

КИЇВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ

ІМЕНІ ТАРАСА ШЕВЧЕНКА

ФАКУЛЬТЕТ РАДІОФІЗИКИ, ЕЛЕКТРОНІКИ ТА КОМП'ЮТЕРНИХ СИСТЕМ

кафедра фізичної електроніки

До захисту допущено:

«На правах рукопису»

Завідувач кафедри _____ Анатолій ВЕКЛИЧ

«_20_» червня 2023 р.

БАКАЛАВРСЬКА РОБОТА

на тему:

«ЧИСЛОВЕ МОДЕЛЮВАННЯ ТРИВИМІРНИХ ПЛАЗМОВИХ СТРУМЕНІВ»

Виконав:

студент 4-го курсу

денної форми навчання

спеціальності 105 – Прикладна фізика та наноматеріали

ОП «Прикладна фізика, наноелектроніка та комп'ютерні технології»

Шапко Микита Володимирович _____

Науковий керівник:

д к.ф.-м.н., доц. Кравченко Олександр Юрійович _____

Рецензент:

кан.ф.-м.н., доц. Веремій Юлія Петрівна _____

Засвідчую, що у цій бакалаврській роботі
немає запозичень з праць інших авторів без
відповідних посилань

Студент _____

Робота допущена до захисту в ЕК рішенням кафедри фізичної електроніки
від «16» червня 2023 р., протокол № 33.

Завідувач кафедри фізичної електроніки,

доктор фіз.-мат. наук, професор

Веклич Анатолій Миколайович _____

Зміст

Зміст	2
Реферат	3
Вступ	4
РОЗДІЛ I.	6
Розділ II	14
2.1 Фізична модель.	14
2.2 Математична модель задачі.	16
2.3 Методика моделювання.	17
2.4 Результати моделювання.	20
Висновки	26
СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ	27

Реферат

Дипломна робота вміщує 30 стор., 9 рис.

ПЛАЗМА, МОДЕЛЮВАННЯ, ГІДРОДИНАМІЧНА МОДЕЛЬ ПЛАЗМИ, К-ЕПСІЛОН МОДЕЛЬ, ВИСОКИЙ ТИСК.

В даній роботі було створено програму на мові C для трьох-вимірного моделювання плазмових струменів високого тиску. Програма була протестована на прикладі задачі інжекції плазмового потоку в циліндричну камеру через отвір в боковій поверхні. Камера в початковий момент часу була заповнена газом при низькому тиску. Розрахунки проводились при різних кутах інжекції потоку плазми до бічної поверхні циліндра. В результаті проведеного моделювання одержані просторові розподіли параметрів плазми в різних перерізах камери. Показано, що при вибраних способах інжекції плазми в камері формуються вихорові потоки.

Вступ

У зв'язку зі стрімким розвитком нанонаук і досліджень в області нанофізики, все більше розширюється і область застосування цих досліджень в різних сферах людської діяльності. В тому числі й дослідження плазми високих тисків.

Одним з напрямків застосування плазми високого тиску є, наприклад, застосування лазерно-плазмового методу для зміцнення двигунів внутрішнього згорання. Лазерно-плазмовий метод заснований на застосуванні плазми оптичного пульсуючого розряду. Розряд запалюється повторюваними з високою частотою слідування (десятки кілогерц) лазерними імпульсами в фокусі променя CO₂ лазера. Для утворення плазми в обробній головці створюється високошвидкісний потік газу. Потік плазмоутворюючого газу в плазмохімічній камері має швидкість до 500 м/с і тиск до 0,5 МПа. Порівняння питомої продуктивності лазерно-плазмової обробки чавуну з традиційним лазерним гартуванням безперервним випромінюванням показало, що продуктивність лазерно-плазмової обробки в 7-10 разів вища, ніж у традиційного лазерного гартування. Це пояснюється 4-5-кратним зростанням ефективності енергообміну між лазерною плазмою і металом порівняно із прямим поглинанням лазерного випромінювання, а також дією гіперінтенсивного ультразвуку.

Також плазма використовується і для напилення. Плазма низького тиску має ряд недоліків порівняно із високим: обладнання є значно дорожчим, а процес повільнішим. Отже плазма високого тиску є ліпшою для промислових цілей.

Турбулентність впливає на параметри потоку, отже і параметри напилення (однорідність, температура, швидкість і багато інших). Тому дослідження моделей турбуленсті та їх відповідність реальним процесам є важливим дослідженням. Отже для аналізу впливу різних моделей турбулентності та їх порівняння, необхідно створити трьох-вимірну модель

плазми, що описуватиме реальні потоки. Таким чином стане можливим аналіз потоків та доречність подальших змін моделі.

РОЗДІЛ І. ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ

В роботі [10] були отримані аналітичні розв'язки для однокомпонентних газових струменів. Використовуючи методи теоретичного аналізу, автор отримав формули для профілю швидкості, щільності та тиску в струмені. Аналізуючи ці аналітичні розв'язки, автор знайшов ряд важливих залежностей між параметрами газового струменя.

Автор встановив, що швидкість газового струменя залежить від початкової швидкості виходу газу, площі перерізу струменя та фізичних властивостей газу. У роботі автор запропонував наступну формулу для швидкості газового струменя:

$$V = m / A\rho$$

де:

- V - швидкість газового струменя,
- m - масовий потік газу (кг/с),
- A - площа перерізу струменя (м²),
- ρ - щільність газу (кг/м³).

Ця формула показує, що швидкість струменя залежить від співвідношення між масовим потоком газу та площею перерізу струменя, а також щільності газу.

Аналітичний розв'язок дав можливість знайти профіль щільності газового струменя. Автор встановив, що щільність зменшується з віддаленням від центру струменя, а форма профілю залежить від різних факторів, таких як початкові умови та властивості газу. Один з використаних аналітичних розв'язків для профілю щільності газового струменя може бути виражений наступною формулою:

$$\rho(r) = \rho_0(1 - (r / R)^2)$$

де:

$\rho(r)$ - щільність газу у відстані r від центру струменя,

ρ_0 - початкова щільність газу (у центрі струменя),

R - радіус струменя.

