139. Фейнман Р. Фейнмановские лекции по физике. Том 7. Физика сплошных сред / Р. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс. – М.: Мир, 1977. – 288 с.

140. Фисенко В. В. Критические двухфазные потоки / Фисенко В. В. – М. : Атомиздат, 1978. – 158 с.

141. Халатов А. А. Теория и практика закрученных потоков / Халатов А. А. – К. : Наукова думка, 1989. – 192 с.

142. Хэй Н. Теплообмен в трубе с закрученным потоком / Н. Хэй, П. Вест // Теплопередача. – М : Мир, 1975. – №3. – С. 100-106.

143. Цегельский В. Г. К теории двухфазного струйного аппарата / Цегельский В. Г. // Изв. вузов. Машиностроение. – 1977. – № 6. – С. 79-85.
144. Циклаури Г. В. Адиабатные двухфазные течения / Циклаури Г. В., Данилин В. С., Селезнев Л. И. – М.: Атомиздат, 1973. – 447 с.
145. Чистяков С. Ф. Теплотехнические измерения и приборы / С. Ф. Чистяков, Д. В. Радун. – М.: Высшая школа, 1972. – 392 с.
146. Шваб В. А. К вопросу обобщения полей скорости турбулентного потока в циклонной камере / В. А. Шваб // Инж.- физ. журн. – 1963. – Т. 6. – № 2. – С. 102-108.
147. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя: перев. с немецкого / Под ред. Лойцянского Л. Г. – М.: Издательство «Наука», 1974. – 712 с.
148. Шмидт Л.И. Образование пузырей при дросселировании пересыщенных жидкостей / Шмидт Л. И., Консетов В. В., Проскуряков В. А // ИФЖ. – 1971. – Т.20. – С. 261-267.
149. Штым А. Н. К аэродинамике закрученного потока в циклонно-вихревых камерах / Штым А. Н. Михайлов П. М. // Изв. вузов. Энергетика. – 1965. – № 11. – С. 50-53.
150. Щукин В. К. Теплообмен и гидродинамика внутренних потоков в полях массовых сил. – Изд. 2-е (перераб. и доп.). – М.: Машиностроение, 1980. – 331 с.
151. Щукин В. К. Теплообмен, массообмен и гидродинамика закрученных потоков в осесимметричных каналах / В. К. Щукин, А. А. Халатов. – М.: Машиностроение, 1982. – 199 с.
152. Якубов Г. В. К решению задачи движения потока в циклонной камере / Г. В. Якубов // Проблемы теплоэнергетики и прикладной теплофизики. – Алма-Ата: Наука КазССР, 1970. – Вып. 6. – С. 195-202.
153. Arsenyev V. Jet thermal compression of the ammonia-water mixture for heat pumps and refrigerating systems [Text] / V. Arsenyev, V. Kozin, I. Merzliakov, M. Protsenko // Applied mechanics and materials. – 2014. – Vol. 630. – P. 61-65.
154. Beecmans J. M. A steady-state model of the reverse-flow cyclone // J. Aerosol Sci. – 1972. – Vol. 3. – N 6. – P. 491.

155. Donaldson C. P., Sullivan R. D. Behavior of solutions of the Navier-Stokes equation for a complete class of three-dimensional viscous vortices // Proc. Of the 1960 Heat Transfer and Fluid Mechanics Institute. – Stanford, 1960. – P. 16-30.
156. Eschweiler C. J., Benton A. M., Preckshot G. W. Boiling and convective heat transfer at high accelerations // Chem. Eng. Progr. Symp. Ser. – 1967. – 63, № 79. – P. 66-72.
157. Fulton C. Ranque's Tube / C. Fulton // Refrigerating Engineering, 1950. – №5. – P. 12-19.
158. Gray V. H., Marto P. J. Boiling heat transfer coefficients, interface behaviour and vapor quality in rotating boiler operating yo 475 g's (NASA Techn. Note; D-4136). – Washington, 1968. – 40 p.
159. Hilsh R. Die Expansion von Gasen in Zentrifugalfeld als Kaelterpocess / R. Hilsh // Zeitschrift fur natartorschung, 1946. – P. 85-88.
160. Körner W. Einfluss hoher Beschleunigung auf dem Wärmeübergang beim Sieden // Chem.-Ing.-Techn. – 1970. – 42, № 6. – S. 409-414.
161. Leslie L. M. The development of concentrated vortices: a numerical study // J. Fluid Mech. – 1971. – Vol. 48. – N 1. – P. 1-4.
162. Lewelen W. S. A solution for three-dimensional vortex flows with strong circulation // J. Fluid Mech. – 1962. – Vol. 14. – N 3. – P. 420-432.
163. Lindstrom-lang C. U. The three dimensional distributions of tangential velocity and total temperature in vortex tubes // J. Fluid Mech. – 1971. – Vol. 45. pt 1. – P. 161-187.
164. Long R. R. A vortex an infinitive viscous fluid // J. Fluid Mech. – 1961. – Vol. 11. – N 4. – P. 611-624.
165. Parulekar B. B. Short vortex tube // Journ. of Refrigeration. – 1961. – vol. 4, № 4. – P. 74-80.
166. Prandtl L., Busemann A. Naherungsverfahren zur Zeichnerischen Ermittlung von ebenen Strömungen mit Überschallgeschwindigkeit, Festschrift für 70. Geburtstag von prof. A. Stodola, J. Springer, 1929.

