

Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна  
Міністерство освіти і науки України

*Кваліфікаційна наукова  
праця на правах рукопису*

**Волкова Юлія Євгенівна**

УДК: 533.9

**ДИСЕРТАЦІЯ**

**«ДИНАМІКА ПЛАЗМОВОГО ПОТОКУ, ЩО ГЕНЕРУЄТЬСЯ  
МАГНІТОПЛАЗМОВИМ КОМПРЕСОРОМ ІЗ ПОЗДОВЖНІМ  
МАГНІТНИМ ПОЛЕМ»**

Спеціальність 105 – «Прикладна фізика та наноматеріали»

(Галузь знань 10 – Природничі науки)

Подається на здобуття ступеня доктора філософії

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

\_\_\_\_\_ Ю. Є. Волкова

Наукові керівники:

Соляков Дмитро Геннадійович, доктор фізико-математичних наук, провідний  
науковий співробітник

Гаркуша Ігор Євгенійович, доктор фізико-математичних наук, професор,  
академік НАН України

Харків – 2023

## АНОТАЦІЯ

Волкова Ю. Є. Динаміка плазмового потоку, що генерується магнітоплазмовим компресором із поздовжнім магнітним полем. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття ступеня доктора філософії за спеціальністю 105 – Прикладна фізика та наноматеріали (Галузь знань 10 – Природничі науки). – Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна Міністерства освіти і науки України, Харків, 2023.

У дисертаційній роботі представлено результати експериментальних досліджень впливу зовнішнього поздовжнього магнітного поля в розрядному каналі магнітоплазмового компресора (МПК) на фундаментальні процеси в компресійних плазмових потоках. Проведено дослідження характеристик розряду, вивчено вплив зовнішнього магнітного поля на динаміку, структуру та параметри компресійних потоків плазми, на процес утворення зони стиснення.

Детально досліджено вплив зовнішнього поздовжнього магнітного поля в каналі МПК на основні електротехнічні параметри розряду. Проведено аналіз вольт-амперних характеристик (ВАХ) для різних значень зовнішнього поздовжнього магнітного поля під час роботи з аргоном та гелієм за різних початкових тисків. Виявлено, що вольт-амперні характеристики розряду мають нелінійну залежність від величини зовнішнього поздовжнього магнітного поля. ВАХ при вимкненому магнітному полі відрізняються від попередньо отриманих до встановлення соленоїда, що спричинено зміною геометричних параметрів розрядного каналу. ВАХ розряду з достатньою точністю можна описати степеневою функцією  $U_d \sim I_d^\alpha$ , що добре узгоджується з теоретичними уявленнями. За більшого початкового тиску гелію, а отже, за більшої масової витрати, напруга розряду зменшується. Цей результат підтверджується теоретичними уявленнями про те, що напруга розряду

обернено пропорційна інтегральній масовій витраті. Для режимів з однаковою масовою витратою найвище значення напруги (приблизно 3,5 кВ) та миттєвої потужності (1200 МВт) розряду виявлено для режиму роботи з гелієм із початковим тиском 10 Торр із зовнішнім магнітним полем 0,4 Тл. Показано, що зі збільшенням напруженості зовнішнього магнітного поля зростає величина радіальної складової електричного поля поблизу поверхні анода МПК.

Досліджено вплив металевієї циліндричної конструкції із соленоїдом, що встановлено на розрядний канал, на електричні струми, які протікають у потоці поза межами розрядного каналу при вимкненому магнітному полі. Наявність конструкції із соленоїдом на розрядному каналі МПК призвела до зміни геометричних параметрів каналу, що, зі свого боку, спричинило зміну просторового розподілу власного магнітного поля в плазмовому потоці поза каналом та зменшення частки струму в потоці відносно повного розрядного струму. Показано, що замкнені структури вихорів струму, які утворюються в потоці за межами каналу, займають менший об'єм у просторі, ніж у випадку до встановлення конструкції із соленоїдом.

Вивчено вплив зовнішнього магнітного поля в каналі МПК на розподіл власного азимутального магнітного поля в плазмовому потоці поза розрядним каналом. Показано, що застосування зовнішнього магнітного поля приводить до зростання величини власного магнітного поля в приосьовій зоні на всій довжині плазмового потоку. Спостерігалось «витіснення» магнітного поля із приосьової частини потоку, що вказує на формування зони стиснення.

За допомогою подвійних електричних зондів проведено визначення особливостей розподілу локальної електронної температури в потоці самостисненої плазми з досить високою просторовою та часовою роздільною здатністю. Показано, що сигнали подвійного електричного зонда для прямої та зворотної полярності прикладеної напруги є ідентичними, що вказує на дифузійний режим його роботи за умов, типових для розряду МПК. Отримані

в такому режимі роботи значення електронної температури є заниженими через ослаблення іонного струму насичення в призондовому шарі в результаті зіткнень. Проведено вимірювання вольт-амперних характеристик подвійного електричного зонда поблизу зони стиснення плазмового потоку як за наявності зовнішнього магнітного поля, так і без його застосування. Експериментально встановлено, що функція розподілу електронів у плазмовому потоці МПК без застосування зовнішнього магнітного поля є наближеною до максвелівської.

Уперше експериментально виявлено наявність двох популяцій електронів із різними температурами, що є ознакою бімаксвелівської функції розподілу електронів, та зростання електронної температури поблизу осі плазмового потоку під час застосування зовнішнього поздовжнього магнітного поля 0,24 Тл в розрядному каналі МПК. Отримано плазмові потоки із температурою електронів (30–60) еВ, що добре узгоджується з результатами попередніх досліджень.

Проведено детальний аналіз динаміки плазмового потоку, процесів формування області стиснення та її геометричних характеристик. Отримано розподіли швидкості дрейфу, електричного струму, електричного потенціалу та сили Ампера. Показано, що в плазмовому потоці формується замкнена структура вкладених еквіпотенціалей. Під час застосування зовнішнього магнітного поля структура вкладених еквіпотенціалей зсунута на більшу відстань від виходу МПК. Плазмовий потік має складну структуру, а саме сукупності концентричних вихорів і замкнених тороїдальних струмових структур, які спостерігаються протягом усього часу його існування. Встановлено, що зовнішнє магнітне поле приводить до збільшення величини електричного струму в плазмовому потоці, змінює його просторовий розподіл і зменшує кількість струмових вихорів. Уперше показано, що за присутності зовнішнього магнітного поля (0,24 Тл) збільшується розмір зони стиснення, температура в ній зростає в шість разів, а радіальна складова сили Ампера – щонайменше в три рази.

За результатами аналізу просторового розподілу електричного струму в плазмовому потоці було виявлено структуру, подібну до нейтрального струмового шару, що формується протягом другого напівперіоду розрядного струму. У виявленій структурі, оточеній зонами плазмового потоку з протилежно спрямованими магнітними полями, спостерігається зростання густини електричного струму. За результатами аналізу експериментально отриманих розподілів електронної температури та швидкості дрейфу можна зробити висновок, що зі структури із шаром відбувається генерація електронного пучка або плазмового струменя з температурою 30 еВ. Утворення структури зі струмовим шаром без зовнішнього магнітного поля відбувається пізніше, ніж під час його застосування. Формування подібної структури в потужних потоках плазми, генерованих квазістаціонарними плазмодинамічними системами, виявлено вперше. Наявність структури типу нейтральний струмовий шар робить перспективним використання МПК для експериментального моделювання астрофізичних явищ.

Результати проведених досліджень є важливими для вирішення широкого кола прикладних задач. Вивчені особливості процесів, що відбуваються в компресійних потоках плазми під впливом зовнішнього поздовжнього магнітного поля, є вкрай цінними для розуміння фундаментальних властивостей компресійних течій та можуть використовуватися для оптимізації режимів роботи плазмодинамічних пристроїв для їх подальшого застосування. Отримані в дисертаційній роботі результати надають змогу застосовувати зовнішнє магнітне поле в магнітоплазмових компресорах із метою покращення компресійних властивостей потоку, що важливо для подальшого розвитку плазмових джерел вакуумного ультрафіолету для літографії нового покоління.

Результати дослідження відкривають можливість для лабораторного моделювання різноманітних процесів, у тому числі астрофізичних явищ. Більш того, вивчені аспекти впливу зовнішнього магнітного поля на

параметри плазмового потоку необхідно враховувати при дослідженні взаємодії плазми з поверхнями різних матеріалів в умовах, наближених до термоядерного реактора, при розробленні плазмових технологій, покращенні систем обробки поверхонь тощо.

**Ключові слова:** плазмовий розряд, газорозрядна система, замагнічена плазма, діагностика плазми, динаміка плазми, параметри плазми, електронна температура, магнітне поле, електричне поле, швидкість дрейфу, плазмовий прискорювач, магнітоплазмовий компресор, нейтральний струмовий шар.

### ABSTRACT

Volkova Y. Ye. Dynamics of plasma stream generated by magnetoplasma compressor with longitudinal magnetic field. Qualification scholarly paper: a manuscript.

Thesis submitted for obtaining the Doctor of Philosophy degree in Natural Sciences, Speciality 105 – Applied physics and nanomaterials. – V. N. Karazin Kharkiv National University, Ministry of Education and Science of Ukraine, Kharkiv, 2023.

The thesis presents the results of the experimental studies of the influence of an external longitudinal magnetic field in the discharge channel of a magnetoplasma compressor (MPC) on fundamental processes in compressive plasma flows. The effect of the external magnetic field on the discharge characteristics, dynamics, structure, and parameters of compressive plasma flows, as well as on the process of the compression zone formation, was studied.

The influence of the external longitudinal magnetic field in the MPC channel on the main electrical parameters of the discharge was studied in detail. The current-voltage (I-V) characteristics for the modes of operation with argon and helium as working gases at different initial pressures were analyzed as a function of the external longitudinal magnetic field. It was found that the current-voltage characteristics of the discharge have a nonlinear dependence on the magnitude of

the external longitudinal magnetic field. The I-V characteristics for the case when no magnetic field is applied differ from those obtained before the solenoid was installed. Such a difference is attributed to a change in the geometry of the discharge channel. The current-voltage characteristics can be described by a power-law function  $U_d \sim I_d^\alpha$  with sufficient accuracy that shows good agreement with theoretical models. Under a higher initial pressure of helium and, therefore, at a higher mass flow rate, the discharge voltage drops. This result is supported by the theoretical notion that the discharge voltage is inversely proportional to the integral mass flow rate. For the modes of operation with the same mass flow rate, the highest value of the voltage (about 3.5 kV) and instantaneous power (1200 MW) of the discharge is found for the mode of operation with helium at an initial pressure of 10 Torr and an external magnetic field of 0.4 T. It has been found that the magnitude of the radial component of the electric field near the surface of the MPC anode increases with the magnitude of the external magnetic field.

The influence of the cylindrical metal structure with a solenoid installed on the discharge channel on the electric currents flowing outside the channel was investigated when no magnetic field was applied. The presence of the structure with a solenoid on the discharge channel of the MPC led to a change in the geometry of the channel, which, in turn, caused a change in the spatial distribution of the self-magnetic field in the plasma flow outside the channel and a decrease in the ratio of the current in the stream to the magnitude of the total discharge current. It is shown that the closed structures of the current vortices formed in the plasma stream outside the channel occupy a smaller volume than in the case before the installation of the structure with the solenoid.

The influence of the external magnetic field in the MPC channel on the distribution of the azimuthal self-magnetic field in the plasma stream outside the discharge channel was studied. Findings show that the external magnetic field imposed inside the MPC discharge channel leads to an increase in the magnitude of the self-magnetic field in the axial region along the entire length of the plasma flow.

Displacement of the magnetic field from the axial part of the plasma stream that indicates the formation of a compression zone was observed.

Double electric probes were used to determine the features of the local electron temperature distribution in the self-compressed plasma flow with sufficiently high spatial and temporal resolution. The results show that the signals of the double electric probe for the direct and reverse polarity of the biasing voltage are identical, which indicates the diffusion mode of its operation under the conditions typical for the MPC discharge. The electron temperature values obtained in this mode of operation are underestimated due to the attenuation of the ion saturation current in the near-probe layer as a result of collisions. The current-voltage characteristics of the double electric probe were measured near the compression zone of the plasma stream both in the presence of an external magnetic field and without its application. It has been established experimentally that the distribution function of electrons in the plasma flow of the MPC is close to the Maxwellian when no external magnetic field is applied.

For the first time, the presence of two populations of electrons with different temperatures, which indicates a bi-Maxwellian electron distribution function, and an increase in the electron temperature near the axis of the plasma stream have been observed when the external longitudinal magnetic field of 0.24 T was applied in the MPC discharge channel. Plasma flows with an electron temperature of (30-60) eV were obtained. This result is in good agreement with the findings of the previous studies.

A detailed analysis of the dynamics of the plasma stream, the processes of the formation of the compression zone and its geometric characteristics, drift velocity, electric current, electric potential, and Ampere's force was conducted. The results show the formation of a structure of enclosed equipotentials in the plasma flow. During the application of an external magnetic field, the configuration of the enclosed equipotentials is shifted to a greater distance from the MPC output. The plasma stream has a complex structure, including clusters of concentric vortices and



closed toroidal current structures observed throughout its lifetime. The external magnetic field leads to an increase in the magnitude of the electric current in the plasma stream, changes its spatial distribution, and reduces the number of current vortices. The findings demonstrate that in the presence of an external magnetic field (0.24 T), the compression zone grows, its temperature increases sixfold, and the radial component of Ampere's force goes up at least threefold.

The analysis of the electric current distribution in the plasma stream revealed a structure similar to a neutral current sheet that forms during the second half-period of the discharge current. In the observed structure, which is surrounded by the plasma flow zones with oppositely directed magnetic fields, an increase in the electric current density was detected. The results of the analysis of the experimentally obtained electron temperature and drift velocity distributions indicate the generation of an electron beam or plasma jet with a temperature of 30 eV from the current-sheet-like structure. The formation of a structure with a current sheet without an external magnetic field occurs later than with its application. The formation of such a structure in powerful plasma flows generated by quasistationary plasmadynamic systems has been observed for the first time. The presence of a structure similar to a neutral current sheet opens an opportunity to use the MPC for the experimental modeling of astrophysical phenomena.

The outcomes of the conducted research are important for solving a wide range of problems in different applications. The studied features of the processes found in compressive plasma streams under the influence of an external longitudinal magnetic field are invaluable for the understanding of the fundamental properties of such flows and can be used to optimize the operation modes of plasmadynamic devices for their further applications. The obtained results make it possible to apply an external magnetic field in magnetoplasma compressors to improve the compressive properties of the flow, which is crucial for the further development of plasma sources of extreme ultraviolet radiation for new-generation lithography.

The results of the research open the opportunity for laboratory modeling of various processes, including astrophysical phenomena. Moreover, the studied aspects of the influence of the external magnetic field on the parameters of the plasma streams should be taken into account in the investigation of the interaction of plasma with the surfaces of various materials in conditions close to those of a fusion reactor, as well as in the development of plasma technologies, improvement of surface treatment systems, etc.

**Keywords:** plasma discharge, gas discharge system, magnetized plasma, plasma diagnostics, plasma dynamics, plasma parameters, electron temperature, magnetic field, electric field, drift velocity, plasma accelerator, magnetoplasma compressor, neutral current sheet.

## СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

**Наукові праці в наукових фахових виданнях України, що входять до міжнародних наукометричних баз Scopus та Web of Science:**

1. Solyakov D.G., **Volkova Y.E.**, Cherednychenko T.N., Garkusha I.E., Ladygina M.S., Marchenko A.K., Petrov Yu.V., Chebotarev V.V., Makhraj V.A., Staltsov V.V., Yeliseyev D.V., Trubchaninov S.A. Discharge characteristics in the MPC channel in presence of external longitudinal magnetic field // Problems of atomic science and technology. 2019. Vol. 1. P. 208-211.

*Особистий внесок здобувачки: участь у підготовці електричних зондів, проведенні експериментів із вимірювання характеристик розряду, обробка результатів, а також написання частини тексту*

2. Solyakov D.G., **Volkova Yu.Ye.**, Marchenko A.K., Ladygina M.S., Staltsov V.V., Petrov Yu.V., Chebotarev V.V., Merenkova T.M., Makhraj V.A., Yeliseyev D.V. Discharge parameters of magnetoplasma compressor: effect of external axial magnetic field // Problems of atomic science and technology. 2020. Vol. 6. P. 74-77.

*Особистий внесок здобувачки: участь у проведенні вимірювань вольт-амперних характеристик розряду МПК, обробка експериментальних даних, написання тексту DOI: 10.46813/2020-130-074*

3. Solyakov D.G., **Volkova Yu.Ye.**, Garkusha I.E., Marchenko A.K., Ladygina M.S., Staltsov V.V., Petrov Yu.V., Chebotarev V.V., Merenkova T.M., Makhraj V.A., Yeliseyev D.V. Measurement of the local electron temperature in self-compressed plasma stream // Problems of atomic science and technology. 2021. Vol. 4. P. 149-153.

*Особистий внесок здобувачки: участь у виготовленні та підготовці подвійних електричних зондів та їхньої системи живлення, проведенні експериментів, обробці експериментальних даних для визначення електронної температури, обговоренні результатів, написанні тексту DOI: 10.46813/2021-134-149*

4. **Volkova Y.Ye.**, Solyakov D.G., Marchenko A.K., Ladygina M.S., Petrov Y.V., Chebotarev V.V., Merenkova T.M., Makhlai V.A., Yeliseyev D.V., Staltsov V.V. Experimental study of current-sheet-like structure in pinching plasma flows with electric and magnetic probes // Problems of Atomic Science and Technology. 2022. Vol. 6(142). P. 70-74.

*Особистий внесок здобувачки: участь у підготовці комплексу електричних та магнітних зондів для вимірювання електричного поля та магнітного поля, проведенні експериментів, обробці експериментальних даних вимірювань зондовими методами, побудова топограм електричного струму в плазмовому потоці, розрахунок швидкості дрейфу, написання тексту DOI: 10.46813/2022-142-070*

**Наукові праці, в яких опубліковані основні наукові результати дисертації у періодичних наукових виданнях інших держав, які входять до міжнародних наукометричних баз Scopus або Web of Science:**

5. Solyakov D.G., **Volkova Yu.Ye.**, Ladygina M.S., Merenkova T.M., Marchenko A.K., Garkusha I.E., Petrov Yu.V., Chebotarev V.V., Makhraj V.A., Kulik M.V., Staltsov V.V., Yeliseyev D.V. Distributions of magnetic field and current in pinching plasma flows: axial magnetic field effect // European Physical Journal Plus. 2021. Vol. 136. P. 566.

*Особистий внесок здобувачки: участь у підготовці та калібруванні комплексу магнітних зондів, проведенні експериментів із вимірювання власного магнітного поля в плазмовому потоці, обробка експериментальних даних вимірювання просторового розподілу власного магнітного поля, побудова топограм електричного струму в плазмовому потоці, участь в обговоренні отриманих результатів, написання тексту DOI: 10.1140/epjp/s13360-021-01170-z*

6. **Volkova Yu.**, Solyakov D., Marchenko A., Chebotarev V., Garkusha I., Makhlai V., Ladygina M., Merenkova T., Yeliseyev D., Petrov Y., Staltsov V. Structure and

local parameters of self-compressed plasma streams in external magnetic field // Nukleonika. 2023. Vol. 68(1). P .3-9.

*Особистий внесок здобувачки: участь у підготовці комплексу електричних та магнітних зондів, проведенні експериментів, обробці експериментальних даних вимірювань зондовими методами, визначення електронної температури, побудова топограм електричного струму в плазмовому потоці, розрахунок швидкості дрейфу, написання тексту DOI: 10.2478/nuka-2023-0001*

### **Наукові праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації**

1. Solyakov D.G., **Volkova Y.E.**, Cherednychenko T.N., Ladygina M.S., Marchenko A.K., Petrov Yu.V., Chebotarev V.V., Makhraj V.A., Yeliseyev D.V. Discharge characteristics in the mpc channel in presence of external longitudinal magnetic field // International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion, 10 - 13 September, 2018, Kharkiv, Ukraine: Book of Abstracts – National Science Center “Kharkov Institute of Physics and Technology”, Kharkiv, 2018 – p. 80.

*Особистий внесок здобувачки: участь у підготовці електричних зондів, проведенні експериментів із вимірювання характеристик розряду, обробка результатів, написання тексту; доповідач*

2. **Volkova Y.E.**, Solyakov D.G., Merenkova T.N., I.E. Garkusha, Ladygina M.S., Marchenko A.K., Petrov Yu.V., Chebotarev V.V., Makhraj V.A., Staltsov V.V., Yeliseyev D.V. Influence of external magnetic field on MPC plasma streams // International conference on research and applications of plasmas, 15-19 July, 2019, Opole, Poland: Opole University, Opole, 2019 — p. 51.

*Особистий внесок здобувачки: участь у підготовці зондів, проведенні експериментів із вимірювання характеристик розряду, обробка та аналіз експериментальних даних, написання тексту; доповідач*

3. Соляков Д.Г., **Волкова Ю.Є.**, Гаркуша І.Є., Меренкова Т.М., Ладигіна М.С., Марченко А.К., Петров Ю.В., Чеботарьов В.В., Махлай В.О., Стальцов В.В., Єлісеєв Д.В. Вплив соленоїда зовнішнього магнітного поля на просторові розподіли струмів в плазмових потоках, що генеруються МПК // Українська конференція з фізики плазми та керованого термоядерного синтезу – 2019, 11-12 грудня 2019 р., Київ, Україна: Збірник анотацій — Інститут ядерних досліджень НАН України, Інститут теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова НАН України, Київ, 2019 — с. 55.

*Особистий внесок здобувачки: обробка експериментальних даних вимірювання просторового розподілу власного магнітного поля, побудова топограм електричного струму в плазмовому потоці, участь в обговоренні та інтерпретації отриманих результатів, написання тексту; доповідач*

4. Solyakov D.G., **Volkova Y.Ye.**, Marchenko A.K., Garkusha I.E., Makhlai V.A., Chebotarev V.V., Staltsov V.V., Merenkova T.M., Petrov Yu.V., Ladygina M.S. Influence of external magnetic field on compressive plasma flows // 15th Kudowa Summer School "Towards Fusion Energy", 29 June – 3 July 2020, Kudowa Zdrój, Poland: Book of Abstract — Institute of Plasma Physics and Laser Microfusion, Warsaw, 2020 — p. 56.

*Особистий внесок здобувачки: участь у розробці, підготовці та калібруванні комплексу магнітних зондів, проведенні експериментів із вимірювання власного магнітного поля в плазмовому потоці, обробка та аналіз експериментальних даних, побудова топограм електричного струму в плазмовому потоці, участь в обговоренні та інтерпретації отриманих результатів, написання тексту; доповідач*

5. Соляков Д.Г., **Волкова Ю.Є.**, Гаркуша І.Є., Марченко А.К., Ладигіна М.С., Стальцов В.В., Петров Ю.В., Чеботарьов В.В., Меренкова Т.М., Махлай В.О., Єлісеєв Д.В. Вимірювання локальної електронної температури в потоці самостисненої плазми // XV International Conference "Plasma Electronics and New Acceleration Methods", September 7-9 2021, Kharkiv, Ukraine: Program Book

— National Science Center “Kharkov Institute of Physics and Technology”, Kharkiv, 2021 – P. 6.

*Особистий внесок здобувачки: участь у виготовленні та підготовці подвійних електричних зондів та їхньої системи живлення, проведенні експериментів, обробці експериментальних даних для визначення електронної температури, обговоренні результатів, написанні тексту; доповідач*

6. Solyakov D.G., **Volkova Yu.Ye.**, Garkusha I.E., Marchenko A.K., Ladygina M.S., Staltsov V.V., Petrov Yu.V., Chebotarev V.V., Merenkova T.M., Makhlai V.A., Yeliseyev D.V. Measuring Properties Of Self-Compressed Plasma Streams With Probes: Influence Of External Magnetic Field // XVII International Scientific Conference Electronics and Applied Physics, 19-23 October 2021, Kyiv, Ukraine: Program Book — Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv, 2021 — PP#5 (CD issue).

*Особистий внесок здобувачки: участь у підготовці зондів, проведенні експериментів, обробці експериментальних даних для визначення електронної температури, побудова топограм електричного струму в плазмовому потоці, написання тексту; доповідач*

7. **Volkova Y.**, Solyakov D., Marchenko A., Merenkova T., Makhlai V. Structure and parameters of self-compressed plasma streams in external magnetic field // 16th Kudowa Summer School ”Towards Fusion Energy”, 6 – 10 June 2022, Kudowa Zdrój, Poland: Book of Abstract — Institute of Plasma Physics and Laser Microfusion, Warsaw, 2022 — p. 58.

*Особистий внесок здобувачки: участь у підготовці подвійних електричних зондів, проведенні експериментів, обробці експериментальних даних, побудові топограм електричного струму, а також розрахунок швидкості дрейфу й написання тексту; доповідач*

8. Solyakov D., **Volkova Y.**, Marchenko A., Chebotarev V., Garkusha I., Makhlai V., Petrov Y., Merenkova T. Local characteristics of self-compressed plasma streams in external magnetic field. 48th EPS Conference on Plasma Physics (EPS

2022), 27 June – 1 July 2022, Netherlands: Europhysics Conference Abstracts Volume 46A / Curran Associates, Inc.. — Mulhouse, France, 2023 — p. 253.

*Особистий внесок здобувачки: участь у підготовці комплексу електричних зондів для вимірювання електричного поля, проведенні експериментів, обробці експериментальних даних вимірювань зондовими методами, побудова топограм електричного струму в плазмовому потоці, розрахунок швидкості дрейфу, написання тексту; доповідач*



## ЗМІСТ

<b>ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ .....</b>	<b>19</b>
<b>ВСТУП.....</b>	<b>20</b>
<b>РОЗДІЛ 1. КВАЗІСТАЦІОНАРНІ САМОСТИСНЕНІ ПЛАЗМОВІ ПОТОКИ. СТАН ПРОБЛЕМИ ТА ПРІОРИТЕТНІ НАПРЯМИ ДОСЛІДЖЕНЬ .....</b>	<b>30</b>
1.1. Розвиток сильнострумкових плазмодинамічних систем для генерації самостиснених плазмових потоків .....	30
1.2. Експериментальні дослідження магнітоплазмових компресорів та їх застосування .....	38
1.3. МПК із зовнішнім магнітним полем .....	46
1.4. Висновки до розділу 1 .....	49
<b>РОЗДІЛ 2. ОПИС ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЇ УСТАНОВКИ.....</b>	<b>52</b>
2.1. Експериментальний стенд магнітоплазмовий компресор .....	52
2.2. Опис зовнішньої магнітної системи МПК .....	56
<b>РОЗДІЛ 3. ЗАСТОСУВАННЯ ЗОНДОВИХ ДІАГНОСТИК У ДОСЛІДЖЕННІ САМОСТИСНЕНИХ ПЛАЗМОВИХ ПОТОКІВ .....</b>	<b>61</b>
3.1. Вимірювання магнітних полів у плазмовому потоці за допомогою магнітних зондів.....	61
3.2. Застосування електричного зонда для вимірювання радіальної складової електричного поля в плазмовому потоці .....	67
3.3. Методика застосування подвійного електричного зонда .....	70
3.4. Висновки до розділу 3 .....	81
<b>РОЗДІЛ 4. ДИНАМІКА САМОСТИСНЕНИХ ПЛАЗМОВИХ ПОТОКІВ У МПК ІЗ ЗОВНІШНІМ ПОЗДОВЖНІМ МАГНІТНИМ ПОЛЕМ .....</b>	<b>83</b>
4.1. Особливості впливу металевої конструкції із соленоїдом на розподіл електричних струмів у плазмовому потоці .....	83

4.2. Вплив зовнішнього поздовжнього магнітного поля на основні електротехнічні характеристики розряду МПК.....	84
4.3. Вплив зовнішнього магнітного поля на параметри та динаміку плазмових потоків МПК.....	95
4.3.1. Просторові розподіли магнітного поля в плазмовому потоці МПК.....	95
4.3.2. Просторові розподіли електронної температури в плазмовому потоці МПК.....	99
4.3.3. Аналіз просторової структури та динаміки плазмового потоку.....	105
4.4. Висновки до розділу 4 .....	125
<b>ВИСНОВКИ .....</b>	<b>128</b>
<b>СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ .....</b>	<b>130</b>
<b>ДОДАТОК А. СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ .....</b>	<b>144</b>
<b>ПОДЯКИ</b>	

**ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ**

МПК – магнітоплазмовий компресор

ITER – міжнародний термоядерний експериментальний реактор

КСПП – квазістаціонарний плазмовий прискорювач

ВУФ – вакуумний ультрафіолет

ВАХ – вольт-амперна характеристика

$T_e$  – електронна температура плазми, eВ

$N_e$  – електронна густина плазми, см<sup>-3</sup>

$B_\phi$  – власне азимутальне магнітне поле, Тл

$B_z$  – зовнішнє поздовжнє магнітне поле, Тл

$z$  – відстань від катода, см

$r$  – відстань від осі (радіус) плазмового потоку, см

$E_r$  – радіальна складова електричного поля, В/см

$U_d$  – розрядна напруга, кВ

$I_d$  – розрядний струм, кА

$t$  – момент часу розряду, мкс

$P_0$  – початковий тиск робочого газу, Торр

$v_d$  – швидкість дрейфу, см/с

$\phi$  – електричний потенціал, В

## ВСТУП

### **Обґрунтування вибору теми дослідження.**

Квазістаціонарні компресійні плазмові потоки, що генеруються сильнострумовими плазмодинамічними системами, знаходять багато застосувань у різних галузях науки й техніки. Зокрема, їх дослідження є важливим для розвитку надпотужних плазмових джерел іонів та випромінювання в різних діапазонах довжин хвиль. Щільні високоенергетичні плазмові потоки також можуть використовуватися для моделювання різних процесів, які супроводжуються генерацією плазмових струменів, для вивчення ключових особливостей взаємодії плазми з поверхнями матеріалів, розробки сучасних плазмових технологій з осадження й модифікації різних покриттів тощо. Окрім цього, динаміка таких плазмових потоків може супроводжуватися Perez'єднанням магнітних силових ліній та утворенням нейтральних струмових шарів, а також генерацією магнітного поля (МГД-динамо) на конічній ударній хвилі, що утворюється на виході з прискорювача. Наявність зазначених ефектів робить можливим застосування таких плазмодинамічних систем для лабораторного моделювання астрофізичних явищ.

У попередніх дослідженнях сильнострумових плазмодинамічних систем, таких як квазістаціонарний плазмовий прискорювач (КСПП) та магнітоплазмовий компресор (МПК), було встановлено, що можливо реалізувати такі режими їхньої роботи, за яких генеруються потоки плазми в прискорювальному або компресійному режимах з параметрами, наближеними до теоретичної межі для обраних експериментальних умов. У цих дослідженнях було виявлено, що для реалізації режимів роботи плазмодинамічного пристрою, за яких можливо отримати плазму з максимальними параметрами, є вкрай важливою організація течії поблизу електродів прискорювального каналу. У процесі прискорення плазми в каналі

було зафіксовано зменшення кількості носіїв струму в прианодній зоні та, як наслідок, перехід роботи плазмодинамічного пристрою у режим «кризи струму» й подальше погіршення параметрів плазмового потоку. Для зменшення цього ефекту при роботі з великим розрядним струмом було вдосконалено систему електродів та зроблено перехід до режиму іонного перенесення струму в розрядному каналі. Хоча такий підхід дозволив оптимізувати режим роботи пристроїв і підвищити розрядний струм, ефект «кризи струму» не вдалося усунути повністю і подальше збільшення розрядного струму є досі проблематичним. Для покращення розрядних характеристик і параметрів плазмового потоку перспективним є застосування зовнішнього поздовжнього магнітного поля в розрядному каналі. Саме тому дуже важливим є розуміння процесів, що відбуваються в компресійних потоках плазми під впливом зовнішнього магнітного поля, для оптимізації режимів роботи плазмодинамічних пристроїв та їх подальшого застосування. Наприклад, плазмові прискорювачі, оснащені системами додаткового магнітного поля, мають широке практичне застосування у вивченні різноманітних явищ у лабораторній плазмі. Зокрема, плазмодинамічні системи з різними магнітними конфігураціями використовуються для імітації умов у диверторі термоядерного реактора ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor).

Попри те, що впродовж десятиліть було проведено багато експериментальних і теоретичних досліджень та чисельних розрахунків щодо генерації плазмових потоків у профільованих каналах, досі не сформульовано конкретних критеріїв щодо умов в електродній системі. Проблему вибору початкових умов, величини зовнішнього магнітного поля та геометрії прискорювального каналу, за яких є можливим отримання плазмових потоків із максимальними параметрами, недостатньо досліджено й вона заслуговує на особливу увагу. На цей час практично немає експериментальних досліджень впливу зовнішнього поздовжнього магнітного поля на розрядні параметри

системи для генерації квазістаціонарного компресійного плазмового потоку з високою густиною енергії, на його динаміку, структуру та формування зони стиснення в потоці за розрядним каналом.

**Мета й завдання дослідження.** Головною метою дослідження є вивчення впливу зовнішнього поздовжнього магнітного поля в розрядному каналі магнітоплазмового компресора на основні характеристики течії компресійних потоків плазми, на їхню динаміку, структуру та параметри, на процес утворення зони стиснення.

Для досягнення цієї мети було сформульовано й розв'язано такі завдання:

- виготовлення та підготовка комплексу зондової діагностики з потрібною часовою та просторовою роздільною здатністю, визначення особливостей застосування зондових діагностик в умовах самотисненої плазми магнітоплазмового компресора, адаптація методів діагностики для квазістаціонарних компресійних плазмових потоків;
- виявлення впливу зовнішнього магнітного поля на вольт-амперні характеристики розряду МПК із використанням різних робочих газів за різних початкових тисків;
- визначення впливу циліндричної металевої конструкції із соленоїдом зовнішнього магнітного поля, що встановлено на розрядний канал МПК, на розподіл електричних струмів, що протікають у потоці поза межами розрядного каналу;
- дослідження закономірностей впливу зовнішнього поздовжнього магнітного поля в каналі МПК на динаміку та структуру компресійних потоків плазми поза розрядним каналом;
- виявлення впливу зовнішнього магнітного поля в каналі МПК на розміри та розташування зони стиснення, що утворюється в плазмовому потоці за межами електродної системи.

**Об'єкт дослідження** – компресійні плазмові потоки, що генеруються магнітоплазмовим компресором із зовнішнім поздовжнім магнітним полем.

**Предмет дослідження** – динаміка компресійних потоків плазми під впливом зовнішнього поздовжнього магнітного поля в розрядному каналі плазмодинамічного пристрою, часова та просторова залежність основних характеристик плазмових потоків.

**Методи дослідження.** Для експериментального дослідження основних характеристик та динаміки компресійних плазмових потоків використовувався комплекс діагностики, до якого входять: калібровані пояси Роговського, частотно компенсовані дільники напруги, магнітні та електричні зонди. Зондові методи діагностики дозволили проводити вимірювання із високою просторовою і часовою роздільною здатністю в умовах квазістаціонарного компресійного плазмового потоку. Вольт-амперні характеристики розряду вимірювалися за допомогою пояса Роговського та частотно компенсованих дільників напруги. Магнітні поля вимірювалися за допомогою магнітних зондів. Електричне поле вимірювалося із використанням електричних зондів. Електронна температура плазми визначалася з даних вимірювань подвійними електричними зондами. Розподіли електричного струму, швидкості дрейфу та сили Ампера було побудовано із використанням результатів вимірювань зондовими методами. Застосовані методи діагностики надали можливість провести комплексне дослідження характеристик компресійних плазмових потоків та обумовили точність вимірювань і достовірність отриманих результатів.

#### **Наукова новизна отриманих результатів.**

Основними науковими результатами, що виносяться на захист, є такі:

1. Уперше вивчено особливості впливу зовнішнього магнітного поля в каналі сильнострумowego квазістаціонарного магнітоплазмового компресора на його основні розрядні характеристики за різних початкових умов.

2. Уперше досліджено вплив зовнішнього магнітного поля в каналі МПК на розподіл власного азимутального магнітного поля в плазмовому потоці поза каналом. Застосування зовнішнього магнітного поля в розрядному каналі МПК приводить до зростання величини власного магнітного поля в приосьовій зоні плазмового потоку на всій його довжині.

3. Проведено визначення особливостей розподілу локальної електронної температури в компресійному плазмовому потоці на основі вимірювань подвійними електричними зондами. Показано, що в типових умовах розряду МПК подвійний зонд працює в дифузійному режимі. Встановлено, що зовнішнє магнітне поле в розрядному каналі МПК приводить до істотного зростання електронної температури в компресійному плазмовому потоці. Уперше виявлено наявність двох популяцій електронів із різними температурами поблизу осі плазмового потоку.

4. Уперше проведено аналіз впливу зовнішнього поздовжнього магнітного поля в каналі МПК на динаміку та структуру плазмового потоку. Отримано двовимірні розподіли швидкості дрейфу, сили Ампера та електричного струму. Встановлено, що зовнішнє магнітне поле приводить до збільшення об'єму зони стиснення та величини електричного струму в потоці, зміни його просторового розподілу та зменшення кількості струмових вихорів, що вказує на більш ефективну реалізацію режиму компресії та підтверджується виявленим зростанням температури.

5. Уперше було виявлено, що в плазмовому потоці відбувається формування структури, подібної до нейтрального струмового шару. За результатами аналізу експериментально отриманих розподілів температури та швидкості дрейфу було зроблено висновок про можливу генерацію електронного пучка або плазмового струменя з електронною температурою 30 eV зі струмового шару.

**Особистий внесок здобувачки.** Наукові праці, у яких висвітлено основні результати дисертації, опубліковано в співавторстві. Здобувачка



здійснила пошук й опрацювання наукової літератури, обґрунтувала методи дослідження. Авторка зробила значущий внесок у підготовку та проведення всіх експериментальних робіт, які лягли в основу представленої дисертаційної праці, виконала опрацювання даних та аналіз експериментальних результатів. Дисертантка брала активну участь у наукових дискусіях, семінарах та в інтерпретації отриманих результатів, підготовці наукових статей, опублікованих за темою дисертації, успішно доповідала результати досліджень на міжнародних конференціях.

У працях [1-3] здобувачці належить участь у підготовці електричних зондів, проведенні експериментів із вимірювання характеристик розряду, обробка результатів, а також написання частини тексту.

У публікаціях [4-5] здобувачка брала участь у розробленні, підготовці та калібруванні комплексу магнітних зондів, проведенні експериментів із вимірювання власного магнітного поля в плазмовому потоці. Дисертантка провела обробку та аналіз експериментальних даних, брала участь в обговоренні отриманих результатів та написанні тексту.

У роботі [6] здобувачка брала участь у проведенні експериментів із вимірювання вольт-амперних характеристик розряду МПК за різних початкових умов, виконала обробку експериментальних даних, написала текст статті.

У роботі [7] здобувачці належить обробка експериментальних даних вимірювання просторового розподілу власного магнітного поля, побудова топограм електричних струмів у плазмовому потоці, участь в обговоренні та інтерпретації отриманих результатів, написання тексту.

У публікаціях [8-11] дисертантка брала участь у виготовленні та підготовці комплексу подвійних електричних зондів, підготовці системи живлення зондів, проведенні експериментів, обробці експериментальних даних для визначення електронної температури, обговоренні результатів, написанні тексту.

У публікаціях [12-14] здобувачці належить участь у підготовці комплексу електричних зондів для вимірювання електричного поля, проведенні експериментів, обробці експериментальних даних вимірювань зондовими методами, побудова топограм електричного струму в плазмовому потоці, розрахунок швидкості дрейфу, написання тексту.

**Апробація матеріалів дисертації.** Наукові результати, які увійшли до дисертаційної роботи, було представлено на міжнародних конференціях:

— International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion, 10-13 September, 2018, Kharkiv, Ukraine;

— International Conference on research and applications of plasmas, PLASMA-2019, July 15-19, 2019, Opole, Poland;

— Українська конференція з фізики плазми та керованого термоядерного синтезу-2019, 11-12 грудня, 2019, Київ, Україна;

— 15<sup>th</sup> Kudowa Summer School "Towards Fusion Energy", 29 June – 3 July 2020, Virtual edition;

— XV International Conference "Plasma Electronics and New Acceleration Methods", September 6-9, 2021, Kharkiv, Ukraine;

— XVII International Scientific Conference Electronics and Applied Physics Taras Shevchenko National University of Kyiv, October 19-23, 2021, Kyiv, Ukraine;

— 16<sup>th</sup> Kudowa Summer School "Towards Fusion Energy", June 6-10, 2022, Kudowa Zdrój, Poland;

— 48<sup>th</sup> European Physical Society Conference on Plasma Physics, June 27-July 1, 2022.

**Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами, грантами.** Дисертацію виконано в Навчально-науковому інституті «Фізико-технічний факультет» Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна відповідно до тематичних планів фундаментальних науково-дослідних робіт:

— Грант “Pauli Ukraine Project”, WPI Thematic Program “Mathematics-Magnetism-Materials” (2021/2022)”.

— Тема міжнародного співробітництва Міністерства освіти та науки України із Австрією (2023-2024): «Моделювання взаємодії електромагнітних полів з плазмою в установках керованого термоядерного синтезу та відпрацювання експериментальних діагностик цієї взаємодії».

Дисертацію також було виконано відповідно до тематики науково-дослідних робіт, що проводились в Інституті фізики плазми Національного наукового центру «Харківський фізико-технічний інститут»:

— Цільова програма наукових досліджень НАН України «Перспективні дослідження з фізики плазми, керованого термоядерного синтезу та плазмових технологій». Тема «Динаміка потоків, що стискаються, за межами прискорювального каналу, та їх вплив на різні поверхні», № держреєстрації 0117U001772, 2017-2019.

— Цільова програма наукових досліджень НАН України «Перспективні дослідження з фізики плазми, керованого термоядерного синтезу та плазмових технологій». Тема «Формування зони стиснення в плазмовому потоці зі зовнішнім поздовжнім магнітним полем у прискорювальному каналі», № держреєстрації 0120U102922, 2020-2022.

— Дослідження в рамках конкурсу проєктів науково-дослідних робіт (НДР) молодих учених НАН України. Тема «Вплив зовнішнього поздовжнього магнітного поля на розподіли магнітного поля й струмів у компресійних потоках плазми», № держреєстрації 0121U111843, 2021-2022.

— Теми міжнародного співробітництва Міністерства освіти та науки України із Польщею M/122-2020, M/122-2021: «Features of constructional materials modifications by powerful plasma streams».

— Програма EUROfusion Consortium Euratom research and training programme 2014-2020, grant agreement No 633053.

— Програма Euratom Research and Training Programme (Grant Agreement No. 101052200 – EUROfusion).

— Грант від Simons Foundation, програма Presidential Discretionary-Ukraine Support Grants 2023-2024, тема «Analysis of critical issues of plasma-surface interaction in fusion devices».

**Практичне значення отриманих результатів.** Результати досліджень є цінними для вирішення широкого кола прикладних задач. Вивчення особливостей процесів, що відбуваються в самостиснених потоках плазми під впливом зовнішнього поздовжнього магнітного поля, вносить вагомий внесок у розуміння фундаментальних властивостей компресійних течій, що необхідно для оптимізації режимів роботи плазмодинамічних пристроїв для їх подальшого застосування. Отримані в дисертації результати дають можливість застосовувати зовнішнє магнітне поле в магнітоплазмових компресорах із метою покращення характеристик плазмового потоку, зокрема параметрів у зоні компресії, що важливо для подальшого розвитку плазмових джерел вакуумного ультрафіолету для літографії нового покоління. Окрім цього, отримані результати є важливими для лабораторного моделювання різноманітних процесів, зокрема астрофізичних явищ, взаємодії плазми з поверхнями різних матеріалів в умовах, наближених до термоядерного реактора, а також для розвитку плазмових технологій, а саме: покращення систем обробки поверхонь, модифікації властивостей конструкційних та інструментальних матеріалів.

Результати, отримані в дисертації, можуть бути використані в дослідженнях, що проводяться в ННЦ “Харківський фізико-технічний інститут” НАН України, Інституті ядерних досліджень НАН України, Харківському національному університеті імені В.Н. Каразіна. Вони також можуть бути використаними в Інституті фізики плазми та лазерного мікросинтезу (Польща), ITER Organization (Міжнародний Термоядерний Експериментальний Реактор, Франція).

**Публікації.** Результати дисертації опубліковано в 14 працях, у тому числі в 6 статтях у наукових журналах [1, 6-8, 13-14] та у 8 матеріалах міжнародних конференцій [2-5, 9-12].

**Структура та обсяг дисертації.** Дисертація складається зі вступу, 4 розділів, загальних висновків, списку використаних джерел та додатків. Обсяг загального тексту дисертації складає 150 сторінок, з них 110 сторінок основного тексту. Робота містить 2 таблиці та 57 рисунків. Список використаних джерел складається зі 122 найменувань.