Ця формула показує, що щільність газу зменшується квадратично з віддаленням від центру струменя.

Вплив зовнішніх факторів на поведінку струменя: Автори провели експериментальні дослідження, вимірюючи динаміку газових струменів за допомогою високошвидкісної камери. Вони встановили, що зовнішні фактори, такі як тиск навколишнього середовища та наявність перешкод, впливають на розповсюдження та форму струменя.

Результати експерименту показали, що зі збільшенням тиску навколишнього середовища швидкість розповсюдження струменя зменшується, а форма струменя стає більш сплющеною. Також, виявлено, що наявність перешкод може спричинити зміни в формі та напрямку розповсюдження струменя.

У роботі [11] використовувалися методи лазерної спектроскопії та лазерної інтерферометрії для отримання просторових розподілів цих характеристик у струменях. За допомогою лазерної спектроскопії було виміряно спектри емісії плазми.

Ці спектри містять інформацію про температуру плазми. Шляхом аналізу спектральних ліній і їх ширини було визначено температурний профіль у струменях. Наприклад, висока ширина спектральних ліній може свідчити про великі значення температури, тоді як вузькі лінії вказують на низькі температури.

За допомогою лазерної інтерферометрії було виміряно зміни фази лазерного променя, які виникають при проникненні через плазму. Ці зміни фази дозволяють визначити щільність плазми. Аналізуючи розміщення піків і спадів інтерференційних смуг, автор зміг отримати просторовий розподіл щільності плазми у струмені.

Отримані розподіли температури і щільності плазмових струменів є важливими для розуміння їхньої фізики та характеристик. Вони дають інформацію про розподіл енергії і матеріалу в струменях, а також про вплив зовнішніх умов і параметрів струменя на їхню поведінку. Наприклад, знання про температурний профіль може бути корисним для оптимізації процесів, які використовують плазмові струмені, таких як обробка матеріалів або виробництво плазмових пристроїв.

Розподіл щільності плазми також може впливати на взаємодію струменя з оточуючим середовищем та на ефективність процесів, що відбуваються у струмені.

У роботі [12] методика дозволяє отримати високошвидкісні відеозаписи руху струменів та аналізувати їхню поведінку з точністю і деталізацією.

Один з основних параметрів, що був вимірний, - це швидкість розповсюдження газових струменів. Високошвидкісна камера здатна зафіксувати швидкість руху струменя з високою частотою кадрів, що дозволяє виміряти точний момент і швидкість розповсюдження струменя у просторі. Це важлива інформація, оскільки швидкість розповсюдження струменя може бути пов'язана з його потужністю, енергією та іншими характеристиками.

Додатково, за допомогою високошвидкісної камери була вивчена форма збільшення газових струменів. Аналізуючи послідовні кадри відеозапису, дослідник міг встановити, яким чином струмені розширюються у просторі. Це дозволяє зрозуміти процеси, що відбуваються у струмені, наприклад, розширення газу або взаємодію з оточуючим середовищем. Окрім цього, експерименти дозволили встановити вплив зовнішніх факторів на поведінку газових струменів. Наприклад, дослідник міг варіювати параметри середовища, такі як тиск або температура, і спостерігати, як ці зміни впливають на розповсюдження та форму струменя.

Це дозволяє отримати важливу інформацію про взаємодію струменя з оточуючим середовищем та знаходити способи оптимізації його роботи. Високошвидкісна камера відкриває широкі можливості для дослідження динаміки газових струменів. Цей метод дозволяє отримати докладні дані про рух, збільшення та вплив зовнішніх факторів на ці струмені.

У дослідженні [9] було використано модель турбулентності на основі рівнянь Нав'є-Стокса та Магнуса для чисельного моделювання поведінки плазмових струменів.

Ця модель базується на наступних рівняннях:

Рівняння Нав'є-Стокса враховують масову консервацію, рух та зміну кількості руху в плазмі. Вони дозволяють враховувати термодинамічні процеси, внутрішні течії та взаємодію струменя з оточуючим середовищем.

Рівняння Магнуса враховують вплив електромагнітного поля на рух плазми. Вони описують взаємодію електричних струмів та магнітного поля, що виникає при наявності зовнішнього магнітного поля.

За допомогою цієї моделі, автор провів чисельне моделювання турбулентних струменів у плазмі. Результати дослідження надали цінну інформацію про турбулентну динаміку в плазмі та вплив турбулентності на струменеві структури. Зокрема, дослідження дозволило виявити особливості розподілу швидкості, тиску та щільності в турбулентних струменях.

Виявлені закономірності стосуються формування турбулентних структур, розмірів та інтенсивності турбулентних вихорів у струмені. Додатково, дослідження показало, як змінюється поведінка струменя при різних параметрах турбулентності, таких як інтенсивність магнітного поля або градієнт температури. Отримані результати допомагають кращому розумінню турбулентної динаміки в плазмі та впливу турбулентності на струменеві структури.

Вони можуть бути використані для розробки ефективних стратегій управління турбулентними процесами у плазмових пристроях, оптимізації роботи плазмових струменів та покращення їхньої ефективності в різних застосуваннях, включаючи обробку матеріалів та енергетичні процеси.

Рівняння Нав'є-Стокса:

рівняння масової консервації:

$$\partial\rho/\partial t + \nabla \cdot (\rho v) = 0$$

рівняння руху:

$$\rho(\partial v/\partial t + v \cdot \nabla v) = -\nabla p + \mu \nabla^2 v + \rho g + J \times B$$

рівняння теплопровідності:

$$\rho C_p(\partial T/\partial t + v \cdot \nabla T) = \nabla \cdot (k \nabla T)$$

Рівняння Магнуса:

Рівняння електромагнітного поля:

$$\partial B/\partial t = -\nabla \times E$$

Рівняння руху електричних струмів:

$$J = \sigma(E + v \times B)$$

У цих рівняннях:

ρ - щільність плазми,

v - вектор швидкості плазми,

p - тиск плазми,

μ - в'язкість плазми,

g - гравітаційне поле,

J - вектор щільності струму,

B - вектор магнітної індукції,

C_p - теплоємність плазми,

T - температура плазми,

k - коефіцієнт теплопровідності,

σ - провідність плазми,

E - вектор електричного поля.