167. Ranque G. L. Experiences sur le Deteute Giratoire avec Productions Simultances d'un Echappement d'Air chaud et d'Air froid / G. L. Ranque // *Phisique et le Radium*, 1933. – P. 112.
168. Rott N., Lewelen W. S. Boundary layers and their interactions in rotating flows // *Boundary layers and their interactions in rotating flows. Progress in aeronautical sciences.* – Pergamon Press. 1966. – Vol. 7. – P. 111-144.
169. Škorpík J. Proudění plynů a par tryskami, *Transformační technologie*, 2006-02, [last updated 2016-01]. Brno: Jiří Škorpík, [on-line] pokračující zdroj, ISSN 1804-8293. English version: Flow of gases and steam through nozzles. Web: [http://www.transformacni-technologie.cz/en\\_proudeni-plynu-a-par-tryskami.html](http://www.transformacni-technologie.cz/en_proudeni-plynu-a-par-tryskami.html).
170. Sullivan R. D. A two-cell vortex solution of the Navier-Stokes Equations // *J. Aerospace Sci.* – 1959 – Vol. 26. – N 11. – P. 767.
171. Terril R. M., Thomas R. W. Spiral flow in a porous pipe // *The phys. of fluids.* – 1973. – Vol. 16. – N 3. – P. 353-359.
172. Turton J. S. The effects of pressure and acceleration of the pool boiling of water and arcton-11 // *Int. J. Heat. and Mass Transfer.* – 1968. – 11, № 9. – P. 1295-1310.

ДОДАТОК А

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ  
СУМСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ УНІВЕРСИТЕТ

ЗАТВЕРДЖУЮ:

Перший проректор,  
проректор з навчальної роботи  
доц. В.Д. Карпуша

" 05 " 12 2017 р.



АКТ

Про впровадження  
результатів дисертаційної роботи  
Мерзлякова Ю.С. у навчальний процес

05 12 2017 р.

м. Суми

Даним актом засвідчується, що в процесі підготовки дисертаційної роботи здобувача кафедри технічної теплофізики Мерзлякова Ю.С. на тему «Робочий процес рідинно-парового струминного апарата вихрового типу» (науковий керівник – к.т.н., проф. Арсен'єв В. М.) у навчальний процес на факультеті технічних систем та енергоефективних технологій СумДУ впроваджено наступне:

- результати досліджень використовуються викладачами кафедри при викладанні для студентів спеціальності «Енергетичне машинобудування» курсу «Методи термодинамічного аналізу установок і систем»;
- розроблене здобувачем програмне забезпечення використовується студентами спеціальності «Енергетичне машинобудування» при підготовці курсових та випускових робіт.

Декан факультету ТеСЕТ

О. Г. Гусак

Зав. кафедри технічної теплофізики

С. М. Ванєєв

## ДОДАТОК Б

ТОВАРИСТВО З ОБМЕЖЕНОЮ  
ВІДПОВІДАЛЬНІСТЮ  
“НТЦ Газмашкомплект”

40035, Україна, м. Суми,  
вул. Заливна, 7

Tel, fax: +38 (0542) 60-40-77

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ  
ГАЗМАШКОМПЛЕКТ

ЦЕНТР

e-mail: denisgas2007@rambler.ru

ОБЩЕСТВО С ОГРАНИЧЕННОЙ  
ОТВЕТСТВЕННОСТЬЮ  
“НТЦ Газмашкомплект”

40035, Украина, г. Сумы,  
ул. Заливная, 7

Tel, fax: +38 (0542) 60-40-77

№ 1 від «04» 01 2018 р.



