

НАЦІОНАЛЬНИЙ НАУКОВИЙ ЦЕНТР  
«ХАРКІВСЬКИЙ ФІЗИКО–ТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ»  
НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ

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

*Кваліфікаційна наукова праця  
на правах рукопису*

**Моїсеєнко Володимир Євгенович**

УДК 533.9, 621.0

**ДИСЕРТАЦІЯ**  
**«ВИСОКОЧАСТОТНІ ПЛАЗМОВІ РОЗРЯДИ В ПРОБКОТРОНАХ І**  
**СТЕЛАРАТОРАХ»**

Спеціальність 01.04.08 – фізика плазми  
(Фізико-математичні науки)

Подається на здобуття наукового ступеня доктора  
фізико-математичних наук

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

\_\_\_\_\_ В. Є. Моїсеєнко

Науковий консультант: Гаркуша Ігор Євгенович, доктор фізико-математичних  
наук, професор, член-кореспондент НАН України.

Харків – 2021

## АНОТАЦІЯ

*Моїсеєнко В. Є.* Високочастотні плазмові розряди в пробкотронах і стелараторах. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.08 – фізика плазми (Фізико-математичні науки). – Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут» Національної академії наук України; Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна Міністерства освіти і науки України, Харків, 2021.

У дисертаційній роботі представлені розроблені числові методи і моделі для розрахунку високочастотних полів у плазмі, результати розрахунків щодо високочастотного нагріву плазми в пробкотронах, експериментальні дослідження високочастотного нагріву плазми в стелараторах Ураган-3М і Ураган-2М, результати експериментів і теоретичних розрахунків щодо очищення внутрішніх вакуумних поверхонь установок Ураган-3М, Ураган-2М і Wendelstein7-X (Німеччина) та наведено розрахунки, які обґрунтовують нову стелараторно-пробкотронну схему гібридного термоядерно-ядерного реактору.

Описаний чисельно стійкий метод зважених нев'язок і модель для рівнянь Максвелла у циліндричній геометрії, де всі компоненти електричного поля представлені за допомогою однакових скінчених елементів. Так само як і метод Гальоркіна, який часто використовується для дискретизації рівнянь Максвелла, записаних для електричного поля, метод є чисельно стійким. Він більш ефективний, ніж метод Гальоркіна, коли жорсткість має місце в рівняннях Максвелла.

Розроблена оригінальна чисельно стійка модель для розрахунку електромагнітних полів в плазмі осесиметричних відкритих пасток без урахування повільних хвиль. Вона реалізована в новому модернізованому коді PLFEM-S, який відрізняється можливістю чисельно-стабільного розрахунку азимутально-несиметричних мод.

Запропонований новітній метод і розроблена модель для розрахунку електромагнітних полів в плазмі відкритих пасток без урахування повільних хвиль. Нова числова модель обчислення розподілу та поглинання радіочастотних полів іонами, що плескають (хлюпаючі іони). Модель вирішує гармонійні в часі рівняння Максвелла, записані через електричне поле. Вона використовує 2D звичайну сітку, не вирівняну вздовж постійного магнітного поля, та ряд Фур'є у 3-й координаті. Числова стійкість схеми забезпечена заодно зі збіжністю розв'язків.

Розроблений оригінальний і ефективний метод для розрахунків із сильно осцилюючими розв'язками. За стандартними методами, тут потрібна дуже густа сітка, в результаті чого зростають вимоги до обчислювальних ресурсів і витрат часу на обчислення. Запропонований в цій роботі метод дозволяє використовувати негусту сітку, і за рахунок цього істотно знизити обчислювальні витрати.

Нижній гібридний резонанс в холодній плазмі призводить до появи сингулярних розв'язків рівнянь Максвелла. Такі розв'язки неможливо відтворити стандартними дискретними методами. Застосування методу штрафів дозволяє обійти ці труднощі без великих додаткових витрат, пов'язаних з ускладненням алгоритму обчислень.

Запропонована нова форма рівнянь Максвелла для числового моделювання. Ця форма забезпечує числову стійкість при стандартній процедурі дискретизації.

Зроблено порівняльний аналіз методів високочастотного нагріву плазми в пробкотронах за допомогою швидкої хвилі, тобто методи магнітного берегу, нагріву на добавці, нагріву на другій гармоніці, та швидкого нагріву на зіткненнях та описані їх властивості.

Вперше зроблено моделювання іонно-циклотронного нагрівання хлюпаючих іонів у відкритій пастці з прямими силовими лініями. Для великих пасток нагрів на добавці ефективний в широкому діапазоні концентрацій хлюпаючих іонів і густини плазми.

Вперше обґрунтований та запропонований ефективний сценарій нагрівання хлюпаючих іонів на другій циклотронній гармоніці у відкритій пастці з прямими силовими лініями. Нагрівання на другій гармоніці може бути застосоване для важких іонних компонентів, таких як тритій. Воно може бути реалізоване в режимі перекриття глобальних резонансів.

У пастках менших розмірів (нейтронні джерела) обидва вищезгаданих методи також можуть бути застосовані.

Зроблений детальний аналіз запропонованого сценарію швидкого нагрівання плазми в пробкотроні під час її створення показав його високу ефективність. Розрахунки вказують на його перспективи для імпульсних режимів.

Теоретичне дослідження проникнення електростатичного поля через Фарадеїв екран напіввиткової антени вперше показало значну перевагу двошарового екрану.

Експерименти на У-3М продемонстрували успішність сценарію Альфвенова нагріву з високими  $k_{\parallel}$ , який реалізований за допомогою компактної антени ТНВА (трьох-напіввиткової антени). Початкова густина плазми  $\bar{n}_e \approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$  зросла в кілька разів під час імпульсу ТНВА і контролювалася газовим напуском. Електронний нагрів був домінуючим, але спостерігалось і деяке іонне нагрівання. Порівняно з результатами експериментів з рамковою антеною, отримана плазма з більш високим вмістом енергії. Запропонований сценарій Альфвенова нагріву можна впровадити і на великих установках, при цьому необхідна для нього антена схожа на іонні циклотронні антени і не настільки велика, як антени, запропоновані раніше.

Аналіз особливостей регулярних розрядів в торсатроні Ураган-3М показав високу ефективність високочастотного нагріву плазми на фоні вад стандартної магнітної конфігурації Урагана-3М. Дослідження радіальних профілів випромінювання різних оптичних ліній та електронно-циклотронного випромінювання виявляють дві зони в плазмовому шнурі Урагана-3М: центральна зона обмежена  $\langle r \rangle < 3 \text{ см}$  характеризується відносно високою

температурою електронів, що свідчить про хороше утримання плазми. Зона з холодними електронами і гіршим утриманням оточує гаряче ядро і поширюється до краю плазми. Профіль температури електронів занадто пікований, щоб пояснити це фокусованим радіочастотним нагріванням. Аналіз стандартної магнітної конфігурації Ураган-3М показує, що система вкладених магнітних поверхонь існує лише в центральній зоні, що може спричинити наявну картину нагріву плазми. Є кілька варіантів змінити конфігурацію, щоб площа вкладених магнітних поверхонь стала ширшою. Магнітна конфігурація, зміщена всередину, є перспективним вибором у цьому відношенні.

Вперше введено і досліджено високочастотний нагрів плазми в Урагані-2М. Нова колінчастовальна антена нагріває плазму на частотах нижче іоної-циклотронної частоти. Розряд, який підтримується цією антеною, стає «гарячим» протягом декількох мілісекунд, а потім згасає під сильним припливом домішок у плазму. Досліджено радіальні профілі оптичних випромінювань OV та CV. Обидва порожнисті, особливо OV профіль. Це може бути пояснено деяким вигоранням іонів  $O^{4+}$  та  $C^{4+}$  поблизу магнітної осі завдяки високій електронній температурі.

Вперше запропонований, введений і досліджений на Урагані-2М сценарій високочастотної чистки внутрішніх вакуумних поверхонь у атмосфері водню за допомогою безперервного УКХ розряду показав високу швидкість очистки. Чистка проводилась за допомогою спеціально розробленої малої антени. Параметри розряду були виміряні в широких межах утримуючих магнітних полів і тисків нейтрального газу. Параметри розряду не продемонстрували чутливої залежності від умов розряду, а саме тиску нейтрального газу і напруженості магнітного поля. Дані мас-спектрометрії тисків залишкових газів вказують на ефективність чистки УКХ розрядами. Числове моделювання вказує на недостатню ефективність використаної рамкової антени: її Омичний опір при навантаженні замалий для хорошого електричного узгодження. Взамін рамкової було запропоновано Т-подібну антену, яку можна використовувати під час безперервних режимів очищення

стінок в тороїдальних магнітних пастках. Теоретичні оцінки свідчать про можливість використання такого розряду за високих магнітних полів, що можливо використовувати для постійно працюючих машин з надпровідниковими магнітами.

Вперше впроваджено і досліджено на стелараторі Wendelstein7-X сценарій високочастотної чистки внутрішніх вакуумних поверхонь у режимі ультракоротких імпульсів електронно-циклотронного нагріву в атмосфері водню. На початку експериментальної кампанії W7-X OP1.2b було успішно проведено розряди відповідно до запропонованого сценарію, з одним та чотирма ЕЦРН імпульсами з використанням передіонізації. Є вказівки на те, що плазма не є повністю іонізованою (поведінка оптичних ліній, половина плазмової густини), і має місце інтенсивна генерація атомарного водню.

Вперше проведено детальне дослідження на Урагані-3М імпульсної високочастотної чистки в малому магнітному полі. Очищаючий розряд зі збудженням швидкої магнітозвукової хвилі зручний тим, що його можна проводити, використовуючи ті ж антенні пристрої і ВЧ генератори, які використовуються для створення і нагріву плазми в робочих режимах, причому без будь-якої зміни частоти антенних і генераторних ВЧ контурів. Розряд має досить хорошу ефективність з точки зору очищення вакуумних поверхонь. Після проведення циклу очищення низькотемпературної плазмою ВЧ розряду в робочих розрядах досягається квазістаціонарний режим і суттєво знижуються втрати енергії на випромінювання.

Розроблено оригінальну концепцію стелараторно-пробкотронного ядерно-термоядерного гібриду та зроблені оцінки щодо балансу енергії. Поєднання стеларатора та пробкотрона вигідно для локалізації потоку термоядерних нейтронів у пробкотронній частині пристрою, яка оточена ядерним реактором. Це дає змогу розташувати устаткування для керування розрядом та діагностики плазми подалі від реактора в зоні слабкого нейтронного опромінювання. Розрахунки вказують на перспективність запропонованої схеми гібридного реактора. У широкому діапазоні його параметрів досягається високий

електричний  $Q$  (відношення виробленої електричної енергії до спожитої). У масштабі електростанції плазмова частина розглянутого гібриду є досить компактною із розмірами, порівняними з існуючими термоядерними пристроями.

Вперше проведено моделювання щодо концепції стелараторно-пробкотронного гібриду з інжекцією нейтральних атомів для порівняння зі схемою з високочастотним нагрівом. Схема з нормальною інжекцією безпосередньо біля ядерної частини реактора призводить до певних втрат потоку термоядерних нейтронів, але все ж більшість нейтронів утворюються всередині реактора. Результати розрахунків балансу потужності близькі до результатів, отриманих для системи з високочастотними нагрівом. Розрахований термоядерний  $Q$  знаходиться в межах потреб.

Вперше виконано дослідження руху швидких іонів, створених високочастотним нагрівом у стеларатор-пробкотронному режимі роботи Урагана-2М. Дослідження показали погані утримуючі властивості пробкотрона, створеного в стелараторі Ураган-2М за допомогою вимкнення однієї котушки тороїдального магнітного поля. Цей пробкотрон має недоліки, основним з яких є неоднорідність магнітного поля в напрямку великого радіуса тора. Як показали розрахунки, радіальне електричне поле може суттєво поліпшити ситуацію.

*Ключові слова:* високочастотний нагрів плазми, рівняння Максвелла, метод Галеркіна, створення плазми, кондиціонування стінок, термоядерно-ядерний гібрид.

## ABSTRACT

*Volodymyr E. Moiseenko.* Radio-frequency plasma discharges in fusion devices. – Qualification scientific work is as a manuscript.

Thesis for a Doctoral Degree in Physical and Mathematical sciences: Speciality 01.04.08 – Plasma Physics (Physical and Mathematical sciences). – National Science Center "Kharkiv Institute of Physics and Technology", the National academy of Sciences of Ukraine; V. N. Karazin Kharkiv National University, Ministry of Education and Science of Ukraine, Kharkiv, 2021.

The thesis presents the developed numerical methods and models for calculation of radio-frequency fields in plasma, results of calculations on radio-frequency plasma heating in magnetic mirrors, results of experimental researches of radio-frequency plasma heating in Uragan-3M and Uragan-2M stellarators, results of experiments and theoretical calculations for wall conditioning at Uragan-3M, Uragan-2M and Wendelstein7-X (Germany), and calculations are substantiated the new stellarator-mirror scheme of a hybrid fusion-fission reactor.

A new numerically stable method of weighted residuals and a model for Maxwell's equations in cylindrical geometry are developed, where all components of the electric field are represented by means of identical finite elements. Like Galorkin's method, which is often used to discretize Maxwell's equations written for an electric field, the method is numerically stable. It is more effective than Galerkin method when stiffness takes place in Maxwell's equations.

An original numerically stable model for the calculation of electromagnetic fields in the plasma of axisymmetric open traps without taking into account slow waves has been developed. It is implemented in the new upgraded PLFEM-S code, which differs in the possibility of numerically stable calculation of azimuthally-asymmetric modes.

The new method is offered, and the model for calculation of electromagnetic fields in plasma of non-axisymmetric open traps without taking into account slow

waves is developed. A new numerical model for calculating the distribution and absorption of radio frequency fields by sloshing ions (splashing ions). The model solves time-harmonious Maxwell's equations written through an electric field. It uses a 2D ordinary grid, not aligned along a constant magnetic field, and a Fourier series in the 3rd coordinate. The numerical stability of the scheme is provided together with the convergence of the solutions.

An original and effective method for calculations with strongly oscillating solutions has been developed. This requires a very dense grid, which increases the requirements for computing resources and time spent on computing. The method proposed in this work allows you to use a sparse grid and thereby significantly reduce computational costs.

Lower hybrid resonance in cold plasma leads to singular solutions of Maxwell's equations. Such solutions cannot be reproduced by standard discrete methods. The application of the method of fines allows to bypass these difficulties without the large additional costs associated with the complexity of the calculation algorithm.

For the first time the comparative analysis of methods of radio-frequency heating of plasma in mirrors by means of a fast wave, i.e. magnetic beach, minority heating, heating on the second harmonic, and fast heating on collisions are considered and their properties are described.

For the first time, simulation of ion-cyclotron heating of sloshing ions in an open trap with straight lines of force was performed. For large traps, heating of the minority is effective in a wide range of minority concentrations and plasma densities. For the first time, an efficient scenario of heating squishy ions on the second cyclotron harmonic in an open trap with straight lines of force is substantiated and proposed. Heating on the second harmonic can be applied to heavy ionic components such as tritium. It can be implemented in the mode of overlapping global resonances.

In smaller traps (neutron sources), both of the above methods can also be used.

A detailed analysis of the invented scenario of rapid plasma heating during its creation in a mirror showed its significant efficiency. The calculations indicate its prospects for pulse modes of operation.

A theoretical study of the penetration of an electrostatic field through a Faraday screen of a half-turn antenna for the first time showed a significant advantage of a two-layer screen.

Experiments on the Uragan -3M demonstrated the success of the Alfvén heating scenario with high  $k_{\parallel}$ , which was implemented using a compact THTA antenna (three-half-turn antenna). The initial plasma density  $\bar{n}_e \approx 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  increased several times during the pulse of THTA and was controlled by gas puff. Electronic heating was dominant, but some ionic heating was also observed. Compared with the results of experiments with a frame antenna, the resulting plasma has a higher energy content. The proposed Alfvén heating scenario can be implemented on large machines, since the required antenna is similar to ion cyclotron antennas and is not as large as the antennas proposed earlier.

The analysis of the features of regular discharges in the Uragan-3M torsatron showed the high efficiency of radio-frequency plasma heating together with defects in the magnetic configuration of the Uragan-3M. Studies of the radial radiation profiles of different optical lines and the results of ECE diagnostics reveal two zones in the plasma confinement of Uragan-3M: the central zone is limited to  $\langle r \rangle < 3 \text{ cm}$  and is characterized by a relatively high temperature of electrons, which indicates good plasma confinement. The zone with cold electrons and worse confinement surrounds the hot nucleus and extends to the edge of the plasma,  $\langle r \rangle = 12 \text{ cm}$ . The electron temperature profile is too peaked to explain this by focused radio frequency heating. Analysis of the standard magnetic configuration of Uragan-3M shows that the system of nested magnetic surfaces exists only in the central zone. There are several options to change the configuration to make the area of the embedded magnetic surfaces wider. An inwardly shifted magnetic configuration is a promising choice in this regard.

Radio-frequency plasma heating was first introduced and studied in Uragan-2M. The new crankshaft antenna heats the plasma at frequencies below the ion-cyclotron frequency. The discharge supported by this antenna becomes "hot" for a few milliseconds, and then fades under a strong influx of impurities into the plasma.

Radial profiles of optical radiation OV and CV are investigated. Both are hollow, especially the OV profile. This can be explained by some burnout of O<sup>4+</sup> and C<sup>4+</sup> ions near the magnetic axis due to the high electron temperature.

For the first time, the scenario of high-frequency cleaning of inner vacuum surfaces with the help of continuous VHF discharge, proposed, implemented and studied at Uragan-2M, showed a high cleaning speed. The cleaning of the chamber walls by hydrogen atoms in the VHF discharge was studied. The latter is supported by RF power at frequencies higher than those commonly used for ion-cyclotron heating. Cleaning was performed using a specially designed small antenna. The discharge parameters were measured in a wide range of confining magnetic fields and neutral gas pressures. The discharge parameters did not show any significant dependence on the discharge conditions, namely the neutral gas pressure and the magnetic field strength. Mass spectrometry data of residual gas pressures indicate the efficiency of cleaning VHF discharges. Numerical simulations indicate the insufficient suitability of the used loop antenna for VHF discharge: its load resistance is too small for good electrical matching. Instead of a frame, a T-shaped antenna was proposed, which can be used during continuous cleaning of walls in toroidal magnetic traps. Theoretical estimates indicate the possibility of using such a discharge at high magnetic fields, which can be used for continuously operating superconducting machines.

For the first time, the scenario of high-frequency cleaning of internal vacuum surfaces in the mode of ultrashort pulses of electron-cyclotron heating in a hydrogen atmosphere was introduced and studied on the Wendelstein7-X stellarator. At the beginning of the W7-X OP1.2b experimental campaign, discharges were successfully performed according to the proposed scenario, with one and four ECRH pulses using preionization. There are indications that the plasma is not completely ionized (behavior of optical lines, half the plasma density), and intensive generation of atomic hydrogen is expected.

For the first time, a detailed study of Uragan-3M pulsed high-frequency cleaning in a small magnetic field. The cleaning discharge with excitation of fast

magnetosonic wave is convenient that it can be carried out, using the same antenna devices and RF generators which are used for creation and heating of plasma in working modes, and without any change of frequency of antenna and generator RF circuits. The discharge has a fairly good efficiency in terms of cleaning vacuum surfaces. After a cycle of purification with low-temperature plasma of the RF discharge in the operating discharges, a quasi-stationary mode lasting up to 50 ms is achieved and energy losses due to radiation are significantly reduced.

An original concept of a stelarator-mirror nuclear-thermonuclear hybrid has been developed and estimates of energy balance have been made. The combination of a stelarator and a mirror is advantageous for localizing the neutron flux of fusion in the mirror part of the device, which is surrounded by a nuclear reactor. This makes it possible to place equipment for discharge control and plasma diagnostics away from the reactor in a zone of weak neutron irradiation. Calculations indicate the prospects of the proposed scheme of the hybrid reactor. In a wide range of its parameters, a high electric  $Q$  is achieved. On the scale of the power plant, the plasma part of the considered hybrid is quite compact with dimensions comparable to existing thermonuclear devices.

For the first time, modeling was performed on the concept of stelarator-mirror hybrid with injection of neutral atoms. Injection of the neutral beam can be used to create a population of hot tritium ions in the mirror part of the stelarator-mirror thermonuclear-fission hybrid. The results of power balance calculations are close to the results obtained for a system with radio-frequency heating. The calculated thermonuclear  $Q$  is within the required range.

For the first time, a study of the motion of fast ions created by high-frequency heating in the stelarator-mirror mode of Uragan-2M operation was performed. Studies have shown poor confining properties of the mirror created in the Uragan-2M stelarator by turning off one coil of a toroidal magnetic field. This mirror has disadvantages, the main of which is the non-uniformity of the magnetic field in the direction of the major radius of the torus. A radial electric field can significantly improve the situation. A notable feature is the improved retention for positive and

negative charges. The retention occurs up to a certain value of the magnetic moment, and particles with a higher magnetic moment will drift outward.

*Key words:* radio-frequency plasma heating, Maxwell's equations, Galerkin method, plasma production, wall conditioning, fusion-fission hybrid.

### **Список публікацій здобувача за темою дисертації**

***публікація у фаховому виданні України, що індексується в міжнародних наукометричних базах:***

1. Moiseenko, V. E., Lozin, A. V., Kozulia, M. M., Mironov, Y. K., Romanov, V. S., Konovalov, V. G. & Shapoval, A. N. (2017). Alfvén plasma heating in stellarator Uragan-2M. *Ukrainian journal of physics*, 62(4), 311–317. (Scopus, Web of Science). (Особистий внесок здобувача: у роботі здобувач запропонував ідею досліджень, постановку задачі, зробив аналітичні розрахунки, прийняв участь в експериментах, в аналізі результатів та написанні статті, співпрацював з редакцією журналу при підготовці її до опублікування. Співавтори прийняли участь у вимірюванні параметрів плазми в експериментах, в аналізі результатів та написанні статті.)

***публікації в зарубіжних виданнях, що індексуються в міжнародних наукометричних базах:***

2. Moiseenko V. E. & Pilipenko, V. V. (2001). Electromagnetic Field Modeling in ICRF Using Local Solution Method. *Fusion Technology*, 39(1T), 316–319. (Scopus). (Особистий внесок здобувача: в роботі здобувач запропонував ідею досліджень, постановку задачі, зробив аналітичні та числові розрахунки, прийняв участь в аналізі результатів розрахунків та написанні статті, співпрацював з редакцією журналу при підготовці її до

опублікування. Співавтор прийняв участь в обговоренні отриманих результатів.)

3. Moiseenko, V. E., & Pilipenko, V. V. (2001). Local solution method for numerical solving of the wave propagation problem. *Computer physics communications*, 141(3), 342–349. (Scopus, Web of Science). (Особистий внесок здобувача: в роботі здобувач запропонував ідею досліджень, постановку задачі, зробив аналітичні та числові розрахунки, прийняв участь в аналізі результатів розрахунків та написанні статті, співпрацював з редакцією журналу при підготовці її до опублікування. Співавтор прийняв участь в обговоренні отриманих результатів.)
4. Moiseenko, V. E., Pilipenko, V. V. (2003). Numerically stable reduced-order ICRF fields modelling in an open trap. *Fusion Science and Technology*, 43(1T), 65–68. (Web of Science). (Особистий внесок здобувача: в роботі здобувач запропонував ідею досліджень, постановку задачі, зробив аналітичні та числові розрахунки, прийняв участь в аналізі результатів розрахунків та написанні статті, співпрацював з редакцією журналу при підготовці її до опублікування. Співавтор прийняв участь в обговоренні отриманих результатів.)
5. Moiseenko, V. E. & Ågren, O. (2005). Radio-frequency heating of sloshing ions in a straight field line mirror. *Physics of plasmas*, 12(10), 102504. (Scopus, Web of Science). (Особистий внесок здобувача: в роботі здобувач запропонував ідею досліджень, постановку задачі, зробив аналітичні та числові розрахунки, прийняв участь в аналізі результатів розрахунків та написанні статті, співпрацював з редакцією журналу при підготовці її до опублікування. Співавтор прийняв участь в обговоренні отриманих результатів.)
6. Moiseenko, V. E. & Ågren, O. (2006). A numerical model for radiofrequency heating of sloshing ions in a mirror trap. *Journal of plasma physics*, 72(6), 1133–1137. (Scopus, Web of Science). (Особистий внесок здобувача: в роботі здобувач запропонував ідею досліджень, постановку задачі, зробив

- аналітичні та числові розрахунки, прийняв участь в аналізі результатів розрахунків та написанні статті, співпрацював з редакцією журналу при підготовці її до опублікування. Співавтор прийняв участь в обговоренні отриманих результатів.)
7. Moiseenko, V. E. & Ågren, O. (2007). Second harmonic cyclotron heating of sloshing ions in a straight field line mirror. *Fusion science and technology*, 51(2T), 160–163. (Scopus, Web of Science). (Особистий внесок здобувача: в роботі здобувач запропонував ідею досліджень, постановку задачі, зробив аналітичні та числові розрахунки, прийняв участь в аналізі результатів розрахунків та написанні статті, співпрацював з редакцією журналу при підготовці її до опублікування. Співавтор прийняв участь в обговоренні отриманих результатів.)
  8. Moiseenko, V. E. & Ågren, O. (2007, April). Fast wave heating in mirror traps. In *Journal of Physics: Conference Series* (Vol. 63, p. 012004). (Web of Science). (Особистий внесок здобувача: в роботі здобувач запропонував ідею досліджень, постановку задачі, зробив аналітичні та числові розрахунки, прийняв участь в аналізі результатів розрахунків та написанні статті, співпрацював з редакцією журналу при підготовці її до опублікування. Співавтор прийняв участь в обговоренні отриманих результатів.)
  9. Moiseenko, V. E. & Ågren, O. (2007). Second harmonic ion cyclotron heating of sloshing ions in a straight field line mirror. *Physics of plasmas*, 14(2), 022503. (Scopus, Web of Science). (Особистий внесок здобувача: в роботі здобувач запропонував ідею досліджень, постановку задачі, зробив аналітичні та числові розрахунки, прийняв участь в аналізі результатів розрахунків та написанні статті, співпрацював з редакцією журналу при підготовці її до опублікування. Співавтор прийняв участь в обговоренні отриманих результатів.)
  10. Moiseenko, V. E., Volkov, Ye. D., Tereshin, V. I., & Stadnik, Yu. S. (2009). Alfvén resonance heating in Uragan-2M

torsatron. *Plasma Physics Reports*, 35(10), 828. (Scopus, Web of Science). (Особистий внесок здобувача: в роботі здобувач запропонував ідею досліджень, постановку задачі, зробив аналітичні та числові розрахунки, прийняв участь в аналізі результатів розрахунків та написанні статті, співпрацював з редакцією журналу при підготовці її до опублікування. Співавтори прийняли участь в обговоренні отриманих результатів.)

11. Moiseenko, V. E., Dreval, N. B., Ågren, O., Stepanov, K. N., Burdakov, A.V., Kalinin, P. V. & Tereshin, V.I. (2010). Fast wave heating in a mirror during plasma build-up. *The European Physical Journal D*, 56(3), 359–367. (Scopus, Web of Science). (Особистий внесок здобувача: здобувач запропонував ідею досліджень, постановку задачі, прийняв участь у виводі рівнянь, запропонував алгоритм обчислень, прийняв участь в аналізі результатів розрахунків та доповіді та статті, співпрацював з редакцією журналу при підготовці її до опублікування. М.Б. Древаль прийняв участь у виводі рівнянь, написав числову програму, прийняв участь в аналізі результатів розрахунків та написанні статті і доповіді. Усі співавтори прийняли участь в обговоренні результатів.)
12. Moiseenko, V. E., Noack, K. & Ågren, O. (2010). Stellarator-mirror based fusion driven fission reactor. *Journal of fusion energy*, 29(1), 65–69. (Scopus, Web of Science). (Особистий внесок здобувача: в роботі здобувач запропонував ідею досліджень, постановку задачі, зробив аналітичні та числові розрахунки, прийняв участь в аналізі результатів розрахунків та написанні статті, співпрацював з редакцією журналу при підготовці її до опублікування. Співавтори прийняли участь в обговоренні отриманих результатів.)
13. Moiseenko, V. E Berezhnyj, V. L., Bondarenko, V. N., Burchenko, P. Ya., Castejón, F., Chechkin, V. V., Chernyshenko, V. Ya., Dreval, M. B., Garkusha, I. E., Glazunov, G. P., Grigor'eva, L. I., Hartmann, D., Hidalgo, C., Koch, R., Konovalov, V. G., Kotsubanov, V. D., Kramskoi, Ye. D., Kulaga, A. E., Lozin, A. V., Lysoivan, A. I., Mironov, V. K., Mysiura, I. N.,

Pavlichenko, R. O., Pashnev, V. K., Romanov, V. S., Shapoval, A. N., Skibenko, A. I., Slavnyi, A. S., Sorokovoy, E. L., Stadnik, Yu. S., Taran, V. S., Tereshin, V. I. and Voitsenya, V. S. (2011). RF plasma production and heating below ion-cyclotron frequencies in Uragan toratrons. *Nuclear Fusion*, 51(8), 083036. (Scopus, Web of Science). (Особистий внесок здобувача: у роботі здобувач запропонував ідею досліджень, постановку задачі, прийняв участь в експериментах, в аналізі результатів та написанні статті, співпрацював з редакцією журналу при підготовці її до опублікування. Необхідно відмітити, що в цій дисертації використані тільки розділи 1 і 2 роботи, причому не використовується матеріал розділу 1, присвячений роботі рамкової антени. М.Б. Древаль забезпечив необхідний режим роботи установки.)

14. Moiseenko, V. E., Ågren, O., & Noack, K. (2011). Radio-frequency heating in straight field line mirror neutron source. *Fusion Science and Technology*, 59(1T), 132–135. (Scopus, Web of Science). (Особистий внесок здобувача: в роботі здобувач запропонував ідею досліджень, постановку задачі, зробив аналітичні та числові розрахунки, прийняв участь в аналізі результатів розрахунків та написанні статті, співпрацював з редакцією журналу при підготовці її до опублікування. Співавтори прийняли участь в обговоренні отриманих результатів.)

15. Moiseenko, V. E. & Ågren, O. (2013). Stellarator-mirror hybrid with neutral beam injection. *Fusion Science and Technology*, 63(1T), 119–122. (Web of Science). (Особистий внесок здобувача: в роботі здобувач запропонував ідею досліджень, постановку задачі, зробив аналітичні та числові розрахунки, прийняв участь в аналізі результатів розрахунків та написанні статті, співпрацював з редакцією журналу при підготовці її до опублікування. Співавтори прийняли участь в обговоренні отриманих результатів.)

16. Lozin, A. V., Moiseenko, V. E., Grigor'eva, L. I. Kozulya, M. M., Kulaga, A. E., Lysoivan, A. I., Mironov, Y. K., Pavlichenko, R. O.,

- Romanov, V. S., Chernyshenko, V. Y., Chechkin, V. V. and Uragan-3M Team. (2013). Cleaning of inner vacuum surfaces in the Uragan-3M facility by radio-frequency discharges. *Plasma Physics Reports*, 39(8), 624–631. (Scopus, Web of Science). (Особистий внесок здобувача: у роботі здобувач запропонував ідею досліджень, постановку задачі, зробив аналітичні розрахунки, прийняв участь в експериментах, в аналізі результатів та написанні статті, співпрацював з редакцією журналу при підготовці її до опублікування. Співавтори прийняли участь у вимірювання параметрів плазми в експериментах, в аналізі результатів та написанні статті.)
17. Moiseenko, V. E., Lozin, A. V., Chechkin, V. V., Chernyshenko, V. Ya., Grigor'eva, L. I., Kramskoi, Ye. D., Korovin, V. B., Kozulya, M. M., Lysoivan, A. I., Schebetun, A. V. Shapoval, A. N., Shtan', A. F., Solodovchenko, S. I., Voitsenya, V. S. and Garkusha, I. E. (2014). VHF discharges for wall conditioning at the Uragan-2M torsatron. *Nuclear Fusion*, 54(3), 033009. (Scopus, Web of Science). (Особистий внесок здобувача: у роботі здобувач запропонував ідею досліджень, постановку задачі, зробив аналітичні розрахунки, прийняв участь в експериментах, в аналізі результатів та написанні статті, співпрацював з редакцією журналу при підготовці її до опублікування. Співавтори прийняли участь у вимірювання параметрів плазми в експериментах, в аналізі результатів та написанні статті.)
18. Moiseenko, V. E., Kotenko, V. G., Chernitskiy, S. V., Nemov, V. V., Ågren, O., Noack, K., Kalyuzhnyi, V. N., Hagnestål, A., Källne, J., Voitsenya, V. S., Garkusha, I. E. (2014). Research on stellarator-mirror fission-fusion hybrid. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 56(9), 094008. (Scopus, Web of Science). (Особистий внесок здобувача: у роботах здобувач зробив огляд поточного стану досліджень, додатково зробив аналітичні розрахунки, прийняв участь в аналізі результатів та написанні статті, співпрацював з редакцією журналу при підготовці її до опублікування. Усі співавтори прийняли участь в аналізі та обговоренні результатів.)

19. Moiseenko, V. E., Nemov, V. V., Ågren, O., Kasilov, S. V. & Garkusha, I. E. (2016). Fast ion motion in the plasma part of a stellarator-mirror fission-fusion hybrid. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 58(6), 064005. (Scopus, Web of Science). (Особистий внесок здобувача: у частині 2 роботи, яка увійшла до дисертації, розрахунки виконані здобувачем одноосібно. Для цих розрахунків співавтори надали карту магнітного поля Урагана-2М з одною відключеною котушкою тороїдального магнітного поля та прийняли участь в обговоренні результатів.)
20. Moiseenko, V. E., Shapoval, A. N., Lozin, A. V., Nemov, V. V., Kalyuzhnyj, V. N., Kozulya, M. M., Pavlichenko, R. O., Konovalov, V. G., Kulaga, A. E., Mironov, Y. K. and Romanov, V. S., Zamanov, N. V., Bondarenko, V. N, Kovtun, Yu. V. and Garkusha, I. E. (2019). Characteristics of regular discharges in Uragan-3M torsatron. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 61(6), 065006. (Scopus, Web of Science). (Особистий внесок здобувача: у роботі здобувач запропонував ідею досліджень, постановку задачі, зробив аналітичні розрахунки, прийняв участь в експериментах, в аналізі результатів та написанні статті, співпрацював з редакцією журналу при підготовці її до опублікування. Співавтори прийняли участь у вимірюванні параметрів плазми в експериментах, в аналізі результатів та написанні статті.)

***наукові праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації:***

21. Moiseenko, V. E., Ågren, O. (2006). Radio-Frequency Heating of Sloshing Ions in a Straight Field Line Mirror Field. In 9th IAEA Technical Meeting on Energetic Particles in Magnetic Confinement Systems. Takayama, Japan (November 9 – 11, 2005). *Preprint NIFS-PROC* (Vol. 63 p.109) National Institute for Fusion Science. (Scopus, Web of Science). (Особистий внесок здобувача: в роботі здобувач запропонував ідею досліджень, постановку задачі, зробив аналітичні та числові розрахунки, прийняв участь в аналізі

результатів розрахунків та написанні доповіді. Співавтор прийняв участь в обговоренні отриманих результатів.)

22. Moiseenko, V. E. & Ågren, O. (2006). Second harmonic heating of sloshing ions in a non-axisymmetric mirror. In *33rd EPS Conference on Plasma Physics 2006, EPS 2006* (pp. 1784–1787). (Scopus, Web of Science. Особистий внесок здобувача: в роботі здобувач запропонував ідею досліджень, постановку задачі, зробив аналітичні та числові розрахунки, прийняв участь в аналізі результатів розрахунків та написанні доповіді. Співавтор прийняв участь в обговоренні отриманих результатів.)
23. Moiseenko, V. E., Dreval, N. B., Ågren, O., Stepanov, K. N., Burdakov, A. V., Kalinin, P. V. & Tereshin, V. I. (2007, September). Strong RF Heating in a Mirror During Plasma Build - up. In *AIP Conference Proceedings* (Vol. 933, No. 1, pp. 509–512). American Institute of Physics. (Scopus, Web of Science). Особистий внесок здобувача: у роботі здобувач запропонував ідею досліджень, постановку задачі, прийняв участь у виводі рівнянь, запропонував алгоритм обчислень, прийняв участь в аналізі результатів розрахунків та написанні доповіді. М.Б. Древаль прийняв участь у виводі рівнянь, написав числову програму, прийняв участь в аналізі результатів розрахунків та написанні доповіді. Усі співавтори прийняли участь в обговоренні результатів.)
24. Moiseenko, V. E. Burchenko, P. Ya., Chechkin, V. V., Chernyshenko, V. YA., Grigor'eva, L. I., Hartmann, D., Koch, R., Konovalov, V. G., Losin, A. V., Lysoivan, A. I., Pashnev, V. K., Shapoval, A. N., Shvets, O. M., Skibenko, A. I., Stadnik, Yu. S., Tereshin, V. I., Voitsenya, V. S., Volkov, E. D. Wall conditioning RF discharges in Uragan-2M torsatron. (2009) In *36th EPS Conference on Plasma Phys. Sofia. June 29 – July 3, 2009. ECA. 33E*, p-5.199. (Scopus, Web of Science. Особистий внесок здобувача: в роботі здобувач запропонував ідею досліджень, постановку задачі, зробив аналітичні та числові розрахунки, прийняв участь в аналізі

результатів розрахунків та написанні доповіді. Співавтори прийняли участь в обговоренні отриманих результатів.)

25. Moiseenko, V. E., Dreval, M. B., Burchenko, P. Ya., Losin, A. V., Berezhnyj, V. L., Bondarenko, V. N., Chechkin, V. V., Grigor'eva, L. I., Hartmann, D., Koch, R., Kononov, V. G., Kotsubanov, V. D., Kramskoi, Ye. D., Kulaga, A. E., Lysoivan, A. I., Mironov, V. K., Pavlichenko, R. O., Romanov, V. S., Shapoval, A. N., Skibenko, A. I., Slavnyi, A. S., Tereshin, V. I., Voitsenya, V. S. (2010) RF Heating Below Ion-Cyclotron Frequencies in Uragan Torsatrons. *In 37th EPS Conference on Plasma Phys. Dublin, Ireland. June 21–25, 2010. ECA. 34A, p-5.171.* (Scopus, Web of Science. Особистий внесок здобувача: в роботі здобувач запропонував ідею досліджень, постановку задачі, зробив аналітичні та числові розрахунки, прийняв участь в аналізі результатів розрахунків та написанні доповіді. Співавтори прийняли участь в обговоренні отриманих результатів.)
26. Moiseenko, V. E. & Ågren, O. (2012, June). Plasma heating and hot ion sustaining in mirror based hybrids. *In AIP Conference Proceedings* (Vol. 1442, No. 1, pp. 199–207). American Institute of Physics. (Scopus, Web of Science. Особистий внесок здобувача: в роботі здобувач запропонував ідею досліджень, постановку задачі, зробив аналітичні та числові розрахунки, прийняв участь в аналізі результатів розрахунків та написанні доповіді. Співавтори прийняли участь в обговоренні отриманих результатів.)
27. Moiseenko, V. E., Nemo, V. V., Chernitskiy, S. V., Ågren, O., Shapoval, A. N., Voitsenya, V. S., Garkusha, I. E. (2016) Stellarator-mirror fusion-fission hybrid systems. *In 2<sup>nd</sup> International Conference on Fusion-Fission Subcritical Systems for Waste Management and Safety. C.R. ENEA Frascati, Italy. 26–28 Oct. 2016. Book of Proceedings.* p. 56. (Особистий внесок здобувача: У роботах здобувач зробив огляд поточного стану досліджень, додатково зробив аналітичні розрахунки, прийняв участь в аналізі результатів та написанні статті, співпрацював з редакцією журналу

при підготовці її до опублікування. Усі співавтори прийняли участь в аналізі та обговоренні результатів.)

**публікації, що додатково відображають наукові результати  
дисертації:**

28. Moiseenko, V. E. (1999). Radio-frequency plasma production and heating below ion cyclotron frequency in stellarator. *Problems of Atomic Science and Technology, Series Plasma Physics, 1(1, 2)*, p. 17–21.
29. Moiseenko, V. E. (2003). Modelling of Maxwell's equations using uniform finite elements. *Problems of Atomic Science and Technology, Series Plasma Physics, 9(1)*, 82–84.
30. Moiseenko, V. E. (2002). Numerically stable modeling of radio frequency fields in plasma. *Problems of Atomic Science and Technology, Series Plasma Physics, 4(7)*, 100–102.
31. Moiseenko, V. E. (2005). Penetration of electrostatic field through Faraday shield of ICRH strap antenna *Problems of Atomic Science and Technology, Series Plasma Physics, 10(2)*, 35–37. (
32. Moiseenko, V. E., Wauters, T., & Lysoivan, A. (2016). Lower hybrid resonance: field structure and numerical modeling. *Problems of atomic science and technology, Series Plasma Physics. 106(6)*, 44–47. (Scopus, Web of Science) (Особистий внесок здобувача: в роботі здобувач запропонував ідею досліджень, постановку задачі, зробив аналітичні та числові розрахунки, прийняв участь в аналізі результатів розрахунків та написанні статті, співпрацював з редакцією журналу при підготовці її до опублікування. Співавтори прийняли участь в обговоренні отриманих результатів.)
33. Lozin, A. V., Kozulia, M. M., Korovin, V. B., Beletskii, A. A., Glazunov, G. P., Konotopskiy A. L., Baron D. I., Moiseenko V. E., Grigor'eva L. I., Chechkin V. V., Shapoval, A. N., Makhov M. M., Konovalov V. G. (2018).

Wall conditioning discharges driven by T-shaped antenna in Uragan-2M. *Problems of atomic science and technology*. Series: Plasma Physics, 118(6), 50–53. (Scopus, Web of Science. Особистий внесок здобувача: у цій роботі запропонував T-подібну антену, прийняв участь в аналізі результатів та написанні статті. Співавтори прийняли участь в експериментах, в аналізі результатів та вимірювали параметри плазми.)

34. Moiseenko, V. E., Beletskii, A. A., Shapoval, A. M., Wauters, T., Goriaev, A., Brunner, K. J., Buttenschön, B., Drewelow, P., Winters, V., Brakel, R., Dinklage, A., Brezinsek, S., Stange, T., Laqua, H., Lazersson, S. and W7-X Team. (2019). A scenario of pulsed ECRH wall conditioning in hydrogen for the Wendelstein 7-X helias. *Problems of Atomic Science and Technology, Series: Plasma Physics 119(1)*, 37–40. (Scopus, Web of Science) (Особистий внесок здобувача: У роботі здобувач запропонував ідею досліджень, постановку задачі, зробив аналітичні розрахунки, прийняв участь в експериментах, в аналізі результатів та написанні статті, співпрацював з редакцією журналу при підготовці її до опублікування. Співавтори прийняли участь у вимірювання параметрів плазми в експериментах, в аналізі результатів та написанні статті.

## ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ	30
ВСТУП	32
РОЗДІЛ 1. МОДЕЛЮВАННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ПОЛІВ В ПЛАЗМІ	48
1.1. Особливості моделювання рівнянь Максвелла	48
1.2. Чисельно стійкий метод зважених нев'язок	52
1.2.1. Рівняння Максвелла і криволінійна геометрія	52
1.2.2. Метод зважених нев'язок	53
1.2.3. Чисельні експерименти	55
1.3. Моделювання електромагнітних полів у плазмі осесиметричних відкритих пасток без урахування повільних хвиль	60
1.3.1. Зниження порядку системи рівнянь	60
1.3.2. Код PLFEM для моделювання високочастотного нагріву плазми осесиметричних відкритих пасток	60
1.3.3. Стійкі і нестійкі схеми шахової сітки	61
1.3.4. Чисельно стійка схема в двовимірному осесиметричному випадку	63
1.3.5. Чисельні експерименти з кодом PLFEM-S.	65
1.4. Моделювання електромагнітних полів у плазмі неосесиметричних відкритих пасток без урахування повільних хвиль	67
1.4.1. Числова модель	67
1.4.2. Задача високочастотного нагріву плазми неосесиметричних відкритих пасток.	69
1.4.3. Скінчено-різницева схема дискретизації.	71
1.4.4. Розв'язання крайової задачі методом розкладання по Фур'є-гармонікам.	72
1.4.5. Дослідження стійкості і збіжності чисельної моделі.	74
1.5. Метод локальних розв'язків.	75
1.5.1. Ідея методу	75

1.5.2. Опис методу	76
1.5.3. Числові експерименти	82
1.5.4. Обговорення результатів	87
1.6. Числове розв'язання рівнянь Максвелла при наявності точки нижнього гібридного резонансу.	88
1.6.1. Точка нижнього гібридного резонансу	88
1.6.2. Рівняння для повільної хвилі і його розв'язки	88
1.6.3. Метод патчів (штрафів)	90
1.7. Альтернативна форма рівнянь Максвелла	91
Висновки розділу 1	92
РОЗДІЛ 2. ВИСОКОЧАСТОТНЕ НАГРІВАННЯ ПЛАЗМИ У ВІДКРИТИХ ПАСТКАХ (ПРОБКОТРОНАХ)	94
2.1. Методи нагрівання плазми	94
2.1.1. Нагрівання в умовах магнітного берега	95
2.1.2. Циклотронний нагрів іонів домішки	97
2.1.3. Нагрівання на другій циклотронній гармоніці	101
2.1.4. Нагрівання частково іонізованої плазми	104
2.1.5. Резюме	104
2.2. Іонно-циклотронне нагрівання хлюпаючих іонів у відкритій пастці з прямими силовими лініями	105
2.2.1. Відкрита пастка з прямими силовими лініями	105
2.2.2. Опис моделі	106
2.2.3. Результати розрахунків	110
2.2.4. Висновки	120
2.3. Нагрівання хлюпаючих іонів на другій циклотронній гармоніці у відкритій пастці з прямими силовими лініями	121
2.3.1. Особливості нагрівання на другій іонно-циклотронній гармоніці	121
2.3.2. Поширення швидкої хвилі поблизу другої гармоніки циклотронного резонансу	122

2.3.3. Числова модель	127
2.3.4. Результати розрахунків	129
2.3.5. Висновки	136
2.4. Нагрівання плазми у нейтронному джерелі на базі пастки з прямими силовими лініями	137
2.4.1. Числова модель і параметри розрахунків	137
2.4.2. Нагрівання дейтерію на основний циклотронній гармоніці	138
2.4.3. Нагрівання тритію на другій циклотронній гармоніці	140
2.4.4. Висновки	142
2.5. Швидке нагрівання плазми в пробкотроні під час її створення.	144
2.5.1. Фізичні основи методу швидкого нагрівання плазми	144
2.5.2. Теоретична модель нагріву на перезарядці	145
2.5.3. Результати розрахунків	149
2.5.4. ВЧ нагрів у пробкотроні ГОЛ-3	157
2.5.5. Висновки	160
2.6. Проникнення електростатичного поля через Фарадеїв екран напіввиткової антени	161
2.6.1. Властивості Фарадеева екрану	161
2.6.2. Опис моделі	161
2.6.3. Результати розрахунків	164
2.6.4. Резюме і обговорення	166
Висновки розділу 2	168
<b>РОЗДІЛ 3. ВИСОКОЧАСТОТНИЙ НАГРІВ ПЛАЗМИ НА УСТАНОВКАХ УРАГАН-3М І УРАГАН-2М</b>	170
3.1. Альфвенів нагрів плазми і його реалізація	170
3.1.1. Альфвенів нагрів плазми	170
3.1.2. Антени для Альфвенова нагріву	174
3.2. Експерименти з використанням трьох-напіввиткової антени	

на Урагані-3М	182
3.2.1. Ураган-3М і його обладнання	183
3.2.2. Експерименти з високочастотного нагріву на У-3М	186
3.2.3. Висновки	193
3.3. Особливості розрядів в торсатроні Ураган-3М	193
3.3.1. Антени Урагана-3М і їх використання	194
3.3.2. Експериментальні умови	195
3.3.3. Експериментальні результати	197
3.3.4. Обговорення експериментальних результатів	203
3.3.5. Магнітні конфігурації Урагана-3М	205
3.3.6. Висновки	207
3.4. ВЧ нагрів плазми в Урагані-2М	207
3.4.1. Установка Ураган-2М	207
3.4.2. Антени Урагана-2М	208
3.4.3. Режим роботи та діагностика	209
3.4.4. Типовий розряд	210
3.4.5. Вплив вертикального поля	211
3.4.6. Імпульс з одиночною відключеною тороїдальною катушкою	212
3.4.7. Результати хордових вимірювань	214
3.4.8. Висновки	217
Висновки розділу 3	217
<b>РОЗДІЛ 4. ВЧ ОБРОБКА СТІНОК ВНУТРІШНІХ ВАКУУМНИХ ПОВЕРХОНЬ</b>	219
4.1. ВЧ чистка за допомогою безперервного УКХ розряду	219
4.1.1. УКХ розряд і Ураган-2М	219
4.1.2. Фізичний опис УКХ розряду	220
4.1.3. Результати чисельного моделювання	222
4.1.4. Умови експерименту	225
4.1.5. Експериментальні результати	226

4.1.6. T-подібна антенна	229
4.1.7. Висновки	233
4.2. Ультра-короткі імпульси електронно-циклотронного нагріву для очистки камери в атмосфері водню	234
4.2.1. Фізичні особливості ЕЦРН розрядів для очистки камери в атмосфері водню	235
4.2.2. Сценарій імпульсної ЕЦРН чистки стінки камери в атмосфері водню	235
4.2.3. Висновки	241
4.3. Імпульсна ВЧ чистка в малому магнітному полі	242
4.3.1. Роль імпульсної ВЧ чистки	242
4.3.2. Поширення хвиль в невеликих магнітних полях	243
4.3.3. Опис ВЧ комплексів	246
4.3.4. Опис експерименту	247
4.3.5. Висновки	255
Висновки розділу 4	256
РОЗДІЛ 5. СТЕЛАРАТОРНО-ПРОБКОТРОННИЙ ЯДЕРНО-ТЕРМОЯДЕРНИЙ ГІБРИД	258
5.1. Описання гібриду та розрахунки щодо балансу енергії	258
5.1.1. Види ядерно-термоядерних гібридів	258
5.1.2. Стелараторно-пробкотронний гібрид	260
5.1.3. Аналіз СП гібриду з високочастотним нагрівом	264
5.1.4. Параметри та результати розрахунків	268
5.1.5. Висновки	272
5.2. СП гібрид з інжекцією нейтральних атомів	272
5.2.1. Модель і розрахунки	273
5.2.2. Детальний баланс енергії	276
5.2.3. Резюме і висновки	279
5.3. Рух швидких замкнених частинок в стелараторі Ураган-2М з вбудованим пробкотроном	280

5.3.1. Захоплені іони в стелараторі Ураган-2М із вбудованим пробкотроном	280
5.3.2. Інваріанти руху	281
5.3.3. Методика розрахунків і параметри	282
5.3.4. Результати розрахунків	284
5.3.5. Висновки	286
Висновки розділу 5	287
ВИСНОВКИ	289
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	295
Додаток А. Список публікацій здобувача за темою дисертації	310

## ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

БНВА	Багатонапіввиткова антена.
ВКБ	Ветцеля-Крамерса-Брілюена.
ВЧ	Високочастотний.
ДРАКОН	Довга РА(і)вноважна КОНфігурація.
ЕЦ	Електронно-циклотронний.
ЕЦРН	Електронно-циклотронний нагрів.
ЄФТ	Європейське фізичне товариство.
МАГАТЕ	Міжнародна агенція з атомної енергії.
ІБХ	Іонна Бернштейнова хвиля.
ІФП	Інститут фізики плазми.
МГД	Магнітогідродинамічний.
метод LU	Метод розкладання квадратної матриці на добуток верхньої і нижньої трикутникових матриць.
НГР	Нижній гібридний резонанс.
ННЦ	Національний науковий центр.
ОЕС	Оптична емісійна спектроскопія.
ПХ	Повільна хвиля.
СКП	Система керована прискорювачем.
СП	Стелараторно-пробкотронний.
ТКС	Термоядерна керована система.
ТНВА	Трьох-напівиткова антена.
УКХ	Ультракоткохвильовий.
ХФТІ	Харківський фізико-технічний інститут.
ШАХ	Швидка Альфвенова хвиля.
ШМЗХ	Швидка магнітозвукова хвиля.
2D	Двохвимірний.

APCPST	Asia Pacific Conference on Plasma Science and Technology
CXA	Charge exchange analyzer.
ECE	Electron cyclotron emission.
ISS	International stellarator scaling.
KAPRA	Korea Accelerator and Plasma Research Association.
KNBIM	Кінетичний числовий код, розроблений здобувачем.
OS	Open systems.
PLFEM	Числовий двохвимірний код для розрахунків щодо високочастотного нагріву в вісесиметричних відкритих пастках за допомогою швидких хвиль.
SPSM	Symposium on Plasma Science for Materials.
SXR	Soft x-rays.
TOMATOR-1D	Гібридний код для розрахунків щодо створення плазми.
WRMUTF	Метод зважених нев'язок з однорідними пробними функціями

## ВСТУП

Виробництво енергії було, є і буде нагальною проблемою для людства. На поточний момент найбільшим джерелом енергії в світі є спалювання корисних копалин, таких як нафта, вуглець і газ. Їх запаси не дуже великі, і за нинішнім темпом споживання можуть бути вичерпані за кілька сотень років. Ширше використання відновлених джерел енергії (сонячне світло, вітер, морські течії, тощо) робить деякий внесок, але повністю не може вирішити усю проблему тому, що ці джерела низькоконцентровані. Найбільш високу концентрацію енергії має ядерне і термоядерне паливо, і це є одною з причин їх високої привабливості.

Ланцюгова ядерна реакція була відкрита Лео Сілардом у 1939 році. Поглинання нейтрона ураном-235 призводить до його поділу на два ядра-уламка і на кілька нейтронів з виділенням великої енергії (~200 MeV). Генерація більшої кількості нейтронів, аніж втрачено, є запорукою ланцюгової реакції.

Майже в той же час Марком Оліфантом була винайдена реакція синтезу – злиття двох легких ядер (термоядерна реакція), яка теж протікає з виділенням великої кількості енергії.

Усього декілька років знадобилось, щоб на базі цих відкриттів виробити найбільш руйнівну в світі зброю – ядерну та термоядерну бомби. Щодо мирного використання цих відкриттів, то наявна лише ядерна енергетика. Але вона використовує лише уран-235, доля якого у видобувному урані становить 0.7%. Решта є уран-238. Якщо людство навчиться отримувати енергію з урану-238 та торію (теж елемент, здатний до поділу), то при нинішньому рівні споживання енергії цього палива вистачить на декілька десятків тисяч років. Нинішній спосіб використання ядерної енергії приводить до значних проблем, пов'язаних великою радіоактивністю відпрацьованого ядерного палива. Ця радіоактивність знижується і досягає прийнятного рівня за великий проміжок

часу – 300 тисяч років. Тому варто розглядати варіанти поводження з відпрацьованим ядерним паливом інші, ніж зберігання.

Для отримання енергії реакцію синтезу планується здійснювати в гарячій (~10 кеВ) тороїдальній плазмі токамака або стеларатора. Паливом послуговує дейтерій і тритій. Дейтерію багато у воді, тому він практично невичерпний. Тритій – синтетичний ізотоп водню з малим періодом напіврозпаду (12 років). Він зазвичай виробляється з літію в реакції поглинання нейтрону, якого багато в земній корі. З цієї причини термоядерний синтез спроможний забезпечити людство енергією протягом довгого часу.