2 К-Епсілон Модель

2.1 Загальні

Одним з основних рівнянь у механіці рідини та газу є рівняння Нав'є - Стокса

$$\frac{d\vec{u}}{dt} = -(\vec{u} \cdot \nabla)\vec{u} - \frac{1}{\rho} \nabla \vec{p} + \nu \Delta \vec{u} + \vec{f}.$$

Дане рівняння описує зміну швидкості рідини від часу за допомогою чотирьох компонент.

Перша з них $-(\vec{u} \cdot \Delta)\vec{u}$, показує, як дивергенція впливає на швидкості. Її фізичний зміст можна наочно пояснити з прикладу течії річки [2]. Так, коли річка звужується, швидкість води в ній зростає, і навпаки.

Друга компонента, $-\frac{1}{\rho} \nabla \vec{p}$, показує, як впливає на рух зміну тиску, особливо на спрямованість руху від областей з більш високим тиском. Також ясно, що чим більша щільність рідини, тим важче їй здійснювати переміщення. Наступна компонента $\nu \Delta \vec{u}$, де ν - кінематична в'язкість, показує, що чиниться на частинку з боку сусідніх частинок. Чим більше в'язкість, тим більше величина даного впливу. І четверта компонента, \vec{f} , характеризує вплив, що чиниться на цю рідину з боку будь-якої іншої сили.

Іншим фундаментальним рівнянням є рівняння нерозривності розглянуте вище. Таким чином, для ламінарної рідини ми отримуємо систему з чотирьох рівнянь: три рівняння Нав'є - Стокса в проекціях на осі і рівняння нерозривності для чотирьох невідомих: три компоненти вектора швидкості та гідродинамічний тиск.

2.2 Декомпозиція Рейнольдса

Турбулентна рідина характеризується коливаннями швидкості у всіх напрямках і має нескінченну кількість степенів свободи. Розв'язання рівнянь Нав'є - Стокса для турбулентної рідини ускладнено, так як в даному випадку еліптичні рівняння, не лінійні та містять по дві невідомі величини. Рідина в даному випадку хаотична, дифузійна, дисипативна та уривчаста. Існує кілька шляхів вирішення цієї проблеми. Одним з них є декомпозиція Рейнольдса, згідно з якою довільну величину x , можна записати як суму її середнього значення і відхилення x

$$x_i = \bar{x}_i + x'_i .$$

Така декомпозиція даватиме набір рівнянь, що описують деяке середнє поле рідини. В результаті ми отримаємо усереднені по Рейнольдсу рівняння Нав'є - Стокса, які також називаються рівняннями Рейнольдса.

Таким чином, для турбулентної рідини є ті самі чотири рівняння і вже десять невідомих: три компоненти швидкості, гідродинамічний тиск та шість напруг Рейнольдса.

(Напруг Рейнольдса представляє собою тензорне поле, яке описує взаємодію між середніми швидкостями в потоці та флуктуаціями швидкостей, пов'язаними з турбулентними пульсаціями. Напруга Рейнольдса є результатом нерівноважної взаємодії між середніми і флуктууючими складовими потоку і відіграє важливу роль у описі турбулентних потоків.)

Дана проблема носить назву проблеми замикання турбулентності.

2.3 Стандартна модель турбулентності К-Епсілон

Щоб замкнути турбулентність, необхідно визначити зв'язок між напругами по Рейнольдса та параметрами середніх значень потоку. Цей зв'язок визначають за допомогою різних моделей турбулентності. У цих моделях приймаються припущення, на основі яких вводиться недостатнє число рівнянь, що дозволяє знайти всі невідомі. Одним із припущень є запровадження турбулентної в'язкості, яке вперше здійснив Бусінеск. Турбулентну динамічну в'язкість, він ввів за аналогією з динамічною в'язкістю.

Розділ II

Модель задачі та методика числового моделювання

2.1 Фізична модель.

У цій роботі досліджується розширення струменя плазми з високим тиском у розріджений нейтральний газ. Для опису цієї задачі використовується гідродинамічна модель.

Початково плазму інжектують через отвір, який має форму щілини вздовж перерізу по z на боковій поверхні циліндра (довжиною 23 см і шириною 1.5см) , а простір у заповнений нейтральним газом при тиску $P_0 = 0.2 * P_{вх}$, де $P_{вх}$ це тиск газу на вхідному отворі.

Нейтральний газ вважається однокомпонентним з високим тиском, що спричиняє швидкий обмін енергією між компонентами. Густина плазми та швидкість вказуються як нормовані значення відносно нейтрального газу. Модельна область може бути представлена у формі циліндра з радіусом $R=15$ см і висотою $Z=15$ см.

