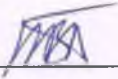


Довідка
про відсутність плагіату у випускній кваліфікаційній роботі

Міністерство освіти і науки України
Український державний університет науки і технологій
Кафедра Інтелектуальні системи енергопостачання

ДОВІДКА

За результатами перевірки випускної кваліфікаційної роботи здобувача вищої освіти Олександра Дерія на тему: Дослідження теплообміну та плазмодинаміки струмینی плазми при течії в каналі в роботі не виявлено порушень академічної доброчесності.

Керівник ВКР  Віталій Перцевий

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

Український державний університет науки і технологій

Кафедра Інтелектуальні системи енергопостачання

«ДО ЗАХИСТУ»

Завідувач кафедри

_____ /Дмитро БОСИЙ/

«_____» _____ 20____р.

ДИПЛОМНА РОБОТА

на здобуття освітнього ступеня «магістр»

Галузь знань **14 Електрична інженерія**

Спеціальність **144 Теплоенергетика**

Освітньо-професійна програма **Теплоенергетика**

Тема **Дослідження теплообміну та плазмодинаміки струмینی плазми при течії в каналі**

Theme **Study of heat transfer and plasmodynamics of plasma jets during flow in a channel**

Керівник дипломної роботи

доц. _____ Віталій ПЕРЦЕВИЙ

Нормоконтролер

доцент _____ Віктор Дьяков

Студент групи ТЕ2021

_____ Олександр ДЕРІЙ

Student

Derii Oleksandr

Дніпро – 2021

					02.15.ТЕ2021.РД.2021-ПЗ	Арк.
Зміст	Арк.	№ документа	Пішпис	Дата		РА

Український державний університет науки і технологій
Факультет «Управління енергетичними процесами»
Кафедра «Інтелектуальні системи енергопостачання»
Галузь 14 Електрична інженерія
Спеціальність 144 Теплоенергетика
Спеціалізація «Теплоенергетика»

«ЗАТВЕРДЖУЮ»

Зав. кафедри

_____ Дмитро Босий

«25 » січня 2021р.

ЗАВДАННЯ

до дипломної роботи на здобуття ОС магістр
студента групи ТЕ2021 Дерія Олександра Володимировича

1 Тема дипломної роботи: **«Дослідження теплообміну та плазмодинаміки струмини плазми при течії в каналі»**

затверджена наказом по університету від «25» січня 2021р. №46ст.

2 Термін подання студентом закінченої роботи «10» грудня 2021р.

3 Вихідні дані до дипломної роботи: газодинамічні характеристики трансзвукових струмин та геометричні параметри свердловин.

4 Зміст пояснювальної записки (перелік питань до розробки): передумови використання плазмового термоінструмента в процесі термічного розширення свердловин, фізичне та математичне моделювання процесу термічного розширення свердловин плазмовим інструментом, математичне моделювання газодинамічних аспектів процесу взаємодії потоку плазми з поверхнею свердловини.

5 Перелік креслень (демонстраційного матеріалу): 1. Основні технічні характеристики термічного розширення свердловин. 2. Експлуатаційні характеристики плазмотрона. 3. Схема експериментальної установки для

- дослідження взаємодії струмини газу з бічною поверхнею каналу. 4. Схема розташування трубок повного тиску в каналі. 5. Абсолютний тиск на бічній поверхні каналу в залежності від абсолютного тиску газу перед соплом.
6. Інженерна модель взаємодії струмини газу з боковою стінкою каналу.
7. Перевірка адекватності математичного моделювання. 8. Математична модель руху потоку плазми у фланцевому патрубку. 9. Рівняння для визначення кінетичної енергії. 10. Теплообмін потоку плазми та фланцевого патрубку.
11. Граничні умови задачі. 12. Порівняння температури зовнішньої бічної поверхні фланцевого патрубку.

КАЛЕНДАРНИЙ ПЛАН

№ п/п	Назва розділу	Термін виконання	Об'єм розділу, %
1.	ВСТУП	1.04	5
2.	1 ПЕРЕДУМОВИ ВИКОРИСТАННЯ ПЛАЗМОВОГО ТЕРМОІНСТРУМЕНТА В ПРОЦЕСІ ТЕРМІЧНОГО РОЗШИРЕННЯ СВЕРДЛОВИН	05.06	40
3.	2 ФІЗИЧНЕ ТА МАТЕМАТИЧНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ПРОЦЕСУ ТЕРМІЧНОГО РОЗШИРЕННЯ СВЕРДЛОВИН ПЛАЗМОВИМ ІНСТРУМЕНТОМ	05.09	25
4.	3 МАТЕМАТИЧНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ГАЗОДИНАМІЧНИХ АСПЕКТІВ ПРОЦЕСУ ВЗАЄМОДІЇ ПОТОКУ ПЛАЗМИ З ПОВЕРХНЕЮ СВЕРДЛОВИНИ	05.10	20
5.	ВИСНОВКИ ТА РЕКОМЕНДАЦІЇ	15.11	5
6.	СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	05.12	5

Дата видачі завдання «25» січня 2021 р.

Керівник дипломної роботи, доцент _____ Віталій Перцевий

Завдання прийняв до виконання _____ Олександр Дерій

РЕФЕРАТ

Магістерська робота: 73 сторінок, 3 частини, 8 рисунків, 8 таблиць, 73 використаних джерел.

Мета роботи – фізичне та математичне моделювання процесу термічного розширення свердловин плазмовим інструментом.

В роботі обґрунтовано передумови використання плазмового термоінструмента в процесі термічного розширення свердловин, а саме значення та вплив операції нагрівання внутрішньої поверхні свердловини на процес її розширення та експлуатаційні характеристики плазмового термоінструмента для термічного розширення свердловин

Виконано фізичне та математичне моделювання процесу термічного розширення свердловини плазмовим інструментом, а саме аналіз існуючих розв'язків інженерного моделювання процесу термічного розширення свердловин, фізичне імітаційне моделювання газодинамічних аспектів процесу взаємодії потоку плазми з поверхнею свердловини, послідовність проведення експериментальних досліджень та аналіз результатів експериментальних досліджень, Інженерне моделювання газодинамічних аспектів взаємодії потоку плазми з поверхнею свердловини.

Виконано математичне моделювання газодинамічних аспектів процесу взаємодії потоку плазми з поверхнею свердловини, а саме моделювання процесу нагрівання внутрішньої бічної поверхні фланцевого патрубку.

Одержані результати можуть бути використані при видобуванні гірських порід.

Ключові слова: ТЕРМІЧНІ МЕТОДИ РУЙНУВАННЯ, ПЛАЗМОВИЙ ТЕРМОІНСТРУМЕНТ, ТЕРМІЧНЕ РОЗШИРЕННЯ, СВЕРДЛОВИНА, ПОТІК ПЛАЗМИ, ГАЗОДИНАМІЧНІ АСПЕКТИ.

ЗМІСТ

	стор.
ВСТУП.....	6
1 ПЕРЕДУМОВИ ВИКОРИСТАННЯ ПЛАЗМОВОГО ТЕРМОІНСТРУМЕНТА В ПРОЦЕСІ ТЕРМІЧНОГО РОЗШИРЕННЯ СВЕРДЛОВИН.....	9
1.1 Значення та вплив операції нагрівання внутрішньої поверхні свердловини на процес її розширення.....	9
1.2 Експлуатаційні характеристики плазмового термоінструмента для термічного розширення свердловин.....	10
2 ФІЗИЧНЕ ТА МАТЕМАТИЧНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ПРОЦЕСУ ТЕРМІЧНОГО РОЗШИРЕННЯ СВЕРДЛОВИН ПЛАЗМОВИМ ІНСТРУМЕНТОМ.....	14
2.1 Аналіз існуючих розв’язків інженерного моделювання процесу термічного розширення свердловин	14
2.2 Фізичне імітаційне моделювання газодинамічних аспектів процесу взаємодії потоку плазми з поверхнею свердловини.....	31
2.2.1 Послідовність проведення експериментальних досліджень.....	31
2.2.2 Аналіз результатів експериментальних досліджень.....	34
2.3 Інженерне моделювання газодинамічних аспектів взаємодії потоку плазми з поверхнею свердловини.....	35
3 МАТЕМАТИЧНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ГАЗОДИНАМІЧНИХ АСПЕКТІВ ПРОЦЕСУ ВЗАЄМОДІЇ ПОТОКУ ПЛАЗМИ З ПОВЕРХНЕЮ СВЕРДЛОВИНИ...41	
3.1 Математичне моделювання процесу нагрівання внутрішньої бічної поверхні фланцевого патрубку.....	41
ВИСНОВКИ ТА РЕКОМЕНДАЦІЇ.....	61
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	63
Додаток А.....	72

						02.15.ТЕ2021.РД.2021–ПЗ		
Змі	Арк	№ докум	Підпис	Дата				
Розробник	О. Дерій				Дослідження теплообміну та плазмодинаміки струмینی плазми при течії в каналі	Літ.	Арк.	Акрюшів
ОП та БНС							5	
Керівник	В. Перцевий					УДУНТ, ІСЕ, гр. ТЕ2021		
Економ.								
Н. контр	В. Льяков							

2. Розробки інженерної моделі, що дозволяє визначати основні плазмодинамічні параметри струмини в області її взаємодії з бічною поверхнею свердловини.

3. Розрахунок температури внутрішньої поверхні свердловини в процесі нагрівання гірської породи до початку процесу її луцення.

Особистий внесок здобувача. Постановку мети та завдань дослідження виконано спільно з науковим керівником. Здобувачем самостійно проведені розрахунки, зіставлення та аналіз отриманих результатів розрахунків, формулювання висновків.

Апробація результатів магістерської роботи. Основні положення роботи і результати досліджень доповідалися здобувачем і обговорювалися на 81 Міжнародній науково-практичній конференції «Проблеми та перспективи розвитку залізничного транспорту» (Дніпро, 22-23 квітня 2021 р.) та 81 Всеукраїнській науково-технічній конференції молодих учених, магістрантів та студентів «Наука і сталий розвиток транспорту» (28 жовтня 2021 р.)

Публікації.

Zhevzyk, O.V. Gasdynamics of the sonic jet for the continuous casting cooling process / O.V. Zhevzyk, V.O. Pertsevyi, K.V. Bilostotska, O.V. Derii // “Проблеми та перспективи розвитку залізничного транспорту”: матеріали 81 Міжнародної науково-практичної конференції, 22-23 квітня 2021р.- Дніпро, ДНУЗТ, 2021.- С. 71-72.

Дерій О.В. Дослідження теплообміну та плазмодинаміки струмини плазми при течії в каналі / О.В. Дерій // “Наука і сталий розвиток транспорту”: збірник тез доповідей секції 81 Всеукраїнської науково-технічної конференції молодих учених, магістрантів та студентів, 28 жовтня 2021 р. - Дніпро, Дніпровський нац. ун – т залізн. трансп. ім. акад. В. Лазаряна, 2021.- С. 6.

РОЗДІЛ 1
ПЕРЕДУМОВИ ВИКОРИСТАННЯ ПЛАЗМОВОГО
ТЕРМОІНСТРУМЕНТА В ПРОЦЕСІ ТЕРМІЧНОГО РОЗШИРЕННЯ
СВЕРДЛОВИН

1.1 Значення та вплив операції нагрівання внутрішньої поверхні свердловини на процес її розширення

При наявності певних умов до моменту початку руйнування гірської породи в її структурі можна викликати зміни, які призводять до зменшення її міцності.

Суттєвого зменшення міцності гірських порід, зокрема, можна досягти завдяки нагріванню або охолодженню породи [1].

З огляду на продуктивність та витрати на здійснення різноманітних способів буріння та розширення свердловин, найбільше зацікавлення викликають термічні методи руйнування гірських порід.

Актуальність застосування термічних методів руйнування обумовлена широким спектром комбінацій способів руйнування гірських порід та засобів для реалізації операції нагрівання або охолодження.

Відомо, що границя міцності гірських порід на зсув та розтягування приблизно в 7...10 разів є меншою за границю міцності на стискування. Тому термічний спосіб руйнування гірських порід є найменш енерговитратним способом руйнування.

При підвищенні температури в зоні нагрівання поряд зі зниженням міцності та агрегатної твердості відбувається зниження крихкості породи, що дозволяє ефективно використовувати термічні методи руйнування гірських порід не тільки в процесах буріння, але й в процесах розширення (розбурювання) свердловин.

Найбільш ефективними в процесах розширення свердловин є термічні способи, зокрема, із застосуванням газоструминного нагрівання породи та

					02.15.ТЕ2021.РД.2021-ПЗ	Арк. РА
Зміст	Арк.	№ докум.	Підрис.	Дата		

розповсюджувались на значну відстань (1...2 см та більше) від каналу буріння.

Кут нахилу струмینی суттєво впливає на теплофізичні характеристики струмینی. Зростання кута нахилу струмینی до поверхні, що нагрівається, призводить до зменшення питомого теплового потоку. Нахил струмینی відносно поверхні, що нагрівається, на суттєво не зменшує тепловий потік до поверхні. Наслідком подальшого збільшення кута нахилу є значне зменшення теплового потоку.

В роботі [8] експериментальні дослідження процесу розбурювання свердловин діаметром до 60 мм виконувались за допомогою плазмотрона, експлуатаційні характеристики якого наведено в таблиці 1.1.

Таблиця 1.1- Експлуатаційні характеристики плазмотрона

Характеристика	Величина
Потужність, кВт	30...65
Діаметр критичного перерізу сопла, мм	6...8
Витрати повітря, кг/с	0,005...0,010 кг/с

Середньомасова температура потоку плазми знаходилась в межах 3000...4000 К. При тиску повітря 0,35 МПа витікання плазми з сопла відбувалось у надзвуковому режимі. Щільність теплового потоку на поверхні породи знаходилась в діапазоні $(1,4...2,6) \cdot 10^4$ кВт/м².

Швидкість руху пристрою в свердловині знаходилась в межах 3...8 м/год.

В роботі [9] наводяться результати експериментальних досліджень плазмового способу термічного розширення свердловин від початкового діаметра 100 мм до 500 мм на глибину до 70 м. Експлуатаційні характеристики плазмотрона наведено в таблиці 1.2.

Таблиця 1.2- Експлуатаційні характеристики плазмотрона

Характеристика	Величина
Потужність, кВт	140...180
Тиск стисненого повітря, МПа	0,4...0,5
Витрата повітря, м ³ /с	0,04...0,06
Тиск води для охолодження електродів, МПа	0,8...1,0

Витрата води, м³/с

0,65

Основні технічні характеристики термічного розширення свердловин наведено в таблиці 1.3.

Загальною рисою наведених варіантів технічних рішень щодо застосування термоінструментів з дуговим електричним розрядом для руйнування гірських порід є застосування струмин низькотемпературної плазми, які витікають з одного чи декількох сопел паралельно або під кутом до осі свердловини.

Таблиця 1.3 - Основні технічні характеристики термічного розширення свердловин

Тип породи	Потужність плазмотрона, кВт	Діаметр свердловини після термічного розширення, мм	Швидкість розширення, м/год.
Маргито-магнетитові роговіки (f=15...20)	150	200...220	4,0...4,3
	150	300...330	2,1...2,3
	150	360...370	2,0...2,1
	150	390...400	1,7...1,8
	180	390...400	2,1...2,2
Магнетитовий кварцит (f=15...18)	140	300	1,6...1,7
	140	380...400	1,50...1,57
Амфіболо-магнетитовий кварцит (f=10...12)	140	380...400	0,9...1,0
Магнетитовий кварцит (f=15...18)	140	480...500	0,5...0,6
	140	480...500	0,5...0,6
Амфіболо-магнетитовий метасоматит (f=10)	155	380...400	0,8...1,0
	140	450...480	0,4...0,5
Силікатно-магнетитовий кварцит (f=15...18)	150...160	450...480	0,5...0,6
Аспидні сланці (f=8...10)	135	200...220	0,4...0,5

Результати експериментального дослідження термічного розширення свердловини за допомогою плазмотрона, які наведено в роботі [10],

Змц	Арк	№ документа	Підпис	Дата
-----	-----	-------------	--------	------

02.15.ТЕ2021.РД.2021-ПЗ

Арк.
РА

представлено в таблиці 1.4.