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

Тема дослідження – моделювання і експериментальне дослідження високочастотних розрядів у стелараторах і пробкотронах та концепція гібридного реактору на їх основі – комплексна і має декілька важливих аспектів.

Перший з них пов'язаний з необхідністю розв'язання крайової задачі для рівнянь Максвелла при числових розрахунках електромагнітних полів. Остання задача не є тривіальною, оскільки застосування стандартних методів дискретизації диференційних рівнянь приводить до виникнення хибних розв'язків (числова нестійкість).

Відомі декілька методів стабілізації числових схем, але вони мають особливості при їх використанні, які вимагають досліджень при кожній реалізації. Дисертаційна робота робить внесок у розв'язання цієї проблеми, але вона все ж залишається нагальною.

Другий аспект стосується нагріву плазми відкритих пасток (пробкотронів). Пробкотрони вибули з перегонів за те, щоб бути базою для майбутнього термоядерного реактору. Але вони мають кращу за інші термоядерні пастки перспективу послуговувати базою для термоядерного нейтронного джерела (Kotelnikov et al., 2020). Роботи по дослідженню термоядерних нейтронних джерел підтримуються МАГАТЕ.

Третій аспект – експериментальні дослідження високочастотного нагріву плазми на установках Ураган. Високочастотний нагрів використовується практично на всіх тороїдальних установках з магнітним утриманням плазми. Він дозволяє підвищити температуру плазми і в перспективі довести її до термоядерних значень. Українські установки Ураган-2М і Ураган-3М не є виключенням з цього ряду. Експерименти на них актуальні і дають внесок в термоядерну скарбничку наукових знань.

Четвертий аспект – розвиток методів очистки внутрішніх вакуумних поверхонь термоядерних установок високочастотними розрядами. Обробка вакуумних поверхонь – невід’ємна частина робочого циклу термоядерних установок. Без цього робочі розряди мають низькі параметри плазми і виявляють схильність до радіаційних колапсів і навіть до зривів. В поточний час роботи з вдосконалення методів очистки внутрішніх вакуумних поверхонь проводяться на стелараторах Ураган під патронатом міжнародного консорціуму EUROfusion, членом якого є Україна.

П’ятий аспект – розробка концепції термоядерно-ядерного гібриду для трансмутації відпрацьованого ядерного палива. Такі гібриди дадуть змогу уникнути тривалого (до 300 тис. років) зберігання відпрацьованого ядерного палива шляхом його спалення з одночасним отриманням енергії. Такі роботи підтримує МАГАТЕ.

#### **Мета і завдання дослідження.**

Мета дослідження – розв’язання крайової задачі для рівнянь Максвелла при числових розрахунках електромагнітних полів, побудова стабільних числових моделей; винайдення нових схем високочастотного нагріву плазми відкритих пасток (пробкотронів); впровадження ефективних схем високочастотного нагріву плазми на установках Ураган; розвиток методів очистки внутрішніх вакуумних поверхонь термоядерних установок високочастотними розрядами та розробка концепції термоядерно-ядерного гібриду для трансмутації відпрацьованого ядерного палива. У роботі поставлено такі проблеми і завдання, спрямовані на досягнення цієї мети:

- Розробити чисельно стійкий метод зважених нев'язок і модель для рівнянь Максвелла циліндричній геометрії.
- Розробити модель для розрахунку електромагнітних полів в плазмі осесиметричних відкритих пасток без урахування повільних хвиль.
- Розробити метод і модель для розрахунку електромагнітних полів в плазмі тривимірних відкритих пасток.
- Розробити метод для розрахунків із сильно осцилюючими розв'язками.
- Винайти підхід для моделювання шару нижнього гібридного резонансу за допомогою скінчених елементів.
- Винайти альтернативну форму рівнянь Максвелла більш придатну щодо дискретизації.
- Зробити порівняльний аналіз методів високочастотного нагріву плазми в пробкотронах.
- Зробити моделювання іонно-циклотронного нагрівання хлюпаючих іонів у відкритій пастці з прямими силовими лініями.
- Розробити сценарій нагрівання хлюпаючих іонів на другій циклотронній гармоніці у відкритій пастці з прямими силовими лініями.
- Зробити детальний аналіз сценарію швидкого нагрівання плазми в пробкотроні під час її створення.
- Теоретично дослідити проникнення електростатичного поля через Фарадеїв екран напіввиткової антени.
- Провести і проаналізувати експерименти з високочастотного нагріву плазми на Урагані-3М з використанням трьох-напіввиткової антени.
- Проаналізувати особливості поточних розрядів в торсатроні Ураган-3М.
- Впровадити і дослідити високочастотний нагрів плазми в Урагані-2М.
- Запропонувати, впровадити і дослідити на Урагані-2М сценарій високочастотної чистки внутрішніх вакуумних поверхонь за допомогою безперервного УКХ розряду.

- Запропонувати і дослідити на стелараторі Wendelstein7-X сценарій високочастотної чистки внутрішніх вакуумних поверхонь у режимі ультракоротких імпульсів електронно-циклотронного нагріву в атмосфері водню.
- Зробити детальне дослідження на Урагані-3М імпульсної високочастотної чистки в малому магнітному полі.
- Розробити концепцію стелараторно-пробкотронного ядерно-термоядерного гібриду, описати її та зробити оцінки щодо балансу енергії.
- Провести моделювання щодо концепції стелараторно-пробкотронного гібриду з інжекцією нейтральних атомів.
- У стелараторно-пробкотронному режимі роботи Урагана-2М дослідити рух швидких іонів, створених високочастотним нагрівом.

*Об'єкт дослідження* – плазма з електромагнітними полями в термоядерних установках.

*Предмет дослідження* – крайові задачі для рівнянь Максвелла для числових розрахунків електромагнітних полів у плазмі, числово-стабільні числові моделі; новітні схеми високочастотного нагріву плазми відкритих пасток (пробкотронів); ефективні схеми високочастотного нагріву плазми на установках Ураган; методи очистки внутрішніх вакуумних поверхонь термоядерних установок високочастотними розрядами та концепція термоядерно-ядерного гібриду для трансмутації відпрацьованого ядерного палива.

#### **Методи дослідження.**

У дисертації застосовуються відомі аналітичні експериментальні, та числові методи:

- При розробці чисельно стійкого методу зважених нев'язків і моделі для рівнянь Максвелла циліндричній геометрії використовувався метод

скінчених елементів, та метод LU-розкладання матриць для отримання числових розв'язків.

- При розробці моделі для розрахунку електромагнітних полів в плазмі осесиметричних відкритих пасток використовувався метод скінчених різниць на шаховій сітці, та метод LU-розкладання матриць для отримання числових розв'язків.
- При розробці методу і моделі для розрахунку електромагнітних полів в плазмі квадрупольних відкритих пасток використовувався метод скінчених різниць, та метод LU-розкладання матриць для отримання числових розв'язків.
- При розробці методу для розрахунків із сильно осцилюючими розв'язками використовувався метод LU-розкладання матриць для отримання числових розв'язків.
- При пошуку підходу для моделювання шару нижнього гібридного резонансу за допомогою скінчених елементів використовувався метод штрафів.
- При моделюванні іонно-циклотронного нагрівання хлюпаючих іонів у відкритій пастці з прямими силовими лініями використовувалась розроблена модель для розрахунку електромагнітних полів в плазмі відкритих пасток.
- При розробці сценарію нагрівання хлюпаючих іонів на другій циклотронній гармонії у відкритій пастці з прямими силовими лініями використовувалась розроблена модель для розрахунку електромагнітних полів в плазмі невісесиметричних відкритих пасток без урахування повільних хвиль.
- Для аналізу сценарію швидкого нагрівання плазми в пробкотроні під час її створення використовувався метод скінчених різниць та метод Кренка - Ніколсона.

- Для теоретичного дослідження проникнення електростатичного поля через Фарадеїв екран напіввиткової антени використовувався метод скінчених різниць, та метод LU-розкладання матриць для отримання числових розв'язків.
- При проведенні і аналізі експериментів з високочастотного нагріву плазми на Урагані-3М з використанням трьох-напіввиткової антени використовувались результати вимірювань за допомогою стандартних каліброваних і сертифікованих діагностик цієї установки, зокрема вимірювань густини плазми за допомогою інтерферометра, інтенсивності випромінювання спектральних ліній за допомогою монохроматорів, інтенсивності електронно-циклотронного випромінювання плазми, тощо.
- Для аналізу особливостей регулярних розрядів в торсатроні Ураган-3М використовувались такі ж діагностики.
- При дослідженні високочастотного нагріву плазми в Урагані-2М використовувались результати вимірювань за допомогою стандартних каліброваних і сертифікованих діагностик цієї установки.
- При дослідженні на Урагані-2М сценарію високочастотної чистки внутрішніх вакуумних поверхонь за допомогою безперервного УКХ розряду використовувались результати вимірювань за допомогою стандартних каліброваних і сертифікованих діагностик цієї установки включно з зондами Ленгмюра.
- При дослідженні на стелараторі Wendelstein7-X сценарію високочастотної чистки внутрішніх вакуумних поверхонь у режимі ультракоротких імпульсів електронно-циклотронного нагріву в атмосфері водню використовувались стандартні калібровані і сертифіковані діагностики цієї установки.

- При проведенні детального дослідження на Урагані-3М імпульсної високочастотної чистки в малому магнітному полі використовувались стандартні калібровані і сертифіковані діагностики цієї установки.
- При розробці концепції стелараторно-пробкотронного ядерно-термоядерного гібриду використовувались стандартні аналітичні методи.
- При моделюванні щодо концепції стелараторно-пробкотронного гібриду з інжекцією нейтральних атомів використовувались стандартні аналітичні методи та розрахунки за допомогою кінетичного коду KNBIM.
- Дослідження руху швидких іонів, створених високочастотним нагрівом стеларатор-пробкотронному режимі роботи Урагана-2М базувалось на загально відомих інваріантах руху, а саме: енергії, магнітному моменті та поздовжньому інваріанті руху частинки.

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

Уперше у світі отримано такі результати:

- Розроблений чисельно стійкий метод зважених нев'язок і модель для рівнянь Максвелла циліндричній геометрії, де всі компоненти електричного поля представлені за допомогою однакових скінчених елементів.
- Розроблена оригінальна чисельно стійка модель для розрахунку електромагнітних полів в плазмі осесиметричних відкритих пасток без урахування повільних хвиль.
- Запропонований новітній метод і розроблена модель для розрахунку електромагнітних полів в плазмі неосесиметричних відкритих пасток без урахування повільних хвиль.
- Розроблений оригінальний і ефективний метод для розрахунків із сильно осцилюючими розв'язками.
- Винайдений підхід для моделювання шару нижнього гібридного резонансу за допомогою скінчених елементів, який забезпечує мінімальну похибку розрахунків.

- Вперше зроблено порівняльний аналіз методів високочастотного нагріву плазми в пробкотронах.
- Вперше зроблено моделювання іонно-циклотронного нагрівання хлюпаючих іонів у відкритій пастці з прямими силовими лініями.
- Вперше обґрунтований та запропонований ефективний сценарій нагрівання хлюпаючих іонів на другій циклотронній гармоніці у відкритій пастці з прямими силовими лініями.
- Зроблений детальний аналіз запропонованого дисертантом сценарію швидкого нагрівання плазми в пробкотроні під час її створення показав його значну ефективність.
- Теоретичне дослідження проникнення електростатичного поля через Фарадеїв екран напіввиткової антени вперше показало значну перевагу двошарового екрану.
- В експериментах з високочастотного нагріву плазми на Урагані-3М з використанням трьох-напіввиткової антени вперше значно підвищені параметри плазми.
- Аналіз особливостей регулярних розрядів в торсатроні Ураган-3М показав високу ефективність високочастотного нагріву плазми на фоні вад магнітної конфігурації Урагана-3М.
- Вперше впроваджено і досліджено високочастотний нагрів плазми в Урагані-2М.
- Вперше запропонований, впроваджений і досліджений на Урагані-2М сценарій високочастотної чистки внутрішніх вакуумних поверхонь за допомогою безперервного УКХ розряду показав високу швидкість очистки.
- Вперше досліджено на стелараторі Wendelstein7-X сценарій високочастотної чистки внутрішніх вакуумних поверхонь у режимі ультракоротких імпульсів електронно-циклотронного нагріву в атмосфері водню.

- Вперше зроблено детальне дослідження на Урагані-3М імпульсної високочастотної чистки в малому магнітному полі.
- Розроблено оригінальну концепцію стелараторно-пробкотронного ядерно-термоядерного гібриду та зроблені оцінки щодо балансу енергії.
- Вперше проведено моделювання щодо концепції стелараторно-пробкотронного гібриду з інжекцією нейтральних атомів.
- Вперше виконано дослідження руху швидких іонів, створених високочастотним нагрівом стеларатор-пробкотронному режимі роботи Урагана-2М.

**Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами, грантами.**

Дисертаційну роботу виконано в ІФП ННЦ ХФТІ відповідно до планів науково-дослідних робіт і програм у межах наступних тем:

- III-3-11 (ІФП).2016–2020 Дослідження високочастотного утворення та нагріву плазми, а також її утримання у тороїдальних магнітних пастках стелараторного типу з диверторною і лімітерною конфігурацією. Проробка концепції ядерно-термоядерного підкритичного реактора на основі стеларатора. № держреєстрації 0116U006160.
- П-3/22 (2017–2019). Дослідження в стеллараторах Ураган-2М та 3М структури плазмового шнура, МГД активності плазми та ВЧ способів створення і нагрівання плазми. № держреєстрації 0117U005084.
- III-3-11 (2011–2015). Дослідження ВЧ методів створення і нагріву плазми з низькими частотами зіткнень та утримання її в стелараторних пастках з різними характеристиками магнітної конфігурації. № держреєстрації № 0111U009608.
- X-5-5 (2011–2012). Розробка та впровадження на установці У-2М комбінованої магнітної конфігурації стеларатора з відкритою пасткою як прототипу конфігурації нейтронного джерела підкритичної гібридної

системи «ядерне ділення-синтез» та інсталяція корпускулярної діагностики. № держреєстрації 0111U009604.

- П-3/22 (2014–2015). Експериментальне і теоретичне моделювання фізичних процесів у великих термоядерних установках з дивертором. № держреєстрації 0114U001808.
- Х-5-3 (2013–2015). Розробка та впровадження нового методу діагностики плазми на основі багато-частотної надвисокочастотної рефлектометрії на установці Ураган-2М і утримання плазми в комбінованій магнітній конфігурації стеларатора з відкритою пасткою для моделювання нейтронного джерела підкритичної гібридної системи «ядерний поділ-синтез». № держреєстрації 0113U006380.
- Україна–Словенія, М/294-2013, М/124-2014. Проведення досліджень ефективності очистки стінок вакуумної камери установки Ураган-2М в різних режимах утворення ВЧ плазми з залученням оптичних, зондових та мас-спектрометричних вимірювань.
- Грант Українського науково-технологічного центру (УНТЦ) №4216. Радіочастотне утворення і нагрів плазми в стеллараторі Ураган-2М.
- Грант Українського науково-технологічного центру (УНТЦ) №6057. Критичні питання взаємодії плазми з поверхнею в міжнародному термоядерному реакторі ІТЕР.
- Ш-3-16 (ІФП).2016–2020 Дослідження високочастотного утворення та нагріву плазми, що утримується у тороїдальних магнітних пастках стеллараторного типу № держреєстрації 0116U006160.
- Проєкт МАГАТЕ F1.30.15. Conceptual development of steady-state compact fusion neutron sources, Coordinated Research.
- Проєкт МАГАТЕ F13018 Development of Steady-State Compact Fusion Neutron Sources.
- Проєкт Стелларатор-1 (EUROfusion), частина S1.X.1.A.T2 Підготовка стінок Урагана-2М.

## **Практичне значення отриманих результатів.**

Отримані в дисертаційній роботі результати роблять внесок у розвиток фізики плазми, методів ВЧ нагрівання плазми, методів ВЧ чищення стінок вакуумної камери термоядерних установок та методів поводження з відпрацьованим ядерним паливом.

- Розроблені числові підходи і методи реалізовані в моделях і використовуються в ІФП ННЦ ХФТІ. Розроблений чисельно стійкий метод зважених нев'язок і модель для рівнянь Максвелла циліндричній геометрії, де всі компоненти електричного поля представлені за допомогою однакових скінчених елементів використовується в коді ТОМАТОР-1D (Лабораторія фізики плазми Королівської військової академії, Брюссель, Бельгія).
- Вивчені сценарії нагріву плазми в пробкотронах будуть залучені при проектуванні нейтронного джерела на базі пробкотрона.
- Розроблені сценарії високочастотного нагріву плазми в стелараторах використовуються на стелараторі Ураган-2М. Їх можна застосовувати на інших стелараторах і токамаках.
- Впроваджений на Урагані-2М сценарій високочастотної чистки внутрішніх вакуумних поверхонь за допомогою безперервного УКХ розряду показав високу швидкість очистки і регулярно використовується на цій установці. Він буде запропонований для токамака JT-60SA. Будуть продовжені роботи на стелараторі Wendelstein7-X у рамках другої кампанії.
- Розроблена концепція гібридного реактору конкурентоспроможна і буде запропонована для подальших досліджень.

## **Особистий внесок здобувача.**

Роботи (Moiseenko, 1999, 2002, 2003, 2005) виконані здобувачем одноосібно. У роботах (Moiseenko et al. 2001, 2001b, 2003a, 2005, 2006, 2006a, 2006b, 2007, 2007a, 2007b, 2009, 2010, 2011a, 2012, 2013a, 2016) здобувач запропонував ідею досліджень, постановку задачі, зробив аналітичні та числові

розрахунки, прийняв участь в аналізі результатів розрахунків та написанні статті, співпрацював з редакцією журналу при підготовці її до опублікування. Співавтори прийняли участь в обговоренні отриманих результатів. Окрім того:

- У роботах (Moiseenko et al. 2017, 2014a, 2019, 2009a, 2019a; Loziv et al. 2013) здобувач запропонував ідею досліджень, постановку задачі, зробив аналітичні розрахунки, прийняв участь в експериментах, в аналізі результатів та написанні статті, співпрацював з редакцією журналу при підготовці її до опублікування. Співавтори прийняли участь у вимірюванні параметрів плазми в експериментах, в аналізі результатів та написанні статті.

- У роботах (Moiseenko et al. 2010a, 2007c) здобувач запропонував ідею досліджень, постановку задачі, прийняв участь у виводі рівнянь, запропонував алгоритм обчислень, прийняв участь в аналізі результатів розрахунків та написанні доповіді та статті, співпрацював з редакцією журналу при підготовці її до опублікування. М.Б. Древаль прийняв участь у виводі рівнянь, написав числову програму, прийняв участь в аналізі результатів розрахунків та написанні статті і доповіді. Усі співавтори прийняли участь в обговоренні результатів.

- У роботах (Moiseenko et al. 2009a, 2011) здобувач запропонував ідею досліджень, постановку задачі, прийняв участь в експериментах, в аналізі результатів та написанні статті, співпрацював з редакцією журналу при підготовці її до опублікування. Необхідно відмітити, що в цій дисертації використані тільки розділи 1 і 2 другої роботи, причому не використовується матеріал розділу 1, присвячений роботі рамкової антени. М.Б. Древаль забезпечив необхідний режим роботи установки.

- У роботах (Moiseenko et al. 2014, 2016b) здобувач зробив огляд поточного стану досліджень, додатково зробив аналітичні розрахунки, прийняв участь в аналізі результатів та написанні статті, співпрацював з редакцією журналу при підготовці її до опублікування. Усі співавтори прийняли участь в аналізі та обговоренні результатів.

• У частині 2 роботи (Moiseenko et al. 2016), розрахунки виконані здобувачем в одноосібно. Для цих розрахунків співавтори надали карту магнітного поля Урагана-2М з одною відключеною котушкою тороїдального магнітного поля та прийняли участь в обговоренні результатів.

• У роботі (Lozin et al. 2018) здобувач запропонував Т-подібну антену, прийняв участь в аналізі результатів та написанні статті. Співавтори прийняли участь в експериментах, в аналізі результатів та вимірювали параметри плазми.

### **Апробація матеріалів дисертації.**

Матеріали дисертації були представлені на:

1. Спільному (6th APCPST, 15th SPSM, OS2002, і 11th KAPRA) міжнародному симпозиумі з плазми (2002 р., острів Чаджу, Корея).
2. 9-ій Технічній нараді МАГАТЕ з питань енергетичних частинок в системах магнітного утримання, (2005 р., Такаяма, Японія).
3. 33-ій конференції ЄФТ з фізики плазми. (2006 р., Рим, Італія).
4. Другому міжнародному практикумі та літній школі з фізики плазми (2006 р., Кітен, Болгарія).
5. VI Міжнародній конференції з питань відкритих магнітних систем для утримання плазми, (2006 р., Цукуба, Японія).
6. 17-ій тематичній конференції з радіочастотної енергії у плазмі, (2007 р., Клеватер, Флорида, США).
7. 35-ій конференції ЄФТ з фізики плазми. (2008 р., Херсоніссос, Крит).
8. 18-ій технічній нараді МАГАТЕ з «Дослідження за допомогою малих термоядерних пристроїв» (2008 р., Алушта, Україна).
9. 25-му Симпозиумі з термоядерних технологій (2008 р., Росток, Німеччина).
10. 36-ій конференції ЄФТ з фізики плазми (2009 р., Софія, Болгарія).
11. Науковій нараді з ядерно-термоядерних реакторів (2009р., Гайзерсбург, Мериленд, США).
12. 3-ій технічній нараді МАГАТЕ від "Перші покоління термоядерних електростанцій – дизайн та технології" ( 2009 р., Відень, Австрія).

- 13.17-му міжнародному семінарі зі стелараторів-геліотронів (2009 р., Принстон, США).
- 14.37-ій конференції ЄФТ з фізики плазми. (2010 р., Дублін, Ірландія).
- 15.VIII-ій Міжнародній конференції з питань відкритих магнітних систем для утримання плазми, (2010 р., Новосибірськ, Росія).
- 16.Дев'ятому засіданні Координаційного комітету з питань іонного циклотронного нагріву (2011 р., Кадараш, Франція).
- 17.Міжнародному семінарі на тему «Термоядерний синтез для нейтронів і підкритичного ядерного реактору» (2011 р., Варенна, Італія).
- 18.Українській конференції з фізики плазми та керованого термоядерного синтезу (2011 р., Київ, Україна).
- 19.Першому координаційно-дослідному засіданні на тему: «Концептуальна розробка компактних джерел нейтронного синтезу стаціонарного стану» (2012 р., Відень, Австрія).
- 20.IX-ій Міжнародній конференції з питань відкритих магнітних систем для утримання плазми, (2012 р., Цукуба, Японія).
- 21.7-ій Технічній нараді МАГАТЕ «Стаціонарна робота магнітних пристроїв синтезу» (2013 р., Екс-ан-Прованс, Франція).
- 22.Українській конференції з фізики плазми та керованого термоядерного синтезу (2013 р., Київ, Україна).
- 23.25-ій конференції МАГАТЕ з термоядерної енергії (2014 р., Санкт-Петербург, Російська Федерація).
- 24.Другій науково-дослідній зустрічі координаційного науково-дослідного проекту на тему «Концептуальна розробка компактного джерел нейтронів синтезу стаціонарного стану» ( 2014 р., Відень, Австрія).
- 25.Восьмій технічній нараді з питань сталого функціонування установок магнітного синтезу (2015 р., Нара, Японія).
- 26.20-му міжнародному семінарі зі стелараторів-геліотронів (2015 р., Грайфсвальд, Німеччина).

27. II Міжнародній конференції з термоядерного синтезу для нейтронів і підкритичного ядерного реактору для управління відходами та безпекою (2016 р., Фраскати, Італія).
28. Третій науково-дослідній зустрічі координаційного науково-дослідного проекту на тему "Концептуальна розробка компактного джерела нейтронів синтезу стаціонарного стану" (2016 р., Відень, Австрія).
29. 15-му засіданні координаційної робочої групи зі стелараторів (2016 р., Грайфсвальд, Німеччина).
30. 16-му засіданні координаційної робочої групи зі стелараторів (2017 р., Мадрид, Іспанія).
31. Першій зустрічі координаційного науково-дослідного проекту на тему "Розробка компактного джерела нейтронів синтезу стаціонарного стану" (2018 р., Відень, Австрія).
32. 19-му засіданні координаційної робочої групи зі стелараторів (2019 р., Берлін, Німеччина).
33. Українській конференції з фізики плазми та керованого термоядерного синтезу (2019 р., Київ, Україна).
34. 22-му міжнародному семінарі зі стелараторів-геліотронів (2019 р., Медісон, США).
35. Другій науково-дослідній зустрічі координаційного науково-дослідного проекту на тему "Розробка компактного джерела нейтронів синтезу стаціонарного стану" (2020 р., Відень, Австрія)

### **Структура та обсяг дисертації.**

Дисертаційна робота складається зі вступу, 5 розділів, висновків, списку використаних джерел та 1 додатку. Загальний обсяг дисертації складає 320 сторінок, з них 271 сторінка основного тексту. Дисертаційна робота містить 135 рисунків. Список використаних джерел містить 163 найменування.

## РОЗДІЛ 1

### МОДЕЛЮВАННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ПОЛІВ В ПЛАЗМІ

#### 1.1. Особливості моделювання рівнянь Максвелла

Чисельне моделювання грає важливу роль при вивченні фізичних явищ, зокрема при дослідженні взаємодії електромагнітних полів з плазмою. Рівняння Максвелла, які описують таку взаємодію, представляють певні труднощі для чисельного моделювання, оскільки застосування до них стандартних методів дискретизації призводить до чисельно нестійких моделей. З цієї причини існує кілька специфічних підходів до чисельного розв'язку рівнянь Максвелла, кожен з яких має свої переваги і недоліки. Опису та реалізації таких підходів присвячені роботи (Appert et al. 1975), (Crowly et al. 1988), (Gruber et al. 1981), (Peterson, 1989), (Paulsen et al. 1991), (Raviart et al. 1977), (Yee, 1966).

У лінійній теорії поширення хвиль в плазмі стандартним підходом є розгляд однієї Фур'є-гармоніки за часом для електромагнітних полів:  $[\mathbf{E}(\mathbf{r}, t), \mathbf{H}(\mathbf{r}, t)] \propto \exp(-i\omega t)$ . Для такої гармоніки рівняння Максвелла мають такий вигляд:

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{E} - \frac{i\omega}{c} \mathbf{H} &= 0 \\ \nabla \times \mathbf{H} + \frac{i\omega}{c} \hat{\boldsymbol{\epsilon}}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{E} &= \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{ext} \end{aligned} \quad (1.1)$$

Тут  $\hat{\boldsymbol{\epsilon}}$  – тензор діелектричної проникності плазми,  $\mathbf{j}_{ext}$  – щільність зовнішніх електричних струмів. Було встановлено, що застосування до цих рівнянь методів скінчених елементів або скінчених різниць у стандартному вигляді призводить до чисельно нестійких розв'язків. Нестійкість розв'язків зазвичай проявляється у вигляді осциляцій на тлі регулярного розв'язку. Коливання можуть бути малими і великими. Іноді амплітуда осциляцій велика, і чисельний розв'язок спотворено повністю. Природу чисельної нестійкості можна пояснити за допомогою спорідненої рівнянням (1.1) задачі на власні значення:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \lambda \frac{\omega^2}{c^2} \hat{\mathbf{e}} \cdot \mathbf{E} \quad (1.2)$$

із  $\lambda$  в якості власного значення. Рівняння (1.2) має велику кількість власних значень і серед них багато разів вироджене власне значення  $\lambda = 0$ . Всі вектори з сімейства  $\mathbf{E} = \nabla \Gamma_s$  ( $\Gamma_s$  – довільна функція), що задовольняють граничним умовам – це власні вектори (моди) для цього власного значення. У стандартному підході методу скінченних елементів або кінцевих різниць це власне значення відтворюється, але його виродження буде знято. При цьому для повільно змінних мод,  $\lambda$  приймає ненульові значення з порядком величини чисельної похибки використовуваної схеми. Для мод, швидко змінливих в масштабах сітки,  $\lambda$  може бути великим. Якщо воно порядку одиниці, ці фіктивні моди можуть збуджуватися, також як і регулярні. Зв'язок правильного розв'язку з цими модами слабкий, але грає роль резонансне посилення власних мод фактором  $(1 - \lambda)^{-1}$ . Якщо цей фактор досить великий, помилкові розв'язки стають видимими на тлі регулярних.

Хибний розв'язок не завжди має форму хвилі, що розповсюджується. При деяких умовах хвиля може бути загасаючою або такою, що не розповсюджується. У такому випадку немає чисельної нестійкості, і може бути використана стандартна схема дискретизації. Однак, коли помилковий розв'язок може поширюватися, застосування стандартної методики дискретизації не дає надійних результатів.

Є два можливі способи уникнути чисельної нестійкості. Перший полягає в усуненні помилкового розв'язку.

У цьому випадку може бути забезпечена чисельна стійкість при виконанні наступних вимог, сформульованих в трьох в основному еквівалентних формах

- (а) вироджене власне значення відтворюється чисельною схемою строго;
- (б) дискретизований Максвеллів член формує вироджену систему рівнянь;

(в) лінійна комбінація повірочних функцій формує градієнт твірної функції.

Вимоги в пунктах (а) і (б) є спільними для методів скінчених різниць і скінчених елементів. Як наслідок, в методі скінчених елементів перевірочні функції є лінійною комбінацією компонентів градієнта твірної функції  $G$ . Вимогу (в) введено в (Moiseenko, 2003) для методу зважених нев'язок. Перевірочні функції, згадані тут, як правило, є скінчено-елементними функціями того ж порядку, як пробні, що використовуються в обраному методі.

Задовольнити згадані вище вимоги можна специфічним вибором скінчено-елементних функцій (Appert et al., 1975), (Crowly et al., 1988), (Gruber et al., 1981), (Peterson, 1989), (Paulsen et al. 1991), (Raviart et al. 1977), або використанням шахматної сітки (Yee, 1966).

Альтернативний спосіб полягає в скороченні числа компонентів електричного поля з використанням аналітичної підстановки. Однак, останнє не завжди можливо здійснити.

Ще один шлях – зробити цей хибний розв'язок таким, що не поширюється. Тут можна згадати метод, в якому векторний і скалярний потенціали використовуються при дискретизації рівнянь Максвелла, наприклад, (Batchelor et al., 1988). У такому вигляді рівнянь Максвелла немає диференційного оператора з нульовим простором. Однак, використання потенціалів менш зручно.

В рамках першого підходу щодо стабілізації було запропоновано та протестовано метод зважених нев'язок з однорідними пробними функціями (WRMUTF) (Moiseenko, 2003). Так само як і метод Гальоркіна, який часто використовується для дискретизації рівнянь Максвелла, записаних для електричного поля, метод є чисельно стійким. Він більш ефективний, ніж метод Гальоркіна, коли жорсткість має місце в рівняннях Максвелла. В одновимірному випадку ця жорсткість з'являється при наближенні частоти до частоти іонно-циклотронного резонансу. Метод більш зручний, так як всі

компоненти електричного поля представлені однотипними функціями. Технічно даний метод схожий на метод Гальоркіна і може бути використаний у всіх випадках використання останнього методу.

Код PLFEM (Moiseenko et al. 1993) розроблений в 80-х роках для вивчення високочастотного нагріву в осесиметричних відкритих пастках за допомогою швидких хвиль. У кодi використовуються як локальний, так і нелокальний підходи до врахування діелектричного відгуку плазми. Новий модернізований код PLFEM-S відрізняється можливістю чисельно-стабільного розрахунку азимутально-несиметричних мод. Він використовує шахову сітку, яка, як свідчать попередні дослідження, має забезпечити числову стабільність коду. Як показано нижче, не всі варіанти шахової сітки досягають цієї мети за умов осьової симетрії, яка зумовлює появу сингулярностей в рівняннях Максвелла. Вибраний для PLFEM-S варіант шахової сітки забезпечує числову стійкість і рівномірну збіжність розрахунків.

Згадана вище можливість використання скінчених елементів однієї і тієї ж форми для різних компонентів електричного поля спонукала до пошуку її скінчено-різницевого аналогу. Цей аналог був знайдений, досліджений і описаний (Moiseenko et al. 2006b). На його основі була розроблена числова модель обчислення розподілу та поглинання радіочастотних полів іонами, що плескають (хлюпаючі іони). Модель вирішує гармонійні в часі рівняння Максвелла, записані через електричне поле. Вона використовує 2D звичайну сітку, не вирівняну вздовж постійного магнітного поля, та ряд Фур'є у 3-й координаті.

Іншою важливою проблемою є моделювання сильно коливальних полів методами дискретизації. Тут потрібна дуже густа сітка, в результаті чого зростають вимоги до обчислювальних ресурсів і витрати часу на обчислення. Запропонований в роботі (Moiseenko et al. 2001) метод дозволяє використовувати негусту сітку і за рахунок цього істотно знизити обчислювальні витрати.

Виконані чисельні тести продемонстрували збіжність запропонованого методу. Залежно від характеру розв'язку в разі використання методу локальних розв'язків потрібно для отримання тієї ж точності в 10–100 разів менш густа сітка, ніж в разі методу скінченних різниць.

Нижній гібридний резонанс (НГР) в холодній плазмі призводить до появи сингулярних розв'язків рівнянь Максвелла. Сингулярні розв'язки неможливо відтворити стандартними дискретними методами. Шар НГР може з'являтися при моделюванні ВЧ полів на частотах вище іонної циклотронної. Якщо не вживати ніяких заходів, наявність НГР спотворює весь числовий розв'язок. Застосування методу штрафів дозволяє обійти ці труднощі без великих додаткових витрат, пов'язаних з ускладненням алгоритму обчислень (Moiseenko et al. 2016).

## **1.2. Чисельно стійкий метод зважених нев'язок**

### **1.2.1. Рівняння Максвелла і криволінійна геометрія**

Раніше була розроблена і використовується на практиці чисельно стійка скінчено-елементна схема Гальоркіна (див. (Gruber et al. 1991)), яка є скінчено-елементним варіантом методу шахової сітки. Відмінності її від стандартних скінчено-елементних схем наступні:

- для різних компонентів електричного поля, повинні використовуватися скінчені елементи різного порядку;
- у криволінійній геометрії, не фізичні, а коваріантні компоненти електричного поля мають бути дискретизовані.

Наприклад, в циліндричній геометрії з дискретизацією тільки в радіальному напрямку, в методі Гальоркіна пробні і перевірочні функції спряжені одна до одній,  $(\mathbf{e}_r \Lambda^{(s-1)}, \mathbf{e}_\varphi \Lambda^{(s)} / r, \mathbf{e}_z \Lambda^{(s)})$ , де  $\Lambda$  – функції скінчених елементів,  $s$  – порядок скінченого елемента. Дискретизовані компоненти електричного поля є коваріантними  $(E_r, rE_\varphi, E_z)$ .

В іонно-циклотронному діапазоні частот діелектричний відгук плазми сильно залежить від напрямку електричного поля відносно постійного магнітного поля. По-перше, діелектричний відгук набагато вищий для компоненти електричного поля, паралельної постійному магнітному полю. По-друге, за умови основного циклотронного резонансу плазми відгук істотно відрізняється для ліво- і право- поляризованих перпендикулярних компонентів електричного поля, і тільки ліво-поляризований компонент забезпечує циклотронне загасання.

Перераховані властивості визначають жорсткість диференціальних рівнянь, а після дискретизації і результуючої системи лінійних рівнянь. Для нейтралізації ефекту жорсткості переважно використовувати ліво-поляризовані, право-поляризовані і паралельні постійному магнітному полю компоненти електричного поля. Це було б можливо при використанні фізичних компонентів електричного поля, але це неможливо в рамках вищезгаданого чисельно сталого підходу Гальоркіна.

### 1.2.2. Метод зважених нев'язок

Розглянемо лінійну задачу на власні значення для рівнянь Максвелла:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \frac{\omega^2}{c^2} \hat{\epsilon} \cdot \mathbf{E}. \quad (1.3)$$

$\omega^2$  використовуємо в якості власного значення, і покладемо тензор діелектричної проникності  $\hat{\epsilon}$  не залежним від  $\omega$ . Ця задача має множинне власне значення  $\omega^2 = 0$ . Для забезпечення стійкості чисельного розв'язку це кратне власне значення має бути також відтворено в дискретизованих рівняннях (Gruber et al. 1991). Іншими словами, дискретизована система повинна бути вироджена принаймні  $N_i$  раз. Тут  $N_i = N - N_b$  – число внутрішніх вузлів сітки,  $N$  – загальна кількість вузлів сітки, а  $N_b$  – число вузлів на краю області. В рамках методу зважених нев'язок дискретизація проводиться

інтегруванням рівнянь з тестовими функціями. Для внутрішніх вузлів сітки і  $\omega^2 = 0$  це інтегрування виглядає так:

$$\int f_k \mathbf{e}_k \cdot \nabla \times \nabla \times \mathbf{E} dV = \int \nabla \times (f_k \mathbf{e}_k) \cdot \nabla \times \mathbf{E} dV = 0, \quad (1.4)$$

де  $f_k$  – тестові (перевірочні) функції,  $\mathbf{e}_k$  – одиничний вектор,  $k$  – індекс, який нумерує перевірочні функції. Вимога виродження рівнянь системи (1.4) може бути записане таким чином:

$$\int \nabla \times \left( \sum_k C_{i,k} f_k \mathbf{e}_k \right) \cdot \nabla \times \mathbf{E} dV = 0, \quad (1.5)$$

де  $C_{i,k}$  – константи. Оскільки рівняння (1.5) повинні виконуватися для різних  $\mathbf{E}$ , лівий множник скалярного добутку має дорівнювати нулю:

$$\nabla \times \left( \sum_k C_{i,k} f_k \mathbf{e}_k \right) = 0, \quad (1.6)$$

або

$$\sum_k C_{i,k} f_k \mathbf{e}_k = \nabla \Phi_i. \quad (1.7)$$

Тут,  $\Phi_i$  – твірна функція. Наприклад, для одновимірної циліндричної задачі з нижчим порядком скінчених елементів функції скінчених елементів такі:

$$\begin{aligned} f_{3(i-1)+1} \mathbf{e}_{3(i-1)+1} &= \Lambda_{i-1/2}^{(0)} G \mathbf{e}_r, \\ f_{3(i-1)+2} \mathbf{e}_{3(i-1)+2} &= \Lambda_i^{(1)} G \mathbf{e}_\varphi / r, \\ f_{3i} \mathbf{e}_{3i} &= \Lambda_i^{(1)} G \mathbf{e}_z \end{aligned} \quad (1.8)$$

із  $G = \exp(-im\varphi - ik_z z)$ . Тут індекс  $i$  нумерує вузли сітки,  $\Lambda_{i-1/2}^{(0)}$  є скінченим елементом нульового порядку (кусочно–постійна функція, яка дорівнює одиниці на відрізку  $(r_{i-1}, r_i)$  і нулю поза ним),  $\Lambda_i^{(1)}$  є функцією скінченого елемента першого порядку. твірна функція

$$\Phi_i = \Lambda_i^{(1)} G. \quad (1.2.7)$$

Явний вигляд рівняння (1.9) для таких функцій наступний:

$$\frac{f_{3i+1}\mathbf{e}_{3i+1}}{r_{i+1} - r_i} - \frac{f_{3(i-1)+1}\mathbf{e}_{3(i-1)+1}}{r_i - r_{i-1}} - imf_{3(i-1)+2}\mathbf{e}_{3(i-1)+2} - ik_z f_{3i}\mathbf{e}_{3i} = \nabla\Phi_i \quad (1.10)$$

Формула (1.7) обмежує вибір перевірочних функцій і нічого не говорить про пробні функції. Тому можливо використовувати фізичні компоненти вектора напруженості електричного поля і використовувати одні і ті ж скінчені елементи для різних компонентів вектора  $\mathbf{E}$ .

### 1.2.3. Чисельні експерименти

У цьому підрозділі ми порівнюємо чисельно стійкий метод Гальоркіна і запропонований метод зважених нев'язок з однорідними пробними функціями (WRMUTF). Для простоти ми використовуємо чисельну схему першого порядку в циліндричній геометрії. Для методу Гальоркіна перевірочні функції представлені формулами (1.8). Для WRMUTF, перевірочні функції такі ж, як для методу Гальоркіна. Пробні функції є просто скінченими елементами першого порядку:

$$f_{3(i-1)+j}^{(T)} = \Lambda_i^{(1)} G^*, \quad (1.11)$$

де  $j=1,2,3$  і зірочкою позначено спряження. Для радіальної складової електричного поля кількість перевірочних функцій на одиницю менше числа пробних функцій. Таким чином, щоб зробити дискретизовану систему повною, необхідно ще одне рівняння. Для цього існує ряд можливостей. Одна з них – використовувати просту умову регулярності поперечного електричного поля на вісі циліндра:

$$E_r + ipE_\varphi = 0 \quad (1.12)$$

$$p = \begin{cases} m, & \text{if } |m| = 1 \\ 0, & \text{if } |m| \neq 1 \end{cases}.$$

Розглянемо задачу на власні значення (1.3) з тензором діелектричної проникності холодної плазми в магнітному полі, направленому уздовж вісі  $z$

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{\perp} & ig & 0 \\ -ig & \varepsilon_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{//} \end{pmatrix} \quad (1.13)$$

із компонентами, що мають параболічну радіальну залежність. Ідеальна металева стінка розташована на радіусі  $r = r_w$ .

Приклад розрахунку показаний на Рис.1.1. Це власна мода швидкої магніто-звукової ШМЗ хвилі з частотою вище іонної циклотронної. Параметри розрахунку наступні:  $\varepsilon_{\perp} = -100.0$ ,  $g = -210.0$ ,  $\varepsilon_{//} = -10^6$ ,  $r_w = 10 \text{ cm}$ ,  $m = -3$ ,  $k_z = 0.03 \text{ cm}^{-1}$ . Знайдена власна мода має власне значення  $\omega_{eig} = 2256186933.17224 \text{ c}^{-1}$ .

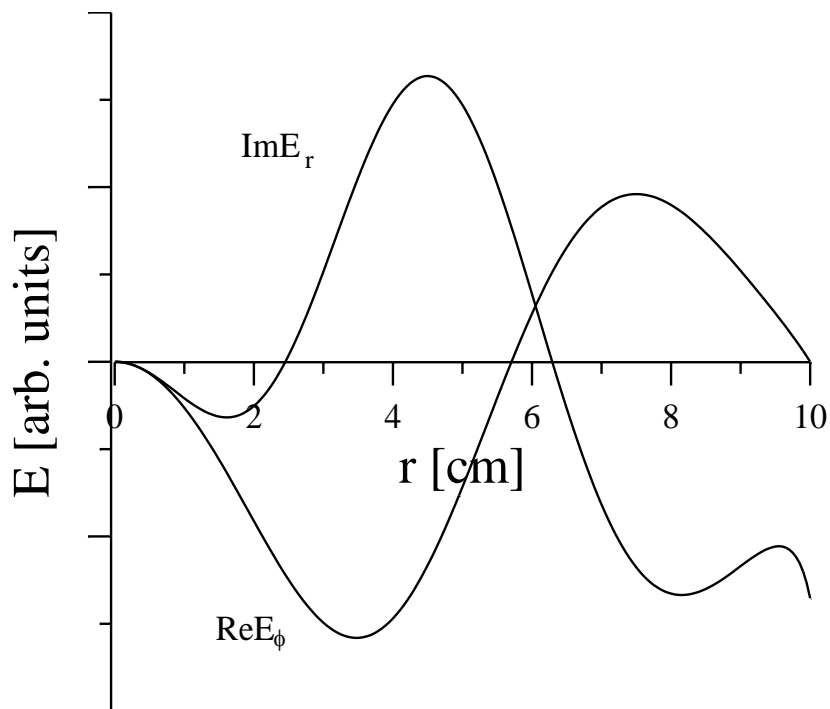


Рис. 1.1 Розподіл  $\text{Im } E_r$  і  $\text{Re } E_{\phi}$  в плазмовому шнурі. Всі інші компоненти електричного поля малі

Залежність відносної похибки власної частоти  $\omega_{eig}$  від числа вузлів сітки представлена на Рис. 1.2. Обидві лінії (для двох методів – Галеркіна і зважених нев'язок) є прямими при логарифмічному масштабі осей графіка. Це свідчить про однорідну збіжності і про чисельну стійкість обох методів. Нахил кривих майже однаковий і узгоджується з порядком апроксимації. Але WRMUTF має менший рівень чисельної помилки. Ця особливість була присутня у всіх наших розрахунках. Це може бути пояснено кращим наближенням для компонента  $E_r$  електричного поля і відсутністю штучних сингулярностей в рівнянні, які з'являються з введенням величини  $rE_\varphi$  як невідомого.

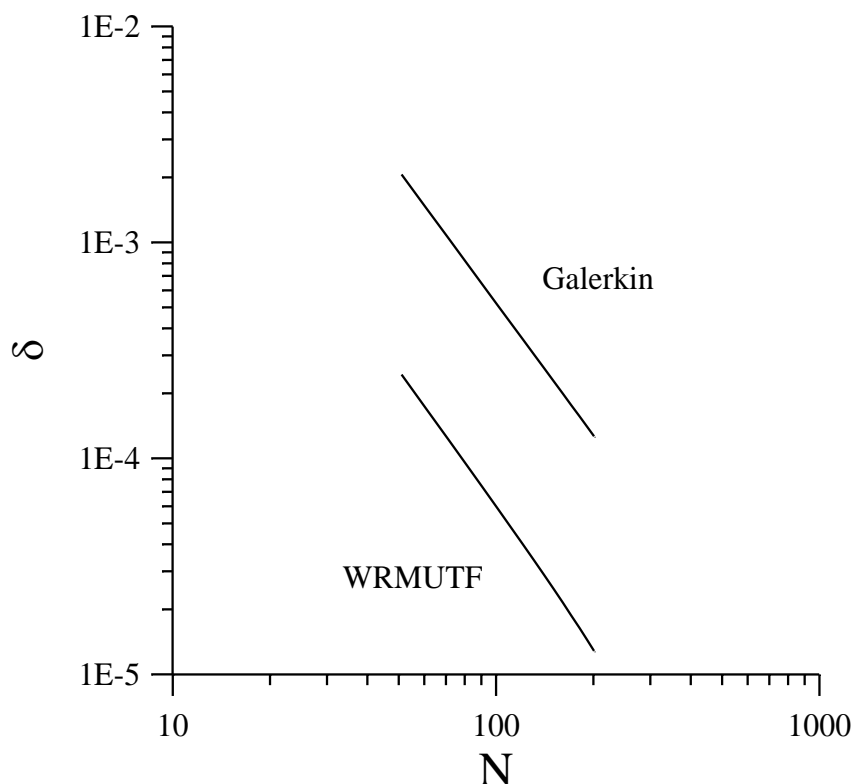


Рис.1.2 Відносна похибка  $\delta = \left| \frac{\omega_{eig}^{(N)} - \omega_{eig}}{\omega_{eig}} \right|$  як функція числа вузлів сітки

Приклад розрахунків показав, що вищезгадана жорсткість рівнянь Максвелла, пов'язана з великою величиною поздовжньої діелектричної

проникності, в плазмі не виявляється. Це пов'язано з тим, що вісь тензора діелектричної проникності збігається з віссю  $z$ . Крім того, компоненти тензора діелектричної проникності  $\varepsilon_+ = \varepsilon_\perp + g$  і  $\varepsilon_- = \varepsilon_\perp - g$  одного порядку, і немає жорсткості в поперечному напрямку.

Для введення жорсткості додамо велику уявну частину до  $\varepsilon_+$  компоненту тензора діелектричної проникності  $\delta\varepsilon_+ = i10^4$ . Це відповідає випадку основного циклотронного резонансу. У цій ситуації власна мода ШМЗ хвилі має майже право-поляризоване електричне поле (див. Рис. 1.3), а її циклотронне загасання мале. Дійсно, знайдене власне значення  $\omega_{eig} = (2005382553.78989 - i5736613.76168439) \text{ c}^{-1}$  має уявну частину малу в порівнянні з дійсною частиною, незважаючи на те, що анти-ермітова частина в тензорі діелектричної проникності є домінуючою.

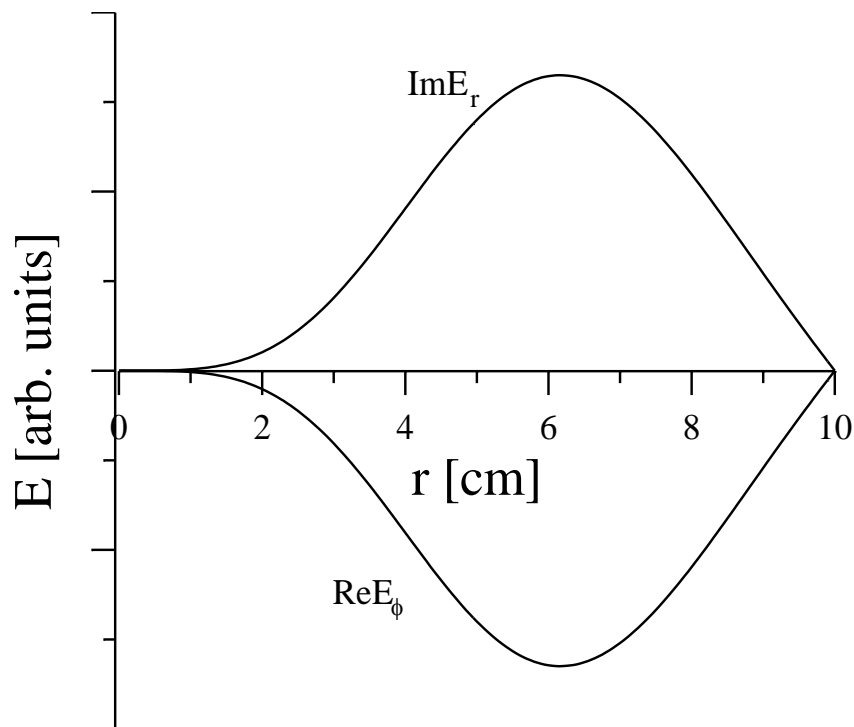


Рис. 1.3 Розподіл  $\text{Im } E_r$  і  $\text{Re } E_\phi$  в плазмовому шнурі для власних мод при не-ермітовому тензорі діелектричної проникності

Рис. 1.4 демонструє збіжність кривих для дійсної та уявної частини власного значення. Криві для дійсної частини частоти схожі на криві з Рис.1.2 за винятком того, що різниця між методом Гальоркіна і WRMUTF більша.

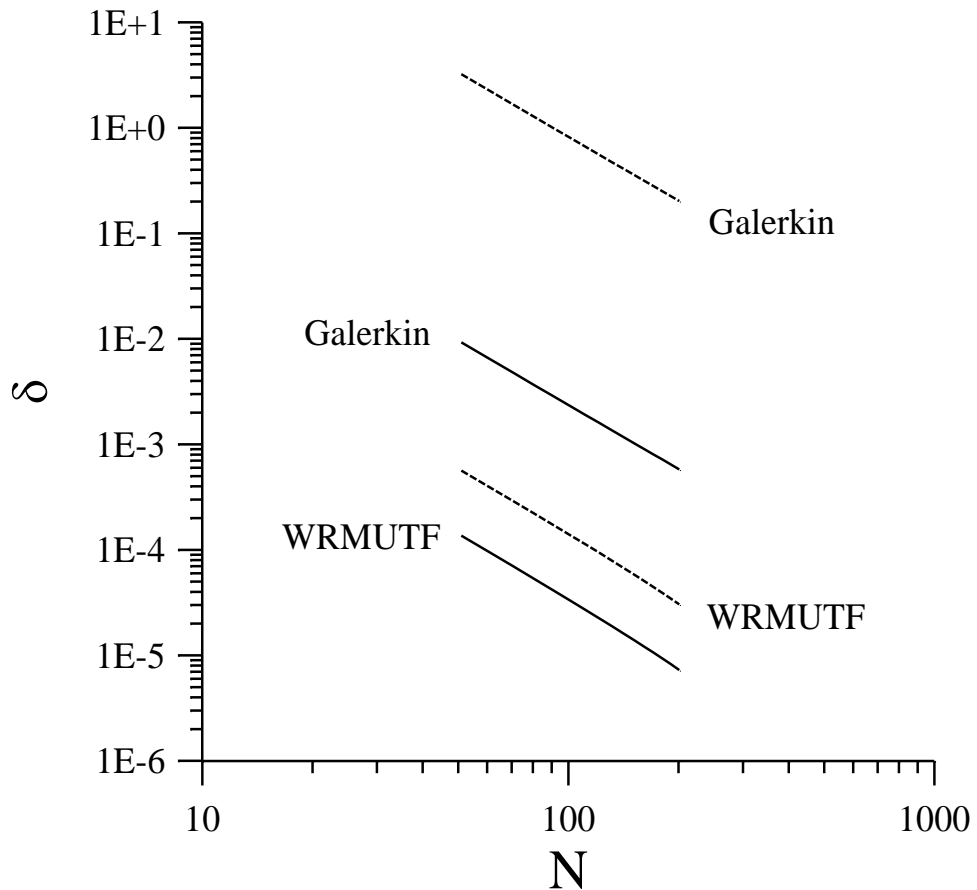


Рис. 1.4 Відносні похибки  $\text{Re } \omega_{eig}$  (нижні лінії) і  $\text{Im } \omega_{eig}$  (верхні лінії), як функції числа вузлів сітки  $N$

Збіжність в уявної частини частоти також однорідна, але величини відносної похибки для методу Гальоркіна неприпустимо високі. WRMUTF демонструє хорошу збіжність. Точність цих розрахунків навіть краще, ніж в попередньому випадку. Таким чином, жорсткість задачі має незначний вплив на WRMUTF.

### **1.3. Моделювання електромагнітних полів в плазмі осесиметричних відкритих пасток без урахування повільних хвиль**

#### **1.3.1. Зниження порядку системи рівнянь**

При моделюванні електромагнітних полів в плазмі без урахування повільних хвиль використовується припущення про нескінченну електропровідність плазми в напрямі уздовж силових ліній магнітного поля. Це припущення дозволяє виключити з розгляду повільну хвилю, у якій зазвичай дуже коротка довжина хвилі, що полегшує числове моделювання. Виключення повільної знижує порядок розв'язуваної системи рівнянь.

#### **1.3.2. Код PLFEM для моделювання високочастотного нагріву плазми осесиметричних відкритих пасток**

Код PLFEM розроблений у 80-х роках для вивчення високочастотного нагріву в осесиметричних відкритих пастках за допомогою швидких хвиль. У коді для тензора діелектричної проникності використовуються як локальні, так і нелокальні вирази. Єдиний врахований нелокальний ефект – це нелокальний відгук резонансних іонів, обумовлений їх тепловим рухом уздовж магнітного поля поблизу зони основного циклотронного резонансу. Цей ефект є найбільш важливим для опису циклотронного загасання швидкої магнітозвукової хвилі.

Спочатку в коді PLFEM використовувалась топологічно прямокутна неортогональна неоднорідна сітка (Moiseenko et al. 1993). З метою спрощення виразу для нелокального компонента тензора діелектричної проникності, лінії сітки вишикувалися уздовж силових ліній магнітного поля. Зазвичай сітку вибирають більш густу в безпосередній близькості до циклотронної зони і поруч з антеною.