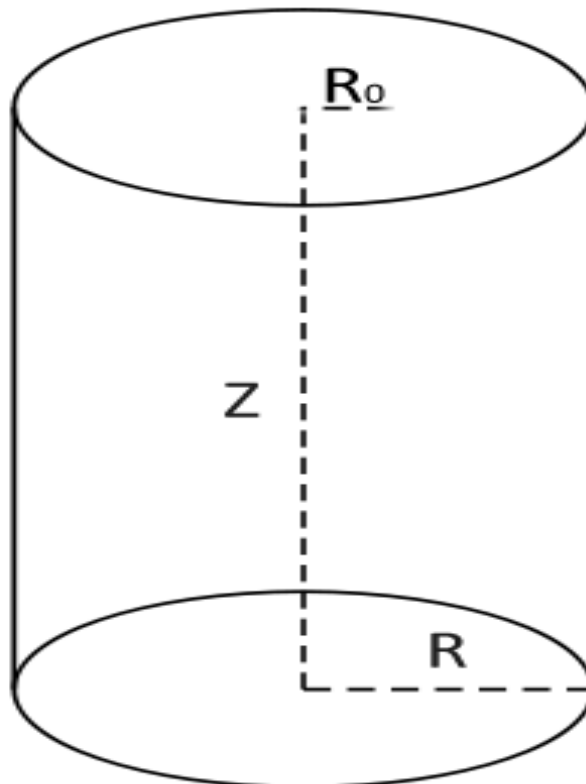


Рис.1 Зображення області моделювання

За даних умов та наближень можна використати гідродинамічну модель для вирішення поставленої задачі.

2.2 Математична модель задачі.

В задачі розглядається однокомпонентна плазма. В роботі використовується гідродинамічна модель для описання розширення плазмового струменю.

Температура іонів вважається рівною температурі нейтральних атомів і становить величину T в початковий момент часу.

Рівняння неперервності записується таким чином

$$\partial\rho/\partial t + \nabla \cdot (\rho\mathbf{v}) = 0$$

де ρ - щільність речовини.

Рівняння руху мають такий вигляд:

$$\partial(\rho v_r)/\partial t + (1/r) \partial(r\rho v_r^2)/\partial r + (1/r) \partial(\rho v_r v_\theta)/\partial \theta + \partial(\rho v_r v_z)/\partial z = -\partial p/\partial r$$

$$\partial(\rho v_\theta)/\partial t + (1/r) \partial(r\rho v_\theta v_r)/\partial r + (1/r) \partial(\rho v_\theta^2)/\partial \theta + \partial(\rho v_\theta v_z)/\partial z = -\partial p/r\partial \theta$$

$$\partial(\rho v_z)/\partial t + (1/r) \partial(r\rho v_z v_r)/\partial r + (1/r) \partial(r\rho v_z v_\theta)/\partial \theta + \partial(\rho v_z^2)/\partial z = -\partial p/\partial z$$

де v_r - радіальна швидкість,

v_θ - азимутальна швидкість,

v_z - аксіальна швидкість,

$P = nkT + kT_e n_e$ - тиск, m_i - маса іона (в цій роботі маса нейтральних атомів прирівнюється до маси іонів),

Рівняння внутрішньої енергії

$$\partial(\rho e)/\partial t + \nabla \cdot (\rho e \mathbf{v}) = -p \nabla \cdot \mathbf{v}$$

e - внутрішня енергія на одиницю маси;

2.3 Методика моделювання.

В даній роботі для розрахунку потоків плазми використовується метод крупних частинок, головна ідея якого полягає в розщепленні за фізичними процесами нестационарної системи рівнянь, записаної у вигляді законів збереження. Область інтегрування покривають фіксованою сіткою, кожній комірці якої відповідає крупна частинка. Кожний часовий крок розбивають на кілька етапів.

а) Етап Ейлера

На цьому етапі нехтуємо усіма ефектами, пов'язаними з переміщенням елементарної комірки (рідина припускається "замороженою"), а враховуємо лише тиск з боку сусідніх комірок. Конвективні доданки, що відповідають перенесенню відкидаються.

Апроксимуємо рівняння за формулою: $\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{i,j,k}^n = \frac{\tilde{f}_{i,j,k}^{n+1} - f_{i,j,k}^n}{\Delta t}$. Тильда

вказує на проміжне значення функції на часовому проміжку $t^n + \Delta t$.

$$\tilde{v}_{z,i,j,k}^{n+1} = \tilde{v}_{z,i,j,k}^n - \frac{\Delta t}{\rho_{1,i,j}^n} \left[\frac{P_{1,i+1/2,j,k}^n - P_{1,i-1/2,j,k}^n}{\Delta r} \right];$$

$$\tilde{v}_{r,i,j,k}^{n+1} = \tilde{v}_{r,i,j,k}^n - \frac{\Delta t}{\rho_{1,i,j,k}^n} \left[\frac{P_{1,i,j+1/2,k}^n - P_{1,i,j-1/2,k}^n}{\Delta z} \right];$$

$$\tilde{v}_{\theta,i,j,k}^{n+1} = \tilde{v}_{\theta,i,j,k}^n - \frac{\Delta t}{\rho_{1,i,j,k}^n} \left[\frac{P_{1,i,j,k+1/2}^n - P_{1,i,j,k-1/2}^n}{\Delta \theta} \right];$$

$$\tilde{E}_{1,2,i,j,k}^{n+1} = \tilde{E}_{1,2,i,j,k}^n - \frac{\Delta t}{\rho_{1,2,i,j,k}^n} \left[\frac{i P_{1,2,i+1/2,j,k}^n v_{1,2,i+1/2,j,k}^n - (i-1) P_{1,2,i-1/2,j,k}^n v_{1,2,i+1/2,j,k}^n}{(i-1/2)\Delta r} \right]$$

Значення величин з дрібними індексами відносяться до границь комірок.

б) Лагранжевий етап.