Аналіз літературних джерел засвідчує, що у відомих пристроях з дуговим електричним розрядом для руйнування гірських порід діапазони експлуатаційних характеристик термоінструмента, ефективних режимів нагрівання, механічного навантаження та крихкого руйнування порід визначались, здебільшого, експериментальним шляхом.

Таблиця 1.4- Результати експериментальних досліджень

Характеристика	Величина		
	Кварцити	Магнетито-а мфіболи	Магнетито-амф іболо-силікати
Потужність плазмотрона, кВт	170...175	150...160	150
Початковий діаметр свердловини, мм	105		
Діаметр свердловини після термічного розширення, мм	450...500	270...320	230...250
Швидкість руху сопла плазмотрона в свердловині, м/год	1,0	1,0	0,7
Початкова температура теплоносія, °С	дані відсутні	дані відсутні	950...1000
Початковий питомий тепловий потік від теплоносія до поверхні породи, Вт/м ²	дані відсутні	дані відсутні	(8,4...9,5)10 ⁵

За такого підходу до розв'язання задачі термічного розширення свердловин відсутнє теоретичне обґрунтування:

- плазмодинамічних характеристик струмини при її взаємодії з поверхнею гірської породи;

- впливу швидкості пересування, плазмодинамічних і геометричних характеристик струмини та свердловини на параметри крихкого термічного руйнування гірських порід;

- закономірностей взаємозв'язку між механічними та термічними

напругами в гірських породах в процесі термічного розширення свердловин;
- механічних та теплофізичних властивостей гірських порід в процесах їх нагрівання та механічного навантаження;
- значень локальних та осереднених коефіцієнтів тепловіддачі від теплоносія, тобто струмини плазми до поверхні свердловини.

					02.15.ТЕ2021.РД.2021-ПЗ	Арк. РА
Зміст	Арк.	№ документа	Підпис	Дата		

РОЗДІЛ 2

ФІЗИЧНЕ ТА МАТЕМАТИЧНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ПРОЦЕСУ ТЕРМІЧНОГО РОЗШИРЕННЯ СВЕРДЛОВИН ПЛАЗМОВИМ ТЕРМОІНСТРУМЕНТОМ

2.1 Аналіз існуючих розв'язків інженерного моделювання процесу термічного розширення свердловин

В математичній моделі [11] швидкість крихкого термічного руйнування визначається за формулою

$$v_p = \frac{dr}{d\tau} = \frac{\alpha(r) \cdot a_n}{\lambda_n} \cdot \left(\frac{t_{ср\tau} - 1}{t_p} \right),$$

де r - поточний радіус свердловини;

a_n - коефіцієнт теплопровідності гірської породи;

$t_{ср\tau}$ - середня температура теплоносія;

t_p - температура поверхні породи в момент її руйнування.

Температура поверхні гірської породи в момент її руйнування залежить від властивостей породи і визначається наступним чином [11]

$$t_p = \frac{2 \cdot \sigma_c \cdot (1 - \nu)}{\beta \cdot E},$$

де σ_c - границя міцності гірської породи на одноосьове стискування;

ν - коефіцієнт Пуассона гірської породи;

β - коефіцієнт теплового розширення гірської породи;

E - модуль пружності гірської породи.

Температура теплоносія у вихідному отворі терморозширювача

знаходилась в діапазоні 900...1400 °С, тиск теплоносія між терморозширювачем та поверхнею свердловини був у межах 0,1...0,15 МПа. Початковий діаметр свердловини дорівнював 0,114 м.

Згідно з роботою [12] втрата стійкості прогрітого поверхневого шару гірських порід відбувається при досягненні температури поверхні породи

$$t_p = \left[\frac{2 \cdot K_y \cdot (1 - \nu)}{\beta \cdot E} \right] + t_0,$$

де K_y - умовна границя міцності гірської породи;

t_0 - початкова температура породи.

Якщо в якості джерела теплоти використовуються високотемпературні газові струмини, що генеруються плазмотроном, проміжок часу від початку нагрівання поверхні гірської породи до моменту її руйнування внаслідок втрати стійкості визначається за формулою [12]

$$\tau_p = \frac{\lambda_n^2}{a_n \cdot \alpha_{cp}^2} \cdot \left[\frac{0,78 \cdot \frac{T_p - T_0}{T_{cpT} - T_0} - 0,0143}{1,0081 - \frac{T_p - T_0}{T_{cpT} - T_0}} \right],$$

де a_n - коефіцієнт температуропровідності гірської породи;

α_{cp} - усереднений по площі нагрівання коефіцієнт тепловіддачі від теплоносія до поверхні гірської породи;

T_{cpT} - усереднена по площі нагрівання температура теплоносія.

В роботі [13] температуру поверхні породи в момент її руйнування пропонується розраховувати наступним чином

$$t_p = \frac{t_{cp \tau}}{\frac{v_{in} \cdot c_{mp \pi}}{\alpha_{cp}} + 1}, \quad (2.1)$$

де $c_{mp \pi}$ - середня ізобарна об'ємна теплоємність гірської породи в діапазоні температур $t_0 \dots t_p$;

α_{cp} - усереднений по площі крихкого термічного руйнування приведений коефіцієнт тепловіддачі від теплоносія до поверхні гірської породи;

v_{in} - швидкість руху термічного інструмента вздовж осі свердловини.

Теплофізичні та геометричні параметри експериментальних досліджень були наступними:

- початковий діаметр свердловини та діаметр свердловини після термічного розширення знаходились в діапазонах $d_0=0,13 \dots 0,159$ м та $d_{роз}=0,17 \dots 0,59$ м відповідно;

- швидкість руху термічного інструмента вздовж осі свердловини знаходилась в межах $v_{in}=4 \dots 14$ м/год;

- усереднений по площі крихкого термічного руйнування приведений коефіцієнт тепловіддачі від теплоносія до поверхні гірської породи сягав $\alpha_{cp}=1370 \dots 11412$ Вт/(м²·К).

Потрібно зазначити, що в формулі (2.1) значення середньої температури теплоносія $t_{cp \tau}$ та об'ємної швидкості крихкого руйнування (міститься у формулі (2.1) в неявному вигляді) приймаються сталими, що призводить до значної похибки при розрахунку температури поверхні породи в момент її руйнування.

Підсумовуючи наведене вище, можна зробити висновок: більшість відомих експериментальних досліджень стосуються визначення часу та

температури руйнування гірських порід. Питанням експериментального дослідження газодинаміки та плазмодинаміки струмин, які використовуються в якості теплоносія в термічних способах руйнування гірських порід присвячена незначна кількість робіт взагалі та сучасних зокрема [13], [14...18].

В роботі [14] наводяться значення тиску теплоносія на поверхню гірської породи, разом з тим, відсутні відомості щодо швидкості руху теплоносія вздовж поверхні гірської породи та усередненого або локального коефіцієнта тепловіддачі.

В роботах [15...17] швидкість теплоносія на виході з сопла сягає 120 м/с, що є цілком співставним зі швидкістю потоку плазми на виході з сопла плазмотрона, проте в якості теплоносія використовується нестислива рідина. Це унеможливило використання результатів експериментальних досліджень для визначення коефіцієнта тепловіддачі від струмини плазми до поверхні гірської породи.

В літературі [19] для крихкого руйнування гірських порід використовувались високошвидкісні (число Маха знаходилось в межах 2...5) та високотемпературні (300...1100 °С) струмини теплоносія. Проте витікання теплоносія з сопла відбувалось в імпульсному режимі, а ефективність руйнування породи залежала від надлишкового тиску струмини на поверхню свердловини, який дорівнював 5...20 МПа.

Сучасний погляд на проблему математичного моделювання процесу руйнування гірських порід в режимі луцення наведено в роботах [20...43].

Швидкість руху поверхні породи в напрямку осі абсцис (див. рисунок 2.1), тобто швидкість розширення свердловини v_s в роботі [20] пропонується розраховувати з виразу

$$T_p - T_0 = \frac{\frac{\alpha}{\lambda_{\text{п}}} \cdot (T_{\text{т}} - T_0)}{\frac{v_s}{D_t} + \frac{\alpha}{\lambda_{\text{п}}}} \cdot e^{-\left(\frac{v_s \cdot \Delta \delta}{D_t}\right)}$$

де $T_{\text{т}}$ - температура теплоносія;

D_t - коефіцієнт термічної дифузії;

v_s - швидкість розширення свердловини;

$\delta_{\text{л}}$ - товщина час

що відокремлюється (див.

рисунок 2.2).

Максимальне знач

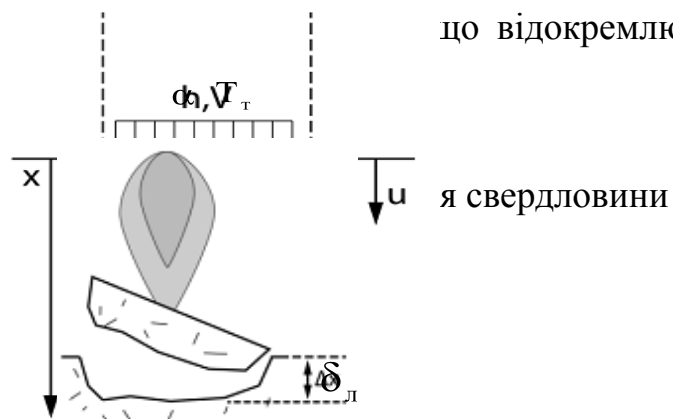


Рисунок 2.1 - Схема теплообміну в режимі луцення гірської породи

Рисунок 2.2 - Схема луцення матеріалу породи

$$v_{s \max} = \frac{D_t}{\Delta x} \cdot \ln \left(\frac{T_{\text{пл}} - T_0}{T_{\text{л}}} \right),$$

де $T_{\text{л}}$ - температура початку лушення гірської породи, яка визначається наступним чином

$$T_{\text{л}} = \frac{0,57 \cdot K_{\text{Іс}} \cdot (1-\nu)}{E \cdot \beta} \cdot \sqrt{\frac{\pi}{4 \cdot \delta_{\text{л}}}},$$

де $K_{\text{Іс}}$ - в'язкість руйнування гірської породи.

За даними роботи [20] товщина частинки матеріалу породи, що відокремлюється, приблизно дорівнює $\delta_{\text{л}} \approx 200$ мкм.

В роботі [29] запропоновано формулу для визначення температури початку процесу лушення гірської породи

$$T_{\text{л}} = T_0 + \frac{1-\nu}{E \cdot \beta} \cdot \left[0,5672 \cdot K_{\text{Іс}} \cdot \sqrt{\frac{\pi}{4 \cdot \delta}} - P \cdot \frac{\nu}{1-\nu} \right].$$

В роботі [32] пропонується наступний варіант формули для визначення температури лушення гірської породи

$$t_{\text{л}} = \frac{\sigma_c \cdot (1-\nu)}{\beta \cdot E}$$

Товщина відколка розраховується наступним чином

$$T = T_0 + (T_s - T_0) \cdot e^{\left(-\frac{v_s \cdot \delta_x}{D_t}\right)}$$

Температуру поверхні матеріалу гірської породи можна обчислити за формулою

$$t_n = \left[\left(\frac{q}{\rho_n \cdot c_{mpn}} \right)^3 \cdot \left(\frac{(1-\nu) \cdot \sigma_{cp}}{\beta \cdot E} \right)^m \cdot \left(\frac{1,386}{\pi \cdot k^2} \right) \cdot \left(\frac{m}{D_t} \right)^3 \right]^{\frac{1}{m+3}}$$

де c_{mpn} - середня ізобарна масова теплоємність гірської породи;

σ_{cp} - середнє значення міцності гірської породи;

m - коефіцієнт гомогенності Вейбула;

k - співвідношення між поздовжнім та поперечним розмірами сколених частинок матеріалу гірської породи (знаходиться в межах 8...15, в розрахунках приймається $k=10$).

В таблиці 2.1 наведено значення температури луцення для різних типів гірських порід, отриманих розрахунковим шляхом [32].

Таблиця 2.1- **Значення температури луцення для різних типів гірських порід**

Тип гірської породи	$\beta \cdot 10^{-6}, 1/K$	E, GPa	$c'_{mpn}, \frac{Дж}{M^3 \cdot K}$	ν	σ_c, MPa	$t_n, ^\circ C$
Базальт	4...5	30...50	2,5...3,3	0,22	80...300	560
Діодорит	6...7	35...70	3,4	0,25	100...200	230
Доломіт	11...13	50...100	5,2	0,20	50...150	95
Гнейс	5...9	20...70	2,5	0,22	150...200	500
Граніт	8...14	20...70	2,5	0,20	100...250	320

$$q = \lambda_n \cdot (T - T_{ref}),$$

де λ_n - коефіцієнт теплопровідності гірської породи.

Деформація, що виникає за рахунок термічного напруження моделюється за допомогою лінійної залежності між температурою та коефіцієнтом термічного розширення $\beta_{kl}^{thermal}$

$$\varepsilon_{kl}^{thermal} = \beta_{kl}^{thermal} \cdot (T - T_{ref}).$$

Тепловий потік на поверхні породи в свердловині моделюється за допомогою рівняння конвективного теплообміну

$$q = \alpha \cdot (T(x) - T_{ref}),$$

де α - коефіцієнт тепловіддачі;

$T(x)$ - температура вздовж осі свердловини;

T_{ref} - температура гірської породи на значній відстані від осі свердловини.

В роботі [35] пропонується модель лушення в якій припускається, що поверхня свердловини зникає зі швидкістю буріння в процесі лушення.

Тепловий баланс процесу пропонується у вигляді наступного рівняння

$$\lambda_n \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = -V_{шп} \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \cdot \rho_n \cdot c_{mpn}, \quad (2.2)$$

де $V_{\text{шп}}$ - швидкість проникнення (швидкість буріння);

$\rho_{\text{п}}$ - густина гірської породи;

$c_{\text{мп п}}$ - теплоємність гірської породи;

T - температура гірської породи;

x - відстань, що відраховується по нормалі від поверхні свердловини.

Розв'язок рівняння (2.2) виглядає наступним чином

$$T = (T_{\text{пов}} - T_{\text{r0}}) \cdot \exp\left(\frac{-V_{\text{шп}} \cdot x}{a_{\text{п}}}\right) + T_{\text{r0}}$$

де $T_{\text{пов}}$ - температура поверхні свердловини;

T_{r0} - температура гірської породи на значній відстані від осі свердловини, тобто при $x = \infty$.

Після певних математичних перетворювань можна отримати наступну формулу для визначення температури поверхні свердловини

$$T_{\text{пов}} = T_{\text{r0}} + W \cdot \sigma_c \cdot \left(\frac{1-\nu}{\beta \cdot E}\right) \cdot \left(\frac{2 \cdot 0,693}{\pi \cdot C_L^2}\right)^{\frac{1}{m}} \cdot \left(\frac{m \cdot V_{\text{шп}} \cdot \rho_{\text{п}} \cdot c_{\text{мп п}}}{\lambda_{\text{п}}}\right)^{\frac{3}{m}}$$

де W - коефіцієнт впливу струмини потоку плазми на внутрішню поверхню свердловини;

C_L - співвідношення діаметру сколених частинок до їх товщини.