## РОЗДІЛ 1

### КВАЗІСТАЦІОНАРНІ САМОСТИСНЕНІ ПЛАЗМОВІ ПОТОКИ. СТАН ПРОБЛЕМИ ТА ПРІОРИТЕТНІ НАПРЯМИ ДОСЛІДЖЕНЬ

#### 1.1. Розвиток сильнострумкових плазмодинамічних систем для генерації самостиснених плазмових потоків

Однією з фундаментальних проблем сучасної плазмодинаміки є створення пристроїв, здатних генерувати надпотужні плазмові потоки. Зважаючи на швидкий розвиток нових технологій, важливість досліджень, пов'язаних з такими пристроями, полягає не лише в необхідності вивчення фізичних процесів у плазмових потоках та їх поведінки в різних конфігураціях електричних і магнітних полів, але й у можливості застосування таких пристроїв для вирішення важливих прикладних задач, оскільки вони можуть служити потужним джерелом частинок, а також випромінювання в практично всьому електромагнітному спектрі. Плазмові розряди, створені за допомогою різних газів або їх сумішей, використовуються для плазмових двигунів космічних апаратів, у вивченні особливостей взаємодії плазми з поверхнями матеріалів, можуть бути корисними для розроблення нових плазмових технологій з осадження та модифікації покриттів, а також мають низку застосувань у галузі термоядерного синтезу. Процеси в термоядерних пристроях, а саме: ELMs (edge localized modes), зриви струму та VDE (vertical displacement events), можна вивчати та аналізувати за допомогою експериментів із використанням плазмодинамічних систем, які здатні відтворювати відповідні умови. Зокрема щільну високотемпературну плазму генерують різні газорозрядні плазмові системи, як-от: z-пінчі, плазмові фокуси, квазістаціонарні плазмові прискорювачі (КСПП) та магнітоплазмові компресори (МПК) [15-22]. Велика кількість специфічних ефектів, зокрема ударні хвилі та формування плазмово-струмових структур, загальних для більш широкого класу пристроїв, супроводжує динаміку плазмових потоків у

цих плазмових системах [21]. Зона, де відбувається стиснення (компресія) потоку плазми в таких системах, також викликає цікавість як об'єкт для вивчення різних фундаментальних фізичних явищ, що відбуваються в щільній плазмі, як-от: плазмові струмові шнури, гарячі локальні мікроутворення, астрофізичні ефекти (плазмові струмені або джети, протуберанці), механізми генерації короткохвильового випромінювання [21] та інші.

Професор О.І. Морозов, у 60-ті роки і пізніше – Л.А. Арцимович, першими розглянули проблему електромагнітного прискорення плазми й започаткували активні дослідження імпульсних та стаціонарних (квазістаціонарних) плазмових прискорювачів [23-29]. Прискорення плазми в даному випадку визначають як прискорення іонів за умови збереження квазінейтральності [22]. О. Морозов також запропонував і розвинув концепцію квазістаціонарних сильнострумових плазмових прискорювачів [26-29]. Термін «квазістаціонарний» стосується прискорювачів, у яких, на відміну від імпульсних систем, як-от: плазмові фокуси, плазмові гармати або пінч-розряди, тривалість генерації потоку плазми значно перевищує час, необхідний для проходження частинок через прискорювальний канал [22]. Він уперше продемонстрував можливість квазістаціонарного прискорення плазми [24, 26, 28], де в межах магнітогідродинамічного підходу розглянув стаціонарну течію ідеально провідної плазми в профільованому (змінного перерізу) каналі у власному азимутальному магнітному полі. Особливу цікавість для створення квазістаціонарних потоків плазми становили коаксіальні прискорювачі з власними магнітними полями на основі магнітоплазмового сопла, яке є аналогом газодинамічного сопла Лаваля. Основною відмінністю такого сопла від газодинамічного є той факт, що в магнітоплазмовому швидкість витікання робочої речовини слабо залежить від температури [24]. У таких пристроях прискорення плазми відбувається за рахунок сили Ампера, яка виникає в результаті взаємодії радіальної складової розрядного струму, що протікає між електродами прискорювача, з власним

азимутальним магнітним полем, яке створюється поздовжньою складовою цього струму [24]

$$F_z = \frac{1}{c} [j_r \times H_\theta], \quad (1.1)$$

де

$c$  — швидкість світла у вакуумі;

$j_r$  — радіальна складова розрядного струму;

$H_\theta$  — азимутальне магнітне поле.

У квазіодновимірному наближенні застосовувався підхід «вузьких трубок потоку» для опису поведінки потоку плазми між близькими траєкторіями в каналі типу магнітоплазмового сопла, утвореному двома коаксіальними електродами [24, 26-33]. Передбачалося, що течія плазми є стаціонарною й аксіально-симетричною, магнітне поле має тільки азимутальну складову, а азимутальна компонента швидкості відсутня. Такий потік можна розбити на вузькі трубки шириною  $f=f(z)$  та середнім радіусом  $r=r(z)$ , стінки яких утворені траєкторіями частинок. У межах трубки потоку всі параметри потоку залежать лише від поздовжньої координати. Розглянемо рівняння Бернуллі (1.2), яке описує збереження повної енергії в такому потоці плазми [24, 28, 33]

$$\frac{v^2}{2} + \int \frac{dp}{\rho} + \frac{H^2}{4\pi\rho} = \text{const} = U \quad (1.2)$$

де перші два доданки — кінетична енергія та ентальпія на одиницю маси відповідно. Останній доданок — це енергія, зосереджена в магнітному полі. Тобто в магнітоплазмовому соплі енергія має три складові: кінетичну, теплову та магнітну. Тому найбільш цікавим є випадок, коли магнітна складова є домінантною. На вході в розрядний канал основна енергія плазмового об'єму зосереджена в магнітному полі. Тоді залежно від перерозподілу цієї енергії можна виділити два крайні режими роботи такої коаксіальної плазмодинамічної системи, а саме: прискорення і компресії. Режим прискорення реалізується тоді, коли ширина трубки потоку необмежено



збільшується. У цьому випадку енергія магнітного поля перетворюється здебільшого в кінетичну енергію плазмового потоку. Якщо ж середній радіус трубки потоку необмежено зменшується, то значна частина магнітної енергії або вже набраної кінетичної переходить в ентальпію і реалізується компресійний режим. Отже, зменшення середнього радіусу трубки потоку є основною умовою для реалізації компресійного режиму [24, 28, 30, 33]. Принциповою відмінністю компресійних потоків є те, що потік сходиться до осі системи й у ньому утворюється зона стиснення (компресії). Зона стиснення — це особлива зона плазмового потоку з максимальними параметрами температури та густини. Плазмодинамічною системою, що генерує щільні потоки плазми із вираженою зоною стиснення, є магнітоплазмовий компресор (МПК). Детальний огляд процесів у МПК та опис перших експериментальних досліджень наведено в працях [22, 30-36].

У таких системах, де в плазмовому потоці присутнє лише власне азимутальне магнітне поле, а поздовжнє і радіальне відсутні, компресійні течії можна поділити на два типи [33]:

— течії, у яких тиск азимутального магнітного поля є достатнім для утримання газокінетичного тиску плазми в зоні стиснення. Цей режим називається пінчевим або електромагнітним;

— течії, у яких тиск азимутального магнітного поля є меншим за газокінетичний тиск плазми. У цьому випадку стиснення плазми пояснюється динамічним напором потоку, що сходиться. Таке стиснення називається інерційним або динамічним.

Таким чином, можна виділити два механізми формування зони стиснення (Рис. 1.1-Рис. 1.2).

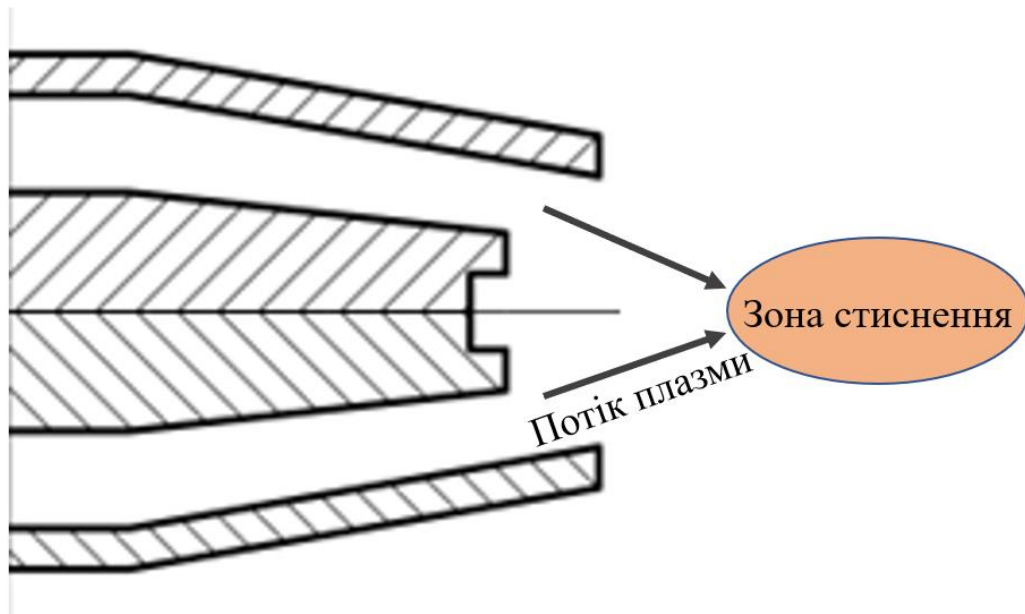


Рис. 1.1. Ілюстрація динамічного механізму формування зони стиснення

Пояснити динамічний механізм можна в такий спосіб: розглянемо два плазмові потоки, що рухаються від розрядного каналу до осі системи. У цьому випадку зона компресії утворюється як результат їх зіткнення та подальшого стиснення в радіальному напрямку, а її параметри визначаються швидкістю генерації плазмового потоку.

У другому випадку, як показано на Рис. 1.2, сила Ампера в плазмовому потоці виникає в результаті взаємодії струмів, що протікають у плазмі, з власним азимутальним магнітним полем плазмового потоку. Тоді зона стиснення формується під дією радіальної компоненти сили Ампера, що спрямована до осі плазмового потоку.

Отже, у квазістаціонарному магнітоплазмовому компресорі основним механізмом формування зони стиснення є пінчевий або електромагнітний механізм. Найближчими аналогами магнітоплазмового компресора є z-пінч та плазмовий фокус. Схожість процесів у цих пристроях полягає в тому, що плазма стискається магнітним полем під дією сили Ампера. Проте, у z-пінчі та плазмовому фокусі, на відміну від МПК, течія плазми є нестационарною, а

потік має інший розподіл густини, магнітного поля і швидкості, що суттєво впливає на його стійкість.

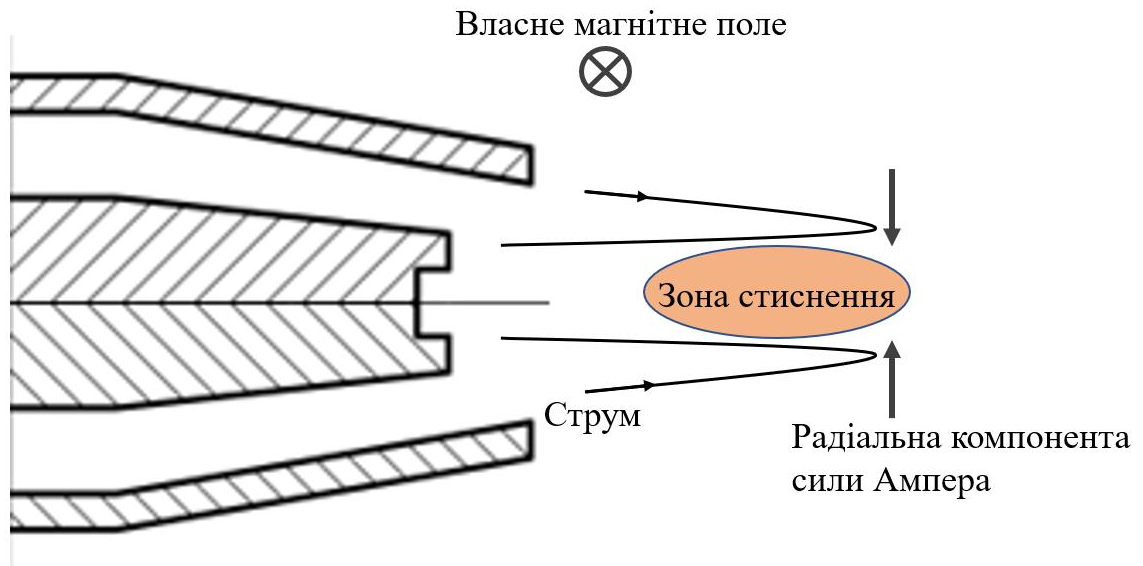


Рис. 1.2. Ілюстрація електромагнітного механізму формування зони стиснення

Для реалізації компресійного режиму необхідно, щоб на виході з прискорювача власне магнітне поле та швидкість прагнули до нуля [22, 24, 28, 30, 33]. Ці умови є теоретичними й не виконуються повною мірою в реальних установках, де реалізуються змішані режими роботи з домінуванням прискорення або компресії. У реальних магнітоплазмових компресорах плазмовий потік, що виходить з області стиснення, розходить в радіальному напрямку й має досить значну поздовжню швидкість. Таким чином, частина внутрішньої енергії потоку переходить у його кінетичну енергію. Також, як зазначалося вище, для отримання компресійної течії необхідно, щоб радіус трубки потоку прагнув до нуля, тому в існуючих МПК для отримання більшого стиснення діаметр центрального електрода плавно зменшується.

Для більш повного розуміння характеристик компресійної течії необхідно оцінити максимальні параметри в зоні стиснення. З огляду на те, що

в реальних системах у зоні стиснення потік плазми має поздовжню швидкість  $v_{\parallel}$ , визначити максимально можливу густину в зоні стиснення [22] можна як

$$n_{max} = n_0 \left[ \frac{\gamma-1}{C_{T0}^2} \left( C_{A0}^2 - \frac{v_{\parallel}^2}{2} \right) \right]^{\frac{1}{\gamma-1}} \quad (1.3)$$

де

$n_0$  – початкова густина;

$\gamma$ ,  $C_{T0}$  та  $C_{A0}$  – індекс політропи, швидкість звуку та альфвенівська швидкість на виході з прискорювача відповідно.

Оскільки під час процесу стиснення відбувається нагрівання плазми, також важливо знати й максимальну температуру в зоні стиснення [22, 24, 33]

$$T_{max} = \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{H_0^2}{4\pi n_0} \frac{M}{k} \quad (1.4)$$

де

$M$  – маса іона;

$k$  – постійна Больцмана;

$H_0$  – магнітне поле на вході розрядного каналу.

Як показують різні оцінки максимальних параметрів (1.3) та (1.4) у зоні компресії [22], максимальна густина може становити  $n_{max}$  – до  $10^{19}$  см<sup>-3</sup>, а температура  $T_{max}$  – більше 200 еВ. При цьому максимальний показник компресії потоку може сягати до  $10^3$ .

У рамках тієї ж моделі для випадку ідеально провідної плазми можна також оцінити максимальне значення магнітного поля поблизу зони стиснення [34]

$$H_{max} = H_0 \left[ \frac{n_{max}}{n_0} (\gamma - 1) \right]^{\frac{1}{2}} \times \left( \frac{1}{\gamma} \right)^{\frac{\gamma}{2(\gamma-1)}} \quad (1.5)$$

де  $H_0$  – магнітне поле на вході до розрядного каналу. Для випадку розрядного струму 400 кА при адіабатичному стисненні плазми з початковою густиною  $n_0 = 3 \times 10^{16}$  см<sup>-3</sup> отримуємо  $H_{max} \approx 50$  кЕ. Хоча отримані розрахунки теоретично

можливих максимальних параметрів плазми в зоні стиснення є наближеними й не враховують багатьох особливостей течії плазми в плазмодинамічних системах, вони дають можливість оцінити принципово досяжні величини [22]. На практиці стиснення відбувається майже в усіх коаксіальних плазмодинамічних системах, проте у випадку режиму прискорення показники компресії є дуже далекими від теоретичних.

На першому етапі досліджувалися плазмодинамічні системи з суцільними коаксіальними (профільованими та непрофільованими) електродами, які працювали в режимі електронного перенесення струму [37-41]. Огляд зазначених досліджень представлений у [22]. Основним недоліком систем із суцільними електродами є так зване явище «кризи струму», яке характеризується швидким зростанням напруги при досяганні струмом розряду певного критичного значення [22, 24, 41], що унеможлиблює протікання струмів більшої величини. Явище кризи струму призводить не лише до обмеження максимально досяжних параметрів, але й до пошкодження електродів системи. Виникнення кризи струму пов'язують з експериментально виявленим ефектом «ковзання» струму вздовж анода, коли електрони рухаються не до електрода, але дрейфують уздовж його поверхні й, як наслідок, формується потужний прианодний стрибок потенціалу [22, 24, 41]. Аналіз процесів у сильнострумівих коаксіальних каналах показав, що в плазмодинамічних системах із суцільними електродами неможливо отримати плазмові потоки з надтепловими швидкостями передусім через вплив приелектродних процесів [22]. Було виявлено [24], що для отримання потужних квазістаціонарних потоків необхідно організувати перенесення струму іонами, тобто розрядний канал необхідно виготовити в такий спосіб, щоб анод емітував іони, а катод належним чином їх приймав, при цьому поверхня катода повинна емітувати електрони для нейтралізації просторового заряду іонів, якими переноситься струм [22, 24].

Для реалізації режиму іонного перенесення струму в МПК зовнішній електрод (анод) мусить бути стрижневим, що забезпечує можливість подачі іонів у прискорювальний канал зі сторони анода завдяки накопиченому нейтральному газу в просторі за ним [22, 24]. Це означає, що в об'ємі анода має міститися плазма та/або нейтральний газ для подачі носіїв струму зі сторони зовнішнього електрода. У цьому випадку катод (внутрішній електрод) поглинає іони, що потрапляють на нього. У разі такого способу організації іонного перенесення струму важливою характеристикою течії плазми, яка також відіграє визначальну роль у виникненні кризи струму, є параметр обміну [22, 24, 41], що показує, яка частина іонів від їхньої загальної кількості у міжелектродному проміжку здійснює перенесення розрядного струму, тобто поглинається поверхнею катода. Для ефективного забезпечення генерації потоку параметр обміну має бути малим, адже в протилежному випадку більша частина іонів буде «гинути» на поверхні катода [22].

## **1.2. Експериментальні дослідження магнітоплазмових компресорів та їх застосування**

Дослідження газорозрядних систем із коаксіальними електродами, а саме: магнітоплазмових компресорів і квазістаціонарних плазмових прискорювачів, проводилися впродовж багатьох років [26-45]. У 2006 році в Лабораторії плазмових прискорювачів Інституту фізики плазми ННЦ «Харківський фізико-технічний інститут» (Харків, Україна) було розроблено та сконструйовано магнітоплазмовий компресор [45-56]. На цьому експериментальному стенді, детальний опис якого наведено в наступному розділі, проведено дослідження за темою дисертації. Розряд у цьому МПК може генеруватися як на різних газах, так і на продуктах ерозії діелектрика, що розділяє електроди.

У працях [53-56] було проведено дослідження основного (електромагнітного) механізму формування зони стиснення. Результати

показали, що процес утворення й стиснення потоку сильно залежить від початкових умов і просторового розподілу електромагнітних сил. Експериментально доведено [55], що плазмовий потік дійсно сповільнюється в зоні стиснення: його швидкість зменшується в декілька разів порівняно зі швидкістю, виміряною на значних відстанях від виходу з розрядного каналу. Максимальна температура плазми в зоні максимального гальмування, оцінена за рівнянням балансу газодинамічного та магнітного тисків, становила (60–120) еВ [55]. Пройшовши зону стиснення, плазмовий потік знову прискорюється, а густина, температура та величина електричного струму – зменшуються. Ці результати підтверджують той факт, що в МПК реалізовано компресійний режим течії [55]. На вході в канал МПК кінетична й теплова енергії є незначними порівняно з енергією магнітного поля, а отже, основна частина енергії, що передається з накопичувача, трансформується в енергію магнітного поля. З рухом потоку вздовж каналу МПК енергія магнітного поля трансформується здебільшого в кінетичну енергію потоку. Потім кінетична енергія плазмового потоку, що поширюється від розрядного каналу МПК у вакуумній камері, спочатку перетворюється на теплову енергію зони стиснення, яка так само потім розподіляється між кінетичною енергією плазмового потоку та енергією вихорів струму [22, 55].

Оскільки магнітне поле «вморожене» в електронну компоненту плазмового потоку, за прискорювачем у вакуумній камері завжди спостерігаються струми виносу – частина розрядного струму, що виноситься з потоком за межі розрядного каналу. Струми виносу, що протікають у плазмовому потоці за розрядним каналом МПК, мають складну просторову структуру. Зокрема спостерігаються віялоподібні конфігурації струму, тороїдальні, відірвані як від електродів, так і від стінок вакуумної камери, вихори струму [22, 53-56]. За результатами численних експериментів [22, 53-56] було встановлено, що відбувається «витіснення» електричних струмів (і, отже, магнітного поля) з приосьової ділянки потоку, де формується зона

стиснення. Проте для випадку ідеальної провідності плазми магнітне поле не мало б «виштовхуватися» із зони стиснення, як це було показано вище. З іншого боку, таке припущення щодо ідеальної провідності в зоні стиснення в умовах реального експерименту не завжди виправдовується. Окрім того, цей ефект «витіснення» магнітного поля також було отримано в чисельному моделюванні для випадку кінцевої провідності плазми [33]. Згодом це спостереження було неодноразово підтверджено й стало своєрідною ознакою утворення зони стиснення в цій ділянці з «витісненим» магнітним полем.

Для вивчення основного (електромагнітного) механізму формування зони стиснення та визначення залежності електронної густини плазми від початкової концентрації газу в працях [22, 53-56] режими роботи плазмодинамічного пристрою обиралися у такий спосіб, щоб швидкість генерації потоку залишалася незмінною, а масова витрата (витрата речовини в одиницю часу) газу була однаковою за різної початкової концентрації. Було встановлено, що для режимів роботи з азотом та аргонем максимальна густина плазми досягається на більшій відстані від поверхні електродів магнітоплазмового компресора [56]. Виявлено, що просторове розташування та лінійний розмір зони стиснення залежать від початкових умов і не залежать від інтегральної масової витрати [56]. Зі зменшенням початкової концентрації робочого газу зростає лінійний розмір зони стиснення та густина в ній [56], а збільшення початкової концентрації робочого газу в десять разів призводить до зменшення густини плазми в зоні стиснення в 3...5 разів [56]. Таким чином, за умови низької початкової концентрації робочого газу зона стиснення розташована далі від електродів плазмодинамічного пристрою. Враховуючи це, можна підібрати такі початкові умови, щоб забезпечити зменшення ерозії електродів. Результати, отримані у [56], підтверджуються теорією, згідно з якою максимальна густина в зоні стиснення визначається початковою густиною робочого газу [56]. Якщо розглянути



випадак адіабатичного стиснення, то показник політропи буде дорівнювати 5/3. Тоді можна отримати [55-56]

$$n_{max} = n_0 \left( \frac{2}{3} \frac{H_0^2 M}{4\pi n_0 k T} \right)^{\frac{3}{2}} = \quad (1.6)$$

$$n_0^{-\frac{1}{2}} \left( \frac{H_0^2 M}{6\pi k T} \right) \sim \frac{1}{n_0^{\frac{1}{2}}}$$

Окрім того, із використанням надшвидкісної фотореєстрації було виявлено, що за зміни початкової концентрації робочого газу просторова структура плазмового потоку істотно змінюється на відстанях (3–10) см від електродної системи [56].

Таким чином, за результатами експериментів вдалося виявити механізм керування як просторовим розташуванням зони стиснення, так і її максимальною густиною, що дає змогу значно зменшити контакт плазми з електродами й тим самим послабити їх ерозію.

Наразі також вивчаються джерела випромінювання на основі плазмових систем [57-59]. Їхньою важливою перевагою є можливість отримання спектра випромінювання в широкому діапазоні довжин хвиль. Необхідні робочі режими можуть бути досягнені зміною робочих газів або використанням їхньої суміші з відповідним вибором початкових умов розряду [21]. Зокрема, для використання в літографії нового покоління із застосуванням вакуумного ультрафіолету (ВУФ) як робочий газ вивчають ксенон через його значне випромінювання поблизу довжини хвилі 135 Å [21]. Вдосконалення та розробка джерел ВУФ на основі лазерної або газорозрядної плазми для літографії є важливими для подальшої мініатюризації мікроелектроніки. У зв'язку із цим, досягнення достатньої яскравості, компактності та потужності для забезпечення високої продуктивності при масовому виробництві обладнання для літографії є вирішальним і актуальним на сучасному етапі технологічного розвитку. Зважаючи на отримані оцінки максимальної

температури та густини, можна зробити висновок, що зона стиснення може бути використана як джерело ВУФ випромінювання при роботі з ксеноном. Для детального дослідження випромінювання з зони компресії при роботі з ксеноном було модифіковано центральний електрод МПК, усередину якого було встановлено імпульсний клапан для подачі ксенону безпосередньо в зону стиснення. Було показано, що зі збільшенням початкового тиску робочого газу максимальна густина та енергія випромінювання знижуються [60-63]. Цей результат збігається з теорією [28]: чим вища початкова густина, тим менші параметри плазми в зоні стиснення.

Упродовж багатьох років у Белградському університеті (Белград, Сербія) проводять дослідження на магнітоплазмовому компресорі компактної геометрії. Електродна система такого МПК складається з суцільного центрального електрода (катода) та стрижневого зовнішнього електрода (анода). Катод конічної форми (радіусом 3 см і 5 см завдовжки) має диверторний отвір для відведення домішок. Циліндричний анод складається з восьми мідних стрижнів (діаметром 0,8 см і 14 см завдовжки), симетрично розташованих по колу, діаметр якого складає 5 см. Така конфігурація та розміри електродів є меншими від тих, що є в МПК, на якому проведено дослідження за темою дисертації (наприклад, повна довжина катода становить 32,8 см, анода – 29,2 см).

Проводилися дослідження з метою досягнення високих параметрів плазми та подовження часу розряду, що необхідно для ефективного використання МПК [64-68]. Оптимізація параметрів плазмових потоків є дуже важливою, тому що такі системи можуть бути особливо цікавими для процесів модифікації поверхні та інших технологічних застосувань [67-68]. Дослідження умов роботи магнітоплазмового компресора в Белграді було виконано за допомогою аналізу протікання розряду та процесу стиснення. Вивчалися параметри плазмових потоків на водні, азоті та аргоні за різних тисків [67]. Швидкість перетворення енергії, вольт-амперні характеристики та

швидкість потоку вивчалися для забезпечення ефективності використання енергії, що передається від джерела живлення до плазми. Швидкість плазмового потоку вимірювали за допомогою високошвидкісної камери. Швидкість потоку виявилася найбільшою для водню через його низьку атомну масу. Було встановлено, що найбільш ефективна передача енергії від джерела до плазми відбувається під час розряду на водні за тиску 1000 Па [67]. Показано, що режим прискорення є домінантним за роботи на водні до тиску 3000 Па, на азоті – до 2000 Па й на аргоні – до 1000 Па. За більш високого тиску реалізовувався виражений режим компресії, відбувалося сповільнення плазмового потоку через його взаємодію з рештою газу у вакуумній камері, у результаті чого утворювався ударно-стиснений плазмовий шар. Зроблено висновок, що за високих тисків робочого газу кінетична енергія плазмового потоку переходить у власну енергію ударно-стиснутої плазми з високою ефективністю, а отже інтенсивність випромінювання плазми в таких умовах є доволі високою. За тиску нижче 100 Па спостерігалася значна ерозія катода, що є наслідком ковзання струму по поверхні катода та наявності стрибка прикатодного потенціалу.

Окрім цього, дослідження на МПК у Белграді були пов'язані з фундаментальними аспектами взаємодії високоенергетичних плазмових потоків з різними матеріалами [68-71], що є значною проблемою для термоядерних пристроїв. Зокрема, однією із цілей було дослідження взаємодії плазми з матеріалами компонентів першої стінки токамаку ITER та його дивертора [69-71], оскільки ефективність термоядерних пристроїв і майбутніх термоядерних електростанцій критично залежить від матеріалів і компонентів, що контактують із плазмою. Стійкість до локальних теплових та корпускулярних навантажень, термомеханічні властивості, а також стійкість до нейтронного пошкодження вибраних матеріалів є визначальними параметрами, які необхідно вивчити та адаптувати [68]. Було досліджено взаємодію плазмових потоків із мішенями, виготовленими зі сталі, вольфраму,

молібдену, компонентів вуглецевого волокна (CFC) і монокристалічних поверхонь кремнію [68-72]. Компресійні плазмові потоки з типовими для цього МПК параметрами (1 МДж/м<sup>2</sup> за 0,1 мс) використовувалися для моделювання перехідних пікових теплових навантажень під час ELM I типу та зривів струму [69].

Розвиток подальшої дослідницької програми з використанням МПК у Белграді спрямований на створення двоступеневого квазістаціонарного сильнострумowego плазмового прискорювача, який є комбінацією чотирьох МПК-блоків компактної геометрії [68]. Такий пристрій планують використовувати для отримання повністю іонізованої плазми на вході до прискорювального каналу.

У працях [73-82] наведено дослідження на іншому магнітоплазмовому компресорі компактної геометрії (довжина розрядного пристрою – 4 см, зовнішній діаметр – 2,6 см, накопичена енергія – до 1,8 кДж). У такій системі формувалася стабільний компресійний потік (завдовжки 1 см і діаметром 4 мм) у широкому діапазоні початкових параметрів. Швидкість плазми в такому потоці становила (20–60) км/с [74]. Для оцінки динамічного тиску в плазмовому потоці використовувався оптичний датчик на інтерферометричній схемі [75]. Максимальний тиск становив ~ 16 атм за таких параметрів потоку: тривалість імпульсу ~100 мкс, максимальна швидкість потоку плазми (5–6)×10<sup>6</sup> см/с, електронна густина (4–7)×10<sup>17</sup> см<sup>-3</sup>, температура плазми (2–3) еВ [75].

У працях [76-82] проведено дослідження взаємодії компресійних потоків плазми, що генеруються МПК компактної геометрії, з різними матеріалами для модифікації їхньої структури та властивостей. Взаємодія самостиснених плазмових потоків із поверхнями матеріалів може супроводжуватися такими процесами: абляція, оплавлення поверхневого шару, змішування рідкої фази під дією температури та градієнту тиску (при неоднорідному складі елементів за глибиною); швидке охолодження і

кристалізація модифікованого шару [81]. Тому можна виділити три основні напрями застосування: безпосередню обробку матеріалів, змішування системи «покриття-підкладка», осадження тонкої плівки та легування поверхневого шару додатковим компонентом, введеним у плазмовий потік [81].

Дослідження показали, що під впливом компресійних потоків плазми помітно змінюються властивості поверхонь металів і сплавів і суттєво покращуються їхні експлуатаційні характеристики. Під дією потоку компресійної плазми на пластини кристалічного кремнію на їхній поверхні утворюються субмікронні регулярні утворення [81]. Показано, що вплив компресійних потоків плазми забезпечує формування поверхневого шару з покращеними властивостями, товщина якого може коливатися від кількох мікрметрів до десятків мікрметрів [81]. Різні способи легування самостисненими потоками плазми дають змогу використовувати їх для прогнозованого утворення різноманітних сплавів і сполук у поверхневому шарі, а висока швидкість охолодження дає можливість утворення метастабільних фаз [76-82].

У Харкові також було проведено дослідження із використанням плазмових пристроїв різного класу та різної тривалості генерації плазми, що допомогло виявити механізми впливу компресійних короткотривалих (МПК) і довготривалих (КСПП) плазмових потоків на приповерхневі шари матеріалів [83-84]. На початковому етапі проводилися вимірювання електронної густини  $N_e(L)$  у вільному потоці плазми на обох експериментальних стендах. У вільному потоці МПК максимальна густина  $N_e \approx 7 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$  досягається на відстані (8-10) см від електродної системи, а отже, у цій ділянці формується зона стиснення [84]. Тому сталеву мішень розмістили на відстані (4-5) см від зони стиснення (14 см від електродів). Показано, що при такому розташуванні мішені зона компресії зсувається ближче до електродів на 2 см, але величина електронної густини незначно зростає у порівнянні з  $N_e$  для вільного потоку

( $N_e \approx 8 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) [84]. Отже, присутність мішені впливає на динаміку електронної густини.

Не менш цікавий результат отримали при опроміненні мішеней плазовими потоками довгої тривалості (КСПП Х-50 – 250 мкс). Було виявлено, що в цьому випадку поблизу поверхні мішені формується екрануючий шар холодної плазми. Формування такого перехідного плазового шару приводить до зменшення густини енергії, що передається поверхні. Тим самим цей шар захищає матеріал поверхні від пошкоджень та ерозії. При взаємодії з матеріалами короткотривалих плазових потоків (20-30 мкс), що генеруються МПК, таких екрануючих ефектів не спостерігалося, а вся енергія плазми передавалася поверхні зразка та спостерігалися більші пошкодження, що призводили до ерозії матеріалу [84].

### 1.3. МПК із зовнішнім магнітним полем

Для вивчення впливу зовнішнього магнітного поля на параметри плазових потоків та відтворення умов, наближених до умов на диверторних пластинах ITER за зривів струму та ELMs, у квазістаціонарних плазових прискорювачах [85-93] застосовують додаткові системи зовнішнього магнітного поля. Водночас без застосування зовнішнього магнітного поля МПК, що використовувався в дослідженнях за темою дисертації, здатний генерувати потоки плазми з густиною енергії в приосьовій зоні до  $0,5 \text{ МДж/м}^2$  та повною енергією до  $5,2 \text{ кДж}$  [51]. Покращення параметрів плазодинамічної системи також є необхідним для застосування зони стиснення як джерела випромінювання в діапазоні екстремального ультрафіолету, що важливо для літографії нового покоління. Для подальшого підвищення енергетичних параметрів необхідно збільшити струм розряду, проте це може призвести до виникнення явища «кризи струму» навіть у системах із іонним перенесенням струму. Як зазначалося, у цьому режимі, який реалізується як у КСПП, так і в МПК, струм розряду переноситься

іонами, що надходять від прозорого зовнішнього електрода до суцільного катода. Хоча проблема з кризою струму й була частково вирішена, подальше підвищення параметрів потоку за рахунок збільшення розрядного струму все ще залишається проблематичним, а ерозія електродів не усунена повністю. Якщо ж просто збільшувати потік іонів за рахунок подачі газу, то це призведе до зростання інтегральної масової витрати, що знизить швидкість генерованого потоку плазми.

Інший можливий підхід до розв'язання проблеми отримання компресійних плазмових потоків з більш високими параметрами полягає у використанні додаткового поздовжнього магнітного поля. Впливу зовнішнього магнітного поля на самотиснені плазмові потоки було присвячено всього декілька експериментальних робіт.

У Лабораторії перетворення енергії Федеральної вищої технічної школи Цюриха (ETH Zurich) (Цюрих, Швейцарія) було побудовано та досліджено МПК компактної геометрії. У проведених експериментах на ксеноні із зовнішнім магнітним полем [94] напруга становила до 5 кВ, а максимальний розрядний струм – до 17 кА. Напруженість магнітного поля поблизу осі симетрії становила приблизно 48 мТл. Було вивчено залежність температури на осі симетрії в зоні стиснення від напруженості зовнішнього магнітного поля. Чисельні розрахунки із використанням експериментальних даних показали, що збільшивши величину поздовжнього магнітного поля можна досягти більш високих температур у зоні стиснення. Застосована модель дає завищене значення температури, оскільки не враховує в'язкості та втрат енергії у вигляді випромінювання. Встановлено, що під час застосування зовнішнього магнітного поля електронна температура плазми збільшується на 50%. Зроблено висновок, що в аналогічних умовах експерименту температуру можна збільшити вдвічі за допомогою зовнішнього магнітного поля, яке в 2,6 рази більше за власне магнітне поле.

У цьому ж дослідженні радіальний профіль густини іонного струму апроксимовано розподілом Гауса. Без зовнішнього магнітного поля густина іонного струму залишається приблизно постійною у частині, де радіальний розподіл найвужчий. На більших відстанях густина струму зменшується і радіальний розподіл стає ширшим. Натомість із зовнішнім магнітним полем в аксіальному та радіальному напрямку розподіл плазмового потоку змінюється, як тільки він потрапляє в магнітну систему. Густина струму всередині магнітної системи є вдвічі більшою, ніж у випадку без магнітного поля. Також було показано, що генерований плазмовий потік із зовнішнім магнітним полем обертається навколо осі симетрії і цей рух спричинений азимутальною складовою сили Ампера.

Ці результати є важливими для подальших досліджень МПК із додатковим магнітним полем, проте треба враховувати відмінності між різними конфігураціями пристроїв. До прикладу, у наведеній роботі використовувався пристрій значно менших розмірів, ніж той, на якому були проведені дослідження за темою дисертації. Іншою суттєвою відмінністю є розрядний струм, який є майже в 20 разів меншим. Окрім того, автори не дослідили детально динаміку та локальні параметри потоку за розрядним каналом.

У роботі [95] досліджено взаємодію зовнішнього магнітного поля з плазмовим потоком, що створюється коаксіальним плазмовим пристроєм типу МПК. Вивчалася динаміка плазмового потоку на аргоні в якості плазмоутворюючого газу, а також його різні параметри під час застосування зовнішнього поздовжнього магнітного поля. Поведінка іонізованих і нейтральних компонентів аргонної плазми досліджувалася на основі профілів розподілу інтенсивності випромінювання. Показано, що зміна напруги на катоді призводила до зміни вхідної енергії в систему, що впливало на процеси іонізації та збудження частинок плазми. Встановлено, що за присутності магнітного поля густина плазми збільшилася в десять разів. Електронна



температура оцінювалася за допомогою коду FLYCHK шляхом порівняння змодельованого розподілу з експериментальними результатами. Максимальне значення електронної температури в плазмовому потоці сягало 2,2 еВ. Варто зазначити, що в цій роботі не було належним чином досліджено розрядні характеристики МПК за різних початкових умов та динаміку потоку.

Зважаючи на різноманітність фізичних процесів, що супроводжують формування та протікання плазмових потоків, особливо в зовнішньому магнітному полі, викликає цікавість до вивчення явищ, притаманних як лабораторній, так і астрономічній плазмі. До таких явищ, зокрема, належить перез'єднання магнітних силових ліній (магнітне перез'єднання) у плазмі — природний фундаментальний процес, що протікає в космічних об'єктах та спричиняє великомасштабне вивільнення енергії, накопиченої в магнітних полях [96-102]. Магнітне перез'єднання лежить в основі багатьох процесів, важливих для космічної фізики, наприклад, сонячних спалахів, корональних викидів маси та геомагнітної активності [96]. Крім того, воно трапляється і в лабораторній плазмі [100-102], у тому числі під час експериментів у галузі керованого термоядерного синтезу. Проблема лабораторного вивчення цих процесів перебуває в центрі уваги вже довгий час, проте досі залишається недостатньо розробленою. Самостиснені плазмові потоки в магнітному полі можна досліджувати на предмет наявності таких явищ.

#### **1.4. Висновки до розділу 1**

Сильнострумові плазмодинамічні системи, що генерують потужні потоки плазми у квазістаціонарному режимі, вивчаються вже протягом тривалого часу. Такі потоки можна застосовувати для вирішення важливих задач у різних галузях науки й техніки: розробка потужних джерел частинок та випромінювання для тестування стійкості матеріалів в умовах, наближених до термоядерних реакторів; модифікація та поліпшення властивостей поверхні матеріалів; розробка пристроїв нового покоління для літографії.

У попередніх дослідженнях сильнострумових плазмодинамічних систем було встановлено, що можливо реалізувати такі режими їхньої роботи, за яких генеруються потоки плазми в прискорювальному або компресійному режимах із параметрами, наближеними до теоретичної межі для обраних експериментальних умов. У цих дослідженнях було виявлено, що для реалізації режимів роботи плазмодинамічного пристрою, за яких можливо отримати плазму з максимальними параметрами, є вкрай важливою організація течії поблизу електродів прискорювального каналу. Було показано, що поблизу виходу МПК формується стійка зона компресії, виконано теоретичні та експериментальні дослідження течії плазми в каналах МПК різних конструкцій.

Для оптимізації режимів роботи плазмодинамічних пристроїв та їх подальшого застосування дуже важливим є розуміння процесів, що відбуваються в компресійних потоках плазми під впливом зовнішнього магнітного поля. Було проведено декілька експериментальних досліджень, присвячених вивченню роботи МПК компактної геометрії із зовнішнім поздовжнім магнітним полем. Результати цих небагатьох експериментів показали, що із застосуванням зовнішнього магнітного поля можна покращити параметри плазмового потоку, що генерується МПК.

Не зважаючи на актуальність та важливість цієї теми, на цей час не було проведено комплексних досліджень процесів у щільних плазмових потоках за наявності зовнішнього магнітного поля в розрядному каналі МПК. Зокрема, на сьогодні відсутні експериментальні дослідження впливу зовнішнього поздовжнього магнітного поля на процес формування плазмового потоку, його динаміку, магнітогідродинамічні характеристики, структуру та утворення зони стиснення в потоці за розрядним каналом. Питання про розподіл електричних струмів, швидкостей, електромагнітних сил у плазмовому потоці, їхній вплив на формування зони компресії і взаємозв'язок з іншими параметрами плазмового потоку за присутності зовнішнього магнітного поля

до цього часу залишаються відкритими і є цікавими як для фундаментальних досліджень, так і для практичних застосувань.

Отже, комплексні експериментальні дослідження компресійних потоків у зовнішньому магнітному полі є необхідними та потребують системного підходу.

Ця дисертація присвячена експериментальним дослідженням динаміки самостиснених плазмових потоків, що генеруються магнітоплазмовим компресором із зовнішнім поздовжнім магнітним полем у розрядному каналі.

## РОЗДІЛ 2

### ОПИС ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЇ УСТАНОВКИ

#### 2.1. Експериментальний стенд магнітоплазмовий компресор

Дослідження впливу зовнішнього магнітного поля на динаміку компресійних потоків плазми проводилися на експериментальному стенді МПК (Рис. 2.1). Магнітоплазмовий компресор належить до типу сильноточових плазмодинамічних систем та здатний генерувати плазмові потоки з вираженим компресійним ефектом при роботі з різними робочими газами.



Рис. 2.1 Експериментальний стенд магнітоплазмовий компресор: вакуумна камера та діагностичне обладнання

Цей експериментальний стенд було розроблено та сконструйовано в лабораторії квазістаціонарних плазмових прискорювачів ІФП ННЦ ХФТІ у 2006 р., а у 2019 році прискорювач було модифіковано додатковою магнітною системою.

Форму розрядного каналу МПК (Рис. 2.2 та Рис. 2.3) обрано відповідно до теорії для профільованих каналів [22, 28, 33]. Як зазначалося вище, згідно із цією теорією для сильнострумових плазмодинамічних систем із профільованим каналом режим стиснення зі стійкою зоною компресії може бути реалізовано за умови виконання таких критеріїв для їхньої геометрії: середній радіус  $r$  і ширина каналу  $f$  мають зменшуватися вздовж осі. Розрядний канал МПК (Рис. 2.2 та Рис. 2.3) складається з двох коаксіальних мідних електродів. Анод є зовнішнім електродом. Він має суцільну циліндричну частину, а його конічна частина сформована з 12 стрижнів, які нахилені під кутом  $7,5^\circ$  до осі системи. Діаметр стрижнів – 10 мм. Катод є внутрішнім електродом, складається із суцільних циліндричної і конічної частин. Розміри електродної системи МПК наведено в Таблиці 1.1. У такій конфігурації електродів середній радіус і ширина розрядного каналу МПК зменшуються вздовж осі системи, що створює передумови для реалізації компресійного режиму течії плазмового потоку. Для запобігання електричного пробоя під час роботи з високими напругами на циліндричну частину катода встановлено поздовжній керамічний ізолятор. Між катодом та анодом розташований кільцевий ізолятор (діаметром 42 мм і товщиною 20 мм).

Для проведення експериментів із комбінацією різних газів було розроблено систему газової інжекції з осьовим впуском робочого газу [22]. Конструкцію системи газової інжекції вбудовано в корпус катода МПК у такий спосіб, що катод є корпусом газового інжектора (Рис. 2.2). В осьовому отворі наконечника катода розміщено трубу газового штока, бустерну газову порожнину, канал впуску газу та сідло [22]. Бустерна порожнина відділяється

від каналу впуску за допомогою замикаючої тарелі [22]. У вихідному положенні робочий газ від системи підведення газу установки натікає в газову порожнину. Після подачі імпульсу струму на електромагнітну керуючу котушку механізм електродинамічного приводу зміщує газовий шток в осьовому напрямку, а ущільнювальний пояс замикаючої тарелі звільняє поверхню сідла в осьовому отворі наконечника катода [22]. У такий спосіб відбувається інжекція газу з газової порожнини в зону стиснення. Після припинення дії імпульсу замикаюча таріль під дією зворотної пружини повертається у вихідне положення [22]. Під час проведення викладених у дисертації досліджень електромагнітний клапан не використовувався.

Таблиця 1.1  
Розміри електродної системи МПК

Частина/розмір	Катод (циліндрична частина)	Катод (конічна частина)	Анод (циліндрична частина)	Анод (конічна частина)
Довжина (мм)	208	120	145	147
Діаметр (мм)	60	30	120	88

У магнітоплазмовому компресорі, як і в будь-якій іншій системі, де є контакт плазма–метал, відбувається ерозія електродів [22]. Як було показано [32], у МПК є тенденція до сепарації іонів за  $M_i/Z_e$ . На іон, що знаходиться в міжелектродному проміжку, діють дві сили – електрична та сила Лоренца, перпендикулярно спрямовані до його швидкості [22]. Для домішкових іонів (наприклад, мідь) електрична сила більша за силу Лоренца й цей ефект є тим

більшим, чим важчі атоми матеріалу катода. Таким чином, іони, що утворюються поблизу поверхні катода, повертаються до неї і, «стікаючи» з кінця катода, потрапляють у потік [22]. Тому для відведення домішок з основного потоку плазми кінцева частина катода має на виході заглиблений отвір, що служить як дивертор, куди домішки виштовхуються внаслідок високого тиску плазми в зоні компресії.