Враховуються ефекти переносу, знаходяться за час Δt потоки маси ΔM^n через границі ейлерових комірок. Припускаємо, що вся маса переноситься тільки за рахунок нормальної до межі комірок складової швидкості. Різницева форма рівняння нерозривності має вигляд:

$$\rho_{i,j,k}^{n+1} = \rho_{i,j,k}^n + \frac{1}{(i-1/2)\Delta r^2 \Delta z} *$$

*

$$\left[-\Delta M_{z_{i,j+1/2,k}}^n + \Delta M_{z_{i,j-1/2,k}}^n + \Delta M_{r_{i-1/2,j,k}}^n - \Delta M_{r_{i+1/2,j,k}}^n - \Delta M_{\theta_{i,j,k+1/2}}^n + \Delta M_{\theta_{i,j,k-1/2}}^n \right]$$

Потоки маси через границі можна визначити за формулами першого порядку точності:

$$\Delta M_{\theta_{i,j,k+1/2}}^n = \left(i - \frac{1}{2}\right) \rho_{i,j,k}^n \tilde{v}_{\theta_{i,j,k+\frac{1}{2}}}^n \Delta r^2 \Delta z \frac{2\pi}{\Delta \theta}, \text{ якщо } \tilde{v}_{\theta_{i,j,k+\frac{1}{2}}}^n > 0$$

$$\left(i - \frac{1}{2}\right) \rho_{i,j,k}^n \tilde{v}_{\theta_{i,j,k+1/2}}^n \Delta r^2 \Delta z, \text{ якщо } \tilde{v}_{z_{i,j,k+\frac{1}{2}}}^n < 0$$

$$\Delta M_{z_{i,j+1/2,k}}^n = \left(i - \frac{1}{2}\right) \rho_{i,j,k}^n \tilde{v}_{z_{i,j+\frac{1}{2},k}}^n \Delta r^2 \Delta z, \text{ якщо } \tilde{v}_{z_{i,j+\frac{1}{2},k}}^n > 0$$

$$\left(i - \frac{1}{2}\right) \rho_{i,j+1,k}^n \tilde{v}_{z_{i,j+\frac{1}{2},k}}^n \Delta r^2 \Delta z, \text{ якщо } \tilde{v}_{z_{i,j+\frac{1}{2},k}}^n < 0$$

в) Заключний етап.

На цьому етапі відбувається перерозподіл маси, імпульсу, енергії по простору та визначаються остаточні параметри потоку на фіксованій сітці. Пронумеруємо всі сторони комірки (i, j, k) індексом $p = 1 \dots 6$.

Введемо функцію $D_{i,j,k}^n(p)$, що залежить від p наступним чином:

$$D_{i,j,k}^n(p) = \begin{cases} 1, & \text{якщо речовина втікає через сторону } p \text{ комірки } i, j, k \\ 0, & \text{якщо} \\ & \text{речовина витікає через сторону } p \text{ комірки } (i, j, k) \end{cases}$$

Тоді нові значення параметрів потоку $X(u, v, E)$ визначаються так:

$$X_{\alpha_{ij}}^{n+1} = \frac{1}{(i-1/2)\Delta r^2 \Delta z} (D_{i,j}^n(1)X_{i,j-1,k}^n \Delta M_{i,j-1/2,k}^n + X_{i,j}^n \{(i-1/2)*\Delta r^2 \Delta z - [1 - D_{i,j}^n(1)]\Delta M_{i,j-1/2}^n + [1 - D_{i,j}^n(2)]\Delta M_{i-1/2,j}^n + [1 - D_{i,j}^n(4)]\Delta M_{i+1/2,j}^n\})$$

2.4 Результати моделювання.

За допомогою створеної програми були розраховані просторові розподіли параметрів плазми. На рис. 2.1 наведено типовий просторовий розподіл тиску плазми для моменту часу $t = 0.2 \text{ s}$, у перерізі $r-\theta$, $z = 2 \text{ cm}$ (відповідно біля дна циліндра)

Плазма вдувалась із $v_r = 0$, $v_\theta = \cos(\pi/6)$, $v_z = \sin(\pi/6)$.

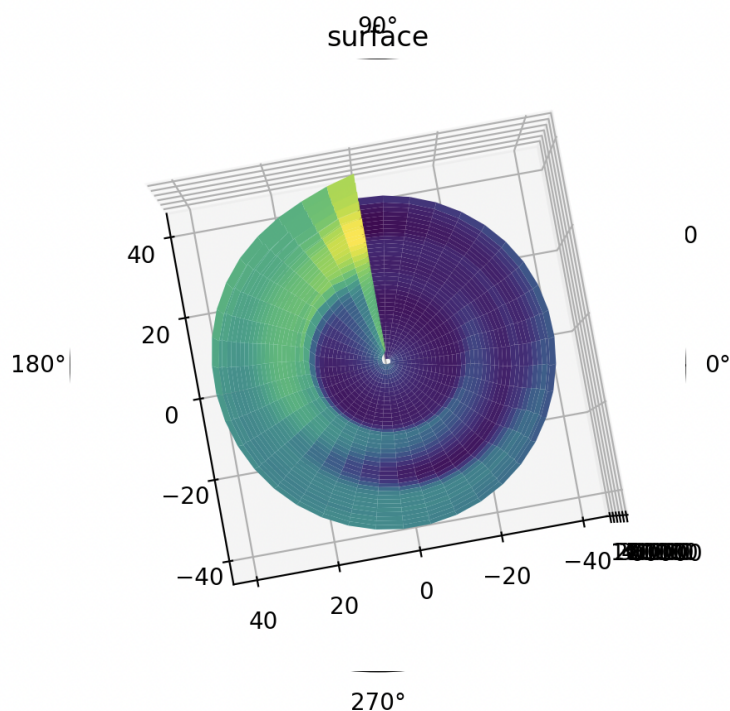


Рис. 2. Просторовий розподіл тиску плазми в перерізі $r-\theta$ при $z = 2 \text{ cm}$, $t = 0.2 \text{ s}$

Ці графіки були побудовані за допомогою програми Python, де дані вереводились у циліндричну систему координат. (Так як моделювання відбувається у просторі, навіть моделювання об'єму 40^3 комірок вже складає 64 тисячі даних на один крок у часі, тому записуються дані у декількох найважливіших перерізах, таких як $r-\theta$, $r-z$, що дозволяє аналізувати наприклад вихідні дані потоку з верхньої основи циліндра)