Тепловий потік на поверхні породи можна отримати за допомогою формули

виразити через формули

$$\frac{\partial}{\partial t} \cdot (r_p \cdot \rho_p \cdot \vec{V}_p) + \nabla \cdot (r_p \cdot \rho_p \cdot \vec{V}_p \cdot \vec{V}_p) = -r_p \cdot \nabla P + \nabla \tau_p + r_p \cdot \rho_p \cdot \mathbf{g} + \beta \cdot (\vec{V}_n - \vec{V}_p),$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \cdot (r_n \cdot \rho_n \cdot \vec{V}_n) + \nabla \cdot (r_n \cdot \rho_n \cdot \vec{V}_n \cdot \vec{V}_n) = -r_n \cdot \nabla P + \nabla \tau_n + r_n \cdot \rho_n \cdot \mathbf{g} + \beta \cdot (\vec{V}_p - \vec{V}_n),$$

де P - тиск обох фаз (рідини та сколених частинок);

τ_p - це сила зсуву для рідини;

τ_n - це сила зсуву для сколених частинок гірської породи;

β - коефіцієнт міжфазного обміну імпульсом.

Рух сколених частинок обчислюється за допомогою формули

$$\frac{\partial \vec{V}_n}{\partial t} = \frac{\mathbf{g} \cdot (\rho_n - \rho_p)}{\rho_n} + F_{\text{оп}} (\vec{V}_p - \vec{V}_n) + a_{\text{вд}},$$

де $F_{\text{оп}}$ - коефіцієнт опору;

$a_{\text{вд}}$ - прискорення сколеної частинки за рахунок її взаємодії.

В роботі [37] питому енергію термічного лущення пропонується визначати за формулою

$$\frac{Q}{V_{\text{шп}}} = (\rho_n \cdot C_{\text{мрп}}) \cdot (T_n - T_0),$$

де $\frac{Q}{V_{\text{шп}}}$ - питома енергія лущення гірської породи, Па;

T_0 - початкова температура породи, К.

При використанні надзвукових струменів в процесі термічного луцення матеріалу гірської породи в свердловині, зона луцення буде мати ширину 10...20 см та глибину 0,1...1,0 мм, тобто товщина сколених частинок становитиме 0,1...1,0 мм.

Таким чином, тривимірні рівняння теплопровідності можна значно спростити через значну нерівномірність масштабів дії струменя теплоносія на поверхню свердловини. Нагрівання гірської породи можна розглядати як одновимірне з постійним тепловим потоком на площі щонайменше кількох діаметрів сколених частинок.

Таким чином, температурне поле під поверхнею породи безпосередньо після відлуцення частинки матеріалу породи можна аналітично апроксимувати наступним чином

$$T_x = \frac{2 \cdot Q}{\lambda_n} \cdot \sqrt{a \cdot t} \cdot \operatorname{erfc} \cdot \frac{x}{2\sqrt{a \cdot t}},$$

де T_x - температура на глибині x ;

t - час нагрівання.

В роботі [38] пропонується розв'язання рівняння збереження імпульсу, маси та енергії та відповідної моделі турбулентності

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho \cdot u_j}{\partial x_j} = 0,$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho \cdot u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_j} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + S_m,$$

Змц	Арк	№ документа	Підпис	Дата

де u_j - швидкість;

p - тиск.;

τ_{ij} - в'язка напруга;

S_m - складова, що враховує джерело, а також гравітацію.

Рівняння перенесення сумарної питомої енергії виглядає наступним чином

$$\frac{\partial(\rho \cdot e)}{\partial t} + \frac{\partial[u_i \cdot (\rho \cdot e + p)]}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\lambda_{\text{eff}} \cdot \frac{\partial T}{\partial x_j} + u_i \cdot (\tau_{ij})_{\text{eff}} \right],$$

де λ_{eff} - ефективна теплопровідність;

$(\tau_{ij})_{\text{eff}}$ - тензор напружень.

В роботі [39] пропонується співвідношення для забезпечення максимальної швидкості нагрівання гірської породи у вигляді

$$\frac{\alpha \cdot d_{c0}}{\lambda_p} = 8,5 \cdot \left(\frac{\rho_p}{\rho} \right)^{0,5} \cdot \left(\frac{d_{c0}}{h} \right)^{0,88} \cdot \left(\frac{u_0 \cdot d_{c0}}{\nu_p} \right)^{0,5} \cdot (Pr_p)^{0,5},$$

де ρ - густина повітря;

ν_p - кінематичний коефіцієнт в'язкості рідини;

Pr_p - критерій подоби Прандтля.

В роботі [40] математична модель, що описує течію теплоносія в свердловині в процесі її термічного буріння.

Математична модель складається з рівнянь збереження маси, імпульсу та енергії для вісесиметричного стисливого однофазного потоку при відсутності об'ємних сил

Зміст	Арк.	№ документа	Підпис	Дата

02.15.ТЕ2021.РД.2021-ПЗ

Арк.
РА

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \rho \cdot u \cdot r}{\partial r} + \frac{\partial \rho \cdot v}{\partial z} = 0,$$

$$\frac{\partial \rho \cdot u}{\partial t} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \rho \cdot u^2}{\partial r} + \frac{\partial \rho \cdot u \cdot v}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial r} \cdot (r \cdot \tau_{rr}) - \frac{\tau_{\theta\theta}}{r} + \frac{\partial \tau_{rz}}{\partial z},$$

$$\frac{\partial \rho \cdot v}{\partial t} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \rho \cdot u \cdot v \cdot r}{\partial r} + \frac{\partial \rho \cdot v^2}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \cdot (r \cdot \tau_{rz}) + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z},$$

$$\frac{\partial \rho \cdot E}{\partial t} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \rho \cdot u \cdot r \cdot E}{\partial r} + \frac{\partial \rho \cdot v \cdot E}{\partial z} = -\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial p \cdot u \cdot r}{\partial r},$$

$$-\frac{\partial \rho \cdot v}{\partial z} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \cdot \left(r \cdot \lambda_p \cdot \frac{\partial \Gamma}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \cdot \left(\lambda_p \cdot \frac{\partial \Gamma}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \cdot (\tau_{rz} \cdot u + \tau_{zz} \cdot v) +$$

$$+ \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \cdot [r \cdot (\tau_{rr} \cdot u + \tau_{rz} \cdot v)]$$

де u та v - компоненти швидкості в радіальному та осьовому напрямках;
 τ - тензор напружень.

Для завершення системи рівнянь записується рівняння стану для ідеального газу

$$p = (k - 1) \cdot \rho \cdot I,$$

де I - внутрішня енергія рідини;

k - показник адіабати.

В роботі [41] локальний енергетичний баланс контрольного об'єму, що охоплює поверхню поділу між газом та гірською породою під час її лущення, записується у вигляді

Зміст	Арк.	№ документа	Підпис	Дата

$$Q = \rho_{\text{п}} \cdot c_{\text{мп п}} \cdot V_{\text{шп}} \cdot (T_{\text{п}} - T_0) + \Delta E_{\text{фп}},$$

$$Q = (\rho_r \cdot C_{pr}) \cdot U_{dr} \cdot (T_s - T_{r0}) + \Delta H_{pt} \quad (2.4)$$

де ΔH_{pt} $\Delta E_{\text{фп}}$ - втрати енергії внаслідок фазових переходів та утворення тріщин.

Рівняння (2.4) виводиться за умови, що сколені частинки гірської породи мають однакове значення температури з поверхнею породи. Передбачається, що втрати енергії внаслідок фазових переходів та утворення тріщин є незначним під час буріння за допомогою термічного лушення породи, за винятком області температур поблизу температури плавлення породи.

Припускаючи, що процес полум'яно-струменевого термічного лушення є стаціонарним, усереднена форма отвору в області лушення повинна залишатися сталою і задовольняти умові, що швидкість проникнення (швидкість буріння) є сталою.

Число Стентона визначається як відношення теплового потоку, що сягає поверхні гірської породи до потоку теплоти, що формується на виході з сопла термоінструмента

$$St = \frac{Q_r}{Q_{gt}} \quad St = \frac{Q_{\text{п}}}{Q_{\text{тi}}},$$

$$Q = \rho \cdot c_{\text{мп}} \cdot u_0 \cdot (T - T_{\text{п}}) \quad Q_{gt} = (\rho \cdot C_p \cdot U)_{gt} \cdot (T_{gt} - T_s),$$

де $c_{\text{мп}}$ - теплоємність потоку теплоти на виході з сопла термоінструмента;

T - температура потоку теплоти на виході з сопла термоінструмента.

Результати комп'ютерного моделювання дозволяють прогнозувати величину теплового потоку на поверхню гірської породи, отже прогнозоване значення числа Стентона задається як функція прогнозованого теплового потоку

$$St_{\pi} = \frac{Q}{\rho \cdot c_{mp} \cdot u_0 \cdot (T - T_{\pi})}$$

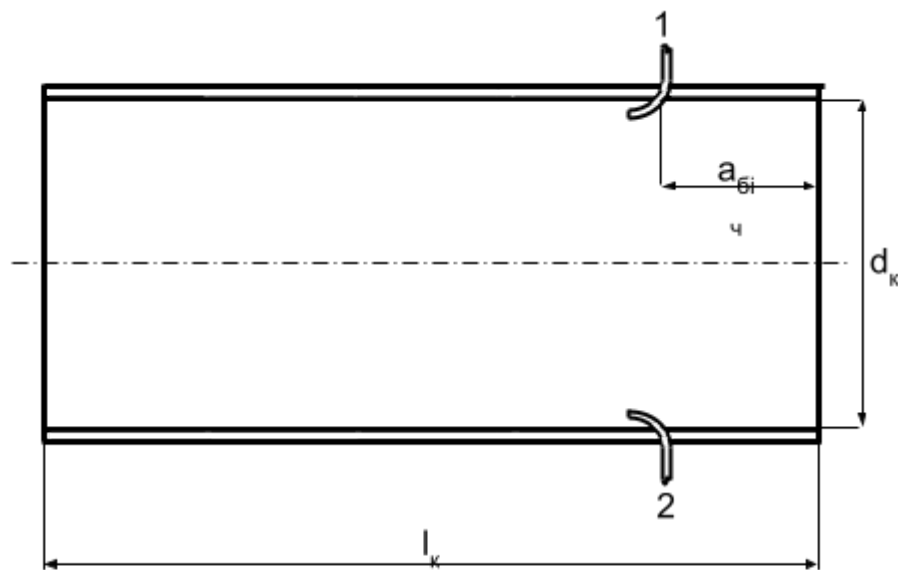
Ще одним параметром для оцінки швидкості буріння та форми отвору під час луцення буріння є залежність між температурою поверхні гірської породи та тепловим потоком, яку можна представити у вигляді

$$T_{\pi} = T + \left[\left(\frac{Q_{\pi}}{\rho_{\pi} \cdot c_{mp \pi}} \right)^3 \cdot \left(\frac{(1-\nu) \cdot \sigma_c}{\beta \cdot E} \right)^m \cdot \left(\frac{2 \cdot 0,693}{\pi \cdot C_L^2} \right)^{\frac{1}{m}} \cdot \left(\frac{m}{\lambda_{\pi}} \right)^3 \right]^{\frac{1}{(m+3)}}$$

Визначення питомих теплових потоків при взаємодії надзвукових газових струмин з поверхнею гірської породи розрахунковим шляхом повинно супроводжуватись експериментальними дослідженнями внаслідок складності процесів, що відбуваються в примежовому шарі при натіканні струмини на поверхню породи.

Таким чином, відомі експериментальні дослідження, які стосуються газодинаміки та теплообміну теплоносія з поверхнею гірської породи не задовольняють вирішенню задач, сформульованих в даній роботі. Специфіка відомих експериментальних досліджень дозволяє визначити швидкість

також форкамеру центрального потоку надходить безпосередньо до сопла. Модель, що імітує поверхню гірської породи в свердловині, виконана у вигляді наскрізного каналу (див. рисунок 2.3).



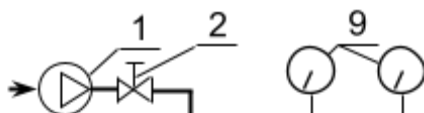
1 та 2- дренажні отвори, $a_{біч}$ - крок дренажних отворів вздовж бічної поверхні наскрізного каналу; l_k - довжина наскрізного каналу; d_k - внутрішній діаметр наскрізного каналу.

Рисунок 2.3 - Схема розташування дренажних отворів у наскрізному каналі

Принципова схема експериментальної установки для дослідження процесу натікання повітряної струмини на бічну поверхню наскрізного каналу дренажних отворів у наскрізному каналі представлена на рисунку 2.4. Для фіксації тиску в повітропроводі 3 та у форкамері 5 застосовувались деформаційні зразкові манометри з умовною шкалою типу МО, модель 1227. Верхня межа вимірювання зразкових манометрів становить 1,6МПа. Клас точності приладів 0,15. Шкала приладу містить 400 умовних одиниць, ціна розподілу шкали приладу - одна умовна одиниця [42].

Сутність експерименту полягала у вимірюванні тиску на бічну поверхню наскрізного каналу при натіканні на нього повітряної струмини.

Для цього в наскрізному каналі зроблено дренажні отвори, які з'єднані через імпульсні трубки з реєструючими манометрами.



Отримані експериментальним шляхом значення тиску на бічну поверхню наскрізного каналу необхідні для визначення швидкості руху газу вздовж бічної поверхні каналу, завдяки чому можна визначити величину коефіцієнта тепловіддачі від газу, який імітує теплоносій до бічної поверхні наскрізного каналу, який імітує поверхню гірської породи в свердловині.

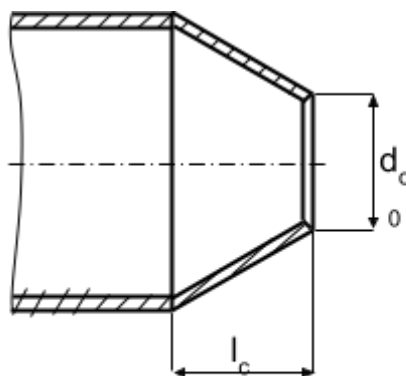
Дренажні отвори діаметром 0,8мм [43] виконані по нормалі до осі наскрізного каналу. У дренажні отвори встановлювалися мідні трубки повного тиску. Кромки трубок виведені над внутрішньою поверхнею каналу на 0,3мм і звернені до потоку, що натікає, для можливості вимірювання повного тиску потоку повітря, що втікає в канал [44]. При швидкостях течії потоку $M \leq 2,3$ похибка вимірювання повного тиску мідною трубкою не перевищує 1% [45].

Гумові імпульсні трубки діаметром 2мм [45] від дренажних отворів наскрізного каналу підведені до реєструючих сильфонних важільних манометрів. Гранична похибка вимірювання манометрів становить 0,5% від максимального тиску, що вимірюється [45]. Оцінка точності вимірювання надлишкового тиску, а також розрахунок часу демпфування хвильових процесів в імпульсних трубках проводилися відповідно до відомих методик [46...49]. Теплофізичні та механічні властивості середовищ та матеріалів, які застосовувались при виконанні експериментального дослідження, знаходились з [50, 51].