ЗАТВЕРДЖУЮ

Директор

ТОВ «НТЦ «Газмашкомплект»

Сіренко Ю.В.

### АКТ

*про впровадження результатів дисертаційної роботи  
на здобуття наукового ступеня кандидата технічних наук  
здобувача кафедри технічної теплофізики  
Сумського державного університету  
Мерзлякова Юрія Сергійовича*

Цей акт складений про те, що рекомендації щодо проектування вакуумних агрегатів на базі рідинно-парового струминного апарата вихрового типу, розроблені в результаті дисертаційної роботи Мерзлякова Ю. С. використовувались в ТОВ «НТЦ «НТЦ «Газмашкомплект», з метою модернізації існуючої та створенні нової конструкторської документації вакуумних агрегатів малої та середньої потужності.

Виконавець

Ю. С. Мерзляков

ДОДАТОК В



СП «Технополіс» у формі ТОВ  
Україна, 40021, м. Суми, вул. Лебединська, 15  
тел./факс (0542) 619-895; 619-896  
e-mail: sptechnopolis @ gmail.com  
код 21115144

ЗАТВЕРДЖУЮ

Директор  
СП «Технополіс»

Пляцук Л.Д.  
2017 р.



АКТ

впровадження результатів дисертаційної роботи

Даним актом засвідчується, що наукові результати дисертаційної роботи здобувача Мерзлякова Юрія Сергійовича на тему «Робочий процес рідинно-парового струминного апарата вихрового типу» впроваджені на підприємстві СП. «Технополіс», рекомендації щодо проектування вакуумних агрегатів на базі рідинно-парового струминного апарата вихрового типу були використані при виконанні конструкторської документації.

Головний інженер

О. С. Шевченко

Виконавець

Ю. С. Мерзляков



## ДОДАТОК Г

### СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

1. Мерзляков Ю. С. Гибридный термотрансформатор со струйной термокомпрессией водоаммиачного рабочего тела / В. М. Арсеньев, М. И. Проценко, Ю. С. Мерзляков // Холодильна техніка і технологія. – 2010. – № 5 (127). – С. 26 – 29.
2. Мерзляков Ю. С. Расчет удельной стоимости теплоты для систем горячего водоснабжения с применением бивалентной теплонасосной технологии / В. М. Арсеньев, Ю. С. Мерзляков // Компрессорное и энергетическое машиностроение. – 2011. – № 1 (23). – С. 24 – 27.
3. Мерзляков Ю. С. К вопросу моделирования структурных преобразований потока в жидкостно-паровом струйном компрессоре вихревого типа / В. М. Арсеньев, Ю. С. Мерзляков // Холодильна техніка і технологія. – 2011. – № 5 (133). – С. 11 – 14.
4. Мерзляков Ю. С. Струйная термотрансформаторная установка для систем теплоснабжения / В. М. Арсеньев, С. М. Ванеев, М. Г. Прокопов, М. И. Проценко, Ю. С. Мерзляков // Наукові праці ДНТУ. Серія : «Гірничо-електромеханічна»: наукове видання. – 2011. – № 22 (195). – С. 24 – 31.
5. Merzliakov I. Jet thermal compression of the ammonia-water mixture for heat pumps and refrigerating systems / V. Arsenyev, V. Kozin, I. Merzliakov, M. Protsenko // Applied mechanics and materials. – 2014. – Vol. 630. – P. 61 – 65.
6. Мерзляков Ю. С. Влияние косо́го среза сопла на формирование вихревого потока в жидкостно-паровом струйном компрессоре вихревого типа / М. Г. Прокопов, В. Н. Козин, Ю. С. Мерзляков, О. Ю. Чех // Компрессорное и энергетическое машиностроение. – 2015. – № 4 (42). – С.20 – 24.
7. Мерзляков Ю. С. Экспериментальные исследования жидкостно-парового струйного компрессора вихревого типа / Ю. С. Мерзляков // Сталий розвиток і штучний холод / Збірник наукових праць VIII Міжнародної науково-технічної конференції. – Херсон, 2012. – С. 374 – 376.
8. Патент України № 89834, МПК F04F 5/24. Спосіб стиснення парорідинного середовища / В. М. Арсеньєв, Ю. С. Мерзляков. – Надрук. 25.04.2014, Бюл. № 8.