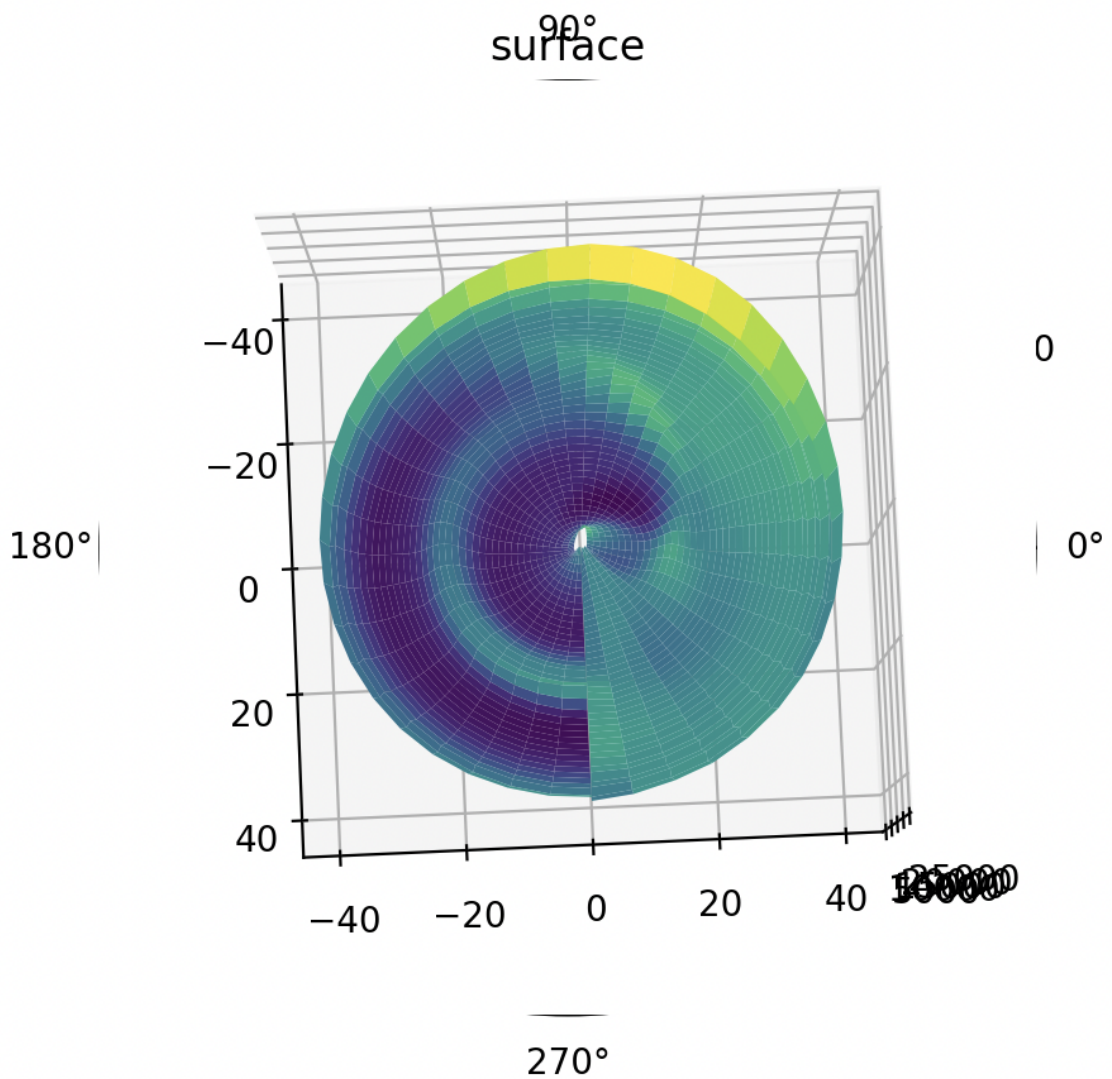


Рис. 3. Просторовий розподіл тиску плазми в перерізі r - θ при $z = 14$ см, $t = 0.8$ с

Так власне виглядає розподіл тиску у цьому перерізі на виході із циліндру, що, загалом, відповідає вигляду потоку, що отримували експериментально. Ми бачимо що біля стінки камери утворюється область підвищеного тиску, а в центральній області камери область пониженого тиску.