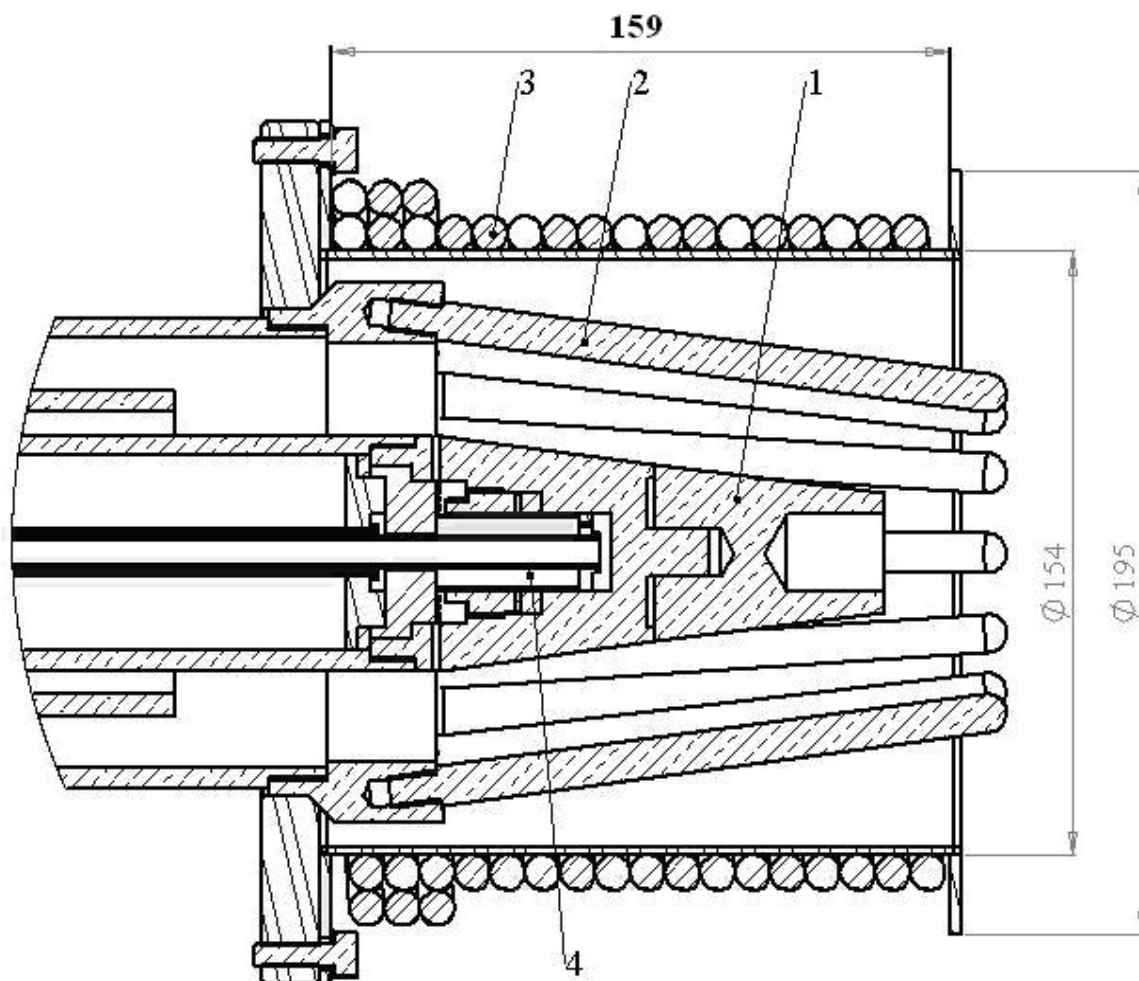


Рис. 2.2. Схема каналу МПК: 1 – катод, 2 – стрижні анода, 3 – витки соленоїда, 4 – клапан для імпульсного напуску робочого газу

МПК встановлено у вакуумну камеру діаметром 45 см. Довжина камери становить 2 метри. Для відкачування камери до граничного тиску  $10^{-5}$  Торр використовується турбомолекулярний насос ТМН-500 зі швидкістю відкачки

500 л/сек та форвакуумний насос НВПР-16. Перед кожним імпульсом вакуумна камера стенду заповнюється робочим залишковим газом до певного тиску.

Енергоживлення розряду в МПК забезпечується конденсаторною батареєю ємністю 90 мкФ. Напруга конденсаторної батареї становить від 5 до 25 кВ. Більшу частину експериментів проводили з напругою 20 кВ. Для комутації використовується вакуумний розрядник. Тривалість першого напівперіоду осцилограми розрядного струму становить 10 мкс, максимальне значення струму сягає 400 кА при заряді конденсаторного накопичувача до 20 кВ.

До системи діагностики експериментального стенду МПК входить: пояс Роговського для вимірювання розрядного струму, частотно компенсовані дільники напруги для вимірювання напруги розряду, магнітні та електричні зонди різної конструкції, локальні рухомі калориметри, комплекси спектроскопічної діагностики та швидкісної фотореєстрації, осцилографи. Частотно компенсовані дільники напруги, пояс Роговського та магнітні зонди калібрували в такий спосіб, аби сигнали тривалістю 0,5 мкс подавалися без викривлень.

## **2.2. Опис зовнішньої магнітної системи МПК**

Для експериментального дослідження впливу зовнішнього поздовжнього магнітного поля на компресійні потоки плазми було виготовлено соленоїд та встановлено на розрядний канал МПК (Рис. 2.2 та Рис. 2.3). Обмотка соленоїда містить два шари тісно прилеглих один до одного витків дроту: 17 витків першого шару та 3 витки другого шару. Довжина соленоїда становить 17 см, а його внутрішній діаметр складає 15 см. Витки соленоїда намотані на циліндричну основу, виготовлену з нержавіючої сталі.

Живлення соленоїда забезпечується конденсаторною батареєю, повна ємність якої складає 700 мкФ. Залежність величини магнітного поля від



напруги на конденсаторній батареї показано на Рис. 2.4. Тривалість сигналу магнітного поля становить 250 мкс. Величина зовнішнього магнітного поля сягає від 0 до 0,4 Тл всередині розрядного каналу МПК. У проведених експериментах магнітне поле змінювали в наведеному діапазоні. У експериментах розряд відбувався в максимумі магнітного поля й впродовж плазмового розряду магнітне поле не змінювалося.

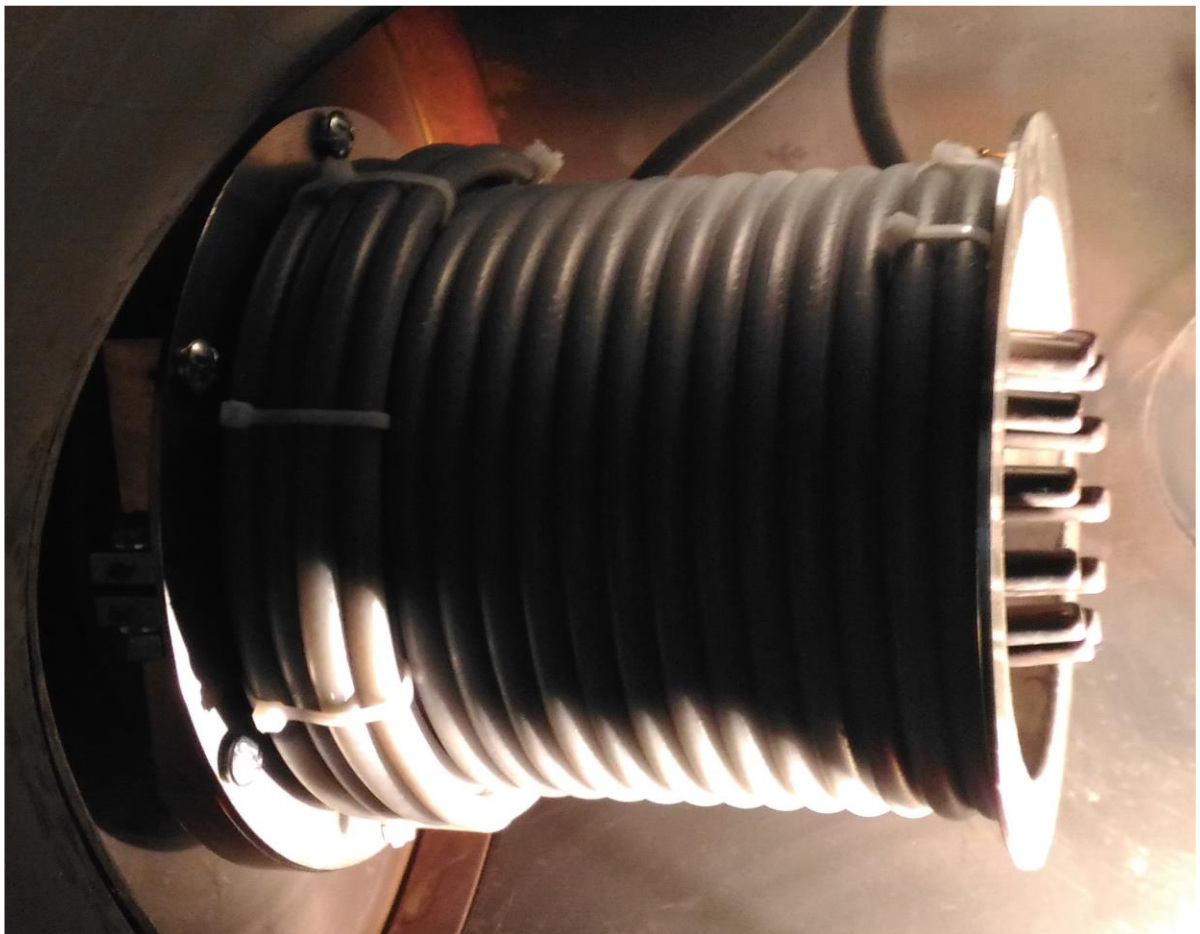


Рис. 2.3. Розрядний канал МПК зі встановленим соленоїдом

На Рис. 2.5 показано розподіл магнітного поля соленоїда на осі системи всередині розрядного каналу МПК та поза ним, виміряний із застосуванням магнітного зонда (похибка зондових вимірювань – до 15%). Напруга на конденсаторній батареї живлення становила 1 кВ. Величина магнітного поля є максимальною всередині розрядного каналу на відстані приблизно 6 см від

входу. За зрізом каналу МПК зовнішнє магнітне поле поступово зменшується з відстанню, на виході з каналу стає вдвічі меншим за максимальне значення і сягає нульового значення на відстані 16 см від виходу з розрядного каналу.

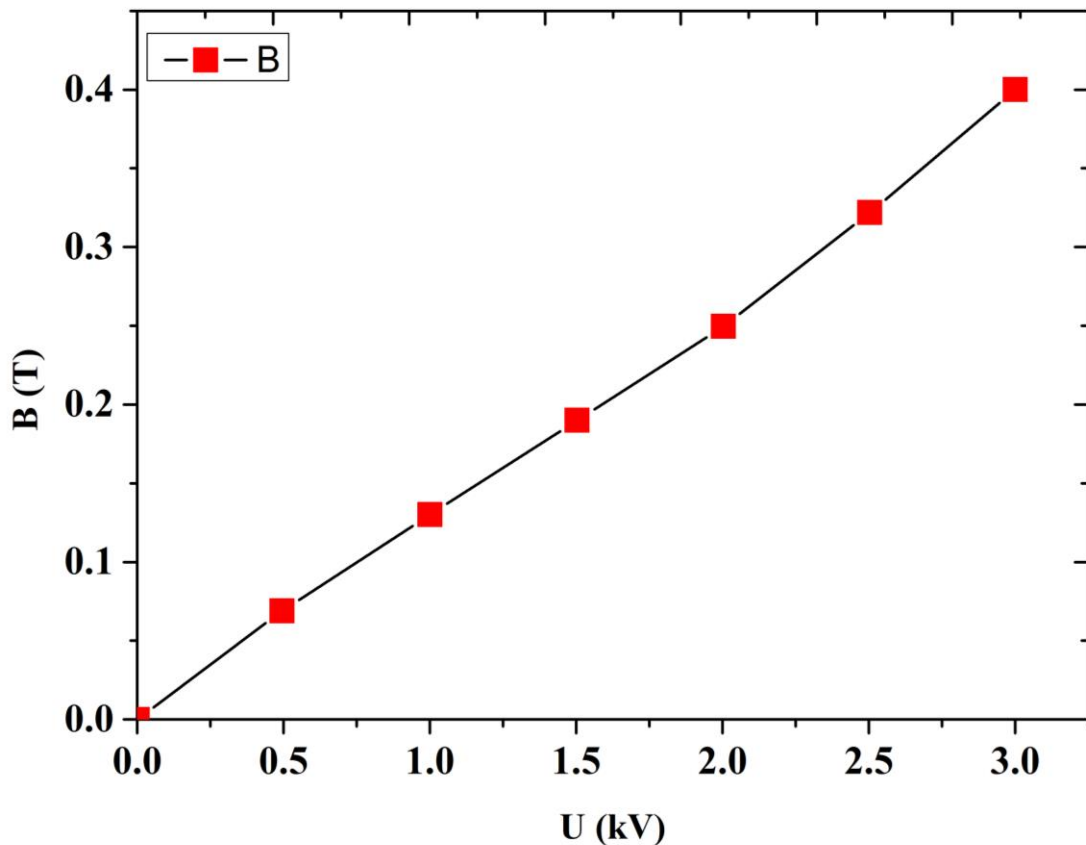


Рис. 2.4. Залежність величини магнітного поля соленоїда від напруги на конденсаторній батареї живлення

На Рис. 2.6 показано схематичний вигляд системи електродів МПК всередині соленоїда симетрично до осі системи, де кривими зображено силові лінії магнітного поля в розрядному каналі та за його межами. Напруженість магнітного поля має найбільше значення поблизу анода МПК. Для розрахунку та побудови розподілу силових ліній, зображених на Рис. 2.6, було використано рівняння

(2.1)

$$rA_\varphi = \text{const},$$

де

$r$  – радіус витка соленоїда;

$A_\varphi$  – азимутальна компонента векторного потенціалу.

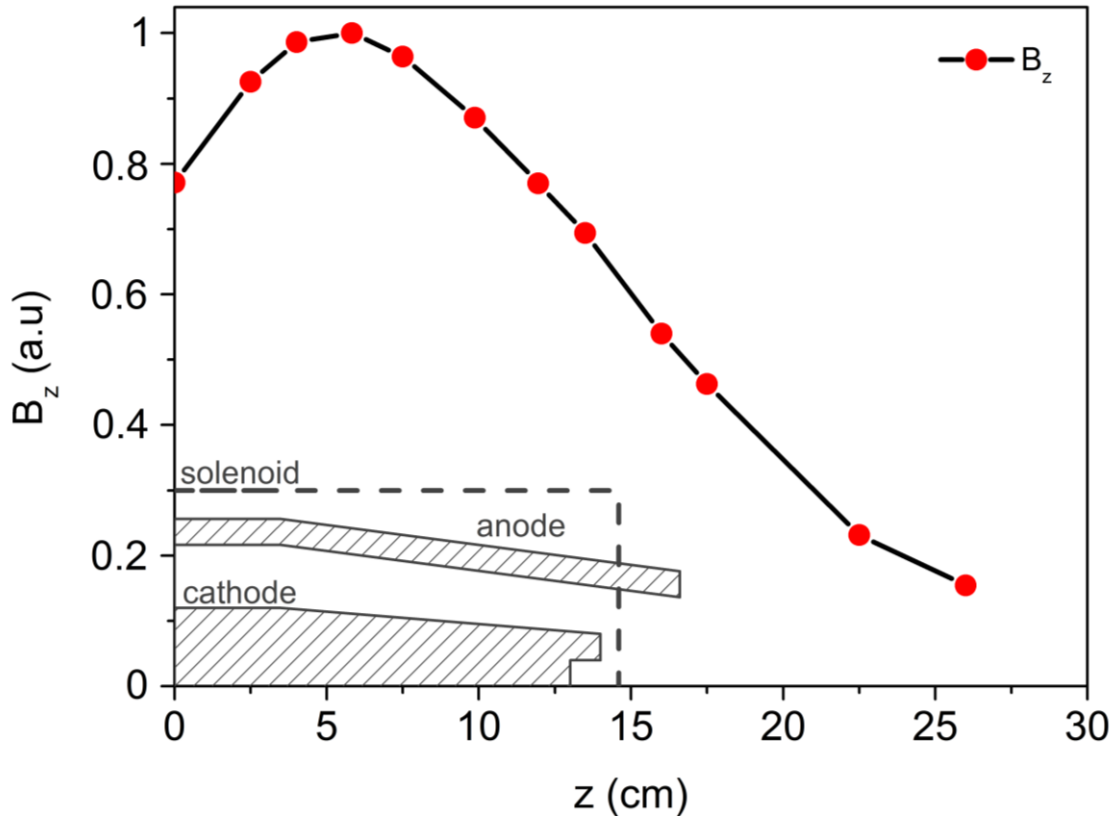


Рис. 2.5. Розподіл зовнішнього поздовжнього магнітного поля вздовж осі системи та схема розрядного каналу МПК. Система є аксіально-симетричною

Магнітне поле витка зі струмом описується азимутальною компонентою векторного потенціалу, яку можна записати у вигляді [103-104]

$$A_\varphi = \frac{I}{k(r, z)} \sqrt{\frac{a}{r}} \left[ \left( 1 - \frac{k(r, z)^2}{2} \right) K(r, z) - E(r, z) \right], \quad (2.2)$$

де

$$K(r, z) = \int_0^1 \frac{dt}{\sqrt{(1-t^2)(1-\varphi(r, z)^2 t^2)}} \quad (2.3)$$

та

$$E(r, z) = \int_0^1 \sqrt{\frac{1-\varphi(r, z)^2 t^2}{1-t^2}} dt \quad (2.4)$$

– повні еліптичні інтеграли першого та другого роду;

$z_k$  – повздовжня координата витка зі струмом;

$a$  – радіус витка зі струмом;

$$\varphi(r, z) = \sin^{-1} k(r, z), \quad (2.5)$$

$$k(r, z) = \sqrt{\frac{4ra}{(a+r)^2 + (z-z_k)^2}}. \quad (2.6)$$

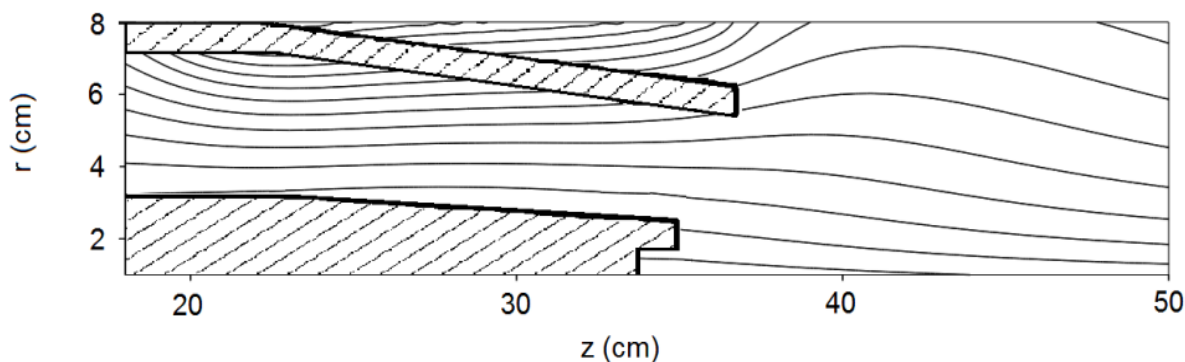


Рис. 2.6. Силові лінії магнітного поля соленоїда в розрядному каналі та поза ним і схема розрядного каналу МПК. Система є аксіально-симетричною

### РОЗДІЛ 3

## ЗАСТОСУВАННЯ ЗОНДОВИХ ДІАГНОСТИК У ДОСЛІДЖЕННІ САМОСТІСНЕНИХ ПЛАЗМОВИХ ПОТОКІВ

### 3.1. Вимірювання магнітних полів у плазмовому потоці за допомогою магнітних зондів

Магнітні зонди є доступним і надійним інструментом для вимірювання магнітних полів та непрямого визначення струму в плазмі [105-108]. Магнітний зонд вимірює зміну магнітного поля, яка відбувається через рух заряджених частинок у плазмі. Електричний сигнал із зонда є пропорційним до похідної магнітного поля за часом у точці розміщення. Робоча частина застосованих зондів (Рис. 3.1) – це невелика індуктивна циліндрична котушка, розміщена в керамічному захисному корпусі (діаметр котушки 4 мм, довжина 5 мм). Котушки магнітних зондів намотувалися дротом ПЕВ-2, діаметр якого становив 0,06 мм. Число витків у котушці становить від 400 до 500.

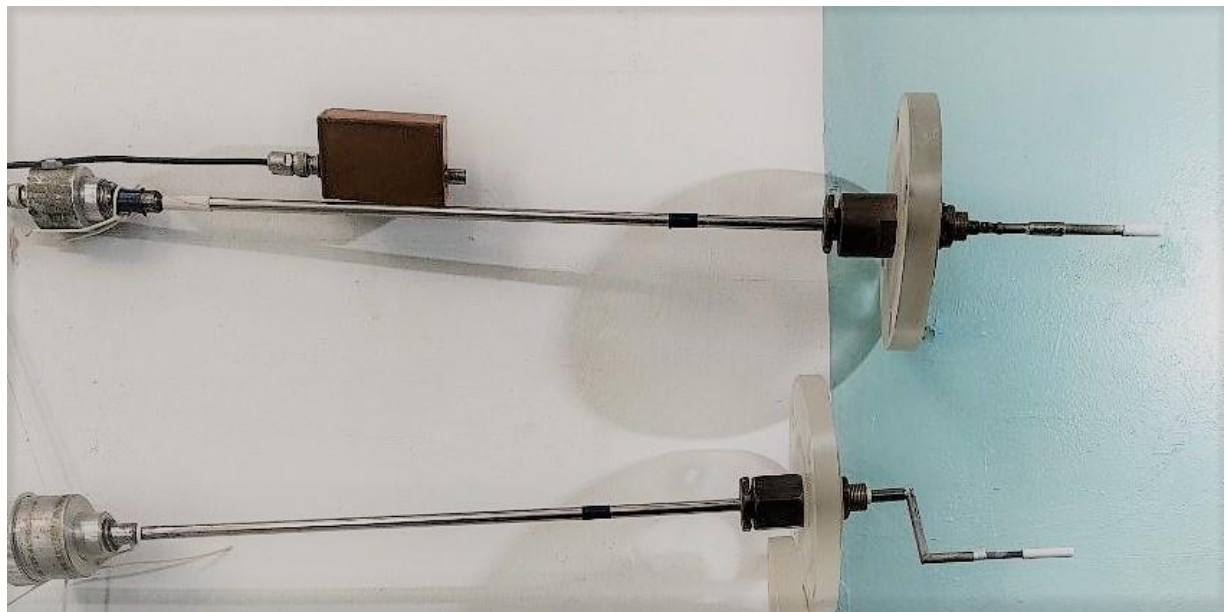


Рис. 3.1. Магнітні зонди для вимірювання магнітного поля

Неробоча частина зондів складається із циліндричної металевої прямої або вигнутої трубки для розміщення в різних положеннях усередині вакуумної камери. Зонди закріплені на фланець з оргскла та вводяться у вакуумну камеру через спеціальні вакуумні ущільнення з тефлону, що фіксуються в діагностичних отворах камери. Це дає змогу всувати й висувати зонд, а також переміщувати його вздовж системи або повертати навколо осі, що забезпечує доступ до більшості точок досліджуваної області плазмового потоку. Оскільки сигнал, що індукується в котушці, є пропорційним до похідної магнітного поля за часом, а для дослідження основних фундаментальних властивостей компресійних потоків важливо знати зміну в часі самого магнітного поля, у вимірювальному колі передбачалося інтегрування сигналу перед його подачею на вихідний прилад (осцилограф). Сигнали із зонда подавалися на інтегрувальне RC-коло, період інтегрування якого становив (80–100) мкс, що істотно перевищує тривалість розряду. RC-коло розміщували в екранований футляр для зменшення високочастотної наводки на вимірювальну схему.

Картина просторового розподілу магнітного поля, що розглядається навіть сама по собі, дозволяє вирішити низку питань, пов'язаних з утриманням, стабільністю та швидкістю руху плазми в системі [107]. Однак для повної реалізації можливостей методу зондова апаратура має бути відкалібрована, щоб були відомі абсолютні значення напруженості магнітного поля. Для калібрування магнітних зондів використовувалася котушка Гельмгольца з діаметром витків 100 мм. Максимальна величина магнітного поля в центрі котушки Гельмгольца складає 1 кЕ. Величина «паразитного» сигналу, що пов'язана з реєстрацією іншої складової магнітного поля після повороту зонда на 90 градусів, не перевищувала 10% від сигналу основної складової.

Типові сигнали з магнітного зонда та осцилограми розрядного струму наведено на Рис. 3.2 (без зовнішнього магнітного поля) та Рис. 3.3 (із зовнішнім магнітним полем 0,24 Тл); залишковий робочий газ – гелій з

початковим тиском  $P_0 = 2$  Торр; максимальний розрядний струм  $I_d = 400$  кА; величина зовнішнього поздовжнього магнітного поля  $B_z$  всередині каналу МПК – 0 і 0,24 Тл.

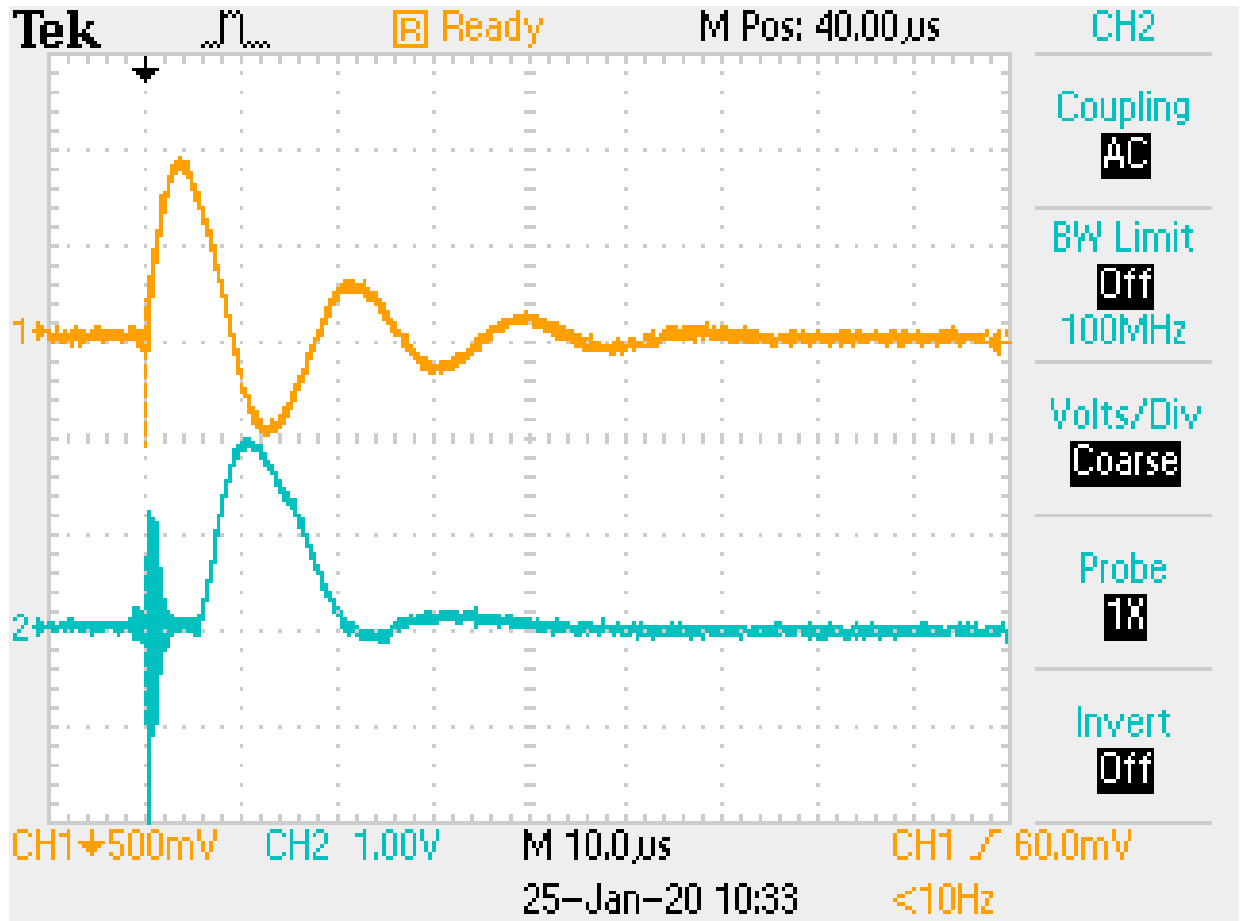


Рис. 3.2. Типова осцилограма розрядного струму (верхня крива) і сигнал магнітного зонда, отриманий на відстані  $z = 8,5$  см від катода на радіусі  $r = 2$  см від осі системи без зовнішнього магнітного поля

За допомогою магнітних зондів було проведено вимірювання власного магнітного поля в плазмовому потоці на різних відстанях від вихідного отвору МПК і на різних радіусах з урахуванням аксіальної симетрії потоку. Під час розряду один зонд вводили в потік плазми й орієнтували таким чином, щоб власне магнітне поле проходило через витки котушки зонда. Вимірювання радіального розподілу азимутальної компоненти власного магнітного поля  $B_\phi$

в плазмовому потоці було виконано для декількох перерізів  $z = const$  (Рис. 3.4). Приклад розміщення зонда у вакуумній камері наведено на Рис. 3.5.

Аксіальну симетрію потоку перевіряли за допомогою вимірювання радіальних розподілів магнітного поля в одному перерізі магнітними зондами, рознесеними на 90 градусів в азимутальному напрямку. Радіальні розподіли магнітного поля, виміряні в одному перерізі потоку зондами, рознесеними на 90 градусів, збігалися з точністю (10-15)% до меж вимірювань.

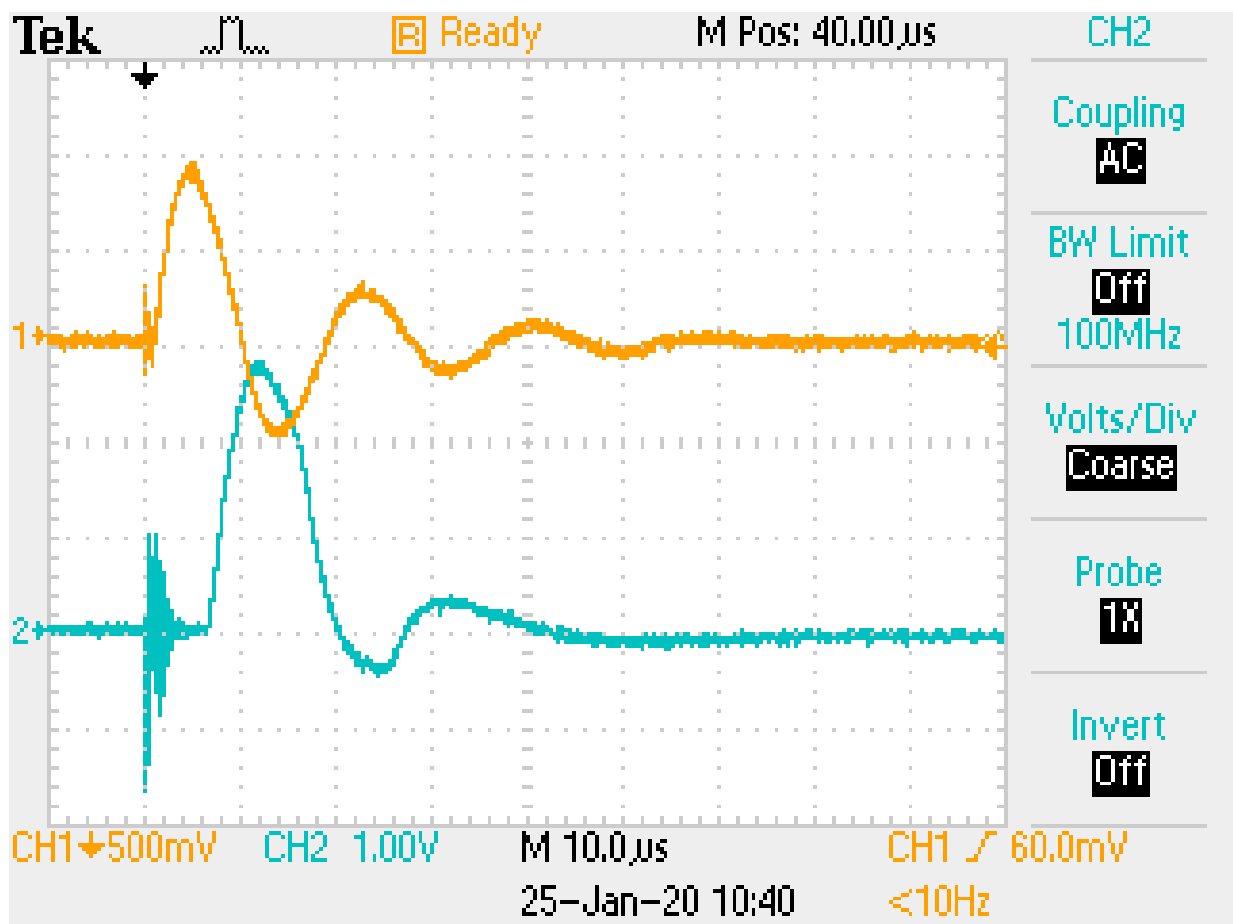


Рис. 3.3. Типова осцилограма розрядного струму (верхня крива) і сигнал магнітного зонда, отриманий на відстані  $z = 8,5$  см від катода на радіусі  $r = 2$  см від осі системи із зовнішнім магнітним полем  $B_z = 0,24$  Тл у розрядному каналі МПК



Для радіусів, менших за 5 см, вимірювання виконано із кроком 0,5 см, оскільки приосьова частина потоку – це місце формування зони стиснення, типовий радіус якої сягає близько 1-2 см. Починаючи з радіусу  $r = 5$  см, величина кроку становила 1 см у радіальному напрямку. Вимірювання магнітного поля не виконувалися на осі системи через обмеження зондового методу в умовах високої температури та густини, що є характерними для цієї зони плазмового потоку, де зазвичай відбувається стиснення плазми та її нагрівання. За результатами такого вимірювання отримано сітку точок (Рис. 3.4) у площині  $(r, z)$ . Для кожного обраного моменту часу та для кожного вузла цієї сітки було виміряно значення власного азимутального магнітного поля.

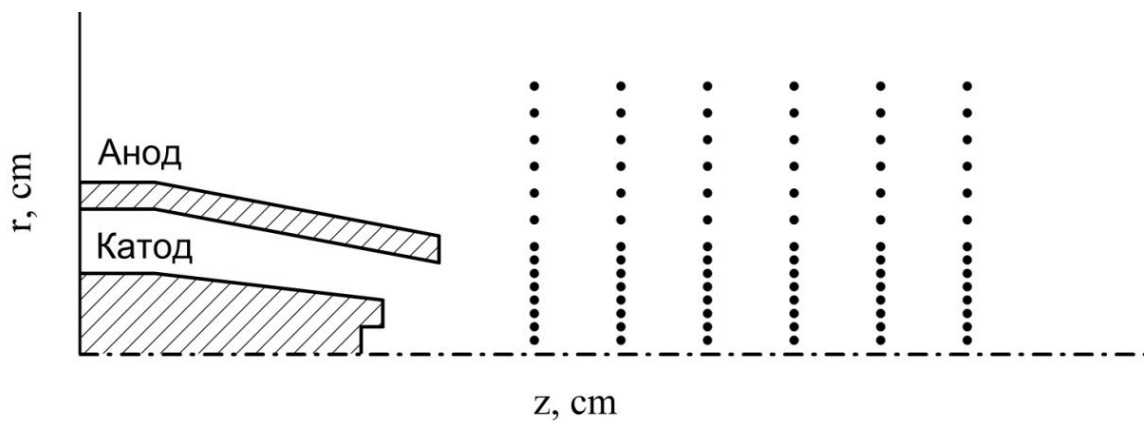


Рис. 3.4. Схема положень магнітного зонда в плазмовому потоці під час експериментів

Побудова радіального розподілу магнітного поля в різні моменти часу вимагає високої повторюваності процесу від імпульсу до імпульсу. Водночас застосування контактних методів діагностики також може суттєво впливати на поведінку плазми. Для відстеження зміни та повторюваності сигналів у кожній точці було виконано по декілька імпульсів та обчислено середнє арифметичне результатів вимірювання. Було встановлено, що під час експериментів

зберігається достатньо висока повторюваність сигналів у кожній точці вимірювань. Статистичний розкид не перевищував 10%.

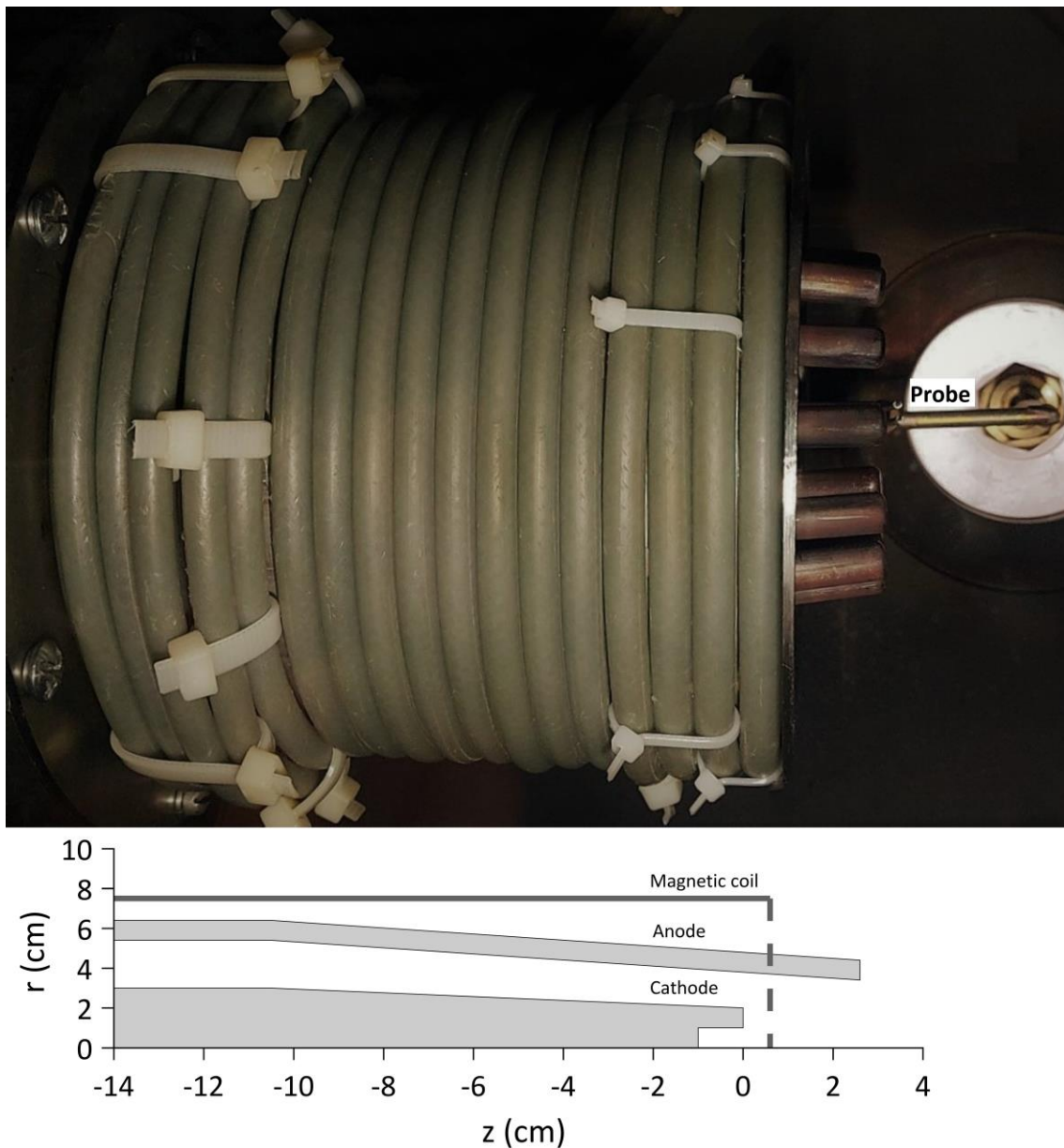


Рис. 3.5. Приклад розміщення зонда у вакуумній камері

При проведенні експериментів перевіряли можливий вплив магнітних зондів на плазму та один на одного. Два зонди розміщували на різних відстанях один від одного, їх сигнали порівнювали з тими, що були отримані за наявності лише одного зонда в камері. Показано, що наявність зондів у

вакуумній камері не спричинила суттєвих змін у протіканні плазмового розряду як під час увімкненого зовнішнього магнітного поля, так і без нього. Взаємного впливу зондів, розміщених на достатній відстані один від одного (понад 15 см), не виявлено. Середня похибка вимірювань магнітними зондами становила до 15 %.

### **3.2. Застосування електричного зонда для вимірювання радіальної складової електричного поля в плазмовому потоці**

Доволі ефективним методом вивчення фундаментальних властивостей компресійних потоків є поєднання магнітних зондових діагностик із вимірюванням напруженості електричного поля. Для проведення експериментів із вимірювання радіальної компоненти електричного поля застосовувалися електричні зонди. У приладі з таким електричним зондом використовується концептуально проста техніка вимірювання різниці потенціалів між двома електродами в плазмі. Величину радіальної складової електричного поля можна отримати, поділивши виміряну різницю потенціалів на відстань між електродами зонда. Такий електричний зонд складається з двох молібденових циліндричних електродів однакового розміру (приблизно 1 мм у діаметрі), розміщених на відстані 1 см один від одного в радіальному напрямку (Рис. 3.6).

Кожен з електродів має захисну керамічну трубку, відстань між якими складає приблизно 6 мм. Вимірювальна схема електричного зонда складається з дільника напруги та розділового трансформатора (10 кВ) з об'ємним витком. На Рис. 3.7 наведено загальний вигляд вимірювальної схеми електричного зонда.

На Рис. 3.8 показано принципову схему вимірювального кола електричного зонда з розділовим трансформатором. Котушки трансформатора намотувалися дротом ПЕВ-2 з діаметром 0,15 мм. Первинна та вторинна обмотки трансформатора ізольовані одна від одної на напругу 10 кВ.

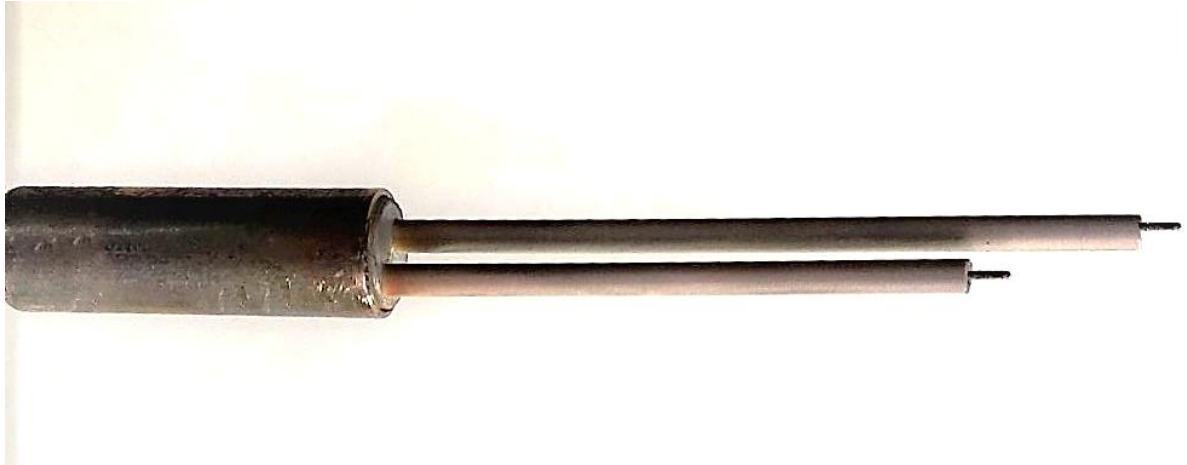


Рис. 3.6. Електричний зонд для вимірювання радіальної компоненти електричного поля

Усе вимірювальне коло дає змогу отримувати сигнали тривалістю (0,1–0,2) мкс без їх викривлення. Сигнал із зонда подається через дільник напруги до первинної обмотки трансформатора через ізолюваний вхід.



Рис. 3.7. Вимірювальна схема електричного зонда

Вторинна обмотка трансформатора приєднана до входу осцилографа через узгоджувальний опір. Величина узгоджувального опору змінювалася залежно від умов експерименту та амплітуди сигналу для отримання необхідної чутливості вимірної схеми. Схему поміщено в латунний корпус, первинна обмотка трансформатора знаходиться в ізоляторі з тефлону.