У коді реалізуються два режими: режим розрахунків з антеною і режим пошуку власних мод. В якості власного значення виступає густина плазми.

Дискретизація рівнянь Максвелла проводиться за стандартною скінчено-елементною схемою з використанням трикутних елементів першого порядку. Як відомо (Gruber et al. 1991), ця техніка дає чисельно нестійкі результати для всіх азимутальних мод Фур'є, окрім  $m=0$ . Майже всі результати, отримані за допомогою коду PLFEM відносяться до цієї моди. Для вивчення інших азимутальних мод необхідна чисельна стійкість. В роботі (Gruber et al. 1991) представлений чисельно стійкий метод скінчених елементів для дискретизації рівнянь Максвелла в циліндричній геометрії. Він може бути узагальнений для довільної геометрії. Для схеми з скінченими різницями відповідним методом є метод шахової сітки. Реалізація цього метода (Moiseenko et al. 2003a) описана нижче.

### 1.3.3. Стійкі і нестійкі схеми шахової сітки

Розглянемо одновимірні рівняння Максвелла зниженого порядку в циліндричній геометрії в припущенні нескінченної електропровідності вздовж магнітного поля:

$$\left( k_z^2 + \frac{m^2}{r^2} - k_0^2 \varepsilon_{\perp} \right) E_r + \frac{im}{r^2} \frac{d}{dr} (rE_{\varphi}) = 0, \quad (1.14)$$

$$im \frac{d}{dr} \left( \frac{E_r}{r} \right) - \frac{d}{dr} \left[ \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (rE_{\varphi}) \right] + (k_z^2 - k_0^2 \varepsilon_{\perp}) E_{\varphi} = 0 \quad (1.15)$$

і введемо однорідну шахову сітку. У шаховій сітці  $E_r$  визначено в парних вузлах сітки,  $E_{\varphi}$  – в непарних. У дискретизації другого члена рівняння (1.15) існує деяка свобода, оскільки дискретизацію можна провести декількома способами, наприклад

$$\frac{d}{dr} \left[ \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (rE_{\varphi}) \right] \Big|_{r=r_i} \rightarrow D_{nb} \left[ \frac{1}{r} D_{nb} (rE_{\varphi}) \right], \quad (1.16)$$

$$\frac{d}{dr} \left[ \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (rE_\varphi) \right] \Big|_{r=r_i} \rightarrow D^2 E_\varphi + \frac{DE_\varphi}{r_i} - \frac{E_\varphi}{r_i^2}, \quad (1.17)$$

де  $D_{nb}$  – оператор скінчених різниць першого порядку, який включає в себе сусідні вузли сітки,  $D$  і  $D^2$  – оператори скінчених різниць першого і другого порядку, які діють лише на непарні вузли сітки,  $i=1,2,\dots,N$  – індекс нумерації вузлів сітки. На однорідній сітці для другого порядку апроксимації ці оператори можуть бути записані таким чином  $D_{nb}f = \frac{f_{i+1} - f_{i-1}}{r_{i+1} - r_{i-1}}$ ,

$$Df = \frac{f_{i+2} - f_{i-2}}{r_{i+2} - r_{i-2}}, \quad D^2 f = 4 \frac{f_{i+2} - 2f_i + f_{i-2}}{(r_{i+2} - r_{i-2})^2} \quad \text{із} \quad f_i = f|_{r=r_i} \dots$$

Після дискретизації підставляємо рівняння (1.14) в рівняння (1.15) і отримуємо рівняння для  $E_\varphi$

$$-D_{nb} \left[ \frac{(k_z^2 - k_0^2 \varepsilon_\perp) D_s (rE_\varphi)}{r \left( \frac{m^2}{r^2} + k_z^2 - k_0^2 \varepsilon_\perp \right)} \right] + (k_z^2 - k_0^2 \varepsilon_\perp) E_\varphi + R = 0. \quad (1.18)$$

Бачимо, що заміна усуває сингулярності в точці  $r=0$  у рівнянні (1.18). Для першої схеми дискретизації, яка використовує вираз (1.16), залишок  $R=0$  і рівняння збігається з тим, який може бути отриманий, якщо зробити аналітичні підстановки до дискретизації. Для другої схеми дискретизації залишок відмінний від нуля  $R_i \approx \frac{h^2}{4r_i^2} D^2 E_\varphi$  (тут  $h = r_{i+1} - r_i$  – крок сітки). Він містить сингулярну точку  $r=0$ . Далеко від вісі  $R_i$  виявляється мізерно малим. Але ближче до вісі сингулярність позначається все більше і більше. Порівнюючи залишковий член з першим членом можна оцінити розміри області поблизу осі, де рівняння сильно спотворені залишковим членом:

$$r_c = \frac{\sqrt{|mh|}}{|k_0^2 \varepsilon_{\perp} - k_z^2|^{1/4}}. \quad (1.19)$$

Ця область може бути малою або великою, а в деяких випадках, навіть більше всієї області розгляду. Таким чином, друга схема дискретизації чисельно умовно стійка.

У першій схемі дискретизації чисельне диференціювання проводиться послідовно. Еквівалентної процедурою, яка призводить до того ж результату, є введення проміжної величини  $G = \frac{\partial}{\partial r}(rE_{\varphi})$  і визначення її в парних вузлах сітки. Введення цієї величини дозволяє уникнути використання похідних другого порядку по радіусу.

#### 1.3.4. Чисельно стійка схема в двовимірному осесиметричному випадку

Як і в одновимірному випадку, вводимо нову проміжну величину

$$G = \mathbf{e}_n \cdot \nabla(rE_{\varphi}) \quad (1.20)$$

і дискретизуємо її в тих вузлах сітки, де визначено  $E_n$  (тут  $E_n = \mathbf{e}_n \cdot \mathbf{E}$  при  $\mathbf{e}_n = \mathbf{e}_{\varphi} \times \mathbf{e}_{\parallel}$ ,  $\mathbf{e}_{\parallel} = \mathbf{B}_0 / B_0$ ). Ми використовуємо цю величину тільки один раз в рівняннях Максвелла:

$$\mathbf{e}_{\varphi} \cdot \nabla \times \nabla \times (\mathbf{e}_{\varphi} E_{\varphi}) = -r \nabla \cdot \left( \frac{\mathbf{e}_n G}{r^2} \right) - r \nabla \cdot \left[ \frac{1}{r^2} \mathbf{e}_{\parallel} \mathbf{e}_{\parallel} \cdot \nabla (rE_{\varphi}) \right]. \quad (1.21)$$

Відзначимо тут, що другий доданок у виразі (1.21) виглядає як маючий сингулярність в точці  $r = 0$ . Але насправді немає ніяких особливостей, тому як поблизу вісі  $\mathbf{e}_{\parallel} \approx \mathbf{e}_z + Cr^2 \mathbf{e}_r$ , де  $C$  залежить від  $z$ .

Інший сингулярний член в азимутальній компоненті рівнянь Максвелла виглядає наступним чином:

$$\mathbf{e}_\varphi \cdot \nabla \times \nabla \times (\mathbf{e}_n E_n) = imr \nabla \cdot \left( \frac{\mathbf{e}_n E_n}{r^2} \right), \quad (1.22)$$

Оператор, що діє на  $G$  у (1.21) відрізняється від оператора, що діє на  $E_n$  в (1.22) тільки постійним множником. Таким чином, обидва оператори можна дискретизувати аналогічним чином

$$r \nabla \cdot \left( \frac{\mathbf{e}_n f}{r^2} \right) \rightarrow r_i D_\alpha \left( \frac{f}{r^2} \right), \quad (1.23)$$

де  $f = -G$  для дискретизації першого члена в (1.21) и  $f = imE_n$  для рівняння (1.22).

Аналогічна ситуація виникає, якщо ми порівняємо вираз (1.20) для  $G$  і член

$$\mathbf{e}_n \cdot \nabla \times \nabla \times (\mathbf{e}_\varphi E_\varphi) = \frac{im}{r^2} \mathbf{e}_n \cdot \nabla (r E_\varphi), \quad (1.24)$$

що виникає при проектуванні рівнянь Максвелла в напрямку  $\mathbf{e}_n$ . Вирази (1.20) і (1.24) також можуть бути дискретизовані подібним чином

$$G_i = D_\beta (r E_n) \quad (1.25)$$

$$\mathbf{e}_n \cdot \nabla \times \nabla \times (\mathbf{e}_n E_\varphi) \rightarrow \frac{im}{r_i^2} D_\beta (r E_\varphi). \quad (1.26)$$

Сингулярні доданки дискретизованої системи виглядають так:

$$\frac{m^2}{r_i^2} E_{n,i} + \frac{im}{r_i^2} D_\beta (r E_\varphi) = 0, \quad (1.27)$$

$$r_i D_\alpha \left( \frac{im}{r^2} E_n \right) - r_i D_\alpha \left( \frac{G}{r^2} \right) = 0, \quad (1.28)$$

$$G_i = D_\beta (r E_\varphi), \quad (1.29)$$

Очевидно, що система (1.27–29) вироджена, що означає, що при вибраній дискретизації сингулярні залишкові члени не з'являються.

Зауважимо, що дискретизованої для проміжної величини  $G$  вираз (1.29) є явним. В результаті цього ця величина може бути легко виключена.

### 1.3.5. Чисельні експерименти з кодом PLFEM-S.

У скінчено-різницевої версії коду PLFEM-S використовується методика дискретизації, описана вище. За допомогою коду PLFEM-S був проведений ряд тестових розрахунків для перевірки характеру і швидкості збіжності та проведено порівняння запропонованого методу зі стандартним методом шахової сітки. У тестових розрахунках були обчислені власні моди швидкої магнітозвукових хвиль з частотою вище іонної циклотронної. Магнітне поле вибиралося однорідним і направленим вздовж вісі  $z$ . Плазма є радіально неоднорідною з параболічним профілем густини.

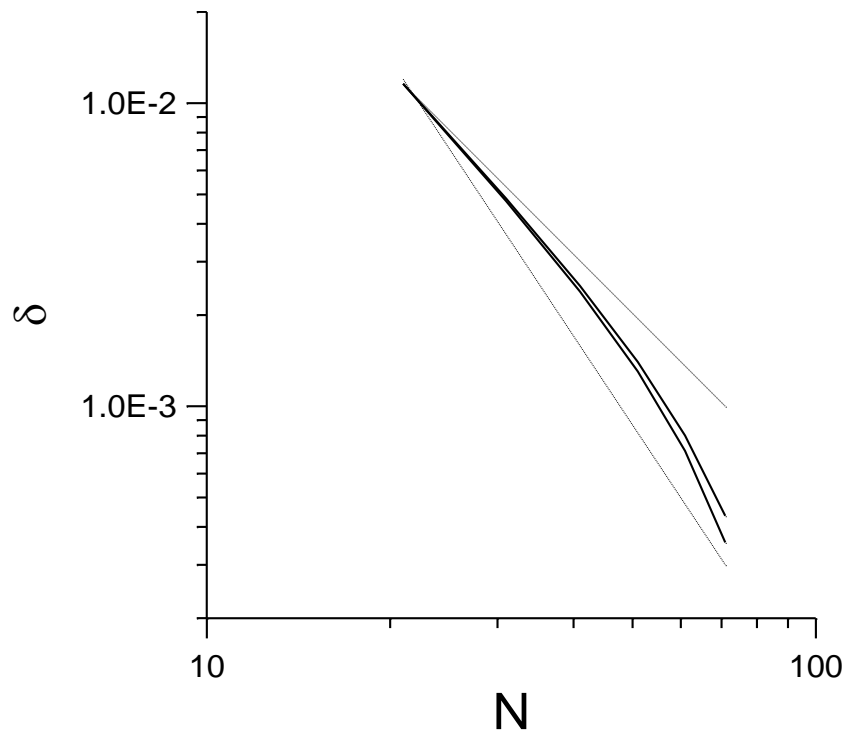


Рис. 1.5 Залежність відносної помилки власного значення від числа ліній сітки (нижня суцільна лінія – прямокутна сітка, верхня суцільна лінія – непрямокутна сітка, верхня пунктирна лінія –  $C_1/N^2$ , нижня пунктирна лінія –  $C_2/N^3$ )

В обох серіях розрахунків код працював в режимі пошуку мод. Завдання на власні значення формулюється наступним чином

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} - k_0^2 \mathbf{E} = \frac{n_{eig}}{n_0} k_0^2 (\hat{\mathbf{e}} - 1) \cdot \mathbf{E}. \quad (1.30)$$

Тут  $n_0 = n_e|_{r=0, z=0}$  – густина електронного компонента плазми в центрі плазмового шнура,  $n_e(r, z)$  – розподіл електронної густини, для якої розраховується тензор діелектричної проникності. Величина  $n_{eig}$ , тобто величина резонансної густини електронів в центрі плазмового шнура, є власним значенням. Таким чином, в умовах глобального резонансу, профілі резонансної густини кожної компоненти плазми залишаються тими ж, але величини густини зростають на коефіцієнт  $n_{eig}/n_0$ .

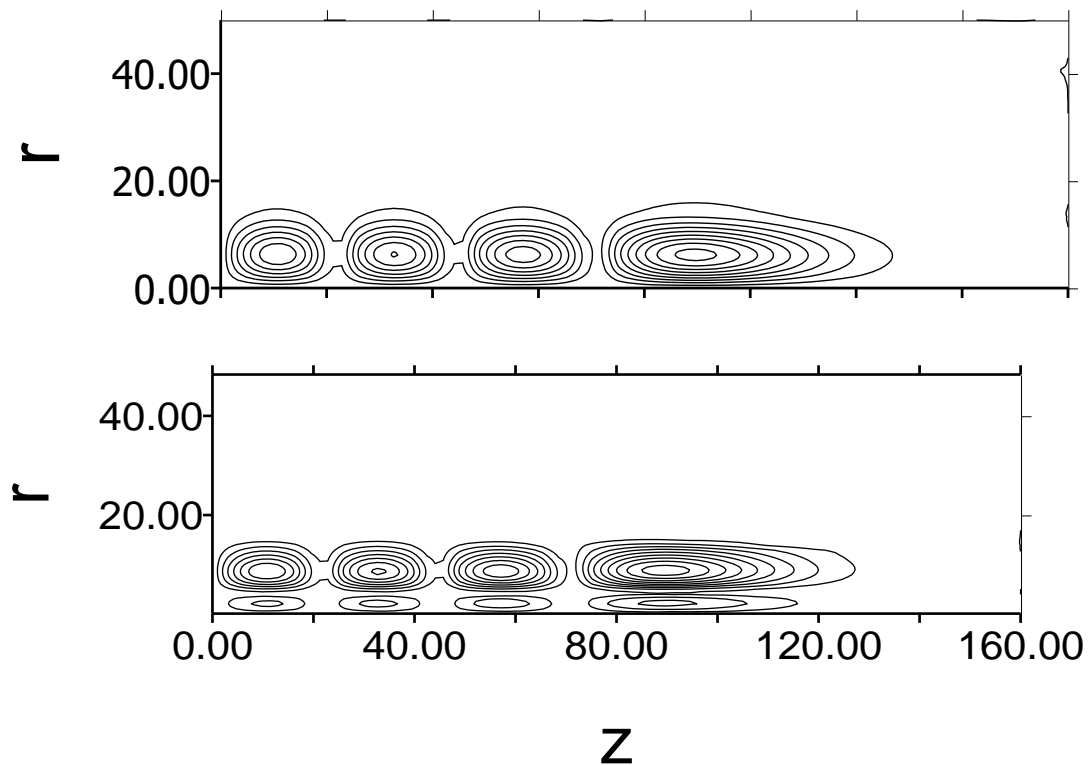


Рис.1.6 Лінії рівня  $|E_\varphi|$  (верхній графік) і  $|E_n|$  (нижній графік) для власних мод  $TE_{1,2,8}$

Збіжність кривих для двох серій розрахунків наведених вище, а саме залежність відносної похибки у власному значенні від кількості вузлів сітки в радіальному напрямку для власних мод  $TE_{1,2,2}$  приведена на Рис.1.5. Різниця між кривими для двох різних сіток мала. Обидві криві гладкі, що свідчить про

чисельну стійкість. Швидкість збіжності має тенденцію до  $N^3$ , коли сітка стає густою. Таким чином, запропонований метод дискретизації призводить до стійкої дискретизованої системи і сходиться подібно до стандартного випадку.

Були проведені деякі розрахунки для пристрою ГДЛ (ІЯФ, Новосибірськ). Приклад таких розрахунків показаний на Рис.1.6. Параметри розрахунків наступні: магнітне поле в центральній площині  $B=0.2\text{T}$ ,  $\omega=3\cdot 10^7\text{s}^{-1}$ , пробкове відношення  $R = 25$ , радіус плазми в центральній площині  $r_p = 0.15\text{м}$ , чисто дейтерієва плазма. Знайдений тип власних мод –  $\text{TE}_{1,2,8}$ . Власне значення (густина плазми на вісі) –  $n_{\text{eig}}=6\cdot 10^{19}\text{м}^{-3}$ .

#### **1.4. Моделювання електромагнітних полів в плазмі неосесиметричних відкритих пасток без урахування повільних хвиль**

##### **1.4.1. Числова модель**

Модель, що описана у цьому підрозділі, розроблена для неосесиметричних відкритих пасток, призначена для розрахунків іонно-циклотронного нагрівання за допомогою швидких хвиль. У цій моделі також використано наближення нульової електронної маси, в якому нехтують поздовжнім компонентом електричного поля в операторі Максвелла.

Для швидких хвиль теплові поправки до тензора діелектричної проникності холодної плазми, пов'язані з іонним гірорадіусом, також малі, крім області поблизу другої гармоніки циклотронного резонансу. Далеко від резонансу поправками, пов'язаними з скінченим гірорадіусом іонів, можна знехтувати. Поправки, викликані скінченою величиною  $k_{\parallel}$ , потрібно враховувати тільки для резонансної частини діелектричного тензора. Рівняння Максвелла розв'язані в чисельній формі з використанням косокутної сітки в координатах  $x$  і  $z$ . Для дискретизації був використаний метод скінчених різниць першого порядку. Використання звичайної сітки замість шахматної, яка стандартно використовується для розв'язання рівнянь Максвелла, дозволило

провести чіткий поділ резонансного і нерезонансних компонентів електричного поля в зоні циклотронного резонансу.

У моделі зроблено припущення щодо однорідності по координаті  $y$ , що дає, на перший погляд, можливість відокремити цю змінну. Якби діелектричний тензор був діагональним, розподіл полів уздовж  $y$  міг би бути, або експоненціальним, або у вигляді іншої гармонічної функції (синусом або косинусом). Ці базові функції могли б бути обрані так, щоб виконувалися крайові умови. Якщо діелектричний тензор має недіагональні компоненти, синус і косинус не є розв'язками, придатними для поділу змінних, і можуть використовуватися тільки експоненціальні функції. Однак експоненціальна функція не задовольняє крайовим умовам. Це означає, що крайові умови пов'язують поміж собою усі гармоніки. Розроблений алгоритм, який базується на використанні експоненційних функцій і дозволяє, з помірною кількістю обчислень, знайти розв'язок, який задовольняє крайовим умовам.

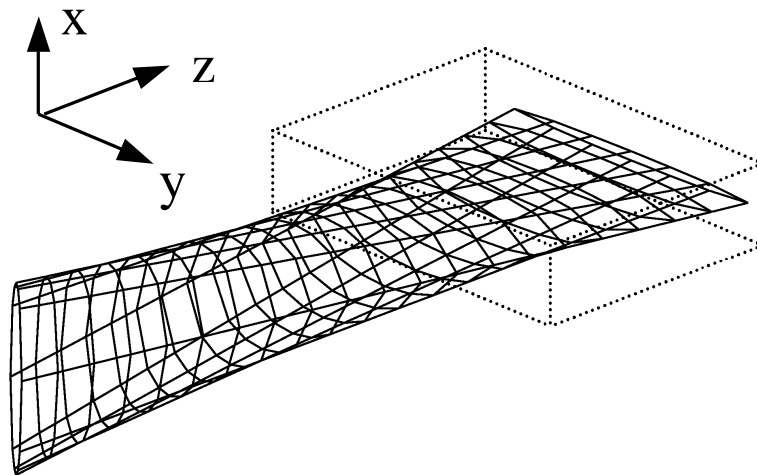


Рис. 1.7 Схематичне зображення неосесиметричної відкритої пастки. Паралелепіпедом позначена зона розрахунків

### 1.4.2. Задача високочастотного нагріву плазми неосесиметричних відкритих пасток

Для опису передачі ВЧ потужності до плескаючих іонів (Moiseenko et al. 2005), (Moiseenko et al. 2006), (Moiseenko et al. 2006b), у неосесиметричній відкритій пастці в режимі іонно-циклотронного резонансу необхідно вирішити крайову задачу для рівнянь Максвелла в зоні розрахунків (див. Рис.1.7)

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} - k_0^2 \hat{\mathbf{e}} \cdot \mathbf{E} = 4\pi i \omega \mu_0 \mathbf{j}_{ext} \quad (1.31)$$

Тут  $\mathbf{j}_{ext}$  – щільність зовнішнього електричного струму (струму в антені).

Крайова умова на металевій поверхні стінки камери:

$$\mathbf{E} \times \mathbf{n} = 0, \quad (1.32)$$

де  $\mathbf{n}$  – вектор нормалі до поверхні. Модельна крайова умова на поверхні короба, яка перетинає плазмовий шнур, має вигляд:

$$\frac{\partial}{\partial z} (\mathbf{E} \times \mathbf{e}_z) + ik_w (\mathbf{E} \times \mathbf{e}_z) = 0, \quad (1.33)$$

де  $k_w$  – константа. Дана крайова умова дисипативна. Її мета змоделювати загасання хвилі поза областю розрахунків.

Рівняння Максвелла описують як швидкі, так і повільні хвилі. Повільні хвилі не грають значної ролі в даному (іонно-циклотронному) сценарії нагріву і, таким чином, є сенс розв'язувати ці рівняння в спрощеному варіанті. Це можна зробити, застосувавши наближення малої електронної маси, в якому можна знехтувати поздовжнім до магнітного поля компонентом електричного поля в операторі Максвелла, але при цьому зберегти його при обчисленні діелектричного відгуку плазми. Це наближення засноване на тому, що  $|E_{\parallel}| \ll |\mathbf{E}|$  для швидких хвиль. Після цього рівняння Максвелла можна спростити

$$\nabla \times \nabla \times [\mathbf{E} - \mathbf{e}_{\parallel} (\mathbf{e}_{\parallel} \cdot \mathbf{E})] - k_0^2 \hat{\mathbf{e}} \cdot \mathbf{E} = \frac{4\pi i \omega_0}{c^2} \mathbf{j}_{ext}. \quad (1.34)$$

У рівняннях (1.34)  $E_{\parallel}$  з'являється тільки в другому доданку лівій частині. Так як відсутнє диференціювання  $E_{\parallel}$ , рівняння (1.34) мають більш низький порядок, ніж початкові рівняння. У цьому наближенні зони конверсії швидких

хвиль у повільні стають локальними резонансами. Це дозволяє промоделювати передачу потужності до повільної хвилі за допомогою поглинання хвиль в околиці локальних резонансів.

У разі нагрівання на основний циклотронній гармоніці у формулі для електричної індукції  $\mathbf{D} = \hat{\boldsymbol{\varepsilon}} \cdot \mathbf{E}$  використовується локальний вираз для нерезонансних членів і нелокальний вираз для резонансних членів

$$\mathbf{D} = \mathbf{e}_+ \int_{-L}^L \tilde{\varepsilon}_{++}(l, l') E_+(l') dl' + \mathbf{e}_- \varepsilon_{--} E_- + \mathbf{e}_\parallel \varepsilon_{\parallel\parallel} E_\parallel \quad (1.35)$$

де  $l \in (-L, L)$  – координата вздовж силової лінії магнітного поля. Наша схема іонно-циклотронного ВЧ нагрівання сформульована з використанням наближення ВКБ за умови малості довжини хвилі вздовж плазмового шнура. Застосування ВКБ наближення до нелокального компоненту діелектричного тензора в (1.35) дає

$$\tilde{\varepsilon}_{++} = \varepsilon_{++}(l') \delta(l - l') + 2i \operatorname{Im} \varepsilon_{++}(l') \delta(l + l' - l_{res}) \eta(\mathbf{k} \cdot \mathbf{e}_\parallel \nabla B \cdot \mathbf{e}_\parallel) \quad (1.36)$$

де  $l_{res}$  – координата точки циклотронного резонансу,  $\eta$  – функція Хевісайда і  $\mathbf{k}$  – хвильовий вектор. У локальну частину виразу (1.36) (перший член) входить відповідний компонент діелектричного тензора гарячої однорідної плазми

$$\varepsilon_{++} = 1 - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega |k_\parallel v_{T\alpha}|} \left[ F(\beta_\alpha) - i \frac{\sqrt{\pi}}{2} \exp(-\beta_\alpha^2) \right], \quad (1.37)$$

де  $F$  – інтеграл Доусона,  $\beta_\alpha = (\omega - \omega_{c\alpha}) / |k_\parallel v_{T\alpha}|$ ,  $\alpha$  – сорт іонів,  $\omega_{p\alpha}$  і  $\omega_{c\alpha}$  – плазмова і циклотронна частоти,  $v_{T\alpha}$  – тепла швидкість. Другий член у формулі (1.36) – внесок від дзеркальної точки, який відмінний від нуля, якщо хвиля поширюється в напрямку сильного магнітного поля (Kasilov et al. 1997). У нашому сценарії хвиля поширюється в зворотному напрямку, і цей доданок дорівнює нулю.

Поглинання хвиль на другій гармоніці іонно-циклотронного резонансу виникає, якщо електромагнітне поле неоднорідне поперек утримуючого

магнітного поля. У ВКБ наближенні відповідний внесок в резонансний компонент вектора електричної індукції може бути розрахований з урахуванням скінченного Ларморова радіусу

$$\delta D_+ = \frac{\partial}{\partial r_+} \tilde{\varepsilon}_{+2} \frac{\partial}{\partial r_-} E_+ \quad (1.38)$$

де  $r_{\pm} = \tilde{x} \pm iy$ ,  $\tilde{x}$  – локальна координата перпендикулярна магнітному полю,  $\nabla \tilde{x} \approx \mathbf{e}_n$ ,

$$\begin{aligned} \tilde{\varepsilon}_{+2} = \sum_{\alpha} \frac{4\omega_{p\alpha}^2 v_{T\perp\alpha}^2}{\omega |k_{\parallel} v_{T\parallel\alpha}| \omega_{c\alpha}^2} & \left[ F(\beta_{2\alpha}) - \frac{i\sqrt{\pi}}{2} \exp(-\beta_{2\alpha}^2) \right] \\ & \times \left[ 1 + (1 - 2\omega_{c\alpha}/\omega)(v_{T\perp\alpha}^2/v_{T\parallel\alpha}^2 - 1) \right] \end{aligned} \quad (1.39)$$

і  $\beta_{2\alpha} = (\omega - 2\omega_{c\alpha})/|k_{\parallel} v_{T\parallel\alpha}|$ . Останній співмножник в квадратних дужках виникає через анізотропію розподілу іонної швидкості. Для ізотропного розподілу швидкості цей член дорівнює одиниці.

### 1.4.3. Скінчено-різницева схема дискретизації

У моделі було використане розкладання в ряд Фур'є  $\mathbf{E}(x, y, z) = \sum_m \mathbf{E}_m(x, z) \exp(2\pi i m y / L_y)$  по координаті  $y$ . Для дискретизації рівнянь (1.31) була використана розроблена схема кінцевих різниць, яка не використовує шахову сітку і є скінчено-різницеvim аналогом скінчено-елементного підходу (Moiseenko et al. 2006b), (Moiseenko et al. 2006c). Для однорідної прямокутної 2D сітки дискретизоване рівняння (1.34) можна записати в такому вигляді (індекс  $m$  опущений):

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \left( S_x^{(i-1/2,k)} + S_x^{(i+1/2,k)} \right) + k_0^2 D_x &= 4i\omega\mu_0 j_{ext,x} \\ S_y^{(i,k)} + k_0^2 D_y &= \frac{4\pi i \omega}{c^2} j_{ext,y} \end{aligned} \quad (1.40)$$

$$\frac{1}{2} \left( S_z^{(i,k-1/2)} + S_z^{(i,k+1/2)} \right) + k_0^2 D_z = \frac{4\pi i \omega}{c^2} j_{ext,z}$$

де  $i$  и  $k$  – номери вузлових точок в  $x$  и  $z$  напрямках та

$$S_x^{(i+1/2,k)} = \frac{1}{2} \left[ k_y^2 (E_x^{(i+1,k)} + E_x^{(i,k)}) - \Delta_{zz}^{(i+1,k)} E_x - \Delta_{zz}^{(i,k)} E_x \right] +$$

$$ik_y \Delta_x^{(i+1/2,k)} E_y + \Delta_{xz}^{(i+1/2,k)} E_z$$

$$S_y^{(i,k)} = ik_y \Delta_x^{(i,k)} E_x - \Delta_{xx}^{(i,k)} E_y - \Delta_{zz}^{(i,k)} E_y + ik_y \Delta_z^{(i,k)} E_z \quad (1.41)$$

$$S_z^{(i,k+1/2)} = \Delta_{xz}^{(i,k+1/2)} E_x + ik_y \Delta_z^{(i,k+1/2)} E_y +$$

$$\frac{1}{2} \left[ k_y^2 (E_z^{(i,k+1)} + E_z^{(i,k)}) - \Delta_{xx}^{(i,k+1)} E_z - \Delta_{xx}^{(i,k)} E_z \right]$$

Тут  $k_y = 2\pi m / L_y$ , оператори  $\Delta$  позначають центральні скінчені різниці, тобто

$\Delta_{zz}^{(i+1,k)} E_x = (E_x^{(i+1,k+1)} - 2E_x^{(i+1,k)} + E_x^{(i+1,k-1)}) / h_z^2$ . Для цієї схеми умова

$$\Delta_x^{(i,k)} S_x + ik_y S_y + \Delta_z^{(i,k)} S_z = 0, \quad (1.42)$$

є дискретним аналогом тотожності  $\nabla \cdot \nabla \times \nabla \times (\mathbf{E} - \mathbf{e}_{\parallel} \mathbf{e}_{\parallel} \cdot \mathbf{E}) = 0$ , виконаної для кожної внутрішньої вузлової точки, що забезпечує чисельну стійкість схеми.

Дискретизація рівнянь Максвелла призводить до системи лінійних рівнянь для невідомих  $(E_n^{(i,k)}, E_y^{(i,k)}, D_{\parallel}^{(i,k)})$ , з якої  $D_{\parallel}^{(i,k)}$  може бути виключена.

#### 1.4.4. Розв'язання крайової задачі методом розкладання по Фур'є-гармонікам

Однорідність задачі уздовж  $y$  дає можливість відокремити цю координату. Якщо діелектричний тензор діагональний, функції, що задають залежність невідомих по  $y$ , можуть бути або експонентними, або іншими спорідненими функціями (синусом, косинусом, тощо). Вони могли би бути обрані так, щоб виконувалися граничні умови в точках  $y = \pm L_y / 2$ . Якщо діелектричний тензор має недіагональні компоненти, функції синуса і косинуса більше не є власними

розв'язками для поділу змінних і можуть бути використані тільки експоненціальні функції. Однак експоненціальна функція не задовольняє крайовим умовам. Це означає, що крайові умови пов'язують усі гармоніки.

Пряме застосування крайових умов ускладнює чисельне розв'язання задачі і навіть робить сумнівним користь від відділення змінної  $y$ . Ці труднощі були вирішені наступним чином: замість прямого застосування крайових умов введений невідомий електричний струм на краях

$$\mathbf{j}_w = \frac{1}{2} [\mathbf{e}_\tau j_{w\tau}(x, z) + \mathbf{e}_\parallel j_{w\parallel}(x, z) [\delta(y + L_y/2) + \delta(y - L_y/2)]], \quad (1.43)$$

який протікає тангенційно до поверхонь  $y = \pm L_y/2$  і додається до зовнішніх струмів  $\mathbf{j}_{ext}$ . Цей струм необхідний для подальшого занулення тангенціальних компонентів на цих поверхнях. Введенням цього поверхневого струму можна забезпечити періодичність по координаті. Оскільки  $E_\parallel$ , мале,  $j_{w\parallel}$  можна знехтувати. Тангенційний компонент  $j_{w\tau}$  знаходиться з крайової умови  $E_\tau = 0$  на поверхнях  $y = \pm L_y/2$ . Таким чином, виконані крайові умови, і розв'язок задачі знайдено.

Чисельна процедура знаходження поверхневого струму  $j_{w\tau}(x, z)$  наступна: в вузлі сітки  $i$  на поверхні  $y = \pm L_y/2$ , був введений поверхневий струм  $j_{w\tau}^{(i)}(x, z)$ , який має скінчено-елементну форму і пов'язаний з цим вузлом. Задача (1.31) з періодичним умовою по  $y$  і з  $\mathbf{j}_{ext} = \mathbf{e}_\tau j_{w\tau}^{(i)}$  була вирішена. Після цього величина електричного поля  $E_{\tau k}^{(i)}$  на  $y = \pm L_y/2$  відома, де індекс вказує  $k$  на вузол сітки, а індекс  $i$  відноситься до елементів струму на стінці. Крайова умова  $E_\tau|_{y=\pm L_y/2} = 0$  на стінці може бути записана як

$$\sum_i C_i E_{\tau k}^{(i)} + E_{\tau k}^{(A)} = 0, \quad (1.44)$$

де  $E_{\tau k}^{(A)}$  – електричне поле на стінці, індуковане струмами антени. Після розв’язки лінійної системи (1.44) і знаходження амплітуд струмів  $C_i$ , вирішується рівняння (1.31) з

$$\mathbf{j}_{ext} = \mathbf{e}_{\tau} \sum_i C_i j_{w\tau}^{(i)} [\delta(y + L_y/2) + \delta(y - L_y/2)] + \mathbf{j}_A, \quad (1.45)$$

де  $\mathbf{j}_A$  – струми антени. Отриманий таким чином розв’язок задовольняє рівнянню (1.38) і крайовим умовам.

#### 1.4.5. Дослідження стійкості і збіжності чисельної моделі

Ґрунтуючись на описаній чисельній схемі, був розроблений комп’ютерний код. Для вивчення властивостей збіжності і стійкості коду було використано чисельний розв’язок для нагріву на другий іонно-циклотронної гармоніці (Moiseenko et al. 2007), (Moiseenko et al. 2007a). У розрахунках з аналізу збіжності пропорційно змінювалося кількість вузлів сітки в  $x$  і  $z$  напрямках і проводився аналіз відносної похибки  $\delta$  повної потужності, яка випромінюється антеною. Ця залежність зображена на Рис.1.8.

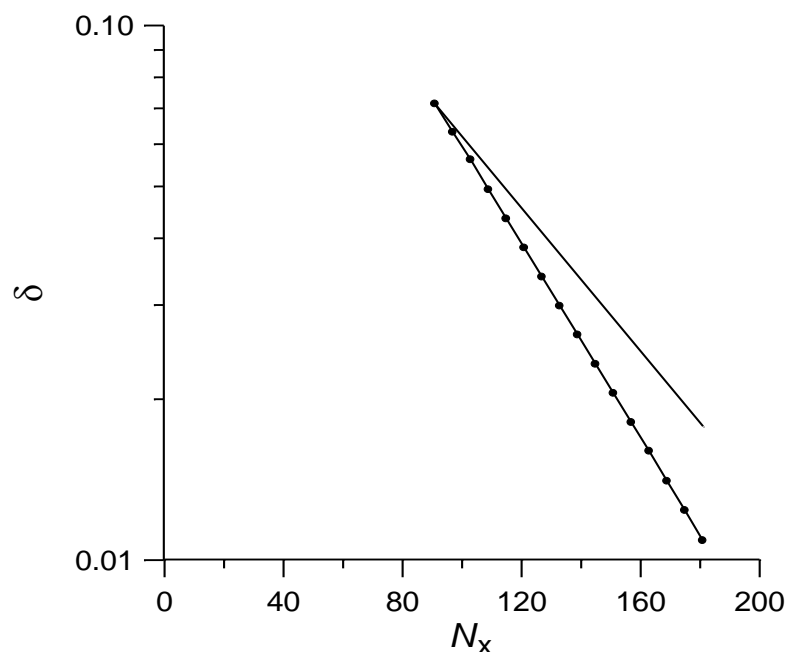


Рис.1.8 Залежність відносної похибки  $\delta$  випромінюваної антеною потужності (крива з круглими мітками) від кількості вузлів сітки  $N_x$  в напрямі  $x$ . Суцільна лінія – крива  $C/N_x^2$

Поведінка  $\delta$  демонструє монотонну збіжність до точного розв'язку, що відповідає чисельно стійкій схемі. Точність розв'язку поліпшується трохи швидше, ніж квадрат числа вузлів сітки. Це узгоджується з апроксимацією шаблону.

## **1.5. Метод локальних розв'язків**

### **1.5.1. Ідея методу**

У численних областях фізики досліджуються задачі про поширення і поглинання хвиль в неоднорідних середовищах. Наприклад, в проблемі керованого термоядерного синтезу явища поширення хвиль аналізуються як аналітично, так і чисельно стосовно вивчення високочастотного нагрівання плазми (наприклад, (Jaeger et al. 1990)), МГД стійкості плазми (наприклад, (Gruber et al. 1991)), високочастотного створення плазми (наприклад, (Moiseenko et al. 1996)). Як правило, завдання про поширення хвиль описується системою диференціальних рівнянь. Ці рівняння зазвичай вирішують за допомогою Фур'є-розкладання або методу дискретизації (наприклад, (Birdsall et al. 1988)). У разі швидко осцилюючих або експоненційно зростаючих хвильових полів застосування стандартних методів дискретизації вимагає використання дуже густих сіток. Наприклад, для моделювання збудження високочастотних полів в плазмі стелараторі LHD (Moiseenko et al. 1996) була застосована сітка з числом вузлів  $N = 20000$ . Це число зросте, якщо подібне моделювання буде виконуватися для більших установок.

Існує безліч задач, в яких коефіцієнти системи диференціальних рівнянь, яка описує поширення хвиль, змінюються набагато повільніше, ніж розв'язок. В цьому випадку в областях швидких осциляцій хвильового поля можна використовувати розв'язки ВКБ (наприклад, Handbook of Plasma Physics, 1983). Однак, використовуючи їх, неможна забезпечити наперед замовлену точність і, отже, неможна контролювати збіжність розрахунків. З цієї причини наближення ВКБ не можна розглядати як дійсний чисельний метод.

У роботі (Moiseenko et al. 2001) ми пропонуємо новий метод для розв'язку одновимірної задачі, який покращує точність чисельного розв'язання, особливо, в областях швидких осциляцій хвильового поля. Ми називаємо цей підхід методом локальних розв'язків. Цей метод істотно використовує той факт, що розв'язок системи лінійних диференціальних рівнянь може бути представлено у вигляді суперпозиції деяких лінійно незалежних розв'язків однорідної системи і приватного розв'язку. Основна ідея полягає в тому, щоб апроксимувати це уявлення в осередках сітки, використовуючи певні базисні функції. Існує широка свобода у виборі цих функцій. При використанні їх в формі поліномів ми отримуємо результати, подібні результатами стандартних сіткових методів. Ставлячи за мету більш точну апроксимацію розв'язків в областях, де вони швидко осцилюють або експоненційно зростають (зменшуються), ми вибрали базисні функції в поліноміально-експоненційній формі, підказаної видом розв'язків ВКБ.

Запропонований метод аналізується для рівняння Гельмгольца – найпростішого рівняння, що описує хвильові процеси. У розділі 1.5.2 ми теоретично аналізуємо три варіанти методу локальних розв'язків. У розділі 1.5.3 ми наводимо результати чисельних тестів варіантів методу в порівнянні з результатами, отриманими за допомогою стандартного різницевого методу.

### 1.5.2. Опис методу

Розглянемо одновимірне рівняння Гельмгольца, що має наступну форму

$$\frac{d^2}{dx^2} y(x) + G(x)y(x) = R(x), \quad (1.46)$$

яке визначено на інтервалі  $x \in (x_l, x_r)$ . Ми вважаємо, що функція  $G(x)$  не є швидко осцилюючою і не має розривів і сингулярних точок на цьому інтервалі. Щоб розв'язати рівняння (1.46) чисельно ми вводимо сітку з вузлами  $x_i$ , де  $i=1,2, \dots, n$ . Стратегія розв'язання даного рівняння буде наступною. У середині підінтервала  $s_i$  ( $x_i \leq x \leq x_{i+1}$ ) розв'язок рівняння (1.46) може бути записано у вигляді

$$y^{(i)}(x) = C_1^{(i)} y_1^{(i)}(x) + C_2^{(i)} y_2^{(i)}(x) + y_R^{(i)}(x), \quad (1.47)$$

де  $y_1^{(i)}(x)$  і  $y_2^{(i)}(x)$  – два лінійно незалежних розв’язки однорідного рівняння ( $R(x)=0$ ), а  $y_R^{(i)}(x)$  – деякий приватний розв’язок. Використовуючи малість розглянутого підінтервала, ми припускаємо, що можемо знайти для цих розв’язків апроксимації  $\tilde{y}_j^{(i)}(x), j=1, 2, R$ , з належною точністю:

$$y_j^{(i)}(x) = \tilde{y}_j^{(i)}(x) + O(h^{m+1}), \quad (1.48)$$

де  $h=x_{i+1}-x_i$ ,  $m$  – порядок апроксимації. Якщо наближені розв’язки відомі, для того, щоб отримати наближений розв’язок рівняння (1.46), тобто визначити невідомі коефіцієнти  $C_1^{(i)}$  і  $C_2^{(i)}$  в рівнянні

$$\tilde{y}^{(i)}(x) = C_1^{(i)} \tilde{y}_1^{(i)}(x) + C_2^{(i)} \tilde{y}_2^{(i)}(x) + \tilde{y}_R^{(i)}(x), \quad (1.49)$$

на кожному підінтервалі, ми повинні зшити розв’язки і їх похідні у внутрішніх вузлах сітки:

$$\tilde{y}^{(i)} \Big|_{x=x_{i+1}} = \tilde{y}^{(i+1)} \Big|_{x=x_{i+1}}, \quad \frac{d\tilde{y}^{(i)}}{dx} \Big|_{x=x_{i+1}} = \frac{d\tilde{y}^{(i+1)}}{dx} \Big|_{x=x_{i+1}}. \quad (1.50)$$

*	*	0	0	0	0	0	0
*	*	*	*	0	0	0	0
*	*	*	*	0	0	0	0
0	0	*	*	*	*	0	0
0	0	*	*	*	*	0	0
0	0	0	0	*	*	*	*
0	0	0	0	*	*	*	*
0	0	0	0	0	0	*	*

Рис. 1.9 Портрет матриці системи

Таким шляхом ми отримуємо  $2(n-2)$  лінійних алгебраїчних рівнянь для  $2(n-1)$  невідомих. Відсутні два рівняння можуть бути отримані з двох крайових умов в кінцевих точках інтервалу  $x_l, x_r$ . Результуюча матриця описаної системи рівнянь має вузьку стрічку і, отже, може бути легко обернена. Для випадку трьох підінтервалів ( $n=4$ ) і крайових умов, поставлених на протилежних кінцях інтервалу, портрет матриці наведено на рис. 1.9.

Найпростіше можна отримати наближені розв'язки, представивши їх у вигляді поліномів. Невідомі коефіцієнти полінома можна отримати, підставляючи дані наближені розв'язки в рівняння (1.46), однорідне для функцій  $\tilde{y}_1^{(i)}(x)$  і  $\tilde{y}_2^{(i)}(x)$  і неоднорідне для приватного розв'язку  $\tilde{y}_R^{(i)}(x)$ , і прирівнюючи коефіцієнти при різних  $\tilde{x} = x - (x_{i+1} - x_i)/2$  ступенях. Це призводить до наступних формул для функцій, і

$$\tilde{y}_1^{(i)}(x) = 1 - \frac{1}{2}G_0^{(i)}\tilde{x}^2 - \frac{1}{6}G_1^{(i)}\tilde{x}^3 + \dots, \quad (1.51a)$$

$$\tilde{y}_2^{(i)}(x) = \tilde{x} - \frac{1}{6}G_0^{(i)}\tilde{x}^3 + \dots, \quad (1.51б)$$

$$\tilde{y}_R^{(i)}(x) = \frac{1}{2}R_0^{(i)}\tilde{x}^2 + \frac{1}{6}R_1^{(i)}\tilde{x}^3 \dots, \quad (1.51в)$$

якщо ми вважаємо, що статечні розкладання функцій  $G(x)$  и  $R(x)$  мають вигляд

$$G(x) = G_0^{(i)} + G_1^{(i)}\tilde{x} + \frac{1}{2}G_2^{(i)}\tilde{x}^2 + \dots, \quad (1.52a)$$

$$R(x) = R_0^{(i)} + R_1^{(i)}\tilde{x} + \frac{1}{2}R_2^{(i)}\tilde{x}^2 + \dots. \quad (1.52б)$$

Використання таких розв'язків подібно застосуванню методів скінчених різниць і скінчених елементів відповідного порядку. З цієї причини даний метод з використанням поліноміальних функцій не має явних переваг перед широко використовуваними стандартними методами. Далі ми звернемося до іншої форми апроксимації розв'язків однорідного рівняння:

$$\tilde{y}_{1,2}^{(i)}(x) = A_{1,2}^{(i)}(\tilde{x}) \exp(\Phi_{1,2}^{(i)}(\tilde{x})), \quad (1.53)$$

де  $A_{1,2}^{(i)}(\tilde{x})$  и  $\Phi_{1,2}^{(i)}(\tilde{x})$  – поліноміальні функції наступного вигляду

$$A_{1,2}^{(i)}(\tilde{x}) = (A_0)_{1,2}^{(i)} + (A_1)_{1,2}^{(i)}\tilde{x} + \frac{1}{2}(A_2)_{1,2}^{(i)}\tilde{x}^2 + \dots, \quad (1.54a)$$

$$\Phi_{1,2}^{(i)}(\tilde{x}) = (k_0)_{1,2}^{(i)}\tilde{x} + \frac{1}{2}(k_1)_{1,2}^{(i)}\tilde{x}^2 + \dots. \quad (1.54b)$$

Ми не будемо зараз приділяти увагу виду приватного розв'язку, форма якого повинна залежати від виду функції  $R(x)$  в рівнянні (1.46). Наприклад, якщо функція  $R(x)$  змінюється досить повільно на підінтервалі  $s_i$ , виглядає адекватною поліноміальна апроксимація типу (1.52б).

Обговоримо тепер апроксимацію (1.53), (1.54) більш детально. Таке уявлення розв'язків уможливорює описувати швидко осцилюючі або експоненціально зростаючі (спадаючі) розв'язки на підінтервалі  $s_i$  навіть в разі, коли функції  $A(\tilde{x})$  і  $\Phi(\tilde{x})$  змінюються повільно на даному підінтервалі. (Тут і нижче ми опускаємо індекси номера розв'язку та номера підінтервалу). Така ситуація має місце в разі, коли  $G_0 h^2 \geq 1$ , але  $G_1 h^3 \ll 1$ . У такій ситуації поліноміальна апроксимація (1.5.6a), (1.5.6б) непридатна. Коли ж  $G_0 h^2 \ll 1$ , ми очікуємо, що запропоновані розв'язки будуть вести себе подібно поліноміальних розв'язкам.

Спочатку слід показати, що розв'язки такого типу можуть задовольняти рівняння (1.46). Після підстановки їх у рівняння отримуємо

$$A''(\tilde{x}) + 2A'(\tilde{x})k(\tilde{x}) + A(\tilde{x})k'(\tilde{x}) + [k^2(\tilde{x}) + G(\tilde{x})]A(\tilde{x}) = 0, \quad (1.55)$$

де штрих позначає похідну по  $x$ , а також введена функція  $k(\tilde{x}) = \Phi'(\tilde{x})$ . Ліва частина рівняння (1.55) має поліноміальний вигляд і, отже, щоб задовольнити даному рівнянню з запропонованої точністю ми повинні занулити коефіцієнти при різних ступенях від нульової ступеня до ступеня, що відповідає порядку наближення. Це призводить до наступних рівнянь

$$(k_0^2 + G_0 + k_1)A_0 + 2k_0A_1 + A_2 = 0, \quad (1.56a)$$

$$(G_1 + 2k_0k_1 + k_2)A_0 + (k_0^2 + G_0 + 3k_1)A_1 + 2k_0A_2 + A_3 = 0, \quad (1.56b)$$

...

На практиці ми повинні обірвати ряди (1.54) при деяких максимальних ступенях  $m_A$  для  $A(\tilde{x})$  і  $m_\Phi$  для  $\Phi(\tilde{x})$ , достатніх для отримання запропонованого порядку апроксимації. Щоб визначити невідомі коефіцієнти  $A_m$  і  $k_m$ , необхідно мати  $m_A+m_\Phi$  рівнянь. Вони можуть бути обрані з системи рівнянь (1.56). Зауважимо що, оскільки система рівнянь (1.56) є однорідною, один з коефіцієнтів  $A_m$ , наприклад,  $A_0$ , слід вважати відомим. Однак система рівнянь (1.56) є лінійною щодо коефіцієнтів  $A_m$  і нелінійною по  $k_m$ . У загальному випадку таку систему рівнянь важко розв'язати. Це спонукає нас зменшити порядок апроксимації шляхом зменшення числа використовуваних рівнянь з (1.56). Це створює деяку свободу у виборі величин  $k_m$ . Найбільш простий спосіб полягає в тому, щоб визначити з рівняння

$$k^2(\tilde{x}) = -G(\tilde{x}), \quad (1.57)$$

яке є подібним наближенню ВКБ нульового порядку для (1.46). В цьому випадку ми використовуємо перші  $m_A$  рівнянь з (1.56) для знаходження коефіцієнтів  $A_m$ . Для  $m_A=2$  і  $m_\Phi=1$  легко отримати такі формули

$$k_0 = \pm\sqrt{-G_0}, \quad k_1 = \pm\frac{G_1}{2\sqrt{-G_0}}, \quad (1.58)$$

$$A_0 = -(4G_0 + 3k_1)C, \quad A_1 = -2k_0k_1C, \quad A_2 = 3k_1^2C, \quad (1.59)$$

де  $C$  – довільна константа.

Інший метод отримання локальних розв'язків ми проілюструємо для  $m_A=m_\Phi=1$ . Незважаючи на те, що  $m_A=1$ , ми будемо використовувати два перших рівняння з системи (1.56). Це призводить до додаткової умови для величин  $k_0$  і  $k_1$ :

$$3k_1^2 + 4k_1G_0 + (k_0^2 + G_0)^2 - 2k_0G_1 = 0. \quad (1.60)$$

Якщо покласти  $k_0^2 = -G_0$ , що є розв'язками рівняння (1.60) для  $m_A=m_\Phi=0$  (наближення нульового порядку), ми отримаємо квадратне рівняння для  $k_1$  (наближення першого порядку). Таким чином, в рамках цієї схеми ми маємо

$$k_0 = \pm\sqrt{-G_0} , k_1 = -\frac{2}{3}G_0 \left[ 1 - \sqrt{1 \pm \frac{3 G_1 \sqrt{-G_0}}{G_0^2}} \right] , \quad (1.61)$$

$$A_0 = 2k_0 C , A_1 = -k_1 C . \quad (1.62)$$

З (1.61) випливає, що  $(k_0)_1^{(i)} = -(k_0)_2^{(i)}$ , але  $(k_1)_1^{(i)} \neq -(k_1)_2^{(i)}$ . Така асиметрія величини  $k(\tilde{x})$  має місце на відміну від симетричного співвідношення типу ВКБ (1.57).

Ця схема може бути продовжена шляхом послідовного одночасного збільшення  $m_A$  і  $m_\Phi$  на одиницю. У цьому випадку рівняння (1.60) буде більш складним. Однак ми отримаємо квадратне рівняння для величини  $k_{m_A}$  вищого порядку, якщо підставимо значення  $k_m$  з наближень нижчих порядків.

Інша модифікація описаної схеми може бути отримана за допомогою вимоги симетрії двох коренів для  $k(\tilde{x})$  в обмін на припущення, що  $k_0^2 = -G_0$ . В цьому випадку парна і непарна частини рівняння (1.60) поділяються, що дає два рівняння для  $k_0$  і  $k_1$ . Остаточно ми отримуємо такі формули

$$k_0 = \pm \frac{4i}{\sqrt{3}} \frac{G_0^2}{G_1 \left( 1 + \sqrt{1 + \frac{16 G_0^3}{3 G_1^2}} \right)} , k_1 = \pm \frac{2i}{\sqrt{3}} \frac{G_0}{1 + \sqrt{1 + \frac{16 G_0^3}{3 G_1^2}}} , \quad (1.63)$$

$$A_0 = 2k_0 C , A_1 = -(k_0^2 + G_0 + k_1) C . \quad (1.64)$$

Далі ми будемо називати метод локальних розв'язків у формі (1.58) і (1.59) варіантом 1, у формі (1.61) і (1.62) – варіантом 2 і в формі (1.63) і (1.64) – варіантом 3.

Відзначимо, що всі локальні розв'язки виду (1.53), розглянуті вище, наближуються до розв'язків ВКБ при  $|G_0^3| \gg |G_1^2|$ . Це дозволяє використовувати для чисельних розрахунків сітки з великим кроком навіть в областях, де може бути використане наближення ВКБ.

При використанні локальних розв'язків в розглянутих вище видах слід мати на увазі, що вони або наближуються до нескінченності, або вироджуються

на підінтервалах, де  $G_0=0$ . Крім того, можуть виникати деякі інші точки, де локальні розв'язки вироджуються. Це є недоліком в порівнянні з поліноміальними розв'язками, які завжди придатні. Точки виродження можна знайти, аналізуючи Вронскіан цих розв'язків. Для варіанту 1 даного методу умова занулення Вронскіану на підінтервалі має вигляд

$$G_0(15G_1^2 + 64G_0^3) = 0, \quad (1.65)$$

що дає нову точку виродження, що з'являється при деякому негативному значенні  $G_0$ . Так як тут  $|G_0^3| \sim |G_1^2|$ , ця точка розташована в області, де наближення ВКБ не справедливо і розв'язок не осцилює і не змінюється занадто швидко. Тому на підінтервалі виродження можна замість експоненціальних використовувати поліноміальні розв'язки.

Для варіанту 2 умова занулення вронскіану має вигляд  $G_0 = 0$ . В цьому випадку додаткові особливі точки не виникають.

Для варіанту 3 дана умова приймає форму

$$G_0(3G_1^2 + 16G_0^3) = 0. \quad (1.66)$$

По суті, ця умова подібно умові (1.64), за винятком числових коефіцієнтів.

### 1.5.3. Числові експерименти

В даному підрозділі за допомогою числових тестів ми порівнюємо запропоновані вище варіанти методу локальних розв'язків зі стандартним методом скінчених різниць. Для цих тестів ми використовуємо однорідне рівняння Гельмгольца (1.46), вважаючи  $R(x)=0$ . В цьому випадку нетривіальні розв'язки рівняння виникають завдяки неоднорідним крайовим умовам. Для методу скінчених різниць (Ortega et al. 1981) ми використовуємо однорідну сітку, для якої схема скінчених різниць може бути записана в наступному простій формі

$$y_{i+1} - 2y_i + y_{i-1} + h^2 G(x_i) y_i = 0, \quad (1.67)$$

де  $h = x_i - x_{i-1}$ .