Експеримент по взаємодії струмини газу з бічною поверхнею наскрізного каналу охоплював наступні значення:

- діаметр вихідного отвору сопла (d_{c0}) – 0,012, 0,016, 0,020, 0,022, 0,024 та 0,027м;
- довжина сопла (див. рисунок 2.5) (l_c) – 0,012, 0,016, 0,020, 0,022, 0,024 та 0,027м;
- внутрішній діаметр наскрізного каналу (d_k) – 0,04, 0,05, 0,06 та 0,08м;
- довжина наскрізного каналу (l_k) – 0,12, 0,15, 0,18 та 0,24м відповідно;
- крок дренажних отворів вздовж бічної поверхні наскрізного

каналу($a_{\text{сiч}}$) – 0,024, 0,030, 0,036, 0,048м відповідно;



d_{c0} - діаметр вихідного отвору сопла; l_c - довжина сопла.

Рисунок 2.5- Конічне сопло

- відносна відстань від площини вихідного отвору сопла до площини

вхідного отвору наскрізного каналу $\left(\bar{h} = \frac{h}{d_{c0}} \right) - 0 \dots 0,30$;

- відносний діаметр наскрізного каналу

$$\bar{d} = \frac{d_{c0}}{d_k} = 0,20; 0,24; 0,25; 0,30; 0,32; 0,33; 0,44$$

- абсолютний тиск повітря перед соплом у форкамері $P_{c0} = 0,169 \dots 2,114$ МПа;

- кут між віссю сопла та віссю наскрізного каналу $\varphi = 0^\circ$;

- число Маха на зрізі сопла (M_0) – 1,0 .

Геометричні параметри наскрізного каналу та сопла прийняті у відповідності до геометричної подоби технологічним і конструктивним параметрам плазмотрона та діаметра свердловин перед початком процесу термічного розширення.

Імітація струмини плазми за допомогою повітря є цілком прийнятною, оскільки для низькотемпературної плазми, яка використовується в якості теплоносія, ступінь іонізації не перевищує 1% [52].

Використання незакрученої струмини газу в експериментальних дослідженнях, на відміну від використання закрученої струмини плазми в

Змч	Арк	№ документа	Підпис	Дата

02.15.ТЕ2021.РД.2021-ПЗ

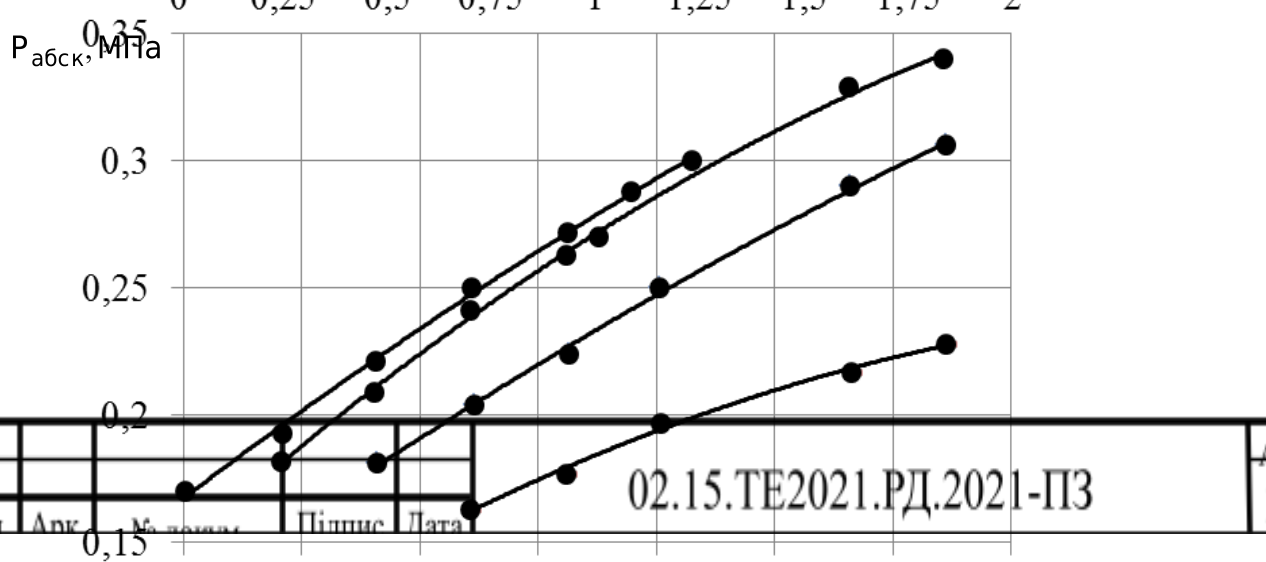
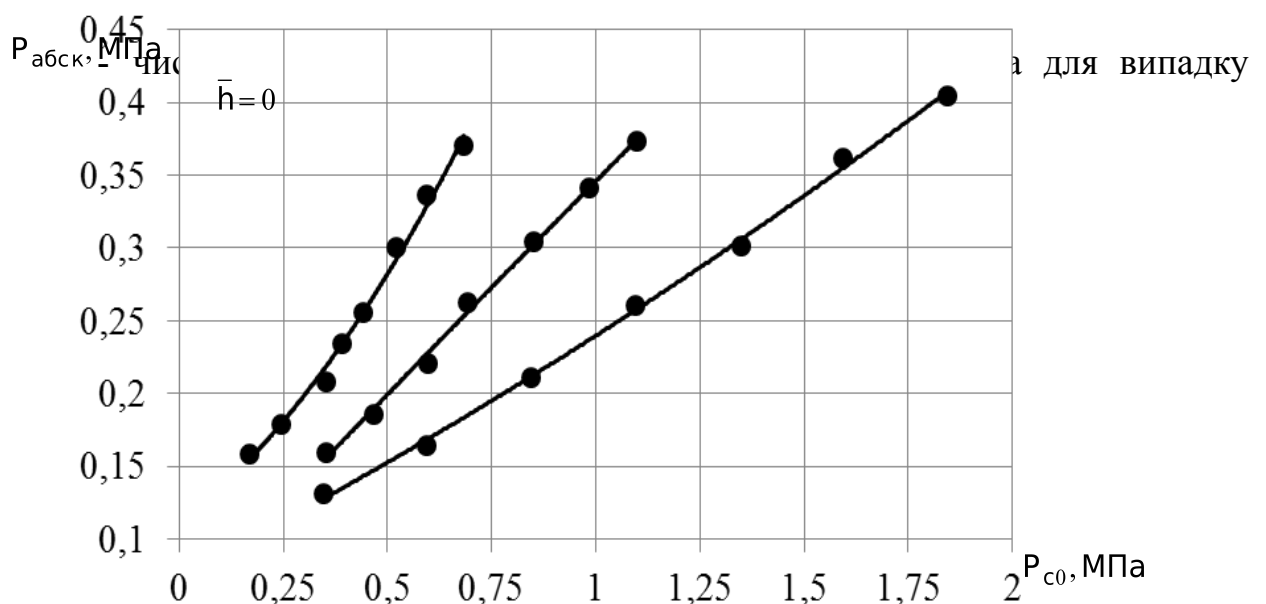
Арк.
РА

що використання високошвидкісних струмин плазми та, власне, плазмотрона в якості термоінструмента для руйнування гірських порід є перспективним напрямом досліджень.

В зв'язку з існуванням принципових відмінностей між результатами відомих робіт та обмеженістю досліджених характеристик струмин низькотемпературної плазми, очевидна необхідність розробки інженерної моделі, що дозволяє визначати основні плазмодинамічні параметри струмини (швидкість руху та тиск) в області її взаємодії з бічною поверхнею свердловини.

2.3 Інженерне моделювання газодинамічних аспектів процесу взаємодії потоку плазми з поверхнею свердловини

В якості вихідних даних для розробки інженерної моделі розрахунку плазмодинамічних параметрів як вільної, так і напівобмеженої (пристінної) плазмових струмин необхідно задання наступних параметрів:



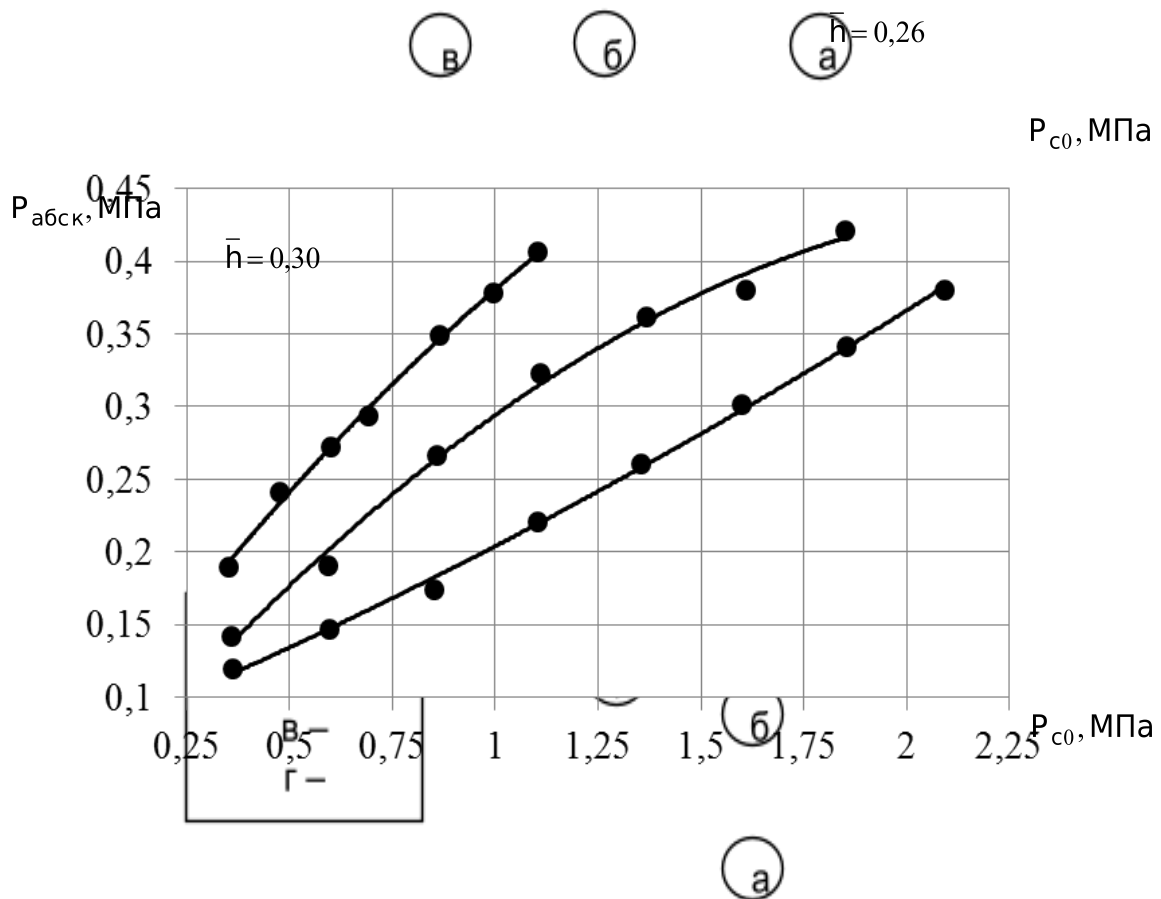


Рисунок 2.6- Залежність абсолютного тиску на бічну поверхню наскрізного каналу ($P_{абск}$) від абсолютного тиску газу перел соплом ($P_{с0}$)

Зміст	Арк.	№ документа	Підпис	Дата

02.15.ТЕ2021.РД.2021-ПЗ

Арк.
РА

розрахунку течії звукових та надзвукових струмин плазми (швидкість витікання струмини плазми u_0 з сопла);

- діаметр вихідного отвору сопла d_{c0} ;

- відстань від площини вихідного отвору сопла до площини свердловини h , в якій розраховуються плазмодинамічні параметри струмини;

- кут між віссю сопла та віссю свердловини φ ;

Лінійні розміри виражено в діаметрах вихідного отвору сопла плазмотрона d_{c0} та відмічено рисою над символом.

Параметри повітря на зрізі сопла: статичний тиск $P_{ст}$, температура гальмування T_0^* , швидкість витікання струмини з сопла u_0 та міра нерозрахованості струмини n визначаються за відомими залежностями [55]

$$P_{ст} = \frac{P_c}{\left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} \cdot M_0^2\right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}}},$$

де M_0 - число подоби Маха у вихідному отворі сопла; тиск повітря перед соплом, Па;

κ - показник адіабати повітря.

$$n = \frac{P_{ст}}{P_{атм}}.$$

Температура гальмування повітря на зрізі сопла визначається з рівняння стану ідеального газу, виходячи з умови рівності температури гальмування в будь-якому його перерізі [55]

$$T_0^* = \frac{P_c}{\rho_c \cdot R}$$

де ρ_c - густина повітря перед соплом, кг/м³;

R - газова стала, Дж/(кг · К).

$$u_0 = \sqrt{\frac{2 \cdot \kappa}{\kappa + 1} \cdot R \cdot T_0^*}$$

Розподіл осьової швидкості в надзвуковій області течії вільної струмини [56]

$$u_n = \frac{13 \cdot \sqrt{M_{\text{еф}}^2 - 1} \cdot \left(\frac{d_{\text{еф}}}{d_0}\right) \cdot u_0}{\bar{x} - \bar{S}}$$

де $M_{\text{еф}}$ - число Маха на осі струмини в її “ефективному” перерізі;

$d_{\text{еф}}$ - діаметр “ефективного” перерізу струмини, м;

\bar{x} - відносна поточна координата уздовж осі тупикового каналу;

\bar{S} - відносна довжина початкової (газодинамічної) ділянки струмини.

Розподіл осьової швидкості в дозвуковій області течії вільної струмини [57]

$$u_n = \frac{8 \cdot u_0}{3,3 + h}$$

Лінійні величини виражені в діаметрах вихідного перетину сопла d_0 и відмічені рисою над символом.

Число Маха на осі струмینی в її “ефективному” перерізі [48]

$$M_{\text{эф}} = \sqrt{\frac{F_0}{F_{\text{эф}}} \cdot \left(M_0^2 \cdot n \cdot \cos^2 \alpha_0 + \frac{n-1}{\kappa} \right)}$$

де F_0 - площа вихідного отвору сопла, м^2 ;

$F_{\text{эф}}$ - площа “ефективного” перерізу струмینی, м^2 ;

α_0 - кут між напрямом абсолютної швидкості газу на виході з сопла та віссю газового потоку, рад.

В свою чергу, діаметр “ефективного” перерізу струмینی [58]

$$d_{\text{эфф}} = d_0 \cdot n^{0,6}$$

Відносна довжина початкової (газодинамічної) ділянки струмینی [59]

$$\bar{S} = (4,2 + 1,1 \cdot M_0^2) \cdot d_0$$

Для визначення режиму течії напівобмеженої струмینی вздовж днища тупикового каналу необхідно розрахувати протяжність областей течії з наступних виразів при $\bar{h} > 6,2$ [57]:

- протяжність області пришвидшеної течії

$$x_* = 1,09 \cdot \left(\frac{d_0}{u_0} \right)^{0,034} \cdot d_0$$

Максимальна швидкість повітря на зовнішній границі пристінного пограничного шару при $\bar{h} > 6,2$ визначається за формулою [60]

$$u_* = \frac{1,42 \cdot u_0}{0,31 \cdot \bar{h}}$$

Швидкість на зовнішній границі пристінного пограничного шару вздовж днища тупикового каналу при $\bar{h} > 6,2$ визначається за формулою [56]

$$u_m = u_0 \cdot \left(16,1 \cdot \bar{h}^{-1,54} \cdot \frac{x}{x_*} - 47 \cdot \bar{h}^{-2,94} \cdot \frac{x}{x_*} \right)$$

Надлишковий статичний тиск вздовж днища тупикового каналу визначається з виразу [61]

$$P_{ст зб} = \frac{\rho_{атм} \cdot u_n^2}{2} \cdot e^{-(c \cdot \bar{x})^2}, \quad (2.5)$$

де c - коефіцієнт в рівнянні;

$\rho_{атм}$ - густина повітря при атмосферному тиску, кг/м³.