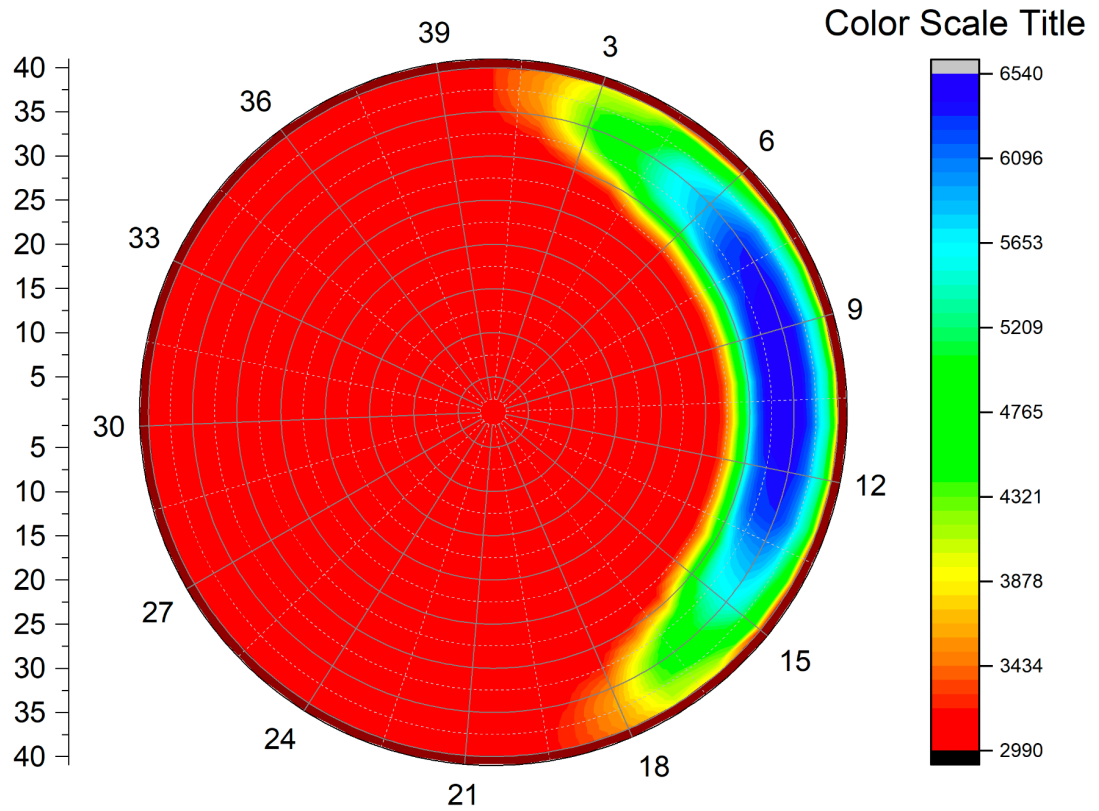


Рис. 4. Просторовий розподіл тиску плазми в перерізі r - θ при $z = 2\text{ см}$, $t = 2.5\text{ ms}$

На рисунку 4 представлено типовий розподіл тиску у тому ж перерізі у моменті $t = 2.5\text{ ms}$, у перерізі r - θ , $z = 2\text{ см}$, але початкова швидкість потоку задається як $v_r = 1$, $v_\theta = 0$, $v_z = 0$.

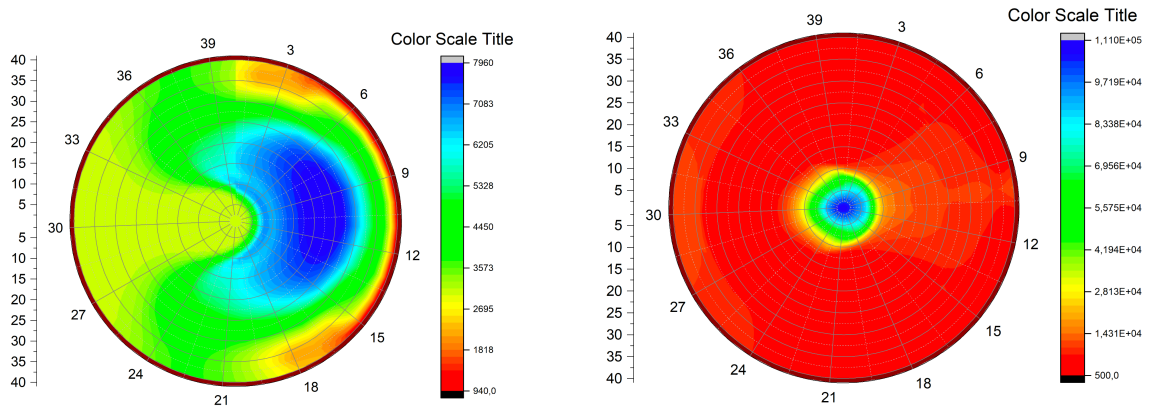


Рис. 5.1 Просторовий розподіл тиску плазми в перерізі r - θ при $z = 2\text{см}$, $t = 5\text{ ms}$,

5.2 Просторовий розподіл тиску плазми в перерізі r - θ при $z = 2\text{см}$, $t = 10\text{ ms}$

І відповідно на рисунках 5.1 та 5.2 можна бачити подальший розвиток потоку у часі, як бачимо, у центрі формується струмінь надвисокого тиску.

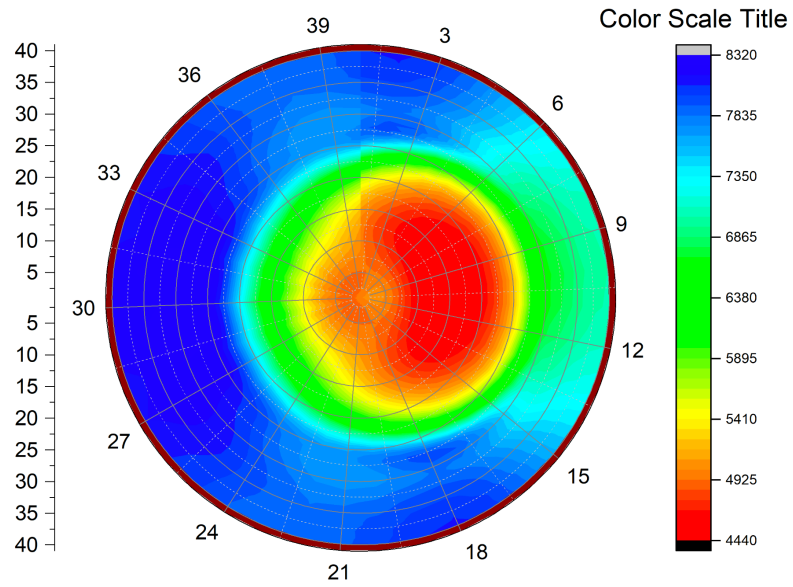


Рис 6.1 Розподіл тиску в перерізі $r-\theta$ при $z = 14\text{см}$, $t = 0.2\text{с}$