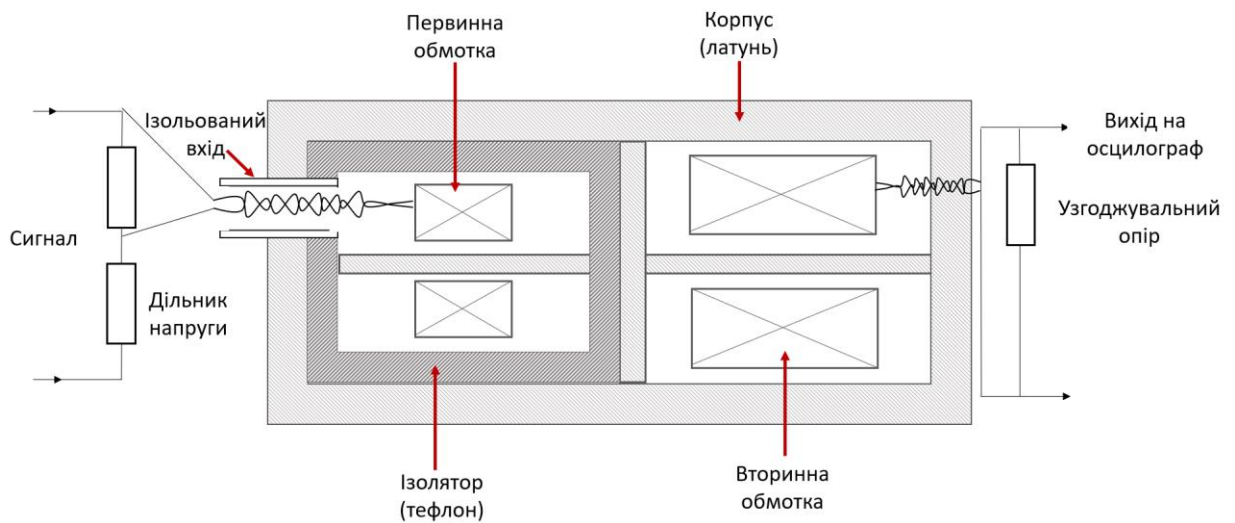


Рис. 3.8. Вимірвальна схема електричного зонда з розділовим трансформатором

На Рис. 3.9 показано осцилограму розрядного струму й сигнали з електричного зонда, отримані на радіусі  $r = 2$  см на відстані  $z = 8,5$  см від катода із зовнішнім магнітним полем  $0,4$  Тл, що є максимальним значенням поля, яке створюється соленоїдом, та без його застосування для режиму роботи із залишковим газом гелієм ( $P_0 = 2$  Торр). Як видно з отриманих осцилограм, в обох випадках максимум сигналу з електричного зонда припадає приблизно на (6–7) мкс розряду протягом першого напівперіоду розрядного струму та на (16–18) мкс упродовж другого. Важливо зазначити, що амплітуда сигналу значно зростає у випадку із зовнішнім магнітним полем. Тривалість сигналів із зонда складає (25–30) мкс, що збігається із часом

існування плазмового потоку. Величина радіальної компоненти електричного поля в плазмовому потоці становить (2,5-3) кВ/см.

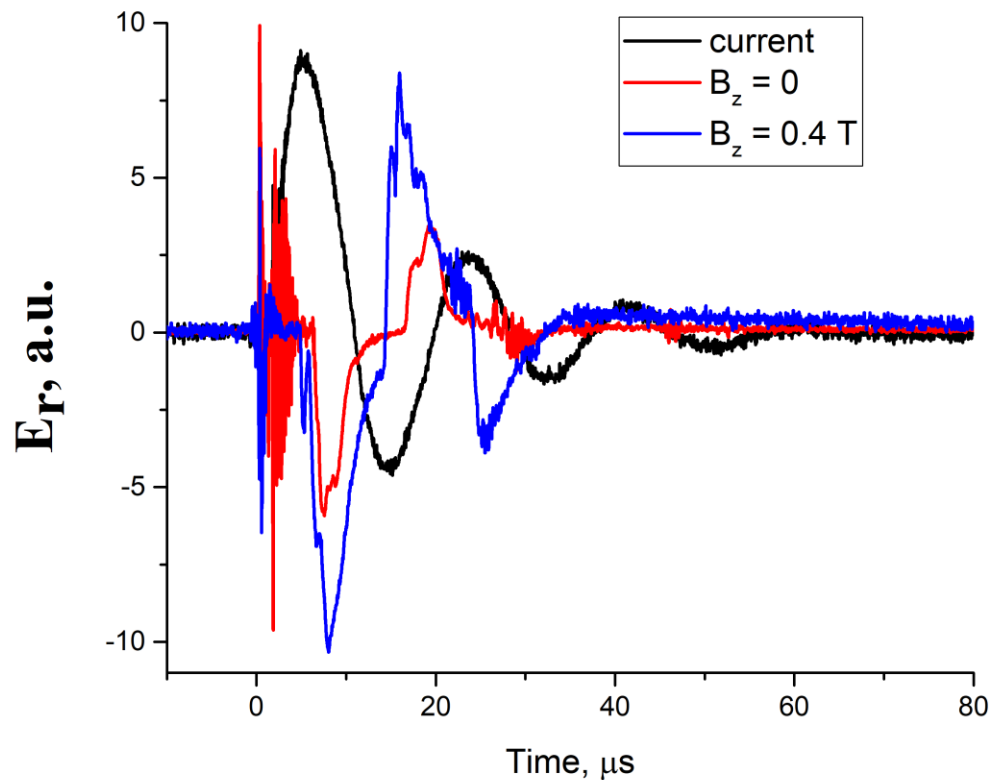


Рис. 3.9. Осцилограма розрядного струму та сигнали з електричного зонда для випадку без зовнішнього магнітного поля та з зовнішнім магнітним полем  $B_z = 0,4$  Тл;  $z = 8,5$  см,  $r = 2$  см

### 3.3. Методика застосування подвійного електричного зонда

Плазмовий потік, створений МПК, має досить складну просторову структуру. Як зазначалося, у потоках плазми утворюються локальні області стиснення, також присутні торіодальні вихори електричного струму, так звані зони зворотної течії. Усе це накладає додаткові вимоги до методів визначення різних параметрів плазми, а особливо важливою стає локальність вимірювань. Велике значення для розуміння процесів у потоці має температура електронів.

Часто застосовувані оптичні методи дозволяють отримати усереднені по хорді дані, але вони не дають змоги детально дослідити складну структуру окремих шарів плазмового потоку. Наприклад, у багатьох попередніх експериментах [109-113] електронна температура розраховувалася за відношенням інтенсивностей спектральних ліній різних стадій іонізації або з рівняння балансу тиску для азимутального власного магнітного поля, що «витісняється» із зони стиснення. У першому випадку інтенсивність спектральної лінії вимірювали вздовж лінії спостереження, а отже, отримані в такий спосіб дані є усередненими за хордою спостереження значеннями електронної температури. До прикладу, в експериментах [113] електронну температуру оцінювали за відношенням інтенсивності спектральних ліній ХеII і ХеIII. Визначена в такий спосіб температура становила (2-4) еВ. У той самий час реєстрували випромінювання з довжиною хвилі (13-15) нм, що вказує на наявність у плазмі високоіонізованого ксенону, зокрема, десятикратно іонізованого ксенону. Це означає, що температура електронів у зоні стиснення має становити щонайменше кілька десятків еВ. Однак ці лінії випромінюються з периферійних шарів плазмового потоку, тому цей результат відповідає периферійному шару плазми, а не області біля осі системи, де формується зона стиснення. Також треба підкреслити, що оскільки значення температури, розраховане з рівняння балансу тиску, є усередненим для об'єму зони стиснення, його не можна вважати саме локальним значенням температури в конкретній точці плазмового потоку. Крім того, щоб застосувати рівняння балансу тиску для оцінки температури, спочатку необхідно провести прямі вимірювання радіального розподілу густини плазми, проте значення густини плазми, виміряне за штарківським розширенням спектральних ліній, також є усередненим уздовж лінії спостереження.

Таким чином, обидва методи, застосовані в попередніх експериментах для визначення електронної температури, не дозволяють отримати її локальне

значення в окремих частинах потоку, а тим більше в ділянці біля осі, де формується зона стиснення.

Електричні зонди є однією з доволі надійних діагностик серед контактних методів і дозволяють проводити вимірювання електронної температури з досить високою просторовою та часовою роздільною здатністю в різноманітних плазмових пристроях [106-108, 114]. У різних плазмових системах саме подвійний зонд може бути дуже корисним для вимірювання електронної температури. Він складається з двох електродів, розміщених на невеликій відстані один від одного. Метод подвійного зонда був описаний у роботах [115-116]. Важливими перевагами подвійного зонда є те, що він є ізольованою системою, не потребує додаткового опорного електрода, не викликає суттєвих збурень у плазмі та може використовуватися при вимірюванні в магнітних полях [106]. Зондовий метод надає можливість проводити локальні вимірювання характеристик, дозволяє використовувати просту та доступну апаратуру для вимірювань.

Електричні зонди бувають усіх розмірів і форм, але найпоширенішими формами є сферичні, циліндричні та дискові. На зонд подається напруга відносно опорного електрода. У безелектродній плазмі або в методі подвійного зонда, як у нашому випадку, інший електрод зонда можна використовувати як опорний.

Важливо зазначити, що сумарний струм на подвійний зонд не може перевищувати іонний струм насичення. Коли на систему не подається напруга, тоді обидва електроди зонда знаходяться під плаваючим потенціалом і сумарний струм на кожен із них відсутній. Якщо прикласти незначну додатну напругу  $U$  між електродами зонда (3.1), то на перший електрод піде більше електронів, ніж на другий, і тоді від другого до першого протікатиме додатний струм. З огляду на те, що електроди зонда з'єднані послідовно й струм кожного зонда дорівнює різниці електронного та іонного струмів, можна записати [106]



$$U = U_2 - U_1 \quad (3.1)$$

$$I_1 = I_{i1} - I_{e1} = -I_2 = -(I_{i2} - I_{e2}), \quad (3.2)$$

Якщо далі збільшувати напругу, то починаючи з якогось значення  $U_{p0}$  на більш від'ємний електрод зонда протікатиме іонний струм насичення. При цьому електронний струм на зонд має бути достатнім для компенсації іонного струму на другий електрод. Отже, насиченість зондової характеристики визначатиметься величиною іонного струму насичення на другий електрод зонда. У випадку зворотної полярності прикладеної напруги залежність буде протилежною. Якщо електроди зонда мають однакову площу, то вольт-амперна характеристика буде симетричною.

На Рис. 3.10 представлено загальний вигляд подвійного електричного зонда, що використовувався в проведених дослідженнях.



Рис. 3.10. Подвійний зонд для вимірювання електронної температури

Робоча частина електродів зонда виготовлена з молібдену. Неробоча частина електродів зонда захищена керамічною трубкою. Діаметр робочої частини становить 1 мм, довжина – 3 мм. Вимірювальний контур зонда ізолюваний від електродів МПК і плазми чутливою котушкою Роговського.

Ізольована батарея конденсаторів ємністю 0,05 Ф і максимальною напругою до 100 В використовується для живлення зонда. На Рис. 3.11 представлено типові осцилограми сигналів подвійного зонда та розрядного струму для трьох імпульсів МПК за наявності зовнішнього магнітного поля  $B_z = 0,24$  Тл.

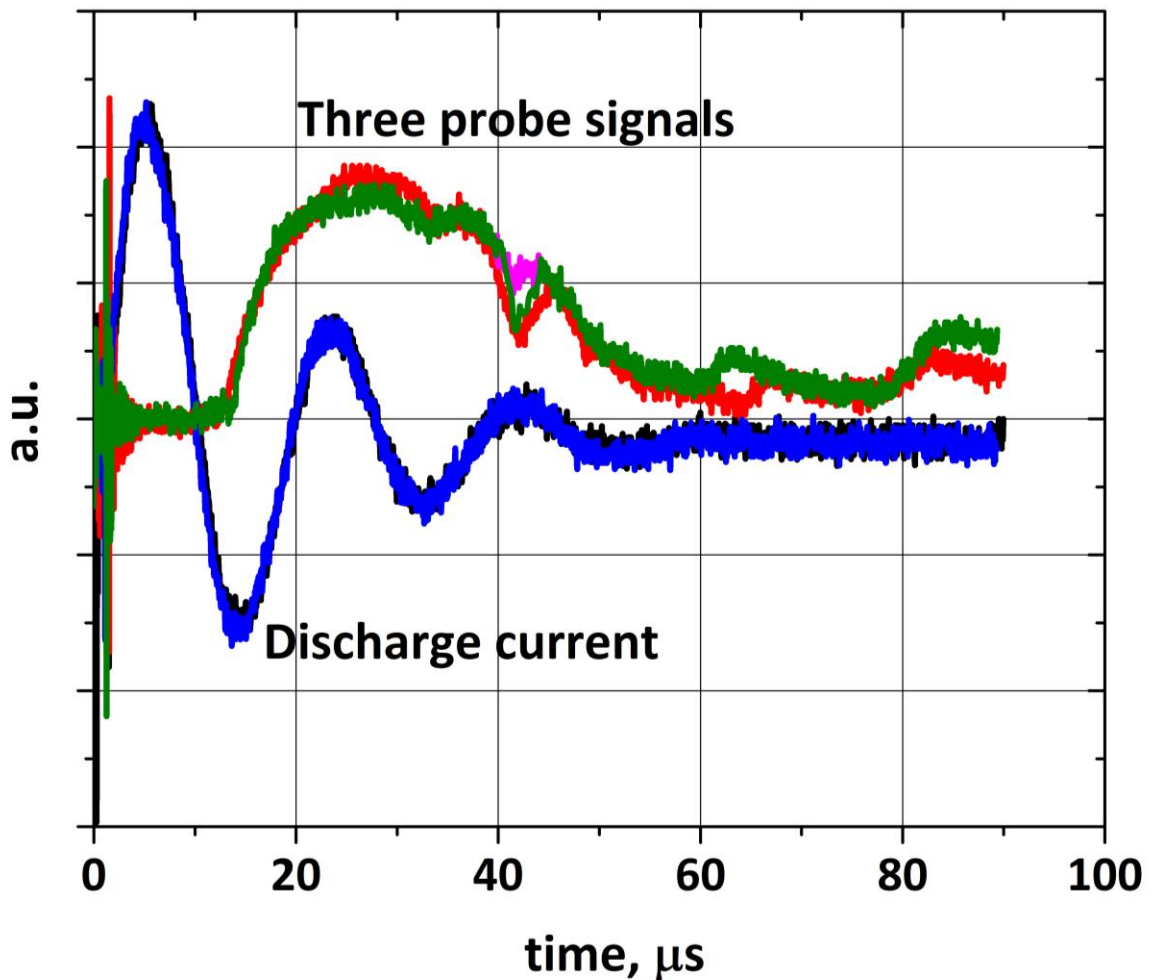


Рис. 3.11. Сигнали подвійного зонда та розрядного струму для трьох імпульсів МПК,  $B_z = 0,24$  Тл

Експерименти з вивчення роботи подвійних зондів проводилися за таких умов: залишковий робочий газ – гелій ( $P_0 = 2$  Торр); максимальний розрядний струм  $I_d = 400$  кА; величина зовнішнього поздовжнього магнітного поля всередині каналу МПК –  $B_z = 0$  і  $B_z = 0,24$  Тл. Під час експериментів

конденсаторну батарею розряду в МПК заряджали до  $U_d = 20$  кВ. Показано, що під час експериментів зберігається гарна повторюваність сигналів зонда (Рис. 3.11).

Вольт-амперні характеристики (ВАХ) подвійного електричного зонда було виміряно з кроком напруги (2-4) В, прикладеної до його електродів. На Рис. 3.12 наведено типову ВАХ подвійного електричного зонда, виміряну на відстані  $z = 8$  см і радіусі  $r = 2$  см під час 10 мкс розряду. Як видно на графіку, ВАХ є симетричною щодо нульової напруги між електродами зонда. Струм зонда досягає насичення за (15-40) В поданої напруги та залежить від радіуса та відстані від електродів МПК.

Інтерпретація результатів вимірювань подвійним електричним зондом визначається його режимом роботи. Отже, спочатку необхідно дослідити режим роботи зонда, який залежить від густини плазми, температури та густини нейтральних атомів. МПК генерує плазмові потоки, що мають доволі високі параметри плазми. Наприклад, густина плазми зазвичай коливається від  $10^{18}$  см<sup>-3</sup> в області біля осі до  $10^{15}$  см<sup>-3</sup> в периферійних шарах плазми. Температура електронів коливається від декількох електронвольт на периферії плазмового потоку до декількох десятків або навіть сотень електронвольт у зоні стиснення, як впливає з рівняння балансу тиску.

Для визначення режиму роботи зонда необхідно порівняти декілька типових параметрів (3.3), що характеризують плазмовий потік [117-119]:  $\lambda_i$  – довжину вільного пробігу іонів,  $L_d$  – радіус Дебая,  $R_p$  – радіус зонда. Значення параметрів МПК для гелію наведено в Таблиці 3.1. Ієрархія характерних довжин в умовах експерименту на МПК має вигляд

$$R_p \gg \lambda_i \gg L_d. \quad (3.3)$$

Зважаючи на те, що в нашому випадку радіус Дебая є значно меншим за радіус зонда, можна припустити, що збурення потенціалу зосереджено в малій

області поблизу зонда, що істотно спрощує інтерпретацію результатів зондових вимірювань.

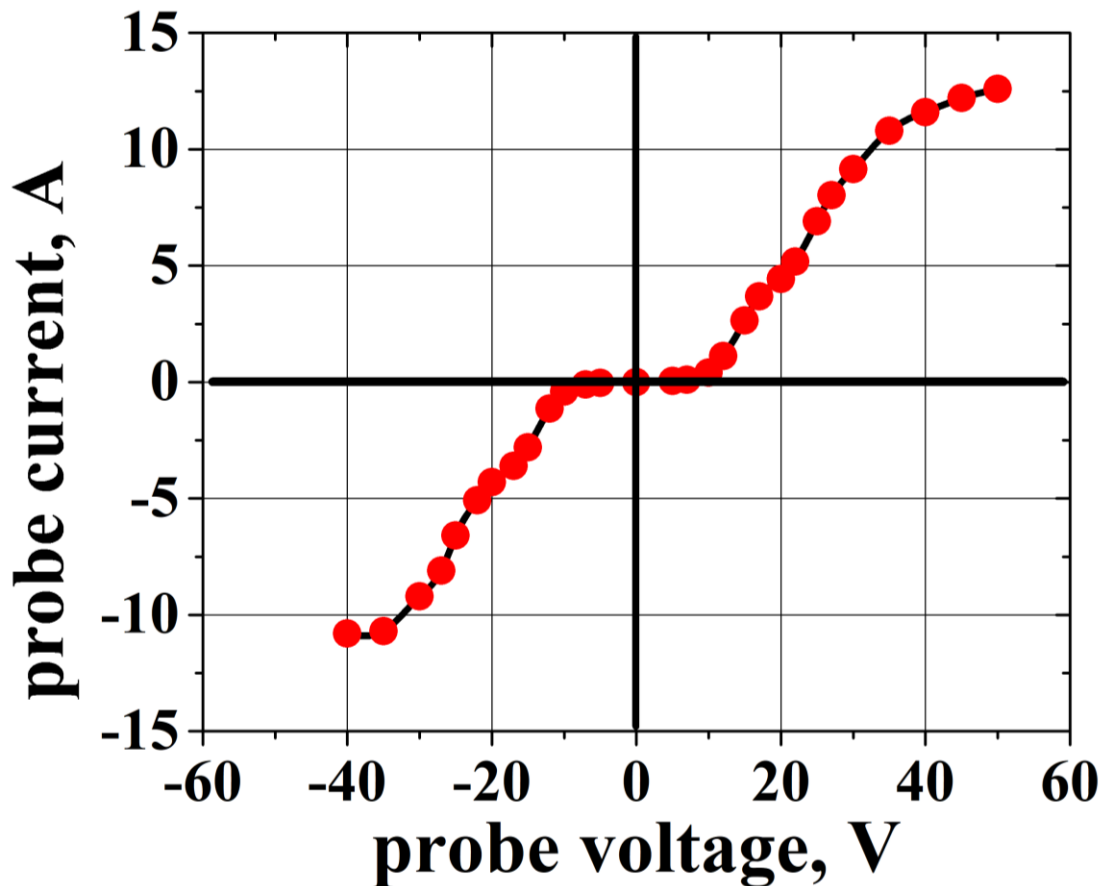


Рис. 3.12. Вольт-амперна характеристика подвійного електричного зонда

У випадку щільної плазми зонд, окрім шару об'ємного заряду, оточений дифузійним шаром [118]. Тому ще одним критичним параметром для розуміння режиму роботи зонда є довжина іонізації  $L_i$ , що характеризує товщину цього дифузійного шару. У випадку плазми, що генерується МПК, довжина іонізації  $L_i$  значно перевищує довжину вільного пробігу  $\lambda_{i,e}$ . Тоді густина іонів біля поверхні зонда є значно меншою від рівноважної густини в незбуреній плазмі.

Таблиця 3.1  
Характерні параметри МПК

Радіус зонда $R_p$	Радіус Дебая $L_d$	Довжина вільного пробігу $\lambda_i$	Довжина іонізації $L_i$
0,5 мм	$10^{-6}$ - $10^{-5}$ мм	$4 \times 10^{-3}$ мм	1 мм

Це свідчить про те, що режим роботи подвійного електричного зонда має бути дифузійним [117-119]. У цьому випадку відбір іонів із плазми здійснюється не поверхнею зонда, а зовнішньою поверхнею області дифузійного збурення плазми зондом [118]. Для цього режиму роботи зонда вираз для іонного струму насичення [118] може бути записаний у вигляді

$$\begin{aligned}
 I_i &= j_i \cdot S_p = \frac{1}{4} \cdot e \cdot n \cdot v_i \cdot \frac{\lambda_{i,a}}{R_p} \cdot S_p \\
 &= e \cdot n \cdot v_i \cdot 2\pi L_p R_p \frac{\lambda_{i,a}}{4R_p} \\
 &= I_i^{Langmuir} \frac{\lambda_{i,a}}{R_p} = e \cdot n \cdot v_i \pi L_p \frac{\lambda_{i,a}}{2},
 \end{aligned} \tag{3.4}$$

де

$S_p$  – площа електродів зонда;

$L_p$  – довжина зонда;

$R_p$  – радіус зонда.

$j_i$  – щільність іонного струму насичення;

$n$  – густина;

$v_i$  – швидкість іонів;

$\lambda_{i,a}$  – довжина вільного пробігу;

$I_i^{Langmuir}$  – іонний струм насичення за Ленгмюром.

Як випливає з рівняння (3.4), величина іонного струму насичення, виміряна зондом, не залежить від радіуса його електродів. Це дає змогу перевірити його режим роботи експериментально (Рис. 3.13). Осцилограми

сигналів іонного струму насичення (напруга зонда 30 В відповідає іонному струму насичення) було виміряно для зонда з різними діаметрами електродів (1 мм та 0,3 мм). Як показують отримані дані, сигнали зонда для прямої та зворотної полярності є практично ідентичними. Цей результат є експериментальним підтвердженням того, що подвійний електричний зонд працює в дифузійному режимі за умов, типових для розряду МПК, оскільки, як зазначалося, у цьому режимі іонний струм насичення не залежить від радіуса зонда.

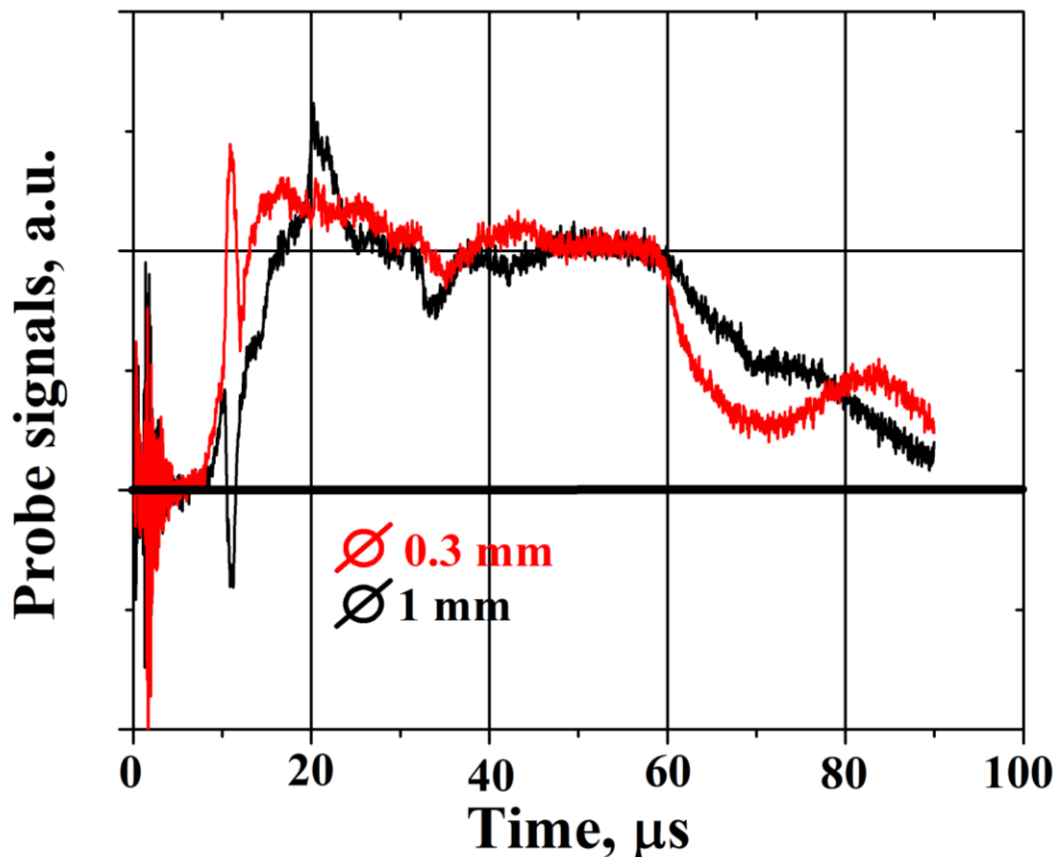


Рис. 3.13. Типові осцилограми сигналів іонного струму насичення для зонда з різними діаметрами електродів: 1 мм та 0,3 мм

Локальну електронну температуру в кожній точці вимірювань можна визначити за вольт-амперною характеристикою подвійного електричного

зонда. Під час експериментів зонд розміщували у вакуумній камері МПК радіально. Напівлогарифмічна шкала була використана для аналізу ВАХ. Похибка сигналів зонда не перевищувала 10%. Особлива увага приділялася чистоті електродів зонда, оскільки домішки на його поверхні можуть забруднити плазмовий потік, що також створює сприятливі умови для відбиття та вторинної емісії електронів від поверхні, що призводить до спотворення ВАХ. Після кожних двох імпульсів вимірювань проводили чищення електродів зонда тліючим розрядом зі зміною полярності. В окремих випадках для очищення поверхні електродів зонда застосовувався дуговий розряд. Із цією метою в системі живлення зонда був передбачений окремий конденсатор ємністю 5 мкФ і напругою до 300 В. У цьому випадку між електродами зонда виникав розряд із тривалістю (5-7) мкс і величиною струму до 200 А. Використання такого розряду дозволяло проводити більш глибоке очищення поверхні електродів зонда.

На Рис. 3.14 показано типову ВАХ подвійного електричного зонда в напівлогарифмічному масштабі для периферійних шарів плазмового потоку ( $r = 4$  см) на відстані  $z = 8$  см без застосування зовнішнього магнітного поля. Експериментальні дані вольт-амперної характеристики в напівлогарифмічному масштабі добре розділяються на дві лінійні ділянки з достатньо гарною точністю. Іонний струм насичення досягається за напруги зонда (12–14) В. Така лінійна залежність перехідної ділянки ВАХ в напівлогарифмічному масштабі вказує на те, що функція розподілу електронів є наближеною до максвелівської, а отже, оцінити температуру електронів можна із застосуванням рівняння [106]

$$T_e = \frac{e}{2k_B} \cdot I_{saturation} \cdot \left[ \frac{dI}{dU_p} \right]_{U_p \rightarrow 0}^{-1}, \quad (3.5)$$

де

$e$  – заряд електрона;

$k_B$  – постійна Больцмана;

$I_{saturation}$  – іонний струм насичення, виміряний зондом;

$U_p$  – напруга зонда.

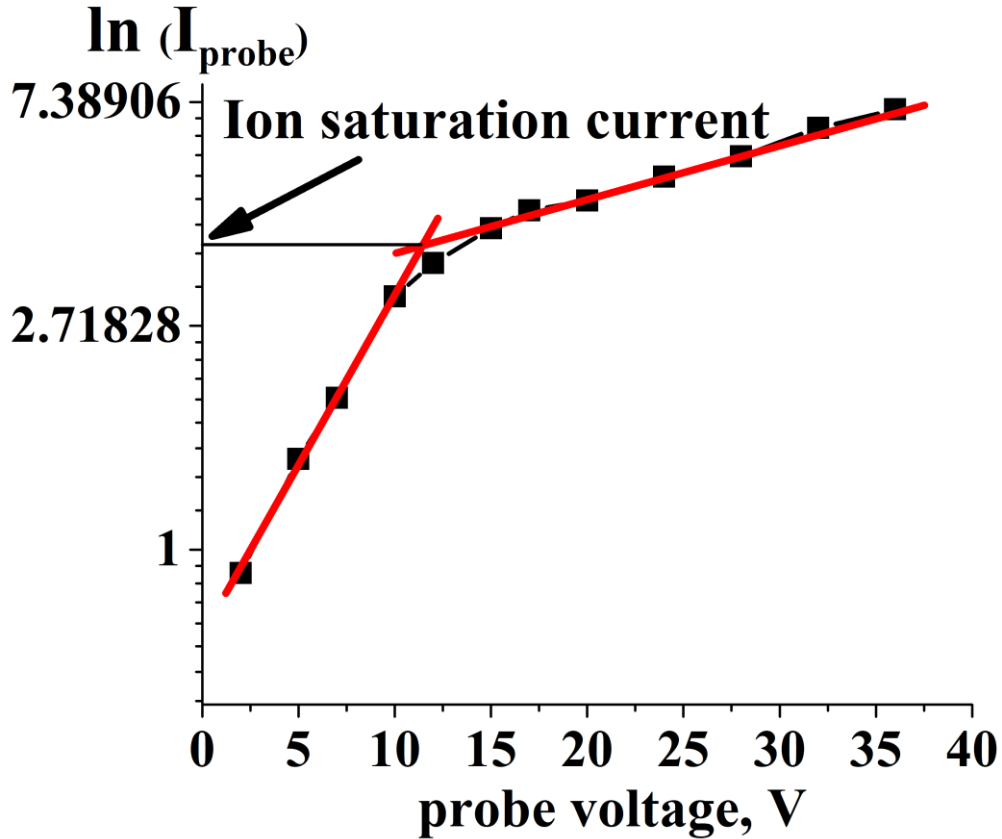


Рис. 3.14. Вольт-амперна характеристика подвійного зонда в напівлогарифмічному масштабі без зовнішнього магнітного поля;

$$r = 4 \text{ см}, z = 8 \text{ см}$$

Важливо підкреслити, що такий підхід із застосуванням подвійного електричного зонда в дифузійному режимі дає занижене значення іонного струму насичення, оскільки внаслідок зіткнень у призондовому шарі частина іонів не доходить до поверхні електродів. Це так само призводить до того, що отримана в такий спосіб електронна температура також виявляється заниженою відносно її реального значення. Про такий ефект заниження також повідомлялося в праці [118]. У межах проведених експериментів не вдалося встановити, наскільки саме справжнє значення струму насичення



відрізняється від вимірюваного. Наразі визначення коефіцієнту ослаблення є ускладненим через діагностичні обмеження поточних досліджень. Коефіцієнт ослаблення, імовірно, залежить від положенням зонда і є порівняно малим у периферійній ділянці плазмового потоку, ніж у зоні біля осі. Важливо підкреслити, що навіть попри подібні обмеження такий підхід дає змогу оцінити нижній рівень локальної електронної температури в різних частинах плазмового потоку.

Розглядаючи електрод зонда як мішень, можна очікувати, що він буде пошкоджуватися під час взаємодії з плазмовим потоком. Очевидно, ступінь пошкодження залежить від густини енергії в потоці плазми. Як було встановлено під час експериментів, зонд, розміщений на осі потоку й на відстані  $z = 3$  см від катода, працює без значних пошкоджень під час кількох сотень імпульсів. Коли зонд розміщено на відстані  $z = 8$  см, тоді електроди зонда руйнуються впродовж десяти послідовних імпульсів. Цей експериментальний результат підтверджує те, що зона стиснення, чи, іншими словами найбільш енергонасичена ділянка, яка утворюється в потоці плазми, зміщена від електродів МПК на певну відстань.

### **3.4. Висновки до розділу 3**

1. Було підготовлено набір магнітних й електричних зондів для локального вимірювання власного магнітного поля, електронної температури й радіальної компоненти електричного поля з достатньо високою часовою та просторовою роздільною здатністю. Проведено відпрацювання зондових методів в умовах розряду МПК.
2. У проведених експериментах було перевірено можливий взаємний вплив магнітних зондів один на одного та на плазмовий потік. Наявність зондів у вакуумній камері не спричиняє значних змін у протіканні плазмового розряду. Встановлено, що магнітні зонди, розміщені на достатній відстані один від

одного (понад 15 см), не впливають на вимірювання. Показано, що плазмовий потік є аксіально-симетричним.

3. Було продемонстровано можливість застосування подвійних електричних зондів у компресійних плазмових потоках для оцінки локальної електронної температури з досить високою просторовою роздільною здатністю. Показано, що сигнали подвійного електричного зонда для прямої та зворотної полярності напруги є майже ідентичними, що свідчить про дифузійний режим його роботи за умов, типових для розряду МПК. Проведено вимірювання вольт-амперних характеристик подвійного електричного зонда поблизу зони стиснення плазмового потоку. Встановлено, що функція розподілу електронів у плазмовому потоці МПК за відсутності зовнішнього магнітного поля наближена до максвелівської.

## РОЗДІЛ 4

### ДИНАМІКА САМОСТИСНЕНИХ ПЛАЗМОВИХ ПОТОКІВ У МПК ІЗ ЗОВНІШНІМ ПОЗДОВЖНІМ МАГНІТНИМ ПОЛЕМ

#### 4.1. Особливості впливу металевої конструкції із соленоїдом на розподіл електричних струмів у плазмовому потоці

Оскільки металева циліндрична конструкція із соленоїдом, імовірно, змінює геометрію розрядного каналу МПК, було проведено експерименти з визначення її впливу на електричні струми, які протікають в потоці поза межами розрядного каналу. Для цього було проведено вимірювання власного магнітного поля в плазмовому потоці із використанням магнітних зондів за вимкненого зовнішнього магнітного поля. Було виявлено, що встановлення конструкції з соленоїдом зовнішнього магнітного поля на розрядний канал МПК призвело до зміни просторового розподілу власного магнітного поля в плазмовому потоці поза каналом та незначного зменшення частки струму в потоці відносно величини повного розрядного струму (400 кА) (Рис. 4.1). Частка струму зменшується з 30% до 20%, як порівняти з режимами роботи до встановлення соленоїда.

Побудовані просторові розподіли електричного струму в плазмовому потоці за розрядним каналом МПК для 8 мкс та 10 мкс розряду на гелії ( $P_0 = 2$  Торр) після встановлення соленоїда за вимкненого магнітного поля було проаналізовано та порівняно з попередніми результатами (праці [22, 53-56]), що було отримано до модифікації плазмодинамічної системи. Замкнені структури вихорів струму, що виникають у потоці поза межами каналу, займають менший об'єм у просторі, ніж у випадку до встановлення конструкції із соленоїдом. Отже, для подальшої інтерпретації отриманих результатів треба враховувати як вплив самої конструкції із соленоїдом, що призводить до зміни геометричних параметрів каналу, так і зовнішнього магнітного поля, що створюється самим соленоїдом.

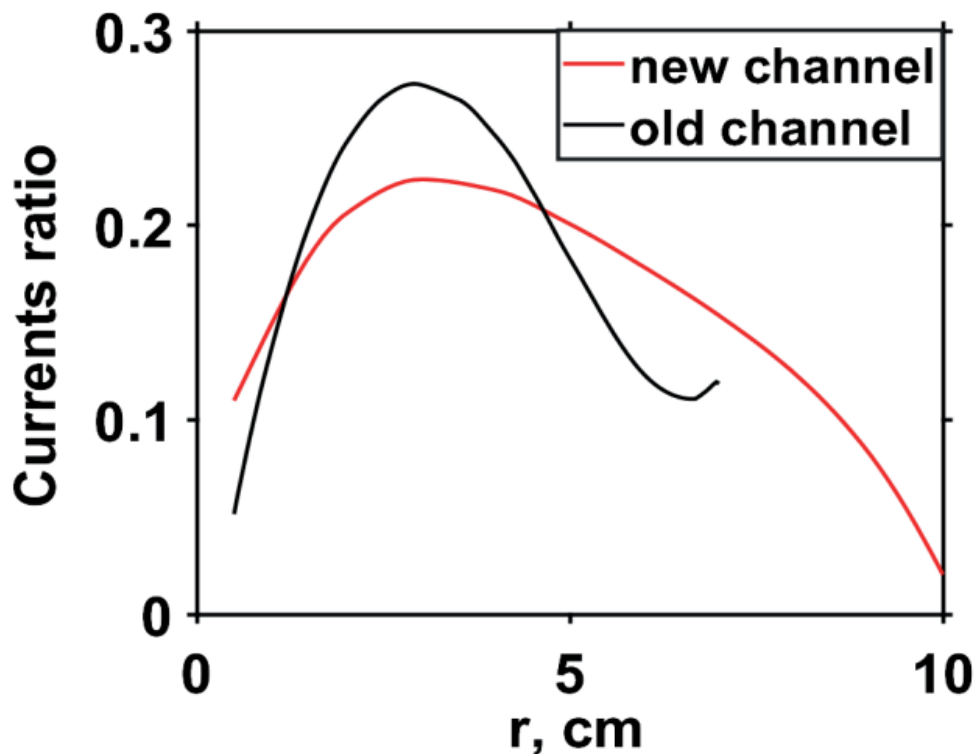


Рис. 4.1. Частка електричного струму, що протікає поза межами розрядного каналу, від повного розрядного струму у випадку старого каналу МПК та зі встановленим соленоїдом.  $B_z = 0$ ,  $t = 10$  мкс

#### 4.2. Вплив зовнішнього поздовжнього магнітного поля на основні електротехнічні характеристики розряду МПК

Було проведено низку експериментів, присвячених виявленню впливу зовнішнього поздовжнього магнітного поля на вольт-амперні характеристики розряду МПК із використанням різних газів за різних початкових тисків. Основні електротехнічні характеристики розряду, як-от розрядний струм і розрядна напруга, вимірювалися каліброваним поясом Роговського та частотно компенсованим дільником напруги.

На Рис. 4.2 представлено типові осцилограми розрядного струму та розрядної напруги, виміряні під час розряду на гелії ( $P_0 = 2$  Торр) із зовнішнім магнітним полем  $B_z = 0,26$  Тл. Осцилограма розрядного струму має

щонайменше три напівперіоди. Перший напівперіод струму розряду становить приблизно (8-10) мкс, тоді як тривалість розряду сягає приблизно 30 мкс. До моменту першого напівперіоду струму розряд стабілізується, досягає своїх типових параметрів, течія встановлюється, розряд повністю заповнює весь об'єм каналу МПК, при цьому потік виходить на зріз каналу разом із замороженим власним магнітним полем. Важливо зазначити, що струм та напруга зсунуті по осі часу так, що максимум напруги досягається приблизно на 1/8 періоду раніше, ніж максимум розрядного струму.

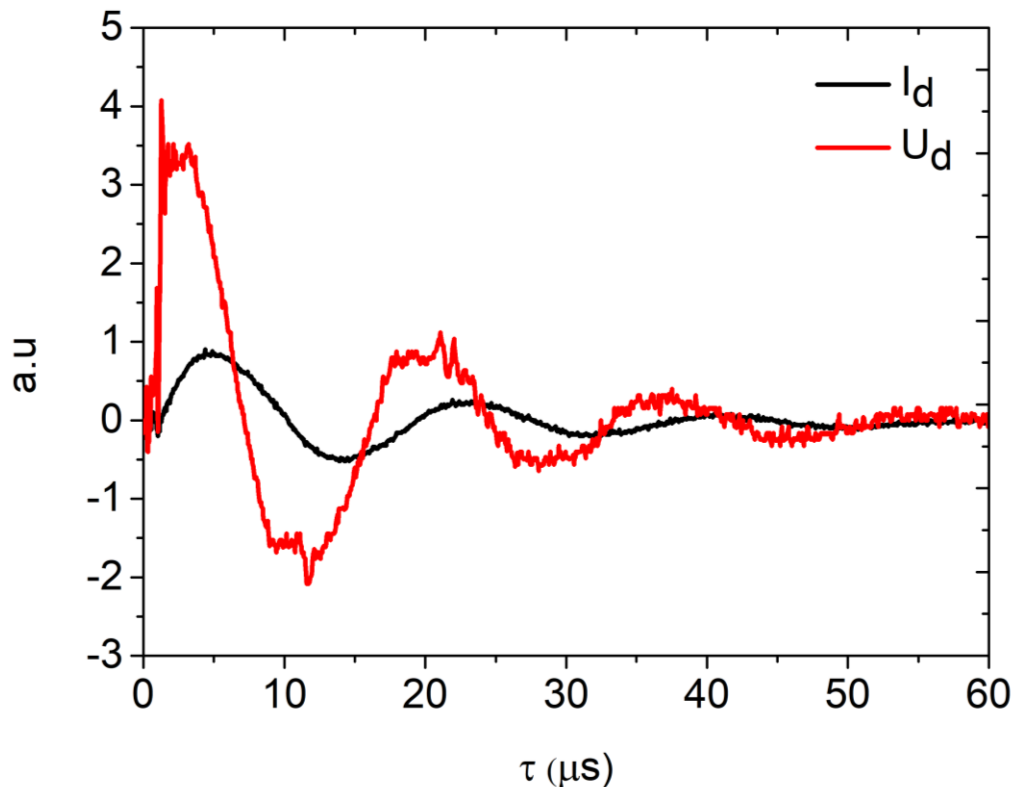


Рис. 4.2. Типові осцилограми розрядного струму та розрядної напруги, отримані для розряду на гелії із початковим тиском  $P_0 = 2$  Торр за зовнішнього магнітного поля  $B_z = 0,26$  Тл. Значення сили струму та напруги вказано у відносних одиницях

На Рис. 4.3 наведено електричну схему системи з електродів, плазмового потоку в каналі МПК та дільника напруги. Напруга, яка вимірюється

дільником, складається з доданків, що відповідають напрузі на електродах та доданків, пов'язаних із напругою в розрядному каналі з плазмою

$$U = \left[ I_d R^* + \frac{d}{dt} (I_d L^*) \right]_{electrodes} + \left[ I_d R_{pl} + \frac{d}{dt} (I_d L_{pl}) \right]_{plasma}, \quad (4.1)$$

де

$I_d$  – струм розряду;

$R^*$  і  $L^*$  – електричний опір та індуктивність електродів МПК;

$R_{pl}$  і  $L_{pl}$  – електричний опір та індуктивність плазмового потоку.

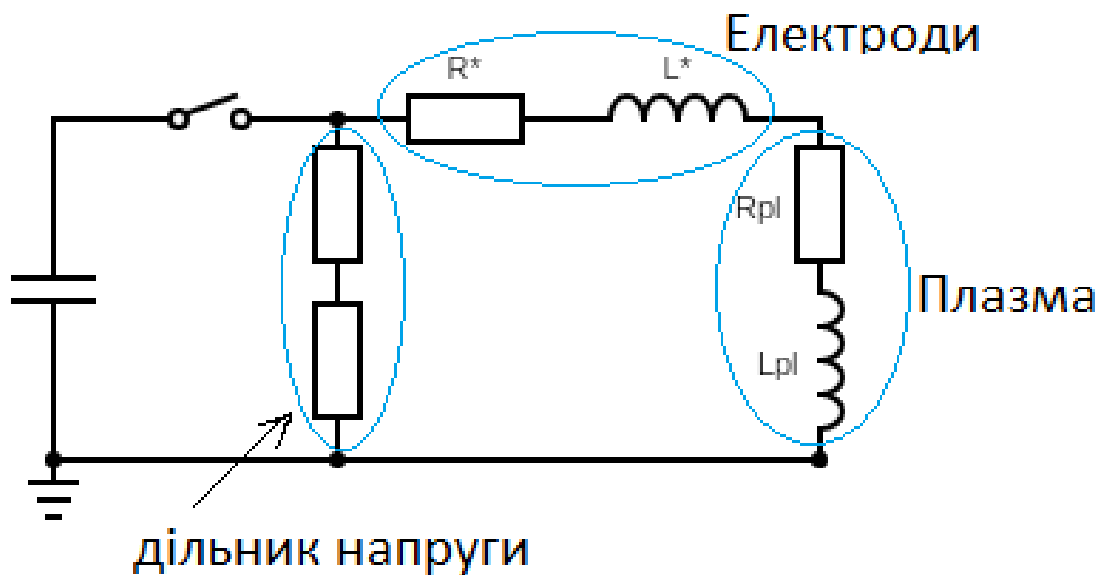


Рис. 4.3. Електрична схема електродів МПК, плазми в розрядному каналі та дільника напруги

Під час аналізу осцилограми розрядного струму й напруги основну увагу приділяли величині спаду напруги на плазмовому потоці, оскільки він визначається параметрами плазми. Для оцінки спаду напруги на електродній системі без плазми електроди закорочували у вихідній частині каналу. У такий

спосіб було оцінено величини опору та індуктивності самих електродів і системи живлення. Було показано, що спад напруги на електродах за відсутності плазми є незначним порівняно з повним спадом напруги, вимірним дільником. Отже, вираз (4.1) для повної напруги стає

$$U = \left[ I_d R_{pl} + \frac{d}{dt} (I_d L_{pl}) \right]_{plasma} = \quad (4.2)$$

$$= I_d(t) R(t) + L_{pl} \frac{dI(t)}{dt} + I_d \frac{dL(t)}{dt}.$$

У момент максимуму розрядного струму похідна  $\frac{dI(t)}{dt}$  дорівнює нулю. Якщо припустити, що  $I_d \frac{dL(t)}{dt} \ll I_d R_{pl}$ , тоді вираз для напруги буде

$$U = I_d(t) R_{pl}(t). \quad (4.3)$$

Отриманий вираз (4.3) для напруги характеризує основні електротехнічні параметри плазмового розряду в МПК, тому для побудови вольт-амперних характеристик розряду було обрано максимальні значення струму розряду та відповідної до них напруги, час розряду при цьому становив приблизно (5-6) мкс.