Метод локальних розв'язків можна реалізувати чисельно, дотримуючись процедури, описаної в розділі 1.5.2. Були протестовані всі три варіанти розглянутих локальних розв'язків. Основна частина розрахунків була виконана для функції  $G(x)=3x$ . Таким чином, розв'язок може бути представлений як комбінація функцій Ейрі  $Ai(\sqrt[3]{3}x)$  і  $Bi(\sqrt[3]{3}x)$ . Крім того, була використана функція  $G(x)=3x-0.06x^2$ . Крайові умови були наступними

$$y|_{x=x_l} = 0, \quad y|_{x=x_r} = 1. \quad (1.68)$$

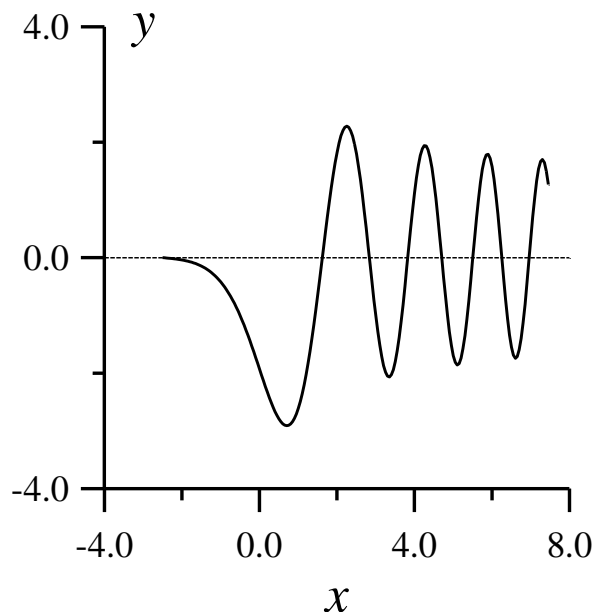


Рис 1.10 Розв'язок рівняння (1.46) для  $G(x) = 3x$ ,  $x_l = -2.5$ ,  $x_r = 7.5$

Як було зазначено вище, за певних умов локальні розв'язки в поліноміально-експоненційній формі можуть вироджуватися. Ми використовуємо два способи для подолання цих труднощів. Перший з них полягає у використанні поліноміальних локальних розв'язків на проблемних підінтервалах. Виродження можна також уникнути, якщо зрушити кінцеві точки проблемного підінтервалу. У розрахунках ми використовуємо обидва способи. У разі варіанта 1 використовувався перший спосіб. Для варіанту 2 ми використовували другий спосіб. Нагадаємо, що для цього варіанту єдиним випадком виродження є  $G_0 \approx 0$ . Для варіанту 3 ми виправляємо підінтервал із

$G_0 \approx 0$  за допомогою другого способу і використовуємо перший спосіб на підінтервалі, що містить додаткову точку виродження.

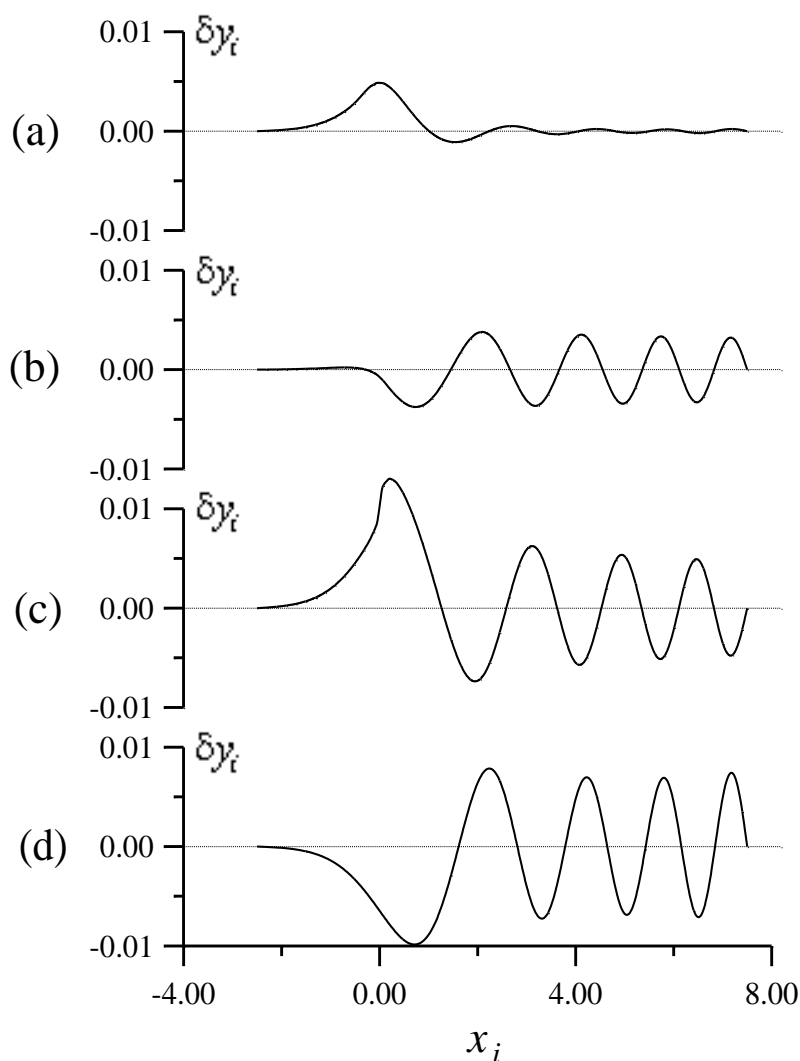


Рис .1.11 Похибка чисельного розв'язку рівняння (1.46), показано на Рис. 1.10, (a) – для варіанту 3 методу локальних розв'язків, (b) – для варіанту 2, (c) – для варіанту 1 і (d) – для методу скінченних різниць

Щодо кількісних характеристик точності розрахунків ми вводимо локальну помилку

$$\delta y_i = y_i - y_{\text{ex}}(x_i), \quad (1.69)$$

і відносну помилку

$$\delta = \sqrt{\frac{\sum_i (y_i - y_{\text{ex}}(x_i))^2}{\sum_i y_{\text{ex}}^2(x_i)}}, \quad (1.70)$$

де  $y_{ex}(x)$  точний розв'язок. В якості  $y_{ex}(x)$  ми використовували розв'язок, отриманий на значно більш густій однорідній сітці. Підсумовування в (1.70) виконується по вузлам цієї густої сітки.

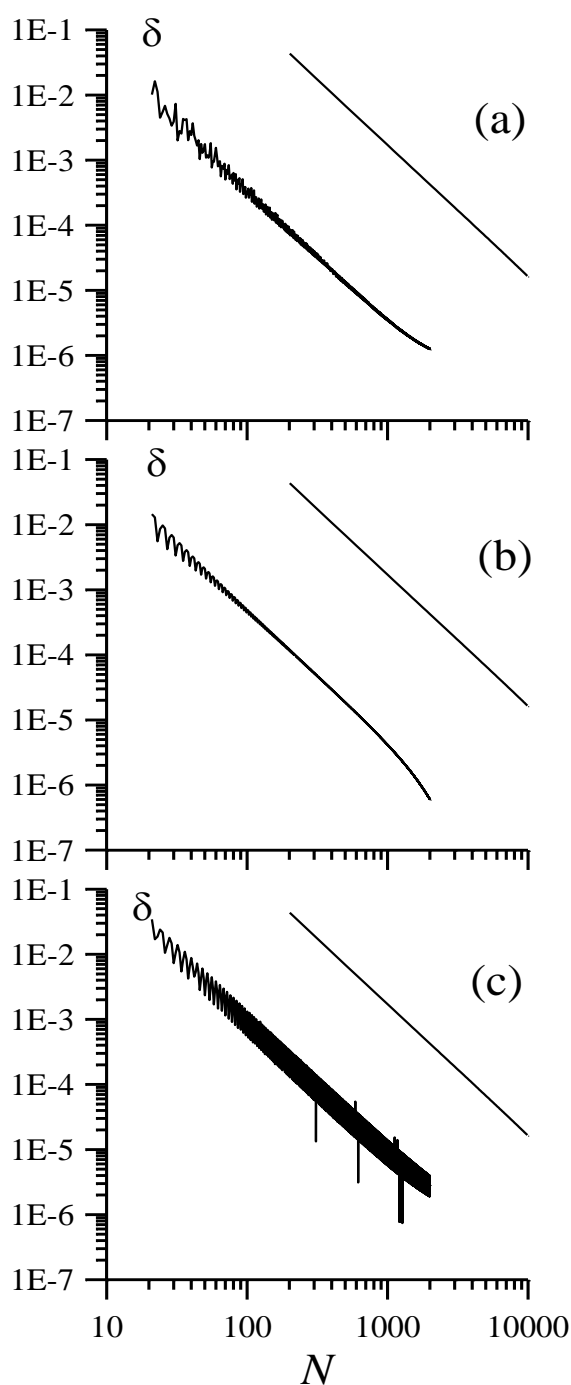


Рис. 1.12 Відносна помилка як функція числа вузлів сітки, (a) – для варіанту 3, (b) – для варіанту 2 і (c) – варіанту 1. На всіх трьох графіках права крива показує відносну помилку для методу скінчених різниць

Рис. 1.12а, 1.12b і 1.12с показують відносну помилку як функцію числа вузлів сітки  $N$  для всіх трьох варіантів методу локальних розв'язків. Для порівняння на кожному графіку на Рис. 1.12 показана також відповідна крива для методу скінчених різниць. Перш за все слід зазначити, що всі варіанти методу демонструють збіжність до точного розв'язку в середньому. Середня швидкість збіжності пропорційна  $1/N^2$ , що відповідає порядку наближення і подібно до того, що має місце в разі методу скінчених різниць. У той же час всі три варіанти дають рівень помилок більш ніж на два порядки нижчий в порівнянні з методом кінцевих різниць на тій же сітці. Характерною рисою методу локальних розв'язків є немонотонна збіжність. Найбільші осциляції відносної помилки мають місце для варіанту 1. Для варіантів 2 і 3 ці осциляції поступово зникають з ростом  $N$ .

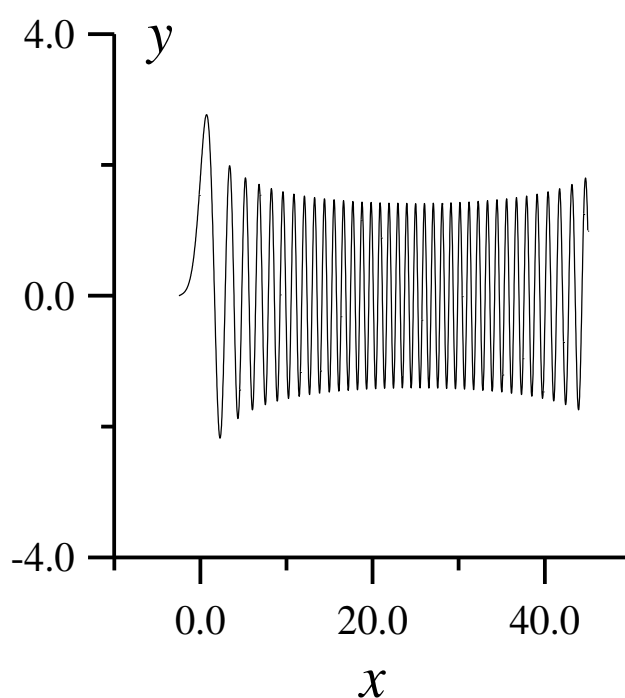


Рис. 1.13 Розв'язок рівняння (1.46) для  $G(x) = 3x - 0.06x^2$ ,  $x_l = -2.5$ ,  $x_r = 45$

Ми також протестували запропонований метод для вирішення задачі, що має набагато більше число осциляцій на інтервалі визначення  $x$ . В цьому випадку ми використовували іншу форму функції  $G$  – параболічну:

$G(x) = 3x - 0.06x^2$ . Для розрахунків ми вибрали  $x_l = -2.5$ ,  $x_r = 45.0$ . Відповідний розв'язок показано на Рис. 1.13. Він може бути відтворений за допомогою методу скінченних різниць. При  $N=20000$  це дає відносну помилку  $\delta = 2.1 \cdot 10^{-3}$ . Варіант 3 методу локальних розв'язків дає приблизно таку ж помилку  $\delta = 2.2 \cdot 10^{-3}$  при  $N = 240$ .

#### 1.5.4. Обговорення результатів

Ми проаналізували і протестували чисельно метод локальних розв'язків в застосуванні до рівняння Гельмгольца. Цей метод принципово відрізняється від стандартних методів скінчених різниць і скінчених елементів. Метод локальних розв'язків дає можливість використовувати більш широкий клас базисних функцій, що апроксимують розв'язки, а не тільки поліноміальні функції. Найбільший вигравш може бути отриманий, коли базисні функції близькі до точних розв'язків. Тут ми розглянули базисні функції поліноміально-експоненційного типу. Вид цих функцій близький до розв'язків ВКБ. Завдяки цьому ми отримали хорошу чисельну точність у випадках, коли розв'язки швидко осцилюють або експоненційно зростають (зменшуються). Крім того, ці базисні функції здатні відтворювати з запропонованої точністю розв'язки в областях їх повільної зміни. Це дозволяє використовувати метод локальних розв'язків для задач загального типу.

Виконані чисельні тести продемонстрували збіжність запропонованого методу. В середньому його збіжність відповідає порядку апроксимації, хоча, загалом, не є монотонною. Запропонований метод показав явні переваги перед стандартним методом скінчених різниць того ж порядку при моделюванні розв'язків рівняння Ейрі і рівняння типу параболічного циліндра. Залежно від характеру розв'язку в разі методу локальних розв'язків потрібно для отримання тієї ж точності в 10–100 разів менш густа сітка, ніж при використанні методу скінчених різниць.

## 1.6. Числове розв'язання рівнянь Максвелла при наявності точки нижнього гібридного резонансу

### 1.6.1. Точка нижнього гібридного резонансу

Точка нижнього гібридного резонансу (НГР)  $|\varepsilon_{\perp}|=0$  може з'явитися в плазмі, коли частота накачки вище іонної циклотронної частоти хоча б для одного сорту іонів, які є в плазмі. В іонному циклотронному діапазоні частот (ЩДЧ) характерні густини плазми, при яких існує НГР, порядку  $n_e \sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$ . У холодній плазмі, в точці НГР ВЧ поля мають особливість. Особливість не може бути описана в рамках стандартних методів дискретизації навіть коли роль НГР знехтувально мала, оскільки дискретизація приводить до отримання погано обумовленої системи лінійних рівнянь.

### 1.6.2. Рівняння для повільної хвилі і його розв'язки

Явище НГР тісно пов'язане з повільною хвилею, дисперсія якої має вигляд:

$$k_{\perp}^2 = k_{sw}^2 \equiv -\frac{\varepsilon_{\parallel}}{\varepsilon_{\perp}} \left( k_z^2 - k_0^2 \varepsilon_{\perp} \right) \quad (1.71)$$

Це рівняння визначає хвилі, що поширюються у випадку ВКБ  $E_x = A_{\pm}(x) \exp(\pm i \int k_{sw} dx)$ . Амплітуди хвиль  $A_{\pm}(x)$  залишаються невідомими. Відповідне диференціальне рівняння для хвилі, які можна побудувати виходячи з дисперсії (1.71), не приводить до знаходження амплітуди, так як загальний вигляд такого рівняння

$$\frac{d}{dx} \left[ B(x) \frac{d}{dx} D(x) E_x \right] + B(x) D(x) k_{sw}^2 E_x = 0 \quad (1.72)$$

містить дві невідомі повільно мінливі функції  $B(x)$  і  $D(x)$ , які впливають на амплітуду розв'язку. Щоб знайти їх, необхідний аналіз рівнянь Максвелла.

Для того, щоб відокремити повільну хвилю від швидкої хвилі, використовуються два малих параметра  $\alpha = \sqrt{k_x^2, k_y^2, k_0^2 |\varepsilon_{\perp}|, k_0^2 |g|} \ll 1$  і

$\beta = \sqrt{|\varepsilon_{\perp}|/|\varepsilon_{\parallel}|} \ll 1$ . Поздовжній щодо магнітного поля компонент рівнянь Максвелла замінюється рівнянням Пуассона  $\nabla \cdot \hat{\varepsilon} \cdot \mathbf{E} = 0$ .

Отже, система рівнянь така:

$$\begin{aligned} (k_z^2 + k_y^2 - k_0^2 \varepsilon_{\perp}) E_x + ik_y \frac{d}{dx} E_y - ik_0^2 g E_y + ik_z \frac{d}{dx} E_z &= 0, \\ ik_0^2 g E_x + ik_y \frac{d}{dx} E_x - \frac{d^2}{dx^2} E_y - k_0^2 \varepsilon_{\perp} E_y - k_y k_z E_z &= 0, \\ \frac{d}{dx} (\varepsilon_{\perp} E_x + ig E_y) + ik_y (-ig E_x + \varepsilon_{\perp} E_y) + ik_z \varepsilon_{\parallel} E_z &= 0. \end{aligned} \quad (1.73)$$

Якщо утримати тільки члени нульового і першого порядку по малим параметрам  $\alpha$  і  $\beta$ , то ця система набуває вигляду:

$$\begin{aligned} (k_z^2 + k_y^2 - k_0^2 \varepsilon_{\perp}) E_x + ik_y \frac{d}{dx} E_y + ik_z \frac{d}{dx} E_z &= 0, \\ ik_y \frac{d}{dx} E_x - \frac{d^2}{dx^2} E_y &= 0, \\ \frac{d}{dx} (\varepsilon_{\perp} E_x) + ik_z \varepsilon_{\parallel} E_z &= 0. \end{aligned} \quad (1.74)$$

З неї виходить наступне рівняння другого порядку, що описує повільну хвилю

$$\frac{d}{dx} \left[ \frac{1}{\varepsilon_{\parallel}} \frac{d}{dx} (\varepsilon_{\perp} E_x) \right] + \frac{k_{sw}^2}{\varepsilon_{\parallel}} (\varepsilon_{\perp} E_x) = 0. \quad (1.75)$$

ВКБ розв'язки його мають вигляд:

$$\begin{aligned} E_x &= \frac{C_{\pm} \sqrt{|\varepsilon_{\parallel}|}}{\varepsilon_{\perp} \sqrt{|k_{sw}|}} \exp(\pm i \int k_{sw} dx) \\ E_z &= \mp \frac{C_{\pm} \sqrt{|k_{sw}|}}{k_z \sqrt{|\varepsilon_{\parallel}|}} \exp(\pm i \int k_{sw} dx). \end{aligned} \quad (1.76)$$

Тут слід зазначити, що  $|E_x| \propto |\varepsilon_{\perp}|^{-3/4}$  і  $|E_z| \propto |\varepsilon_{\perp}|^{-1/4}$ . Це означає, що на підході до точки НГР обидва компонента поля зростають по амплітуді. Це

природно, тому що групова швидкість хвилі зменшується, а потік енергії повинен бути незмінним.

$$\text{Перевіркою є обчислення потоку енергії } \Pi_x = \frac{c}{8\pi} (\mathbf{E}^* \times \mathbf{B})_x = -\frac{c}{8\pi} (E_z^* B_y),$$

щоб переконатися, що він не змінюється уздовж координати  $x$ , по мірі поширення хвилі. Для малого загасання

$$\Pi_x = \pm \frac{c}{8\pi} \frac{k_0}{k_z^2} |C_{\pm}|^2 \quad (1.77)$$

Потік дійсно постійний і не залежить від параметрів плазми.

### 1.6.3. Метод патчів (штрафів)

Щоб уникнути особливостей, уявна штучна добавка (патч) пропорційна  $\delta\varepsilon$  додається до рівнянь Максвелла

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} - k^2 \hat{\varepsilon}(r) \cdot \mathbf{E} - i\delta\varepsilon (\mathbf{E} - \mathbf{e}_z \mathbf{e}_z \cdot \mathbf{E}) = i\omega\mu_0 \mathbf{j}_{\text{ext}}. \quad (1.78)$$

Вона застосовується у вузькій зоні, де  $|\varepsilon_{\perp}| < \varepsilon_{\text{min}}$  ( $\varepsilon_{\text{min}}$  є параметром розрахунку).

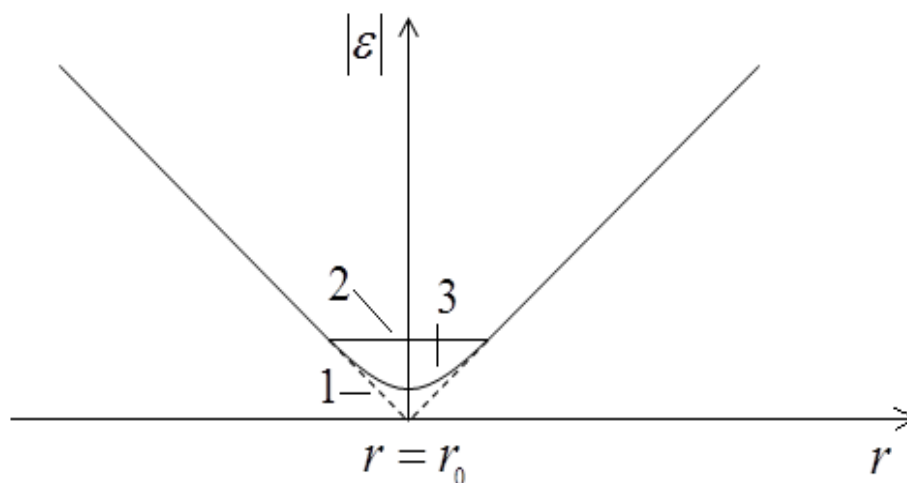


Рис.1.14 Радіальна залежність  $|\varepsilon_{\perp}|$  в околиці точки НГР. 1 – без патча, 2 – з лінійним патчем, 3 – з параболічної патчем

Якщо розв'язки рівняння (1.78) є аналітичними функціями, застосування патча слабо змінює розв'язок в області НГР і мало впливає на розв'язок поза

ним. Розв'язок також буде слабо залежати від величини патча. Використовується наступна формула для патча (лінійний патч)  $\delta\varepsilon = \left[ \sqrt{\varepsilon_{\min}^2 - \text{Re}^2 \varepsilon_{\perp}} - \text{Im} \varepsilon_{\perp} \right]$ . Його застосування призводить до сталості  $|\varepsilon_{\perp}|$  (див. криву 2 на Рис. 1.14) в області НГР. Параболічний патч (див. криву 3 на

Рис. 1.14)  $\delta\varepsilon = \left[ \sqrt{\left( \frac{\text{Re}^2 \varepsilon_{\perp}/2 + \varepsilon_{\min}}{\varepsilon_{\min}} + \frac{\varepsilon_{\min}}{2} \right)^2 - \text{Re}^2 \varepsilon_{\perp}} - \text{Im} \varepsilon_{\perp} \right]$  є більш надійним за

результатами чисельних експериментів.

Проведені чисельні експерименти свідчать про ефективність застосування патчів в області НГР. Ця методика дозволяє не тільки обійти появу сингулярностей, а й наближено обчислити величину загасання хвиль.

### 1.7. Альтернативна форма рівнянь Максвелла

Рівняння Максвелла в термінах електричного поля можна записати в іншій еквівалентній формі (див. Moiseenko, 2002):

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} - \frac{\omega^2}{c^2} \hat{\boldsymbol{\varepsilon}} \cdot \mathbf{E} + \nabla \alpha \nabla \cdot \hat{\boldsymbol{\varepsilon}} \cdot \mathbf{E} = \frac{4\pi\omega}{c^2} \mathbf{j}_{ext} + 4\pi \nabla \alpha \rho_{ext}. \quad (1.79)$$

Тут  $\alpha(\mathbf{r})$  – вільний параметр. Це рівняння отримують із рівнянь Максвелла для електричного поля, застосовуючи оператор

$$\hat{\mathbf{M}} = 1 - \frac{c^2}{\omega^2} \nabla \alpha \nabla \cdot \quad (1.80)$$

до обох його сторін. Крім розв'язків рівнянь Максвелла, рівняння (1.79) має додаткові розв'язки. Рівняння для них отримуємо застосовуючи оператор дивергенції до обох його частин

$$\Delta \alpha D - \frac{\omega^2}{c^2} D = \frac{4\pi\omega}{c^2} (-i\omega \rho_{ext} + \nabla \cdot \mathbf{j}_{ext}). \quad (1.81)$$

де  $D = \nabla \cdot (\hat{\boldsymbol{\varepsilon}} \cdot \mathbf{E})$ . Якщо виконується закон збереження заряду, права частина рівняння зводиться нанівець. Отже, як і очікується, в аналітичній теорії додаткові розв'язки рівняння (1.81) не збуджуються. Але в дискретизованій

системі збудження додаткових розв'язків може відбуватися через помилку числового наближення. Зауважимо також, що для позитивних  $\alpha$  рівняння (1.81) має лише неосцилюючі розв'язки. Таким чином, для реальних частот  $\omega$  вони не можуть утворювати власні моди. Отже, небезпеки, що числова помилка може бути посилена резонансним фактором, тут не існує.

Рівняння (1.79) можна дискретизувати за допомогою стандартних методів скінченних елементів або скінченних різниць  $i$ , отже, можуть бути використані як тестові, так і пробні нормальні функції скінченних елементів, відповідні фізичні компоненти електричного поля можуть бути обрані, тощо.

Для забезпечення стабільності числових розрахунків можна вибирати  $\alpha$  в широкому діапазоні значень. Вибір  $\alpha \sim |\varepsilon_{\perp}|^{-1}$  здається оптимальним.

## **Висновки розділу 1**

У цьому розділі запропоновані, розроблені та вдосконалені числові методи і моделі для розв'язання рівнянь Максвелла у плазмі високочастотних плазмових розрядів, які використовуються і в подальшому можуть бути використані для розв'язання практичних завдань.

- Розроблений чисельно стійкий метод зважених нев'язок і модель для рівнянь Максвелла циліндричній геометрії, де всі компоненти електричного поля представлені за допомогою однакових скінчених елементів. Він більш ефективний, ніж метод Гальоркіна, коли жорсткість має місце в рівняннях Максвелла.
- Розроблена оригінальна чисельно стійка модель для розрахунку електромагнітних полів в плазмі осесиметричних відкритих пасток без урахування повільних хвиль. На її базі створений новий модернізований код PLFEM-S, який відрізняється можливістю чисельно-стабільного розрахунку азимутально-несиметричних мод.
- Запропонований новітній метод і розроблена модель для розрахунку електромагнітних полів в плазмі неосесиметричних відкритих пасток без

урахування повільних хвиль. Вона використовує 2D звичайну сітку, не вирівняну вздовж постійного магнітного поля, та ряд Фур'є у 3-й координаті. Числова стійкість схеми забезпечена заодно зі збіжністю.

- Розроблений оригінальний і ефективний метод для розрахунків щодо задач із сильно осцилюючими розв'язками. Запропонований метод дозволяє використовувати негусту сітку і за рахунок цього істотно знизити обчислювальні витрати.
- Винайдений підхід для моделювання шару нижнього гібридного резонансу за допомогою скінчених елементів, який забезпечує мінімальну похибку розрахунків.
- Запропонована нова форма рівнянь Максвелла для числового моделювання. Ця форма забезпечує числову стійкість при стандартній процедурі дискретизації.

Основні положення цього розділу викладені у публікаціях автора: (Moiseenko et al., 2001; Moiseenko et al., 2001b; Moiseenko, 2002; Moiseenko, 2003; Moiseenko, 2003a; Moiseenko et al., 2006b; Moiseenko et al., 2016).

## РОЗДІЛ 2

### ВИСОКОЧАСТОТНЕ НАГРІВАННЯ ПЛАЗМИ У ВІДКРИТИХ ПАСТКАХ (ПРОБКОТРОНАХ)

#### 2.1. Методи нагрівання плазми

В іонно-циклотронному діапазоні частот можна виділити дві гілки швидких хвиль: швидку Альфвенову хвилю (ШАХ) і швидку магнітозвукову хвилю (ШМЗХ). ШАХ поширюється при частоті нижче іонно-циклотронної, в той час, як ШМЗХ охоплює весь іонно-циклотронний діапазон частот. Обидві хвилі слабо загасають в плазмі за механізмом електронного загасання Ландау.

Іонно-циклотронне загасання ШМЗХ слабке, так як в умовах основного циклотронного резонансу ця хвиля правополяризована, тобто обертання вектора електричного поля протилежно напрямку обертання іона. Поляризація ШАХ сприятлива для циклотронного поглинання.

Циклотронний нагрів збільшує поперечну енергію іонів. При досить сильному нагріванні це призводить до утворення «хлюпаючих» іонів. Хлюпаючі іони плескаються між магнітними пробками і формують піки густини поблизу точок зупинки. У мінімумі магнітного поля розподіл швидкостей хлюпаючих іонів зосереджений поблизу деякого пітч-кута. Хлюпаючі іони відіграють важливу роль в утриманні плазми у відкритій пастці (Post, 1987).

Плазмовий шнур відкритої пастки витягнутий в напрямку  $z$ , вздовж постійного магнітного поля, що утримує плазму. Витягнутість плазмового шнура визначає характер поширення швидкої хвилі у відкритій плазмовій пастці: уздовж  $x$  і  $y$ , спрямованих перпендикулярно до магнітного поля, швидка хвиля формує стоячу хвильову структуру з малою кількістю вузлів, в той час, як в поздовжньому напрямку число коливань досить високе (див., наприклад, Kasilov et al. 1992). Форма поперечної вузлової структури поля

хвилі залишається незмінною, по мірі того, як хвиля біжить уздовж плазмового шнура.

У цьому розділі розглядаються основні швидко-хвильові схеми нагріву для відкритих пасток: магнітний берег, нагрів на добавці і нагрів на другій циклотронній гармоніці, а також нагрів за рахунок зіткнень перезарядки.

### 2.1.1. Нагрівання в умовах магнітного берега

Нагрівання в умовах магнітного берега – історично перша схема іонно-циклотронного нагрівання (Stix et al. 1958). Ця схема використовує циклотронне поглинання ШАХ. ШАХ збуджується антеною з боку більшого магнітного поля і поширюється у напрямку до зони циклотронного резонансу (Moiseenko et al. 2007b). Основні особливості поширення швидкої хвилі можуть бути описані дисперсійним співвідношенням

$$k_z^2 = k_0^2 \varepsilon_{\perp} - k_{\perp}^2 / 2 \pm \sqrt{k_{\perp}^4 / 4 + k_0^4 g^2}, \quad (2.1)$$

де,  $k_0 = \omega / c$ ,  $\varepsilon_{\perp} = \varepsilon_{11} = \varepsilon_{22}$ ,  $g = -i\varepsilon_{12} = i\varepsilon_{21}$  і  $\varepsilon_{ik}$  – тензор діелектричної проникності плазми. Коли частота нижче іонно-циклотронної, перед квадратним коренем в вираженні (2.1) повинен стояти позитивний знак, якщо формула записана для ШАХ. Оскільки формується стояча хвильова структура в поперечному напрямку і форма шнура повільно змінюється уздовж  $z$ ,  $k_{\perp}$  також повільно змінюється. Поперечні компоненти діелектричного тензора  $\varepsilon_{\perp}$  і  $g$  позитивні і зростають при наближенні до циклотронної зони. Формула (2.1) вказує на те, що для ШАХ  $k_z^2 > k_0^2 \varepsilon_{\perp}$ . Це означає, що поширення ШАХ супроводжується зростанням  $k_z^2$ , що обумовлено зростанням  $k_0^2 \varepsilon_{\perp}$ . У холодній плазмі  $\varepsilon_{\perp}$  має полюс в точці циклотронного резонансу, де ШАХ загасає повністю (Stix, 1997, Moiseenko et al. 1993). Якщо плазма тепла, циклотронна зона розширюється на величину Доплерова зсуву, і ШАХ може згаснути раніше, ніж буде досягнуто шар циклотронного резонансу. Повне загасання ШАХ забезпечує високу ефективність методу нагріву на магнітному березі.

У загальному випадку антена збуджує хвилі, що поширюються в бік як більшого, так і меншого поля. Якщо є точка відсічення для хвилі, що розповсюджується в область більшого магнітного поля, хвиля відбивається від зони відсічення і знову йде до шару циклотронного резонансу, що також дає додатковий внесок в нагрів плазми. Для ШАХ в плазмі з одним типом іонів умова відсічення не залежить від  $k_{\perp}$  і з'являється тільки тоді, коли густина плазми занулюється. Це впливає з формули (2.1). Таким чином, хвиля, запущена в область великого магнітного поля може відбиватися, якщо у відкритої пастки є металеві торцеві пластини. Якщо відкрита пастка замість торців має розширювач, магнітний яркір або кінетичний стабілізатор, ШАХ може відбитися не повністю. Цей факт повинен враховуватися конструкцією антеною системи, яка повинна забезпечувати переважне збудження хвиль в напрямку меншого магнітного поля (центру відкритої пастки).

Якщо радіальний профіль густини плазми прямокутний, нагрів в режимі магнітного берега має тільки нижню межу за величиною густини плазми, яка може бути оцінена з умови, що половина довжини хвилі вздовж магнітного поля не перевищує розміри пастки. Якщо радіальний профіль густини плазми гладко безперервний, виникають додаткові обмеження. Перше – результат виникнення радіальної зони відсічення на краю плазми. Щоб досягти хорошого узгодження антени з хвилею, проникнення (тунелювання) хвилі через цю зону не повинно бути малим. Умова для цього можна записати таким чином

$|k_{\parallel}\Delta_r| < 1$ . Ширину зони відсічення  $\Delta_r$  можна оцінити з рівняння

$$\frac{d}{dr} \frac{1}{r} \frac{D_z}{D} \frac{d}{dr} r E_{\varphi} + \frac{d}{dr} \left( \frac{m}{r^2} \frac{k_0^2 g}{D} \right) r E_{\varphi} + \frac{k_0^4 g^2}{D} E_{\varphi} - D_z E_{\varphi} = 0. \quad (2.2)$$

(тут  $D_z = k_z^2 - k_0^2 \varepsilon_{\perp}$ ,  $D = D_z + m^2 / r^2$ ), яке описує радіальне поширення швидких хвиль в циліндричній геометрії. Тут –  $m$  номер азимутальної Фур'є гармоніки. Умова вузької зони відсічення може бути записана таким чином:

$$|k_{\parallel}\Delta_r| \sim k_0 \sqrt{\varepsilon_{\perp}} a \left( 1 + m \frac{g / \varepsilon_{\perp}}{m^2 + k_0^2 \varepsilon_{\perp} a^2} \right) < 1, \quad (2.3)$$

де  $a$  – поперечний розмір плазмового шнура. Умова (2.3) встановлює верхнє обмеження для густини плазми. Гармоніки з негативним  $m$  мають менше обмеження за густини плазми, особливо гармоніка  $m = -1$ .

Існує також нижній поріг густини плазми, який визначається з вимоги для ШАХ щодо формування стоячої хвилі в радіальному напрямку (Appert et al. 1982). Його можна отримати з параксіального аналізу рівняння (2.2) для граничного випадку  $k_z^2 \approx k_0^2 \varepsilon_{\perp} \Big|_{r=0}$ .

$$-\frac{k_0^2 g^2}{\partial^2 \varepsilon_{\perp} / \partial r^2} \Big|_{r=0} - m^2 - m \frac{\omega}{\omega_{ci}} > 0 ; \text{ для } m \neq 0;$$

$$-\frac{2k_0^2 g^2}{\partial^2 \varepsilon_{\perp} / \partial r^2} \Big|_{r=0} > 1; \text{ для } m = 0. \quad (2.4)$$

Режими з негативним  $m$  і особливо  $m = -1$  мають перевагу у виконанні умови (2.4) так само, як і у виконанні умови хорошого узгодження антени з плазмою (2.3).

На практиці антена для нагріву магнітного берега компактна і, тому має широкий поздовжній спектр за хвильовим числом, включаючи малі значення  $k_z$ . Хвилі з малим  $k_z^2$  збуджують Альфвенів резонанси, які при врахуванні скінченної електронної маси перетворюються в зони конверсії в повільну хвилю. У холодній плазмі повільні хвилі поширюються в радіальному напрямку від Альфвенова резонансу до плазмової периферії. У гарячій плазмі вони поширюються в напрямку центральної зони, коли Альфвенова швидкість менше електронної теплової швидкості. Розрахунки, виконані в (Moiseenko, 1999), демонструють, що в останньому випадку повільна хвиля віддає більшу потужність до іонів за циклотронним механізмом і меншу потужність електронам через загасання Ландау.

### 2.1.2. Циклотронний нагрів іонів домішки

Нагрівання на добавці може бути використане для легких іонів, що мають більшу циклотронну частоту, ніж фонові іони. В основній версії цього методу

концентрація добавки вибирається досить малою, щоб не внести істотних змін у хвильову картину в фоновій плазмі.

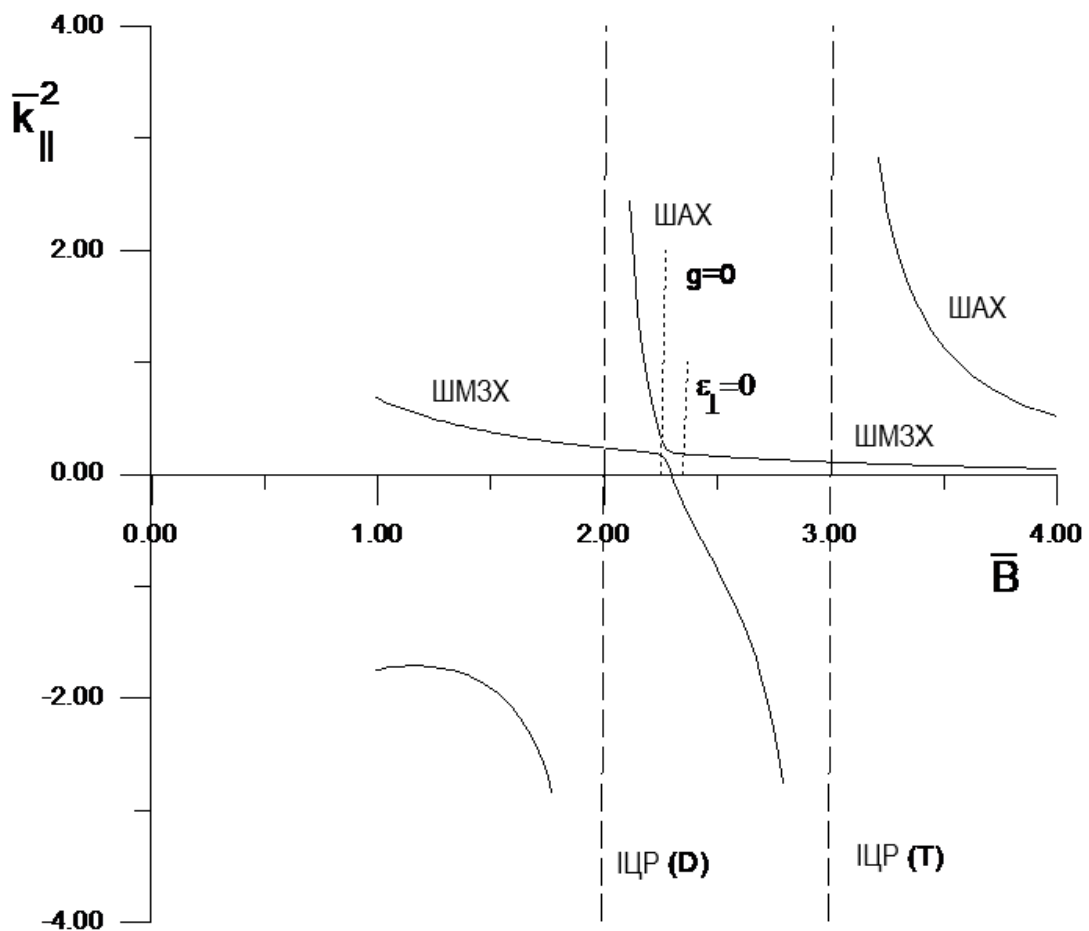


Рис. 2.1 Нормоване  $\bar{k}_{\parallel}^2$  як функція нормованої напруженості магнітного поля  $\bar{B}$  для  $\bar{k}_{\perp} = 0.3$

На нерезонансних частотах ШМЗХ має еліптичну поляризацію, яка включає як ліву, так і праву поляризацію. Лівополяризована частина ефективно взаємодіє з іонами добавки в зоні циклотронного резонансу, забезпечуючи циклотронний нагрів.

Така схема (Moiseenko et al. 1993) була досліджена теоретично в малій газо-динамічній пастці. У тому сценарії збуджується глобальний резонанс ШМЗХ, локалізований поблизу середньої площини пастки, і циклотронна зона

добавки водню у дейтерієвій плазмі поміщена в максимум поля власної моди ШМЗХ.

Розрахунки говорять про можливе практичне застосування такої схеми, оскільки має місце енерговнесок в іони добавки. Розрахунки також показали досить високу ефективність антени. Однак оптимальні умови для нагріву відповідають низькій концентрації добавки. При більш високих концентраціях поле власної моди (глобальний резонанс) все більше відрізняється від розподілу поля без добавки, особливо в циклотронній зоні, і загасання хвилі зменшується. Крім того, навіть в оптимальних умовах відносна ширина глобального резонансу є невеликою, що ускладнює реалізацію нагріву.

Вибір частоти меншою циклотронної в центрі пастки і використання хвиль з високим  $|k_z|$  покращують ситуацію (Moiseenko et al. 1993a). Оскільки магнітне поле має квадратичний мінімум, циклотронна зона стає ширше. Це збільшує загасання хвилі. Максимальне збурення діелектричного відгуку плазми, викликаного добавкою, зменшується завдяки високому  $|k_z|$ , і "критична" концентрація добавки збільшується з його збільшенням. Розрахунки показали, що глобальні резонанси перекриті і крива імпедансу досить широка. "Критична" концентрація добавки залежить від поздовжньої температури іонів домішки і для  $T_{H\parallel} = 400 \text{ eV}$  вона має значення  $C_H = 30\%$ .

Такий сценарій нагріву домішки може бути застосований у відкритих пастках невеликого розміру з помірною густиною плазми. Це дозволяє створити групу хлюпаючих іонів, замкнених поблизу мінімуму магнітного поля. Однак в пастках є необхідність у хлюпаючих іонах з меншим пітч-кутом. Вони можуть бути нагріті в рамках іонно-циклотронного методу на резонансній добавці з використанням лінійної конверсії хвиль (Moiseenko et al. 2005).

Для пояснення цієї можливості скористаємося Рис. 2.1, який, згідно з формулою (2.1), демонструє залежність нормованого поздовжнього хвильового числа  $\bar{k}_{\parallel} = k_{\parallel} c / \omega_{cH}$  від нормованого магнітного поля  $\bar{B} = \omega_{cH} / \omega$  в D-T

(дейтерієво-третієвій) плазмі. Тут і далі  $\omega_{p\alpha}$  і  $\omega_{c\alpha}$  – плазмова і циклотронна частоти,  $\alpha = H, D, T, e, \dots$  – індекси, що вказують сорт заряджених частинок.

Коли,  $\omega < \omega_{cT}$  тобто  $\bar{B} > 3$ , поширюються дві хвильові гілки: ШАХ з великим поздовжнім хвильовим числом і ШМЗХ. Так само, як в однокомпонентній іонній плазмі, збудження ШАХ призводить до нагрівання тритію в режимі магнітного берега.

Коли  $\omega_{cD} > \omega > \omega_{cT}$ , тобто  $3 > \bar{B} > 2$ , в області близької до  $\bar{B} = 3$ , поширюється тільки ШМЗХ. Якщо  $\bar{B}$  наближається до значення 2, починає поширюватися ШАХ. Дві хвильові гілки перетинаються в результаті конверсії: ШМЗХ, яка поширюється з боку великого поля, конвертується в ШАХ, яка біжить до зони циклотронного резонансу дейтерію, де повністю поглинається. Через те, що ширина зони конверсії мала, ВКБ наближення може не виконуватися поблизу цієї зони, і, таким чином, може з'явитися відбиття хвиль. Також можуть відбуватися надбар'єрні ШМЗХ-ШМЗХ і ШАХ-ШАХ переходи.

Рис. 2.1 ілюструє наступний сценарій циклотронного нагрівання домішки дейтерію: ШМЗХ збуджується антеною і біжить в область, де магнітне поле менше резонансного для іонів тритію, і дійсна частина  $\varepsilon_{\perp}$  негативна. Ця хвиля, що біжить в напрямку меншого магнітного поля, конвертується в ШАХ. ШАХ досягає циклотронної зони для іонів дейтерію, де вона загасає за циклотронним механізмом.

У порівнянні з методом "магнітного берега", даний метод має деякі переваги. По-перше, ШМЗХ збуджувати антеною легше, ніж ШАХ, і, окрім того, для поширення ШМЗХ в неоднорідній плазмі існує менше обмежень. На відміну від ШАХ, ШМЗХ має зону відсічення уздовж плазмового шнура. Це впливає з формули (2.1), де хвильові гілки, що описують ШАХ-ШМЗХ конверсію, мають позитивний знак перед квадратним коренем. В умови відсічення в щільній плазмі  $k_{\perp}^2 = k_0^2 \varepsilon_{\perp} - k_0^2 g^2 / \varepsilon_{\perp}$  права частина пропорційна густині плазми, і ця умова може бути виконана для конкретного значення густини. Права частина окрім того зменшується з ростом магнітного поля. Цей

фактор також може привести до відсічення. У точці  $k_z = 0$ , відповідно до рівняння (2.2), *радіальна* зона відсічення звужується до мінімуму, що визначає оптимальні умови для узгодження антена-плазма.

Зазвичай, в області відсічення, де може розміщуватись антена,  $\varepsilon_{\perp}$  негативно. Для континууму Альфвенових хвиль там теж зона відсічення, і тому нема навіть слабого його збудження антеною.

Результати розрахунків для іонно-циклотронного ВЧ методу представлені в (Moiseenko et al. 2005). Вони були виконані для відкритої пастки реакторного масштабу (Ågren et al. 2005) з плескаючими іонами дейтерію, замкненими в магнітному полі з пробковим фактором  $\Pi = 3$ .

У всіх розрахунках відбувається загасання хвиль за один прохід в циклотронній зоні дейтерію. Це призводить до слабкої залежності внесеного опору антени від змін густини плазми. Майже повне затухання хвилі та відсутність залежності від поздовжньої іонної температури вказує на існування магнітного берега після конверсії ШМЗХ в ШАХ. З картин електромагнітного поля видно лише невелике збудження Альфвенових резонансів. Така схема нагріву є ефективною в широкому діапазоні концентрацій дейтерію  $C_D = 5 \div 50\%$ . Той факт, що можуть бути використані високі концентрації домішок, має практичне значення.

### **2.1.3. Нагрівання на другій циклотронній гармоніці**

Іонно-циклотронне загасання ШМЗХ (див. Stepanov, 1960, Perkins, 1977) на другій гармоніці викликано неоднорідністю електромагнітного поля в напрямі поперек постійного магнітного поля і тепловим рухом іонів. Нагрівання іонів на другій гармоніці було експериментально перевірено в токамаках. Такий нагрів застосовувався в експериментах з відкритими пастками (див. Yasaka et al. 2003). Теоретичний аналіз цього нагріву наданий у роботах (Moiseenko et al. 2006a), (Moiseenko et al. 2007), (Moiseenko et al. 2007a), (Moiseenko et al. 2007b). У порівнянні з іонно-циклотронним нагріванням на основній гармоніці

циклотронне загасання хвиль на другій гармоніці більш слабе, і співвідношення коефіцієнтів загасання пропорційно  $(k_{\perp} \rho_{L\alpha})^2$ , яке зазвичай є малим числом. Тут  $\rho_{L\alpha}$  – іонний Ларморів радіус. Якщо хвиля поширюється в неоднорідному магнітному полі, оцінка умови для загасання хвилі за один прохід уздовж плазмового шнуру така:

$$C_{\alpha} (k_{\perp} \rho_{L\alpha})^2 \frac{|E_{+}|}{|\mathbf{E}|} k_z \Delta L > 1 \quad (2.5)$$

Тут  $E_{+}$  – лівополяризований компонент електричного поля,  $\Delta L$  – ширина резонансної зони, яка може бути знайдена з умови  $|\beta_{\alpha}| \leq 1$  з  $\beta_{\alpha} = (\omega - \omega_{c\alpha}) / |k_{\parallel} v_{T\parallel\alpha}|$  і  $v_{T\parallel\alpha}$  – поздовжня теплова швидкість іонів. Умова для загасання за один прохід вимагає, щоб обидва компонента хвильового вектора не були малими. Таким чином,  $k_z \sim k_{\perp} \sim k_A$ , де  $k_A = \omega / v_A$  і  $v_A$  – Альфвенова швидкість. Використовуючи це, нерівність (2.5) можна переписати таким чином

$$C_{\alpha} \frac{|E_{+}|}{|\mathbf{E}|} (k_A \rho_{L\alpha})^3 \frac{v_{T\parallel\alpha}}{v_{T\perp\alpha}} k_A L_H > 1 \quad (2.6)$$

де  $L_H$  – характерний просторовий масштаб магнітного поля. З лівого боку у виразі (2.6) усі величини малі, крім добутку  $k_A L_H$ , який має компенсувати малість інших величин. У невеликих відкритих пастках це можливо тільки поблизу мінімуму магнітного поля (Kasilov et al. 1992), де  $L_H$  досягає максимуму. У великих пристроях реакторного масштабу умову загасання за один прохід виконати простіше.

Поправка другого порядку по скінченому Ларморівому радіусу до тензора діелектричної проникності з урахуванням другої гармоніки

$$\delta \varepsilon_{++} = -k_{\perp}^2 \tilde{\varepsilon}_{+2} / 4 \quad (2.7)$$

вносить вклад тільки в лівополяризований компонент електричного поля. Вираз для  $\tilde{\varepsilon}_{+2}$  можна отримати з формул для тензора діелектричної проникності гарячої плазми

$$\tilde{\varepsilon}_{+2} = \sum_{\alpha} \frac{4\omega_{p\alpha}^2 v_{T\perp\alpha}^2}{\omega |k_{\parallel} v_{T\parallel\alpha}| \omega_{c\alpha}^2} \left[ F(\beta_{2\alpha}) - \frac{i\sqrt{\pi}}{2} \exp(-\beta_{2\alpha}^2) \right] \times \quad (2.8)$$

$$\left[ 1 + (1 - 2\omega_{c\alpha} / \omega)(v_{T\perp\alpha}^2 / v_{T\parallel\alpha}^2 - 1) \right]$$

де  $F$  – інтеграл Доусона. Якщо профіль густини плазми прямокутний з плоскою вершиною,  $k_{\perp}$  є постійним по радіальній координаті і повільно змінюється уздовж. У такому випадку дія  $\delta\varepsilon_{++}$  подібна до тієї, яку робить віртуальна мала добавка з подвійною циклотронною частотою, і швидка хвиля поширюється так само, як у випадку добавки.

Якщо профіль густини плазми неплоский, фізична модель циклотронного нагрівання на другій гармоніці має відмінності і тепер  $k_{\perp}$  змінюється поперек плазмового шнура і зануляється в радіальній точці відсічення поблизу краю плазми. У точці відсічення поправка на другу гармоніку до тензора діелектричної проникності зникає. Це зокрема означає, що умова відсічення така ж, як для холодної плазми. Якщо  $|k_z|$  зростає при поширенні хвилі в область меншого магнітного поля, точка відсічення рухається всередину плазмового шнура і область локалізації ШМЗХ звужується. При певному  $|k_z|$  область поширення припиняє своє існування. У зв'язку з тим, що це значення не може бути перевищено, істотного збільшення  $|k_z|$  не очікується навіть у циклотронній зоні.

Введення  $\delta\varepsilon_{++}$  в рівняння Максвелла збільшує порядок дисперсійного рівняння для  $k_{\perp}^2$ . З'являється нова гілка плазмових хвиль – іонна Бернштейнова хвиля (ІБХ). ШМЗХ може конвертувати в неї. Це небажано в рамках обговорюваного сценарію нагріву на другій гармоніці, оскільки може привести до нагрівання периферії плазми. Умову конверсії важко оцінити аналітично в дво- або тривимірній неоднорідній плазмі. Конверсію можна очікувати, якщо

$\delta\epsilon_{++}$  одного порядку з компонентом тензора діелектричної проникності холодної плазми. Цього можна уникнути, зменшивши  $|k_{\perp}|$  і збільшивши  $|k_z|$  для ШМЗХ.

Як зазначалося вище, нагрів на другій гармоніці подібний нагріванню добавки. В (Moiseenko et al. 2006) представлені результати розрахунків для нагріву на добавці і на другій гармоніці іонної циклотронної частоти в великій відкритій пастці. Нагрівання на добавці використане для дейтерію, а нагрів на другій гармоніці – для тритію. При нагріванні на другій гармоніці конверсія ШМЗХ-ІВХ не спостерігалася.

#### **2.1.4. Нагрівання частково іонізованої плазми**

Спосіб нагріву частково іонізованої плазми був описаний в роботі (Moiseenko, 1986). Він використовує загасання швидких хвиль на зіткненнях, яке є сильним завдяки високій частоті зіткнень перезарядки. Так як час нагрівання обмежений тривалістю іонізації нейтрального газу, нагрів повинен бути досить інтенсивним, щоб досягти високої кінцевої температури іонів.

#### **2.1.5. Резюме**

Розглянуто схеми нагріву плазми відкритих пасток за допомогою швидкої хвилі, тобто магнітний берег, нагрів на добавці і нагрів на другій гармоніці, та описані їх властивості.

Нагрівання в режимі магнітного берега ефективно для плазми з сплосченим прямокутним профілем густини. Для неплоских профілів величина густини плазми обмежена верхньою і нижньою межами. Ці межі перешкоджають використанню цього нагріву в великих пристроях. У маленьких пристроях з компактними антенами збудження Альфвенова резонансу грає значну роль в даній схемі нагріву.

Сценарій нагріву на добавці досить ефективний у відкритих пастках. У маленьких пастках може бути використано збудження єдиного глобального

резонансу, але сценарій перекриття глобальних резонансів має очевидні переваги. Для великих пасток нагрів на добавці в режимі конверсії ефективний в широкому діапазоні концентрацій добавки і густини плазми. Цей сценарій нагріву дозволяє розміщувати антену далеко від місця розташування гарячих іонів. Проста антена напіввиткового типу є підходящим варіантом для реалізації цього сценарію. Однак даний метод нагріву може ефективно застосовуватись тільки для легких іонів добавки.

Нагрівання на другій гармонії може бути застосоване для важких іонних компонентів, таких як тритій. Він може бути реалізований в режимі перекриття глобальних резонансів. Конверсія ШМЗХ-ІВХ може привести до переважного нагрівання периферії плазмового шнура. Однак розрахунки показують, що цього можна уникнути. Ефективність нагрівання на другій гармонії дещо менша за рахунок слабшого загасання хвилі, ніж при нагріванні на добавці.

Чисельні розрахунки показали, що у відкритій пастці реакторного масштабу хлюпаючі іони дейтерію можуть бути нагріті за схемою нагріву на добавці, а іони тритію можуть – нагріванням на другій гармонії.

Спосіб нагріву частково іонізованої плазми найменш досліджений. Однак розрахунки вказують на його перспективи для імпульсних режимів.