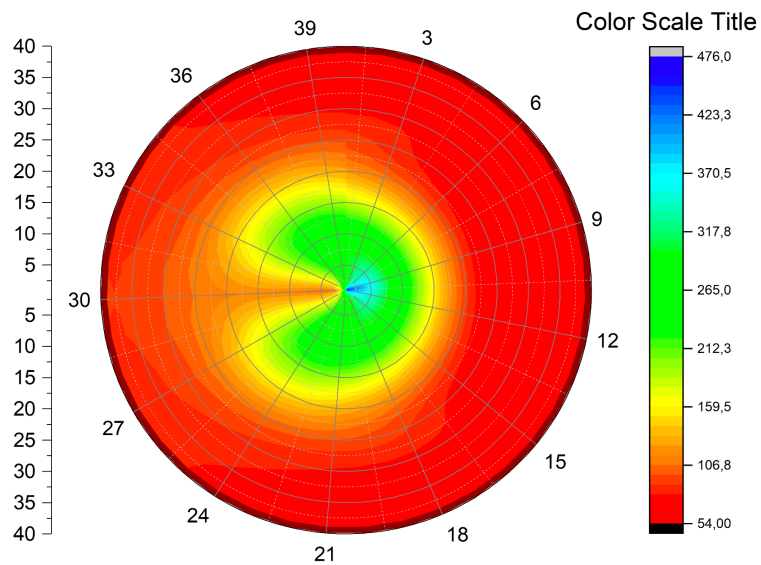


Рис. 6.2. значення аксіальної швидкості в перерізі $r-\theta$ при $z = 14\text{см}$, $t = 0.2\text{с}$

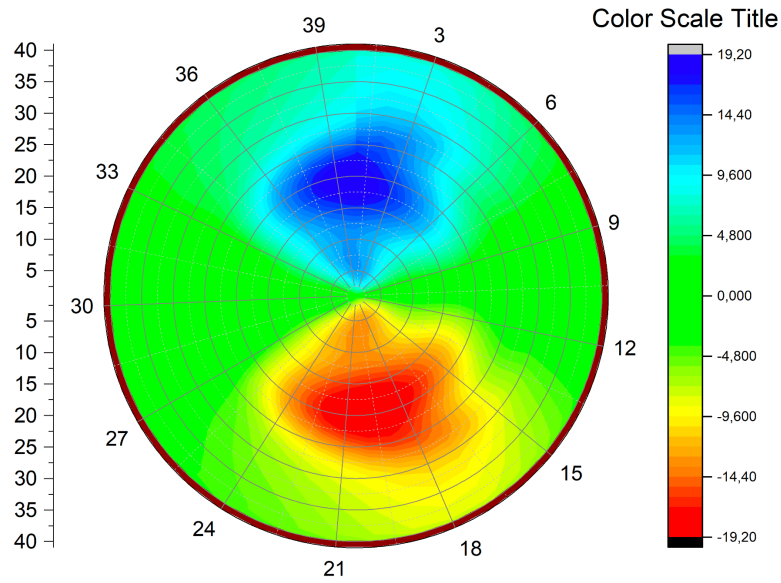


Рис. 6.3. значення азимутальна швидкості в перерізі $r-\theta$ при $z = 14\text{см}$, $t = 0.2\text{с}$

На Рис 6.1-6.3 можна бачити потоки по θ (на 6.3 синя та червона зони), де синя - це додатня азимутальна швидкість, а червона це від'ємна, таким чином речовина рухається зліва на право, що утворює градієнт тиску (рис 6.1, зміна із червоної зони низького тиску до зеленої, а потім до синьої). Це також знаходить відображення на рис 6.2 де через таких рух речовини утворюється струмінь надшвидкої (по Z напрямку) плазми у центрі.

Висновки

В ході роботи була сформульована модель та створена програма для числового моделювання трьох-вимірною плазмового струменя високого тиску. За допомогою цієї програми проведено числові розрахунки потоку плазми, що вдувається в циліндричну камеру через отвір у бічній поверхні. Аналіз одержаних просторових розподілів параметрів плазми показує:

- У вихідному отворі камери утворюється нестационарний та неоднорідний вихровий потік плазми, який характеризується збільшенням тиску плазми біля стінок камери.
- На дні циліндричної камери також утворюється вихровий потік, проте максимум тиску плазми утворюється на осі.
- На вихідному отворі максимальна швидкість плазми в аксіальному напрямку відповідає області високого тиску, яка обертається з часом в площині, перпендикулярній до осі камери.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. J.W.P. Shmelzer. Shapes of Cluster Size Distribution Evolving in Nucleation-Growth Processes / J.W.P. Shmelzer, G. Repke, J. Shmelzer, V.V. Slezov // Journal of Non-Crystalline Solids, -2010, p. 2915-2922.
2. Sasaki A. Ionized-cluster beam deposition / Takagi T, Yamada I, Sasaki A. // Journal of Vacuum Science and Technology. – 1975.
3. Shukla P. K., Mamun A. A. Introduction to dusty plasma physics: chapter 3: Dynamics of dust grains. – Bristol and Philadelphia: IoP, 2001. – 270 p.
4. O.Yu. Kravchenko, I.S. Maruschak, Dynamics of dust particles in a plasma jet / Problems of atomic science and technology. № 1 – 2017.
5. О. М. Белоцерковский, Ю. М. Давыдов Метод крупных частиц в газовой динамике. – М.: Наука, 1982. – 391 с.
6. B. M. Smirnov. Processes involving clusters and small particles in a buffer gas / B. M. Smirnov // UFN, 2011, –V. 181, –Number 7, –p. 713-745.
7. Vladimirov S.V., Samarian A.A. Non-extensive self-organized dusty structures in plasma. - Plasma Physics and Controlled Fusion. – 2007. – V.49, №7.
8. Oleksandr Polonskyi. Plasma based formation and deposition of metal and metal oxide nanoparticles using a gas aggregation source / Oleksandr Polonskyi, Amir Mohammad Ahadi, Tilo Peter // The European Physical Journal D, –V. 72, Article number 93, –2018.
9. Peng Han. Modeling of the supersonic argon plasma jet at low gas pressure environment / Peng Han, Xi Chen // Thin Solid Films. – 2001. – V.390. – P.181-185.
10. K.S Kim. Nanofabrication by thermal plasma jets: From nanoparticles to low-dimensional nanomaterials / K.S. Kim, T.H. Kim // Journal of Applied Physics. – 2019. – V.125. – P.1-27.

11. Fan Qunbo. 3D simulation of the plasma jet in thermal plasma spraying /
Fan Qunbo, Wang Lu, Wang Fuchi // Journal of Materials Processing
Technology. – 2005. – V.166. – P.224–229.