Вольт-амперні характеристики було отримано для розрядів на гелії (Рис. 4.4 та Рис. 4.5) та аргоні (Рис. 4.6). У випадку з гелієм за початкового тиску  $P_0 = 2$  Торр (Рис. 4.4) вищі значення напруги розряду було отримано саме тоді, коли зовнішнє магнітного поле не було застосовано (соленоїд був вимкнений). За наявності зовнішнього магнітного поля  $B_z = 0,4$  Тл найвище значення напруги розряду (коли початкова напруга сягала 20 кВ) є меншим приблизно на 10-12 % від напруги без магнітного поля. Зовнішнє магнітне поле  $B_z = 0,13$  Тл відповідає найбільшому значенню розрядного струму, яке становить 362 кА. Водночас на вольт-амперній характеристиці для випадку із зовнішнім полем  $B_z = 0,26$  Тл максимальне значення напруги становить 3,5 кВ за струму 350 кА.

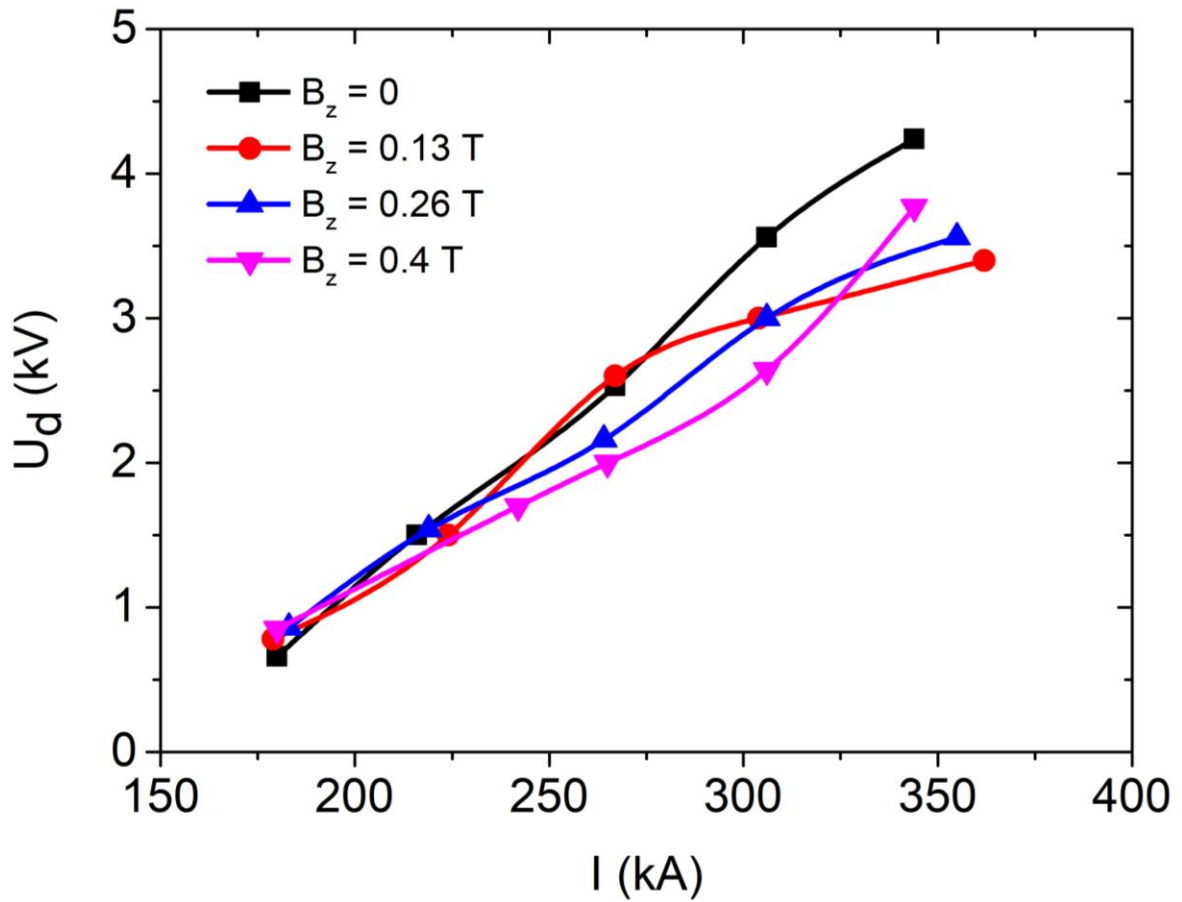


Рис. 4.4. Вольт-амперні характеристики для розряду на гелії ( $P_0 = 2$  Торр), отримані для різних значень зовнішнього поздовжнього магнітного поля.

Момент часу розряду – 5 мкс

За більш високого початкового тиску гелію  $P_0 = 10$  Торр (Рис. 4.5), а отже, за більшої масової витрати, максимальний струм розряду за зовнішнього магнітного поля  $B_z = 0,4$  Тл збільшується і становить майже 350 кА. Однак напруга є дещо нижчою, ніж у попередньому випадку (коли початковий тиск гелію становив 2 Торр). Це можна пояснити тим фактом, що напруга розряду обернено пропорційна інтегральній масовій витраті (4.4-4.5) [22]. Згідно з попередніми дослідженнями плазмових потоків у профільованих каналах [41], розрядна напруга ( $U_d$ ) залежить від розрядного струму ( $I_d$ ) та масової витрати ( $\dot{m}$ ) як



$$U_d \sim \frac{I_d^3}{\dot{m}}. \quad (4.4)$$

Інтегральна масова витрата визначається як витрата робочої речовини, що утворює плазму, на одиницю часу

$$\dot{m} = \dot{M} \times n_0, \quad (4.5)$$

де

$\dot{m}$  — інтегральна масова витрата;

$\dot{M}$  — атомна маса робочого газу на одиницю часу;

$n_0$  — початкова концентрація робочої речовини.

Варто зазначити, що порівняно із залежністю, отриманою до встановлення соленоїда, напруга розряду зростає зі збільшенням зовнішнього магнітного поля, за винятком випадку  $B_z = 0,13$  Тл. Це, можливо, вказує на те, що, як і у випадку з початковим тиском  $P_0 = 2$  Торр, напруга розряду не залежить лінійно від величини зовнішнього магнітного поля. Окрім того, крива вольт-амперної залежності без магнітного поля не повністю збігається із попереднім результатом до встановлення соленоїда (Рис. 4.5).

Ця різниця, скоріш за все, є наслідком зміни геометричних параметрів розрядного каналу, спричиненої встановленим на ньому соленоїдом із металевою основою циліндричної форми. У подальших дослідженнях необхідно враховувати такий вплив конструкції соленоїда на параметри каналу та розряду.

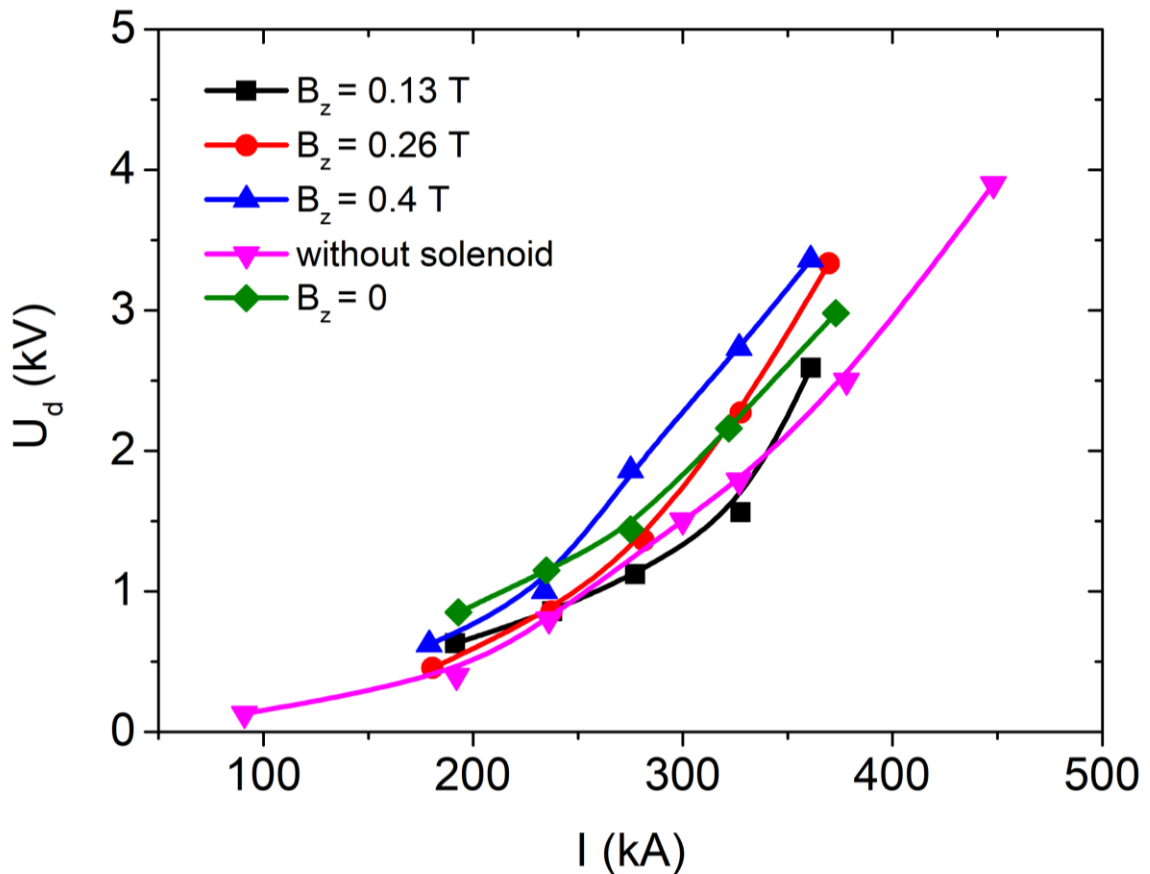


Рис. 4.5. Вольт-амперні характеристики для розряду на гелії ( $P_0 = 10$  Торр), отримані для різних значень зовнішнього поздовжнього магнітного поля.

Кривою рожевого кольору зображено вольт-амперну характеристику, отриману в попередніх дослідженнях до встановлення соленоїда.

Момент часу розряду – 5 мкс

Вольт-амперні характеристики для аргону за початкового тиску  $P_0 = 1$  Торр (Рис. 4.6) демонструють залежність, подібну до попереднього випадку. Найбільш виражена різниця в значенні розрядної напруги спостерігається між кривою, отриманою під час попередніх досліджень та кривою, отриманою після встановлення соленоїду, але без застосування магнітного поля. Найбільші значення напруги між електродами отримано для випадку із застосуванням зовнішнього магнітного поля  $B_z = 0,4$  Тл та без магнітного поля.

Подібні залежності напруги від розрядного струму є досить типовими для потужних плазмодинамічних систем із власним магнітним полем [22, 41, 45, 85]. Отримані вольт-амперні характеристики можна описати степеневою функцією  $U_d \sim I_d^\alpha$ , що добре узгоджується з теоретичними уявленнями [41] (вираз 4.4).

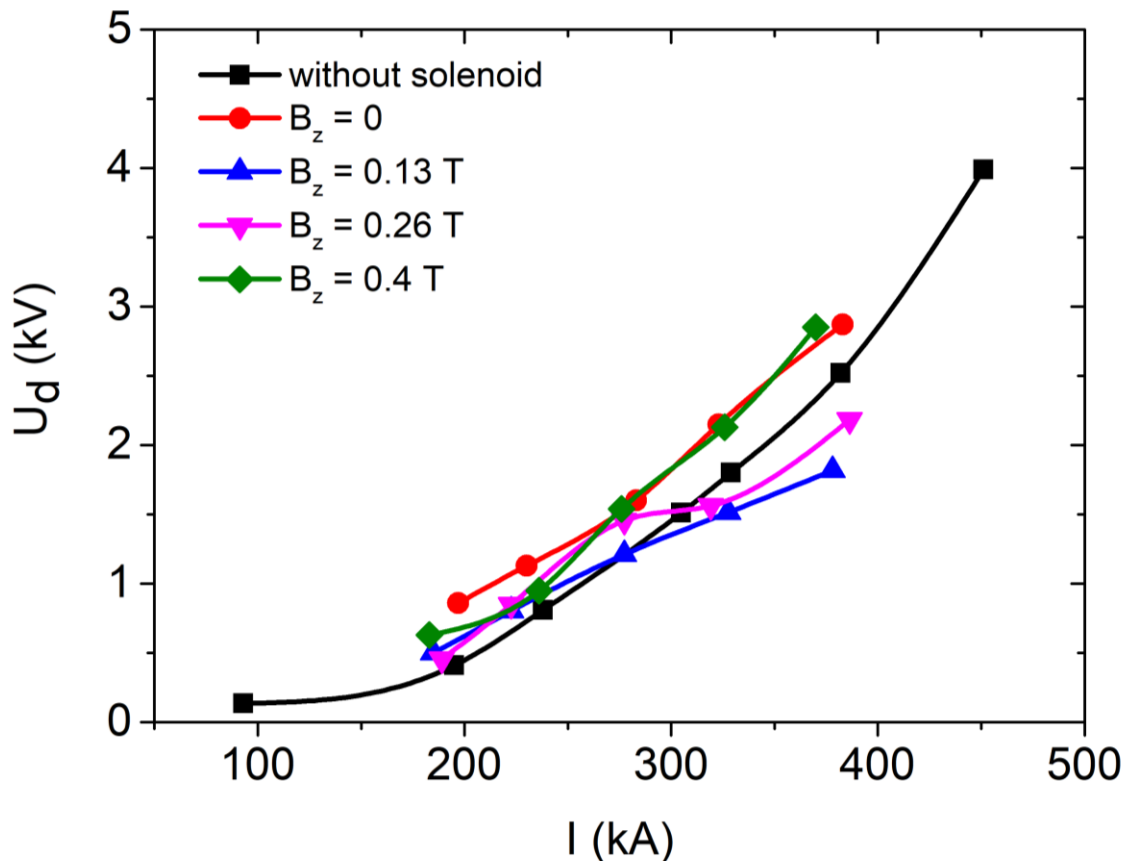


Рис. 4.6. Вольт-амперні характеристики для розряду на аргоні ( $P_0 = 1$  Торр), отримані для різних значень зовнішнього поздовжнього магнітного поля.

Кривою чорного кольору зображено вольт-амперну характеристику, отриману в попередніх дослідженнях до встановлення соленоїда.

Момент часу розряду – 5 мкс

На Рис. 4.7 порівнюється миттєва електрична потужність розряду двох режимів роботи з однаковою масовою витратою: аргон ( $P_0 = 1$  Торр) і гелій ( $P_0 = 2$  Торр) за 20 кВ вхідної початкової напруги для моменту часу розряду

приблизно 5 мкс. Якщо порівняти вольт-амперні залежності режимів з однаковою масовою витратою (Рис. 4.5 та Рис. 4.6) під час застосування зовнішнього магнітного поля, то найвище значення напруги розряду сягає приблизно 3,5 кВ для гелію із початковим тиском  $P_0 = 10$  Торр, коли зовнішнє магнітне поле становило 0,4 Тл. Це відповідає значенню миттєвої потужності розряду понад 1200 МВт, як видно на Рис. 4.7.

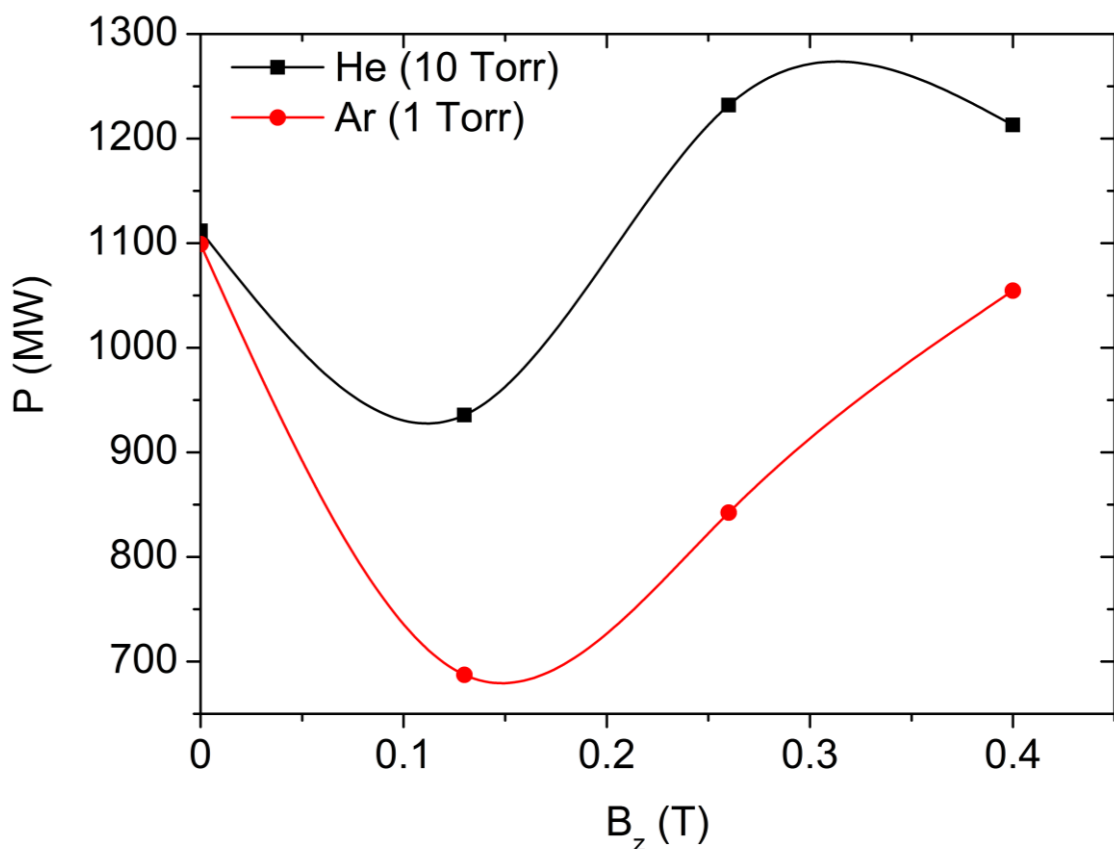


Рис. 4.7. Залежність миттєвої потужності від величини зовнішнього поздовжнього магнітного поля для режимів роботи з однаковою масовою витратою: гелій ( $P_0 = 10$  Торр) та аргон ( $P_0 = 1$  Торр).

Момент часу розряду – 5 мкс

Також було проведено вимірювання електричного поля поблизу анода МПК за присутності зовнішнього магнітного поля. Для цього було обрано

режим роботи МПК із залишковим гелієм за тиску  $P_0 = 2$  Торр, оскільки цей режим був добре досліджений у попередніх роботах. Величина радіальної складової електричного поля в плазмовому потоці МПК становить до 3 кВ/см. На Рис. 4.8 показано осцилограми радіальної складової  $E_r$  електричного поля, отримані з використанням електричного зонда поблизу анода на відстані  $z \approx 1$  см і на радіусі  $r = 2$  см для різних значень зовнішнього поздовжнього магнітного поля (до 0,4 Тл). Виявлено, що зі збільшенням напруженості зовнішнього магнітного поля зростає величина радіальної складової  $E_r$  електричного поля.

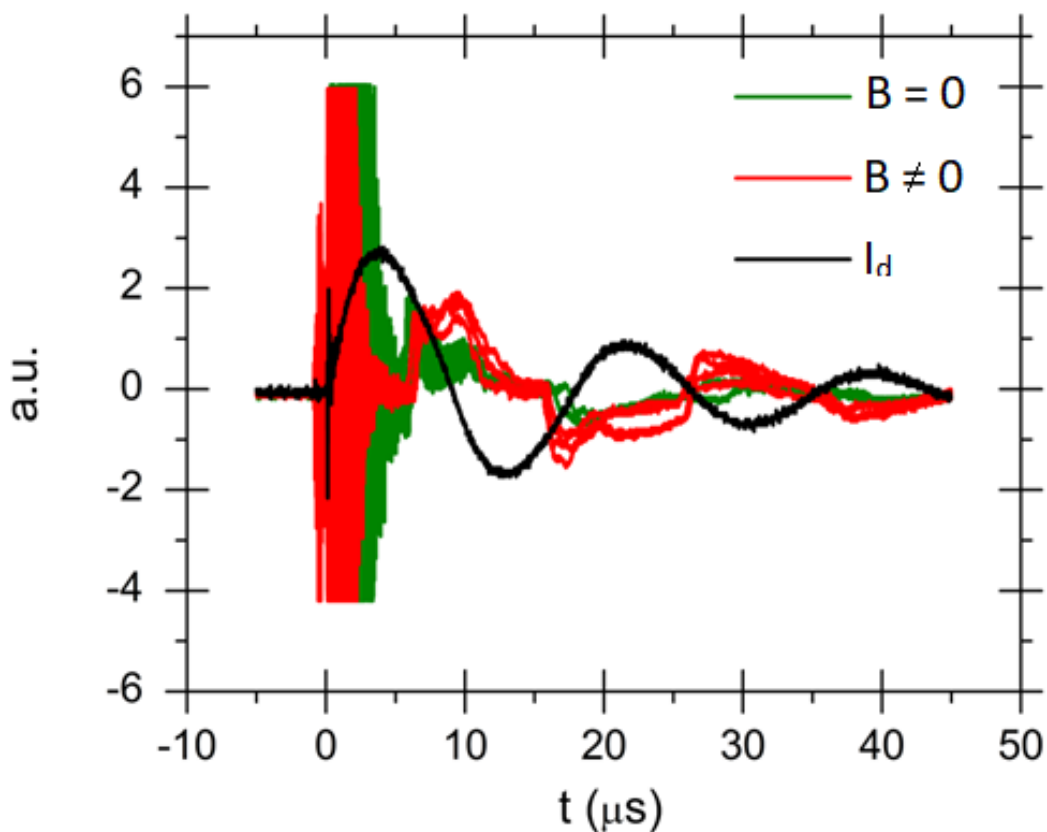


Рис. 4.8. Сигнали розрядного струму та радіальної складової електричного поля  $E_r$  для різних значень зовнішнього поздовжнього магнітного поля

Як видно на Рис. 4.9, із зовнішнім магнітним полем  $B_z = 0,3$  Тл радіальна складова електричного поля  $E_r$  приблизно в 1.5-2 рази більша, ніж у випадку

без зовнішнього магнітного поля. Отже, експериментально було продемонстровано, що зовнішнє поздовжнє магнітне поле впливає на електричне поле в плазмі в приелектродному шарі. Застосування поздовжнього магнітного поля надає додаткову можливість для керування динамічними процесами в плазмових прискорювачах та інших пристроях, принцип дії яких ґрунтується на використанні власного азимутального магнітного поля. Із цього можна зробити висновок, що зовнішнє магнітне поле може змінювати швидкість і привести до обертального руху плазми та збільшення густини іонів у межах зовнішньої електродної області МПК, що надасть змогу вплинути на ефект кризи струму.

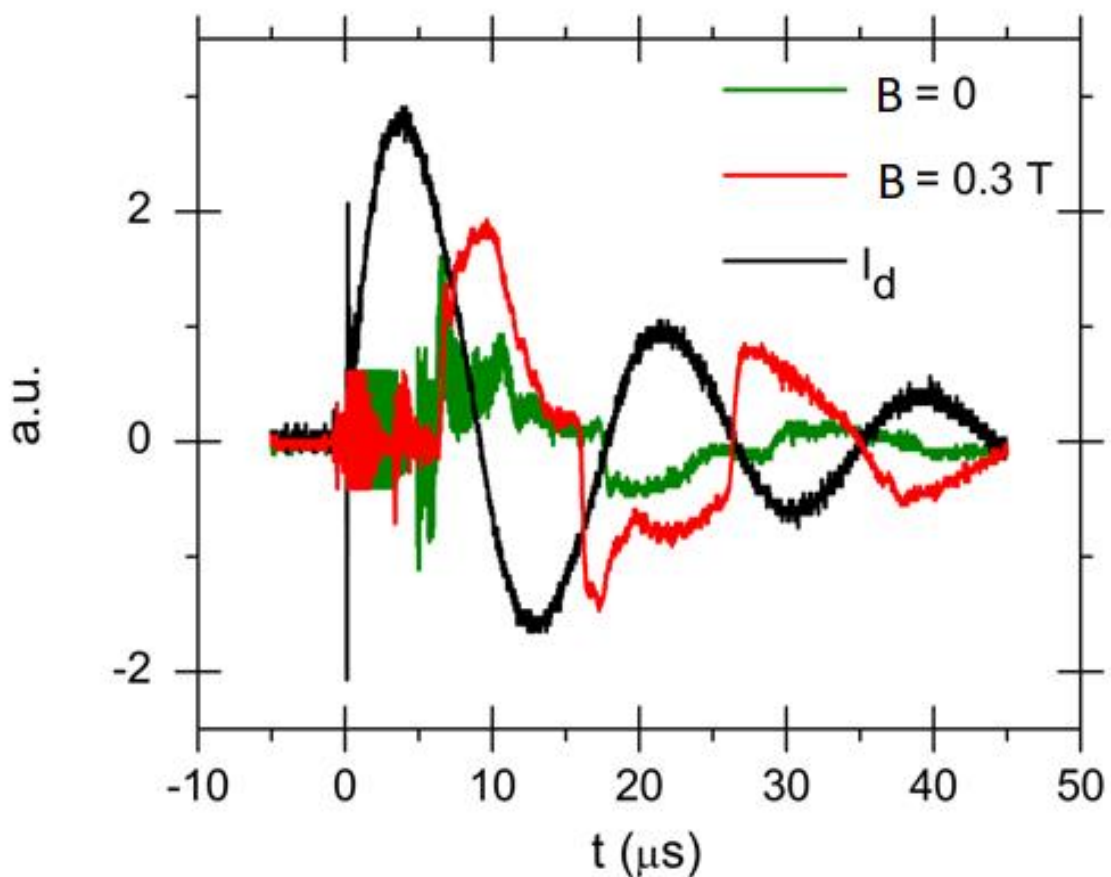


Рис. 4.9. Сигнали розрядного струму та радіальної складової електричного поля  $E_r$  для  $B_z = 0,3$  Тл

### 4.3. Вплив зовнішнього магнітного поля на параметри та динаміку плазмових потоків МПК

#### 4.3.1. Просторові розподіли магнітного поля в плазмовому потоці МПК

Було проведено вимірювання радіального розподілу власного азимутального магнітного поля  $B_\phi$  в плазмовому потоці. Методику проведення вимірювань локальних значень магнітного поля в плазмовому потоці описано в попередньому розділі. Під час експериментів конденсаторну батарею, що живить розряд, заряджали до 20 кВ. Максимальне значення розрядного струму  $I_d$  в каналі МПК становило до 400 кА з напівперіодом приблизно 10 мкс. Середня тривалість генерації потоку становила до 30 мкс. Величину зовнішнього магнітного поля  $B_z = 0,24$  Тл було обрано як середнє з можливих значень і з огляду на те, що для цього значення було проведено калібрування та вивчення роботи різних зондів із достатньою точністю.

Також було проведено вимірювання величини зовнішнього магнітного поля в плазмовому потоці поза розрядним каналом МПК. Порівняно з величиною власного азимутального магнітного поля  $B_\phi$ , значення поздовжньої  $B_z$  і радіальної  $B_r$  компонент зовнішнього магнітного поля були незначними (менше 5% від величини  $B_\phi$ ) за межами розрядного каналу.

На Рис. 4.10-Рис. 4.12 показано, як змінюється радіальний розподіл власного азимутального магнітного поля на різних відстанях від катода для моменту часу розряду 10 мкс. Цей момент часу розряду відповідає першому напівперіоду розрядного струму, коли параметри плазмового потоку поза розрядним каналом досягають своїх типових значень. У першому перерізі, що відповідає відстані  $z = 6,5$  см від катода (Рис. 4.10), виміряне власне магнітне поле збільшується приблизно в півтора-два рази на радіусі 1,5 см від осі під час застосування поздовжнього магнітного поля  $B_z = 0,24$  Тл.

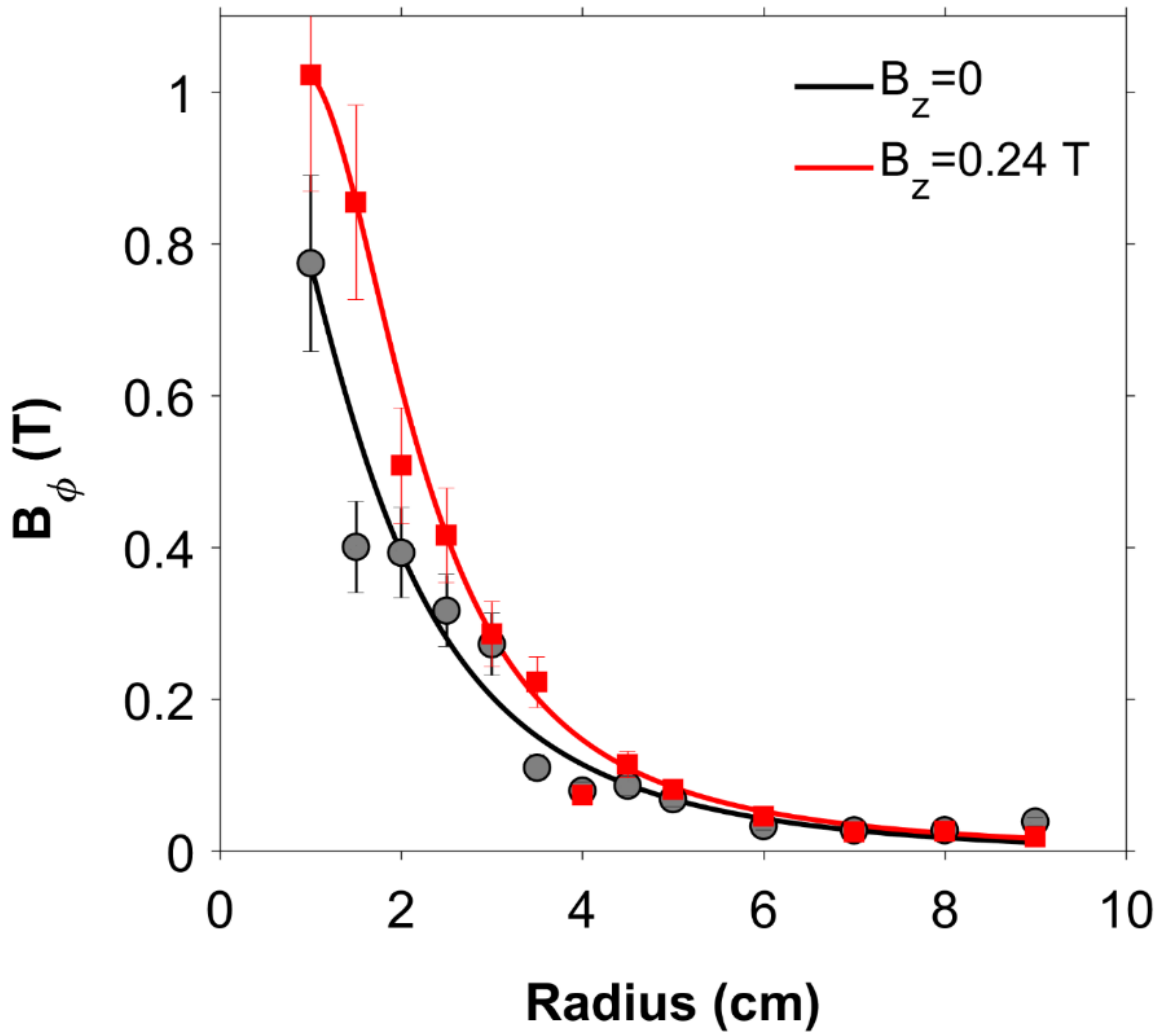


Рис. 4.10. Радіальний розподіл власного азимутального магнітного поля на відстані  $z = 6,5$  см від катода без зовнішнього магнітного поля та з магнітним полем  $B_z = 0,24$  Тл у розрядному каналі МПК. Момент часу розряду – 10 мкс

Так само на більших відстанях від катода, а саме на перерізах  $z = 8,5$  см (Рис. 4.11) та  $z = 13$  см (Рис. 4.12), різниця між кривими радіального розподілу власного магнітного поля, отриманими за присутності зовнішнього магнітного поля та без нього, є найбільш помітною в шарах плазми, що протікають ближче до осі системи на радіусах від 1 до 3 см. Варто зазначити, що порівняно з радіальним розподілом, отриманим на відстані  $z = 6,5$  см, величина власного азимутального магнітного поля  $B_\phi$  на перерізі  $z = 8,5$  см від катода поблизу осі системи є значно меншою (у 3-4 рази).



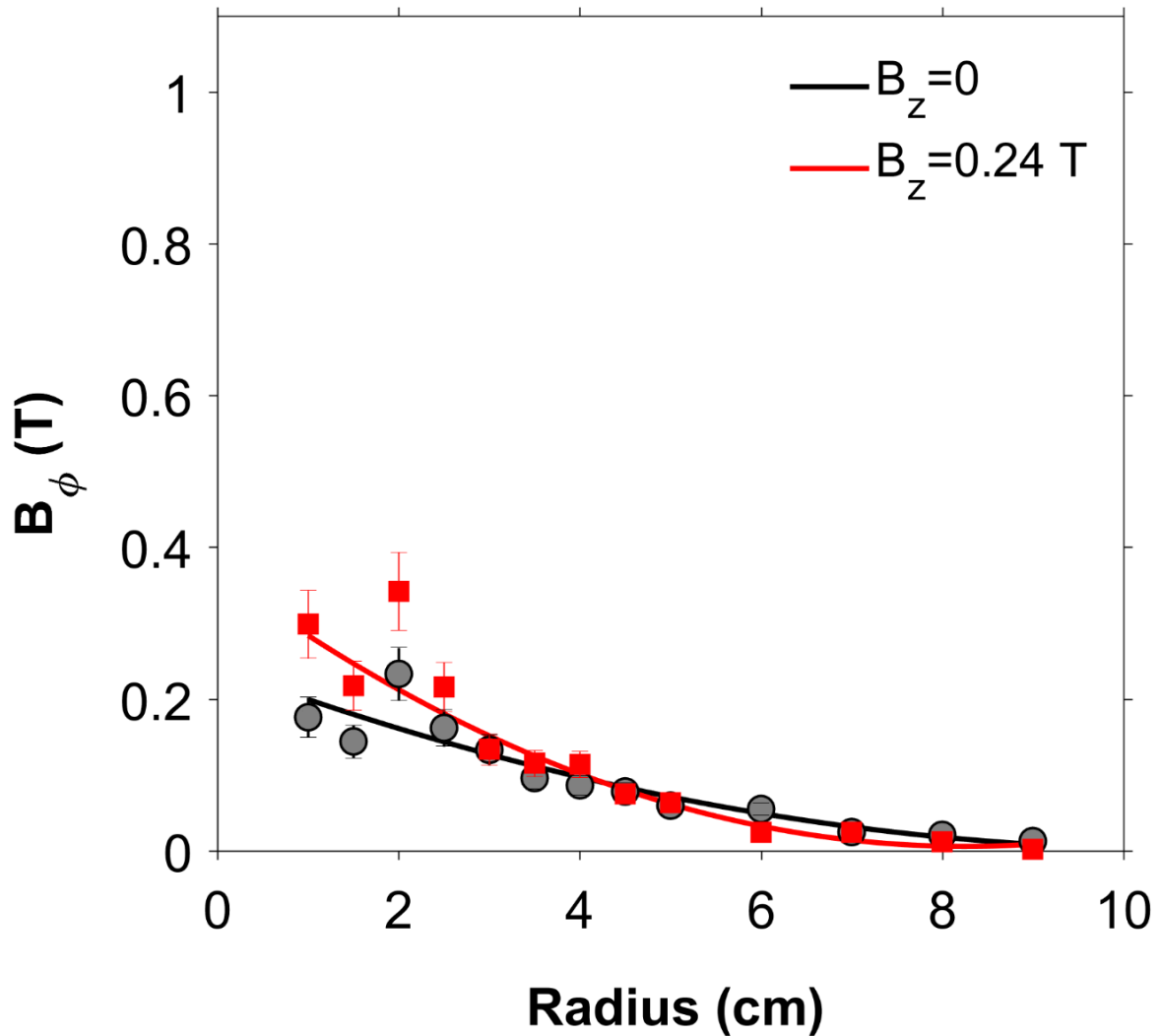


Рис. 4.11. Радіальний розподіл власного азимутального магнітного поля на відстані  $z = 8,5$  см від катода без зовнішнього магнітного поля та з магнітним полем  $B_z = 0,24$  Тл у розрядному каналі МПК. Момент часу розряду – 10 мкс

Цей ефект може бути пов'язаний із просторовим розташуванням зони стиснення плазми, оскільки, як показали попередні дослідження [22, 53, 55], витіснення магнітного поля із приосьової частини плазмового потоку вказує на місце її формування. Таким чином, незалежно від наявності зовнішнього магнітного поля в каналі спостерігається витіснення магнітного поля із приосьової частини потоку, що вказує на формування зони стиснення на відстані приблизно 8,5 см від катода.

Власне азимутальне магнітне поле  $B_\phi$ , виміряне в шарах плазми поблизу осі системи, трохи зростає з течією на більших відстанях від вихідного отвору МПК (Рис. 4.12). Застосування зовнішнього магнітного поля в розрядному каналі МПК приводить до зростання величини власного магнітного поля на всій довжині плазмового потоку поза каналом.

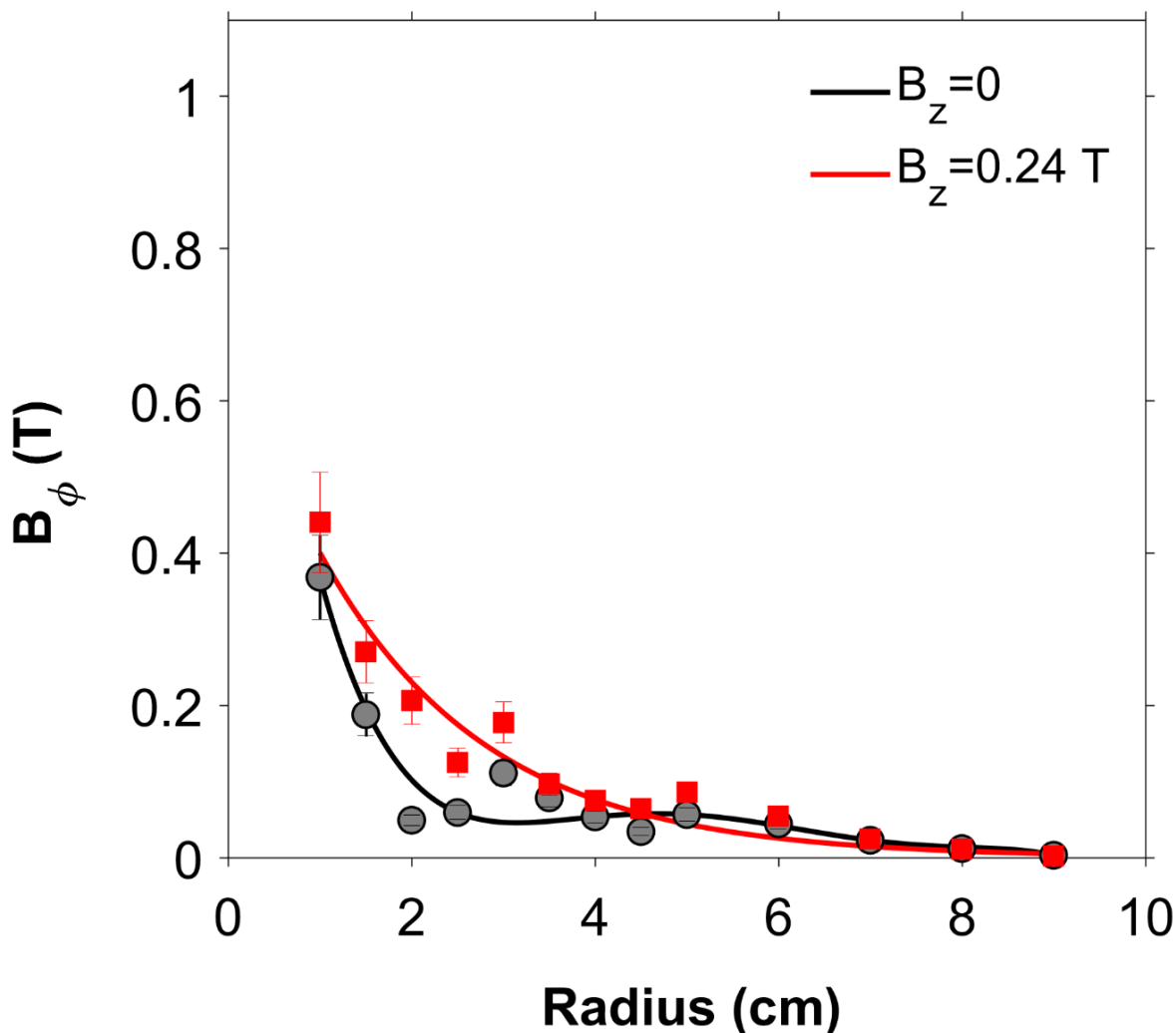


Рис. 4.12. Радіальний розподіл азимутальної складової власного магнітного поля на відстані  $z = 13$  см від катода без зовнішнього магнітного поля та з магнітним полем  $B_z = 0,24$  Тл у розрядному каналі МПК.

Момент часу розряду – 10 мкс

### 4.3.2. Просторові розподіли електронної температури в плазмовому потоці МПК

Для визначення електронної температури використовувалися дані вимірювань подвійним електричним зондом, методика застосування якого описана в попередньому розділі. Як зазначалося вище, без застосування зовнішнього магнітного поля в каналі МПК функція розподілу електронів у потоці є наближеною до максвелівської. Режим роботи зонда в типових для МПК умовах є дифузійним. Важливо ще раз підкреслити, що отримані в такий спосіб значення електронної температури є заниженими через ослаблення іонного струму насичення в призондовому шарі.

Було зроблено оцінку електронної температури в плазмовому потоці для 8, 10 і 16 мкс часу розряду МПК на різних відстанях від катода. Експерименти проводилися за таких умов: залишковий робочий газ гелій під тиском  $P_0 = 2$  Торр; розрядний струм  $I_d = 400$  кА; величина зовнішнього поздовжнього магнітного поля всередині каналу МПК – 0 і 0,24 Тл. Таке зовнішнє магнітне поле було обрано як середнє з можливих значень, для якого було добре вивчено режими роботи подвійних електричних зондів.

Було виявлено, що електронна температура в приосьовій області на відстані  $z = 3$  см від катода й на радіусі  $r = 1$  см становила в межах (8-12) еВ, проте необхідно враховувати, що таке значення температури є суттєво заниженим через значне теплове опромінення електродів зонда. Застосування електричного зонда на відстані  $z = 8$  см є ускладненим на радіусах, менших за 2 см, через швидке пошкодження і подальше випаровування його електродів після десяти імпульсів, тому вимірювання проводилися поблизу зони стиснення на відстані  $r = 2$  см від осі плазмового потоку.

На Рис. 4.13 показано розподіл електронної температури вздовж плазмового потоку на радіусі  $r = 2$  см для 8 мкс розряду за наявності зовнішнього магнітного поля  $B_z = 0,24$  Тл і без нього. Цей момент розряду

( $t = 8$  мкс) є початковою стадією розвитку плазмового потоку, коли головна частина потоку виходить за зріз плазмодинамічного пристрою, а зона стиснення ще не сформована, тому температура в цій області без зовнішнього поля ще не сягає максимуму і є досить низькою (приблизно 3 еВ). У разі застосування зовнішнього магнітного поля температура зменшується з довжиною плазмового потоку, проте її значення є більшим на всіх відстанях від виходу МПК, ніж у випадку без поля. Температура зростає приблизно в десять разів на відстанях, ближчих до виходу МПК (3-8 см), а саме до 40 еВ у випадку із зовнішнім полем. Це свідчить про істотний вплив зовнішнього магнітного поля на формування компресійного потоку.