## **2.2. Іонно-циклотронне нагрівання хлюпаючих іонів у відкритій пастці з прямими силовими лініями**

### **2.2.1. Відкрита пастка з прямими силовими лініями**

Відкрита пастка з прямими силовими лініями (Ågren et al. 2004, Ågren et al. 2005) – відносно нещодавно запропонований пристрій для термоядерного синтезу. Важливою особливістю цього пристрою є МГД (магніто-гідродинамічна) стійкість, яка забезпечується наявним мінімумом магнітного поля  $B$ , мінімальної еліптичності магнітних поверхонь і локальної омнігенністю з нульовою шириною бананової орбіти до першого порядку за  $\beta$  в плазмі (Ågren et al. 2005a).

З популяцією хлюпаючих іонів відкрита пастка з прямими силовими лініями може бути використана, як термоядерний реактор з відносно високим фактором  $Q_{fus}$  (фактором множення енергії) (Ågren et al. 2005b). Але найбільш перспективне її використання очікується в якості джерела термоядерних нейтронів для досліджень поведінки матеріалів термоядерного реактора та для керування підкритичною ядерною збіркою для трансмутації відпрацьованого ядерного палива (Ågren et al. 2008).

Хлюпаючі іони – енергійні іони з розподілом швидкості, сконцентрованим в певному пітч-куті, які захоплені магнітним полем між точками відбиття, де зростає їх концентрація. Стандартний метод для отримання хлюпаючих іонів у відкритій пастці – інжекція нейтрального пучка (Simonen et al. 1983). Альтернативний підхід, хоча, ще не перевірений експериментально з достатньою потужністю нагріву (Ross et al. 1988) полягає в тому, щоб створити хлюпаючі іони за допомогою високочастотного (ВЧ) нагрівання.

Повний опис утримання хлюпаючих іонів – складна самоузгоджена задача, що включає визначення їх розподілу в просторі швидкостей і збудження і поглинанням ВЧ поля. Незважаючи на велику складність, це завдання в принципі може бути вирішене. Але досить точну інформацію можна отримати з спрощеного аналізу, де кінетична і електромагнітна частини завдання можуть бути розділені.

Необхідно мати дві окремі системи ВЧ нагрівання для підтримки популяції хлюпаючих іонів дейтерію і тритію. У цій секції розглянуто нагрів іонів дейтерію швидкими хвилями.

### **2.2.2. Опис моделі**

Модель призначена для електромагнітних розрахунків, які використовуються для аналізу нагріву високоенергійних іонів у відкритій пастці реакторного масштабу, схематично зображеної на Рис. 2.2. Вона частково описана в підрозділі 1.4 цієї дисертації.

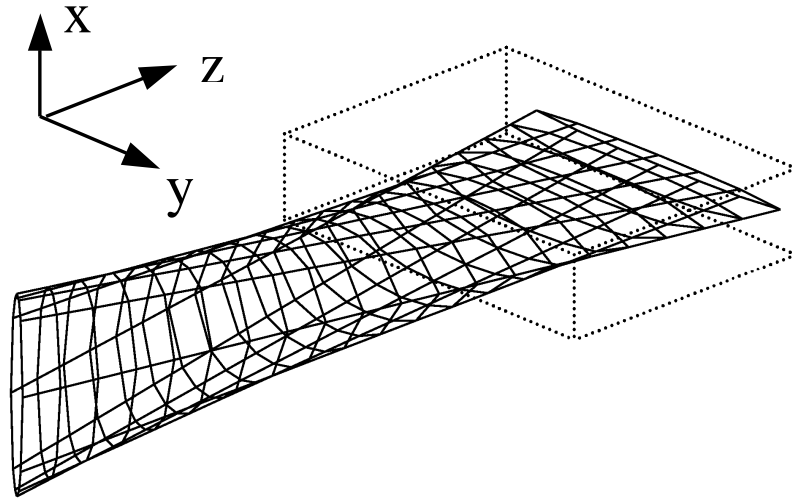


Рис. 2.2 Відкрита пастка з прямими силовими лініями

Магнітне поле відкритої пастки описується формулою:

$$\mathbf{B} = B_0 \left[ \frac{\mathbf{e}_z}{1 - z^2/c_f^2} - \mathbf{e}_x \frac{x}{c_f} \frac{1 + z/c_f}{(1 - z^2/c_f^2)^2} + \mathbf{e}_y \frac{y}{c_f} \frac{1 - z/c_f}{(1 - z^2/c_f^2)^2} \right], \quad (2.9)$$

де  $c_f$  – половина відстані між лівою і правою фокальними лініями пастки. У фокусах  $z = \pm c_f$  магнітне поле стає нескінченним. Для установки реакторного масштабу  $c_f = 50$  м,  $a = 150$  см і  $B_0 = 1.5$  Тл. Тут  $a$  – плазмовий радіус в центральній площині, де магнітні поверхні мають круговий перетин. Пастка утримує хлюпаючі іони дейтерію і тритію. з точками відбиття в  $B_m = 4B_0$ , що відповідає координаті  $z/c_f = \sqrt{3}/2$ . Зі схеми ВЧ нагрівання, описаної вище, витікає, що циклотронний резонанс для дейтерію повинен бути поблизу цієї точки, і оцінка частоти нагріву дає  $\omega \approx 3 \cdot 10^7$  сек<sup>-1</sup>. Тоді циклотронний резонанс для тритію знаходиться в магнітному полі  $B_{CT} = 6B_0$ , що відповідає  $z/c_f = \sqrt{5/6}$ .

Відстань між цими двома резонансами мала, тобто  $\Delta z_{cDT} = (\sqrt{5/6} - \sqrt{3}/2)c_f \approx 0.047c_f$ , і через те, що основні ВЧ явища відбуваються в цій вузькій області, достатньо розглянути тільки зони поблизу

двох циклотронних резонансів. Ми вибираємо край пастки в  $z = \pm 0.9c_f$ , що відповідає пробковому відношенню 5.3, і розглянемо ВЧ нагрівання на одному з кінців пастки. Область розрахунків  $z \in (0.82c_f, 0.9c_f)$ , тобто  $41 \text{ м} < z < 45 \text{ м}$ , яка охоплює циклотронну зону дейтерію.

Компоненти утримуючого магнітного поля  $B_x$  і  $B_y$  одного порядку, проте, як випливає з рівняння (2.9), просторові масштаби їх зміни різні. В області розрахунків, де  $z$  є позитивним, магнітні поверхні стиснуті по  $x$  і витягнуті по  $y$ , що призводить до еліптичності магнітної поверхні  $\varepsilon_{el} = (1 + |z/c_f|)/(1 - |z/c_f|)$  (див. Ågren et al. 2004), яка лежить в проміжку від  $\varepsilon_{el \min} = 10.1$  при  $z = 0.82c_f$  до  $\varepsilon_{el \max} = 19$  при  $z = 0.9c_f$ . Компоненти магнітного поля змінюються повільно в напрямку  $y$ , і ці зміни не роблять істотного впливу на ВЧ нагрівання. З цієї причини ми припускаємо однорідність плазми і магнітного поля уздовж  $y$ .

У моделі ВЧ нагрівання хлюпаючих іонів вищезазначена область плазмового шнура оточена прямокутним металевим коробом з однієї відкритої стороною при  $z = 41 \text{ м}$  і з розмірами  $L_x = 60 \text{ см}$ ,  $L_y = 600 \text{ см}$  і  $L_z = 400 \text{ см}$ . Розподіл густини плазми зображено на Рис. 2.3. Через наявність хлюпаючих іонів плазма неоднорідна не тільки поперек плазмового шнура, а й уздовж магнітного поля.

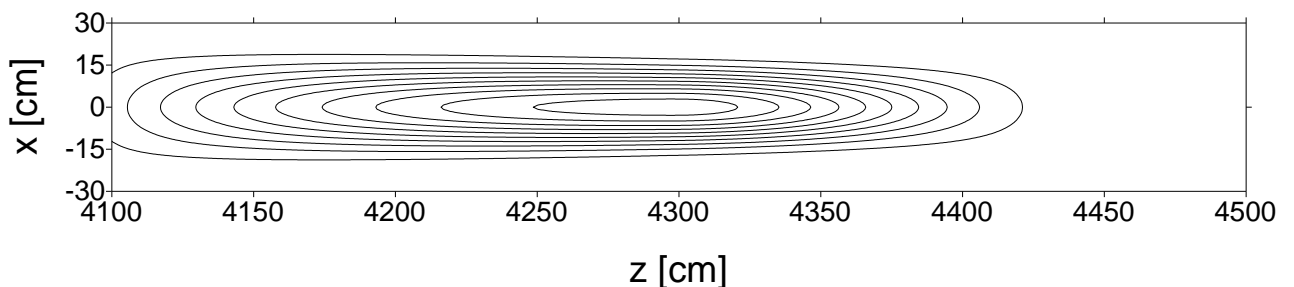


Рис. 2.3 Розподіл густини плазми з піком густини хлюпаючих іонів при  $z = 43 \text{ м}$

Для опису передачі ВЧ потужності хлюпаючих іонів необхідно вирішити крайову задачу для рівнянь Максвелла

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} - k_0^2 \hat{\varepsilon} \cdot \mathbf{E} = 4\pi i \omega \mu_0 \mathbf{j}_{ext} \quad (2.10)$$

Тут  $\mathbf{j}_{ext}$  – щільність зовнішнього електричного струму (струму в антені).

Крайова умова на металевій поверхні така:

$$\mathbf{E} \times \mathbf{n} = 0,$$

де  $\mathbf{n}$  – вектор нормалі до поверхні. Крайова умова на лівій стінці короба при  $z = 41$  см

$$\frac{\partial}{\partial z} (\mathbf{E} \times \mathbf{e}_z) + ik_w (\mathbf{E} \times \mathbf{e}_z) = 0, \quad (2.11)$$

де  $k_w$  – константа. Ця крайова умова дисипативна. Вона призначена для моделювання загасання за один прохід хвилі, запущеної до центральної частини пастки, яка знаходиться поза областю розрахунків.

Рівняння (2.10) описує і швидкі, і повільні хвилі. Повільні хвилі не грають великої ролі даному сценарію нагріву, і, таким чином, завдання можна спростити. Це можна зробити, використовуючи наближення малої електронної маси, в якому нехтують поздовжнім компонентом електричного поля в операторі Максвелла. Це наближення засноване на тому, що  $|E_{\parallel}| \ll |\mathbf{E}|$  для швидких хвиль. Після цього рівняння (2.10) приймає вигляд

$$\nabla \times \nabla \times [\mathbf{E} - \mathbf{e}_{\parallel} (\mathbf{e}_{\parallel} \cdot \mathbf{E})] - k_0^2 \hat{\varepsilon} \cdot \mathbf{E} = 4\pi i \omega \mu_0 \mathbf{j}_{ext}. \quad (2.12)$$

де  $\mathbf{e}_{\parallel} = \mathbf{V}/V$ .

Для швидких хвиль теплові поправки до тензора діелектричної проникності холодної плазми, пов'язані з іонним гірорадіусом, малі всюди, крім області поблизу другої гармоніки циклотронного резонансу. Оскільки такої резонансною зони немає всередині області розгляду, поправками, пов'язаними з скінченим гірорадіусом іонів, можна знехтувати.

Поправки, викликані скінченою величиною  $k_{\parallel}$  важливі тільки для резонансної частини тензора діелектричної проникності. Даний резонансний

компонент для іонів –  $\varepsilon_{++} = \mathbf{e}_+^* \cdot \hat{\varepsilon} \cdot \mathbf{e}_+$ , де  $\mathbf{e}_+ = (\mathbf{e}_\tau - i\mathbf{e}_y)/\sqrt{2}$  і  $\mathbf{e}_\tau = \mathbf{e}_y \times \mathbf{e}_\parallel$ , і ми використовуємо такий вираз:

$$\varepsilon_{++} = 1 - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega |k_{\parallel} v_{T\alpha}|} \left[ F(\beta_{\alpha}) - \frac{i\sqrt{\pi}}{2} \exp(-\beta_{\alpha}^2) \right], \quad (2.13)$$

де  $\beta_{\alpha} = (\omega - \omega_{c\alpha})/|k_{\parallel} v_{T\alpha}|$ ,  $F$  – інтеграл Доусона. Використання формули (2.13) вимагає знання  $k_{\parallel}$ . Ця проблема обговорювалася в (Moiseenko et al. 1993), де розв'язки, отримані в рамках подібної моделі, були порівняні з розв'язками, отриманими з використанням більш точної нелокальної моделі, в яку не входить такий вільний параметр. У тому дослідженні отримана лише невелика різниця в результатах розрахунків.

Рівняння (2.12) вирішено чисельно з використанням однорідної прямокутної сітки за координатами  $z$  і  $x$  і розкладання в ряд Фур'є по координаті  $y$ . Дискретизація здійснювалася за описаною в розділі 1.4 схемою (Moiseenko, 2006b) без використання шахової сітки за допомогою методу скінченних різниць, аналогічного методу зважених нев'язок з однорідними скінченими елементами (Moiseenko, 2003). Використовувалася різницева схема другого порядку. Використання звичайної сітки замість шахматної, яка стандартно використовується для вирішення рівнянь Максвелла, дозволило провести чіткий поділ резонансного і нерезонансних компонентів електричного поля.

### 2.2.3. Результати розрахунків

Одне з завдань для ВЧ нагрівання – вибір антени. Для збудження тільки швидких хвиль, антена не повинна мати струмів уздовж постійного магнітного поля (див., наприклад, Moiseenko, 2001). Це означає, що допустимі струми в напрямку вісі  $y$  і в тангенційному напрямку, який мало відрізняється від напрямку вздовж  $x$ . Була обрана антена, що складається з напіввиткових елементів спрямованих уздовж вісі  $y$ . Для хорошого узгодження з плазмою,

поверхня напіввитка повинна бути розміщена якомога ближче до поверхні плазми. Це визначає розмір напіввитка уздовж вісі  $x$ .

Що стосується вибору місця розташування антени по  $z$ , краще розміщувати її поблизу зони відсічення ШМЗХ, де поле хвилі максимально виходить назовні з плазмового шнура і де легше досягти хорошого узгодження антени з плазмою.

Поверхня відсічення ШМЗХ може бути знайдена з формули

$$k_{\perp}^2 = k_0^2(\varepsilon_{\perp} - g^2 / \varepsilon_{\perp}). \quad (2.14)$$

Ми бачимо, що хвилі з меншими  $k_{\perp}^2$  мають поверхні відсічення при більш низьких густинах плазми. Таким чином, область, де густина плазми зменшується на кінці пастки, може бути підходящим місцем для розміщення антени. Регулюючи положення по  $z$ , можна контролювати поперечне хвильове число запущеної хвилі.

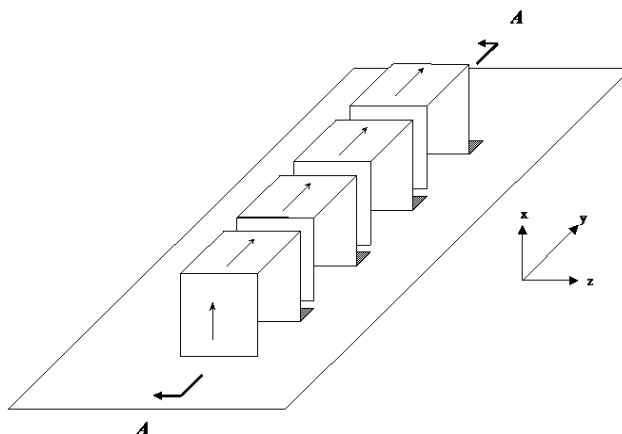


Рис. 2.4 Напівввиткова антена

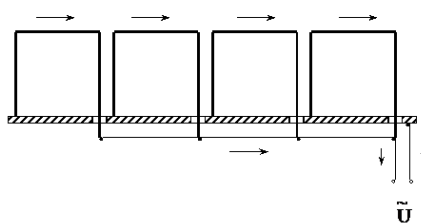


Рис. 2.5 Електрична схема напівввиткових антени

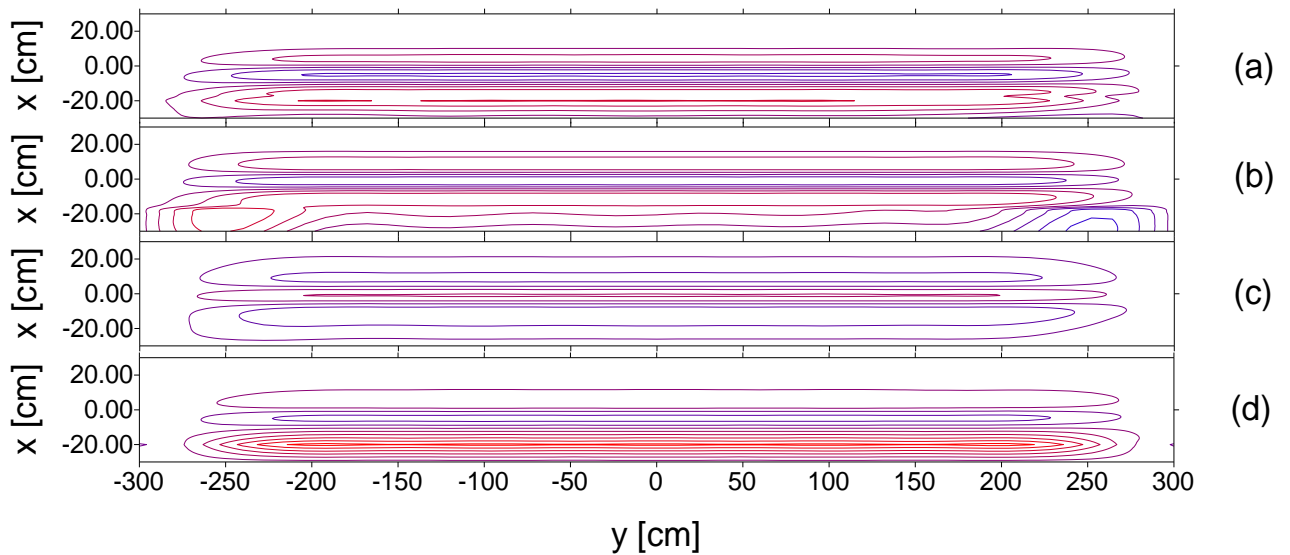


Рис. 2.6 Лінії рівня а)  $\text{Re } E_\tau$ , б)  $\text{Im } E_\tau$ , в)  $\text{Re } E_y$  і д)  $\text{Im } E_y$  в перерізі  $z = z_a$ . Червоний колір відповідає за напруженість поля  $0.55 \text{ В / см}$ , синій –  $0.55 \text{ В / см}$ . Струм антени  $1 \text{ А}$

Ми розглядаємо антену, яка збуджує хвилі з малими  $k_y$ . Така антена схематично зображена на Рис. 2.4 – 2.5. Вона складається з декількох напіввиткових елементів, спрямованих уздовж  $y$ . Усі елементи антени живляться в нульовій фазі. З фізичної точки зору ця антена еквівалентна антені з одним напіввитком сукупної довжини. Поділ антени на напіввитки, з'єднані паралельно, дозволяє зменшити її електричний імпеданс. Обрані наступні параметри антени: висота  $l_x = 10 \text{ см}$ , ширина  $l_z = 25 \text{ см}$  і довжина  $l_y = 500 \text{ см}$ . Координата антени від центру пастки –  $z_a = 3388 \text{ см}$ .

Для чисельних розрахунків обрано такі параметри: густина плазми (в її максимумі)  $n_{p0} = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , частота нагріву –  $\omega = 2.5 \cdot 10^8 \text{ сек}^{-1}$ , поздовжні теплові швидкості дейтерію і тритію –  $v_{D\parallel 0} = v_{T\parallel 0} = 5 \cdot 10^5 \text{ м / сек}$ , концентрація дейтерію  $C_D = 0.4$ ,  $k_{\parallel} = 0.4 \text{ см}^{-1}$  і  $k_w = 0.1 \text{ см}^{-1}$ . Для даного набору параметрів розподіл електромагнітних полів представлено на Рис. 2.6 і 2.7.

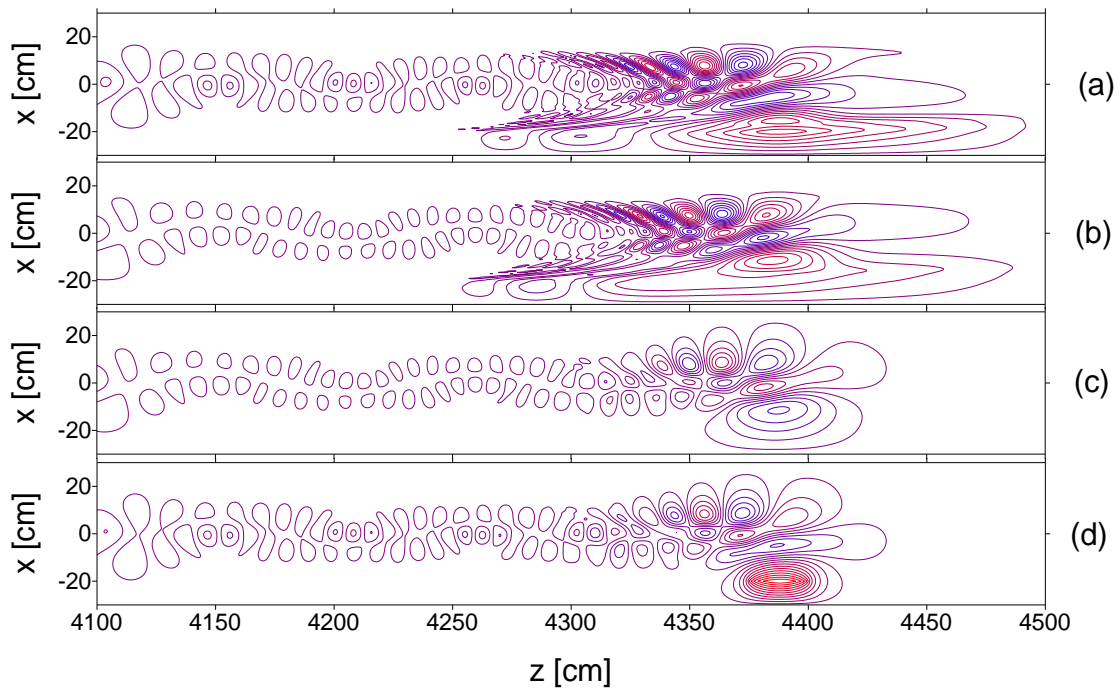


Рис. 2.7 Аналогічно до Рис. 2.6 у перерізі  $y = 0$

Незважаючи на те, що струми антени обрані реальними, дійсна і уявна частини амплітуд полів мають один порядок, що свідчить про наявність біжучої хвилі. Відповідно до форми струму антени електромагнітні поля не формують коливальну структуру уздовж  $y$ . Уздовж  $x$  поле хвилі має два вузли, що вказує на домінування третьої радіальної моди. У перетині  $y = 0$ , поблизу антени ( $z = 4350 \dots 4400 \text{ cm}$ ), картина полів має риси, характерні для ШМЗХ. При зменшенні  $z$  зменшується амплітуда компонента поля  $E_y$ , в той час як компонент  $E_r$  не зменшується при наближенні до зони сильного циклотронного загасання. Структура хвилі поблизу циклотронного резонансу дейтерію може бути розцінена, як структура ШАХ. Фронт ШАХ опуклий. Це можна пояснити меншою шириною циклотронної зони дейтерію на периферії плазми, де ШАХ підходить ближче до іонно-циклотронному резонансу. На периферії плазми спостерігається досить слабе збудження Альфвенових резонансів.

Найбільш важливим фактом в цих розрахунках є те, що основна частина енергії хвилі поглинається поблизу циклотронної зони дейтерію. Лише

незначна частина енергії хвилі, близько 6%, досягає лівого краю області розгляду в  $z=4100\text{см}$ . Внесений опір антени, який є характеристикою ефективності антени, розраховується за формулою

$$r_a = 2P_{tot} / I^2, \quad (2.15)$$

де

$$P_{tot} = P_{dis} + P_{fl}, \quad (2.16)$$

$P_{dis} = \frac{\omega\epsilon_0}{2} \int dV |E_+|^2 \text{Im} \epsilon_{++}$  – потужність, поглинена в плазмі,  $P_{fl} = \int \mathbf{\Pi} \cdot d\mathbf{s}$  – потік енергії, що виходить через лівий край області розгляду через дисипативність крайових умов (2.11),  $\mathbf{\Pi}$  – вектор Пойнтінга і  $I$  – струм антени. Відповідно до формули (2.16) індукований опір антени ділиться на дві частини  $r_a = r_{dis} + r_{fl}$ . Для наведеного розрахунку  $r_a = 53.1$  Ом і  $r_{fl} = 2.96$  Ом, і таким чином, лише мала частина ВЧ потужності проходить через циклотронну зону дейтерію і йде до основної частини відкритої пастки. Розподіл поглиненої потужності показано на Рис. 2.8.

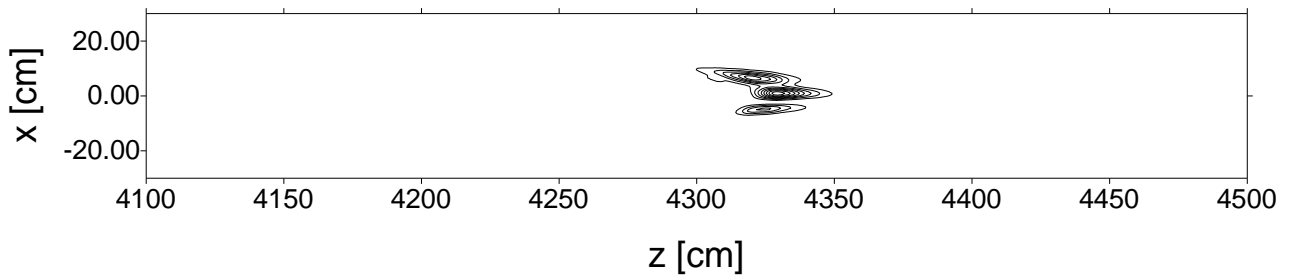


Рис. 2.8 Розподіл енерговнеску в площині  $y = 0$

Щільність поглиненої потужності досягає максимуму на осі і зрушена в бік магнітних полів більших, ніж поле циклотронного резонансу. Це означає, що ефект Доплера впливає на резонансне поглинання. Оскільки температура іонів має максимум на вісі, зсув більший поблизу неї, аніж на периферії плазми.

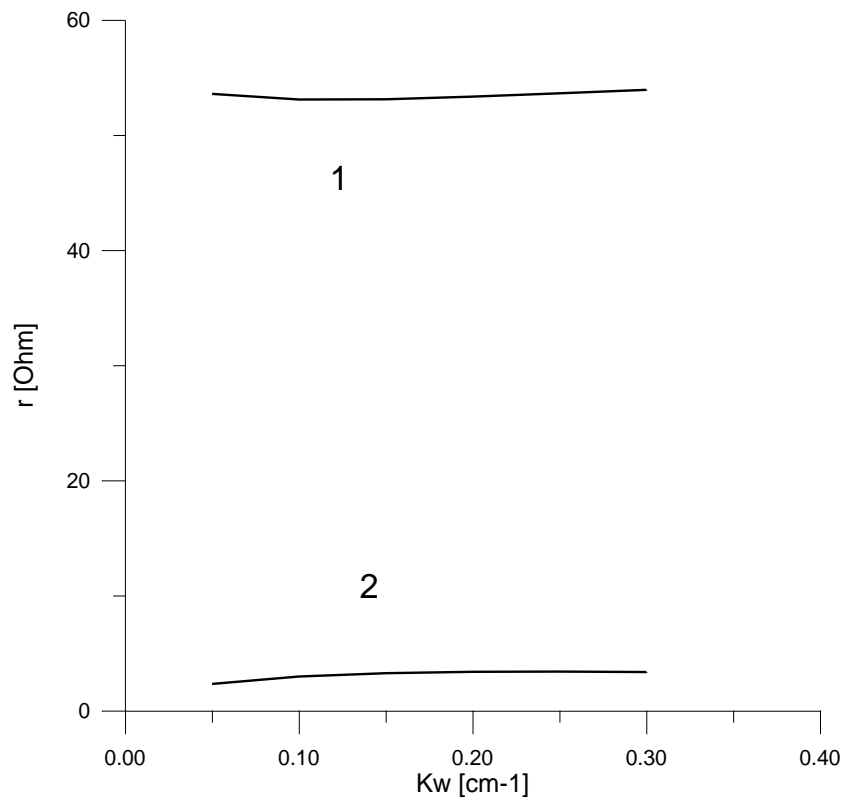


Рис. 2.9 Внесені опори антени  $r_a$  (крива 1) і  $r_{fl}$  (крива 2) як функції  $k_w$

На Рис. 2.9 зображена залежність внесеного опору антени від параметра  $k_w$ . Малюнок демонструє дуже низьку чутливість внесеного опору антени до значення цієї константи. Інша величина, яка повинна бути задана –  $k_{||}$ , яка присутня у формулі (2.13) тільки в добутку з поздовжніми тепловими швидкостями. У нашому випадку теплова швидкість тритію не приводить до поглинання хвилі, і важливим є лише добуток  $k_{||}v_{D||0}$ .

Рис. 2.10 показує залежність внесеного опору від  $v_{D||0}$ . Відзначимо, що ця залежність слабка в широкому діапазоні параметра  $v_{D||0}$ .

Це говорить про те, що конверсія ШМЗХ-ШАХ є домінуючим процесом для ВЧ поглинання поля в режимі магнітного берега тому, що поглинання ШАХ майже повне і в даному випадку майже не залежить від температури іонів.

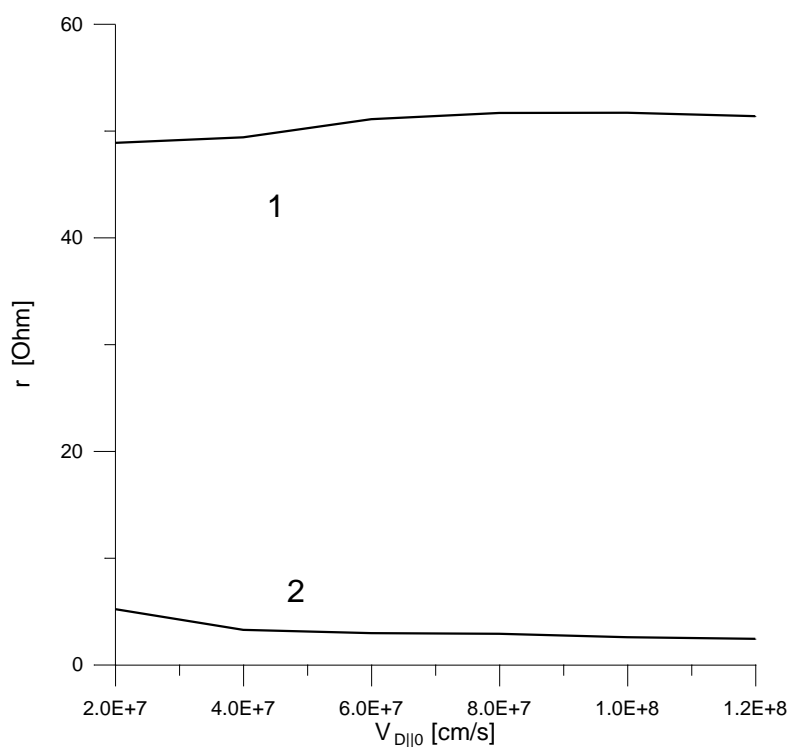


Рис. 2.10 Внесені опори антени  $r_a$  (крива 1) і  $r_{fl}$  (крива 2) як функції поздовжньої теплової швидкості  $v_{D||0}$

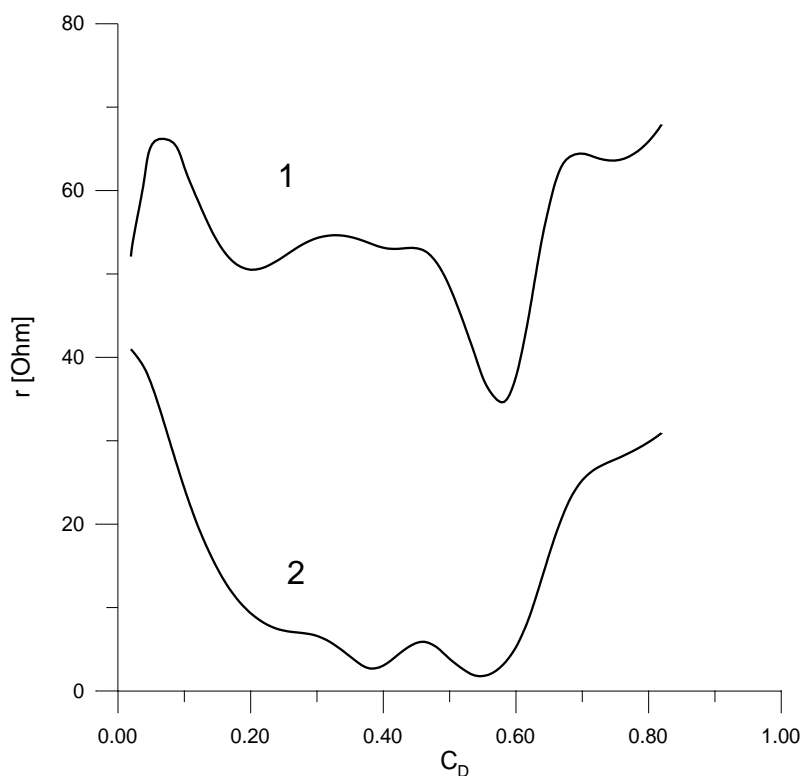


Рис. 2.11 Внесені опори антени  $r_a$  (крива 1) і  $r_{fl}$  (крива 2) як функції концентрації дейтерію  $C_D$

Залежність внесеного опору антени від концентрації дейтерію показана на Рис. 2.11. Внесений опір великий в широкому діапазоні значень  $C_D$ . В інтервалі  $0.6 > C_D > 0.2$  лише мала частина ВЧ потужності проходить через зону циклотронного резонансу дейтерію і досягає основної частини відкритої пастки.

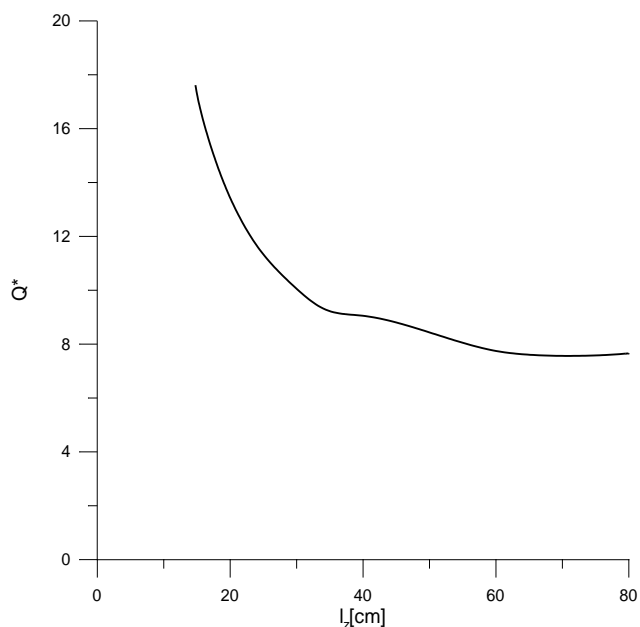


Рис. 2.12  $Q^*$  антени, як функція ширини антени  $l_z$

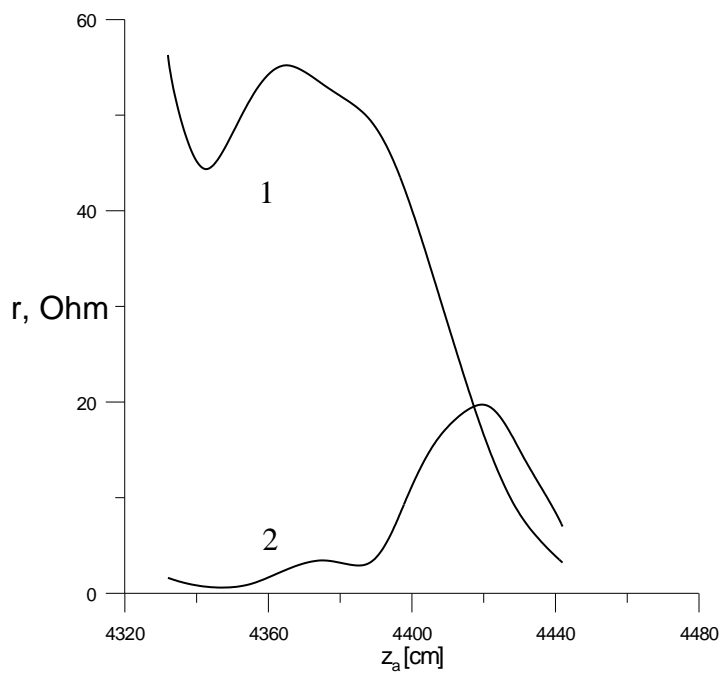


Рис. 2.13 Внесені опори антени  $r_a$  (крива 1) і  $r_{fl}$  (крива 2) як функції розташування антени  $z_a$

Щодо оцінки якості роботи антени введемо ефективну добротність

$$Q^* = \mu_0 \omega \frac{l_y l_x}{l_z r_a}$$

Ця величина повинна бути мінімальною. Як видно з Рис. 2.12,  $Q^*$  є досить низькою для  $l_z$  в діапазоні 60–80см.

Рис. 2.13 демонструє, що зміщення антени від її початкового положення в напрямі до середньої площині пастки не приводить до достатнього збільшення внесеного опору, в той час, як зміщення в протилежному напрямку зменшує ефективність нагріву.

Наступна серія розрахунків стосується того, в якому режимі здійснюється ВЧ нагрівання. Перший характерний режим – збудження окремого глобального резонансу, і другий – режим перекриття глобальних резонансів. Перший режим характеризується сильною залежністю внесеного опору від густини плазми або частоти нагріву. В цьому режимі спостерігаються гострі піки імпедансу антени в разі виконання умов глобального резонансу. Для забезпечення високої ефективності ВЧ системи зміни у внесеному опорі повинні бути мінімізовані під час роботи пристрою. Якщо глобальний резонанс не широкий, необхідна система зворотного зв'язку, яка підтримує умови резонансу. Режим перекриття глобальних резонансів реалізований, коли ширина резонансу більше відстані між сусідніми резонансами. В результаті чого, крива імпедансу не має резонансних піків. З цієї причини даний режим більш сприятливий для ВЧ нагрівання. Як можна побачити з Рис. 2.14, у розрахунках спостерігається режим перекриття глобальних резонансів. Амплітуда коливань внесеного опору, як функція густини плазми, мала і зміна середньої величини внесеного опору незначна.

Остання серія розрахунків досліджує вплив поперечної енергії іонів дейтерію на характер ВЧ нагрівання. Одним з факторів, який може вплинути на умови ВЧ нагрівання, є величина  $k_{\perp}^2 \rho_{LD}^2$ , де  $\rho_{LD}$  – Ларморів радіус дейтерію. Оцінки показують, що для даного випадку, ця величина набагато менше

одиниці. Вона зростає в області Альфвенових резонансів, але в даних розрахунках вони не істотні.

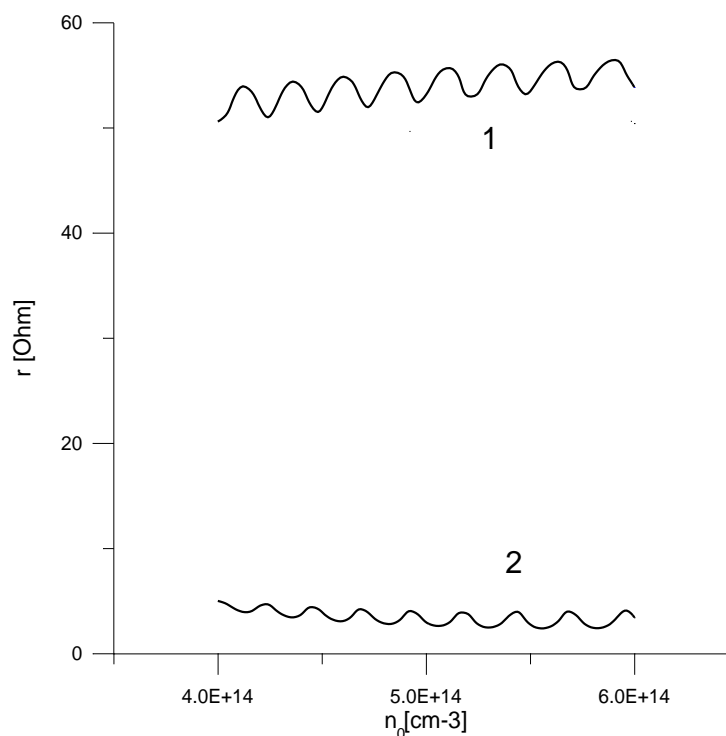


Рис. 2.14 Внесені опори антени  $r_a$  (крива 1) і  $r_{fl}$  (крива 2) як функції густини плазми

Інший фактор – зменшення магнітного поля всередині плазми, викликане впливом діамагнетизму плазми. Діамагнетизм зміщує циклотронну зону ближче до антени і робить зону поширення хвилі і зону конверсії більш компактними. Діамагнетизм плазми забезпечує зменшення магнітного поля в поперечному перерізі магнітної трубки.

У чисельній моделі, діамагнетизм плазми включений додаванням поправки скінченного бета до магнітного поля  $\mathbf{V}_\beta = \mathbf{V}\sqrt{1-\beta}$ .

Результати розрахунків представлені на Рис. 2.15. Збільшення тиску плазми не робить сильного впливу на внесений опір антени, і частина потужності, яка передається основній частині відкритої пастки, залишається малою. Однак характер енерговнеску змінюється в основному через зміни в розташуванні циклотронної зони.

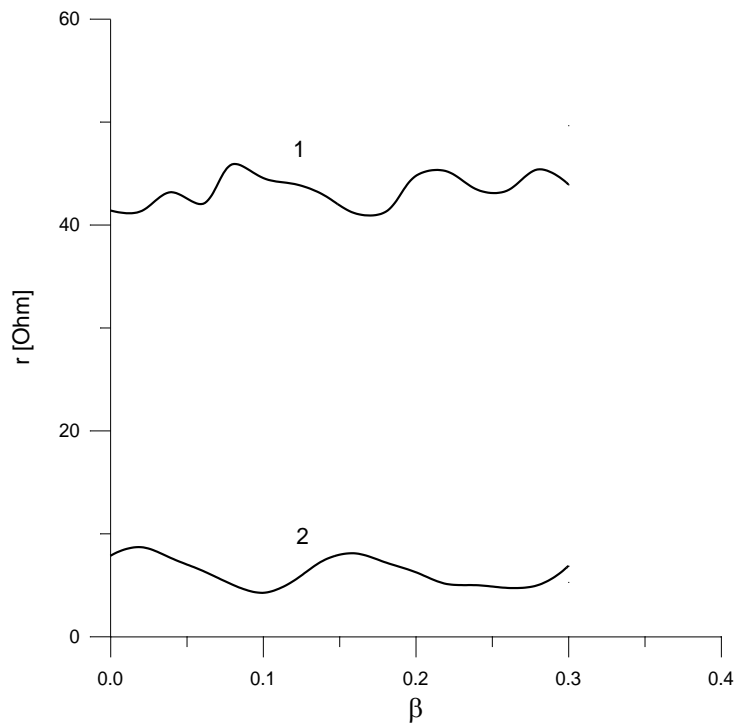


Рис. 2.15 Внесені опори антени  $r_a$  (крива 1) і  $r_{fl}$  (крива 2) як функції скінченого бета плазми

Крім того, потужність, яка передається іонам через Альфвенів резонанси, дещо збільшується зі зростанням тиску плазми. Але ВЧ енерговнесок залишається високим навіть при високому тиску.

#### 2.2.4. Висновки

Вивчено один з можливих сценаріїв нагріву хлюпаючих іонів у відкритій пастці з прямими силовими лініями. Проаналізовано можливості використання іонно-циклотронного нагрівання плазми з двома сортами іонів у відкритій пастці реакторного масштабу, і розглянута схема з конверсією поздовжньої хвилі і нагріванням на основній гармоніці іонів дейтерію в тритієвій плазмі. Ця схема, на відміну від іонно-циклотронного нагрівання в токамаках, забезпечує іонний нагрів з високою концентрацією "добавки" дейтерію без суттєвої конверсії в повільні хвилі і нагрівання електронів. Розрахунки за допомогою чисельної тривимірної моделі показали, що конверсія швидкої магнітозвукових хвилі в швидку Альфвенову хвилю проходить з майже повним циклотронним

загасанням останньої. Унаслідок сильного циклотронного поглинання швидкої Альфвенової хвилі лише мала частина енергії хвилі проходить через циклотронний шар і йде до центру пастки. Для обраного режиму ВЧ нагрівання енерговнесок досягає максимуму на вісі пастки.

Для ВЧ нагрівання в даній схемі запропонована проста і ефективна напіввиткова антена. Вона має низьку добротність  $Q$  і працює в режимі перекриття глобальних резонансів, який забезпечує хороші умови для роботи ВЧ системи.

### **2.3. Нагрівання хлюпаючих іонів на другій циклотронній гармоніці у відкритій пастці з прямими силовими лініями**

#### **2.3.1. Особливості нагрівання на другій іонно-циклотронній гармоніці**

Вище проводилися числові дослідження сценаріїв нагріву легких хлюпаючих іонів на основній циклотронній гармоніці (див. також Moiseenko et al. 2005). Ці дослідження відносяться до відкритої пастки з прямими силовими лініями (Ågren et al. 2004) і термоядерного реактору на основі хлюпаючих іонів (Ågren et al. 2005b), при чому хлюпаючими є як іони дейтерію, так і тритію. Дослідження, проведене в даній секції присвячено задачі іонно-циклотронного нагрівання важкого компонента хлюпаючих іонів на другій гармоніці іонно-циклотронної частоти.

Іонно-циклотронне загасання ШМЗХ на другій гармоніці (див. Stix, 1975, Perkins, 1977, Golant, 1989) пов'язане з неоднорідністю електромагнітного поля і тепловим рухом іонів. Це загасання може бути використано для нагріву плазми, що було експериментально реалізовано в токамаках (Wilson et al. 1995, Start et al. 1999). Спроби використовувати іонно-циклотронний нагрів на другій гармоніці також були зроблені в експериментах з відкритими пастками (Yasaka et al. 2003). Теоретичний аналіз цього нагріву наданий у роботах (Moiseenko et al. 2006a), (Moiseenko et al. 2007), (Moiseenko et al. 2007a), (Moiseenko et al. 2007b).

Швидкість загасання швидкої хвилі в умовах другої гармоніки іонно-циклотронного резонансу пропорційна  $(k_{\perp}\rho_{L\alpha})^2$ , що, як правило, є невеликим числом (Stix, 1975). Тут  $\rho_{L\alpha}$  – Ларморів радіус іона,  $\alpha$  характеризує сорт іонів. Для нагріву на другій гармоніці відсутнє явище, подібне "магнітному берегу". Таким чином, довжина загасання швидкої хвилі, як очікується, буде більшою, ніж в разі нагрівання на малій добавці. Поперечна конверсія швидкої хвилі в іонну Бернштейнову хвилю (ІБХ) можлива в безпосередній близькості від іонного циклотронного резонансу на другій гармоніці. Цей ефект може спотворити картину нагрівання.

### 2.3.2. Поширення швидкої хвилі поблизу другої гармоніки циклотронного резонансу

У відкритій пастці плазмовий шнур витягнутий в напрямку  $z$  (напрямку постійного магнітного поля). Це визначає характер швидкої хвилі в плазмі відкритою пастки: уздовж  $x$  і  $y$ , спрямованих перпендикулярно до магнітного поля, швидка хвиля зазвичай формує структуру стоячої хвилі з малою кількістю вузлів, в той час як в поздовжньому напрямку, число коливань досить високе (див., наприклад, Kasilov et al. 1992). Ми припускаємо, що ця перпендикулярна вузлова структура хвильового поля зберігається, поки хвиля поширюється уздовж плазмового шнура (White et al. 1982).

Для якісного аналізу розподілу хвильового поля поперек плазмового шнура припустимо, що в поперечному перерізі  $k_{\parallel} = const$ . У холодній плазмі, коли частота хвилі вище, ніж циклотронна частота, дисперсійне рівняння ШМЗХ, має вигляд

$$q^2 = S^2 - 1 \quad (2.17)$$

де  $q^2 = \frac{k_{\perp}^2}{k_{\parallel}^2 - k_0^2 \varepsilon_{\perp}}$  – нормоване поперечне хвильове число,  $S = -\frac{k_0^2 g}{k_{\parallel}^2 - k_0^2 \varepsilon_{\perp}}$ ,

$k_0 = \omega/c$ ,  $\varepsilon_{\perp} = \varepsilon_{11} = \varepsilon_{22}$ ,  $g = -i\varepsilon_{12} = i\varepsilon_{21}$  і  $\varepsilon_{ik}$  – тензор діелектричної проникності

холодної плазми. Радіальна точка відсічення для ШМЗХ визначається умовою  $S=1$ . Зона поширення ШМЗХ знаходиться всередині плазмового шнура і обмежена точкою відсічення ззовні. Значення  $k_{\parallel}^2$  визначається радіальною вузловою структурою хвильового поля, частотою і параметрами плазми. Воно збільшується з густиною плазми і зменшується з напруженістю магнітного поля. У зв'язку зі збільшенням магнітного поля поблизу магнітних пробок відкритої пастки і, що найголовніше, зі зменшенням густини плазми в цій області,  $k_{\parallel}^2$  зменшується до нуля в деякій точці  $z = z_{co}$ . Так визначається площина поздовжнього відсічення для швидкої магнітозвукової хвилі. Крім того, як показують розрахунки в роботах (Moiseenko et al. 2005, Kasilov et al. 1992), в цьому місці доцільно встановити антену, оскільки поле хвилі в максимально виходить від поверхні плазми у вакуумну область. Це забезпечує можливість доброго узгодження між антеною та плазмою. Від площини відсічення швидка хвиля поширюється у відкриту пастку, і  $k_{\parallel}^2$  наростає (див. Рис. 2.16).

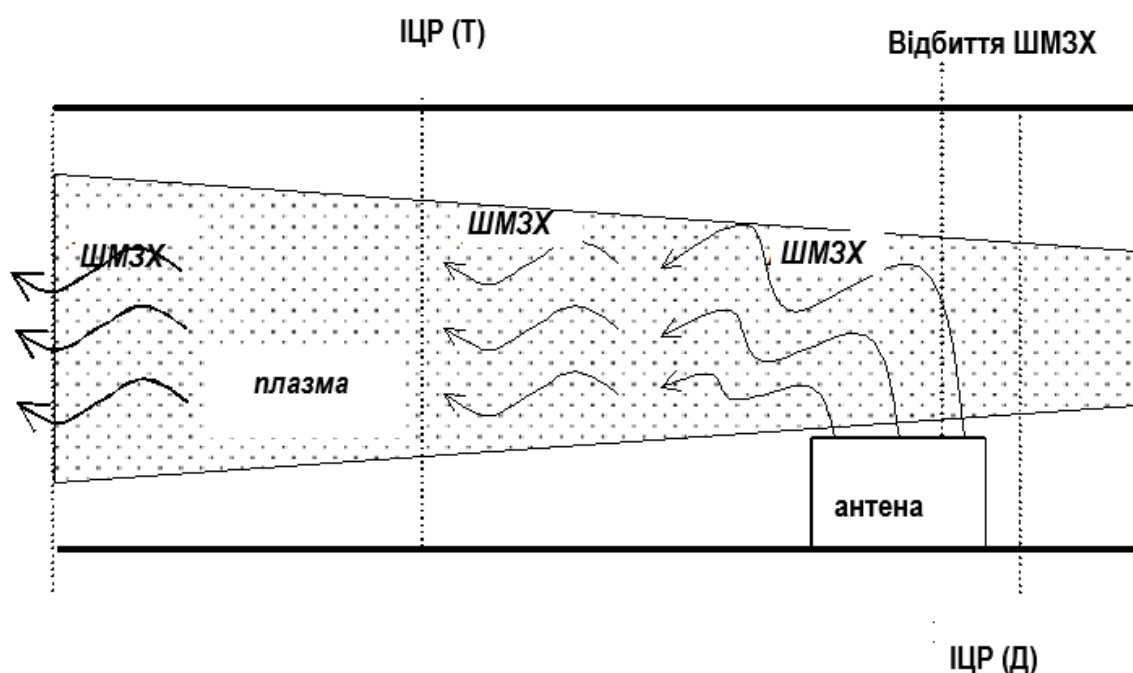


Рис. 2.16 Схема ВЧ нагрівання

Нагрівання на другій гармоніці може бути реалізоване в режимі слабких збурень, коли резонанс на другій гармоніці робить тільки малий вплив на поширення хвиль. Ефект другої гармоніки дає внесок в основному в лівополяризований компонент тензора діелектричної проникності

$$\delta\varepsilon_{++} = -\frac{1}{4}k_{\perp}^2\tilde{\varepsilon}_{+2}, \quad (2.18)$$

де  $\tilde{\varepsilon}_{+2}$  – не залежить від  $k_{\perp}^2$  і буде представлений нижче (2.29). Збурення  $\delta\varepsilon_{++}$  максимально в безпосередній близькості від резонансної поверхні другої гармоніки. Врахування цього збурення в рівнянні (2.17) призводить до наступної поправки для  $k_{\parallel}$

$$\delta k_{\parallel} = \frac{k_0^2\varepsilon_{++}}{2k_{\parallel}}C_p, \quad (2.19)$$

із коефіцієнтом поляризації хвилі

$$C_p = \frac{k_{\perp}^4}{\sqrt{k_{\perp}^4/4 + k_0^4g^2} \left( \sqrt{k_{\perp}^4/4 + k_0^4g^2} - k_0^2g \right)} \quad (2.20)$$

який сильно залежить від  $k_{\perp}$ . Він близький до нуля для строго поздовжнього поширення швидкої магнітозвукової хвилі, що говорить про те, що хвиля має праву поляризацію. Оптична товща  $\Gamma = \text{Im}(\delta k_{\parallel})L_{res}$  (тут  $L_{res} \approx \frac{k_{\parallel}v_{T\parallel}}{2\omega_c}L_H$  – ширина резонансної зони,  $v_{T\parallel}$  – поздовжня теплова швидкість резонансних іонів і  $L_H$  – просторовий масштаб зміни постійного магнітного поля) є характеристикою ефективності загасання. Оптична товща пропорційна  $\delta\varepsilon_{++}$ , і вона повинна мати якомога більші значення. Однак є обмеження умовою малості збурення діелектричного тензора, яке може бути записано як  $C_s \ll 1$ , де

$$C_s = |\delta\varepsilon_{++} / g| \quad (2.21)$$

З урахуванням цього формула для оптичної товщи має вид

$$\Gamma = \frac{C_p C_s}{4} k_0^2 |g| \frac{v_{T\parallel}}{\omega_c} L_H. \quad (2.22)$$

Для цього  $C_s$  система рівнянь (2.17) і (2.21) визначає, як компоненти хвильового числа, так і наближений розв'язок

$$k_{\perp}^2 \approx \frac{k_0^2(\varepsilon_{\perp} - g^2 / \varepsilon_{\perp})}{1 - \frac{\varepsilon_{\perp} - g^2 / \varepsilon_{\perp}}{\sqrt{\varepsilon - g}} \frac{k_0^2 v_{T\perp}^2}{\omega_c^2} \frac{\omega_p^2}{\omega k_0 v_{T\parallel}} \frac{1}{C_s g}} \quad (2.23)$$

Для параметрів плазми розглянутих в (Moiseenko et al. 2005) для відкритої пастки реакторного масштабу зроблені оцінки оптичної товщи за допомогою формули (2.22) для  $C_s = 0.3$  дають  $\Gamma \approx 0.1$ . Мала величина  $\Gamma$  обумовлена несприятливою поляризацією хвилі ( $C_p = 0.0036$ ). Така мала оптична товща недостатня для загасання хвилі за один прохід.