Коефіцієнт c в формулі (2.5) при $\bar{h} > 6,2$ дорівнює [61]

$$c = 5,04 \cdot \bar{h}^{-0,75}$$

Динамічний тиск повітря вздовж перешкоди

$$P_{\text{дин}} = \frac{\rho \cdot u_m^2}{2},$$

де ρ - поточна густина повітря, яка визначається за статичним тиском повітря, кг/м³.

Тиск гальмування повітря вздовж днища тупикового каналу

$$P_{\text{зб}} = P_{\text{ст зб}} + P_{\text{дин}}.$$

					02.15.ТЕ2021.РД.2021-ПЗ	Арк. РА
Зміст	Арк.	№ документа	Підпис	Дата		

РОЗДІЛ 3

МАТЕМАТИЧНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ГАЗОДИНАМІЧНИХ АСПЕКТІВ ПРОЦЕСУ ВЗАЄМОДІЇ ПОТОКУ ПЛАЗМИ З ПОВЕРХНЕЮ СВЕРДЛОВИНИ

3.1 Математичне моделювання процесу нагрівання внутрішньої бічної поверхні фланцевого патрубку

Математична модель руху потоку плазми у фланцевому патрубку складається з наступних рівнянь к-ε моделі турбулентності [62, 63]:

- рівняння руху та нерозривності

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\rho_{\text{пл}} \cdot u_{\text{пл}})}{\partial \tau} + \frac{\partial(\rho_{\text{пл}} \cdot u_{\text{пл}} \cdot u_{\text{пл}})}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_{\text{пл}} \cdot u_{\text{пл}} \cdot v_{\text{пл}})}{\partial y} = \\ & = \frac{\partial}{\partial x} \left[(\mu_{\text{пл}} + \mu_{\text{т}}) \frac{\partial u_{\text{пл}}}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[(\mu_{\text{пл}} + \mu_{\text{т}}) \frac{\partial u_{\text{пл}}}{\partial y} \right] - \frac{\partial P_{\text{пл}}}{\partial x}, \end{aligned} \quad (3.1)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\rho_{\text{пл}} \cdot v_{\text{пл}})}{\partial \tau} + \frac{\partial(\rho_{\text{пл}} \cdot u_{\text{пл}} \cdot v_{\text{пл}})}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_{\text{пл}} \cdot v_{\text{пл}} \cdot v_{\text{пл}})}{\partial y} = \\ & = \frac{\partial}{\partial x} \left[(\mu_{\text{пл}} + \mu_{\text{т}}) \frac{\partial v_{\text{пл}}}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[(\mu_{\text{пл}} + \mu_{\text{т}}) \frac{\partial v_{\text{пл}}}{\partial y} \right] - \frac{\partial P_{\text{пл}}}{\partial y}, \end{aligned} \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial(\rho_{\text{пл}} \cdot u_{\text{пл}})}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_{\text{пл}} \cdot v_{\text{пл}})}{\partial y} = 0 \quad (3.3)$$

- рівняння для визначення турбулентної в'язкості

$$\mu_{\text{т}} = \rho_{\text{пл}} \cdot C_{\mu} \cdot \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3.4)$$

- рівняння для визначення кінетичної енергії турбулентності та

швидкості дисипації кінетичної енергії турбулентності

$$\rho_{\text{пл}} \cdot \frac{\partial k}{\partial \tau} + \frac{\partial(\rho_{\text{пл}} \cdot u_{\text{пл}} \cdot k)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_{\text{пл}} \cdot v_{\text{пл}} \cdot k)}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{(\mu_{\text{пл}} + \mu_{\text{т}})}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{(\mu_{\text{пл}} + \mu_{\text{т}})}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial y} \right] + \mu_{\text{т}} \cdot G - \rho_{\text{пл}} \cdot \varepsilon \quad (3.5)$$

$$\rho_{\text{пл}} \cdot \frac{\partial \varepsilon}{\partial \tau} + \frac{\partial(\rho_{\text{пл}} \cdot u_{\text{пл}} \cdot \varepsilon)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_{\text{пл}} \cdot v_{\text{пл}} \cdot \varepsilon)}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{(\mu_{\text{пл}} + \mu_{\text{т}})}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{(\mu_{\text{пл}} + \mu_{\text{т}})}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right] + \frac{C_1 \cdot \mu_{\text{т}} \cdot G \cdot \varepsilon}{k} - \frac{C_2 \cdot \rho_{\text{пл}} \cdot \varepsilon^2}{k} \quad (3.6)$$

$$G = 2 \cdot \left[\left(\frac{\partial u_{\text{пл}}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_{\text{пл}}}{\partial y} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial u_{\text{пл}}}{\partial y} + \frac{\partial v_{\text{пл}}}{\partial x} \right)^2 \quad (3.7)$$

де $\rho_{\text{пл}}$ - густина плазми;

$u_{\text{пл}}$ та $v_{\text{пл}}$ - проекції вектора швидкості на осі x та y відповідно;

$\mu_{\text{еф}}$ - ефективна в'язкість;

$\mu_{\text{пл}}$ - динамічний коефіцієнт в'язкості плазми;

$P_{\text{пл}}$ - тиск плазми;

k - кінетична енергії турбулентності;

ε - швидкість дисипації кінетичної енергії турбулентності.

В рівняннях (3.4)-(3.7) константи мають наступні значення: $C_\mu=0,09$; $\sigma_k=1,0$; $\sigma_\varepsilon=1,3$; $C_1=1,44$; $C_2=1,92$.

Теплообмін між потоком плазми та внутрішньою бічною поверхнею фланцевого патрубку описується рівнянням

$$\rho_{пл} \cdot c_{р\,пл} \cdot \frac{\partial T_{пл}}{\partial \tau} + \rho_{пл} \cdot c_{р\,пл} \cdot \left(u_{пл} \cdot \frac{\partial T_{пл}}{\partial x} + v_{пл} \cdot \frac{\partial T_{пл}}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \cdot \left(\lambda_{пл} \frac{\partial T_{пл}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \cdot \left(\lambda_{пл} \frac{\partial T_{пл}}{\partial y} \right). \quad (3.8)$$

Теплообмін теплопровідністю у фланцевому патрубку описується рівнянням

$$\rho_{фп} \cdot c_{фп} \cdot \frac{\partial T_{фп}}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial x} \cdot \left(\lambda_{фп} \frac{\partial T_{фп}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \cdot \left(\lambda_{фп} \frac{\partial T_{фп}}{\partial y} \right), \quad (3.9)$$

де $c_{пл}$ та $c_{фп}$ - середня масова ізобарна теплоємність плазми та матеріалу, з якого виготовлено фланцевий патрубок відповідно;

$T_{пл}$ та $T_{фп}$ - температура плазми та фланцевого патрубка відповідно;

$\lambda_{пл}$ та $\lambda_{фп}$ - коефіцієнт теплопровідності плазми та матеріалу, з якого виготовлено фланцевий патрубок відповідно.

Початкові умови для даної задачі наступні:

- початкова температура середовища у фланцевому патрубку дорівнювала $T_{пл}|_{\tau=0} = 303\text{K}$.

- початкова температура фланцевого патрубка дорівнювала $T_{фп}|_{\tau=0} = 303\text{K}$. Граничні умови для даної задачі наступні (див. рисунок 3.1):

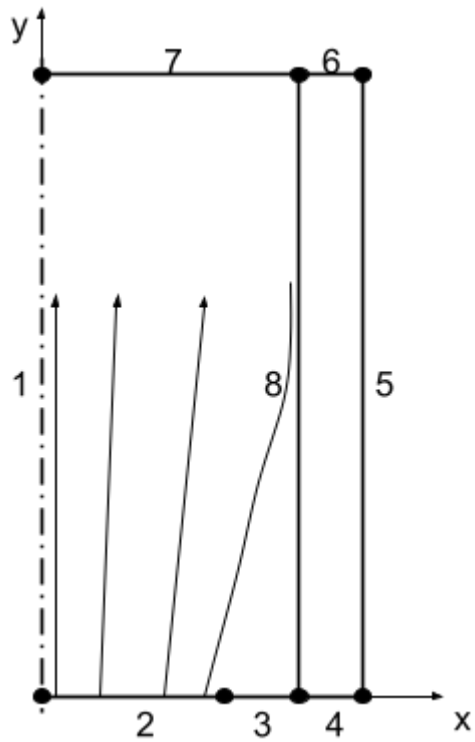


Рисунок 3.1- Граничні умови задачі

На границі 1 реалізуються граничні умови осьової симетрії [64]:

- для рівнянь (3.1)-(3.3)

$$\frac{\partial u}{\partial n} = 0$$

- для рівняння (3.5) та рівняння (3.6)

$$\frac{\partial k}{\partial n} = 0$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial n} = 0$$

- для рівняння (3.8)

Зміст	Арк.	№ документа	Підпис	Дата

$$-\lambda_{\text{пл}} \cdot \frac{\partial \Gamma_{\text{пл}}}{\partial n} = 0$$

На границі 2:

- для рівнянь (3.1)-(3.3) на вході потоку плазми у фланцевий патрубок задавались значення складових швидкості u та v вздовж координатних осей, а також значення статичного тиску P [65];

- для рівняння (3.5) та рівняння (3.6)

$$k = \frac{3}{2} \cdot (|v| \cdot I_T)^2,$$

$$\varepsilon = \frac{C_\mu^{0,75} \cdot k^{1,5}}{l_T},$$

де l_T - просторовий масштаб турбулентності, який дорівнює $l_T = 0,07 \cdot d_{\text{фп}}$;

I_T - інтенсивність турбулентності, яка дорівнює 5%.

- для рівняння (3.8) на вході потоку плазми у фланцевий патрубок задавалось значення температури плазми $T_{\text{пл}}$.

На границі 7:

- для рівнянь (3.1)-(3.3) на виході потоку плазми з фланцевого патрубку задавалось значення статичного тиску в потоці, яке дорівнює атмосферному [65];

- для рівняння (3.5) та рівняння (3.6)

$$\frac{\partial k}{\partial n} = 0$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial n} = 0$$

- для рівняння (3.8)

$$-\lambda_{пл} \cdot \frac{\partial \Gamma_{пл}}{\partial n} = 0$$

На границі 3 та границі 8:

- для рівнянь (3.1)-(3.3)

$$\frac{\partial u}{\partial n} = 0$$

$$v^+ = \frac{1}{\kappa} \cdot \ln\left(\frac{\delta_{ст}}{l^*}\right) + C^+$$

де κ - стала фон Кармана, яка дорівнює $\kappa=0,42$;

C^+ - стала для гладких стінок, яка дорівнює $C^+=5,5$;

$\delta_{ст}$ - відстань від стінки (границі 8);

l^* - в'язкий просторовий масштаб турбулентності, який визначається за формулою [64]

$$l^* = \frac{\mu_{пл}}{\rho_{пл} \cdot V_{пл}}$$

$$\delta_{ст}^+ = \frac{\delta_{ст}}{l^*} = \frac{\rho_{пл} \cdot C_{\mu}^{0,25} \cdot k^{0,5} \cdot \delta_{ст}}{\mu_{пл}} = 100$$

- для рівняння (3.5) та рівняння (3.6)

$$\frac{\partial k}{\partial n} = 0$$

$$\varepsilon = \frac{C_{\mu}^{0,75} \cdot k^{1,5}}{k \cdot \delta_{ст}}$$

- для рівняння (3.8)

$$-\lambda_{пл} \cdot \frac{\partial T_{пл}}{\partial n} = \varepsilon_{фп} \cdot \sigma_0 \cdot (T_{фп}^4 - T_{пл}^4)$$

де $\varepsilon_{фп}$ - ступінь чорноти фланцевого патрубку;

σ_0 - стала Стефана-Больцмана.

На границі 4, границі 5 та границі 6:

- для рівняння (3.9)

$$-\lambda_{фп} \cdot \frac{\partial T_{фп}}{\partial n} = \alpha_{нав} \cdot (t_{нав} - t_{фп})$$

де $\alpha_{нав}$ - коефіцієнт тепловіддачі від зовнішньої поверхні фланцевого патрубку до повітря навколишнього середовища.

На границі 8:

- для рівняння (3.9)

$$-\lambda_{\text{пл}} \cdot \frac{\partial T_{\text{пл}}}{\partial n} = \varepsilon_{\text{фп}} \cdot \sigma_0 \cdot (T_{\text{фп}}^4 - T_{\text{пл}}^4)$$

Розв'язок наведеної вище системи диференціальних рівнянь здійснювалось методом скінченних елементів на основі методу Гальоркіна. Область функцій, що визначаються, розбивається на двовимірні скінченні елементи трикутної форми, кількість яких дорівнює E, при цьому кількість вузлів усіх скінченних елементів дорівнює n.

Вирази для складових швидкості течії потоку плазми у фланцевому патрубку $u_{\text{пл}}$ та $v_{\text{пл}}$, тиску в потоці плазми $P_{\text{пл}}$, кінетичної енергії турбулентності k , швидкості дисипації кінетичної енергії турбулентності ε , температури плазми $T_{\text{пл}}$ та температури фланцевого патрубка $T_{\text{фп}}$ записуються у вигляді [66]

$$u_{\text{пл}} = [N_1 \ N_2 \dots N_n] \cdot \begin{Bmatrix} u_{\text{пл}1} \\ u_{\text{пл}2} \\ \square \\ u_{\text{пл}n} \end{Bmatrix}, \quad (3.10)$$

$$v_{\text{пл}} = [N_1 \ N_2 \dots N_n] \cdot \begin{Bmatrix} v_{\text{пл}1} \\ v_{\text{пл}2} \\ \square \\ v_{\text{пл}n} \end{Bmatrix}, \quad (3.11)$$

$$P_{\text{пл}} = [N_1 \ N_2 \dots N_n] \cdot \begin{Bmatrix} P_{\text{пл}1} \\ P_{\text{пл}2} \\ \square \\ P_{\text{пл}n} \end{Bmatrix}, \quad (3.12)$$

двовимірній області функції, що визначається.

Використовуючи правило інтегрування частинами, і застосовуючи його до других похідних функцій у вигляді

$$\iint_V N_i \cdot \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} \cdot dx \cdot dy = \int_S N_i \cdot \frac{\partial f}{\partial n} \cdot dS - \iint_V \frac{\partial N_i}{\partial x} \cdot \frac{\partial f}{\partial x} \cdot dx \cdot dy,$$

де знак “S”, що стоїть під інтегралом, означає, що інтеграл визначається на межі області функції, що визначається; для і- го вузла скінченного елемента записується система, що складається з семи рівнянь, відповідно до числа функцій, що визначаються.