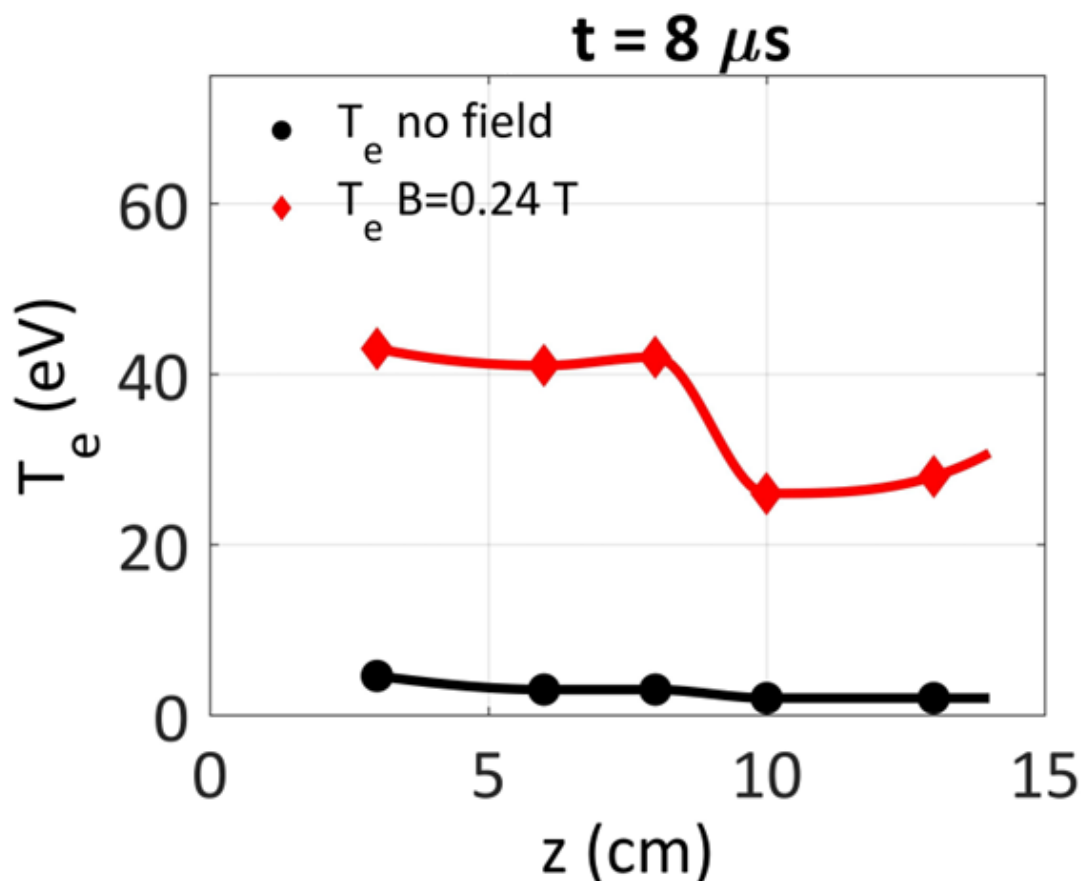


Рис. 4.13. Електронна температура на різних відстанях від катода.

Радіус 2 см. Момент часу розряду – 8 мкс

Упродовж усього розряду (Рис. 4.13 та Рис. 4.14, Рис. 4.17), залежність електронної температури залишається подібною: наявність зовнішнього магнітного поля приводить до її значного зростання.

Під час 10 мкс розряду (Рис. 4.14) температура поступово знижується з відстанню тоді, коли магнітне поле відсутнє. У випадку з магнітним полем перехідна ділянка вольт-амперної характеристики зонда в напівлогарифмічному масштабі складається з двох лінійних сегментів. ВАХ, виміряна за наявності зовнішнього поздовжнього магнітного поля ( $B_z = 0,24$  Тл у розрядному каналі), показана на Рис. 4.15.

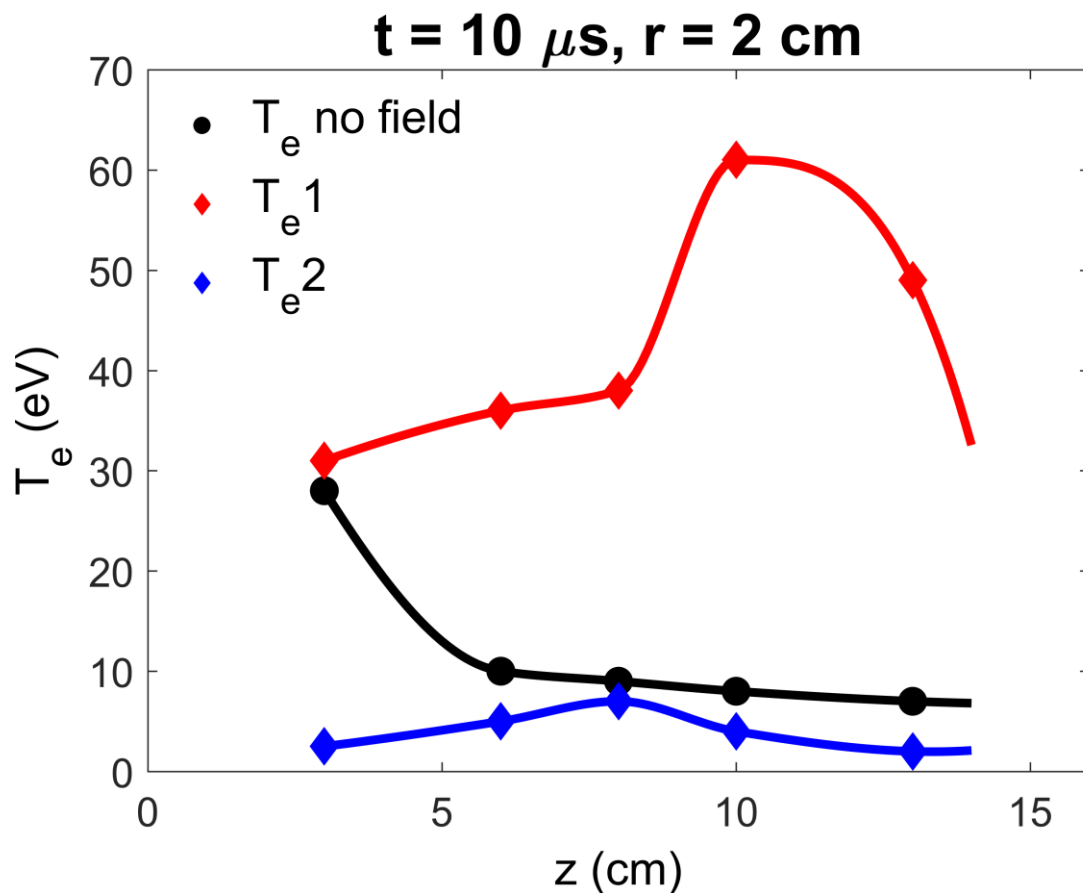


Рис. 4.14. Електронна температура на різних відстанях від катода.

Радіус 2 см. Момент часу розряду – 10 мкс

У цьому випадку функція розподілу електронів є бімаксвелівською з добре розділеними температурами. Отримати значення обох температур можна за нахилом лінійних сегментів перехідної ділянки зондової ВАХ [120-121]. Оскільки така ВАХ є ознакою бімаксвелівської функції розподілу електронів, це вказує на присутність двох популяцій електронів поблизу зони стиснення. Максимум температури першої групи електронів сягає понад 60 еВ на відстані  $z = 10$  см, тоді як температура, що відповідає другій групі електронів, залишається порівняно низькою і становить майже 10 еВ на відстані  $z = 8$  см від катода.

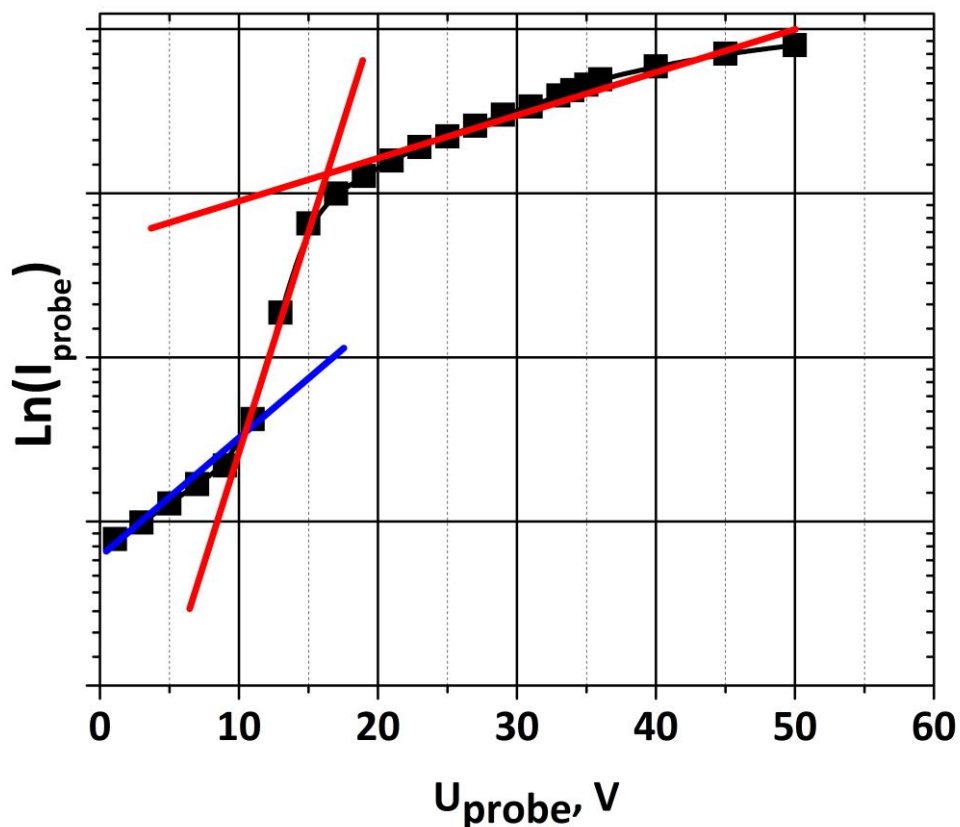


Рис. 4.15. Вольт-амперна характеристика подвійного зонда за присутності зовнішнього магнітного поля

У цей момент часу іонний струм насичення зонда сягає максимуму на відстані  $z = 8$  см (Рис. 4.16). Оскільки він є якісною характеристикою просторового розподілу густини, можна припустити, що саме на цій відстані відбувається стиснення плазмового потоку.

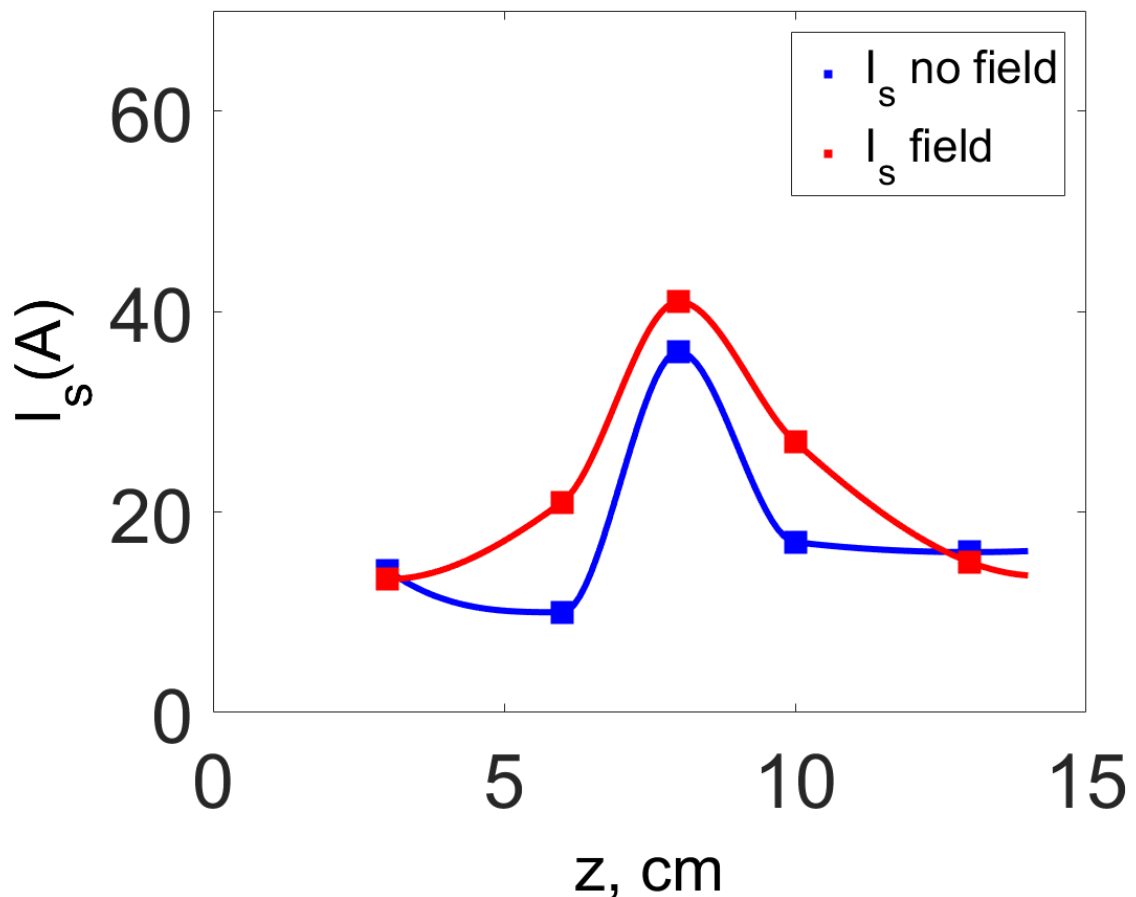


Рис. 4.16. Іонний струм насичення на різних відстанях від катода.

Радіус 2 см. Момент часу розряду – 10 мкс

Отримане високе значення електронної температури не суперечить результатам, отриманим раніше [55]. У вищезгаданому дослідженні температуру плазми  $T = T_e + T_i$ , усереднену за шириною зони стиснення (радіусом 2-3 см), було оцінено з рівняння балансу тиску і її значення сягало приблизно (60-120) еВ. Для цього густину плазми визначали за штарківським розширенням спектральної лінії HeII [55] і, як зазначалося раніше,

усереднювали вздовж лінії спостереження. Довжина вільного пробігу є істотно меншою за розмір зони стиснення, тому для цих умов величини електронної та іонної компоненти є однаковими. Відповідно, середнє значення електронної температури знаходиться на рівні (30–60) еВ. Той факт, що електронна температура виявилася настільки високою в області біля осі, пояснює короткий час життя електричних зондів під час вимірювань на вибраному радіусі.

Під час 16 мкс від початку розряду (Рис. 4.17) електронна температура без зовнішнього магнітного поля становить 20 еВ на відстані  $z = 3$  см від катода та поступово зменшується з відстанню.

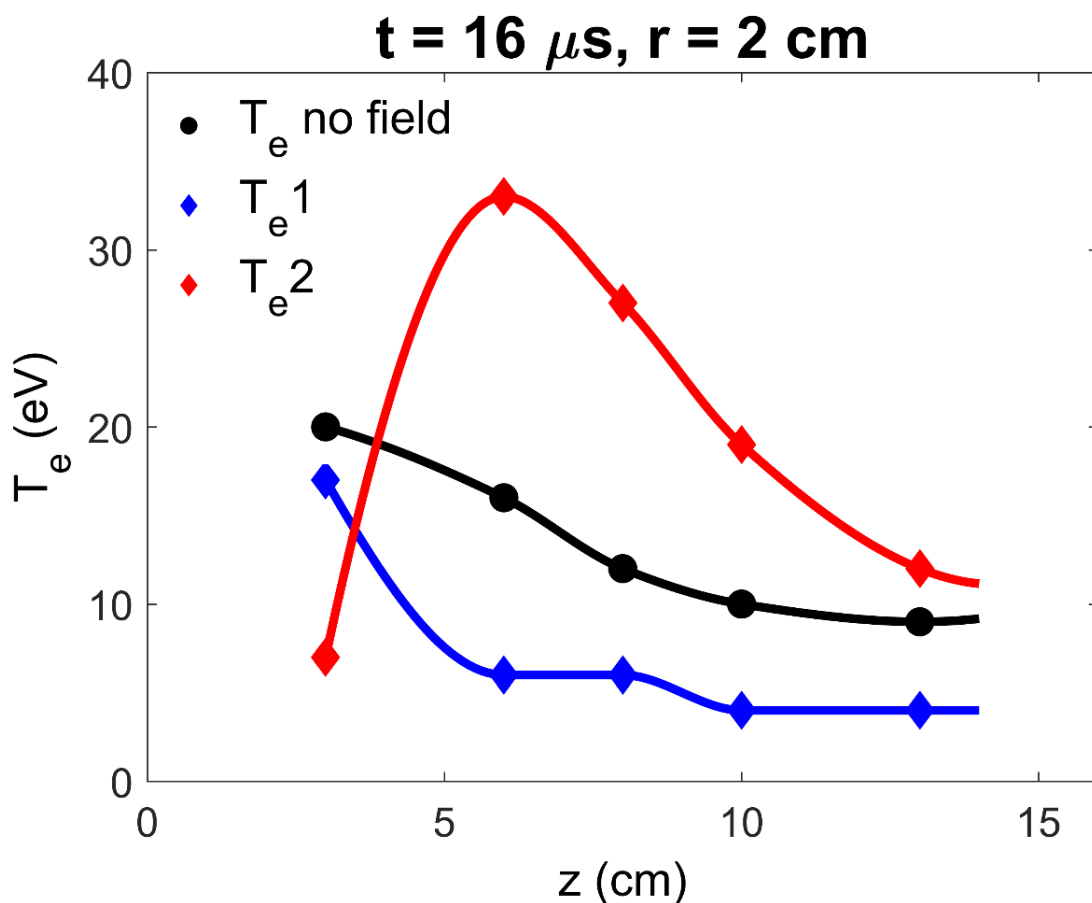


Рис. 4.17. Електронна температура на різних відстанях від катода.

Радіус 2 см. Момент часу розряду – 16 мкс



Для цього моменту часу також виявлено наявність двох популяцій електронів із різними температурами. Температура другої групи електронів досягає максимуму на відстані  $z = 6$  см від катода і становить (30–35) еВ, що майже вдвічі більше, ніж у випадку без поля на тій же відстані. Водночас температура першої групи значно знижується, сягає лише 4 еВ на  $z = 10$  см і є навіть нижчою, ніж за відсутності магнітного поля.

У цьому випадку наявність двох груп електронів може вказувати на генерацію пучка заряджених частинок (електронів) у плазмі, однак це припущення ще потребує подальшого дослідження. Загалом у випадку застосування магнітного поля температура знизилася майже вдвічі впродовж 6 мкс розрядного часу.

Електронна температура, визначена для периферійних шарів плазмового потоку, становить приблизно (3-5) еВ. Варто зауважити, що ці значення температури збігаються з отриманими раніше [46] на периферії потоку за допомогою спектроскопічних методів у попередніх експериментах до встановлення соленоїда.

#### **4.3.3. Аналіз просторової структури та динаміки плазмового потоку**

Було проведено дослідження динаміки та структури плазмового потоку за допомогою двовимірних розподілів (топограм) електричного струму, швидкості дрейфу та сили Ампера. Топограми струмів або просторовий розподіл струмів у плазмовому потоці є наочним експериментальним результатом, що характеризує властивості плазмового потоку й традиційно використовується для відстеження його динаміки та змін у його структурі під час розряду. Струми виносу – це струми, що протікають у плазмовому потоці за межами розрядного каналу плазмодинамічного пристрою. Вони є невід’ємною частиною плазмового потоку внаслідок вмороженості власного магнітного поля в плазму, а точніше – в електронну компоненту, тому після виходу потоку з розрядного каналу вони в плазмі завжди присутні. Топограма

струмів, яка містить «витіснення» електричного струму від осі потоку, що пов'язано з «витісненням» магнітного поля [22], вказує на утворення зони стиснення, яка утримує гарячу й щільну плазму.

Топограми електричного струму було побудовано з використанням даних вимірювань власного магнітного поля поза розрядним каналом МПК з урахуванням аксіальної симетрії, що перевірялася експериментально. Оскільки вимірювання на радіусах менше 1 см є ускладненими, дані для приосьової області потоку були екстрапольовані для деяких випадків, де це було необхідно, з урахуванням аксіальної симетрії плазмового потоку та припускаючи, що магнітне поле на осі потоку дорівнює нулю. Використовуючи експериментально отримані значення власного азимутального магнітного поля, можна визначити величину струму в кожній точці плазмового потоку [22]. Якщо перейти до позасистемних одиниць вимірювання, то вираз для струму може бути записаний як  $I = 5rH_\varphi$ , де  $I$  – значення струму в кА,  $r$  - радіус у см, а  $H_\varphi$  – величина власного магнітного поля в кЕ [22]. Потім із використанням уже відомих значень струму у вузлах сітки можна побудувати ізолінії струму, тобто такі лінії, на яких значення електричного струму є однаковим. За умови аксіальної симетрії вектор густини струму є дотичним до ізолінії струму в кожній її точці [22]. Фізичний зміст ізоліній струму полягає в наступному: різниця струмів  $I = 5rH_\varphi$ , що виміряні в точках 1 і 2, показує величину струму, що проходить крізь поверхню  $S = 2\pi r_{1,2}\Delta z_{1,2}$ , де  $r_{1,2}$  - радіуси в точках вимірювання 1 і 2,  $\Delta z_{1,2}$  – відстань між цими точками в поздовжньому напрямку (Рис. 4.18) [22]. Різниця у величинах  $I = 5rH_\varphi$ , що виміряні, наприклад, у точках сітки 1 і 3 за радіальною координатою показує величину струму, що протікає крізь поверхню  $S = \pi(r_1^2 - r_3^2)$ , де  $r_1$  і  $r_3$  – радіуси 1 і 3 точок відповідно [22].

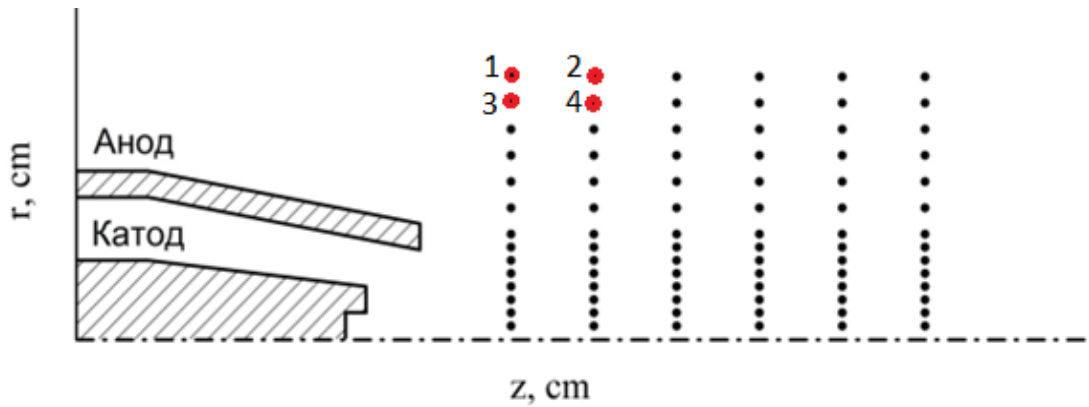


Рис. 4.18. Ілюстрація точок вимірювання для побудови топограм струму

Розподіл швидкості дрейфу  $v_d$  було розраховано за результатами вимірювань азимутальної складової власного магнітного поля та радіальної складової електричного поля для часу розряду 8, 10 і 16 мікросекунд. Швидкість дрейфу визначали із використанням розрахованих розподілів електричного потенціалу  $\phi$  та поздовжньої складової електричного поля  $E_z$ .

Для визначення просторового розподілу електричного потенціалу в плазмовому потоці в кожному перерізі  $z = \text{const}$  виміряний радіальний розподіл радіальної компоненти електричного поля  $E_r$  інтегрувався по радіусу. На Рис. 4.19 наведено просторові розподіли електричного потенціалу в плазмі на 10 мкс розряду із зовнішнім магнітним полем  $B_z = 0,24$  Тл та без нього. Вихідний отвір катода обрано в якості нульової точки відліку горизонтальної осі. Лінії потенціалу вигинаються до осі системи, а також формується замкнена структура вкладених екіпотенціалей, що є характерним для плазмодинамічних систем такого типу [22]. Під час застосування зовнішнього магнітного структура вкладених екіпотенціалей зсунута на більшу відстань від виходу МПК, а максимальне значення зростає від  $\phi = 2500$  В до  $\phi = 3500$  В. Ця величина є більшою, ніж напруга на електродах у момент максимуму струму. За відсутності магнітного поля на віддалених від каналу відстанях спостерігається структура з додатним значенням потенціалу. Схожі результати були також отримані для КСПП П-50 [122].

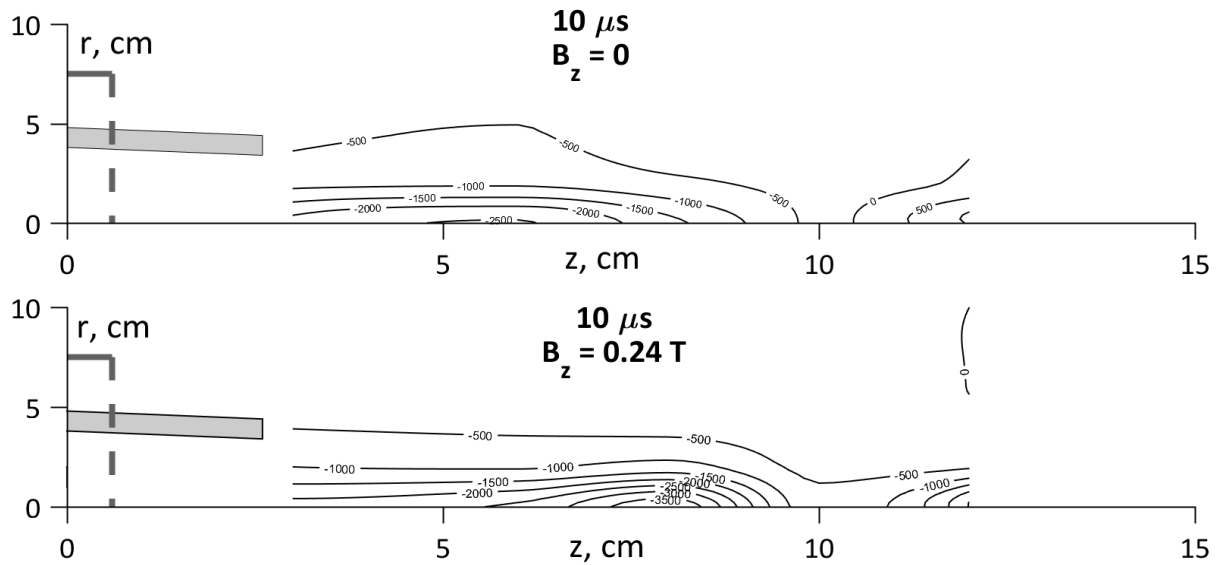


Рис. 4.19. Двовимірний розподіл електричного потенціалу  $\phi$  без зовнішнього магнітного поля (зверху) та з полем  $B_z = 0,24$  Тл (знизу). Значення потенціалу вказані у вольтах. Момент часу розряду – 10 мкс

На Рис. 4.20 наведено двовимірні розподіли електричного струму та швидкості дрейфу в плазмовому потоці поза розрядним каналом МПК для часу розряду  $t = 8$  мкс. На графіках показано лише напрямок швидкості дрейфу. Як було зазначено вище, у цей момент розряду ще не утворюється зона стиснення. Без зовнішнього магнітного поля величина електричного струму є більшою ближче до електродів, де сягає 125 кА, та зменшується з відстанню від розрядного каналу. Напрямок швидкості дрейфу збігається з напрямком поширення потоку, за винятком поперечного перерізу на  $z = 10$  см, де він спрямований до стінки вакуумної камери. Це може бути пов'язано з розходженням головної частини потоку (з урахуванням аксіальної симетрії) і подальшим рухом залишкової плазми на периферію. У випадку зовнішнього магнітного поля електричний струм зростає майже до 140 кА. Біля виходу розрядного каналу як напрямок дрейфової швидкості, так і розташування струмових вихорів вказують на те, що плазмовий потік збільшується в об'ємі.

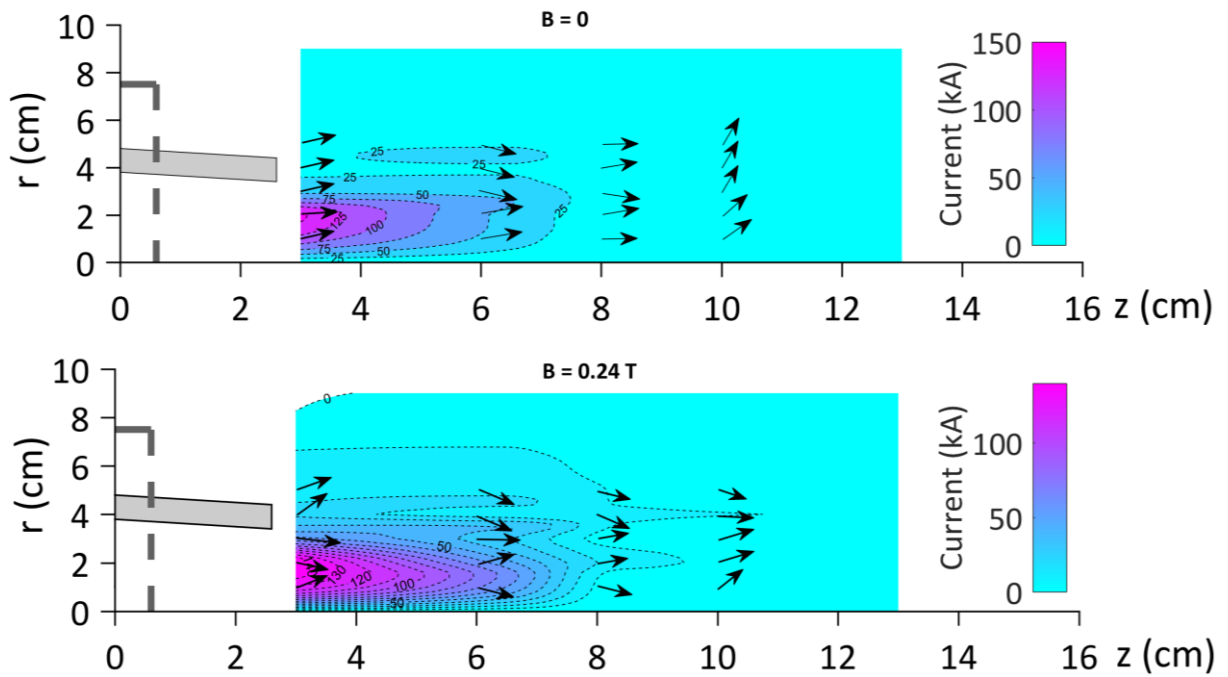


Рис. 4.20. Двовимірний розподіл електричного струму та швидкості дрейфу без зовнішнього магнітного поля (зверху) та з полем  $B_z = 0,24$  Тл (знизу).

Момент часу розряду – 8 мкс

На 10 мкс розряду у випадку без зовнішнього магнітного поля спостерігається «витіснення» ізоляції струму в приосьовій ділянці (Рис. 4.21) на приблизно 0,5 см у радіальному напрямку на відстані від 7 до 12 см від катода. Також у цій частині потоку виявлено зростання іонного струму насичення (Рис. 4.16), що є непрямим підтвердженням формування зони стиснення. За зоною стиснення біля осі потоку спостерігаються численні вихори струму. Напрямок швидкості дрейфу збігається з напрямком потоку, за винятком зони в його головній частині, де потік стає менш сфокусованим.

На 10 мкс розряду у випадку із зовнішнім магнітним полем  $B_z = 0,24$  Тл величина електричного струму виносу є більшою на щонайменше 20%, ніж без магнітного поля. Проаналізувавши область із «витісненням» ізоляції електричного струму із приосьової ділянки можна зробити висновок, що зона стиснення формується на відстані приблизно від 7 до 15 см і має радіус

приблизно (1-1.5) см. Отже, можна стверджувати, що зовнішнє магнітне поле приводить до збільшення просторового розміру зони стиснення. Як було показано в попередньому параграфі, у цей момент часу розряду максимум іонного струму насичення досягався на відстані  $z = 8$  см від катода, а температури першої групи електронів (60 eV) – на відстані  $z = 10$  см. При цьому швидкість дрейфу спрямована від осі на відстанях понад 7 см.

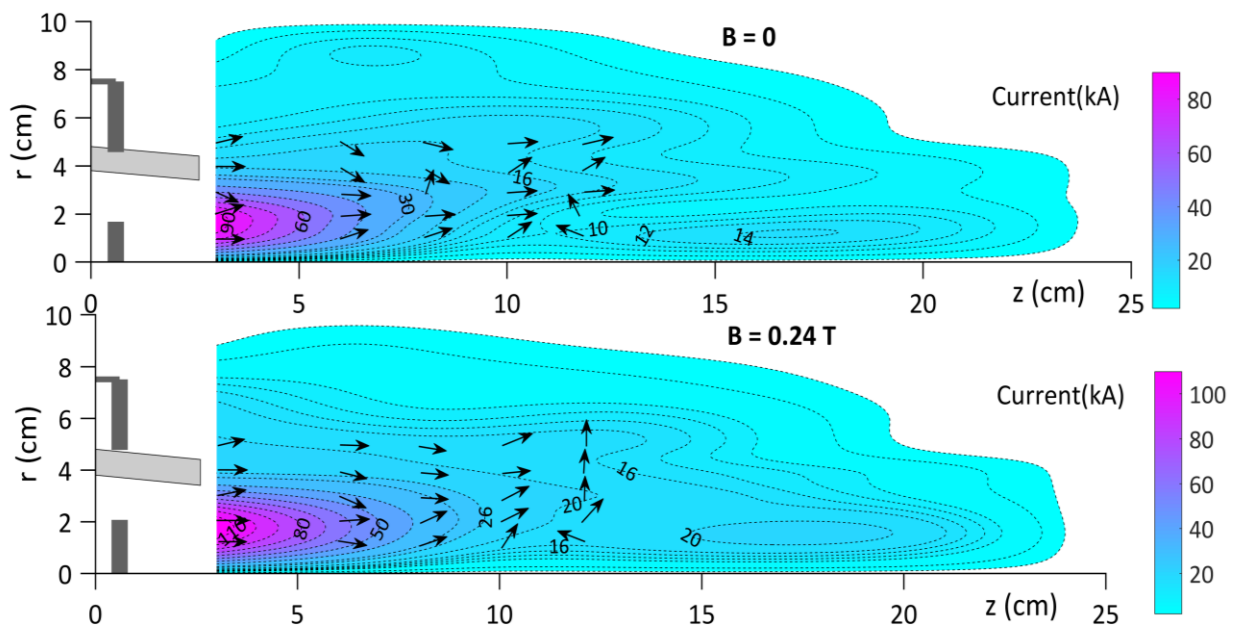


Рис. 4.21. Двовимірний розподіл електричного струму та швидкості дрейфу без зовнішнього магнітного поля (зверху) та з полем  $B_z = 0,24 \text{ Тл}$  (знизу).

Момент часу розряду – 10 мкс

Це може вказувати на те, що на довжині зони стиснення (7-15 см) відбувається часткове прискорення окремих шарів плазмового потоку до області з імовірним стрибком густини на  $z = 8$  см, а в місці максимуму температури ( $z = 10$  см) більша частина приосьового потоку, оточена «витісненими» ізолініями струму, сповільнюється. Таким чином, решта нестисненого потоку оминає зону компресії.

Оскільки прискорення плазми відбувається під дією сили Ампера, для цього моменту часу було побудовано її просторовий розподіл у плазмовому

потоці (Рис. 4.22). Величина й напрямок сили Ампера залежать від густини електричного струму та власного магнітного поля в потоці. На наведених рисунках вектори показують лише напрямок сили Ампера та не відображають її величину. В обох режимах роботи МПК, як з магнітним полем, так і без його застосування, у приосьовій зоні на радіусах  $r < 3$  см на відстані від 5 до 10 см від катода радіальна компонента сили Ампера спрямована до осі потоку, а поздовжня – проти напрямку його поширення.

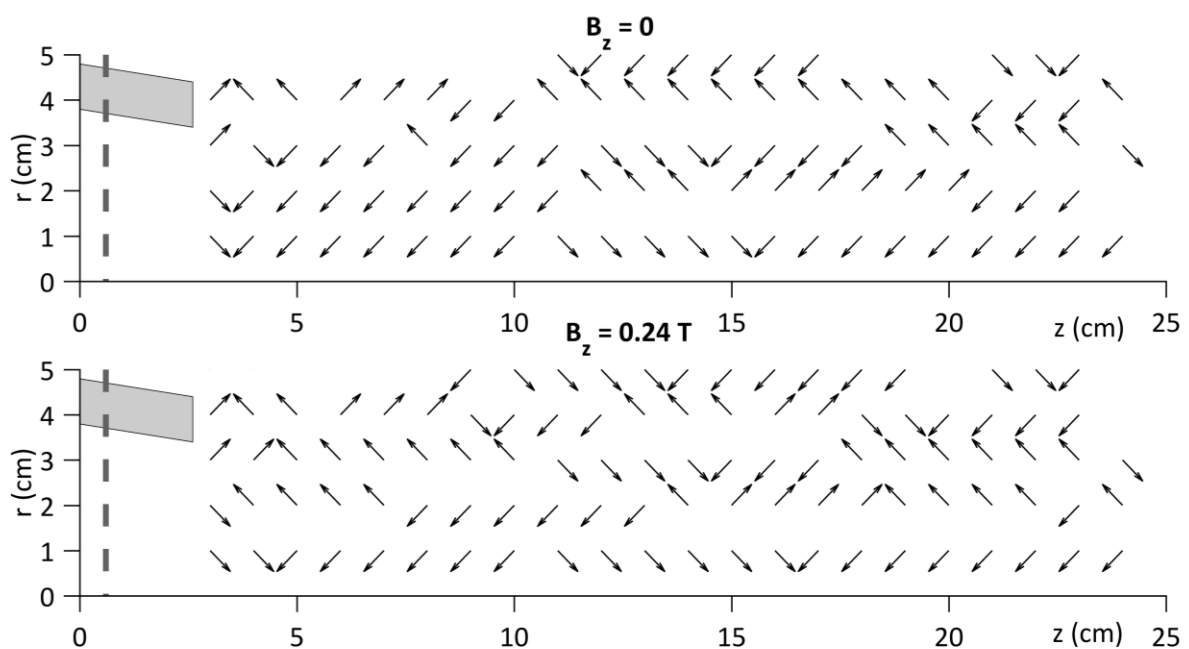


Рис. 4.22. Просторовий розподіл сили Ампера в плазмовому потоці без зовнішнього магнітного поля (зверху) та з полем  $B_z = 0,24$  Тл (знизу).

Момент часу розряду – 10 мкс

Такий розподіл вказує на те, що відбувається гальмування плазмового потоку перед зоною стиснення. На відстані  $z > 10$  см напрямок поздовжньої складової сили Ампера збігається з напрямком руху потоку, що свідчить про його прискорення після зони стиснення. На радіусах понад 1 см радіальна складова здебільшого спрямована до стінки вакуумної камери, що пов'язано з рухом плазми на периферію потоку.

Для більш точного порівняння компресійних характеристик потоку двох режимів роботи було побудовано відношення радіальних компонент сили Ампера на радіусі  $r = 1$  см (Рис. 4.23). Як видно з отриманого розподілу, радіальна складова сили Ампера у випадку з магнітним полем є більшою у 3-4 рази на відстані від 8 до 11 см від катода, що також вказує на стиснення потоку в цій області та підтверджується «витісненням» ізоліній струму на топограмах і зростанням електронної температури. Такий результат свідчить про покращення компресійних властивостей потоку із зовнішнім магнітним полем у розрядному каналі.

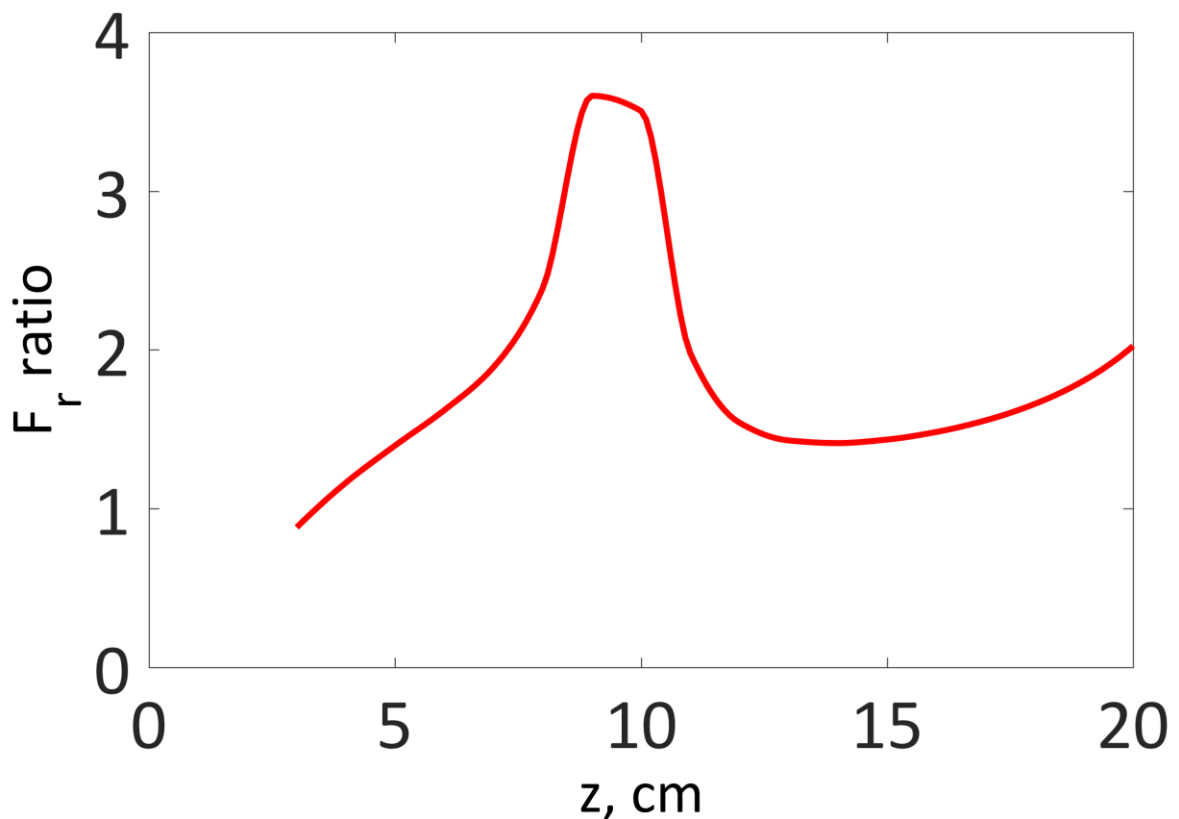


Рис. 4.23. Порівняння радіальної компоненти сили Ампера у випадку з магнітним полем з радіальною компонентою без нього на радіусі  $r = 1$  см.

Момент часу розряду – 10 мкс

На Рис. 4.24 та Рис. 4.25 показано топограми електричного струму для  $t = 12$  мкс та  $t = 14$  мкс розряду. У випадку без магнітного поля кількість



тороїдальних вихорів струму дещо зменшується, величина струмів виносу суттєво знижується і становить (20–45) кА біля виходу з розрядного каналу. Важливо зазначити, що зниження величини струмів виносу спостерігається в обох випадках після  $t = 10$  мкс розряду. Це свідчить про те, що частина енергії магнітного поля, зосередженої у вихорах струму, перетворилася в теплову енергію зони стиснення. Також в обох випадках спостерігається незначне «витіснення» ізолій струму із приосьової області. На  $t = 14$  мкс видно формування вихорів струму на відстані від 30 до 38 см від катода, пов'язане з рухом головної частини потоку від кінцевого фланця вакуумної камери.

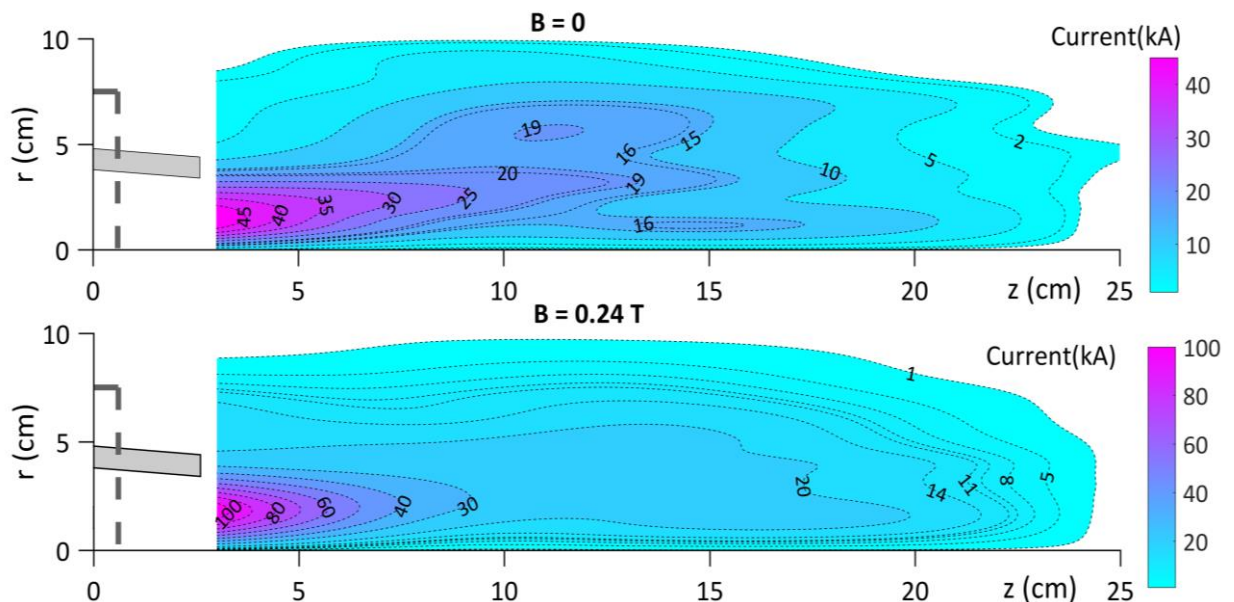


Рис. 4.24. Двовимірний розподіл електричного струму без зовнішнього магнітного поля (зверху) та з полем  $B_z = 0,24$  Тл (знизу).