Якщо поправка (2.18) врахована і не зроблено припущення про величину  $k_{\perp}^2$ , врахування другої гармоніки дає немалий внесок до дисперсійного рівняння, яке, як і рівняння (2.17), отримано з рівнянь Максвелла:

$$\beta_{+2} q^4 + 2[\beta_{+2}(1 - S) - 1]q^2 + 2(S^2 - 1) = 0 \quad (2.24)$$

де  $\beta_{+2} = -\frac{k_0^2}{16} \tilde{\varepsilon}_{+2}$ . У той час як величина  $S$  не чутлива до резонансу на другий циклотронної гармоніці,  $\beta_{+2}$  залежить резонансно від координати в його зоні. Дисперсійне рівняння (2.24) має вищий порядок, ніж в холодній плазмі, і описує дві хвильові гілки: швидку магнітозвукову хвилю і кінетичну (іонну Бернштейнову) хвилю. На периферії плазми, де густина плазми низька, швидка магнітозвукових хвиля є не поширюються, тобто  $q^2 \approx S^2 - 1 < 0$ , в той час як поширюється кінетична хвиля з короткою довжиною хвилі з  $q^2 \approx 2 / \beta_{+2}$ . Точка відсічення в профілі густини плазми визначається умовою  $S = 1$ . Ця умова збігається з умовою відсічення в холодній плазмі і не залежить від членів, пов'язаних з тепловим рухом іонів. Це означає, що значення  $k_{\parallel}^2$  менше, ніж значення, при якому зона поширення для швидкої магнітозвукових хвилі зникає

з плазмового шнура. Таким чином, в разі резонансу на другій гармоніці  $k_{\parallel}^2$  не суттєво збільшується на відміну від нагрівання на добавці.

У разі нагрівання на добавці перехід швидкої магнітозвукової хвилі в швидку Альфвенову хвилю є результатом поздовжньої конверсії хвилі. Так само може мати місце і поперечна конверсія хвилі. Вона руйнує описану вище ВКБ (Вентцеля-Крамерса-Бріллюена) картину поширення швидкої хвилі у відкритій пастці. Може статися, що неможливо сформувати структуру стоячої хвилі поперек магнітного поля тільки полем швидкої хвилі. Граничний випадок – це коли в центрі плазмового шнура з'являється точка конверсії. У точці конверсії два розв'язки бікватратного рівняння (2.24) збігаються і рівняння (2.21) дає значення і в точці конверсії:

$$S_c = 1 + \frac{1}{\beta_{+2} + \sqrt{2\beta_{+2}}} \quad (2.25)$$

$$q_c^2 = \frac{1}{\beta_{+2}} + \frac{1}{\beta_{+2} + \sqrt{2\beta_{+2}}}. \quad (2.26)$$

На підході до циклотронної зони зростає  $\beta_{+2}$ , а  $S_c$  і  $q_c^2$  зменшуються. Зменшення означає, що поверхня відсічення повинна бути ближче до точки конверсії, що звужує область поширення швидкої магнітозвукової хвилі. Значення  $k_{\perp}^2$  визначається за допомогою формули (2.26), і це є максимальне допустиме значення для  $k_{\perp}^2$  для швидкої магнітозвукової хвилі в зоні поширення.

Зменшення цього значення разом зі скороченням зони поширення призведе до порушення структури стоячої хвилі поперек магнітного поля при деякій критичній величині  $\beta_{+2}$  ( $\beta_{cr}$ ). Поперечної конверсії можна уникнути, якщо  $\beta_{+2}$  нижче критичного значення у всій області. Максимальне значення  $\beta_{+2}$  обернено пропорційно  $|k_{\parallel}|$ . Значення  $\beta_{cr}$  вище для хвилі, яка запускається з більш низькими  $k_{\perp}^2$ . Таким чином, для хвиль з низьким хвильовим числом в

напрямку перпендикулярному постійному магнітному полю конверсії не повинно бути.

### 2.3.3. Числова модель

Як і раніш, для розрахунку електромагнітних полів використовується наближення нульової електронної маси, в якому нехтується поздовжнім компонентом електричного поля в операторі Максвелла.

Тензор діелектричної проникності холодної плазми досить точний для опису швидкої хвилі в термоядерній плазмі далеко від циклотронних резонансів. Поблизу основного іонно-циклотронного резонансу теплові поправки, викликані рухом частинок уздовж силових ліній магнітного поля, стають важливими для резонансного компонента вектора електричної індукції  $D_+ = \mathbf{e}_+^* \cdot \mathbf{D}$  (тут  $\mathbf{e}_+ = (\mathbf{e}_x + i\mathbf{e}_y)/\sqrt{2}$  и  $\mathbf{e}_x = \mathbf{e}_y \times \mathbf{e}_z$ ). Його залежність від електричного поля нелокальна (Kasilov et al. 1997)

$$D_+ = \varepsilon_0 \int_{-L_L}^{L_R} \tilde{\varepsilon}_{++}(l, l') E_+(l') dl'$$

де  $l$  – координата уздовж силової лінії магнітного поля,  $L_L$  і  $L_R$  відповідають лівому і правому краям відкритої пастки. У ВКБ наближенні наступний вираз може бути використано для ядра інтеграла в (2.27) (див. Kasilov et al. 1997):

$$\tilde{\varepsilon}_{++} = \varepsilon_{++} \delta(l - l') + 2 \text{Im} \varepsilon_{++} \delta(l + l' - l_{res}) \eta(\mathbf{k} \cdot \mathbf{e}_\parallel \nabla B \cdot \mathbf{e}_\parallel),$$

де

$$\varepsilon_{++} = 1 - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega |k_{\parallel} v_{T\parallel\alpha}|} \left[ F(\beta_{\alpha}) - \frac{i\sqrt{\pi}}{2} \exp(-\beta_{\alpha}^2) \right], \quad (2.27)$$

Тут  $\eta$  – функція Хевісайда,  $F$  – інтеграл Доусона,  $\beta_{\alpha} = (\omega - \omega_{c\alpha}) / |k_{\parallel} v_{T\parallel\alpha}|$  и  $l_{res}$  – координата циклотронного резонансу. Другий доданок у формулі (2.26) ненульовий тільки для хвилі, яка рухається в напрямку більш сильного магнітного поля. Так як в нашому сценарії нагріву швидка хвиля запущена в зворотному напрямку, ми не враховуємо цей доданок.

Друга гармоніка іонно-циклотронного резонансу проявляє себе, коли електромагнітне поле неоднорідне поперек силових ліній магнітного поля. У ВКБ наближенні відповідний внесок в резонансний компонент вектора електричної індукції може бути обчислено розкладанням за скінченим Ларморовим радіусом

$$\delta\mathbf{D}_+ = \varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial r_+} \tilde{\varepsilon}_{+2} \frac{\partial}{\partial r_-} \mathbf{E}_+ \quad (2.28)$$

де  $r_{\pm} = \tilde{x} \pm iy$ ,  $\tilde{x}$  – локальна координата перпендикулярна до магнітного поля,  $\nabla\tilde{x} \approx \tilde{e}_r$ ,

$$\tilde{\varepsilon}_{+2} = \sum_{\alpha} \frac{4\omega_{p\alpha}^2 v_{T\perp\alpha}^2}{\omega |k_{\parallel} v_{T\parallel\alpha}| \omega_{c\alpha}^2} \left[ F(\beta_{2\alpha}) - \frac{i\sqrt{\pi}}{2} \exp(-\beta_{2\alpha}^2) \right] \times \quad (2.29)$$

$$\left[ 1 + (1 - 2\omega_{c\alpha}/\omega)(v_{T\perp\alpha}^2/v_{T\parallel\alpha}^2 - 1) \right]$$

і  $\beta_{2\alpha} = (\omega - 2\omega_{c\alpha})/|k_{\parallel} v_{T\parallel\alpha}|$ . Вираз (2.29) відрізняється від відповідного виразу в (Kasilov et al. 1992) останнім членом у квадратних дужках. Цей член обумовлений анізотропією розподілу іонів за швидкостями. Для випадку ізотропного розподілу за швидкостями цей член дорівнює одиниці.

Формула (2.28) може бути записана у векторній формі різними способами, наприклад, як у (Vrambilla, 1989). Тут застосовувалася наступна форма

$$\delta\mathbf{D}/\varepsilon_0 = -\frac{1}{8} \mathbf{e}_{\parallel} \times \mathbf{e}_{\parallel} \times [\nabla_{\perp} \cdot (\tilde{\varepsilon}_{+2} \nabla_{\perp})] \mathbf{E}_+ - \frac{1}{8} i \mathbf{e}_{\parallel} \times [\nabla_{\perp} \cdot (\tilde{\varepsilon}_{+2} \nabla_{\perp})] \mathbf{E}_+ - \frac{1}{4} \nabla \tilde{\varepsilon}_{+2} \cdot (\mathbf{e}_{\parallel} \times \nabla) \mathbf{E}_+ \quad (2.30)$$

де  $\delta\mathbf{D} = \frac{1}{\sqrt{2}} \mathbf{e}_+ \delta D_+$  и  $\nabla_{\perp} = \nabla - \mathbf{e}_{\parallel} \mathbf{e}_{\parallel} \cdot \nabla$ ,  $\mathbf{E}_+ = -\frac{1}{2} \mathbf{e}_{\parallel} \times \mathbf{e}_{\parallel} \times \mathbf{E} - \frac{i}{2} \mathbf{e}_{\parallel} \times \mathbf{E}$ . Перевага цієї форми полягає у відсутності залежних від системи координат векторів або матриць.

Баланс потужності можна представити у вигляді

$$p_{2+} + \nabla \cdot \mathbf{\Pi}_{2+} = \frac{\omega}{2} \text{Im}(\mathbf{E}^* \cdot \delta\mathbf{D}) \quad (2.31)$$

З виразу (2.30) отриманий енерговнесок:

$$p_{+2} = -\frac{\omega\varepsilon_0}{8} \text{Im} \tilde{\varepsilon}_{+2} \nabla_{\perp} \mathbf{E}_+^* : \nabla_{\perp} \mathbf{E}_+ + \frac{\omega\varepsilon_0}{8} \text{Re} \left\{ \mathbf{E}_+^* \cdot \left[ \nabla_{\perp} \tilde{\varepsilon}_{+2} \cdot (\mathbf{e}_{\parallel} \times \nabla) \right] \mathbf{E}_+ \right\}, \quad (2.32)$$

де двокрапка позначає подвійний скалярний добуток, по-перше, за індексами електричного поля  $i$ , по-друге, за індексами оператора набла. Перший член відповідає енерговнеску в однорідній плазмі, в той час як другий є результатом неоднорідності. Член для потоку кінетичної енергії збігається членом в однорідній плазмі:

$$\mathbf{\Pi}_{+2} = \frac{\omega\varepsilon_0}{8} \mathbf{E}_+^* \cdot \text{Re} \tilde{\varepsilon}_{+2} \nabla_{\perp} \mathbf{E}_+, \quad (2.33)$$

де оператор скалярного добутку відноситься до векторів електричного поля.

Для нагріву тритія на другій гармоніці використовуємо антену (Moiseenko et al. 2005) (див. Рис. 2.5). Ця антена збуджує хвилі з малими  $k_y$ . Антена складається з декількох напіввиткових елементів, спрямованих уздовж  $y$ . Всі елементи антени живляться в нульовій фазі. З фізичної точки зору ця антена еквівалентна антені з одним напіввитком сукупної довжини. Поділ антени на напіввитки, з'єднані паралельно, дозволяє зменшити її електричний імпеданс. Розміри антени обрані наступними: висота  $l_x = 10$  см, ширина  $l_z = 25$  см і довжина  $l_y = 500$  см. Антена розташована на відстані  $z_a = 3388$  см від центру пастки.

### 2.3.4. Результати розрахунків

Числові розрахунки проводились за допомогою моделі, описаної в розділі 1.4 цієї дисертації. Для розрахунків обрані такі параметри: густина плазми (в її максимумі)  $n_{p0} = 5 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>, частота нагріву  $\omega = 2.9 \cdot 10^8$  сек<sup>-1</sup>, поздовжня і поперечна теплові швидкості дейтерію і тритію в напрямку осі  $z$   $v_{D\parallel 0} = v_{T\parallel 0} = 5 \cdot 10^5$  і  $v_{T\perp D} = v_{T\perp T} = 1.35 \cdot 10^6$  м/сек, концентрація

дейтерію  $C_D = 0.4$ ,  $k_{\parallel} = 0.4 \text{ см}^{-1}$  і  $k_w = 0.2 \text{ см}^{-1}$ . Для даного набору параметрів розподіл електромагнітних полів представлено на Рис. 2.17 і 18.

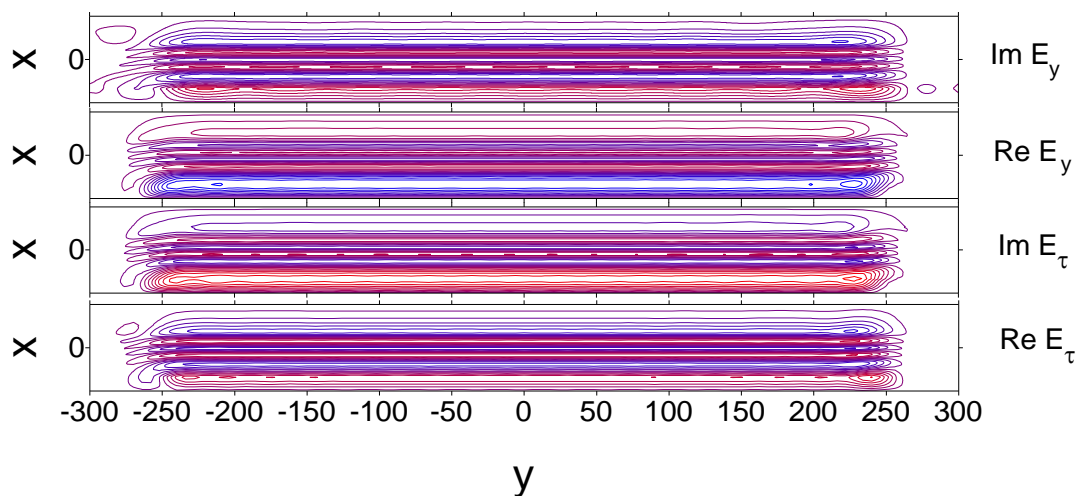


Рис. 2.17 Лінії дійсної і уявної частин компонентів електричного поля в перерізі  $z = z_a$ . Шкала в сантиметрах. Червоний колір відповідає напруженості поля  $0.85 \text{ В / см}$ , синій –  $0.85 \text{ В / см}$ . Струм в антені  $1 \text{ А}$

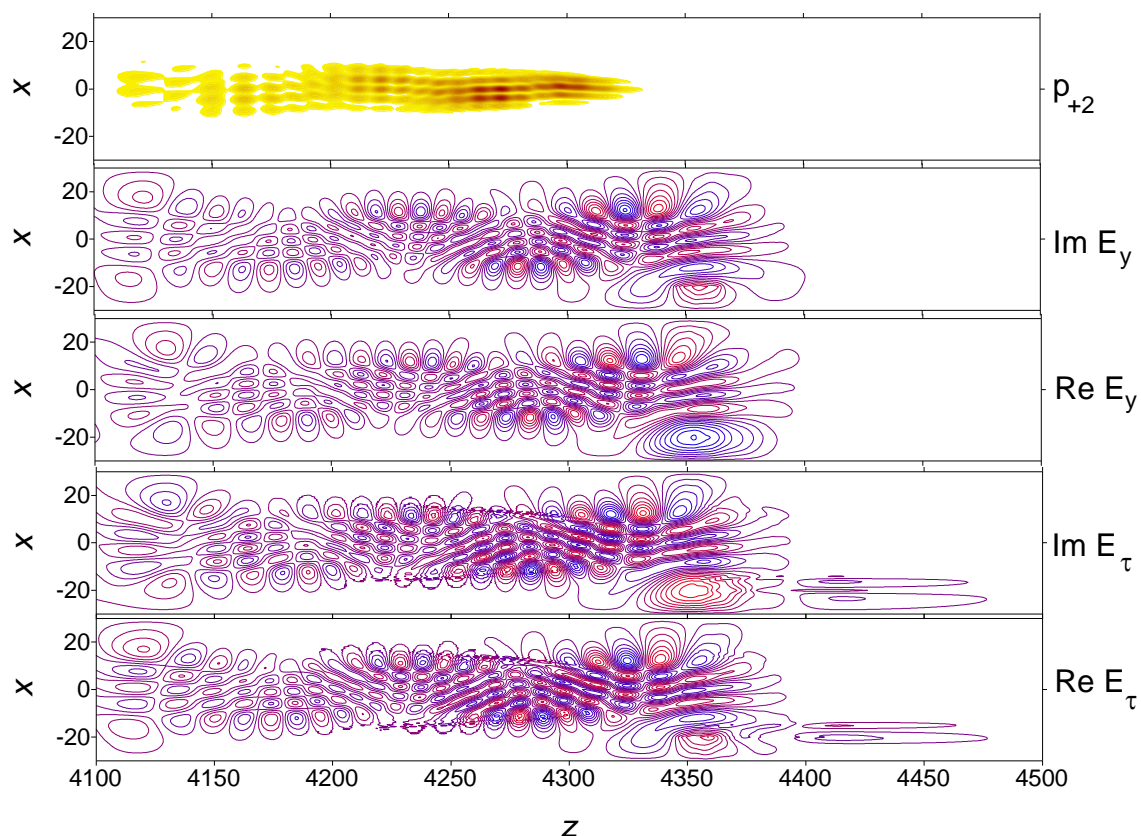


Рис. 2.18 Аналогічно Рис. 2.5 у перерізі  $y = 0$ . Верхній малюнок – розподіл щільності потужності в проекції на площину  $y = 0$ , тобто

$$\bar{p}_{+2} = \int_{-L_y/2}^{L_y/2} p_{+2} dy, \text{ де } L_y \text{ – обсяг плазми в напрямку } y. \text{ Коричневий колір}$$

відповідає максимуму енерговнеска

Відповідно до розподілу струму в антені електромагнітні поля не формують коливальну структуру уздовж  $u$ .

У напрямку  $x$  поле хвилі має п'ять вузлів, що вказує на наявність шостої радіальної моди. В, поблизу антени, картина полів має характерні риси ШМЗХ. ШМЗХ поширюється до зони меншого магнітного поля зі зниженням своєї амплітуди. З'являється також і повільна хвиля, але її амплітуда мала.

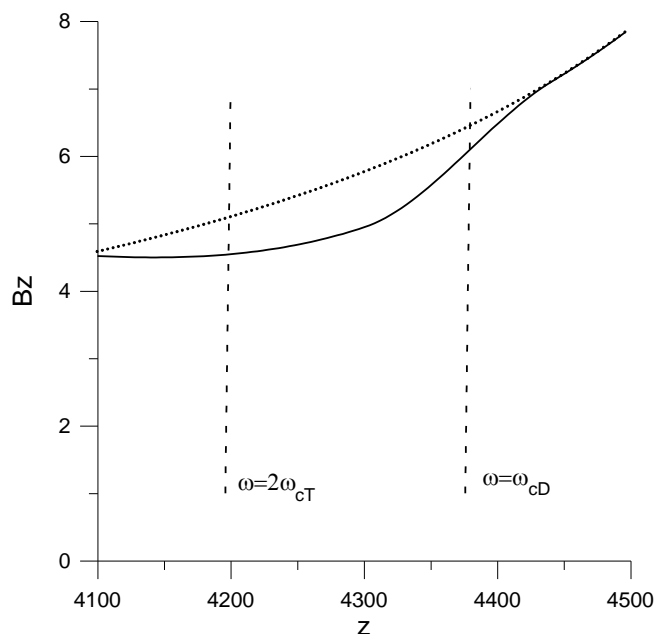


Рис. 2.19 Залежність магнітного поля уздовж магнітної осі з плазмою (безперервна лінія) і без неї (пунктирна лінія). Одиниці виміру: Тл (Тесла) для магнітного поля і см (сантиметри) для відстані

Енерговнесок, спроектований на площину  $y = 0$ , істотно витягнутий по  $z$  (Рис. 2.18). Це є результатом слабого загасання хвилі і широкої циклотронної зони. Циклотронна зона розширюється внаслідок слабого градієнта магнітного поля в зоні локалізації другої гармоніки циклотронного резонансу. Це є

результатом впливу тиску хлюпаючих іонів на розподіл постійного магнітного поля (див. Рис. 2.19).

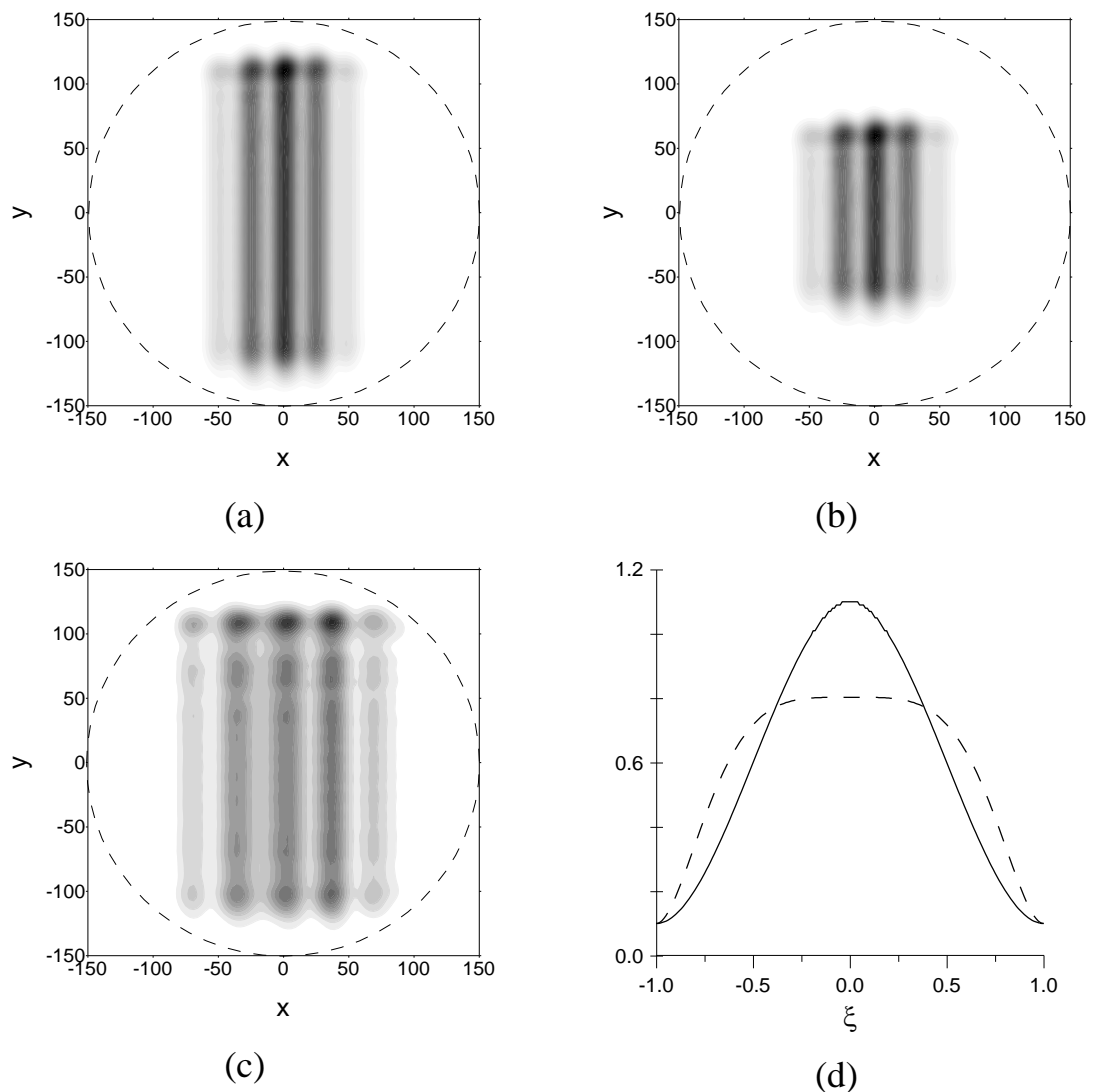


Рис. 2.20 (а–с) Розподіл ВЧ енерговнеску в проекції на площину  $z = 0$ , (а) для основного профілю густини плазми і довжини антени  $l_y = 500$  см; (б) для основного профілю густини плазми і довжини антени  $l_y = 300$  см; (с) для плоского профілю густини плазми і довжини антени  $l_y = 500$  см; (д) основний і плоский профілі густини плазми

Проекція енерговнеску на площину  $z = 0$  (Рис. 2.20а) зосереджена в центрі плазмового шнура. Її квадратна форма відображає припущення однорідності

плазми по  $y$ . Внаслідок гіротропії плазми і несиметричного розміщення антени відносно площини  $x=0$  відбувається деякий зсув по  $y$ . На ширину енерговнеску в напрямку  $y$  може впливати вибір довжини антени  $l_y$ , і це можна побачити на Рис. 2.20b, який відповідає коротшій антені.

Зміна профілю густини плазми в напрямку з пікованого (основний випадок) до плоского (див. Рис. 2.20d) призводить до відповідних змін у характері ВЧ нагрівання. Найбільш варте уваги зменшення внесеного опору на 40% у разі плоского профілю. Енерговнесок ширше по  $x$ , ніж для основного випадку, але він не виходить за межі зони високої густини плазми. Це відбувається з тієї причини, що хвилі в зоні загасання мають велике  $k_{\parallel}$  і тому, що зона відсічення на краю плазми, куди не проникає ВЧ поле, досить широка.

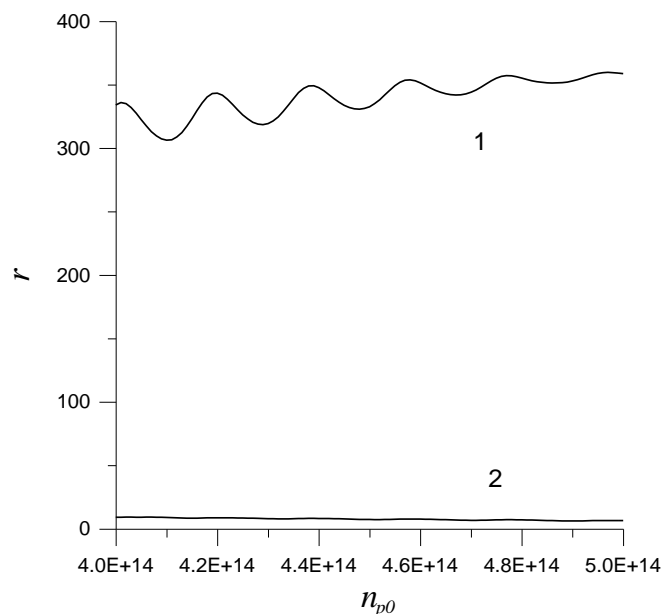


Рис. 2.21 Внесений опір антени  $r_a$  (крива 1) і  $r_{fl}$  (крива 2) як функції густини плазми. Одиниці виміру: Ом – для опорів і см<sup>-3</sup> – для густини

Внесений опір антени – характеристика ефективності антени – розраховується за допомогою формули

$$r_a = 2P_{tot} / I^2, \quad (2.34)$$

де

$$P_{tot} = P_{dis} + P_{fl} , \quad (2.35)$$

$P_{dis} = \int \left( p_{+2} + \frac{\omega \varepsilon_0}{2} |E_+|^2 \operatorname{Im} \varepsilon_{++} \right) dV$  – потужність, поглинена в плазмі,

$P_{fl} = \int (\mathbf{\Pi} + \mathbf{\Pi}_{+2}) \cdot d\mathbf{s}$  – витік енергії через дисипативність крайових умов,  $\mathbf{\Pi}$  – вектор Пойнтінга і  $I$  – струм в антені. Відповідно до формули (2.35) вноситься опір антени ділиться на дві частини.

$$r_a = r_{dis} + r_{fl}$$

Рис. 2.21 показує залежність внесеного опору антени від густини плазми. В середньому, ця залежність слабка.

У цьому діапазоні густин майже вся потужність поглинається на другий циклотронній гармоніці. Хвилі на кривій малі, що свідчить про перекриття глобальних резонансів, або, іншими словами, на поглинання хвилі за один прохід. Для оцінки добротності антени використовувалася наступна формула

$$Q^* = \mu_0 \omega \frac{l_y l_x}{l_z r_a} \quad (2.36)$$

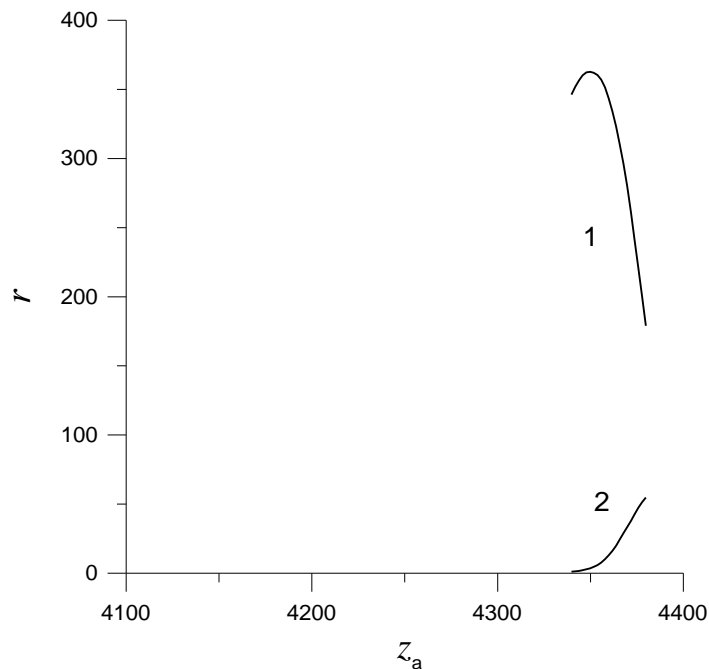


Рис. 2.22 Внесений опір антени  $r_a$  (крива 1) і  $r_{fl}$  (крива 2) як функції розташування антени  $z_a$

Для даних розрахунків  $Q^* \approx 2.3$ . Така низька  $Q$  для антени створює прийнятні умови для електротехнічного узгодження і дозволяє подавати велику ВЧ потужність до плазми.

Рис. 2.22 показує залежність компонентів внесеного опору від розташування антени  $z_a$  в напрямку  $z$ . Коли антена розташована поблизу циклотронного резонансу дейтерію  $z_a \approx 3800$  см, внесений опір антени відносно низький, і хвиля огинає циклотронну зону без істотного поглинання. Зі зменшенням  $z_a$   $r_{fl}$  швидко зменшується і практично зникає.

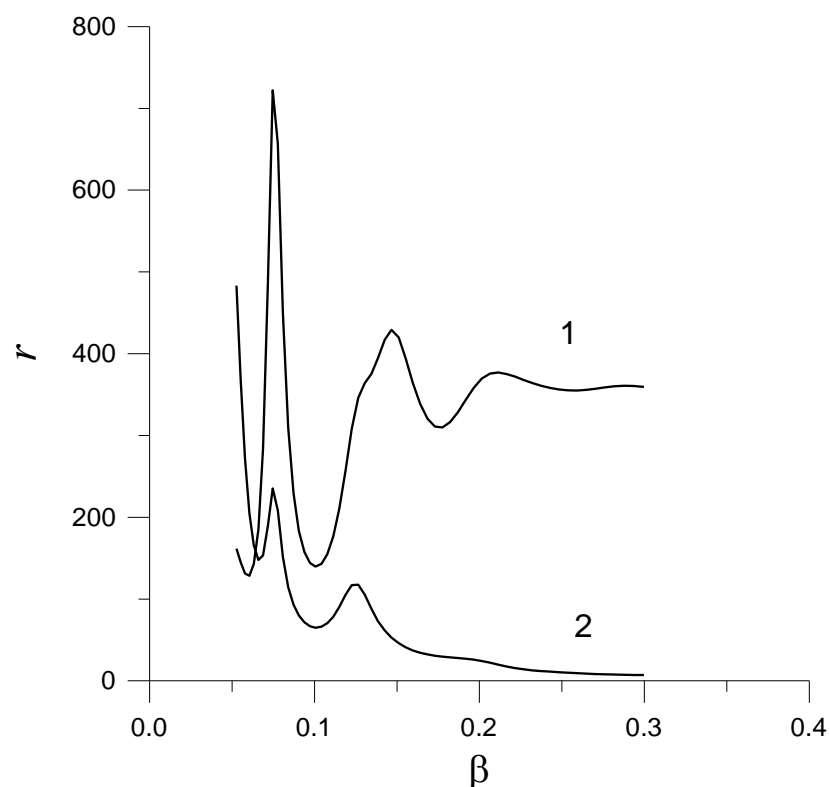


Рис. 2.23 Внесений опір антени  $r_a$  (крива 1) і  $r_{fl}$  (крива 2) як функції  $\beta$  плазми

Це не є основним результатом поганого циклотронного загасання хвилі. Антена збуджує хвилі з великими  $k_{\perp}$ , які захоплені в піку густини плазми, сформованому плескаючими іонами, і не може проникнути в основну частину пастки. Частина внесеного опору антени, відповідальна за циклотронний

поглинання  $r_{dis}$ , має максимум поблизу точки розташування антени  $z_a = 4350$  см. Для  $z_a < 4340$  см повільна хвиля стає видимою на картині електромагнітних полів, що говорить про виникнення поперечної конверсії. Це є результатом збільшення  $k_{\perp}$  і зменшення  $k_{\parallel}$  для хвиль, збуджуваних антеною.

На Рис. 2.23 зображена залежність компонентів внесеного опору антени від  $\beta$  плазми. Воно змінювалось при одночасній зміні поперечної і поздовжньої теплових швидкостей хлюпаючих іонів, зберігаючи той же основний пітч-кут їх розподілу за швидкостями. При високому  $\beta$  перекриття глобальних резонансів ефективно, і внесений опір антени змінюється слабо. Резонанси з'являються при  $0.1 < \beta < 0.2$  і стають гостріше при  $\beta < 0.1$ . Найгірша ситуація має місце в разі  $\beta \sim 0.05$ , коли велика частина потужності, поглиненої поблизу антени, йде через пік густини хлюпаючих іонів до центральної частини пастки. Така ситуація вказує на проблему проходження початкової стадії розряду при нагріванні на другий іонно-циклотронній гармоніці.

### 2.3.5. Висновки

Проведено якісний аналіз сценарію нагріву на другий іонно-циклотронній гармоніці, в якому швидка магнітозвукова хвиля запускається з області більшого магнітного поля. Аналіз показав, що на відміну від нагрівання на добавці відсутнє явище «магнітного берега». Проведено оцінку умови поперечної конверсії в іонну Бернштейновскую хвилю, яка може спотворити картину нагрівання.

Числова модель (Moiseenko et al. 2006b), що застосовується в (Moiseenko et al. 2005) для розрахунків нагріву добавки, була вдосконалена урахуванням впливу скінченого Ларморова радіуса гарячих іонів. За допомогою цієї розширеної моделі, був досліджений сценарій нагріву важких іонів на другий іонно-циклотронній гармоніці. В обраному сценарії було досягнуто режим перекриття глобальних резонансів, що забезпечує високу ефективність нагріву.

Енерговнесок здійснюється в центр плазмового шнура. Величина енерговнеску не має суттєвої залежності від параметрів розряду. Діапазон  $\beta$  плазми, при якому нагрів ефективний, не надто вузький. Однак є проблема нагріву при низькому  $\beta$  плазми, тобто  $\beta < 0.05$ , в рамках даного сценарію.

Для ВЧ нагрівання за даною схемою, використовується оптимізована антена з одним напіввитком, подібно до (Moiseenko et al. 2005). Добротність антени низька, у зв'язку з чим вона здатна передавати в плазму значну ВЧ потужність. Вивчений сценарій вбачається перспективним для практичного застосування як в пастці з прямими силовими лініями, так і в інших пробкотронах.

## **2.4. Нагрівання плазми у нейтронному джерелі на базі пастки з прямими силовими лініями**

### **2.4.1. Числова модель і параметри розрахунків**

Джерело нейтронів на базі пастки з прямими силовими лініями має значно менший розмір, ніж термоядерний реактор. У цій ситуації швидка магнітозвукова хвиля, яка збуджується антеною, робить менше коливань у магнітному полі. Ширина іонної циклотронної зони стає меншою завдяки більш різким градієнтам величини магнітного поля вздовж ліній магнітного поля. Останній фактор пом'якшується меншим пробковим відношенням.

ВЧ-нагрівання в джерелі нейтронів на базі пастки з прямими силовими лініями моделюється за допомогою чисельної моделі, представленої в підрозділах 2.2 – 2.3. Вибрана антена подібна до тієї, яка використана при розрахунках щодо реактору: одинарна сегментована стрічка, орієнтована вздовж межі плазми, перпендикулярно сталому магнітному полю та малій еліптичній осі перерізу плазми.

Вибираємо кінці пастки на  $z = \pm 0.75c$  (де співвідношення місцевих дзеркал – 2.3). Область обчислення становить  $z \in (0.6c, 0.75c)$ , тобто  $7,2 \text{ м} < z < 9 \text{ м}$ . Як

раніш, ми нехтуємо складовою постійного магнітного поля  $B_y$ , яка лише незначно впливає на радіочастотне нагрівання.

У моделі ВЧ-нагрівання хлюпаючих іонів згаданий вище сегмент плазмового стовпа оточений прямокутною металевою коробкою з однією відкритою стороною на  $z = 7.2$  м і розмірами  $L_x = 40$  см,  $L_y = 150$  см і  $L_z = 180$  см.

Для нагрівання дейтерію на основній циклотронній гармоніці та для нагрівання тритію другій циклотронній гармоніці ми використовуємо такі ж антени, як і для реактору. Вони орієнтовані на збудження хвиль малими  $k_y$ . Вибираємо висоту антени  $l_x = 9$  см, ширину антени  $l_z = 10$  см і довжину антени  $l_y = 130$  см. Положення антени по відношенню до центру пастки становить  $z_a = 845$  см.

При чисельних розрахунках вибирається наступний набір параметрів: густина плазми (в максимальному значенні) становить  $n_{e0} = 10^{14}$  см<sup>-3</sup>, частота нагрівання  $\omega = 1.1 - 2.1 \cdot 10^8$  с<sup>-1</sup>, паралельні і перпендикулярні теплові швидкості дейтерію і тритію дорівнюють  $v_{T\parallel D} = v_{T\parallel T} = 5 \cdot 10^5$  м / с і  $v_{T\perp D} = v_{T\perp T} = 1.35 \cdot 10^6$  м / с, концентрація дейтерію становить  $C_D = 0.4$ ,  $k_{\parallel} = 0.2$  см<sup>-1</sup> та  $k_w = 0.15$  см<sup>-1</sup>.

#### 2.4.2. Нагрівання дейтерію на основній циклотронній гармоніці

Частотне сканування нагріву на основній гармоніці представлено на Рис. 2.24.

У діапазоні частот  $\omega = 1.15 - 1.35 \cdot 10^8$  с<sup>-1</sup> нагрівання дейтерію є ефективним  $r_{pl} \gg r_{fl}$  і має широкий максимум. Для подальших розрахунків регулярну частоту вибираємо такою  $\omega = 1.3 \cdot 10^8$  с<sup>-1</sup>.

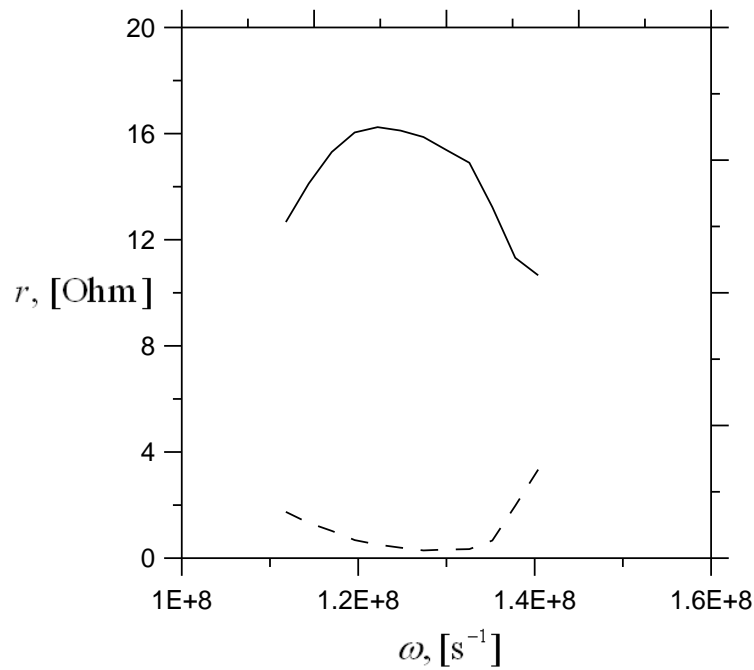


Рис. 2.24 Залежність внесених опорів поглинання (суцільна лінія) та проникнення (пунктирна лінія) від частоти ВЧ нагрівання

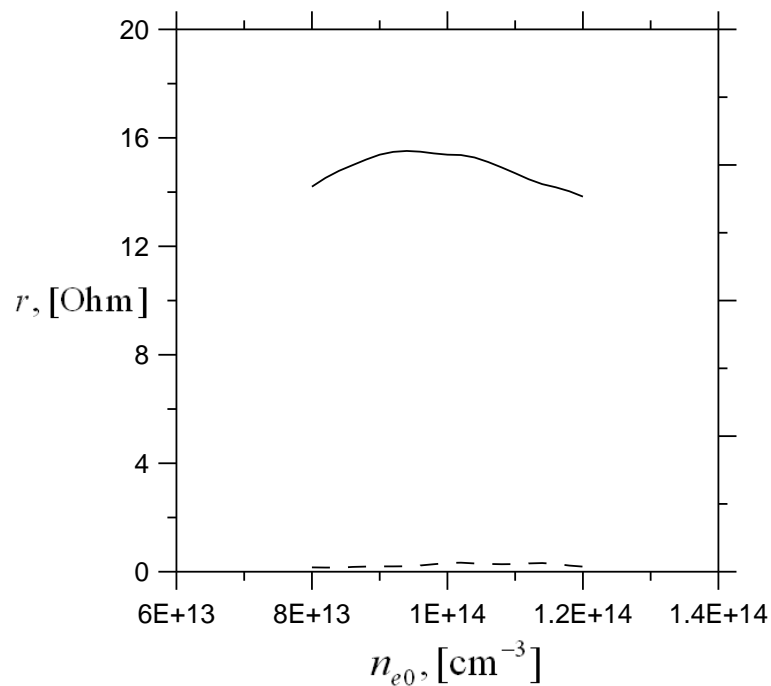


Рис. 2.25 Залежність опорів поглинання та проникнення від густини плазми

На Рис. 2.25 показана залежність опорів від густини плазми. У цьому графіку є широкий максимум  $r_{pl}$ , і  $r_{fl}$  залишається невеликим. Залежність  $r_{pl}$

від  $k_w$  – вільного параметра моделі, очікувано мала, оскільки майже вся ВЧ потужність поглинається плазмою до того, як вона досягне лівої межі зони обчислень.

Залежність від положення антени вздовж магнітної пастки також не є чутливою (див. Рис. 2.26). Падіння  $r_{pl}$  на великій відстані від центру пастки пов'язане зі зменшенням антенно-плазмового зв'язку. Також розраховується залежність від перпендикулярної температури іонів. Вона слабка в діапазоні температур 40–80 кеВ.

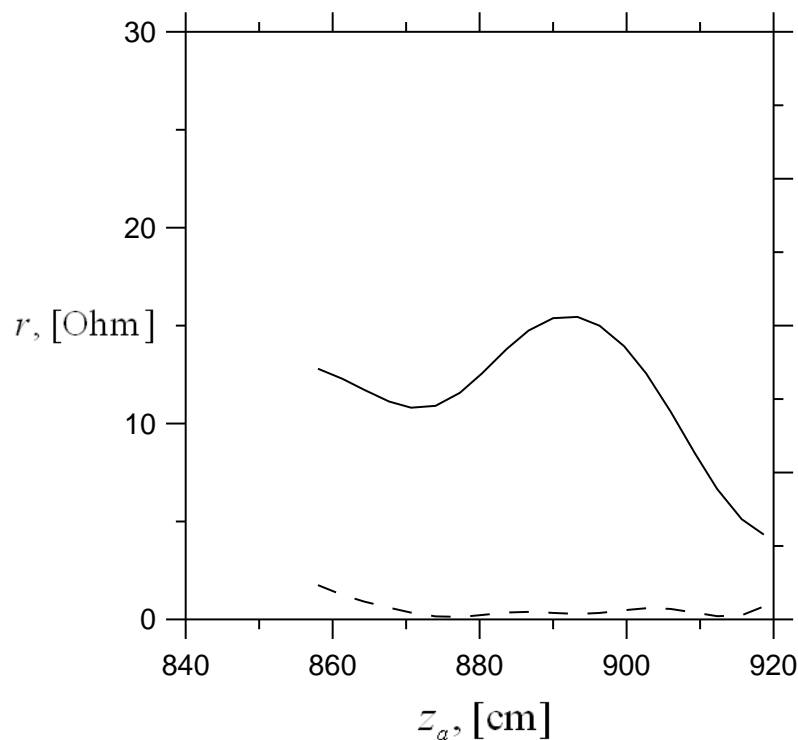


Рис. 2.26 Залежність опорів поглинання та проникнення від місця розташування антени

### 2.4.3. Нагрівання тритію на другій циклотронній гармоніці

При нагріванні тритію на другій гармоніці затухання хвилі не є сильним, і проникнення ВЧ-потужності до середньої частини пристрою стає помітним. Найкраще співвідношення опору поглинання  $r_{pl}$  до опору проникнення  $r_{fl}$ , настає для частоти  $\omega = 1.9 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$  (див. Рис 2.27). ВЧ потужність, що проникла до центральної частини пастки, затухає у зоні резонансу для другої гармоніки

дейтерію, і в цьому сенсі не витрачається даремно. Залежність від густини плазми (див. Рис. 2.28) набагато чутливіша, ніж у випадку основної гармоніки. Це пояснюється тим, що згасання хвилі збільшується як з  $k_{\parallel}$ , так і з  $k_{\perp}$ .

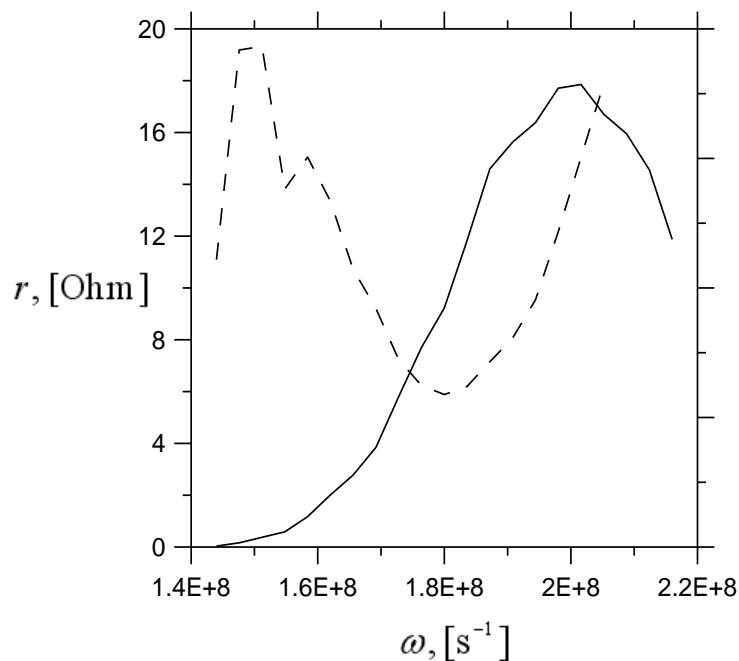


Рис. 2.27 Залежність опорів поглинання та проникнення від частоти ВЧ нагрівання

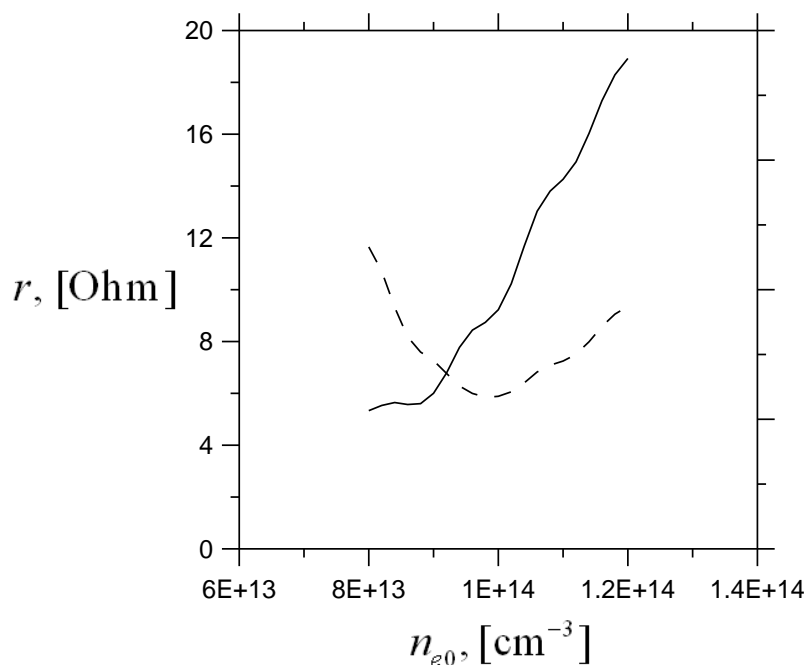


Рис. 2.28 Залежність опорів поглинання та проникнення для другої гармоніки від густини плазми

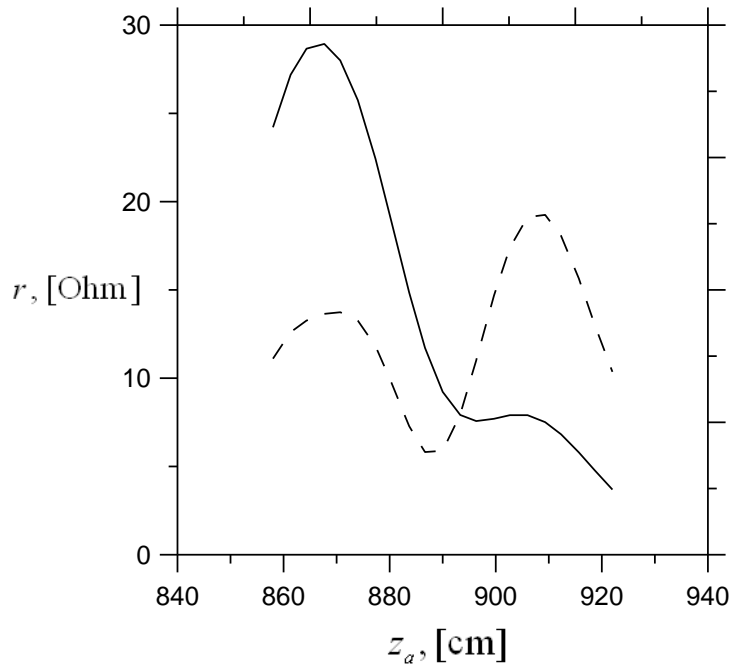


Рис. 2.29 Залежність опорів поглинання та проникнення для другої гармоніки від місця розташування антени

Варіація розташування антени (див. Рис. 2.29) підказує, що антену слід розташовувати ближче до середньої площини. Однак це не бажано через високий потік нейтронів. Якщо антена розміщена на відстані  $z_a = 900 - 910$  см від середньої площини, вона збуджує першу радіальну моду швидкої магнітозвукової хвилі. Через низькі значення  $k_{\perp}$  ця мода загасає слабше і має тенденцію до проникнення крізь резонансну зону. На більшій відстані зв'язок антена-плазма зменшується.

Рис. 2.30 показує, що затухання хвилі зростає із перпендикулярною тепловою швидкістю іонів у разі нагрівання на другій гармоніці. Як і у випадку з фундаментальною гармонікою, залежність  $r_{pl}$  від  $k_w$  мала.

#### 2.4.4. Висновки

Розрахунки показують хороші умови для нагріву дейтерію на основній іонно-циклотронній частоті. Нагрівання є слабо чутливим до температури іонів і, отже, не має проблем із стартом з малих температур. Чутливість до інших

факторів, наприклад до густини плазми, розташування антени, тощо не є критичним. Нагрівання тритію на другій гармоніці є більш делікатною справою. ВЧ нагрів кожен раз супроводжується помітним проникненням хвильової енергії до середньої частини пастки, де хвиля поглинається дейтерієм у зоні другої іонної циклотронної гармоніки. Більша частина енергії хвилі, що залишилася після цього, може також поглинатися в резонансній зоні другої гармоніки тритію поблизу протилежної магнітної пробки. Розрахунки прогнозують відносно чутливу залежність від густини плазми, розташування антени та температури тритію. Однак, якщо забезпечені необхідні умови, цей сценарій нагріву є задовільно ефективним.

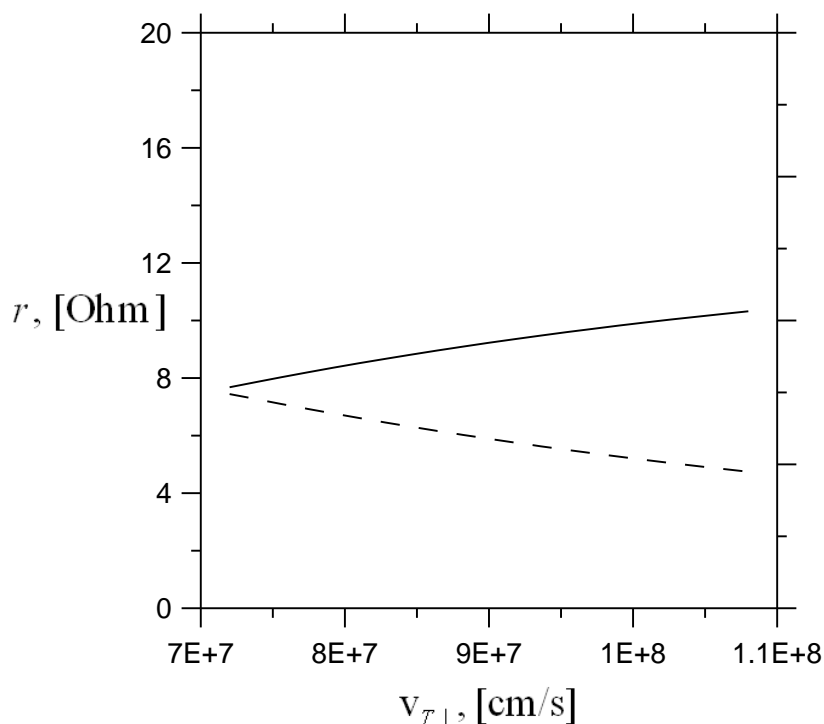


Рис. 2.30 Залежність опорів поглинання та проникнення для другої гармоніки від теплової швидкості тритію

## **2.5. Швидке нагрівання плазми в пробкотроні під час її створення**

### **2.5.1. Фізичні основи методу швидкого нагрівання плазми**

Майже всі способи ВЧ нагрівання плазми в магнітних пастках для термоядерного синтезу засновані на беззіткненому механізмі поглинання енергії хвилі (Golant, 1989, Stix, 1997). Причина полягає в тому, що частоти зіткнень є низькими в повністю іонізованій гарячій плазмі. У частково іонізованій плазмі частота зіткнень перезарядки, на відміну від Кулонових зіткнень, залишається значною аж до термоядерних температур. Це відкриває можливості нагріву плазми на зіткненнях в процесі її створення (Moiseenko, 1986).