Рівняння (3.1) має вигляд

$$\int_V N_i \cdot \left[\frac{\partial(\rho_{пл} \cdot u_{пл})}{\partial \tau} + \frac{\partial(\rho_{пл} \cdot u_{пл} \cdot u_{пл})}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_{пл} \cdot u_{пл} \cdot v_{пл})}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial x} \left[(\mu_{пл} + \mu_\tau) \frac{\partial u_{пл}}{\partial x} \right] - \frac{\partial}{\partial y} \left[(\mu_{пл} + \mu_\tau) \frac{\partial u_{пл}}{\partial y} \right] + \frac{\partial P_{пл}}{\partial x} \right] \cdot dV = 0 \quad (3.16)$$

Після підстановки виразів (3.10)-(3.15) у вираз (3.16) можна отримати наступні залежності

$$\int_V \left[N_i \cdot \rho_{пл} \cdot \frac{\partial[N]}{\partial \tau} \cdot \{u_{пл}\} + N_i \cdot \rho_{пл} \cdot \frac{\partial[N]}{\partial x} \cdot \{u_{пл} \cdot u_{пл}\} + N_i \cdot \rho_{пл} \cdot \frac{\partial[N]}{\partial y} \cdot \{u_{пл} \cdot v_{пл}\} + \frac{\partial N_i}{\partial x} \cdot (\mu_{пл} + \mu_\tau) \frac{\partial[N]}{\partial x} \cdot \{u_{пл}\} + \frac{\partial N_i}{\partial y} \cdot (\mu_{пл} + \mu_\tau) \frac{\partial[N]}{\partial y} \cdot \{u_{пл}\} + N_i \cdot \frac{\partial[N]}{\partial x} \cdot \{P_{пл}\} \right] \cdot dV - \int_S N_i \cdot (\mu_{пл} + \mu_\tau) \cdot \frac{\partial[N]}{\partial n} \cdot \{u_{пл}\} \cdot dS = 0,$$

$$\int_V \left[N_i \cdot \rho_{\text{mii}} \cdot \frac{\partial[N]}{\partial \tau} \cdot \{v_{\text{mii}}\} + N_i \cdot \rho_{\text{mii}} \cdot \frac{\partial[N]}{\partial x} \cdot \{u_{\text{mii}} \cdot v_{\text{mii}}\} + N_i \cdot \rho_{\text{mii}} \cdot \frac{\partial[N]}{\partial y} \cdot \{v_{\text{mii}} \cdot v_{\text{mii}}\} + \right. \\ \left. + \frac{\partial N_i}{\partial x} \cdot (\mu_{\text{mii}} + \mu_{\text{r}}) \frac{\partial[N]}{\partial x} \cdot \{v_{\text{mii}}\} + \frac{\partial N_i}{\partial y} \cdot (\mu_{\text{mii}} + \mu_{\text{r}}) \frac{\partial[N]}{\partial y} \cdot \{v_{\text{mii}}\} + N_i \cdot \frac{\partial[N]}{\partial y} \cdot \{P_{\text{mii}}\} \right] \cdot dV - \\ - \int_S N_i \cdot (\mu_{\text{mii}} + \mu_{\text{r}}) \cdot \frac{\partial[N]}{\partial n} \{v_{\text{mii}}\} \cdot dS = 0$$

$$\int_V \left[N_i \cdot \rho_{\text{mii}} \cdot \frac{\partial[N]}{\partial x} \cdot \{u_{\text{mii}}\} + N_i \cdot \rho_{\text{mii}} \cdot \frac{\partial[N]}{\partial y} \cdot \{v_{\text{mii}}\} \right] \cdot dV = 0$$

$$\int_V \left[N_i \cdot \rho_{\text{mii}} \cdot \frac{\partial[N]}{\partial x} \cdot \{u_{\text{mii}} \cdot k\} + N_i \cdot \rho_{\text{mii}} \cdot \frac{\partial[N]}{\partial y} \cdot \{v_{\text{mii}} \cdot k\} + \right. \\ \left. + \frac{\partial N_i}{\partial x} \cdot \frac{(\mu_{\text{mii}} + \mu_{\text{r}})}{\sigma_k} \cdot \frac{\partial[N]}{\partial x} \cdot \{k\} + \frac{\partial N_i}{\partial y} \cdot \frac{(\mu_{\text{mii}} + \mu_{\text{r}})}{\sigma_k} \cdot \frac{\partial[N]}{\partial y} \cdot \{k\} - \right. \\ \left. - N_i \cdot \mu_{\text{r}} \cdot G + N_i \cdot \rho_{\text{mii}} \cdot \varepsilon_i \right] \cdot dV - \\ - \int_S N_i \cdot \frac{(\mu_{\text{mii}} + \mu_{\text{r}})}{\sigma_k} \cdot \frac{\partial[N]}{\partial n} \{k\} \cdot dS = 0$$

$$\int_V \left[N_i \cdot \rho_{\text{mii}} \cdot \frac{\partial[N]}{\partial x} \cdot \{u_{\text{mii}} \cdot \varepsilon\} + N_i \cdot \rho_{\text{mii}} \cdot \frac{\partial[N]}{\partial y} \cdot \{v_{\text{mii}} \cdot \varepsilon\} + \right. \\ \left. + \frac{\partial N_i}{\partial x} \cdot \frac{(\mu_{\text{mii}} + \mu_{\text{r}})}{\sigma_\varepsilon} \cdot \frac{\partial[N]}{\partial x} \cdot \{\varepsilon\} + \frac{\partial N_i}{\partial y} \cdot \frac{(\mu_{\text{mii}} + \mu_{\text{r}})}{\sigma_\varepsilon} \cdot \frac{\partial[N]}{\partial y} \cdot \{\varepsilon\} - \right. \\ \left. - N_i \cdot \frac{C_1 \cdot \mu_{\text{r}} \cdot G \cdot \varepsilon_i}{k_i} + N_i \cdot \frac{C_2 \cdot \rho_{\text{mii}} \cdot \varepsilon_i^2}{k_i} \right] \cdot dV - \\ - \int_S N_i \cdot \frac{(\mu_{\text{mii}} + \mu_{\text{r}})}{\sigma_\varepsilon} \cdot \frac{\partial[N]}{\partial n} \{\varepsilon\} \cdot dS = 0$$

$$\int_V \left[N_i \cdot \rho_{\text{пл}} \cdot c_{p \text{ пл}} \cdot \frac{\partial [N]}{\partial \tau} \cdot \{T_{\text{пл}}\} + N_i \cdot \rho_i \cdot c_{p \text{ пл}} \cdot u_{\text{пл}} \cdot \frac{\partial [N]}{\partial x} \cdot \{T_{\text{пл}}\} + \right. \\ \left. + N_i \cdot \rho_i \cdot c_{p \text{ пл}} \cdot v_{\text{пл}} \cdot \frac{\partial [N]}{\partial y} \cdot \{T_{\text{пл}}\} + \frac{\partial N_i}{\partial x} \cdot \lambda_{\text{пл}} \cdot \frac{\partial [N]}{\partial x} \cdot \{T_{\text{пл}}\} + \right. \\ \left. + \frac{\partial N_i}{\partial y} \cdot \lambda_{\text{пл}} \cdot \frac{\partial [N]}{\partial y} \cdot \{T_{\text{пл}}\} \right] \cdot dV - \\ - \int_S N_i \cdot \lambda_{\text{пл}} \cdot \frac{\partial [N]}{\partial n} \cdot \{T_{\text{пл}}\} \cdot dS = 0$$

$$\int_V \left[N_i \cdot \rho_{\text{фп}} \cdot c_{p \text{ фп}} \cdot \frac{\partial [N]}{\partial \tau} \cdot \{T_{\text{фп}}\} + \frac{\partial N_i}{\partial x} \cdot \lambda_{\text{фп}} \cdot \frac{\partial [N]}{\partial x} \cdot \{T_{\text{фп}}\} + \right. \\ \left. + \frac{\partial N_i}{\partial y} \cdot \lambda_{\text{фп}} \cdot \frac{\partial [N]}{\partial y} \cdot \{T_{\text{фп}}\} \right] \cdot dV - \\ - \int_S N_i \cdot \lambda_{\text{фп}} \cdot \frac{\partial [N]}{\partial n} \cdot \{T_{\text{фп}}\} \cdot dS = 0$$

Записується система рівнянь стандартної форми [70, 71]

$$[K] \cdot \{\Phi\} + \{F\} = 0, \quad (3.17)$$

де $[K]$ - матриця функцій форми для вузлів усіх скінченних елементів;

$\{\Phi\}$ - матриця функцій, що визначаються, в усіх вузлах двовимірної області розв'язку;

$\{F\}$ - матриця, яка містить значення сил, що діють на одиницю об'єму потоку плазми, а також граничні умови задачі.

В матриці $[K]$ число рядків та стовпчиків дорівнює n , тобто числу вузлів усіх скінченних елементів, на які розбивається область функцій, що визначаються, а кількість таких матриць визначається числом скінченних елементів E

$$[K] = [K]^1 + [K]^2 + \dots + [K]^E,$$

де $[K]^1, [K]^2, \dots, [K]^E$ - матриці окремих скінченних елементів.

Кожна матриця скінченного елемента має розмірність $n \times n$, проте заповнюються в ній тільки ті коефіцієнти, які відповідають вузлам скінченного елемента, що межує з іншими елементами. Так, для скінченного елемента трикутної форми, що має три вузли, розмірність матриці з ненульовими коефіцієнтами складає 3×3 .

При цьому коефіцієнти матриць окремих елементів $[K]^1, [K]^2, \dots, [K]^E$ є квадратними підматрицями розміру $c \times c$, де c - число функцій, що визначаються, для вузла (для даної задачі $c=7$).

Для даної задачі під матриця $[K_i]$ i -го вузла окремого скінченного елемента, що розглядається, записується таким чином [72]

$$[K_i] = \int_V \begin{vmatrix} u_{пл1} & u_{пл2} & u_{пл3} & u_{пл4} & u_{пл5} & u_{пл6} & u_{пл7} \\ v_{пл1} & v_{пл2} & v_{пл3} & v_{пл4} & v_{пл5} & v_{пл6} & v_{пл7} \\ P_{пл1} & P_{пл2} & P_{пл3} & P_{пл4} & P_{пл5} & P_{пл6} & P_{пл7} \\ k_1 & k_2 & k_3 & k_4 & k_5 & k_6 & k_7 \\ \varepsilon_1 & \varepsilon_2 & \varepsilon_3 & \varepsilon_4 & \varepsilon_5 & \varepsilon_6 & \varepsilon_7 \\ T_{пл1} & T_{пл2} & T_{пл3} & T_{пл4} & T_{пл5} & T_{пл6} & T_{пл7} \\ T_{фп1} & T_{фп2} & T_{фп3} & T_{фп4} & T_{фп5} & T_{фп6} & T_{фп7} \end{vmatrix} \cdot dV,$$

де $u_{пл1}, u_{пл2}, \dots, u_{пл7}$ - вирази для функцій форми функції $u_{пл}$, що визначається, в рівняннях (3.1) (3.2), (3.3), (3.5), (3.6), (3.8) та (3.9) відповідно; вирази для функцій форм $v_{пл1}, v_{пл2}, \dots, v_{пл7}$; $P_{пл1}, P_{пл2}, \dots, P_{пл7}$; k_1, k_2, \dots, k_7 ; $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \dots, \varepsilon_7$, $T_{пл1}, T_{пл2}, \dots, T_{пл7}$, $T_{фп1}, T_{фп2}, \dots, T_{фп7}$ також беруться з вказаних рівнянь.

Матриця вузлових значень функцій $\{\Phi\}$ для i -го вузла записується в наступному вигляді [67]

$$\{\Phi_i\} = \begin{Bmatrix} u_{\text{пл}i} \\ v_{\text{пл}i} \\ p_{\text{пл}i} \\ k_i \\ \varepsilon_i \\ T_{\text{пл}i} \\ T_{\text{фп}i} \end{Bmatrix} .$$

Апроксимація функцій, що визначаються, в області розв'язку V та на межі області S здійснюється на множині кускових функцій, визначених на скінченному числі підобластей, на які розбивається область розв'язку V .

В даному випадку двовимірна область розв'язку розбивається на трикутні симплекс- елементи, яким відповідають поліноми, що містять константу та лінійні доданки. Число коефіцієнтів в такому поліномі на одиницю більше розмірності координатного простору області розв'язку. Внаслідок цього симплексна функція для двовимірного трикутного елемента записується у вигляді [73]

$$f = \alpha_1 + \alpha_2 \cdot x + \alpha_3 \cdot y , \quad (3.18)$$

де α_1 , α_2 и α_3 - константи.

Наведений вище поліном є лінійним відносно x та y і містить три коефіцієнта - відповідно до кількості вузлів, які розташовуються у вершинах трикутного елемента.

Вузлу i відповідають координати (X_i, Y_i) . Два інші вузли скінченного елемента позначимо j та m . Ці вузли мають координати (X_j, Y_j) та (X_m, Y_m) . Для i - го вузла значення скалярних величин функцій, що визначаються, $u_{\text{пл}}$, $v_{\text{пл}}$, $p_{\text{пл}}$, k , ε , $T_{\text{пл}}$ та $T_{\text{фп}}$ позначені як $\Phi_{\text{уплі}}$, $\Phi_{\text{вплі}}$, $\Phi_{\text{рплі}}$, $\Phi_{\text{кі}}$, $\Phi_{\text{єі}}$, $\Phi_{\text{тплі}}$, $\Phi_{\text{тфпі}}$.

У вузлах скінченного елемента на прикладі функції складової швидкості руху плазми $u_{\text{пл}}$ виконуються наступні умови

$$f = \Phi_{u_{\text{пл}i}} \text{ при } x = X_i \text{ та } y = Y_i, \quad (3.19)$$

$$f = \Phi_{u_{\text{пл}j}} \text{ при } x = X_j \text{ та } y = Y_j, \quad (3.20)$$

$$f = \Phi_{u_{\text{пл}m}} \text{ при } x = X_m \text{ та } y = Y_m. \quad (3.21)$$

Підстановка умов (3.19)-(3.21) у вираз (3.18) призводить до наступної системи рівнянь

$$\Phi_{u_{\text{пл}i}} = \alpha_1 + \alpha_2 \cdot X_i + \alpha_3 \cdot Y_i,$$

$$\Phi_{u_{\text{пл}j}} = \alpha_1 + \alpha_2 \cdot X_j + \alpha_3 \cdot Y_j, \quad (3.22)$$

$$\Phi_{u_{\text{пл}m}} = \alpha_1 + \alpha_2 \cdot X_m + \alpha_3 \cdot Y_m.$$

Розв'язок системи рівнянь (3.22) дає наступні вирази для констант α_1 , α_2 та α_3 [73]

$$\alpha_1 = \frac{1}{2 \cdot A} \cdot \left[\begin{aligned} & (X_j \cdot Y_m - X_m \cdot Y_j) \cdot \Phi_{u_{\text{пл}i}} + (X_m \cdot Y_i - X_i \cdot Y_m) \cdot \Phi_{u_{\text{пл}j}} + \\ & + (X_i \cdot Y_j - X_j \cdot Y_i) \cdot \Phi_{u_{\text{пл}m}} \end{aligned} \right], \quad (3.23)$$

$$\alpha_2 = \frac{1}{2 \cdot A} \cdot \left[(Y_j - Y_m) \cdot \Phi_{u_{nij}} + (Y_m - Y_i) \cdot \Phi_{u_{njj}} + (Y_i - Y_j) \cdot \Phi_{u_{nmm}} \right], \quad (3.24)$$

$$\alpha_3 = \frac{1}{2 \cdot A} \cdot \left[(X_m - X_j) \cdot \Phi_{u_{nii}} + (X_i - X_m) \cdot \Phi_{u_{njj}} + (X_j - X_i) \cdot \Phi_{u_{nmm}} \right]. \quad (3.25)$$

Величина $(2 \cdot A)$ в константах α_1 , α_2 та α_3 дорівнює визначнику матриці

$$\begin{vmatrix} 1 & X_i & Y_i \\ 1 & X_j & Y_j \\ 1 & X_m & Y_m \end{vmatrix}.$$

Після підстановки значень α_1 , α_2 та α_3 в формулу (3.18) можна перетворити вираз для функцій, що визначаються, до вигляду [73]

$$f \equiv u = N_i \cdot \Phi_{u_{nii}} + N_j \cdot \Phi_{u_{njj}} + N_m \cdot \Phi_{u_{nmm}}. \quad (3.26)$$

Рівняння (3.26) визначає скінченний елемент, оскільки містить три функції форми відповідно до кількості вузлів елемента.