Момент часу розряду – 12 мкс

Важливо звернути увагу на те, що у випадку з магнітним полем за зоною стиснення кількість вихорів є значно меншою. Як уже зазначалося, у компресійному режимі роботи плазодинамічного пристрою на вході в розрядний канал кінетична й теплова енергія є незначними порівняно з енергією магнітного поля. Під час руху потоку вздовж каналу МПК енергія

магнітного поля трансформується здебільшого в кінетичну енергію потоку, яка після цього в потоці поза каналом переважно перетворюється на теплову енергію зони стиснення. Утворення вихорів струму вважається результатом перетворення частки кінетичної енергії потоку в енергію магнітного поля, що, можливо, призводить до погіршення параметрів стиснення. І навпаки, менша кількість вихорів, ймовірно, означає, що режим стиснення є більш ефективним, а отже, і параметри плазми в зоні стиснення зростають.

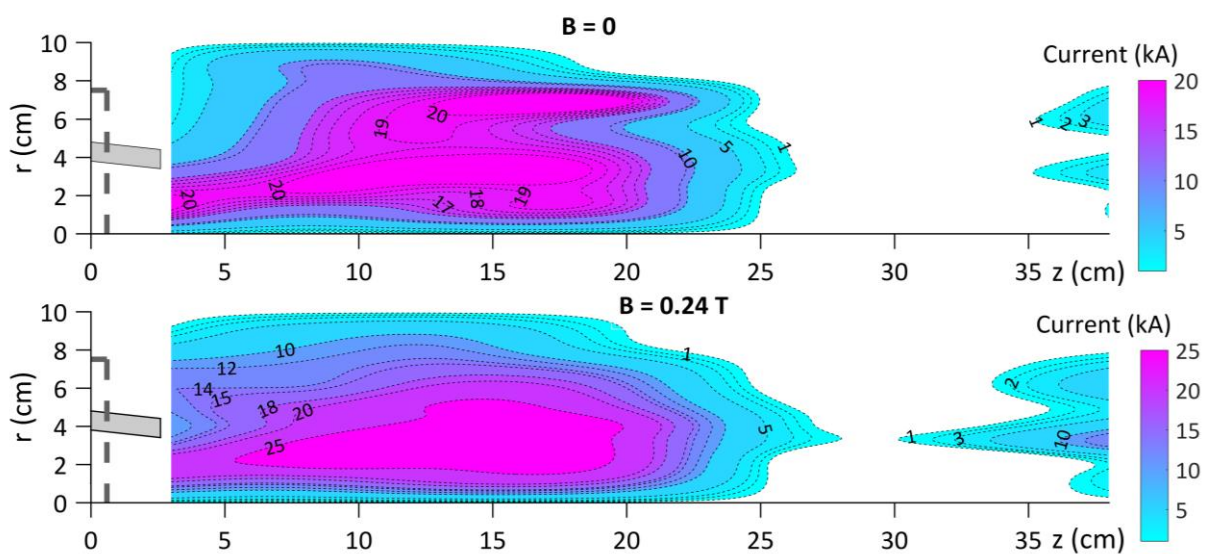


Рис. 4.25. Двовимірний розподіл електричного струму без зовнішнього магнітного поля (зверху) та з полем  $B_z = 0,24$  Тл (знизу).

Момент часу розряду – 14 мкс

Як у випадку з магнітним полем у каналі, так і без нього кінетична енергія потоку перетворюється в теплову енергію зони стиснення та енергію магнітного поля, зосереджену у вихорах струму. Тому, оскільки у випадку з магнітним полем у каналі спостерігається менше вихорів струму, більша частка кінетичної енергії перетворюється у теплову енергію зони стиснення, а отже, компресія є більш вираженою. Виявлене зростання електронної температури для цього випадку підтверджує це припущення.

На середніх стадіях розряду, а саме на  $t = 16$  мкс, вплив зовнішнього магнітного поля є ще більш значним (Рис. 4.26). На топограмі струму для випадку без зовнішнього магнітного поля виявлено, що структура потоку плазми стає складнішою: знову формуються численні вихори струму, які займають більшу частину об'єму й сягають стінки вакуумної камери, виникає струм зворотного напрямку поблизу електродів. Швидкість дрейфу в цьому місці також спрямована до виходу прискорювача, що може свідчити про те, що окремі шари плазмового потоку рухаються в напрямку виходу МПК і можуть призвести до пошкодження електродів.

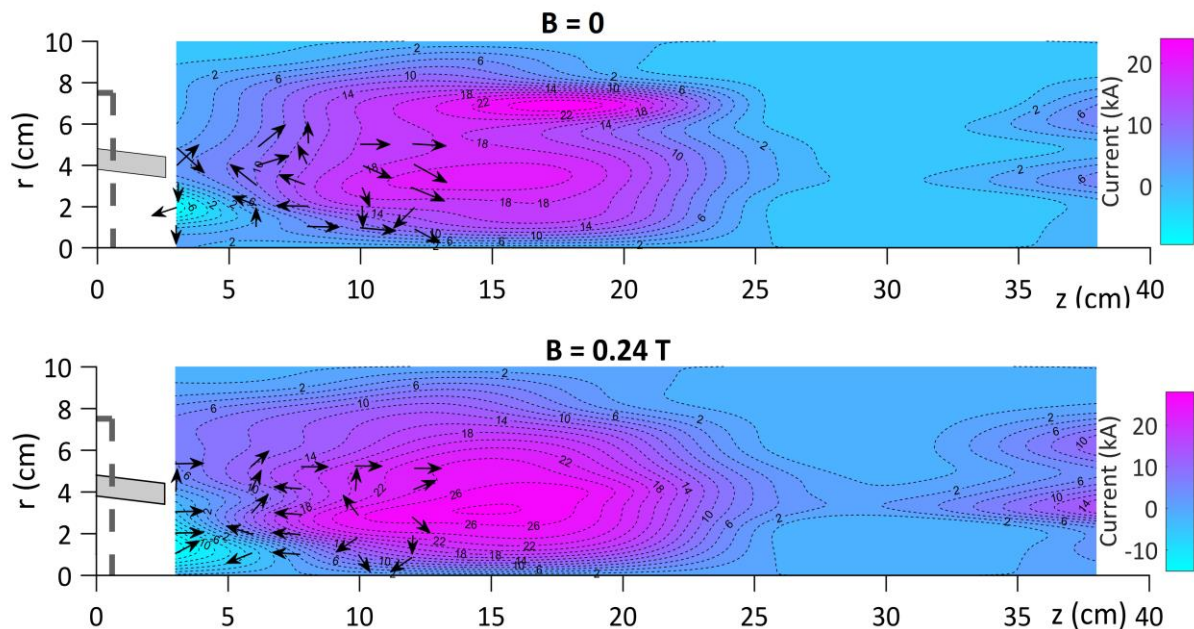


Рис. 4.26. Двовимірний розподіл електричного струму та швидкості дрейфу без зовнішнього магнітного поля (зверху) та з полем  $B_z = 0,24$  Тл (знизу).

Момент часу розряду – 16 мкс

Зміна напрямку струму спостерігається лише на пізніх стадіях плазмового потоку, що передує його наступному розпаду. Цей процес зміни напрямку струму в потоці відбувається під час другого напівперіоду розрядного струму. Це пов'язано зі зміною напрямку протікання розрядного

струму в каналі МПК, що, зі свого боку, призводить до зміни напрямку власного магнітного поля. Таким чином, частина потоку, що виходить із каналу в цей момент часу, уже має змінену конфігурацію струмів і взаємодіє з потоком, який сформувався за час першого напівперіоду розрядного струму. Процеси взаємодії цих окремих частин потоку досі залишаються не вивченими.

Поблизу осі плазмового потоку спостерігається невеликий об'єм плазми (радіусом приблизно 0,5 см) на відстані від 5 до 9 см, оточений ізолінією струму, що «витісняється» із центру потоку, і численними замкненими вихорами, що утворюються над ним. Така конфігурація струмів зазвичай пов'язана з розпадом зони стиснення, яка є менш вираженою на цій стадії розряду.

У випадку із зовнішнім магнітним полем кількість замкнених струмових вихорів зменшується, хоча величина електричного струму дещо зростає, а струм протилежного напрямку так само присутній безпосередньо біля виходу МПК. У частині потоку біля осі системи спостерігається ділянка, оточена протилежно спрямованими ізолініями струму (Рис. 4.27), а отже, протилежно спрямованими магнітними полями, що може свідчити про формування структури, подібної до нейтрального струмового шару.

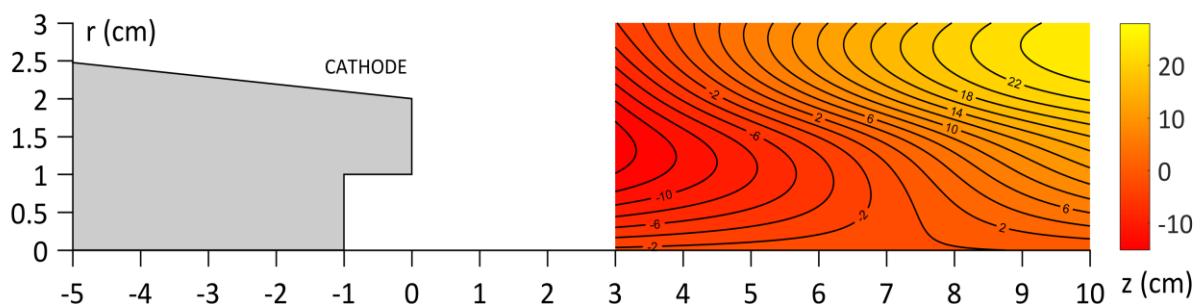


Рис. 4.27. Топограма електричного струму із зовнішнім магнітним полем

$$B_z = 0,24 \text{ Тл на } t = 16 \text{ мкс розряду}$$

Величина зворотних струмів, що розділяють шар, становить приблизно 2 кА і -2 кА. Густина струму, отримана з вимірних розподілів магнітного поля для того ж моменту часу, дозволяє зрозуміти профіль струмової структури. На Рис. 4.28 наведено поздовжній розподіл радіальної компоненти густини електричного струму та власного азимутального магнітного поля на відстані  $r = 1$  см від осі плазмового потоку. Виявлено, що власне магнітне поле змінює знак на відстані  $z = 7,5$  см від катода, де густина струму сягає максимуму. Розподіл густини струму є симетричним, що також спостерігалось в експериментах [101].

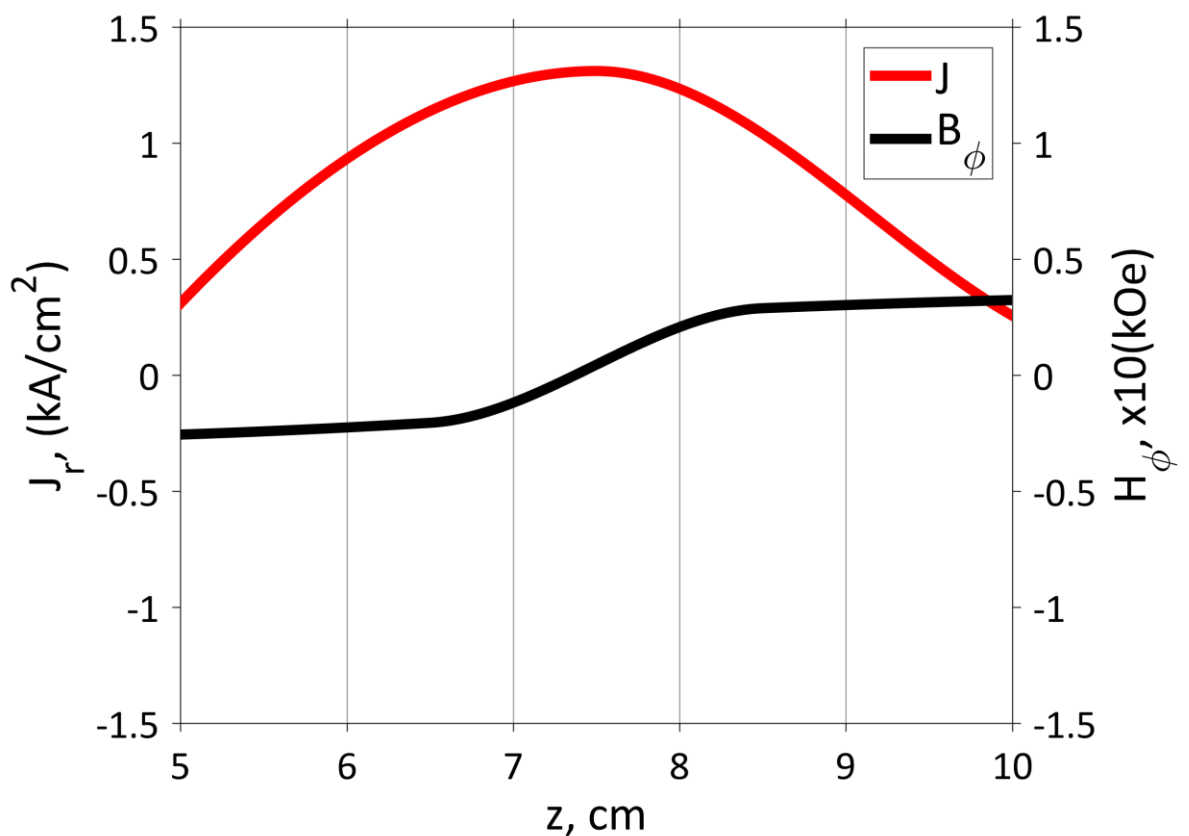


Рис. 4.28. Поздовжній розподіл радіальної складової густини електричного струму та власного азимутального магнітного поля на радіусі  $r = 1$  см від осі плазмового потоку. Зовнішнє магнітне поле  $B_z = 0,24$  Тл, 16 мкс розряду

Як видно з Рис. 4.29, температура другої групи електронів сягає максимуму ( $T_e = 30$  еВ) поблизу ділянки, де виявлено структуру, подібну до нейтрального струмового шару ( $z = 6$  см). Варто зазначити, що температура першої групи електронів залишається досить низькою, становить менше 20 еВ на відстані  $z = 3$  см і поступово знижується уздовж потоку.

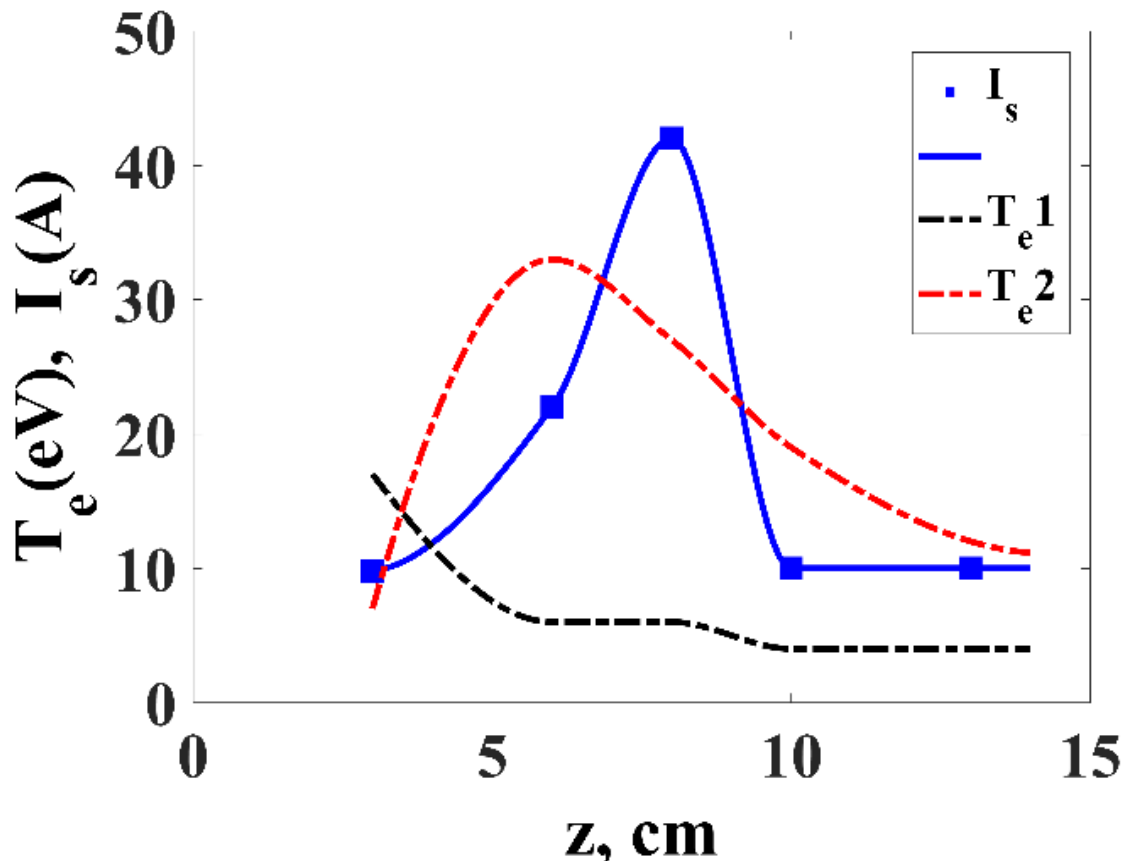


Рис.4.29. Іонний струм насичення та температури двох груп електронів, виміряні на радіусі  $r = 2$  см.

Зовнішнє магнітне поле  $B_z = 0,24$  Тл, 16 мкс розряду

Для подальшого аналізу необхідно взяти до уваги розподіл швидкості дрейфу. Важливо розглянути детально конкретну область, а саме радіуси  $r = 1$  см і  $r = 0,5$  см, де формується шар. На Рис. 4.30 показано поздовжній розподіл радіальної складової дрейфової швидкості, визначеної для радіусу  $r = 1$  см із зовнішнім магнітним полем  $B_z = 0,24$  Тл у розрядному каналі МПК

і без нього. У випадку без зовнішнього магнітного поля радіальна складова дрейфової швидкості становить  $v_r = 10^7$  см/с, на відміну від випадку з магнітним полем, коли вона змінює напрямок до осі плазмового потоку й становить  $v_r = 4 \times 10^7$  см/с на відстані  $z = 6$  см від катода.

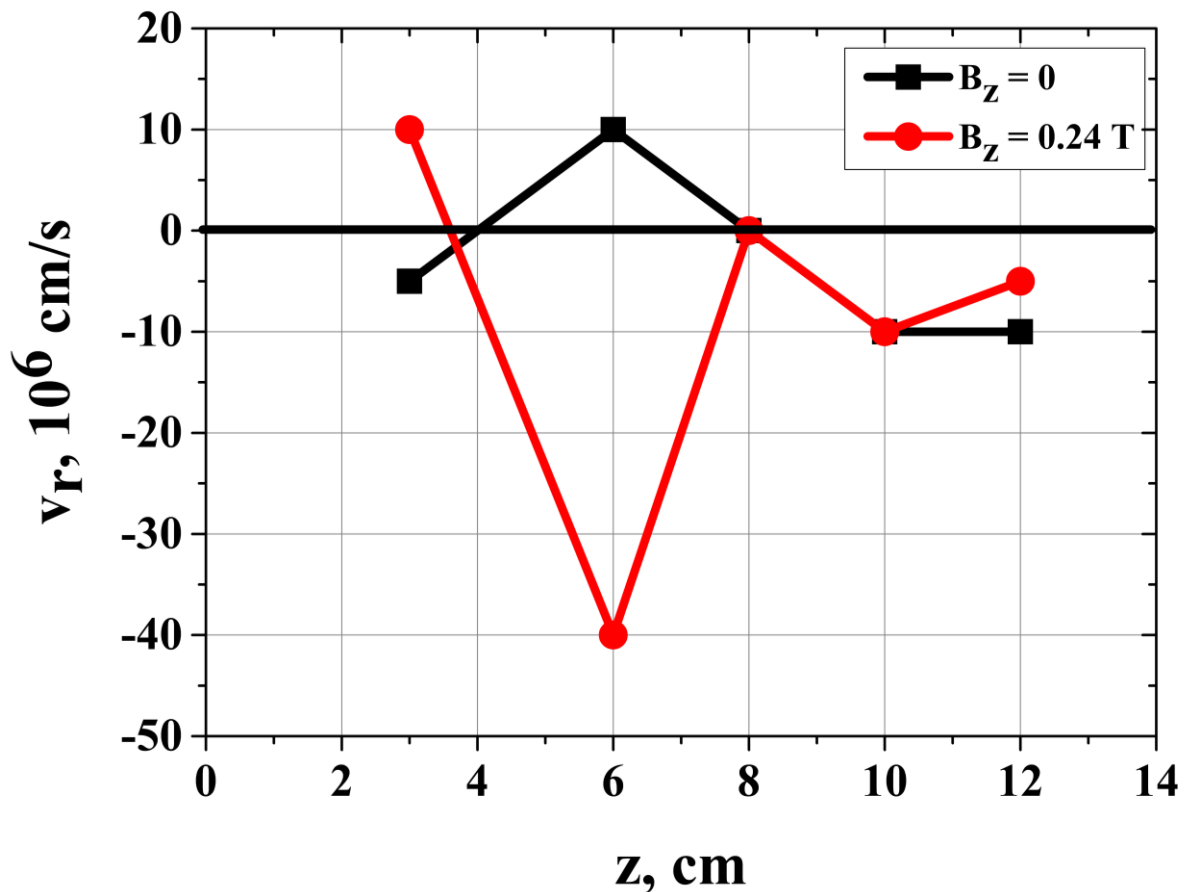


Рис. 4.30. Залежність радіальної складової швидкості дрейфу від відстані від катода, виміряної на  $r = 1$  см від осі плазмового потоку. Зовнішнє магнітне поле в розрядному каналі – 0 та 0,24 Тл, 16 мкс розряду

Оскільки на цій відстані температура другої групи електронів сягає максимуму, можна стверджувати, що електрони прискорюються вздовж напрямку витікання з нейтрального шару, де відбувається їх нагрівання, а отже, температура електронів у зоні витоку вища. Наявність двох груп електронів у цій області можна інтерпретувати як явище генерації

електронного пучка (друга температура) з області формування структури, подібної до струмового шару, у плазмовому середовищі (перша температура). З іншого боку, різке зростання швидкості дрейфу може вказувати на генерацію плазмового струменя. Це питання залишається відкритим і потребує подальшого дослідження.

Розглянемо докладніше випадок із магнітним полем і поздовжньою складовою дрейфової швидкості, зображеною на Рис. 4.31.

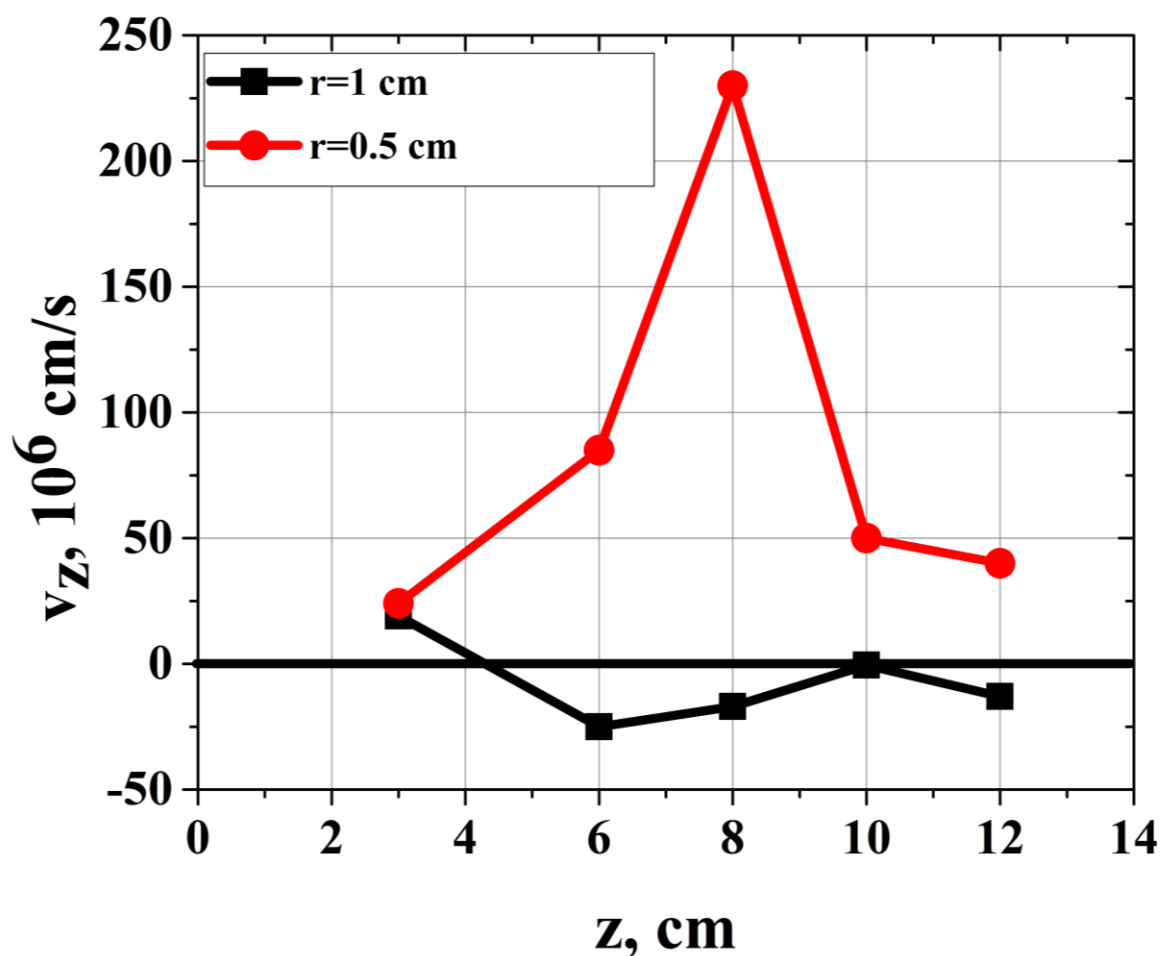


Рис. 4.31. Залежність поздовжньої складової швидкості дрейфу від відстані від катода, виміряної на  $r = 1$  см та  $r = 0,5$  см від осі потоку.

Зовнішнє магнітне поле – 0,24 Тл, 16 мкс розряду



Швидкість змінює напрямок на відстані  $r = 1$  см від осі потоку, тоді як на радіусі  $r = 0,5$  см її напрямок збігається з напрямком поширення плазмового потоку. Величина поздовжньої компоненти швидкості дрейфу на радіусі  $r = 0,5$  см і на відстані  $z = 8$  см складає близько  $(20-25) \times 10^7$  см/с і, ймовірно, належить до частини плазмового потоку, що межує з областю струмового шару.

Важливо зауважити, що струм іонного насичення зонда теж сягає максимуму в зазначених межах (Рис. 4.29). Оскільки іонний струм насичення подвійного зонда якісно відображає поведінку густини плазми, можна припустити, що густина плазми також зростає поблизу цієї області. Зважаючи на це, можна зробити висновок, що зі структури із шаром витікає прискорений потік плазми. Отже, енергія магнітного поля перетворюється на енергію частинок плазми.

Для більш детальної ілюстрації процесу було побудовано якісну схему цього явища, а також розподілу основних параметрів плазми (Рис. 4.32), де показано поведінку густини електричного струму, магнітного поля, температури та швидкості дрейфу в цьому конкретному шарі відповідно до проведених вимірювань.

На жаль, експериментально визначити товщину шару в межах поточного дослідження досить складно. Тим не менш, отримані експериментальні дані свідчать про те, що структура із нейтральним струмовим шаром розташовується на відстані приблизно від  $z = 7$  см до  $z = 7,5$  см від катода, витік електронного пучка в напрямку катода спостерігається на відстані  $z = 6$  см, а витік плазмового струменя із шару в напрямку протікання потоку – на відстані  $z = 8$  см.

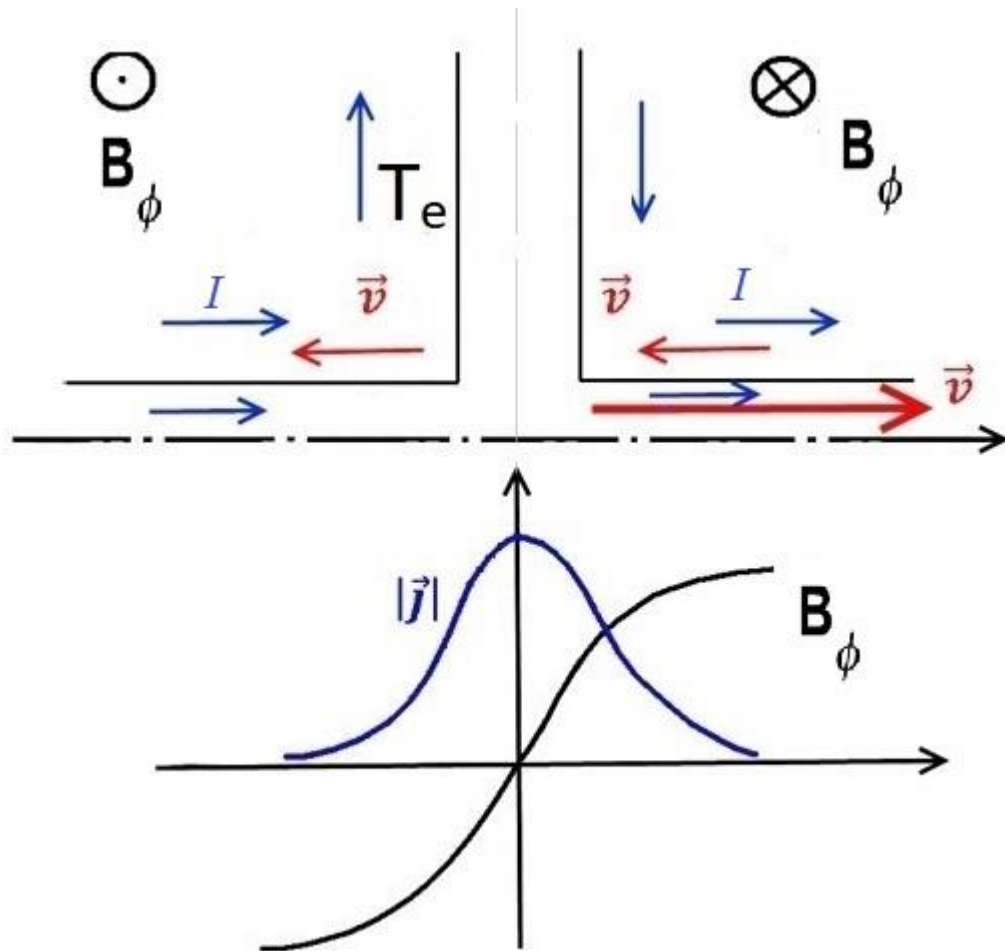


Рис. 4.32. Магнітне поле, густина електричного струму, швидкість дрейфу та електронна температура в місці формування структури, подібної до нейтрального струмового шару

Для цього випадку було розраховано розподіл сили Ампера в плазмовому потоці (Рис. 4.33), що дає змогу краще зрозуміти поведінку плазмового потоку в цей конкретний момент часу розряду. На відстані від 5 до 10 см поблизу осі потоку, де формується нейтральний струмовий шар, напрямок сили Ампера є протилежним з обох його боків, а її радіальна складова спрямована до осі системи, що вказує на стиснення потоку. Сила Ампера може прискорювати плазму вздовж поверхні шару, надаючи їй кінетичну енергію. Відповідно до отриманого розподілу сили Ампера, швидкість плазми має бути спрямована

від ділянки із шаром, таким чином абсолютне значення швидкості має збільшуватися поблизу його меж. Цей результат підтверджується отриманими розподілами швидкості дрейфу та електронної температури.

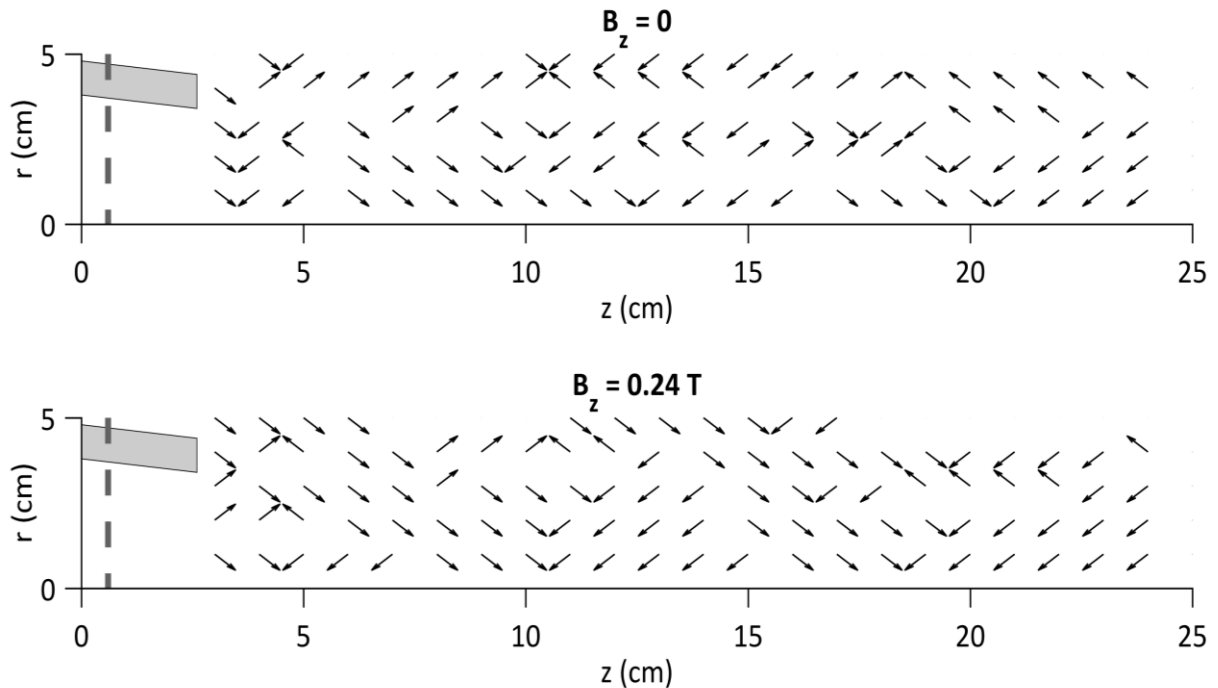


Рис. 4.33. Просторовий розподіл сили Ампера в плазмовому потоці. Зовнішнє магнітне поле – 0 (зверху) та 0,24 Тл (знизу), 16 мкс розряду

Для того, щоби простежити за структурою в динаміці було побудовано топограми електричного струму для  $t = 18$  мкс (Рис. 4.34) та  $t = 20$  мкс часу розряду (Рис. 4.35). Виявлено, що у випадку без зовнішнього магнітного поля поблизу осі системи також відбувається формування подібної струмової структури, де величина зворотних струмів, що оточують шар, становить -1 кА та 1 кА. Отже, утворення структури зі струмовим шаром відбувається пізніше, ніж під час застосуванням зовнішнього магнітного поля. В останньому ж випадку величина струмів поблизу шару із часом зменшується до 1 кА, а зворотний струм біля розрядного каналу збільшується до 55 кА. Можна стверджувати, що структура із шаром в обох випадках існує протягом

щонайменше 4 мкс. Лінійний розмір шару зменшується з часом, величина струму в тороїдальних вихорах поза ним також зменшується, а величина електричного струму протилежного напрямку біля електродів і далі зростає. Віялоподібні конфігурації струмів зворотного напрямку біля електродів займають усе більший об'єм у потоці.

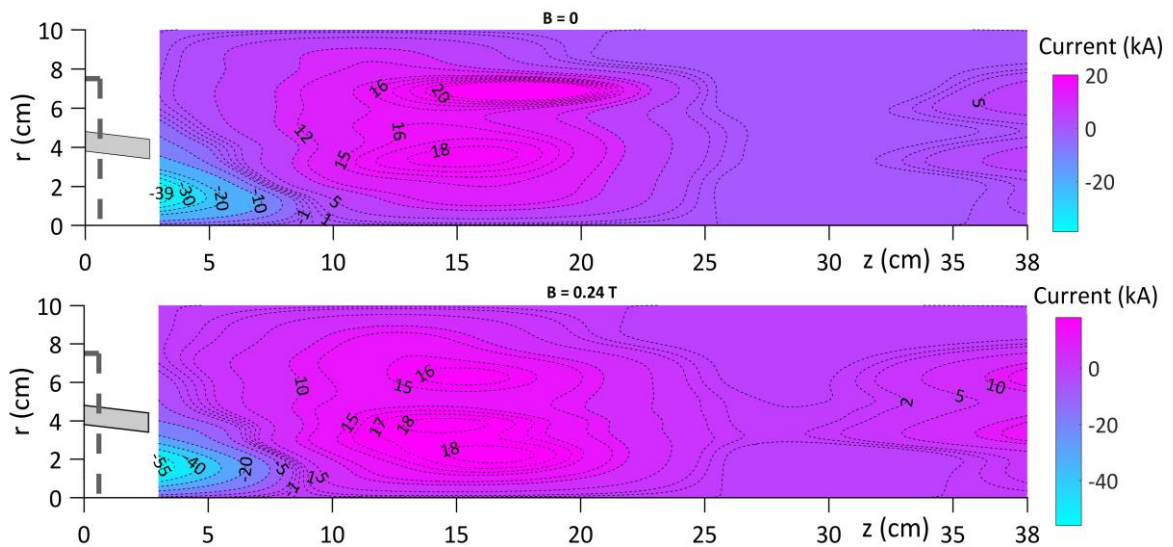


Рис. 4.34. Двовимірний розподіл електричного струму без зовнішнього магнітного поля (зверху) та з полем  $B_z = 0,24$  Тл (знизу).

Момент часу розряду – 18 мкс

Хоча в попередніх роботах [22] із МПК без системи із зовнішнім магнітним полем спостерігалися лінії струму протилежного напрямку протягом другого напівперіоду розряду, подібних струмових структур не було виявлено. Утворення таких шарів, що розділяють плазмові ділянки з магнітними полями протилежного напрямку, у даному випадку може бути пов'язане як зі зміною геометрії розрядного каналу МПК у зв'язку зі встановленням на нього конструкції із соленоїдом, так і з застосуванням зовнішнього магнітного поля. Вплив зовнішнього магнітного поля на параметри такої структури є очевидним з огляду на виявлене зростання електронної температури та швидкості. Хоча проведені експерименти дали

зможу зрозуміти загальну динаміку потоку з таким шаром, для більш детального вивчення механізмів формування та поведінки подібних структур необхідні подальші дослідження.

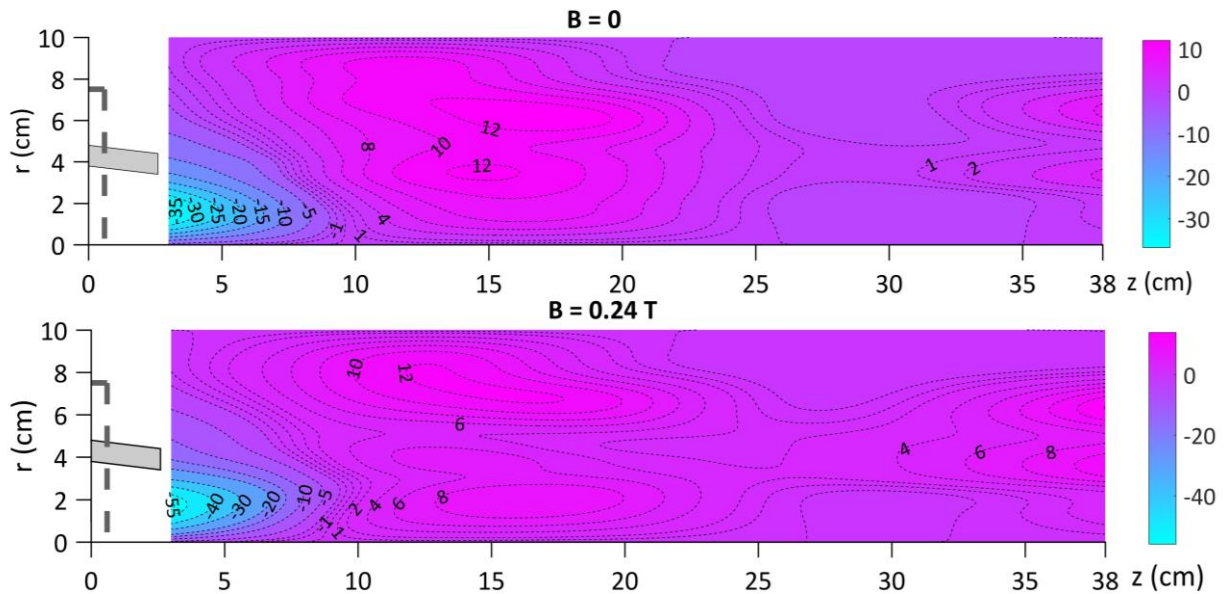


Рис. 4.35. Двовимірний розподіл електричного струму без зовнішнього магнітного поля (зверху) та з полем  $B_z = 0,24 \text{ Тл}$  (знизу).

Момент часу розряду – 20 мкс

#### 4.4. Висновки до розділу 4

1. Експериментально досліджено вплив зовнішнього поздовжнього магнітного поля на параметри розряду магнітоплазмового компресора. Вольтамперні характеристики було виміряно для різних значень зовнішнього поздовжнього магнітного поля під час роботи з газами з різними масами. Виявлено нелінійну залежність вольтамперних характеристик розряду від величини зовнішнього поздовжнього магнітного поля. ВАХ розряду також залежить від геометричних параметрів розрядного каналу. ВАХ розряду з достатньою точністю можна описати степеневою функцією  $U_d \sim I_d^\alpha$ , що добре узгоджується з теоретичними уявленнями. Для режимів з однаковою масовою витратою найвище значення напруги (приблизно 3,5 кВ) та миттєвої

потужності (1200 МВт) розряду виявлено для режиму роботи з гелієм із початковим тиском  $P_0 = 10$  Торр та зовнішнім магнітним полем  $B_z = 0,4$  Тл. Для більш повного розуміння залежності напруги на електродах від величини розрядного струму за присутності зовнішнього поздовжнього магнітного поля необхідно провести дослідження таких локальних характеристик течії плазми, як розподіл струму й потенціалу в міжелектродному проміжку.

2. Було проведено вимірювання радіального розподілу власного азимутального магнітного поля в плазмовому потоці. Показано, що застосування зовнішнього магнітного поля в розрядному каналі МПК приводить до зростання величини власного магнітного поля в приосьовій зоні на всій довжині плазмового потоку поза каналом.

3. Уперше встановлено, що під час застосування зовнішнього магнітного поля всередині каналу МПК спостерігається наявність двох популяцій електронів із різними температурами поблизу осі плазмового потоку. Зовнішнє магнітне поле приводить не лише до виникнення бімаксвелівської функції розподілу електронів, але й до помітного зростання електронної температури. Показано, що іонний струм насичення подвійного зонда досягає максимуму в місці, де спостерігається «витіснення» ізоліній електричного струму з осі потоку, що вказує на формування зони стиснення. Результати вимірювань, які було проведено із застосуванням магнітних та подвійних електричних зондів, добре узгоджуються.

4. Двовимірні розподіли швидкості дрейфу, електричного струму та сили Ампера було побудовано для проведення детального аналізу структури плазмового потоку та його поведінки під час розряду. Сукупності вихорів і замкнених тороїдальних струмових структур спостерігаються протягом усього часу існування плазмового потоку. Загалом зовнішнє магнітне поле приводить до збільшення величини електричного струму виносу на щонайменше 20%, змінює його просторовий розподіл, зменшує кількість струмових вихорів, збільшує величину радіальної компоненти сили Ампера в

зоні стиснення, що вказує на більш ефективну реалізацію режиму компресії. При цьому зафіксовано зростання температури електронів у зоні стиснення, яка сягає 60 еВ. Показано, що за присутності зовнішнього магнітного поля зона стиснення займає більший об'єм. Середня довжина зони стиснення збільшується з 5 см до 8 см, а радіус – з приблизно 0,5 см до (1-1,5) см.

5. За результатами аналізу топограм електричного струму в плазмовому потоці було виявлено момент формування структури, подібної до нейтрального струмового шару, протягом другого напівперіоду розрядного струму. Густина струму сягає максимуму в шарі, де власне магнітне поле змінює напрямок. З експериментально отриманих розподілів температури та швидкості дрейфу можна зробити висновок про генерацію електронного пучка або плазмового струменя з температурою 30 еВ. Формування подібної структури в потужних потоках плазми, генерованих квазістаціонарними плазмодинамічними системами, виявлено вперше. Дослідження нейтральних струмових шарів не є завданням цієї дисертації і, звичайно, механізми формування такої структури в плазмовому потоці МПК потребують подальшого вивчення.