У частково іонізованій водневій плазмі найбільшу величину має швидкісний коефіцієнт для атомної резонансної перезарядки (Viberman et al. 1987). Він при середніх і високих енергіях принаймні на порядок більше, ніж швидкісний коефіцієнт пружних зіткнень (Mori et al. 1987, Izmodenov et al. 2000). Іонізація атомів водню в основному визначається іонізацією електронним ударом. Завдяки тому, що маса електрона мала, електрон при ударній іонізації не забезпечує передачу імпульсу. Іонізація і перезарядка не змінюють пітч-кут важких частинок у просторі швидкостей, і при анізотропній ВЧ накачці розподіл іонів може отримати високу перпендикулярно-паралельну анізотропію.

ВЧ нагрівання на зіткненнях має значні переваги. У той час як беззіткнений нагрів сильно впливає лише невелику групу резонансних частинок і спотворює форму функції розподілу, у нагрів на зіткненнях залучені всі частинки, і форма функції розподілу не є локально деформованою. Нагрів на зіткненнях не пов'язаний з жодним із типів резонансу хвиля-частинка, в результаті якого виникає загасання Ландау або циклотронне загасання. Він може бути реалізований без будь-якого зв'язку з беззіткненим загасанням хвилі. Це забезпечує гнучкість при виборі частоти нагріву і конфігурації антени.

У такій схемі ВЧ нагрівання динаміка нейтрального газу грає важливу роль. Під час нагрівання температура атомів наближається до температури

іонів. Високоенергетичні атоми не утримуються в магнітному полі і можуть вилетіти з плазмового шнура. Цей ефект має важливе значення і не враховується в нескінченній однорідній моделі плазми (Moiseenko, 1986). Мета цього дослідження є вивчення впливу скінченного радіального розміру плазми на характеристики ВЧ нагрівання на перезарядці. Це дослідження описане в роботі (Moiseenko et al. 2010a).

### 2.5.2. Теоретична модель нагріву на перезарядці

ВЧ нагрівання на перезарядці описується наступною системою кінетичних рівнянь для атомних і іонних компонентів:

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \frac{q}{m} \left( \mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B} \right) \frac{\partial f_i}{\partial \mathbf{v}} = L_{ia}, \quad (2.37a)$$

$$\frac{\partial f_a}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f_a = L_{ai}; \quad (2.37b)$$

де  $q$  – заряд іонів,  $m$  – масою іона (атома),  $\mathbf{E}$  і  $\mathbf{B}$  – електричне та магнітне поля,  $f_i$ ,  $f_a$  – функції розподілу іонів і нейтрального газу,

$$L_{ia} = -L_{ai} = S_i n_i f_a + f_a \int \sigma_c |\mathbf{v}' - \mathbf{v}| f_i(\mathbf{v}') d^3 \mathbf{v}' - f_i \int \sigma_c |\mathbf{v}' - \mathbf{v}| f_a(\mathbf{v}') d^3 \mathbf{v}'; \quad (2.38)$$

являють собою оператори зіткнень для іонно-атомних і атомно-іонних процесів зіткнень перезарядки і іонізації. Тут  $n_i$  – густина іонів. Передбачається, що електричне поле перпендикулярно до стаціонарного магнітного поля.

У сильному магнітному полі, час дифузії плазми поперек магнітного поля значно більше, ніж тривалість нагріву, локальні процеси є домінуючими і членом  $\mathbf{v} \cdot \nabla f_i$ , що відповідає за конвекцію, можна знехтувати.

Рівняння (2.37) не містять компоненту швидкості паралельно магнітному полю. З цієї причини простір швидкостей вважається двовимірним.

З кінетичних рівнянь (2.37a) і (2.37b) можна отримати систему рівнянь балансу за допомогою стандартної процедури інтегрування в просторі швидкостей з наступними вагами: одиниця,  $\mathbf{v}$ ,  $mv^2/2$  для іонів і одиниця,  $v_r$ ,  $mv^2/2$ ,  $mv^2 v_r/2$  для нейтрального газу. В результаті система рівнянь набуває вигляду

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = S_i n_a n_i, \quad (2.39a)$$

$$\frac{\partial \mathbf{V}_i}{\partial t} = \frac{e}{m} \mathbf{E} + \frac{e}{mc} \mathbf{V}_i \times \mathbf{B} + (S_i + S_c)(\mathbf{e}_r \Gamma_a - n_a \mathbf{V}_i), \quad (2.39b)$$

$$\frac{\partial p_i}{\partial t} = (S_c + S_i) n_i (E_a + n_a W_{RF}) - S_c n_a p_i, \quad (2.39c)$$

$$\frac{\partial n_a}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r \Gamma_a)}{\partial r} = -S_i n_a n_i, \quad (2.39d)$$

$$m \frac{\partial \Gamma_a}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r} E_a = -(S_i + S_c) m n_i \Gamma_a, \quad (2.39e)$$

$$\frac{\partial E_a}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r Q_a)}{\partial r} = S_c n_a (p_i + n_i W_{RF}) - (S_c + S_i) n_i E_a, \quad (2.39f)$$

$$\frac{\partial Q_a}{\partial t} + \frac{\partial H}{\partial r} = -(S_i + S_c) n_i Q_a; \quad (2.39g)$$

тут  $\mathbf{V}_i$  – іонна швидкість осциляцій у ВЧ-полі,  $p_i = \int d^2v \frac{m(\mathbf{v} - \mathbf{V}_i)^2}{2} f_i$  – тиск іонів,  $E_a = \int d^2v \frac{mv^2}{2} f_a$  – енергія нейтральної компоненти,  $\Gamma_a = n_a V_a$  – радіальний потік атомів,  $W_{RF} = mV_i^2/2$ ,  $Q_a \equiv \int \frac{mv^2}{2} v_r f_a d^2v$  – потік енергії атомів, і  $H \equiv \int \frac{mv^4}{4} f_a d^2v$ . В рамках нашої моделі швидкість іонізації  $S_i$  вважається заданою.

Оскільки МГД підхід обмежується декількома ступеневими моментами низького порядку для функції розподілу, енергетична залежність  $\sigma_c |\mathbf{v}' - \mathbf{v}|$  не може бути врахована точно. Для того, щоб систему рівнянь зробити замкненою, передбачається, що  $\sigma_c |\mathbf{v}' - \mathbf{v}|$  залежить від середньої енергії  $W_{av} = W_i + E_a/n_a$ , так що  $\sigma_c |\mathbf{v}' - \mathbf{v}| \approx S_c = \sigma_c(W_{av}) \sqrt{2W_{av}/m}$ . Відзначимо також, що енергія іонів завжди не менша, аніж енергія коливань. Тому що  $\sigma_c |\mathbf{v}' - \mathbf{v}|$  повільно змінюється, похибка в такому наближенні досить мала.

Рівняння (2.39b) визначає швидкість іонів. Вона складається з коливальної частини викликаної змінним електричним полем і невеликої дрейфової частини в азимутному напрямку в результаті дії сили тертя з нейтральним газом. Це рівняння є єдиним рівнянням, в якому зберігаються чисто осцилюючі члени.

Щоб замкнути систему рівнянь (2.39) величина  $H$  має бути визначена. В роботі (Moiseenko, 1986) показано, що функції розподілу іонів і атомів у ВЧ нагрітій плазмі близькі до Максвеллових. В такому випадку ми отримуємо

$$H \equiv 2E_a^2 / (mn_a); \quad (2.40)$$

Плазмова неоднорідність збурює функцію розподілу атомів, а збурення пропорційно  $z = v_{Ta} / (aS_c n_i)$ , де  $a$  – радіус плазми і  $v_{Ta} = \sqrt{2E_a / (mn_a)}$  – теплова швидкість атомів. Параметр  $z$  являє собою відношення довжини вільного пробігу атомів до радіуса плазми. У цьому дослідженні довжина вільного пробігу за перезарядкою вважається невеликою, тобто  $z \ll 1$ .

Член  $S_c n_a n_i W_{RF}$  відповідає за ВЧ нагрівання і з'являється в рівнянні для іонного тиску (2.39c) і в рівнянні для енергії нейтрального газу (2.39f). В обох рівняннях цей член має позитивний знак, що забезпечує як нагрів іонів, так і нейтралів. Його пропорційність швидкості перезарядки відображає характер нагріву на зіткненнях.

Умови регулярності на осі  $r=0$  такі:

$$\Gamma_a = 0, \quad (2.41a)$$

$$Q_a = 0; \quad (2.41b)$$

і граничні умови на стінці камери обрані таким чином:

$$\Gamma_a = \alpha \sqrt{n_a E_a / (2\pi m)}, \quad (2.42a)$$

$$Q_a = \beta E_a \sqrt{E_a / (2\pi m n_a)}; \quad (2.42b)$$

Параметр  $\alpha$  є коефіцієнтом відтоку частинок і описує втрату частинок на краю, в той час як коефіцієнт відтоку енергії  $\beta$  описує втрати енергії. Якщо  $\alpha = 0$ , то частинки повністю відбивається від стінки камери, а якщо  $\beta = 0$ , то енергія не

виходить назовні. Випадок  $\alpha = \beta = 1$  відповідає вільному витоку нейтрального газу крізь край.

Число умов (2.41–6) відповідає порядку системи рівнянь (2.39d–3g) уздовж радіальної координати. Це також виправдовує включення рівняння для потоку потужності в систему. Будучи рівнянням для найвищого моменту функції розподілу, це рівняння для непарного моменту, яке породжує необхідність робити припущення для більш високого (парного) моменту, щоб замкнути систему. Припущення для парних моментів легше знайти і обґрунтувати.

Для того, щоб знайти швидкість іонних коливань  $V_i$  змінне електричне поле  $E$  повинно бути задано. Замість цього ми задаємо просторово-часову залежність для  $W_{RF}$ , оскільки тільки через цю величину  $V_i$  входить в усі рівняння. З цієї причини рівняння (2.39b) опущено.

В системі рівнянь (2.39), введемо нормовані величини  $\eta_{i,a} = n_{i,a}/n_0$ ,  $\varepsilon = W_{RF}/W_0$ ,  $\zeta = S_i/S_{i0}$ ,  $\tau = S_{i0}n_0t$ ,  $\rho = r/a$ ,  $\gamma = \Gamma_a am S_{i0}/W_0$ ,  $\pi_i = p_i/W_0 n_0$ ,  $e_a = E_a/(W_0 n_0)$ ,  $\vartheta = Q_a am S_{i0}/W_0^2$  і  $\sigma = S_c/S_{0i}$ , де  $n_0$  є сума середніх густин газу і плазми на початку нагріву. Константи  $S_{i0}$  і  $W_0$  вибираються так, щоб безрозмірні величини  $\zeta$  і  $\varepsilon$  були в середньому близькі до одиниці. У нормованих змінних рівняння (2.39) мають вигляд:

$$\frac{\partial \eta_i}{\partial \tau} = \zeta \eta_a \eta_i, \quad (2.43a)$$

$$\frac{\partial \pi_i}{\partial \tau} = (\zeta + \sigma) \eta_i e_a - \sigma \eta_a \pi_i + (\zeta + \sigma) \eta_a \eta_i \varepsilon, \quad (2.43b)$$

$$\frac{\partial \eta_a}{\partial \tau} + \frac{C}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} (\rho \gamma) = -\zeta \eta_a \eta_i, \quad (2.43c)$$

$$\frac{\partial \gamma}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial \rho} e_a = -(\zeta + \sigma) \gamma \eta_i, \quad (2.43d)$$

$$\frac{\partial e_a}{\partial \tau} + \frac{C}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} (\rho \vartheta) = \sigma \eta_a \pi_i - (\zeta + \sigma) \eta_i e_a + \sigma \eta_a \eta_i \varepsilon, \quad (2.43e)$$

$$\frac{\partial \mathcal{G}}{\partial \tau} + 2 \frac{\partial}{\partial \rho} \left( \frac{e_a^2}{\eta_a} \right) = -(\zeta + \sigma) \mathcal{G} \eta_i; \quad (2.43f)$$

Параметрами задачі нагріву є параметр дифузії  $C = W_0 / (m_i a^2 S_{i0}^2 n_0^2)$ , поведінка в просторі-часі швидкостей зіткнень  $\zeta$  і  $\sigma$ , профіль енергії осциляцій  $\varepsilon$  і коефіцієнти граничних втрат  $\alpha$  і  $\beta$ .

Використовуються наступні початкові умови: початкова нормована густина іонів і профілі тиску є параболічними або кубічними, тобто  $1 - \rho^2$  або  $(1 - \rho)^2(1 + 2\rho)$ , а початкові атомні профілі вибираються незалежними від радіуса. Початкові профілі потоків частинок і енергії задаються лінійними і задовольняють граничним умовам.

Система рівнянь балансу (2.43) вирішувалася чисельно за допомогою методу скінченних різниць. Була використана шахова просторова сітка, в якій рознесені в просторі вузли для компонент векторних і скалярних величин. Для інтегрування рівнянь за часом застосовувалася схема Кранка-Ніколсона з ітераціями Рунге-Кутта для нелінійних членів. Швидкість збіжності цієї схеми пропорційна квадрату числа вузлів сітки і зворотно пропорційна квадрату часового кроку.

### 2.5.3. Результати розрахунків

Приклад чисельного рішення системи рівнянь (2.43), показаний на Рис. 2.31. Для розрахунку були використані наступні параметри. Початкова густина плазми і температура вибрані малими. Енергія коливань постійна уздовж радіуса плазми і параметр дифузії атомарного газу має помірне значення  $C = 0.01$ . Значення коефіцієнтів граничних втрат обрані однаковими  $\alpha = \beta = 0.14$ .

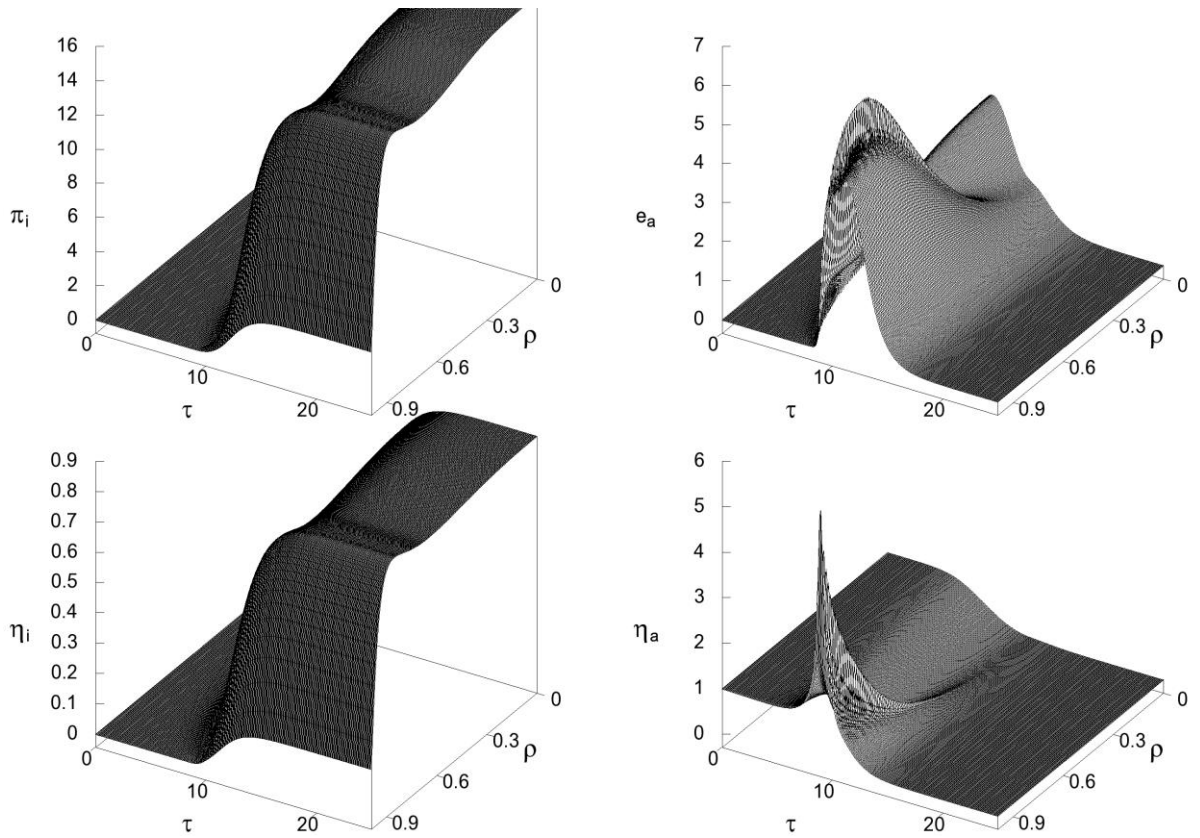


Рис. 2.31 Динаміка ВЧ нагрівання на перезарядці. Параметри розрахунку:  $C = 0.01$ ,  $\sigma = 10$ ,  $\alpha = \beta = 0.14$ ,  $\varepsilon = 1$ . Початкові умови:  $\eta_i^{\max} = 10^{-4}$ ,  $\pi_i^{\max} = 0.02 \cdot \eta_i^{\max}$ ,  $\eta_a = 1$ ,  $e_a = 10^{-5}$

При ВЧ нагріванні, густина іонів і тиск збільшуються майже одночасно. Коли більшість атомів іонізовано, нагрів насичується. Еволюція енергії іонів подібна до тієї, що має місце в разі нескінченної однорідної плазми, але поведінка нейтрального газу істотно відрізняється. Початкова густина іонів з максимумом на осі призводить до нерівномірного нагрівання нейтрального газу. У центральній частині плазмового шнура температура атомів зростає швидше, ніж на периферії. Дифузія компенсує цей температурний градієнт лише частково. Це призводить до стиснення холодного нейтрального газу на периферії плазми і формування піка густини газу. Після цього, цей пік густини переміщується у напрямку до центру з поступово спадає за рахунок іонізації.

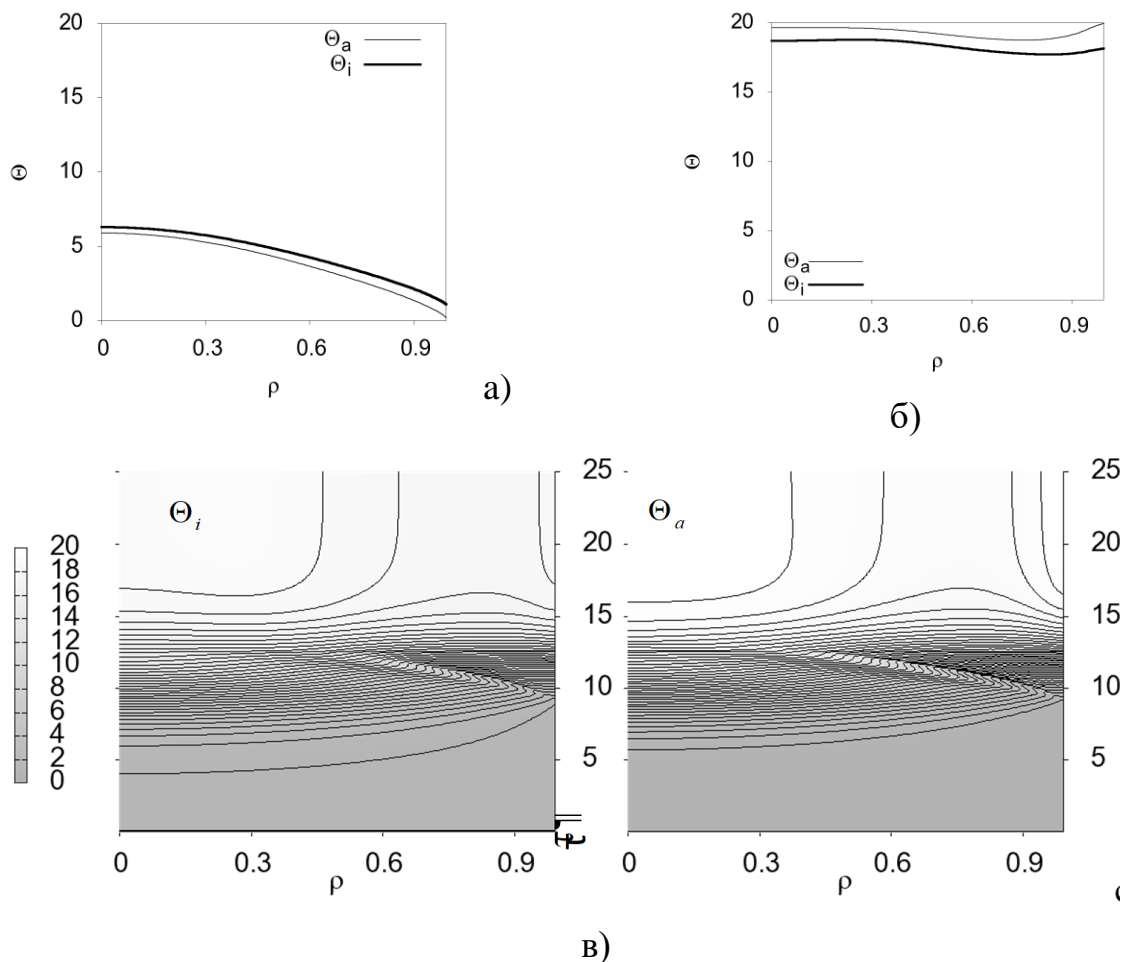


Рис. 2.32 Радіальні профілі нормалізованих температур іонів  $\Theta_i$  і нейтрального газу  $\Theta_a = e_a / \eta_a$  у два моменти часу а)  $\tau = 9$ , б)  $\tau = 25$ . в) часова еволюція  $\Theta_i$  і  $\Theta_a$ . Параметри і початкові умови такі ж, як на Рис. 2.24

Високочастотний нагрів атомів обумовлений взаємним тертям між іонами і атомами, в результаті чого обидва компонента нагріваються. Спочатку атомна енергія зростає за рахунок ВЧ нагрівання. Енергія нейтрального газу досягає максимуму, а потім знижується через вигоряння. Часові еволюції іонної і атомної температур показані на Рис. 2.32. Їх поведінка майже однакова в результаті впливу процесів перезарядки. На початковому етапі ВЧ нагрівання температурні профілі локалізовані в центрі плазмового шнура, як показано на Рис. 2.32а. Надалі вони стають більш плоскими (Рис 2.32б). Це пов'язано з піком густини нейтрального газу, який з'являється на периферії і після цього рухається у напрямку до центру. Цей пік видно на Рис. 2.32в.

У випадку нескінченної однорідної плазми нормована температура іонів досягає значення 20. У неоднорідній плазмі усереднена за простором температура іонів лише трохи нижча.

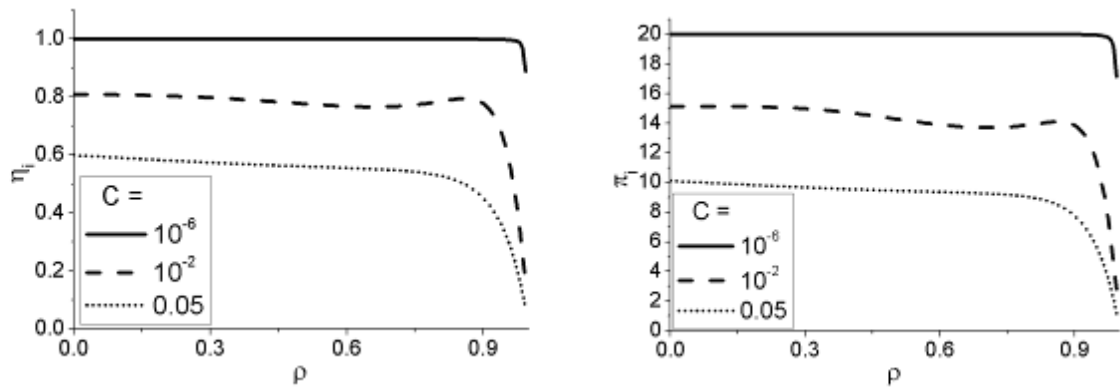


Рис. 2.33 Профілі густини іонів і тиску після закінчення нагрівання для різних значень коефіцієнта дифузії  $C$  при тих же параметрах і початкових умовах, що і на Рис. 2.31

Величина параметра дифузії  $C$  має важливе значення для глобального енергетичного балансу. Вплив  $C$  на профілях кінцевої густини іонів і тиску видно на Рис. 2.33. У разі дуже малої дифузії ( $C = 10^{-6}$ ), профілі кінцевої густини іонів і тиску є плоскими завдяки однорідності початкової густини газу і вибраний рівномірний розподіл енергії ВЧ коливань. Кінцевий тиск іонів практично дорівнює кінцевому тиску в нескінченній однорідній плазмі. Ефективність нагрівання зменшується з подальшим збільшенням параметра дифузії (дивись Рис. 2.33).

В "пороговому" випадку  $C = 0.01$  енергетична ефективність ВЧ нагрівання є досить високою і досягає значення 0.8. При подальшому збільшенні  $C$  якість нагріву погіршується. Таким чином, діапазон  $C \leq 0.01$  може бути використаний для ефективного нагріву.

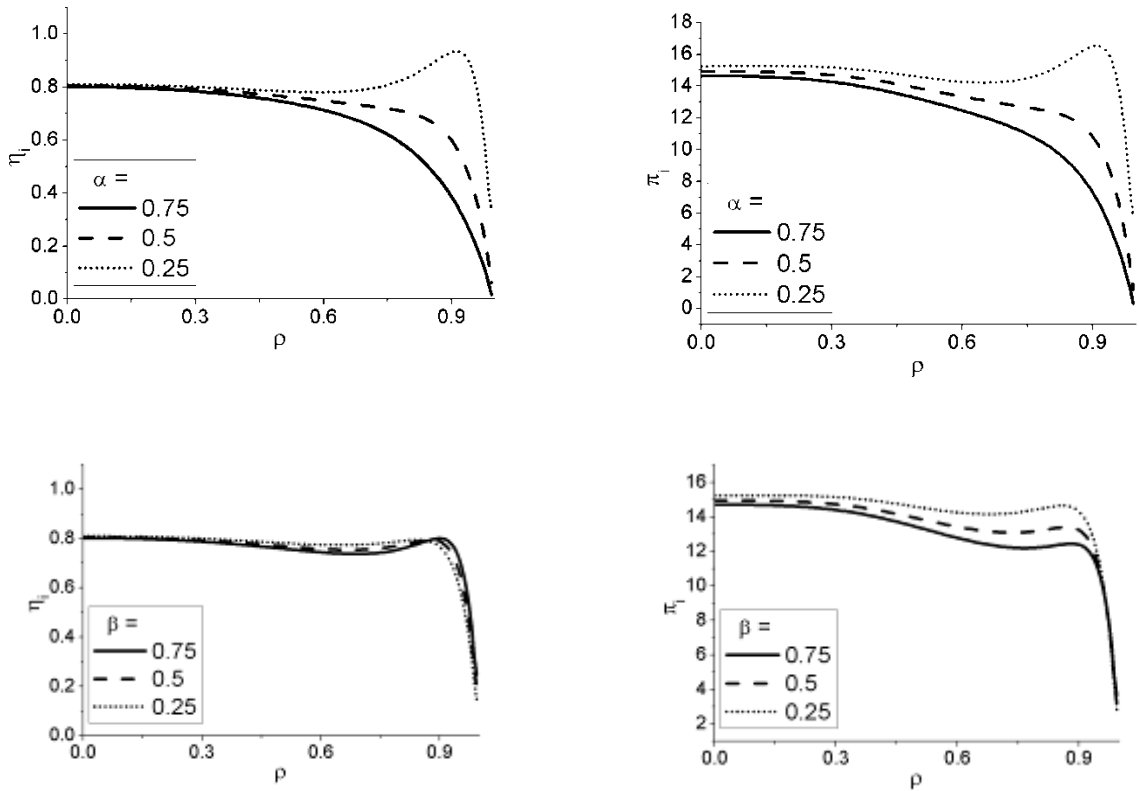


Рис. 2.34 Профілі густини іонів і тиску після закінчення нагрівання для різних значень коефіцієнтів відтоку частинок  $\alpha$  і енергії  $\beta$  при тих же параметрах і початкових умовах, що і на Рис. 2.24

Вплив коефіцієнтів відтоку частинок  $\alpha$  і енергії  $\beta$  на кінцевий результат нагріву ілюструється Рис. 2.34. Збільшення цих коефіцієнтів знижує кінцеву густину плазми і температуру. Розподіл густини плазми нечутливий до значення  $\beta$ , як це видно на Рис. 2.34. Причина цього полягає в тому, що потік тепла на краю безпосередньо не впливає на баланс частинок.

Для представленої серії розрахунків швидкість іонізації обрана досить високою. На практиці вона може бути нижче при малих густинах плазми і підвищуватись з підвищенням ступеня іонізації. Для моделювання цього сценарію передбачається, що  $\zeta = 0.3 + 1.95\eta_i^2$ . Значення нормованої перезарядки  $\sigma$  стає більшим, оскільки середнє значення швидкості іонізації менше. Параметри плазми в цьому режимі після закінчення нагрівання показані

на Рис. 2.35. Збільшення часу нагріву призводить до підвищення тиску плазми. Проте, так як коефіцієнт дифузії залишається тим же самим, більший час нагрівання призводить до більшим втратам енергії плазми.

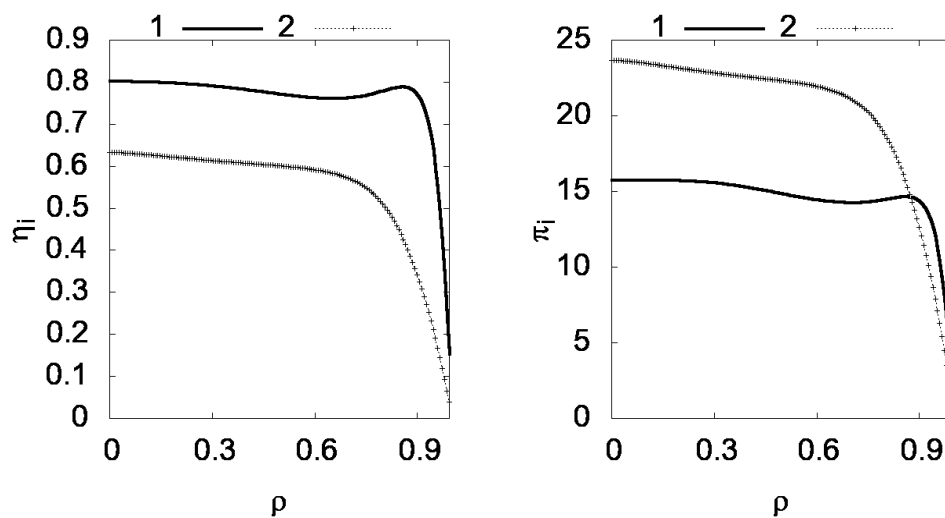


Рис. 2.35 Профілі густини іонів і тиску після закінчення нагрівання для змінної в часі швидкості іонізації (крива 2) в порівнянні зі стандартним режимом (крива 1). Інші параметри і початкові умови, як на Рис. 2.31

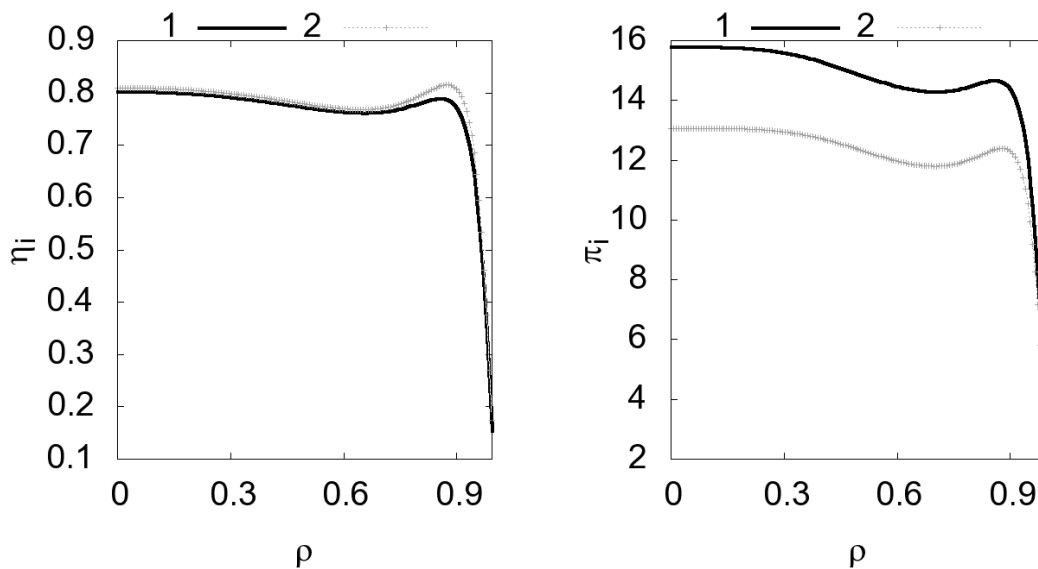


Рис. 2.36 Профілі густини іонів і тиску після закінчення нагрівання для змінної в часі енергії осциляцій (крива 2) в порівнянні зі стандартним режимом (крива 1). Інші параметри і початкові умови, як на Рис. 2.31

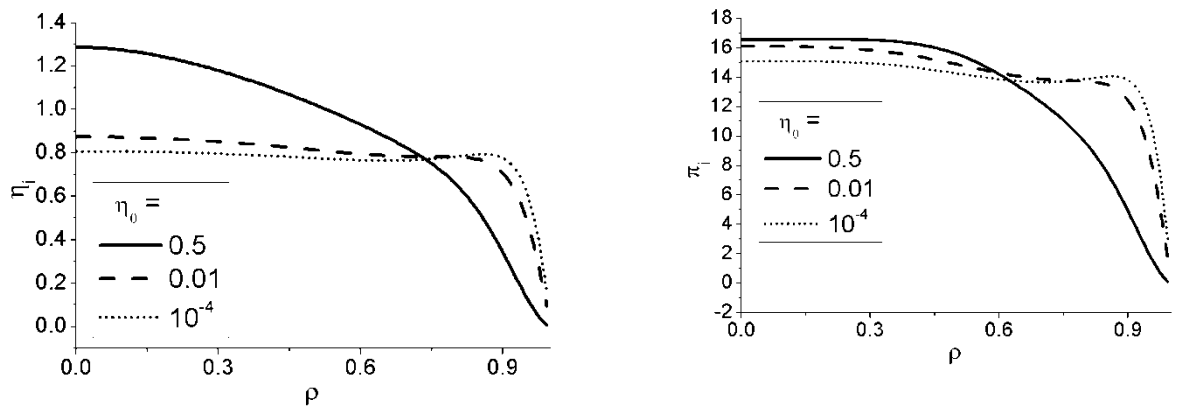


Рис. 2.37 Профілі густини іонів і тиску після закінчення нагрівання для різної початкової густини іонів. Сума початкових густини атомів і іонної густини підтримується постійною, тобто  $\eta_i + \eta_a = 1$ . Ті ж параметри і інші початкові умови, як на Рис. 2.31

Якщо енергія осциляцій не є постійною і зменшується в часі, як, наприклад  $\varepsilon = 1 - \tau/60$ , густина плазми залишається практично незмінною (див Рис. 2.36). Як і слід було очікувати, тиск плазми зменшується пропорційно енергії, що віддається плазмі від високочастотного поля.

Коли початкова ступінь іонізації мала, її величина визначає лише часову затримку високочастотного нагріву, але не профілі густини іонів і тиску після закінчення нагрівання (див Рис. 2.37). Якщо початковий ступінь іонізації високий (50% в центрі плазми) при старті ВЧ нагрівання, профілі кінцевої густини іонів і тиску стають більш локалізованими в центрі плазми. Загальна втрата ефективності ВЧ нагрівання в порівнянні з випадком низьким ступенем іонізації не настільки велика.

Профіль енергії осциляцій має суттєвий вплив на ВЧ нагрівання (див Рис. 2.38). Крім плоского профілю енергії коливань, два інші профілі і були розглянуті  $\varepsilon = \sin^2(\pi\rho)$  і  $\varepsilon = 1 - (1 - \rho)^2(1 + 2\rho)$ . Обидва вони обертаються в нуль на осі. Перший профіль має максимум при  $\rho = 0.5$ , а другий профіль має максимум на краю. В обох випадках утворюються два піки густини нейтрального газу: один поблизу краю, а інший на вісі. Причиною цього є

низька швидкість ВЧ нагрівання нейтрального газу в цих місцях. Кінцевий температурний профіль, зазвичай, слідує за профілем енергії ВЧ коливань з деякими змазуванням, викликаним перенесенням енергії нейтральним газом.

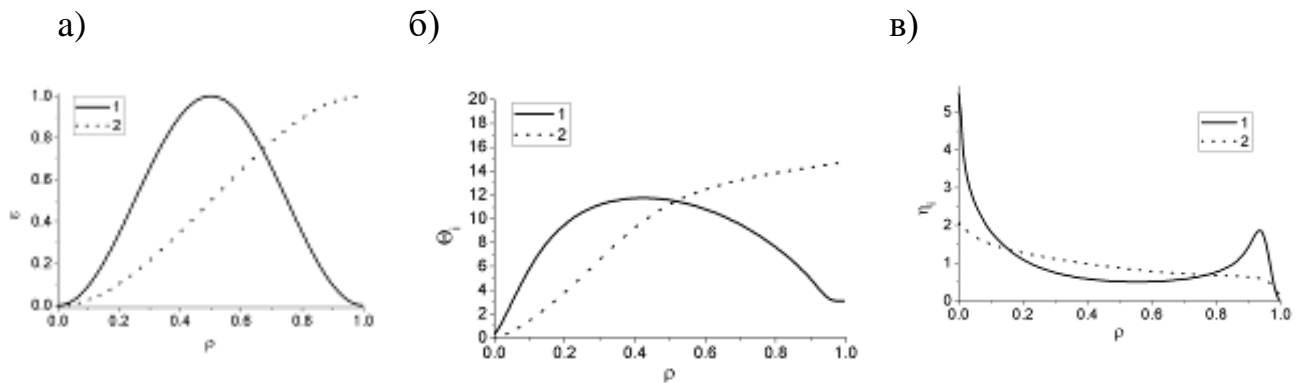


Рис. 2.38 ВЧ нагрівання для двох випадків неплоского профілю енергії ВЧ осциляцій. а) форма профілю енергії ВЧ осциляцій; б) профілі нормалізованої температури іонів після закінчення в) профілі нормалізованої густини іонів. Крива 1 для  $\varepsilon = \sin^2(\pi\rho)$  і крива 2 для  $\varepsilon = 1 - (1 - \rho)^2(1 + 2\rho)$

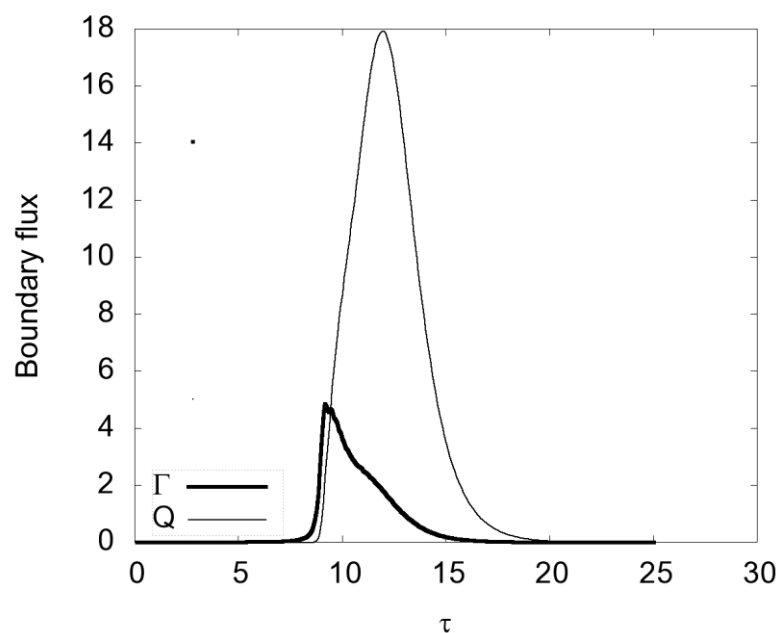


Рис. 2.39 Потоки частинок і тепла на стінку під час нагрівання. Ті ж параметри і початкові умови, як на Рис. 2.24

Еволюція в часі потоків частинок і енергії на стінку показана на Рис. 2.39. Максимум потоку нейтрального газу пов'язаний з формуванням піку густини на периферії плазми. Максимум відтоку енергії в відповідає появі піка енергії атомів поблизу периферії (див Рис. 2.31). Енергетична ефективність радіочастотного нагріву  $\eta_\varepsilon = \psi_i / (\psi_i + w_l)$ , де  $\psi_i = 2\pi \int_0^1 \pi_i \rho d\rho$  – тиск іонів в момент закінчення нагрівання і  $w_l = 2\pi \int_0^{\tau_{end}} q_b d\tau$  – сумарна енергія втрат і  $q_b$  – потік енергії на стінку. Енергетична ефективність досягає значення 0.8 для випадку, показаного на Рис. 2.39.

#### 2.5.4. ВЧ нагрів у пробкотроні ГОЛ-3

ГОЛ-3 є багатопробковою відкритою пасткою з радіусом плазми 3-5 см і високою густиною плазми  $n_0 = 10^{14} - 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  (Arzhannikov et al. 2001). Можливість використання ВЧ нагрівання на перезарядці в цьому пристрої у вирішальній мірі залежить від значення параметра дифузії  $S$ . Як показали наведені вище розрахунки, ефективність ВЧ нагрівання може бути досягнута, якщо  $S \leq 0.01$ . Параметр  $S$  пропорційний енергії ВЧ коливань і обернено пропорційний квадрату густини плазми. Таким чином, при заданому значенні густини плазми існує нижня межа для радіочастотної енергії осциляцій.

Для параметрів ГОЛ-3 гранична енергія ВЧ осциляцій змінюється від 1 еВ до 100 еВ, і, таким чином, ефективне ВЧ нагрівання на перезарядці простіше реалізувати в густій плазмі з  $n_0 \sim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ .

Застосування ВЧ нагрівання на перезарядці можна здійснити в одній центральній клітинці установки ГОЛ-3. Для кращого утримання гарячої плазми, ВЧ нагрівання краще проводити поблизу мінімуму магнітного поля.

У ГОЛ-3 у 5 см від серединної площини магнітне поле збільшується приблизно на 20%, а ефект неоднорідності магнітного поля призводить до появи

паралельної енергії іонів за рахунок їх плескання, але в середньому не більше ніж на 10% від перпендикулярної енергії.

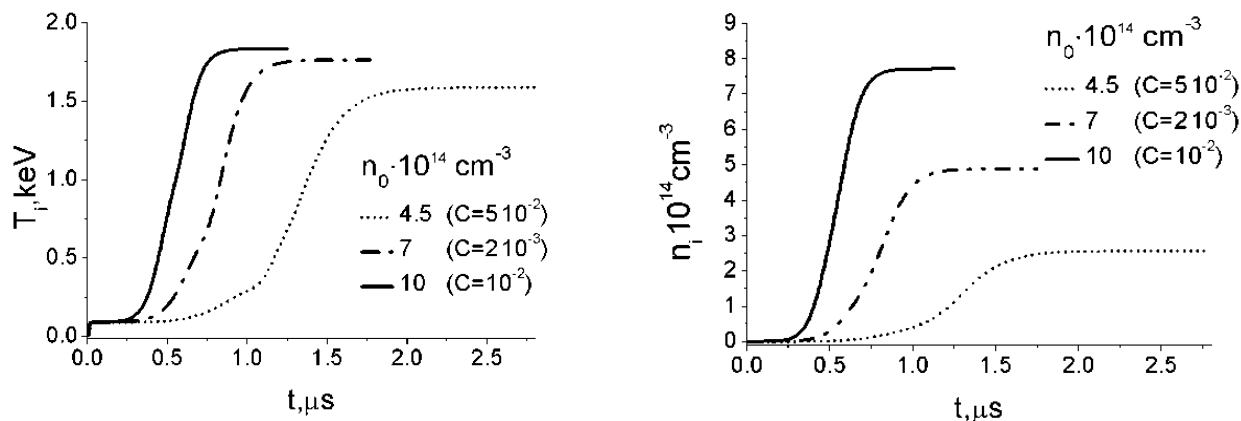


Рис. 2.40 Часова еволюція просторово усереднених іонної температури і густини плазми при різних початкових тисках газу в установці ГОЛ-3. Параметри:  $\sigma = 10$ ,  $\alpha = \beta = 0.35$ ,  $W_{rf} = 100$  эВ, а початкові умови  $\eta_i^{\max} = 10^{-4}$ ,  $\pi_i^{\max} = 0.02 \cdot \eta_i^{\max}$ ,  $\eta_a = 1$ ,  $e_a = 10^{-5}$

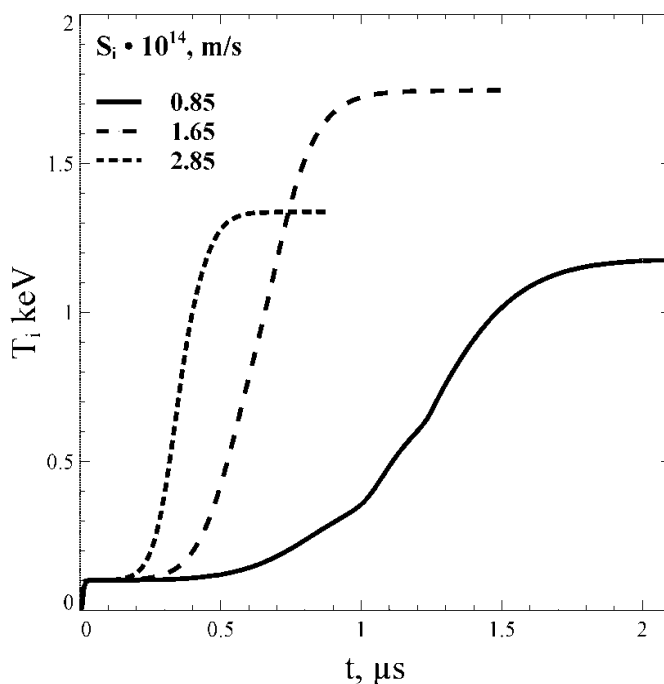


Рис. 2.41 Часова еволюція просторово усереднених іонної температури і густини плазми при різних значеннях швидкісного коефіцієнта іонізації. Параметри:  $\alpha = \beta = 0.35$ ,  $W_{rf} = 100$  эВ, а початкові умови  $n_0 \sim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\eta_i^{\max} = 10^{-4}$ ,  $\pi_i^{\max} = 0.02 \cdot \eta_i^{\max}$ ,  $\eta_a = 1$ ,  $e_a = 10^{-5}$

Таким чином, паралельної енергією можна знехтувати в межах точності моделі. Сприятливим моментом є те, що майже всі нагріті іони згустку, як очікується, будуть глибоко захоплені в магнітній пастці, що збільшує час життя плазми.

Часова еволюція просторово усереднених густини іонів і температури показані на Рис. 2.40 для різних початкових тисків робочого газу. У режимі високої густини температура плазми підвищується до 1,4–1,8 кеВ протягом 0,5–1,5 мікросекунд. Для рівня ВЧ енергії коливань  $= 100$  еВ в згустку плазми довжиною 10 см з радіусом 5 см і піковою густиною  $10^{15}$  см<sup>-3</sup>, потужність, яка вводиться в плазму  $P_{RF} = 2\pi a^2 L W_0 n_0^2 S_{i0} \int_0^1 \eta_a \eta_i (1 + 2\sigma) \epsilon r d\rho \approx 100 \text{ MW}$ , в максимумі, коли густина нейтрального газу і плазми близькі за значенням. Необхідно звернути тут увагу на те, що ВЧ нагрівання великої потужності в коротких імпульсах було використаний раніше в експериментах по турбулентному нагріву плазми (Vasil'ev, 1968).

У моделі параметри  $C$  і  $\sigma$  залежать від швидкісного коефіцієнта іонізації  $S_i$ . Швидкісний коефіцієнт іонізації визначається в основному іонізацією електронним ударом і залежить від температури електронів. Він має максимум близько  $3 \cdot 10^{-14}$  м<sup>3</sup>/сек при енергії електронів 100 еВ і значення  $0.5 \cdot 10^{-14}$  м<sup>3</sup>/сек при  $T_e = 10$  еВ (Voronov, 1997). Еволюція в часі іонної температури ГОЛ-3 при ВЧ нагріванні при різних значеннях  $S_i$  показана на Рис. 2.41.

Зниження кінцевої температури іонів при збільшенні швидкості іонізації можна пояснити зменшенням  $\sigma$ . Роль граничних умов стає все більш важливою в разі малих  $S_i$  через збільшення параметра дифузії  $C$  і, отже, збільшення потоку нейтральних атомів на стінку. Це також призводить до зниження кінцевої температури іонів. Проте, в обох випадках зниження не настільки велике і істотний нагрів іонів спостерігається у всіх випадках. При проведенні експериментів можливо керувати зміною енергії коливань  $W_0$ , що дозволяє домогтися оптимальної ефективності нагріву шляхом балансування швидкості дифузії нейтральних атомів і впливу  $\sigma$ .

Запропонований спосіб ВЧ нагрівання заснований на використанні зіткнень для загасання хвиль і не передбачає наявності циклотронного загасання або загасання Ландау. Таким чином, він не чутливий до величини стаціонарного значення магнітного поля. Критеріями за вибором частоти нагріву є виконання умови поширення хвилі і достатнього загасання хвилі усередині плазмового згустку. Вибір антени може бути зроблений за допомогою моделювання розповсюдження хвиль. Попередні оцінки для збудження швидкої магнітозвукових хвилі вказують на можливий сценарій з антеною виткового типу і з частотою нагріву в діапазоні 10 МГц.

### **2.5.5. Висновки**

Спосіб ВЧ нагрівання для частково іонізованої плазми, який використовує перезарядку, для поглинання швидкої хвилі на зіткненнях, вивчений в неоднорідній циліндричній плазмі. Розширена система МГД рівнянь з рівнянням для теплового потоку (воно потрібно для замикання системи рівнянь), була отримана з кінетичних рівнянь і використовувалася в чисельній моделі. Числові розрахунки прогнозують нагрів в широкому діапазоні параметрів плазми. Процес нагріву супроводжується складною динамікою нейтрального газу.

Показано, що якщо параметр дифузії  $C$  нейтрального газу в плазмі має значення менш 0.01, залежність нагрівання від інших параметрів не дуже чутлива, а ефективність нагріву перевищує 80%.

Розроблено сценарій високочастотного нагріву на перезарядці в одній з центральних клітин багатопробкової відкритої магнітної пастки ГОЛ-3 (Новосибірськ, Росія), в якому кінцева температура іонів перевищує енергію коливань іонів в ВЧ-полі на порядок величини. Ефективність введення енергії в плазму досить висока, і тільки мала частина потужності передається з нейтральними атомами до стінки камери в разі високої густини плазми.

## **2.6. Проникнення електростатичного поля через Фарадеїв екран напіввиткової антени**

### **2.6.1. Властивості Фарадєєва екрану**

Для захисту антени від прямого контакту з плазмою і для запобігання проникнення в плазму електростатичного поля, створюваного антеною, використовується екран Фарадея. Екран, як правило, зроблений з окремих металевих елементів. Унаслідок дискретності екрану частина електростатичного поля може проникнути через його щілини назовні. Електростатичне поле, як паралельне, так і перпендикулярне до постійного магнітного поля, викликає сильний коливальний рух іонів і електронів крайового шару малогустої плазми, яка зазвичай існує в поблизу екрану. Якщо енергія коливального руху іонів перевищує енергію розпилення, то розпорошений матеріал екрану попадає в плазму, збільшуючи концентрацію домішок.

Іншим несприятливим ефектом, викликаним проникненням електростатичного поля через екран Фарадея, є збудження хвиль в плазмі за електростатичним механізмом (Riccardi et al. 1995). І повільні, і швидкі хвилі можуть збуджуватися таким способом. При збудженні швидкої хвилі не виникає проблем, збудження ж повільної хвилі небажане (Moiseenko, 2001).

Електростатичне поле проникає через екран по всій його поверхні. Частина екрану, звернена до плазми, представляє особливий інтерес для розгляду (Moiseenko, 2005).

### **2.6.2. Опис моделі**

Розглянемо екран Фарадея, що складається з однакових зігнутих напіввиткових елементів, розміщених періодично на однаковій відстані один від одного (див. Рис. 2.42). Припускаємо, що період екрану набагато менше, ніж довжина електромагнітної хвилі у вакуумі і будь-який з розмірів антени. Перше припущення дозволяє ввести електричний потенціал і використовувати рівняння Лапласа для опису електричного поля в невеликій області поблизу

екрану. Друге припущення дозволяє ігнорувати залежність потенціалу від координати  $z$ .

В силу періодичності екрану в напрямку  $y$  можна було б очікувати, що залежність потенціалу вздовж цієї координати також періодична з повільно змінною амплітудою. У нашому розгляді останньою змінною можна знехтувати, а також знехтувати зміною потенціалу по  $z$ . Таким чином, задача може бути розглянута на одному періоді екрану, враховуючи періодичність крайових умов у напрямку  $y$ .

На одному періоді задача має відбивну симетрію. З цієї причини область розгляду для рівняння Лапласа в напрямку  $y$  обрана як половина періоду екрану.

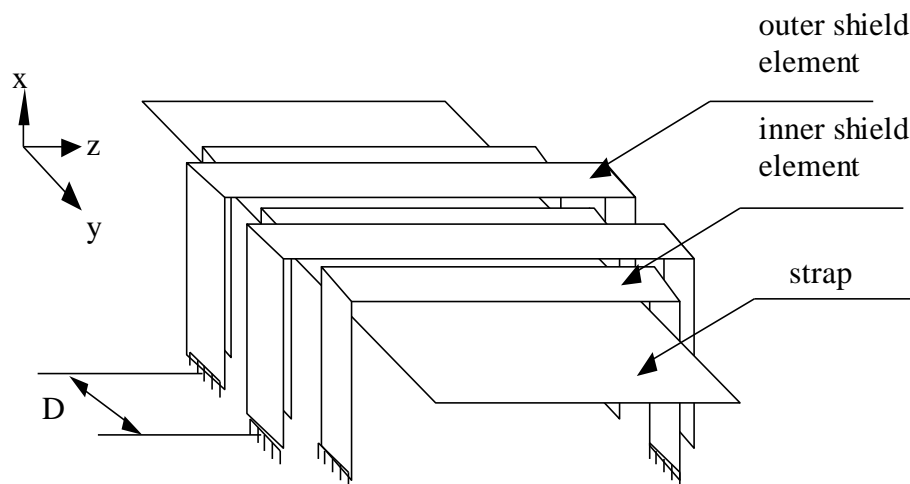


Рис.2.42 Фрагмент напіввиткової антени, покритої двошаровим екраном Фарадея

Для роботи з безрозмірними величинами і змінними нормуємо координати на напівперіод екрану  $\tilde{x} = 2x/D$ ,  $\tilde{y} = 2y/D$ , а потенціал – потенціалом на поверхні напіввитка  $\tilde{\varphi} = \varphi/\varphi_s$ . Рівняння Лапласа записується у вигляді:

$$\tilde{\nabla}^2 \tilde{\varphi} = 0. \quad (2.44)$$

Крайові умови такі: умова  $\tilde{\varphi}|_{\tilde{x}=0} = 1$  визначає потенціал на антені; умова  $\left. \frac{\partial \tilde{\varphi}}{\partial \tilde{x}} \right|_{\tilde{x}=\infty} = 0$  занулює електричне поле на нескінченності. Завдяки симетрії і періодичності граничні умови для потенціалу в напрямку  $y$  є умовами Неймана:  $\left. \frac{\partial \tilde{\varphi}}{\partial \tilde{y}} \right|_{\tilde{y}=0} = 0$  і  $\left. \frac{\partial \tilde{\varphi}}{\partial \tilde{y}} \right|_{\tilde{y}=1} = 0$ . Існують також внутрішні крайові умови  $\tilde{\varphi}|_{\tilde{x}=\delta_i, \tilde{y} \in (0, d_i)} = 0$  і  $\tilde{\varphi}|_{\tilde{x}=\delta_e, \tilde{y} \in (1-d_e, 1)} = 0$ , які занулюють потенціал на елементах екрана.