Для стислості викладення розглянемо тільки функцію форми N_i , яка потрібна для визначення функції u у вузлі i .

Підстановка виразів (3.23) - (3.25) у формулу (3.18) і групування доданків, що відносяться до значення Φ функції u_{nii} , що визначається, у вузлі i дає вираз для функції форми N_i

$$N_i = \frac{1}{2 \cdot A} \cdot \left[X_j \cdot Y_m - X_m \cdot Y_j + (Y_j - Y_m) \cdot x + (X_m - X_j) \cdot y \right].$$

Аналогічним чином отримуються вирази для функцій форми N_j та N_m , з тією різницею, що групування доданків які відносяться до значення Φ функції $u_{пл}$, що визначається, здійснюється для вузлів j та m

$$N_j = \frac{1}{2 \cdot A} \cdot [X_m \cdot Y_i - Y_m \cdot X_i + (Y_m - Y_i) \cdot x + (X_i - X_m) \cdot y]$$

$$N_m = \frac{1}{2 \cdot A} \cdot [X_i \cdot Y_j - X_j \cdot Y_i + (Y_i - Y_j) \cdot x + (X_j - X_i) \cdot y]$$

Вирази для функцій форми функції $u_{пл}$, що визначається, мають вигляд

$$\begin{aligned} u_{пл1} = & N_i \cdot \rho_{пл1} \cdot \left(\frac{\partial N_i}{\partial \tau} + \frac{\partial N_j}{\partial \tau} + \frac{\partial N_m}{\partial \tau} \right) + N_i \cdot \rho_{пл1} \cdot \left(\frac{\partial N_i}{\partial x} + \frac{\partial N_j}{\partial x} + \frac{\partial N_m}{\partial x} \right) \times \\ & \times N_i \cdot \rho_{пл1} \cdot \left(\frac{\partial N_i}{\partial x} + \frac{\partial N_j}{\partial x} + \frac{\partial N_m}{\partial x} \right) + N_i \cdot \rho_{пл1} \cdot \left(\frac{\partial N_i}{\partial y} + \frac{\partial N_j}{\partial y} + \frac{\partial N_m}{\partial y} \right) + \\ & + \frac{\partial N_i}{\partial x} \cdot (\mu_{пл} + \mu_{\tau}) \cdot \left(\frac{\partial N_i}{\partial x} + \frac{\partial N_j}{\partial x} + \frac{\partial N_m}{\partial x} \right) + \frac{\partial N_i}{\partial y} \cdot (\mu_{пл} + \mu_{\tau}) \cdot \left(\frac{\partial N_i}{\partial y} + \frac{\partial N_j}{\partial y} + \frac{\partial N_m}{\partial y} \right) - \\ & - N_i \cdot (\mu_{пл} + \mu_{\tau}) \cdot \left(\frac{\partial N_i}{\partial n} + \frac{\partial N_j}{\partial n} + \frac{\partial N_m}{\partial n} \right) \end{aligned}$$

$$u_{пл2} = N_i \cdot \rho_{пл1} \cdot \left(\frac{\partial N_i}{\partial x} + \frac{\partial N_j}{\partial x} + \frac{\partial N_m}{\partial x} \right),$$

$$u_{пл3} = N_i \cdot \rho_{пл1} \cdot \left(\frac{\partial N_i}{\partial x} + \frac{\partial N_j}{\partial x} + \frac{\partial N_m}{\partial x} \right),$$

$$u_{пл4} = N_i \cdot \rho_{пл1} \cdot \left(\frac{\partial N_i}{\partial x} + \frac{\partial N_j}{\partial x} + \frac{\partial N_m}{\partial x} \right),$$

Зміст	Арк.	№ документа	Підпис	Дата

$$u_{пл5} = N_i \cdot \rho_{плi} \cdot \left(\frac{\partial N_i}{\partial x} + \frac{\partial N_j}{\partial x} + \frac{\partial N_m}{\partial x} \right),$$

$$u_{пл6} = 0,$$

$$u_{пл7} = 0.$$

Вирази для функцій форми функції $v_{пл}$, що визначається, мають вигляд

$$v_{пл1} = N_i \cdot \rho_{плi} \cdot \left(\frac{\partial N_i}{\partial y} + \frac{\partial N_j}{\partial y} + \frac{\partial N_m}{\partial y} \right),$$

$$\begin{aligned} v_{пл2} = & N_i \cdot \rho_{плi} \cdot \left(\frac{\partial N_i}{\partial \tau} + \frac{\partial N_j}{\partial \tau} + \frac{\partial N_m}{\partial \tau} \right) + N_i \cdot \rho_{плi} \cdot \left(\frac{\partial N_i}{\partial x} + \frac{\partial N_j}{\partial x} + \frac{\partial N_m}{\partial x} \right) + \\ & + N_i \cdot \rho_{плi} \cdot \left(\frac{\partial N_i}{\partial y} + \frac{\partial N_j}{\partial y} + \frac{\partial N_m}{\partial y} \right) \cdot N_i \cdot \rho_{плi} \cdot \left(\frac{\partial N_i}{\partial y} + \frac{\partial N_j}{\partial y} + \frac{\partial N_m}{\partial y} \right) + \\ & + \frac{\partial N_i}{\partial x} \cdot (\mu_{пл} + \mu_\tau) \cdot \left(\frac{\partial N_i}{\partial x} + \frac{\partial N_j}{\partial x} + \frac{\partial N_m}{\partial x} \right) + \frac{\partial N_i}{\partial y} \cdot (\mu_{пл} + \mu_\tau) \cdot \left(\frac{\partial N_i}{\partial y} + \frac{\partial N_j}{\partial y} + \frac{\partial N_m}{\partial y} \right) - \\ & - N_i \cdot (\mu_{пл} + \mu_\tau) \cdot \left(\frac{\partial N_i}{\partial n} + \frac{\partial N_j}{\partial n} + \frac{\partial N_m}{\partial n} \right) \end{aligned},$$

$$v_{пл3} = N_i \cdot \rho_{плi} \cdot \left(\frac{\partial N_i}{\partial y} + \frac{\partial N_j}{\partial y} + \frac{\partial N_m}{\partial y} \right),$$

$$v_{пл4} = N_i \cdot \rho_{плi} \cdot \left(\frac{\partial N_i}{\partial y} + \frac{\partial N_j}{\partial y} + \frac{\partial N_m}{\partial y} \right),$$

$$v_{пл5} = N_i \cdot \rho_{плi} \cdot \left(\frac{\partial N_i}{\partial y} + \frac{\partial N_j}{\partial y} + \frac{\partial N_m}{\partial y} \right),$$

$$v_{пл6} = 0,$$

Змі	Арк	№ докум	Підпис	Дата

$$V_{\text{пл}7} = 0$$

Вирази для функцій форми функції $P_{\text{пл}}$, що визначається, мають вигляд

$$P_{\text{пл}1} = N_i \cdot \left(\frac{\partial N_i}{\partial x} + \frac{\partial N_j}{\partial x} + \frac{\partial N_m}{\partial x} \right),$$

$$P_{\text{пл}2} = N_i \cdot \left(\frac{\partial N_i}{\partial y} + \frac{\partial N_j}{\partial y} + \frac{\partial N_m}{\partial y} \right),$$

$$P_{\text{пл}3} = 0,$$

$$P_{\text{пл}4} = 0,$$

$$P_{\text{пл}5} = 0,$$

$$P_{\text{пл}6} = 0,$$

$$P_{\text{пл}7} = 0$$

Вирази для функцій форми функції k , що визначається, мають вигляд

$$k_1 = 0,$$

$$k_2 = 0,$$

$$k_3 = 0,$$

Зміст	Арк.	№ документа	Пішпис	Дата

$$k_4 = N_i \cdot \rho_{\text{ни}} \cdot \left(\frac{\partial N_i}{\partial x} + \frac{\partial N_j}{\partial x} + \frac{\partial N_m}{\partial x} \right) + N_i \cdot \rho_{\text{ни}} \cdot \left(\frac{\partial N_i}{\partial y} + \frac{\partial N_j}{\partial y} + \frac{\partial N_m}{\partial y} \right) + \frac{\partial N_i}{\partial x} \cdot \frac{(\mu_{\text{ни}} + \mu_{\text{т}})}{\sigma_k} \cdot \left(\frac{\partial N_i}{\partial x} + \frac{\partial N_j}{\partial x} + \frac{\partial N_m}{\partial x} \right) + \frac{\partial N_i}{\partial y} \cdot \frac{(\mu_{\text{ни}} + \mu_{\text{т}})}{\sigma_k} \cdot \left(\frac{\partial N_i}{\partial y} + \frac{\partial N_j}{\partial y} + \frac{\partial N_m}{\partial y} \right) - N_i \cdot \frac{(\mu_{\text{ни}} + \mu_{\text{т}})}{\sigma_k} \cdot \left(\frac{\partial N_i}{\partial n} + \frac{\partial N_j}{\partial n} + \frac{\partial N_m}{\partial n} \right)$$

$$k_5 = 0$$

$$k_6 = 0$$

$$k_7 = 0$$

Вирази для функцій форми функції ε , що визначається, мають вигляд

$$\varepsilon_1 = 0$$

$$\varepsilon_2 = 0$$

$$\varepsilon_3 = 0$$

$$\varepsilon_4 = 0$$

$$\varepsilon_5 = N_i \cdot \rho_{\text{ни}} \cdot \left(\frac{\partial N_i}{\partial x} + \frac{\partial N_j}{\partial x} + \frac{\partial N_m}{\partial x} \right) + N_i \cdot \rho_{\text{ни}} \cdot \left(\frac{\partial N_i}{\partial y} + \frac{\partial N_j}{\partial y} + \frac{\partial N_m}{\partial y} \right) + \frac{\partial N_i}{\partial x} \cdot \frac{(\mu_{\text{ни}} + \mu_{\text{т}})}{\sigma_\varepsilon} \cdot \left(\frac{\partial N_i}{\partial x} + \frac{\partial N_j}{\partial x} + \frac{\partial N_m}{\partial x} \right) + \frac{\partial N_i}{\partial y} \cdot \frac{(\mu_{\text{ни}} + \mu_{\text{т}})}{\sigma_\varepsilon} \cdot \left(\frac{\partial N_i}{\partial y} + \frac{\partial N_j}{\partial y} + \frac{\partial N_m}{\partial y} \right) - N_i \cdot \frac{(\mu_{\text{ни}} + \mu_{\text{т}})}{\sigma_\varepsilon} \cdot \left(\frac{\partial N_i}{\partial n} + \frac{\partial N_j}{\partial n} + \frac{\partial N_m}{\partial n} \right)$$

$$\varepsilon_6 = 0$$

Змі	Арк	№ докум	Підпис	Дата

02.15.ТЕ2021.РД.2021-ПЗ

Арк.
РА

$$T_{\text{фп4}} = 0 ,$$

$$T_{\text{фп5}} = 0 ,$$

$$T_{\text{фп6}} = 0 ,$$

$$T_{\text{фп7}} = N_i \cdot \rho_{\text{фпi}} \cdot c_{\text{р фп}} \cdot \left(\frac{\partial N_i}{\partial y} + \frac{\partial N_j}{\partial y} + \frac{\partial N_m}{\partial y} \right) + \frac{\partial N_i}{\partial x} \cdot \lambda_{\text{фп}} \cdot \left(\frac{\partial N_i}{\partial x} + \frac{\partial N_j}{\partial x} + \frac{\partial N_m}{\partial x} \right) + \frac{\partial N_i}{\partial y} \cdot \lambda_{\text{фп}} \cdot \left(\frac{\partial N_i}{\partial y} + \frac{\partial N_j}{\partial y} + \frac{\partial N_m}{\partial y} \right) - N_i \cdot \lambda_{\text{фп}} \cdot \left(\frac{\partial N_i}{\partial n} + \frac{\partial N_j}{\partial n} + \frac{\partial N_m}{\partial n} \right)$$

Матриця може містити інтеграл об'ємних сил, а також граничні умови задачі. Поверхневий інтеграл для матриці $\{F_i\}$ перетворюється на нуль в тій області границі, де відоме значення функції, що визначається.

Для інших вузлів скінченних елементів виконується аналогічна процедура перетворень. Потім здійснюється розв'язок системи рівнянь (3.17).

Перевірка адекватності математичної моделі процесу нагрівання внутрішньої бічної поверхні фланцевого патрубку потоком плазми виконана шляхом порівняння результатів математичного моделювання з результатами експериментального дослідження. Порівняння результатів розрахунку з експериментальними даними наведено на рисунку 3.2.

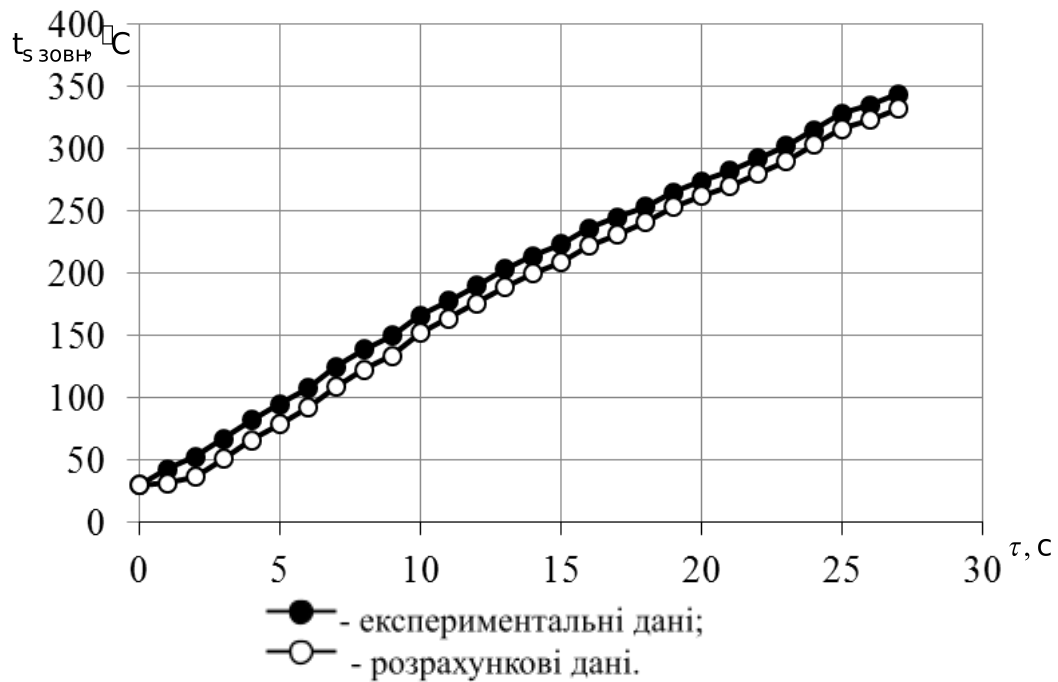


Рисунок 3.2- Порівняння температури зовнішньої бічної поверхні фланцевого патрубка

Результати експериментальних досліджень підтверджують адекватність розробленої математичної моделі, оскільки вона якісно та кількісно описує процес нагрівання внутрішньої бічної поверхні фланцевого патрубка потоком плазми. Похибка розрахунку температури внутрішньої бічної поверхні фланцевого патрубка не перевищує 4,1%.