9. Мерзляков Ю. С. К вопросу моделирования структурных преобразований потока в жидкостно-паровом струйном компрессоре вихревого типа / В. М. Арсеньев, Ю. С. Мерзляков // Сучасні проблеми холодильної техніки та технології / Збірник тез докладів Міжнародної НТК. – Одеса: ОДАХ, 2011. – С. 8 – 9.

10. Мерзляков Ю. С. Адиабатное течение самоиспаряющейся жидкости в вихревом потоке / В. М. Арсеньев, Ю. С. Мерзляков // Сучасні технології в промисловому виробництві / Матеріали Всеукраїнської міжвузівської НТК. – Суми : Вид-во СумДУ, 2011. – Ч. III. – С. 18.

11. Мерзляков Ю. С. Создание экспериментального образца термотрансформатора со струйной термокомпрессией / М. И. Проценко, Ю. С. Мерзляков // Сучасні технології в промисловому виробництві / Матеріали Всеукраїнської міжвузівської НТК. – Суми : Вид-во СумДУ, 2012. – Ч. III. – С. 104.

12. Мерзляков Ю. С. Создание экспериментального образца жидкостно-парового струйного компрессора вихревого типа / В. М. Арсеньев, Ю. С. Мерзляков // Промислова гідравліка і пневматика / Матеріали XIII Міжнародної науково-технічної конференції АС ПГП. – Чернігів : Вид-во Вінниця : ГЛОБУС-ПРЕС, 2012. – С. 55.

13. Мерзляков Ю. С. Загальні засади вибору вакуумного агрегату системи вакуумного охолодження / С. С. Мелейчук, Ю. С. Мерзляков // Сучасні проблеми розвитку легкої і харчової промисловості / Тези наукових доповідей IV міжнародної науково-практичної конференції наукової молоді і студентів. – Луганськ, 2013. – С. 87 – 88.

14. Мерзляков Ю. С. Влияние косо́го среза сопла на формирование вихревого потока в жидкостно-паровом струйном компрессоре вихревого типа / М. Г. Прокопов, Ю. С. Мерзляков // Промислова гідравліка і пневматика / Матеріали XV Міжнародної науково-технічної конференції АС ПГП. – Мелітополь : Вид-во Вінниця : ГЛОБУС-ПРЕС, 2014. – С. 109.

15. Мерзляков Ю. С. К вопросу экспериментального исследования вихревых потоков / В. М. Арсеньев, Ю. С. Мерзляков // Сучасні проблеми холодильної техніки та технології / Збірник тез доповідей X Міжнародної науково-технічної конференції. – Одеса : ОНАХТ, 2015. – С. 153 – 154.

## ДОДАТОК Д

### ВІДОМОСТІ ПРО АПРОБАЦІЮ РЕЗУЛЬТАТІВ ДИСЕРТАЦІЇ

1. Міжнародна науково-технічна конференція «Технічні та технологічні гази. Устаткування і технології альтернативної енергетики», м. Суми, 2011 р.
2. VII та X Міжнародні науково-технічні конференції «Сучасні проблеми холодильної техніки і технології», м. Одеса, 2011, 2015 р. р.
3. XIII Міжнародна науково-технічна конференція АС ПГП «Промислова гідравліка і пневматика», м. Чернігів, 2012 р.
4. VIII Міжнародна науково-технічна конференція «Сталий розвиток та штучний холод», м. Одеса, 2012 р.
5. Науково-технічні конференції викладачів, співробітників, аспірантів і студентів факультету технічних систем та енергоефективних технологій СумДУ, м. Суми, 2011, 2013 р. р.
6. IV Міжнародна науково-практична конференція наукової молоді і студентів «Сучасні проблеми розвитку легкої і харчової промисловості», м. Луганськ, 2013 р.
7. XIV Міжнародна науково-технічна конференція «Герметичність, вібронадійність і екологічна безпека насосного і компресорного обладнання» – «ГЕРВІКОН+НАСОСИ-2014», м. Суми, 2014 р.
8. XV Міжнародна науково-технічна конференція АС ПГП «Промислова гідравліка і пневматика», м. Мелітополь, 2014 р.