## ВИСНОВКИ

1. Уперше проведено комплексні експериментальні дослідження компресійних плазмових потоків, що генеруються магнітоплазмовим компресором із додатковим поздовжнім магнітним полем. Досліджено характеристики розряду, вивчено вплив зовнішнього магнітного поля на динаміку, параметри та структуру плазмового потоку поза каналом МПК.
2. Досліджено вплив зовнішнього поздовжнього магнітного поля в каналі сильнострумowego МПК на основні електротехнічні характеристики розряду під час роботи з різними газами за різних початкових умов. Встановлено, що вольт-амперні характеристики розряду мають нелінійну залежність від величини зовнішнього магнітного поля. ВАХ, отримані з вимкненим магнітним полем, відрізняються від попередньо отриманих до встановлення соленоїда, що спричинено зміною геометричних параметрів розрядного каналу. ВАХ розряду з достатньою точністю можна описати степеневою функцією  $U_d \sim I_d^\alpha$ , що добре узгоджується з теоретичними уявленнями.
3. Вивчено вплив зовнішнього магнітного поля в каналі МПК на розподіл власного азимутального магнітного поля в плазмовому потоці за каналом. Застосування зовнішнього магнітного поля приводить до зростання величини власного магнітного поля в приосьовій зоні потоку на всій його довжині за каналом. Виявлено «витіснення» магнітного поля із приосьової частини потоку, що вказує на формування зони стиснення.
4. Проведено аналіз особливостей просторового розподілу локальної електронної температури в компресійному плазмовому потоці на основі вимірювань подвійними електричними зондами. Показано, що в типових умовах розряду МПК подвійний зонд працює в дифузійному режимі. Отримані в такий спосіб значення електронної температури є заниженими через ослаблення іонного струму насичення в призондовому шарі в результаті зіткнень. Отримано плазмові потоки із температурою електронів (30-60) eВ,



що добре узгоджується з попередніми дослідженнями. Уперше виявлено, що за зовнішнього магнітного поля в каналі МПК температура в плазмовому потоці істотно зростає, а також присутні дві групи електронів із різними температурами.

5. Дослідження процесів формування та динаміки плазмових потоків, які генеруються МПК із поздовжнім магнітним полем, показали, що плазмовий потік за межами розрядного каналу має доволі складну топологічну структуру: тороїдальні струмові вихори, конфігурації вкладених еквіпотенціалей, зони локального стиснення, струми зворотного напрямку. Застосування зовнішнього магнітного поля величиною 0,24 Тл приводить до зменшення кількості замкнених вихорів струму, збільшення об'єму зони стиснення, зростання в ній температури в шість разів, а радіальної складової сили Ампера – щонайменше в три рази. Отримані результати відкривають можливість суттєвого збільшення компресії плазми в МПК.

6. Уперше за результатами аналізу топограм електричного струму, розподілу швидкості дрейфу, температури та власного магнітного поля в плазмовому потоці було виявлено та досліджено структуру, подібну до нейтрального струмового шару. Такий шар, де густина електричного струму сягає максимуму, оточений зонами плазмового потоку з протилежно спрямованими магнітними полями. Розподіли електронної температури та швидкості дрейфу вказують на можливу генерацію електронного пучка або плазмового струменя зі структури, що містить струмовий шар. Наявність структури типу нейтральний струмовий шар робить перспективним використання МПК для експериментального моделювання астрофізичних явищ.

## СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Solyakov D.G., **Volkova Y.E.**, Cherednychenko T.N., Ladygina M.S., Marchenko A.K., Petrov Yu.V., Chebotarev V.V., Makhraj V.A., Yeliseyev D.V. Discharge characteristics in the MPC channel in presence of external longitudinal magnetic field // International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion, 10-13 September, 2018, Kharkiv, Ukraine: Book of Abstracts – National Science Center “Kharkov Institute of Physics and Technology”, Kharkiv, 2018 – p. 80.
2. Solyakov D.G., **Volkova Y.E.**, Cherednychenko T.N., Garkusha I.E., Ladygina M.S., Marchenko A.K., Petrov Yu.V., Chebotarev V.V., Makhraj V.A., Staltsov V.V., Yeliseyev D.V., Trubchaninov S.A. Discharge characteristics in the MPC channel in presence of external longitudinal magnetic field // Problems of atomic science and technology. 2019. Vol. 1. P. 208-211.
3. **Volkova Y.E.**, Solyakov D.G., Merenkova T.N., Garkusha I.E., Ladygina M.S., Marchenko A.K., Petrov Yu.V., Chebotarev V.V., Makhraj V.A., Staltsov V.V., Yeliseyev D.V. Influence of external magnetic field on MPC plasma streams // International conference on research and applications of plasmas, 15-19 July, 2019, Opole, Poland: Opole University, Opole, 2019 — p. 51.
4. Соляков Д.Г., **Волкова Ю.Є.**, Гаркуша І.Є., Меренкова Т.М., Ладигіна М.С., Марченко А.К., Петров Ю.В., Чеботарьов В.В., Махлай В.О., Стальцов В.В., Єлісеєв Д.В. Вплив соленоїда зовнішнього магнітного поля на просторові розподіли струмів в плазмових потоках, що генеруються МПК // Українська конференція з фізики плазми та керованого термоядерного синтезу – 2019, 11-12 грудня 2019 р., Київ, Україна: Збірник анотацій — Інститут ядерних досліджень НАН України, Інститут теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова НАН України, Київ, 2019 — с. 55.
5. Solyakov D.G., **Volkova Y.Ye.**, Marchenko A.K., Garkusha I.E., Makhrai V.A., Chebotarev V.V., Staltsov V.V., Merenkova T.M., Petrov Yu.V., Ladygina M.S.

Influence of external magnetic field on compressive plasma flows // 15th Kudowa Summer School "Towards Fusion Energy", 29 June – 3 July 2020, Kudowa Zdrój, Poland: Book of Abstract — Institute of Plasma Physics and Laser Microfusion, Warsaw, 2020 — p. 56.

6. Solyakov D.G., **Volkova Yu.Ye.**, Marchenko A.K., Ladygina M.S., Staltsov V.V., Petrov Yu.V., Chebotarev V.V., Merenkova T.M., Makhraj V.A., Yeliseyev D.V. Discharge parameters of magnetoplasma compressor: effect of external axial magnetic field // Problems of atomic science and technology. 2020. Vol. 6. Series: Plasma Physics (26). P. 74-77.

7. Solyakov D.G., **Volkova Yu.Ye.**, Ladygina M.S., Merenkova T.M., Marchenko A.K., Garkusha I.E., Petrov Yu.V., Chebotarev V.V., Makhraj V.A., Kulik M.V., Staltsov V.V., Yeliseyev D.V. Distributions of magnetic field and current in pinching plasma flows: axial magnetic field effect // European Physical Journal. Plus. 2021. Vol. 136. P. 566.

8. Solyakov D.G., **Volkova Yu.Ye.**, Garkusha I.E., Marchenko A.K., Ladygina M.S., V.V.Staltsov, Petrov Yu.V., Chebotarev V.V., Merenkova T.M., Makhraj V.A., Yeliseyev D.V. Measurement of the local electron temperature in self-compressed plasma stream // Problems of atomic science and technology. 2021. Vol. 4. P. 149-153.

9. Соляков Д.Г., **Волкова Ю.Є.**, Гаркуша І.Є., Марченко А.К., Ладигіна М.С., Стальцов В.В., Петров Ю.В., Чеботарьов В.В., Меренкова Т.М., Махлай В.О., Єлісеєв Д.В. Вимірювання локальної електронної температури в потоці самостисненої плазми // XV International Conference "Plasma Electronics and New Acceleration Methods", September 7-9 2021, Kharkiv, Ukraine: Program Book — National Science Center "Kharkov Institute of Physics and Technology", Kharkiv, 2018 – P. 6.

10. Solyakov D.G., **Volkova Yu.Ye.**, Garkusha I.E., Marchenko A.K., Ladygina M.S., Staltsov V.V., Petrov Yu.V., Chebotarev V.V., Merenkova T.M., Makhraj V.A., Yeliseyev D.V. Measuring Properties Of Self-Compressed Plasma Streams

With Probes: Influence Of External Magnetic Field // XVII International Scientific Conference Electronics and Applied Physics, 19-23 October 2021, Kyiv, Ukraine: Program Book — Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv, 2019 — PP#5 (CD issue).

11. **Volkova Y.**, Solyakov D., Marchenko A., Merenkova T., Makhlai V. Structure and parameters of self-compressed plasma streams in external magnetic field // 16th Kudowa Summer School "Towards Fusion Energy", 6 – 10 June 2022, Kudowa Zdrój, Poland: Book of Abstract — Institute of Plasma Physics and Laser Microfusion, Warsaw, 2022 — p. 58.

12. Solyakov D., **Volkova Y.**, Marchenko A., Chebotarev V., Garkusha I., Makhlai V., Petrov Y., Merenkova T. Local characteristics of self-compressed plasma streams in external magnetic field. 48th EPS Conference on Plasma Physics (EPS 2022), 27 June – 1 July 2022, Netherlands: Europhysics Conference Abstracts Volume 46A / Curran Associates, Inc.. — Mulhouse, France, 2023 — p. 253.

13. **Volkova Y.Ye.**, Solyakov D.G., Marchenko A.K., Ladygina M.S., Petrov Y.V., Chebotarev V.V., Merenkova T.M., Makhlai V.A., Yeliseyev D.V., Staltsov V.V. Experimental study of current-sheet-like structure in pinching plasma flows with electric and magnetic probes // Problems of Atomic Science and Technology. 2022. Vol. 6(142). Series: Plasma Physics (27). P. 70-74.

14. **Volkova Yu.**, Solyakov D., Marchenko A., Chebotarev V., Garkusha I., Makhlai V., Ladygina M., Merenkova T., Yeliseyev D., Petrov Y., Staltsov V. Structure and local parameters of self-compressed plasma streams in external magnetic field // Nukleonika. 2023. Vol. 68(1). P. 3-9.

15. Glasser A.H. Z-pinch and plasma focus // Nuclear fusion. 1989. Vol. 29(1) / Report on the 1988 Workshop on Z-Pinch and Plasma Focus held at Nice, France, 10–11 October 1988.

16. Zdunek K. Spreading of impulse plasma within a coaxial accelerator. Surface and Coatings Technology. 1995. Vol. 74-75. P. 949–952.

17. Zdunek K., Karwat T. Distribution of magnetic field in the coaxial accelerator of impulse plasma // *Vacuum*. 1996. Vol. 47(11). P. 1391-1394.
18. D. Mikitchuk, M. Cvejić, R. Doron, E. Kroupp, C. Stollberg, Y. Maron, A. L. Velikovich, N. D. Quart, J. L. Giuliani, T. A. Mehlhorn, E. P. Yu, A. Fruchtman Effects of a Preembedded Axial Magnetic Field on the Current Distribution in a Z-Pinch Implosion // *Physical Review Letters*. 2019. Vol. 122. P. 045001.
19. R. Kwiatkowski, E. Skladnik-Sadowska, K. Malinowski, M. Sadowski, K. Czaus, J. Zebrowski, L. Karpiński, M. Paduch, M. Scholz, I. Garkusha, P. Kubes Measurements of electron and ion beams emitted from the PF-1000 device in the upstream and downstream direction // *Nukleonika* 2011. Vol. 56(2). P. 119-123.
20. V.I. Tereshin, V.V. Chebotarev, D.G. Solyakov, I. E. Garkusha, V. A. Makhraj, S. A. Trubchaninov, N. I. Mitina, A. V. Tsarenko // Investigation of compression region in high-power plasma streams generated by quasi-stationary plasma accelerator (QSPA) // *Journal of Technical Physics Special Suppl.* 1998. Vol. 39. P. 149-153.
21. Ладигіна М.С. Спектральні характеристики компресійної плазми в системах типу магнітоплазмовий компресор та плазмовий фокус : дис. ... канд. фіз.-мат. наук : 01.04.08. Харків, 2018. 170 с.
22. Соляков Д.Г. Генерація потужних плазмових потоків квазістаціонарними плазмодинамічними системами : дис. ... д-ра фіз.-мат. наук : 01.04.08. Харків, 2015. 286 с.
23. Morozov A.I. Plasma accelerators // Transl. into ENGLISH from the monograph "Plazmennye Uskoriteli". 1973. P. 5-15.
24. Morozov A.I. Introduction to Plasma Dynamics // CRC Press. 2013. 834 с.
25. Арцимович Л.А., Лукьянов С.Ю., Подгорный И.М., Чуватин С.А. Электродинамическое ускорение плазменных сгустков // *ЖЭТФ*. 1957. Т. 33. №1. С. 3-8.

26. Brushlinskii K.V., Gerlakh N.I., Morozov A.I. Two-dimensional steady flow of highly conducting plasma in a coaxial system // *Fluid Dynamics*. 1966. Vol. 1. P. 134-136.
27. Morozov A.I. Steady-state plasma accelerators and their possible applications in thermonuclear research (CN-24/G-1) // *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research: Special Supplement*. 1969. P. 111-119.
28. Morozov A.I., Solov'ev L.S. Steady-State Plasma Flow in a Magnetic Field // *Reviews of Plasma Physics*. Springer US (Boston, MA), Edited by M. A. Leontovich. 1980. P. 1-103.
29. Morozov A.I. The steady axial-symmetric flow of a plasma subjected to an intrinsic magnetic field // *Problems in plasma theory*. Kiev: Naukova Dumka. 1976. P. 48-56.
30. Морозов А.И. О стационарных течениях плазмы, сопровождающихся ее сжатием // *ЖТФ*. 1967. Т. 37, № 12. С. 2147-2159.
31. Brushlinskii K.V., Morozov A.I., Paleichik V.V., Savel'ev V.V. Two-dimensional compressional plasma flow in coaxial channel // *Soviet Journal of Plasma Physics*. 1976. Vol. 2, no. 4. P. 291-296.
32. Brushlinskii K.V., Morozov A.I., Savel'ev V.V. Numerical simulation of impurity separation in the channel of a magnetoplasma compressor // *Soviet Journal of Plasma Physics*. 1979. Vol. 5. P. 64-67.
33. Морозов А.И. и Виноградова А.К. Стационарные компрессионные течения // *Физика и применение плазменных ускорителей*. Минск: Наука и Техника, 1974. С. 103-141.
34. Kovrov P.E., Morozov A.I. Structure of the compression region in a magnetoplasma compressor // *Zhurnal Tekhnicheskoi Fiziki*. 1976. Vol. 46. P. 2508-2516.
35. Abramov V.A., Berkov V.I., Morozov A.I. Investigation of the electromagnetic emission energy of magnetoplasma compressors in the vacuum region of the spectrum // *Journal of Applied Spectroscopy*. 1974. Vol. 21. P. 1664-1665.

36. Vinogradova A.K., Morozov A.I. Working mode of a magnetoplasma compressor. I, II. Zhurnal Tekhnicheskoi Fiziki. 1976. Vol. 46. P. 2495-2507.
37. Минько Л.Я. Получение и исследование импульсных плазменных потоков. Минск: Наука и техника, 1970. 181 с.
38. Clark K.E., Jahn R.G. Quasi-Steady Plasma Acceleration // AIAA Journal. 1969. Vol. 8, No.2. P. 216-220.
39. Kislov A.Ya. et al. Experimental Study of Current and Potential Distributions Between Coaxial Electrodes in a Quasi-Steady-State High Current Gas Discharge // Phenomena in Ionized Gases: Proceedings of the Eighth International Conference held August 27 - September 2. Vienna, Austria, 1967. P. 161.
40. Kovrov P.E. et al. Magnetic Field Distribution in a Coaxial Plasma Injector // Soviet Physics Doklady. 1967. Vol. 172 (6). P. 1305-1308.
41. Ковров П.Е., Шубин А.П. Сильноточный коаксиальный плазменный ускоритель в квазистационарном режиме // Физика и применение плазменных ускорителей. Минск: Наука и техника, 1974. С. 78-102.
42. Tereshin V.I. Quasi-stationary plasma accelerators (QSPA) and their applications // Plasma Physics and Controlled Fusion. 1995. Vol. 37. P. A177-A190.
43. Волошко А.Ю. и др. Двухступенчатый квазистационарный плазменный ускоритель КСПУ П-50 // VII Всесоюзная конференция по плазменным ускорителям и ионным инжекторам: тезисы докладов. Харьков, 1989. С. 5-6.
44. Волошко А.Ю., Гаркуша И.Е., Морозов А.И. и др. Экспериментальное исследование распределений токов и потенциалов в ускорительном канале КСПУ П-50. // VII Всесоюзная конференция по плазменным ускорителям и ионным инжекторам: тезисы докладов. Харьков, 1989. С. 9-10.
45. Chebotarev V.V. et al. Investigation of pinching discharge in MPC device operating with nitrogen and xenon gases // Czechoslovak Journal of Physics. 2006. Vol.56. P. B335-B341.

46. Chebotarev V.V. et al. Dynamics of nitrogen and xenon plasma streams generated by MPC device // Problems of atomic science and technology. 2007. Vol.1(13). P. 104-106.
47. Marchenko A.K. et al. Compression zone formation in magnetoplasma compressor, operating with heavy gases // Problems of Atomic Science and Technology. 2010. Vol. 6. P. 94-97.
48. Bandura A.N. et al. Characteristics of plasma streams and optimization of operational regimes for magnetoplasma compressor // Problems of atomic science and technology. 2011. Vol. 17(1). P. 68–70.
49. Marchenko A.K. et al. Features of plasma focus formation in different operation modes of gas-discharge magnetoplasma compressor // Acta Technica. 2011. Vol. 56. T113-T122.
50. Makhraj V.A. et al. Characterization of dense plasma streams generated by MPC and their interaction with material surface // Nukleonika. 2012. Vol. 57(2). P. 197-200.
51. Astashynski V.M. et al. Energy characteristics of plasma stream generated by MPC // Problems of Atomic Science and Technology. 2013. Vol. 1(83). P. 122-124.
52. Makhraj V.A. et al. Local magneto-hydro-dynamics characteristics of plasma stream generated by MPC // Kudowa Summer School "Towards Fusion Energy", 11 – 15 June 2012, Kudowa Zdrój, Poland: Book of Abstract — Institute of Plasma Physics and Laser Microfusion, Warsaw, 2012 — p. 114.
53. Cherednychenko T.N. et al. Local magnetohydrodynamic characteristics of the plasma stream generated by MPC // Acta Polytechnica. 2013. Vol. 53 (2). P. 131-133.
54. Chebotarev V.V. et al. MHD characteristics of compression zone in plasma stream generated by MPC // Problems of Atomic Science and Technology. 2012. Vol. 6. P. 123-125.



55. Solyakov D.G. et al. Formation of the compression zone in a plasma flow generated by magnetoplasma compressor // *Plasma Physics Reports*. 2013. Vol. 39 (12). P. 986-992.
56. Ladygina M.S. et al. Dynamics of self-compressed argon and helium plasma streams in the MPC facility // *Physica Scripta*. 2016. Vol. 91, no. 7. P. 074006.
57. Bergmann K., Danylyuk S. V., Juschkina L. Optimization of a gas discharge plasma source for extreme ultraviolet interference lithography at a wavelength of 11 nm // *Journal of Applied Physics*. 2009. Vol. 106. P. 073309.
58. Choi P. et al. High-radiance extreme-ultraviolet light source for actinic inspection and metrology // *J. Micro/Nanolith., MEMS, and MOEMS*. 2012. Vol. 11(2). P. 021107.
59. Khater M. A. Influence of laser pulse energy on vuv emission from laser plasmas under various ambient conditions // *Rom. Journ. Phys, Bucharest*. 2013. Vol. 58, № 1-2. P. 181–192.
60. Garkusha I.E. et al. EUV Radiation from pinching discharges of magnetoplasma compressor type and its dependence on dynamics of compression zone formation // *Physica Scripta*. 2014. Vol. T161. P. 014037.
61. Garkusha I.E. et al. EUV Radiation of Xenon Plasma Streams Generated by Magnetoplasma Compressor // 35th EPS Conference on Plasma Phys. Hersonissos, 9–13 June, 2008 / *ECA Vol. 32D*. P–2.170.
62. Garkusha I.E. et al. Dynamics of Xenon Plasma Streams generated by Magnetoplasma Compressor // *PLASMA 2007 – International Conference on Research and Applications of Plasmas*. 16–19 October, 2007, Greifswald, Germany. Editors: Hartfuss H-J., Dudeck M., Musielok J., Sadowski M.J. / *AIP CP993*. 2008. P. 341–344.
63. Petrov Yu.V. et al. Diagnostic system of EUV radiation measurements from dense xenon plasma generated by MPC // *Problems of Atomic Science and Technology*. 2011. Vol. 1. P. 185-188.

64. Doichinovich, I.P. et al. Investigations of plasma parameters in magneto plasma compressor // *J. Appl. Spectr.* 2001. Vol. 68. P. 529–633.
65. Purić J., Dojčinović I.P., Astashynski V.M., Kuraica M.M. Diagnostics of magnetoplasma compressor of compact geometry // *Publications of the Astronomical Observatory of Belgrade.* 2003. Vol. 76. P. 85-104.
66. J Purić J., Dojčinović I.P., Astashynski V.M., Kuraica M.M., Obradović B.M. Electric and thermodynamic properties of plasma flows created by a magnetoplasma compressor // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2004. Vol. 13. P. 74-78.
67. Dojčinović I.P., Kuraica M.M., Obradović B.M., Cvetanović N., Purić J. Optimization of plasma flow parameters of the magnetoplasma compressor // *Plasma Sources Science and Technology.* 2007. Vol. 16. P. 72.
68. Trklja N. Current Status Of The Magnetoplasma Compressor Device In Belgrade – Study Of Plasma Facing Materials Important For Fusion Reactors // *Interdisciplinary Description of Complex Systems.* 2015. Vol. 13(1). P. 173–181.
69. Dojčinović I.P., Kuraica M.M., Purić J. Material surface damage by quasistationary compression plasma flow action // *Vacuum.* 2010. Vol. 85, Issue 5. P. 596-600.
70. Trklja N., Mišković Ž.Z., Mitrović R.M., Obradović B.M., Kuraica M.M. Effects of high thermal loads produced by interaction of accelerated plasma with steel surfaces (100Cr6, 16MnCr5, 42CrMo4) // *Surface and Coatings Technology.* 2021. Vol. 416. P. 127157.
71. Kuraica M.M., Astashynski V.M., Dojcinovic I.P., Puric J. Modification of Solid Surface by a Compression Plasma Flow. In: Krupa, J.C., Kulagin, N.A. *Physics of Laser Crystals.* NATO Science Series. 2003. Vol 126. Springer, Dordrecht.
72. Puric J., Astashynski V.M Dojcinovic I.P., Kuraica M.M. Creation of silicon submicron structures by compression plasma flow action // *Vacuum.* 2004. Vol. 73, Issues 3–4. P. 561-566.

73. Astashinskii V.M. et al. Choice of operating conditions and plasma parameters of a magnetoplasma compressor // J. Engineering Physics and Thermophysics. 1992. Vol. 62. P. 281–285.
74. Astashinskii V.M., Kuz'mitskii A.M., Mishchuk A.A. Dynamics of formation of the compression plasma flow in a miniature magnetoplasma compressor // Journal of Engineering Physics and Thermophysics. 2011. Vol. 84, No. 5. P. 1102–1107.
75. Astashinskii V.M. et al. Studies on Dynamic Pressure of Compression Plasma Flow // Plasma Physics and Technology. 2014. Vol. 1(3). P. 157-159.
76. Anishchik V.M. et al Compressive Plasma Flows Interaction with Steel Surface: Structure and Mechanical Properties of Modified Layer // Vacuum. 2003. Vol. 70, iss. 2-3. P. 269-274.
77. Uglov V.V. et al The effect of dense compression plasma flow on silicon surface morphology. // Surface and Coatings Technology. 2002. Vol. 158-159C. P. 273-276.
78. Astashynski V.M. et al. Deposition of nanostructured metal coatings on modified silicon surfaces in magnetoplasma compressor // Vacuum. 2005. Vol. 78, issue 2–4. P. 157-160.
79. Astashynski V.M. et al. Studies and characterization of quasi-stationary compression plasma flows generated by gas-discharge and erosive plasma accelerators // Publications of the Astronomical Observatory of Belgrade. 2007. Vol. 82. P. 23–33.
80. Cherenda N.N. et al. The influence of the coating thickness on the phase and element composition of a Ti coating / steel system surface layer treated by a compression plasma flow. // Plasma Processes and Polymers. 2009. Vol. 6, Issue S1. P. S178 – S182.
81. Uglov V.V., Cherenda N.N., Anishchik V.M., Astashynski V.M., Kvasov N.T. Materials Modification by Compression Plasma Flows // Fundamentals of Modification Processes. 2013. P. 248.

82. Cherenda N.N. et al. Structure of the austenitic steel surface layer subjected to compression plasma flows impact // High Temperature Material Processes. 2020. Vol. 24, Issue 3. P. 211-225.
83. Marchenko A.K. et al. Diagnostics of plasma streams and plasma-surface interaction of essentially different duration of plasma pulses // Proc. International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion Kharkiv, Ukraine, September 12–15, 2016 / Book of abstract P. 94.
84. Marchenko A.K. et al. Diagnostics of plasma streams and plasma-surface interaction of essentially different duration of plasma pulses // Problems of atomic science and technology. 2016. Vol. 6. Series: Plasma Physics (32). P. 125-128.
85. Morozov A.I. et.al. QSPA Kh-50 full-scale high power quasistationary plasma accelerator // Plasma devices and operations. 1992. Vol. 2. P. 155-165.
86. Tereshin V.I. et al. Powerful quasi-steady-state plasma accelerator for fusion experiments // Brazilian journal of Physics. 2002. Vol. 32, # 1. P. 165.
87. Chebotarev V.V. et al. Characteristics of transient plasma layers produced by irradiation of graphite targets by high power quasi-stationary plasma streams under the disruption simulation conditions // Journal of Nuclear materials. 1996. Vol. 233-237. P. 736-740.
88. Chebotarev V.V. et al. Investigation of the quasistationary plasma flow in the axial magnetic field and modeling experiments on the current disruption // 23<sup>rd</sup> European physical society conference on Controlled fusion and plasma physics, Kiev, 24-28 June, 1996, Contributed paper, Part III, P. 1450-1453.
89. Garkusha I.E. et al. Tungsten erosion under plasma head loads typical for ITER type I ELMs and disruptions // Journal of Nuclear Materials. 2005. Vol. 337-339. P. 707-711.
90. Garkusha I.E. et al. Experimental Study of Plasma Energy Transfer and Material Erosion under ELM-like Heat Loads // Journal of Nuclear Materials. 2009. Vol. 390-391, P. 814-817.

91. Garkusha I.E. et al. Tungsten melt losses under QSPA Kh-50 plasma exposures simulating ITER ELMS and disruptions // *Fusion Science and Technology*. 2014. Vol. 65(2). P. 186-193.
92. Garkusha I.E. et al. Influence of a magnetic field on plasma energy transfer to material surfaces in edge-localized mode simulation experiments with QSPA-M // *Nuclear fusion*. 2019. Vol. 89, №8. P. 086023.
93. Garkusha I.E. et al. Vapour shielding of liquid-metal CPS-based targets under ELM-like and disruption transient loading // *Nuclear Fusion*. 2021. Vol. 61. P. 116040.
94. Giovannini A.Z. et al. Self-confined plasma in a magneto-plasma compressor and the influence of an externally imposed magnetic field // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2015. Vol. 24(2). P. 025007.
95. Ahmed A., Singha S., Neog N.K., Borthakur T.K. Effect of external longitudinal magnetic field on the dynamics of pulsed plasma stream // *Phys. Scr.* 2023. Vol. 98. P. 035601.
96. Hesse M., Cassak P.A. Magnetic reconnection in the space sciences: Past, present, and future // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2020. Vol. 125. P. e2018JA025935.
97. Biskamp D. Magnetic reconnection via current sheets // *Physics of Fluids*. 1986. Vol. 5. P.1520-1531.
98. E.R. Priest, T. Forbes. *Magnetic Reconnection. MHD Theory and Applications*, 1st ed. Cambridge University Press: Cambridge, UK. 2000
99. Syrovatskii S.I. Pinch sheets and reconnection in astrophysics // *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 1981. Vol. 19. P. 163–229.
100. Crocker N.A. et al. Measurement of the Current Sheet during Magnetic Reconnection in a Toroidal Plasma // *Phys. Rev. Lett.* 2003. Vol. 90. P. 035003.
101. Yamada M., Ji H. Study of magnetic reconnection in collisional and collisionless plasmas in Magnetic Reconnection Experiment (MRX) // *Proceedings of the International Astronomical Union*. 2010. Vol. 6(S274), P. 10-17.

102. Yamada M. et al. Study of driven magnetic reconnection in a laboratory plasma // *Phys. Plasmas*. 1997. Vol. 4(5). P. 1936-1944.
103. Д. Монтгомери Получение мощных магнитных полей с помощью соленоидов. М.:МИР, 1971. 360 с.
104. W. Smythe Static and dynamic electricity. McGraw-Hill book company Inc., 1950. 635 p.
105. Р. Ловберг Магнитные зонды // *Диагностика плазмы*. М.: Мир., 1967. С. 60-93.
106. Серета И.Н., Целуйко А.Ф. Зондовые методы диагностики плазмы. Харьков, 2015. 192 с.
107. Л.В. Литовченко Методы исследования параметров плазменных образований: курс лекций для высших технических учебных заведений. Киев, 2009. 157 с.
108. Hutchinson I.H. Principles of plasma diagnostics. Cambridge, 2002. 440 p.
109. Chebotarev V.V., Makhraj V.A., Mitina N.I. Optical measurements of the parameters of high-power plasma streams generated by quasi-steady-state plasma accelerator and propagated in a longitudinal magnetic field. // *Problems of Atomic Science and Technology*. 1999. Vol. 3-4. P. 298-300.
110. Ladygina M.S. et al. Investigations of plasma parameters and features of compression zone formation in MPC facility using the optical and spectroscopic methods of diagnostics // *Proc. of the Joint ICTPIAEA School and Workshop on Modern Methods in Plasma Spectroscopy Trieste, Italy, 16-20 March, 2015 / Programs book* P. 36.
111. Chebotarev V.V. et al On the problem of correctness in the Stark spectroscopy of high-density plasma streams // *Problems of Atomic Science and Technology*. 2000. Vol .6. P. 175-177.
112. Марченко А.К. Спектроскопія компресійних плазмових потоків та їх взаємодії з поверхнею в сильнострумівих плазмодинамічних системах: дис. ... канд. фіз.-мат. наук : 01.04.08. Харків, 2011.

113. Chebotarev V.V. et al. Dynamics of nitrogen and xenon plasma streams generated by MPC device // *Problems of Atomic Science and Technology. Series "Plasma Physics"*. 2007. Vol. 1. P. 104-106.
114. Langmuir I., Mott-Smith H.M. Langmuir probe technique // *Gen. Elec. Rev.* 1924. Vol. 27(449). P. 538.
115. Биберман Л. Измерение высокочастотного без электродного разряда с помощью двух зондов / Л. Биберман, Б. Панин // *ЖТФ*. 1951. Вып.1. Т.21. С.12-17.
116. Johnson E.O., Malter L.A floating double probe method for measurements in gas discharges // *Physical Review*. 1950. № 1(80). P. 58–70.
117. Demidov V.I., Ratynskaia S.V., Rypdal K. Electric probes for plasmas: The link between theory and instrument // *Review of scientific instruments*. 2002. Vol. 73(10). P. 3409-3439.
118. Жовтянский В.А., Колесникова Э.П., Лелюх Ю.И., Гончарук Ю.А. Особенности процессов тепло- и массопереноса в пристеночной области плотной плазмы: Исследования на основе применения электрических зондов // *Энерготехнологии и ресурсосбережение*. 2012. №6. С. 53-55.
119. V.A. Zhovtyansky, E.P. Kolesnikova The study of the near-wall layer in the dense plasma // *Problems of Atomic Science and Technology*. 2013. Vol. 1(83). P. 240-242.
120. Popov T.S.V.K. et al. Bi-Maxwellian electron energy distribution function in the vicinity of the last closed flux surface in fusion plasma // *Plasma Phys. Control. Fusion*. 2015. Vol. 57. P. 115011.
121. H. Takahashi et al. Influence of the formation of a bi-Maxwellian distribution on volumetric recombining plasma spectroscopy // *Phys. Plasmas*. 2019. Vol. 26. P. 033506.
122. Волошко А.Ю. и др. Исследование динамики плазменных потоков, генерируемых КСПУ П-50. М: ЦНИИАтоминформ, 1991. 18 с. (Препринт. Нац. науч. Центр «Харьк. физ.-техн. ин-т»; ХФТИ 91-15).

**ДОДАТОК А**  
**СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ**

**Наукові праці в наукових фахових виданнях України, що входять до міжнародних наукометричних баз Scopus та Web of Science:**

1. Solyakov D.G., **Volkova Y.E.**, Cherednychenko T.N., Garkusha I.E., Ladygina M.S., Marchenko A.K., Petrov Yu.V., Chebotarev V.V., Makhraj V.A., Staltsov V.V., Yeliseyev D.V., Trubchaninov S.A. Discharge characteristics in the MPC channel in presence of external longitudinal magnetic field // Problems of atomic science and technology. 2019. Vol. 1. P. 208-211.

*Особистий внесок здобувачки: участь у підготовці електричних зондів, проведенні експериментів із вимірювання характеристик розряду, обробка результатів, а також написання частини тексту*

2. Solyakov D.G., **Volkova Yu.Ye.**, Marchenko A.K., Ladygina M.S., Staltsov V.V., Petrov Yu.V., Chebotarev V.V., Merenkova T.M., Makhraj V.A., Yeliseyev D.V. Discharge parameters of magnetoplasma compressor: effect of external axial magnetic field // Problems of atomic science and technology. 2020. Vol. 6. P. 74-77.

*Особистий внесок здобувачки: участь у проведенні вимірювань вольт-амперних характеристик розряду МПК, обробка експериментальних даних, написання тексту DOI: 10.46813/2020-130-074*

3. Solyakov D.G., **Volkova Yu.Ye.**, Garkusha I.E., Marchenko A.K., Ladygina M.S., Staltsov V.V., Petrov Yu.V., Chebotarev V.V., Merenkova T.M., Makhraj V.A., Yeliseyev D.V. Measurement of the local electron temperature in self-compressed plasma stream // Problems of atomic science and technology. 2021. Vol. 4. P. 149-153.

*Особистий внесок здобувачки: участь у виготовленні та підготовці подвійних електричних зондів та їхньої системи живлення, проведенні експериментів,*



*обробці експериментальних даних для визначення електронної температури, обговоренні результатів, написанні тексту DOI: 10.46813/2021-134-149*

4. **Volkova Y.Ye.**, Solyakov D.G., Marchenko A.K., Ladygina M.S., Petrov Y.V., Chebotarev V.V., Merenkova T.M., Makhlai V.A., Yeliseyev D.V., Staltsov V.V. Experimental study of current-sheet-like structure in pinching plasma flows with electric and magnetic probes // Problems of Atomic Science and Technology. 2022. Vol. 6(142). P. 70-74.

*Особистий внесок здобувачки: участь у підготовці комплексу електричних та магнітних зондів для вимірювання електричного поля та магнітного поля, проведенні експериментів, обробці експериментальних даних вимірювань зондовими методами, побудова топограм електричного струму в плазмовому потоці, розрахунок швидкості дрейфу, написання тексту DOI: 10.46813/2022-142-070*

**Наукові праці, в яких опубліковані основні наукові результати дисертації у періодичних наукових виданнях інших держав, які входять до міжнародних наукометричних баз Scopus або Web of Science:**

5. Solyakov D.G., **Volkova Yu.Ye.**, Ladygina M.S., Merenkova T.M., Marchenko A.K., Garkusha I.E., Petrov Yu.V., Chebotarev V.V., Makhlij V.A., Kulik M.V., Staltsov V.V., Yeliseyev D.V. Distributions of magnetic field and current in pinching plasma flows: axial magnetic field effect // European Physical Journal Plus. 2021. Vol. 136. P. 566.

*Особистий внесок здобувачки: участь у підготовці та калібруванні комплексу магнітних зондів, проведенні експериментів із вимірювання власного магнітного поля в плазмовому потоці, обробка експериментальних даних вимірювання просторового розподілу власного магнітного поля, побудова топограм електричного струму в плазмовому потоці, участь в обговоренні отриманих результатів, написання тексту DOI: 10.1140/epjp/s13360-021-01170-z*

6. **Volkova Yu.**, Solyakov D., Marchenko A., Chebotarev V., Garkusha I., Makhelai V., Ladygina M., Merenkova T., Yeliseyev D., Petrov Y., Staltsov V. Structure and local parameters of self-compressed plasma streams in external magnetic field // *Nukleonika*. 2023. Vol. 68(1). P. 3-9.

*Особистий внесок здобувачки: участь у підготовці комплексу електричних та магнітних зондів, проведенні експериментів, обробці експериментальних даних вимірювань зондовими методами, визначення електронної температури, побудова топограм електричного струму в плазмовому потоці, розрахунок швидкості дрейфу, написання тексту DOI: 10.2478/nuka-2023-0001*

### **Наукові праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації**

1. Solyakov D.G., **Volkova Y.E.**, Cherednychenko T.N., Ladygina M.S., Marchenko A.K., Petrov Yu.V., Chebotarev V.V., Makhelaj V.A., Yeliseyev D.V. Discharge characteristics in the mpc channel in presence of external longitudinal magnetic field // International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion, 10 - 13 September, 2018, Kharkiv, Ukraine: Book of Abstracts – National Science Center “Kharkov Institute of Physics and Technology”, Kharkiv, 2018 – p. 80.

*Особистий внесок здобувачки: участь у підготовці електричних зондів, проведенні експериментів із вимірювання характеристик розряду, обробка результатів, написання тексту; доповідач*

2. **Volkova Y.E.**, Solyakov D.G., Merenkova T.N., I.E. Garkusha, Ladygina M.S., Marchenko A.K., Petrov Yu.V., Chebotarev V.V., Makhelaj V.A., Staltsov V.V., Yeliseyev D.V. Influence of external magnetic field on MPC plasma streams // International conference on research and applications of plasmas, 15-19 July, 2019, Opole, Poland: Opole University, Opole, 2019 — p. 51.

*Особистий внесок здобувачки: участь у підготовці зондів, проведенні експериментів із вимірювання характеристик розряду, обробка та аналіз експериментальних даних, написання тексту; доповідач*

3. Соляков Д.Г., **Волкова Ю.Є.**, Гаркуша І.Є., Меренкова Т.М., Ладигіна М.С., Марченко А.К., Петров Ю.В., Чеботарьов В.В., Махлай В.О., Стальцов В.В., Єлісеєв Д.В. Вплив соленоїда зовнішнього магнітного поля на просторові розподіли струмів в плазмових потоках, що генеруються МПК // Українська конференція з фізики плазми та керованого термоядерного синтезу – 2019, 11-12 грудня 2019 р., Київ, Україна: Збірник анотацій — Інститут ядерних досліджень НАН України, Інститут теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова НАН України, Київ, 2019 — с. 55.

*Особистий внесок здобувачки: обробка експериментальних даних вимірювання просторового розподілу власного магнітного поля, побудова топограм електричного струму в плазмовому потоці, участь в обговоренні та інтерпретації отриманих результатів, написання тексту; доповідач*

4. Solyakov D.G., **Volkova Y.Ye.**, Marchenko A.K., Garkusha I.E., Makhlai V.A., Chebotarev V.V., Staltsov V.V., Merenkova T.M., Petrov Yu.V., Ladygina M.S. Influence of external magnetic field on compressive plasma flows // 15th Kudowa Summer School "Towards Fusion Energy", 29 June – 3 July 2020, Kudowa Zdrój, Poland: Book of Abstract — Institute of Plasma Physics and Laser Microfusion, Warsaw, 2020 — p. 56.

*Особистий внесок здобувачки: участь у розробці, підготовці та калібруванні комплексу магнітних зондів, проведенні експериментів із вимірювання власного магнітного поля в плазмовому потоці, обробка та аналіз експериментальних даних, побудова топограм електричного струму в плазмовому потоці, участь в обговоренні та інтерпретації отриманих результатів, написання тексту; доповідач*

5. Соляков Д.Г., **Волкова Ю.Є.**, Гаркуша І.Є., Марченко А.К., Ладигіна М.С., Стальцов В.В., Петров Ю.В., Чеботарьов В.В., Меренкова Т.М., Махлай В.О.,

Слісєєв Д.В. Вимірювання локальної електронної температури в потоці самостисненої плазми // XV International Conference "Plasma Electronics and New Acceleration Methods", September 7-9 2021, Kharkiv, Ukraine: Program Book — National Science Center “Kharkov Institute of Physics and Technology”, Kharkiv, 2021 – P. 6.

*Особистий внесок здобувачки: участь у виготовленні та підготовці подвійних електричних зондів та їхньої системи живлення, проведенні експериментів, обробці експериментальних даних для визначення електронної температури, обговоренні результатів, написанні тексту; доповідач*

6. Solyakov D.G., **Volkova Yu.Ye.**, Garkusha I.E., Marchenko A.K., Ladygina M.S., Staltsov V.V., Petrov Yu.V., Chebotarev V.V., Merenkova T.M., Makhlai V.A., Yeliseyev D.V. Measuring Properties Of Self-Compressed Plasma Streams With Probes: Influence Of External Magnetic Field // XVII International Scientific Conference Electronics and Applied Physics, 19-23 October 2021, Kyiv, Ukraine: Program Book — Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv, 2021 — PP#5 (CD issue).

*Особистий внесок здобувачки: участь у підготовці зондів, проведенні експериментів, обробці експериментальних даних для визначення електронної температури, побудова топограм електричного струму в плазмовому потоці, написання тексту; доповідач*

7. **Volkova Y.**, Solyakov D., Marchenko A., Merenkova T., Makhlai V. Structure and parameters of self-compressed plasma streams in external magnetic field // 16th Kudowa Summer School "Towards Fusion Energy", 6 – 10 June 2022, Kudowa Zdrój, Poland: Book of Abstract — Institute of Plasma Physics and Laser Microfusion, Warsaw, 2022 — p. 58.

*Особистий внесок здобувачки: участь у підготовці подвійних електричних зондів, проведенні експериментів, обробці експериментальних даних, побудові топограм електричного струму, а також розрахунок швидкості дрейфу й написання тексту; доповідач*

8. Solyakov D., **Volkova Y.**, Marchenko A., Chebotarev V., Garkusha I., Makhlai V., Petrov Y., Merenkova T. Local characteristics of self-compressed plasma streams in external magnetic field. 48th EPS Conference on Plasma Physics (EPS 2022), 27 June – 1 July 2022, Netherlands: Europhysics Conference Abstracts Volume 46A / Curran Associates, Inc.. — Mulhouse, France, 2023 — p. 253.

*Особистий внесок здобувачки: участь у підготовці комплексу електричних зондів для вимірювання електричного поля, проведенні експериментів, обробці експериментальних даних вимірювань зондовими методами, побудова топограм електричного струму в плазмовому потоці, розрахунок швидкості дрейфу, написання тексту; доповідач*

## ПОДЯКИ

**Низький уклін і щира шана всім Захисникам і Захисницям за можливість жити й працювати в Україні.**

Авторка щиро вдячна науковим керівникам д.ф.-м.н. *Дмитру Геннадійовичу Солякову* та професору, д.ф.-м.н. *Ігорю Євгенійовичу Гаркуші* за здобуті знання, неоціненний досвід та всебічну підтримку на всіх етапах виконання дисертації. Авторка вдячна **колективу Лабораторії квазістаціонарних плазмових прискорювачів** ННЦ ХФТІ, особливо к.ф.-м.н. *В.О. Махлаю*, за плідну співпрацю та доброзичливе ставлення.

Окрема подяка **ННІ «Фізико-технічний факультет»** ХНУ імені В.Н. Каразіна та професору, д.ф.-м.н. *І.О. Гірці* за високий рівень освіти та підготовки, академічні можливості для реалізації наукового потенціалу. Авторка вдячна к.ф.-м.н. *І.О. Афанасьєвій* за щирю підтримку, допомогу в підготовці матеріалів дисертації та оформленні документів.

Дисертантка завдячує *The FuseNet Association* за фінансову підтримку участі в конференціях та школах, особливо в найважчий 2022 рік.

Висловлюю глибоку подяку **всім рідним і друзям**. Зокрема, щиро дякую *Д.Є. Гуровій, М.С. Булахову, Д.М. Байнюк, В.Ю. Бочку* та *Т.М. Меренковій* за моральну підтримку та розуміння.

Безмежно вдячна *І.І. Дьяченку* за сприяння, неосяжну допомогу та можливість присвятити себе навчанню та науці.

Особлива подяка *Є.А. Савенкову* за повсякчасну підтримку, віру в мої сили, надію на мирне й щасливе майбутнє та захист Вітчизни.

Дякую *А. Ільків* за порятунок у скрутну годину, допомогу в підготовці та корисні поради.

Щиро вдячна *А.Г. Бондарчуку, Ю.Ю. Падун, О.І. Чорненькій* та *Д.С. Цибенку* за ефективне лікування, збережене здоров'я і гарне самопочуття.

Онлайн сервіс створення та перевірки кваліфікованого та удосконаленого електронного підпису

ПРОТОКОЛ  
створення та перевірки кваліфікованого та удосконаленого електронного підпису

Дата та час: 13:35:54 28.07.2023

Назва файлу з підписом: Volkova\_diss.pdf.xml  
Розмір файлу з підписом: 16.9 КБ

Перевірені файли:  
Назва файлу без підпису: Volkova\_diss.pdf  
Розмір файлу без підпису: 5.4 МБ

Результат перевірки підпису: Підпис створено та перевірено успішно. Цілісність даних підтверджено

Підписувач: ВОЛКОВА ЮЛІЯ ЄВГЕНІВНА  
П.І.Б.: ВОЛКОВА ЮЛІЯ ЄВГЕНІВНА  
Країна: Україна  
РНОКПП: 3407601121  
Організація (установа): ФІЗИЧНА ОСОБА  
Час підпису (підтверджено кваліфікованою позначкою часу для підпису від Надавача): 13:35:53  
28.07.2023  
Сертифікат виданий: АЦСК АТ КБ «ПРИВАТБАНК»  
Серійний номер: 248197DDFAB977E5040000005ADA110192F64904  
Алгоритм підпису: ДСТУ-4145  
Тип підпису: Удосконалений  
Тип контейнера: Підпис XML-файла (XAdES)  
Формат підпису: З повними даними для перевірки (XAdES-B-LT)  
Сертифікат: Кваліфікований