Стосовно умов даної роботи за допомогою розробленої математичної моделі пропонується здійснювати розрахунок температури внутрішньої поверхні свердловини в процесі нагрівання гірської породи до початку процесу її луцення.

взаємодії потоку плазми з поверхнею свердловини. Запропоновано інженерну модель, за допомогою якої визначається швидкість руху теплоносія вздовж внутрішньої бічної поверхні свердловини та, відповідно, коефіцієнт тепловіддачі від теплоносія до внутрішньої бічної поверхні свердловини.

					02.15.ТЕ2021.РД.2021-ПЗ	Арк. РА
Зміст	Арк.	№ документа	Підпис	Дата		

20. Thermal spallation drilling, an alternative drilling technology for deep heat mining - performance analysis, cost assessment and design aspects: monograph / M. Kant, E. Rossi, D. Höser, P. Rohr - 42-nd Workshop on geothermal reservoir engineering: Proceedings. - Stanford, 2017. - 1-10 p.

21. Hoerer, D., Flame-jet assisted drilling technology: PhD Thesis № 23896: monograph / D. Hoerer.- Zürich: ETH Zürich, 2016.

22. Modest M. Transient elastic and viscoelastic thermal stresses during laser drilling of ceramics: monograph / M. Modest - Journal of Heat Transfer.- 1998. - Vol. 120, № 4. - 892-898 p.

23. Modest M. Transient elastic thermal stress development during laser scribing of ceramics: monograph / M. Modest - Journal of Heat Transfer.- 2001. - Vol. 123, № 1. - 171-177 p.

24. Patil R. Thermal modeling of laser drilling and cutting of engineering materials: Candidate for the Degree of Master of Science: Mechanical engineering: monograph / R. Patil.- Oklahoma: Oklahoma State University, 2005. - 132 p.

25. Periodic heat transfer to an infinite cylindrical cavity in ground having air at constant temperature: monograph / M Sodha, I. Goyal, A. Ghatak, [et al.] - Proceedings of Indian National Science Academy. Section A.- 1980.- Vol. 46, № 2. - 167-175 p.

26. Borehole stability in high-temperature formations: monograph / C. Yan, J. Deng, B. Yu [et al.] - Rock Mechanics and Rock Engineering.- 2014. - Vol. 47, №6. - 2199-2209 p.

27. Yilbas B. Predictions of temperature and stress fields around the hole perimeter of laser drilled micro-holes: monograph / B. Yilbas, S. Shuja - Lasers in Engineering. - 2010. - Vol. 20. - 129-142 p.

28. Enhancing the drilling process for geothermal resources by combining conventional drilling and the spallation technology: monograph / M. Kant, E. Rossi, D. Becker, P. Rohr - 42-nd Workshop on geothermal reservoir engineering:

X. Song, G. Li [et al.] - Applied Thermal Engineering. - 2018. - Vol. 142. - 709-716 p.

36. Shape factor of the flake-like particle in thermal spallation and its effects on settling and transport behavior in drilling annulus: monograph / X. Hu, X. Song, G. Li [et al.] - Accepted Manuscript. - 2018. - Vol. 335. - 211-221 p.

37. Investigations on thermal spallation drilling performance using the specific energy method: monograph / X. Hu, X. Song, G. Li [et al.] - Journal of Natural Gas Science and Engineering. - 2018. - Vol. 54. - 216-223 p.

38. Numerical simulation of reaction under high pressure conditions for thermal spallation drilling: monograph / X. Hu, X. Song, G. Li - Journal of Petroleum Science and Engineering. - 2018. - Vol. 170. - 62-70 p.

39. Numerical simulation and field testing of flame-jet thermal spallation drilling-1: monograph / R. M. Rauenzahn, J. W. Tester - Heat Mass Transfer.-1991. - Vol. 34. - 809-818 p.

40. Numerical simulation and field testing of flame-jet thermal spallation drilling-2: monograph / R. M. Rauenzahn, J. W. Tester - Heat Mass Transfer.-1991. - Vol. 34. - 795-808 p.

41. Computational modeling of the gas-phase transport phenomena during flame-jet thermal spallation drilling / M. A. Wilkinson, J. W. Tester - Heat Mass Transfer.-1993. - Vol. 36. - 3459-3475 p.

42. Приборы и средства автоматизации: отраслевой каталог: в 2ч. / [Информприбор].- М., 1993. - 124 с.

Ч. 1 Устройства для контроля и регулирования технологических параметров / [Информприбор].- М., 1993. - 124 с.

Ч. 1.2-1.4 Приборы для измерения и регулирования давления, перепада давления и разрежения, расхода и количества жидкостей и газов, уровня жидкостей и сыпучих сред [Информприбор].- М., 1993. - 124 с.

43. Аралов А.Д. Влияние вдува в корневую часть осесимметричной

струи на структуру ее течения: монография / А.Д. Аралов, Ж.П. Можаяева - Известия высших учебных заведений. Серия машиностроение. - 1976. - №3.- 75-79 с.

44. Повх И.Л. Аэродинамический эксперимент в машиностроении: монография / И.Л. Повх. - Л.: Машиностроение, 1974. - 480 с.

45. Горлин С.М. Аэромеханические измерения: монография / С.М. Горлин, И.И. Слезингер. - М.: Наука, 1964. - 720 с.

46. Браславский Д.А. Точность измерительных устройств: монография / Д.А. Браславский, В.В. Петров. - М.: Машиностроение, 1976. - 278 с.

47. Брянский Л.Н. Краткий справочник метролога: справочник: Монография / Л.Н. Брянский, А.С. Дойников. - М.: Изд-во стандартов, 1991. - 79 с.

48. Гонек Н.Ф. Манометры: монография / Н.Ф. Гонек. - Л.: Машиностроение, 1979. - 176 с.

49. Ратанов Г.С. Методы и средства измерений динамических давлений: Монография / Г.С. Ратанов. - Томь: Изд-во Томского университета, 1986. - 108 с.

50. Варгафтик, Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей: справочник: монография / Н.Б. Варгафтик.- М.: Наука, 1972. - 720 с.

51. Енохович А.С. Справочник по физике: справочник / А.С. Енохович. - М.: Просвещение, 1990. - 384 с.

52. Плазмохимическая технология: монография / В.Д. Пархоменко, П.И. Сорока, Ю.И. Краснокутский [и др.].- Новосибирск: Наука. Сибирское отделение, 1991. - Т. 4. - 392 с.

53. Dilawary A. An assessment of the heat and fluid flow phenomena inside plasma torches in non-transferred arc systems: monograph / A. Dilawary, J. Szekely, R. Westhoff - The Iron and Steel Institute of Japan International. - 1990. - Vol. 30 No. 5, 381-389 p.

54. Felipini C. Some numerical simulation results of swirling flow in d.c. plasma torch: monograph / C. Felipini, M. Pimenta - Journal of Physics: Conference Series. - 2015. - Vol. 591. - 1-13 p.

55. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика: в 2т. / Г.Н. Абрамович. - М.: Машиностроение, 1991. - Т 1. - 532 с.

56. Лухтура Ф.И. Одномерная теория сверхзвуковых нерасчетных струй: монография / Ф.И. Лухтура - Известия АН СССР. Серия Механика жидкости и газа. - 1993. - №1. - 48-56 с.

57. Можаяева Ж.П. Исследование гидродинамики и теплообмена при взаимодействии осесимметричной турбулентной струи с преградой, расположенной под различными углами к потоку: Дис. кандидата технических наук / Можаяева Ж.П. - М., 1978.

58. Анцупов А.В. Исследование параметров нерасчетной сверхзвуковой струи газа: монография / А.В. Анцупов - Журнал технической физики. - 1974. - Т. 44. - №2. - 372-379 с.

59. Абрамович Г.Н. Теория турбулентных струй: монография / Г.Н. Абрамович, Т.А. Гиршович, С.Ю. Крашенинников. - М.: Машиностроение, 1984. - 716 с.

60. Яковлевский О.В. Исследование взаимодействия струи с близко расположенными экранами: монография / О.В. Яковлевский, А.Н. Секундов - Известия АН СССР. Серия Механика и машиностроение. - 1964. - №1. -104-114 с.

61. Юдаев Б.Н. Теплообмен при взаимодействии струй с пре градами: монография / Б.Н. Юдаев, М.С. Михайлов, В.К. Савин. - М.: Машиностроение, 1977. - 248 с.

62. Wilcox D.C. Turbulence modeling for CFD: monograph / D.C. Wilcox.- Glendale: DCW Industries, 1998.- 477 p.

63. Флетчер К. Вычислительные методы в динамике жидкостей: в 2т. / К. Флетчер. - М.: Мир, 1991. - Т 2. - 552 с.

64. Versteeg H. Introduction to computational fluid dynamics. The finite volume method: monograph / H. Versteeg, W. Malalasekera. - New York: John Wiley & Sons Inc., 1995. - 267 p.

65. Donea J. Finite element methods for flow problems: monograph / J. Donea, A. Huerta. - Chichester: John Wiley & Sons, 2003. - 350 p.

66. Сабоннадьер Ж.К. Метод конечных элементов и САПР: монографія / Ж.К. Сабоннадьер, Ж.Л. Кулон. - М.: Мир, 1989. - 190 с.

67. Зенкевич О. Метод конечных элементов в технике: монографія / О. Зенкевич. - М.: Мир, 1975. - 543 с.

68. Smith I.M. Programming the finite element method: monograph / I.M. Smith, D.V. Griffiths. - Chichester: John Wiley & Sons, 1988. - 469 p.

69. Bathe K.-J. Finite element procedures: monograph / K.-J. Bathe. - New Jersey: Prentice Hall, 1996. - 1037 p.

70. Норри Д. Введение в метод конечных элементов: монографія / Д. Норри, Ж. де Фриз. - М.: Мир, 1981. - 304 с.

71. Галлагер Р. Метод конечных элементов / Р. Галлагер. - М.: Мир, 1984. - 428 с.

72. Zienkiewicz O.C. The finite element method: 2 Volumes / O.C. Zienkiewicz, R.L. Taylor. - Oxford: Butterworth-Heinemann, 2000. - Volume 1. - 689 p.

73. Сегерлинд Л. Применение метода конечных элементов: монографія / Л. Сегерлинд - М.: Мир, 1979. - 392 с.

0,158	0,300	2,107	0,340				
-------	-------	-------	-------	--	--	--	--

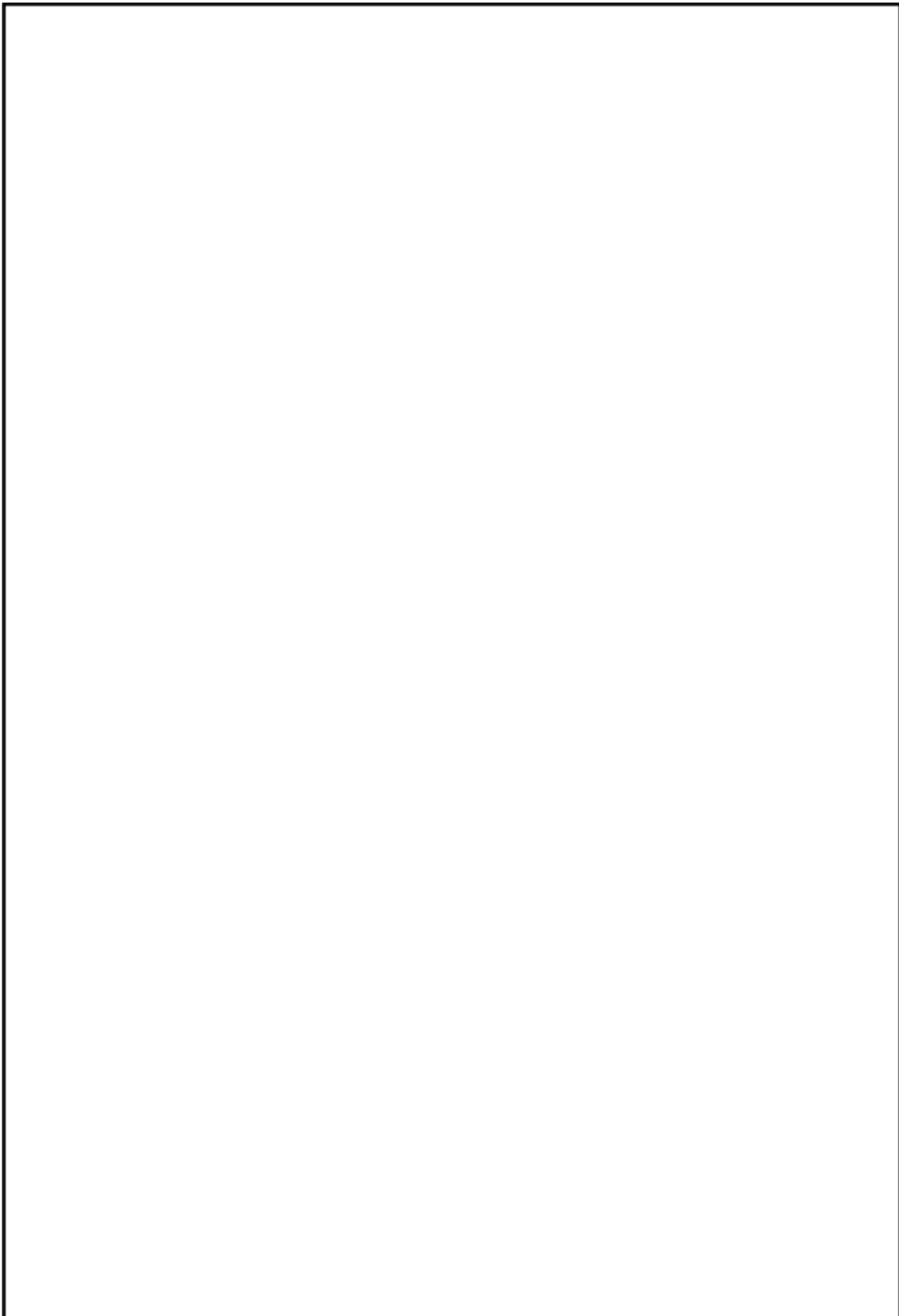
Таблиця А.3 - Величина абсолютного усередненого тиску повітря $P_{абс\ к}$, МПа в дренажних отворах №1 та №2 при різних значеннях тиску повітря перед соплом $P_{с0}$, МПа, відносному діаметрі тупикового каналу \bar{d} та відносній відстані від площини вихідного отвору сопла до площини вхідного отвору наскрізного каналу $\bar{h} = 0,30$

$\bar{d} = 0,24$		$\bar{d} = 0,32$		$\bar{d} = 0,44$	
$P_{с0}$, МПа	$P_{абс\ к}$, МПа	$P_{с0}$, МПа	$P_{абс\ к}$, МПа	$P_{с0}$, МПа	$P_{абс\ к}$, МПа
0,361	0,120	0,357	0,142	0,353	0,190
0,597	0,147	0,594	0,191	0,475	0,241
0,850	0,174	0,857	0,266	0,601	0,272
1,103	0,221	1,109	0,323	0,692	0,294
1,356	0,261	1,369	0,362	0,864	0,349
1,600	0,301	1,610	0,380	0,996	0,378
1,853	0,341	1,852	0,421	1,104	0,406
2,093	0,380				

Змц	Арк	№ документа	Підпис	Дата

02.15.ТЕ2021.РД.2021-ПЗ

Арк.
РА



					02.15.ТЕ2021.РД.2021-ПЗ	Арк. РА
Зміст	Арк.	№ документа	Пішпис	Дата		