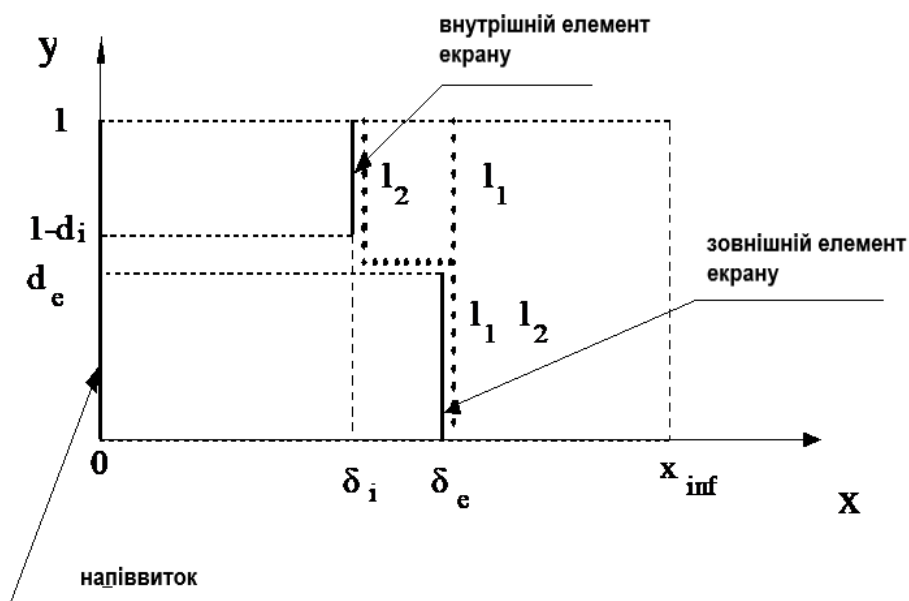


Рис.2.43 Область розгляду крайової задачі для рівняння Лапласа

Тут  $\delta$  – нормована відстань між антенним елементом і елементом екрану в напрямку  $x$ ,  $d$  – нормована напівширина елемента екрана, індекси  $i$  і  $e$  позначають внутрішні і зовнішні елементи екрану.

Рівняння (2.44) з зазначеними крайовими умовами вирішується чисельно з використанням методу скінченних різниць. Крайова умова при  $\tilde{x} = \infty$  замінюється такою ж умовою при скінченному значенні  $\tilde{x}$ :  $\tilde{x} = \tilde{x}_{\text{inf}}$ . Це значення вибрано досить великим, щоб не вплинути на розв'язок.

Крім розрахунку потенціалу, розраховуються два середніх значення напруженості електричного поля  $\bar{E}_i = \sqrt{\frac{1}{l_i} \int_{l_i} (E_x^2 + E_y^2) dl}$ . Перший контур  $l_1$ , за яким здійснюється усереднення (див. Рис.2.43), є найближчим до передньої площини екрану з зовнішньої сторони. Другий контур  $l_2$  – проекція зовнішньої поверхні екрану на площину  $(\tilde{x}, \tilde{y})$ .

### 2.6.3. Результати розрахунків

Спочатку проведений аналіз одношарового екрану.

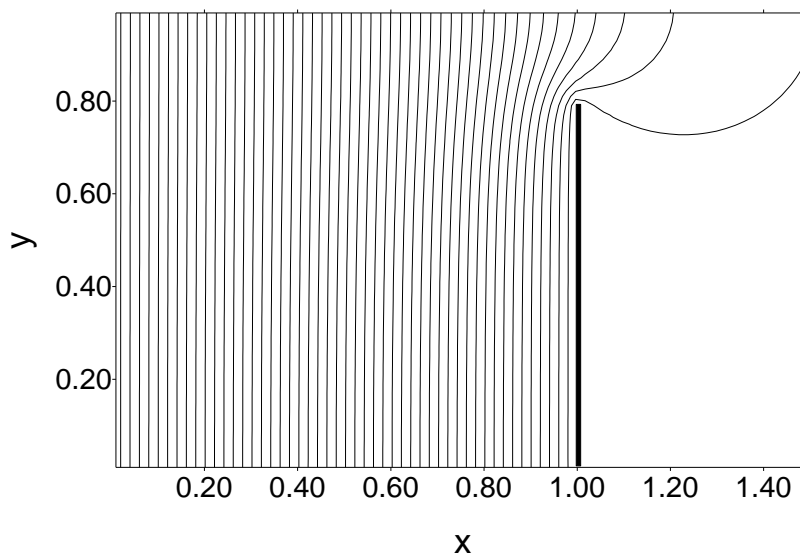


Рис.2.44 Лінії рівня розподілу потенціалу в разі  $d_e = 0.8$  і  $\delta_e = 1$ . Елемент екрану показаний жирною лінією

Лінії рівня розподілу потенціалу в разі  $d_e = 0.8$  і  $\delta_e = 1$  показані на Рис.2.44.

Видно, що електричне поле проникає за межі екрану через щілини між елементами екрану. Залежності середньої напруженості електричного поля  $\bar{E}_1$  від ширини елемента екрану  $d_e$  і від відстані між напіввитком і елементом екрану  $\delta_e$  показані на Рис. 2.45 і 2.46. Залежність очевидна: напруженість електричного поля за межами екрану зменшується зі зменшенням прозорості

$T = 1 - d_e$  і зі збільшенням відстані між екраном і напіввитком. Однак, навіть при низькій прозорості екрану, вона порядку напруженості електричного поля всередині екрану.

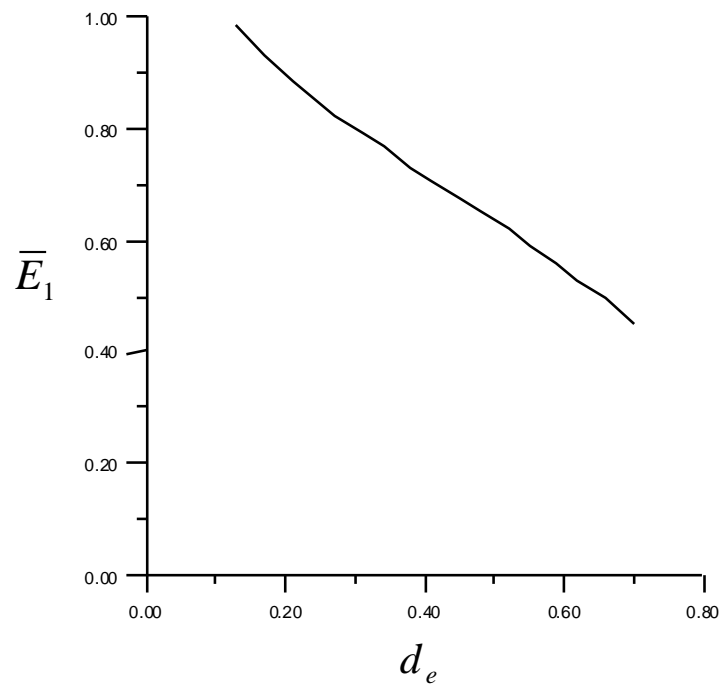


Рис.2.45 Залежність середньої напруженості електричного поля  $\bar{E}_1$  від ширини елемента екрану  $d_e$

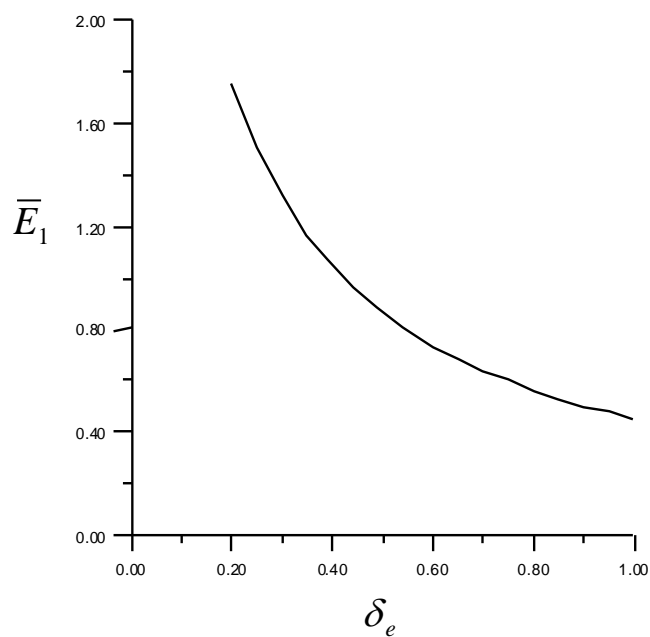


Рис.2.46 Залежність середньої напруженості електричного поля  $\bar{E}_1$  від відстані  $\delta_e$  між елементом екрану і напіввитком

Для двошарового екрану прозорість  $T = 1 - d_e - d_i$  може бути як позитивною, так і негативною.

Другий випадок відноситься до ситуації, коли внутрішній і зовнішній екрани накладаються. Розподіл потенціалу в другому випадку показано на Рис.2.47.

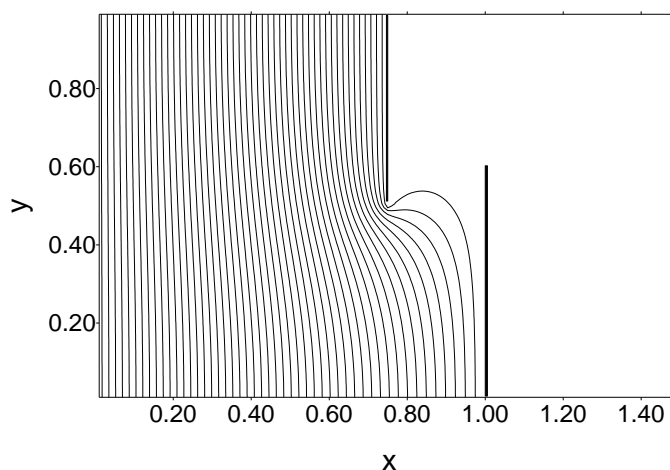


Рис.2.47 Конттури розподілу потенціалу в разі  $d_e = 0.6$ ,  $d_i = 0.5$ ,  $\delta_e = 1$ , і  $\delta_i = 0.75$

У цьому випадку глибина проникнення потенціалу поза екраном менше, ніж в разі одношарового екрану.

Залежності напруженостей електричного поля  $\bar{E}_1$  і  $\bar{E}_2$  від ширини зовнішнього елемента  $d_e$  екрана показані на Рис. 2.48. Оскільки контур  $l_2$  ближче до екрану, ніж контур  $l_1$ , напруженість  $\bar{E}_2$  завжди більша, ніж  $\bar{E}_1$ .

Обидві напруженості зменшуються з  $d_e$ . Для  $\bar{E}_2$ , спадіння сильніше поблизу точки, де прозорість екрану  $T$  змінює знак.

#### 2.6.4. Резюме і обговорення

Розрахунки розподілу електростатичних полів в безпосередній близькості від екрану Фарадея показали, що поле проникає за межі екрану, як у випадку одношарових, так і двошарових екранів. Поле поза екраном швидко

зменшується з відстанню від екрану з характерним просторовим масштабом порядку періоду  $D$  екрану. У зв'язку з цим екран з меншим періодом краще, тому що зона, яку він обіймає електростатичне поле менша. Крім того, спектр Фур'є напруженості електростатичного поля в напрямку  $y$  починається з мінімального значення  $k_{y \min} = 2\pi/D$ , яке зростає зі зменшенням періоду екрану. Для тонкого частого екрану зона відсічення для повільної хвилі ширше і збудження цієї хвилі є менш ефективним.

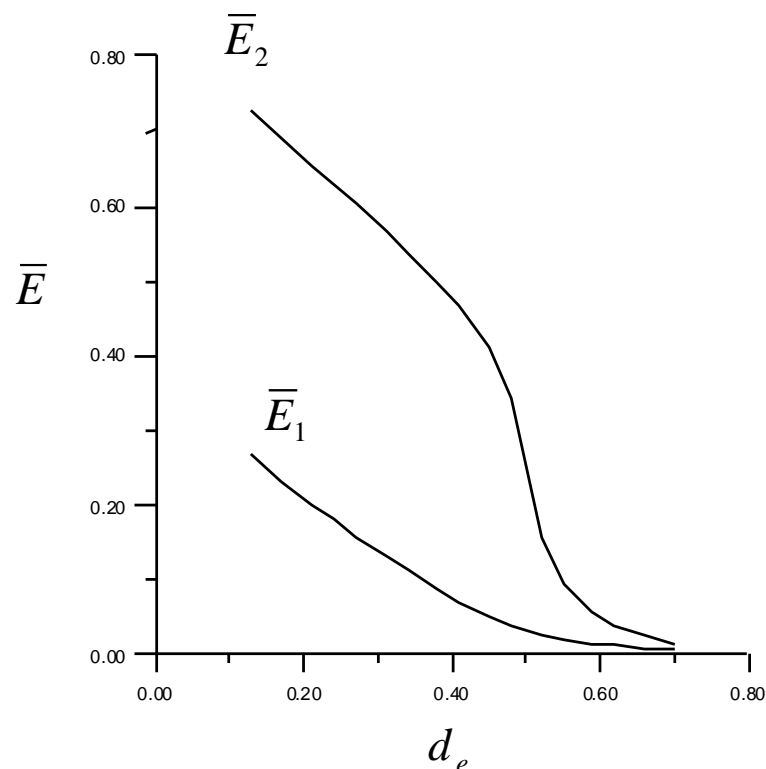


Рис.2.48 Залежність середньої напруженості електричного поля від ширини зовнішнього елемента екрану  $d_e$  в разі  $d_i = 0.5$ ,  $\delta_e = 1$  і  $\delta_i = 0.75$

Для одношарового екрану, напруженість електричного поля на зовнішній поверхні екрану порядку напруженості між екраном і напіввитком антени. Вона зменшується зі зменшенням прозорості екрану і з збільшенням відстані між екраном і напіввитком. Проте, навіть для екранів з низькою прозорістю її значення залишається неприйнятно високим. Якщо іони плазми знаходяться в

безпосередній близькості від екрану, їх енергія руху в електричному полі може перевищити поріг розпилення.

У разі перекриття двошаровий екран повністю захищає напіввіток антени від потоків частинок. Електростатичне поле поза цим екрану більш ніж на порядок слабше поля всередині екрану. Таким чином, критерій відсутності розпилення може бути виконано. Очевидним недоліком двошарового екрану є низька прозорість для електромагнітного поля. Тим не менш, вона може бути збільшена шляхом збереження невеликого простору між двома шарами в передній частині екрана і забезпечення більшої його прозорості з бічних сторін.

## **Висновки розділу 2**

У цьому розділі проведений детальний аналіз можливостей високочастотного нагріву плазми в пробкотронах. За допомогою розроблених числових моделей проведені розрахунки щодо вдосконалених відомих і запропонованих новітніх методів нагріву, які надали можливість знайти ефективні сценарії. Вони будуть корисні для майбутніх нейтронних джерел та гібридних реакторів.

- Вперше зроблено порівняльний аналіз методів високочастотного нагріву плазми в пробкотронах. Розглянуто схеми нагріву плазми пробкотронів за допомогою швидкої хвилі, тобто магнітний берег, нагрів на добавці, нагрів на другій гармоніці, та швидкий нагрів на зіткненнях та описані їх властивості.
- Вперше зроблено моделювання іонно–циклотронного нагрівання хлюпаючих іонів у відкритій пастці з прямими силовими лініями. Сценарій нагріву на добавці легких іонів використовує явище конверсії хвиль і є ефективним в широкому діапазоні концентрацій добавки і густини плазми.
- Вперше обґрунтований та запропонований сценарій нагрівання хлюпаючих іонів на другій циклотронній гармоніці у відкритій пастці з прямими силовими лініями. Нагрівання на другій гармоніці може бути

застосоване для важких іонних компонентів, таких як тритій. Ефективність нагрівання на другій гармоніці дещо менша за рахунок слабшого загасання хвилі, ніж при нагріванні на добавці.

- Зроблений детальний теоретичний аналіз винайденого дисертантом сценарію швидкого нагрівання плазми в пробкотроні під час її створення показав його значну ефективність попри наявність швидких прямих втрат енергії. Цей метод можна застосовувати в існуючих відкритих пастках.
- Теоретичне дослідження проникнення електростатичного поля через Фарадеїв екран напіввиткової антени вперше показало значну перевагу двошарового екрану.

Основні положення цього розділу викладені у публікаціях автора: (Moiseenko, 2005; Moiseenko et al. 2005; Moiseenko et al. 2007; Moiseenko et al. 2007a; Moiseenko et al. 2007b; Moiseenko et al. 2010a, Moiseenko et al. 2011a).

## РОЗДІЛ 3

### ВИСОКОЧАСТОТНИЙ НАГРІВ ПЛАЗМИ НА УСТАНОВКАХ УРАГАН-3М І УРАГАН-2М

#### 3.1. Альфвенів нагрів плазми і його реалізація

##### 3.1.1. Альфвенів нагрів плазми

Сучасні експерименти з термоядерного синтезу використовують три способи нагрівання плазми: нагрівання нейтральними пучками, мікроволнове нагрівання в режимі електронного циклотронного резонансу та іонне циклотронне нагрівання.

Нагрівання в умовах Альфвенових резонансів використовується в основному на невеликих машинах, хоча воно також може бути використане в термоядерному реакторі на базі стеларатора (Vaclavik et al. 1991). Енергія хвиль передається електронам плазми за механізмом Ландау так, що швидкі частинки не утворюються. Альфвенове нагрівання використовує частоти, нижчі за іонні циклотронні, а частота нагрівання зменшується зі збільшенням розміру плазми. Для машини розміром реактора частота знаходиться в діапазоні 1–10 МГц. Генерація ВЧ потужності з такими частотами може бути забезпечена з ефективністю, близькою до 100 %. Напруга на антені нижче, ніж при іонному циклотронному нагріванні, тому конструкція антени має менше технічних проблем.

Теоретичні основи для Альфвенова створення та нагрівання плазми розробляються з сімдесятих років минулого сторіччя. Тут слід згадати зусилля Лозаннської (Appert et al. 1985), Харківської (Dolgoplov et al. 1965, Grekov et al. 1981, Moiseenko, 1986a, Girka et al. 1994), Сухумської (Elfimov et al. 1984) та Київської (Fesenyuk et al. 2004) груп. Експериментальні дослідження Альфвенова нагрівання плазми були проведені на кількох невеликих пристроях: на стеллаторах Proto-Cleo у Великобританії (Golovato et al. 1976), R-0 (Demirkhanov et al. 1983), Ураган-2 та Ураган-3 (Shvets et al. 1986) у колишньому СРСР, на відкритих пастках ГДП (Росія) (Moiseenko et al. 1997),

TARA (США) (Golovato et al. 1988) , HANBIT (Ю. Корея) (Kwon et al. 2003) та в GAMMA-10 (Японія) (Ichimura et al. 2001). Ретельні дослідження Альфвенова нагрівання плазми були проведені на токамаку TCA у Швейцарії (Besson et al. 1986). Ці дослідження продовжуються в Бразилії на оновленій версії токамака TCA - TCABR (Ruchko et al. 2002).

Альфвенове нагрівання плазми використовується у стелараторах Ураган починаючи з 70-х (Dikij et al. 1976) до теперішнього часу (Moiseenko et al. 2011).

В основі Альфвенова лежить явище Альфвенова резонансу (Dolgoplov et al. 1965, Tataronis et al. 1973). В однорідній плазмі в рамках ідеальної магнітогідродинаміки (МГД), коли провідність плазми уздовж силових ліній магнітного поля нескінченна, можуть поширюватися дві хвилі: швидка магнітозвукових хвиля з дисперсією

$$k^2 = k_0^2 \varepsilon_{\perp} \quad (3.1)$$

( $k_0 = \omega/c$ ) і Альфвенова хвиля

$$k_{\parallel}^2 = k_0^2 \varepsilon_{\parallel}. \quad (3.2)$$

Тут  $\varepsilon_{\perp} = \mathbf{k}_{\perp} \cdot \hat{\varepsilon} \cdot \mathbf{k}_{\perp} / k_{\perp}^2$ ,  $\hat{\varepsilon}$  – тензор діелектричної проникності плазми,  $\mathbf{k}_{\perp} = \mathbf{k} - \mathbf{V}_0(\mathbf{V}_0 \cdot \mathbf{k})/V_0^2$ ,  $k_{\parallel} = \mathbf{V}_0(\mathbf{V}_0 \cdot \mathbf{k})/V_0^2$  і  $\mathbf{V}_0$  – вектор індукції постійного магнітного поля.

Якщо плазма неоднорідна в напрямку перпендикулярному силовим лініям магнітного поля, область існування Альфвенової хвилі звужується до магнітної поверхні (поверхні Альфвенова резонансу), на якій виконується умова (3.2). Оскільки при заданому  $k_{\parallel}$  частота хвилі змінюється разом з плазмовою густиною, Альфвенові хвилі в плазмі мають безперервний спектр. Швидка магнітозвукова хвиля трансформується в Альфвенову хвилю на поверхні Альфвенова резонансу і передає їй свою енергію (Tataronis et al. 1973), причому кількість переданої потужності не залежить від характеру процесів загасання поблизу Альфвенова резонансу.

При врахуванні скінченної маси електрона, поблизу Альфвенова резонансу має місце трансформація мод (Dolgorolov et al. 1965). Швидка магнітозвукових хвиля трансформується в повільну хвилю (ПХ) з дисперсією

$$k_{\perp}^2 = (k_0^2 \varepsilon_{\perp} - k_{\parallel}^2) \varepsilon_{\parallel} / \varepsilon_{\perp}, \quad (3.3)$$

де  $\varepsilon_{\parallel} = \mathbf{B}_0 \cdot \hat{\varepsilon} \cdot \mathbf{B}_0 / B_0^2$ . Дане дисперсійне рівняння справедливо за умови  $|\varepsilon_{\perp}| \ll |\varepsilon_{\parallel}|$ , яка виконується на низьких частотах. Характер поширення повільної хвилі залежить від знака  $\varepsilon_{\parallel}$ . У холодній плазмі  $\varepsilon_{\parallel}$  має негативний знак, і умова поширення хвилі виглядає наступним чином:

$$k_0^2 \varepsilon_{\perp} < k_{\parallel}^2. \quad (3.4)$$

Це означає, що хвиля може поширюватися в плазмі з низькою густиною і існувати на периферії плазмового шнура. Якщо виконується умова  $|k_{\parallel} v_{Te}| > \omega$  ( $v_{Te}$  – теплова швидкість електронів),  $\varepsilon_{\parallel}$  змінює знак на позитивний і умова поширення для повільної хвилі стає протилежною (3.4), тобто

$$k_0^2 \varepsilon_{\perp} > k_{\parallel}^2. \quad (3.5)$$

Таким чином, в гарячій плазмі повільна хвиля існує в центральній частині плазмового шнура. Оскільки відношення  $\varepsilon_{\parallel} / \varepsilon_{\perp}$  велике, довжина повільної хвилі мала, і в гарячій плазмі вона може бути порядку іонного Ларморового радіусу. Врахування скінченності Ларморова радіусу призводить до того, що діелектрична проникність плазми набуває залежність від поперечного хвильового вектора:  $\varepsilon_{\perp} = \varepsilon_{\perp}(k_{\perp}, k_{\parallel})$ . При цьому дисперсійне рівняння (3.3) стає трансцендентним.

Крім повільної хвилі, яка в межі  $\rho_{Li} \rightarrow 0$  ( $\rho_{Li} = v_{Ti} / \omega_{ci}$  – іонний Ларморів радіус) має скінчену довжину, рівняння описує іонну Бернштейнову хвилю, для якої при  $\rho_{Li} \rightarrow 0$   $|k_{\perp}| \rightarrow \infty$ . У  $\varepsilon_{\parallel}$  присутня уявна частина, що забезпечує загасання повільної хвилі на електронах за механізмом Ландау. Скінченість

іонного Ларморова радіусу змінює довжину повільної хвилі, але безпосереднього впливу на електронне загасання хвилі не має.

Для найпростішої моделі, яка представляє собою плазмовий циліндр з обертовим перетворенням магнітного поля і еквівалентними торцями, поздовжнє хвильове число набуває дискретний набір значень

$$k_{\parallel} \equiv (m/q + n)/R. \quad (3.6)$$

Тут  $R$  – великий радіус еквівалентного тора,  $q$  – запас стійкості,  $m$  і  $n$  – азимутальне (полоїдальне) і тороїдальне хвильові числа відповідно.

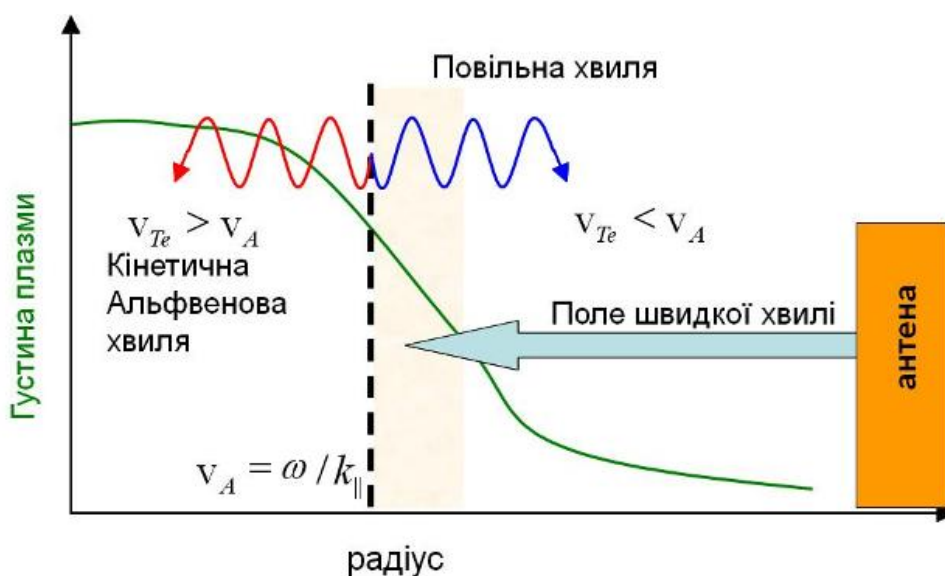


Рис. 3.1 Схема Альфвенова нагріву

Як випливає з формули (3.2), при малих значеннях  $k_{\parallel}$  збуджуються Альфвенові резонанси, для яких  $\varepsilon_{\perp}$  мале, а значить і густина плазми невелика. Більш високі значення  $n$  визначаються умовами резонансу в густій плазмі.

Схематична картина Альфвенова нагріву в загальних рисах представлена на Рис. 3.1. Антена збуджує електромагнітне поле, яке проникає в плазму. Зона відсічення для поля хвилі простягається від краю плазми до шару, який визначається умовою

$$k_{\parallel}^2 = k_0^2 \varepsilon_{+}, \quad (3.7)$$

де  $\varepsilon_+ = \varepsilon_\perp + g$  і  $g = i\mathbf{k} \cdot \hat{\boldsymbol{\varepsilon}} \cdot (\mathbf{k} \times \mathbf{B}_0) / (k^2 B_0)$ . Оскільки  $1 < \varepsilon_+ / \varepsilon_\perp < 2$ , точка відсічення не набагато ближче до антени, ніж точка Альфвенова резонансу. Поблизу Альфвенова резонансу відбувається трансформація хвиль і виникає повільна хвиля. У гарячій плазмі вона поширюється в напрямку більшої густини плазми.

У холодній плазмі вона поширюється в протилежному напрямку, до краю плазми. У загальному випадку, антена генерує хвилі з усіма полоїдальним і тороїдальними хвильовими числами, і в результаті цього збуджується безліч Альфвенових резонансів. Більшість з них розташовані на периферії плазми, де Альфвенова швидкість висока і більше теплової швидкості електронів. Трансформована повільна хвиля з низькими  $n$  замикається на периферії плазми, що призводить до периферійного нагрівання. В результаті мають місце втрати високочастотної потужності і генерація домішок. З цієї причини, необхідно придушення збудження антеною мод з низькими  $k_\parallel$ .

Потенційна область застосування Альфвенова нагріву ширша, ніж іонно-циклотронного нагрівання з використанням швидких хвиль. Альфвенов нагрів може бути використаний як в реакторах (Elfmov et al. 1984), так і в невеликих установках, в яких умова поширення швидкої магнітозвукової хвилі не виконується. У малих установках характерні значення  $k_\parallel$  великі і, щоб задовольнити умові (3.2) частота має бути обрана близькою до іонно-циклотронної, використовуючи резонансне зростання  $\varepsilon_\perp$ .

### 3.1.2. Антени для Альфвенова нагріву

Щоб досягти шару Альфвенова резонансу поле хвилі має проникнути через товстий шар зони відсічення. Це можливо тільки при низьких значеннях азимутального (полоїдального) хвильового числа  $m$  ( $|m| < 5$ ). Щоб уникнути експоненціального зменшення поля хвилі у напрямку до центру плазмового шнура, характерне тороїдальне хвильове число має бути нижче деякого

критичного значення  $|n| < n_{cr}$  ( $n_{cr} \approx 5R/r_p$ , де  $r_p$  – малий радіус плазми) (див. Moiseenko, 1999a).

Оскільки для стелараторів  $q \sim 1$ , вплив полоїдального хвильового числа  $m$  на положення Альфвенова резонансу істотний тільки для малих значень  $n$  (див. (3.6)). Для високих  $n$ , роль обертального перетворення стає незначною.

Антени зі струмами, розподіленими вздовж магнітної поверхні (Golovato et al. 1976, Demirkhanov et al. 1983, Shvets et al. 1986, Obiki et al. 1977)  $\mathbf{j}_e \cdot \nabla \psi = 0$  (тут  $\psi$  – функція магнітних поверхонь), ефективно збуджують як повільні, так і швидкі хвилі. У той час як збудження поля швидкої хвилі є корисним, збудження повільної хвилі небажано з тієї ж причини, що і збудження Альфвенових резонансів на периферії плазмового шнура.

Антени з струмами перпендикулярними постійному магнітному полю (Puri, 1987, Moiseenko et al. 1989, Majeski et al. 1993, Moiseenko et al. 2009)  $\mathbf{j}_e \cdot \mathbf{V}_0 = 0$ , тобто антени без поздовжніх струмів, не збуджують повільні хвилі. Але збудження швидкої хвилі у них слабкіше, ніж в разі антен зі струмами, розподіленими вздовж магнітної поверхні. Коефіцієнт зменшення збудження має вигляд (Moiseenko, 2001a):

$$C_d = (k_{\parallel}^2 + k_{\tau}^2) / k_{\parallel}^2, \quad (3.8)$$

де  $k_{\tau}$  – тангенціальний компонент хвильового числа (тангенціальний напрямок є перпендикулярним як напрямку магнітного поля, так і радіальному напрямку). Антени такого типу складаються зазвичай з напіввиткових елементів.

Щоб придушити збудження Альфвенових резонансів на периферії плазмового шнура спектр антени по  $k_{\parallel}$  повинен бути звужений. Це досягається зокрема у випадку, якщо антена являє собою структуру періодичну за тороїдальним кутом, наприклад, якщо вона має  $N_p$  еквівалентних елементів, розміщених еквідистантно уздовж тора (див. Puri, 1987, Moiseenko et al. 1989). Такі антени збуджують тільки тороїдальні моди  $n = sN_p$ , де  $s$  – ціле число. Щоб

уникнути нагріву периферії плазмового шнура, частота повинна бути обрана так, щоб в плазмовому шнурі існували тільки Альфвеніві резонанси  $n = \pm N_p$ . Оптимальні умови для Альфвенова нагріву з напіввитковими антенами реалізуються, якщо значення коефіцієнта  $C_d$  у формулі (3.8) не малі, що може бути реалізовано при  $k_{\parallel} \sim k_{\tau}$ . Щоб останню вимогу задовольнити, число періодів антени має бути досить великим  $N_p \sim R/r_p$ . В результаті така антена повинна займати значну частину поверхні камери.

Периодичні широкі антени можуть збуджувати Альфвеніві резонанси як із малими, так і великими  $k_{\parallel}$ . Їх широкість дозволяє досягти вузького спектру за  $k_{\parallel}$ , що забезпечує збудження вибраної групи Альфвенових резонансів. Перша запропонована антена такого типу – це спіральна антена (Golovato et al. 1976).

Вона складається з одного металевого провідника, намотаного навколо плазмового шнура (див. Рис. 3.2). Намотування може слідувати різним законам. Розглянемо антену із законом намотки  $\theta = \pm N\varphi$  (тут  $\theta$  і  $\varphi$  – колоїдальний і тороїдальний кути тору).

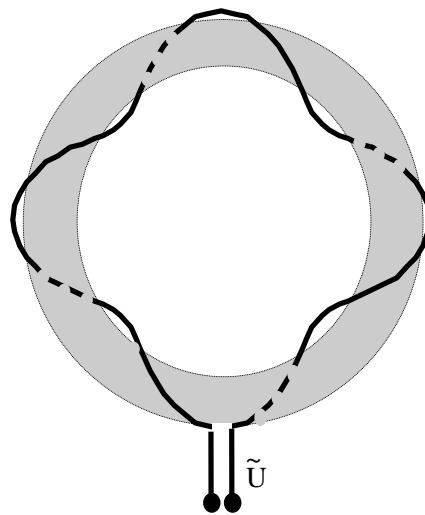


Рис. 3.2 Спіральна антена з  $N=4$

Ця антена збуджує резонанси Альфвена  $k_{\parallel} = -m(\pm N - 1/q)/R$  (тут  $q$  є запас стійкості для токамака). Знак у дужках позитивний, коли обмотка слідує за обертанням лінії магнітного поля.

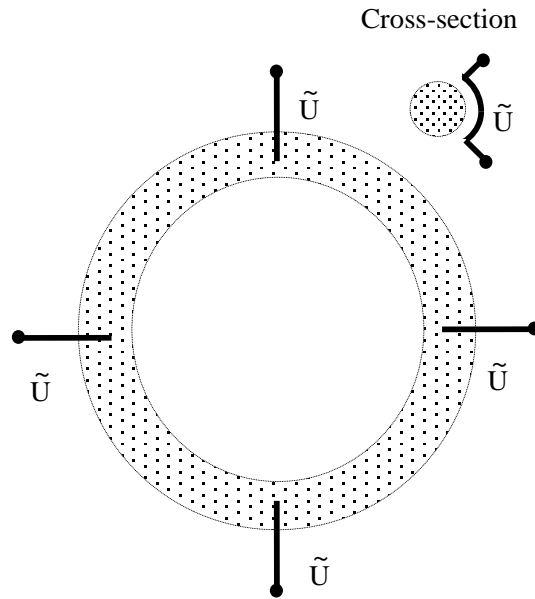


Рис. 3.3 БНВА антена з  $N=4$

Якщо Альфвеніві резонанси при  $m=\pm 1$  близькі до плазмового центру, інших резонансів у плазмовому стовпчику не існує. Таким чином, ця антена може забезпечити гарний профіль вкладання ВЧ потужності.

Ще одна широка антена для Альфвенова нагріву – це багатонапіввиткова антена (БНВА) (Puri, 1987, Moiseenko et al. 1989). Вона складається з  $N$  напіввиткових антен, розміщених симетрично навколо тору (див. Рис. 3.3). Схожа антена була використана на токамаці ТСА. Для напіввитків із нульовим фазуванням поздовжній хвильовий вектор, що індукується цією антеною, є наступним:  $k_{\parallel} = (iN + m/q)/R$ , де  $i$  є ціле число. Щоб уникнути збудження Альфвенівих резонансів біля краю плазми, доцільно вибрати частоту нагрівання, щоб у плазмовому шнурі існували лише резонанси з  $i=\pm 1$ . Резонанси з різними похідальними числами  $m$  займають різні радіальні позиції. Для високого  $N$  вони розташовані близько один до одного. Оскільки антена БНВА є антеною зі струмами, перпендикулярними до магнітного поля установки, її ефективність низька для малих  $k_{\parallel}$ . Для дуже високих  $k_{\parallel}$  ефективність БНВА також низька, оскільки амплітуда поля антени швидко зменшується з відстанню від антени. Оптимальна відстань – порядку  $L_{\phi} \sim 2r_p$

(Puri, 1987, Moiseenko et al. 1989). Тому ефективна антена повинна мати велику кількість напіввитків  $N \sim 3R/r_p$ .

Група компактних антен представлена рамковою антеною, антеною Nagoya типу III (Obiki et al. 1977), антеною ТНВА (трьох–напіввиткової антени) і антеною установки Faedrus–Т (Majeski et al. 1993). Експерименти з компактними антенами показали наступне (Moiseenko, 1999):

- компактні антени здатні з високою ефективністю нагрівати плазму низької густини;
- крім нагрівання вони можуть створювати плазму без попередньої іонізації;
- ефективність нагріву зменшується при нарощуванні плазмової густини;
- спостерігається нагрівання периферії плазмового шнуру.

Проблемою компактних антен зі струмами, перпендикулярними до магнітного поля установки, є збудження Альфвенових резонансів з малими  $k_{\parallel}$ . Іншою проблемою є пряме збудження ПХ. Що стосується антен зі струмами уздовж магнітних поверхонь, зокрема рамкової антени, по мірі збільшення густини плазми більше мод виділяють енергію на периферії плазми. Очікується, що профіль вкладення потужності погіршиться. Чисельне моделювання радіочастотного нагрівання за допомогою рамкової антени в Урагані–3М (Kasilov et al. 1993) проілюструвало цей факт. Цим була пояснена деградація ВЧ нагріву зі збільшенням плазмової густини, що спостерігається експериментально в Урагані–3М при її використанні.

У цьому відношенні компактні антени зі струмами, перпендикулярними до магнітного поля установки, мають перевагу. По–перше, вони не збуджують повільну хвилю безпосередньо. По–друге, вони мають менший зв'язок з Альфвеновими резонансами з довгою довжиною хвилі (див. (3.8)). З цих двох аргументів можна припустити, що антена, що складається з декількох напіввитків, може бути ефективною для нагріву в умовах Альфвенових резонансів. Порівняння деяких антен з різною кількістю напіввитків може бути

здійснено з використанням числових результатів, представлених на Рис. 3.4. Він відображає інтегральну характеристику якості роботи антени – середній радіус вкладення потужності  $\langle r \rangle = \int P_e r dV / \int P_e dV$ , де  $P_e$  – щільність потужності, переданої електронам плазми.

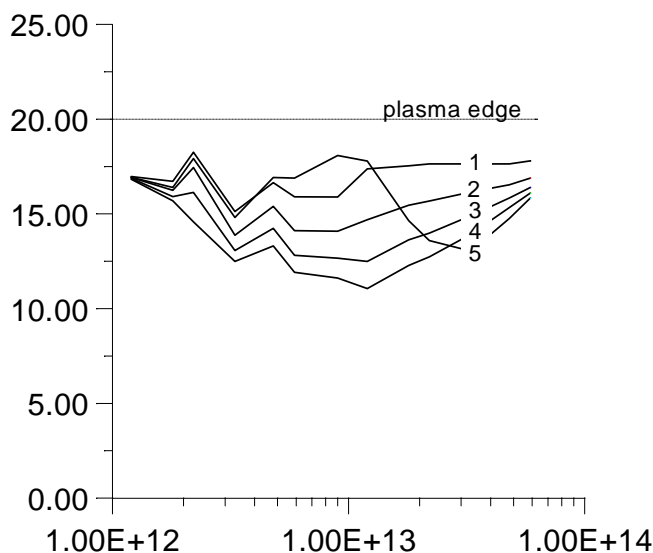
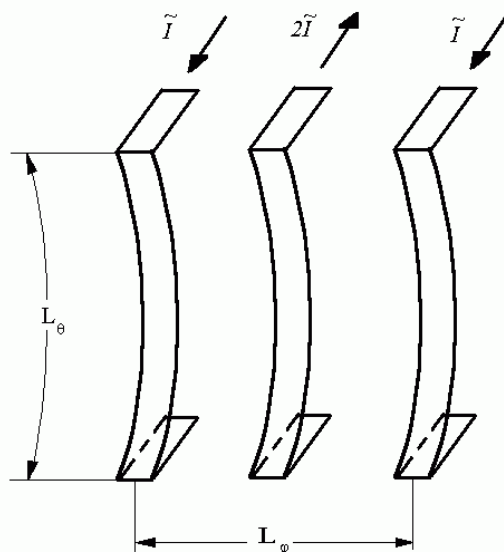


Рис. 3.4 Розрахована залежність середнього радіуса вкладення потужності (у см.) від густини плазми (у  $\text{см}^{-3}$ ) для напіввиткових антен у стелараторі Helitron-J [19]. 1–єдиний напіввиток; 2–дві напіввитка,  $(0, \pi)$  фазування; 3–три напіввитка (ТНВА–антена),  $(0, \pi, 0)$  фазування, амплітуда ВЧ струму в центральному напіввитку подвійна; 4–чотири напіввитка,  $(0, \pi, 0, \pi)$  фазування, потрійний струм у центральних напіввитках, 5– те саме, що 4, але амплітуда струму однакова у всіх напіввитках. Відстань між сусідніми напіввитками – 20 см

Як впливає з чисельних розрахунків (Рис. 3.4), вкладення потужності постійно поліпшується з кількістю напіввитків, тоді як розмір антени в тороїдальному напрямку збільшується.

Компромісним рішенням є ТНВА–антена (Рис. 3.5). Зауважимо, що вкладення потужності розраховувалося для холодної плазми, де енергія вкладається в районі Альфвенова резонансу. У гарячій плазмі очікуються

покращення профілів вкладення потужності, оскільки ПХ, що утворюється в Альфвеновому резонансі, менш затухає і поширюється до плазмового центру.

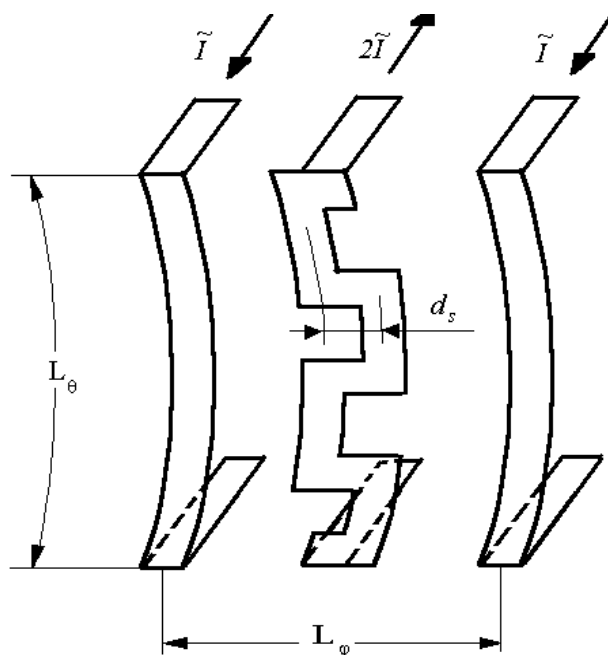


Серія експериментів в Урагані-3М з ТНВА показала наступне:

- Густина плазми може бути збільшена до  $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  навіть при низькому рівні ВЧ потужності.
- У плазмі високої густини демонструється нагрівання електронного компоненту.
- Не зареєстровано нелінійного іонного нагріву на периферії плазми, що спостерігається при роботі рамкової антени.
- ТНВА не може створювати плазму без попередньої іонізації, оскільки вона слабо збуджує ПХ, що відповідає за накопичення плазми низької густини. Таким чином, їй потрібна початкова плазма низької густини величиною порядку  $n_e \sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$  від зовнішнього джерела.

Як було сказано раніше, антени антен зі струмами уздовж магнітних поверхонь можуть виробляти плазму без зовнішньої попередньої іонізації. Однак густина плазми обмежена погіршенням профілю вкладення потужності. Експериментально встановлена межа є порядку  $n_e \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . При цих густинах майже не спостерігалось нагрівання плазми. Антена зі струмами,

перпендикулярними до магнітного поля установки – ТНВА – може збільшувати густину плазми і нагрівати щільну плазму, але не може її створювати.



Ідея полягала в тому, щоб покращити ТНВА, щоб вона могла виконувати пробой газу. Це можна зробити за допомогою невеликої зміни напрямків струму антени для того, щоб вони мали поздовжню складову. Це дозволяє антені збуджувати ПХ, що є важливим на стадії пробую газу (Lysojvan et al. 1992).

Будучи корисним для створення плазми, збудження ПХ завжди погіршує профіль потужності при високій густині плазми. Таким чином, проблема полягає в тому, щоб запропонувати удосконалення антени, які забезпечують мінімальне погіршення властивостей антени при високій густині, одночасно дозволяючи створювати плазму.

Ця проблема була проаналізована в (Moiseenko et al. 1994). Серед різних версій зміни напрямків струму антени було обрано меандрне скручування центрального напіввитка. Вигляд удосконаленої антени показаний на Рис. 3.6.

Здатність антени створювати плазму може бути охарактеризована параметром  $\rho = r_{pl}/n_e$  ( $r_{pl}$  – внесений електричний опір антени), пропорційним

швидкості створення плазми. Залежність цього параметра від плазмової густини для ТНВА та колінвальної антени (КВА) однакових розмірів в Урагані–3М представлена на Рис. 3.7.

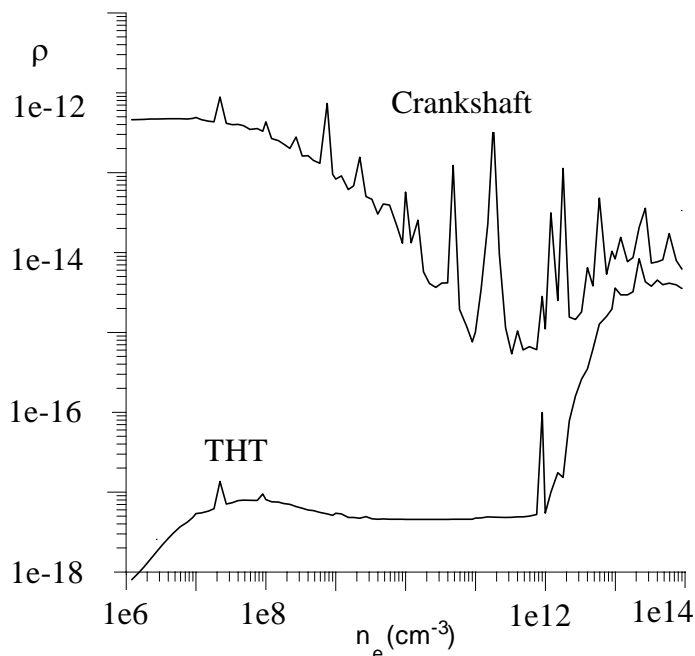


Рис. 3.7 Розрахункова залежність показника швидкості створення плазми  $\rho=r_{pl}/n_e$  від густини плазми для ТНВА (ТНТ) та КВА (crankshaft) в Урагані–3М

При низькій густині плазми швидкість створення плазми для ТНВА більш ніж на два порядки нижче, ніж при високій густині плазми. Для КВА  $\rho$  вище і має прийнятні значення для всіх густин плазми.

### 3.2. Експерименти з використанням трьох–напіввиткової антени на Урагані–3М

У ІФП (м. Харків) працюють два торсатрони (стелларатори), і в обох – використовується Альфвенове нагрівання плазми в режимах високого  $k_{\parallel}$  ( $k_{\parallel}a \sim 1$ , де  $a$  – радіус плазми). Цей спосіб нагріву вигідний для малогабаритних установок, оскільки на відміну від іонного циклотронного нагріву він може

бути реалізований при меншій густині плазми. На торсатроні Ураган-3М (У-3М) було проведено низку експериментів з метою дослідити особливості розряду з використанням ТНВА (трьох-напівиткова антена). При використанні ТНВА для нагріву плазми великої густини вміст енергії у плазмі збільшився в 2 рази відносно плазми, виробленої за допомогою рамкової антени. В Урагані-2М виготовлено та встановлено подібну до ТНВА колінвальну антену.

### 3.2.1. Ураган-3М і його обладнання

Установка У-3М – це  $l=3$  торсатрон з дев'ятьма періодами ( $m = 9$ ) гвинтового магнітного поля. Великий радіус тору дорівнює  $R_{tor} = 100$  см, середній радіус останньої замкненої магнітної поверхні  $\bar{a} = 12$  см (середній малий радіус плазми), а магнітне поле – до 1 Т. Кут обертальної трансформації на краю плазми становить  $i(a)/2\pi \approx 0.3$ . Вся магнітна система, включаючи гвинтові котушки, котушки вертикального поля та опори, розміщується у великому вакуумному резервуарі діаметром 5 м та висотою 3.6 м, об'єм якого ( $70 \text{ м}^3$ ) у 200 разів перевищує об'єм утримання плазми. Відмінною особливістю цього торсатрона є магнітна конфігурація з природним дивертором.

На цій машині використовується нагрів плазми на Альфвенових резонансах. Стратегія використання Альфвенова нагрівання плазми з компактною напіввитковою антеною (див., Moiseenko et al. 2009) є результатом балансу користі, щоб мати компактну антену, яка займає один порт установки, і необхідністю придушення збудження Альфвенових резонансів з малими  $k_{\parallel}$ , які знаходяться на периферії плазми і викликають нагрівання краю плазми. Експерименти з компактною антеною ТНВА були спробовані раніше (Lysoivan et al. 1995, Burchenko et al. 2002). Вони показали збільшення густини плазми до  $\bar{n}_e \approx (0.5-2) \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , відносно густини плазми  $\bar{n}_e \approx (0.5-1.5) \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$  створеної попереднім імпульсом рамкової антени (Lysoivan et al. 1995). На той час Ураган-3М не був забезпечений діагностикою для вимірювання температури електронів. Оскільки очікуване нагрівання в умовах Альфвенових резонансів є

нагріванням електронів, ці експерименти залишились незавершеними. Другий експеримент (Burchenko et al. 2002) проходив в умовах великих втрат потужності на оптичне випромінювання домішок, що призвело до низької температури плазми.

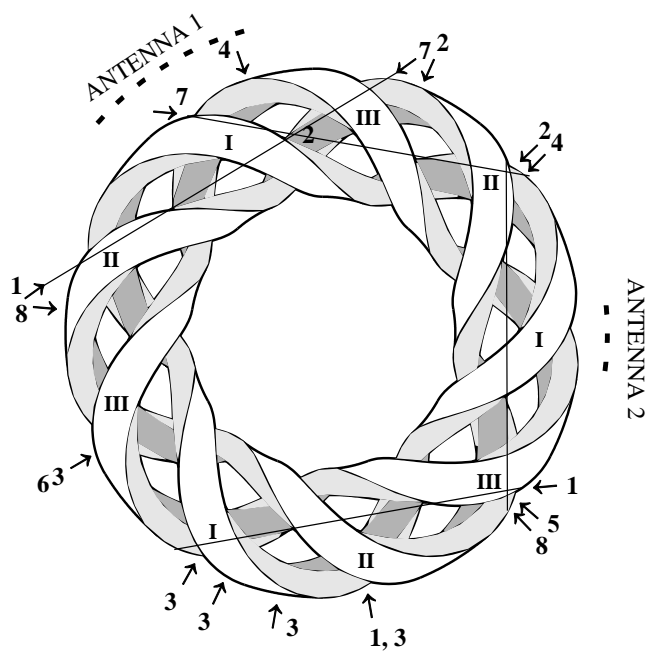


Рис. 3.8 Схеми діагностики Урагану–3М. 1 – оптична спектроскопія, 2 – мікрохвильова рефлектометрія та інтерферометрія, 3 – Ленгмюрові зонди, 4 – ЕСЕ, 5 – лазерна діагностика, 6 – датчик м'якого Рентгенова випромінювання (SXR), 7 – аналізатор швидких нейтралів (СХА), 8 – магнітна діагностика

У наступній серії експериментів (Moiseenko et al. 2011) використовується діагностика електронного циклотронного випромінювання (ЕСЕ). Система ЕСЕ включає в себе одноканальний гетеродинамічний радіометр працюючий на другій гармоніці електронного циклотронного резонансу на надзвичайній хвилі (Pavlichenko, 2015). Діапазон частот – 32–40 ГГц. Випромінювання з плазми збирається конічною антенною типу рупор, яка орієнтована перпендикулярно до магнітного поля і розташована в області низького магнітного поля (див. Рис. 3.8). Профіль температури електронів можна отримати лише, якщо поєднати дані із серії ідентичних плазмових розрядів (імпульс за імпульсом).

В оптично товстих плазмах інтенсивність випромінювання ЕСЕ пропорційна локальній температурі електронів. У–3М має оптично негусту плазму ("сіру плазму") і слід застосовувати корекцію радіаційної температури (Bornatici et al. 1983). Таким чином, дані електронної температури мають бути скориговані коефіцієнтом оптичної товщи.

Еволюцію середньої густини електронів плазми вимірювали за допомогою мікрохвильового інтерферометра. Робоча частота цього супергетеродинного інтерферометра дорівнює 140 ГГц (Pavlichenko et al. 2017). Відповідна критична густина плазми для цієї частоти становить  $2,43 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ . Зондування плазми забезпечується звичайною хвилею вздовж однієї вертикального хорди в симетричному поперечному перерізі, що проходить через центр плазми (див. Рис. 3.8).

Для аналізу поведінки домішок використовується оптична емісійна спектроскопія (ОЕС). ОЕС проводилась за допомогою монохроматорного спектрографа SOLAR ТП (SOL Instruments Ltd) моделі MS7501i (оптична схема Черні–Тернера) з фотоелектронним множником.

Ураган–3М оснащений двома антенами. Одна з них – антена рамкового типу для створення плазми низької густини та її нагрівання. Інша – незахищена екраном антена ТНВА (Moiseenko, 1991), яка складається з 3 напівитковитків, орієнтованих у полоїдальному напрямку (див. Рисунок 3.9). Частота нагрівання вибирається такою, щоб характерне значення  $k_{\parallel}$  в антенному спектрі задовольняло умову Альфвенова резонансу в центрі плазмового шнуру. Оскільки установка Ураган–3М невелика і  $k_{\parallel}$  високе, частота нагрівання виявляється досить близькою до іонної циклотронної частоти. Таким чином, це для рамкової антени  $f_1 = 8.6 \text{ MHz}$  і для ТНВА  $f_2 = 8.9 \text{ MHz}$ . Для цих частот іонна циклотронна зона присутня на краю плазмового шнуру.

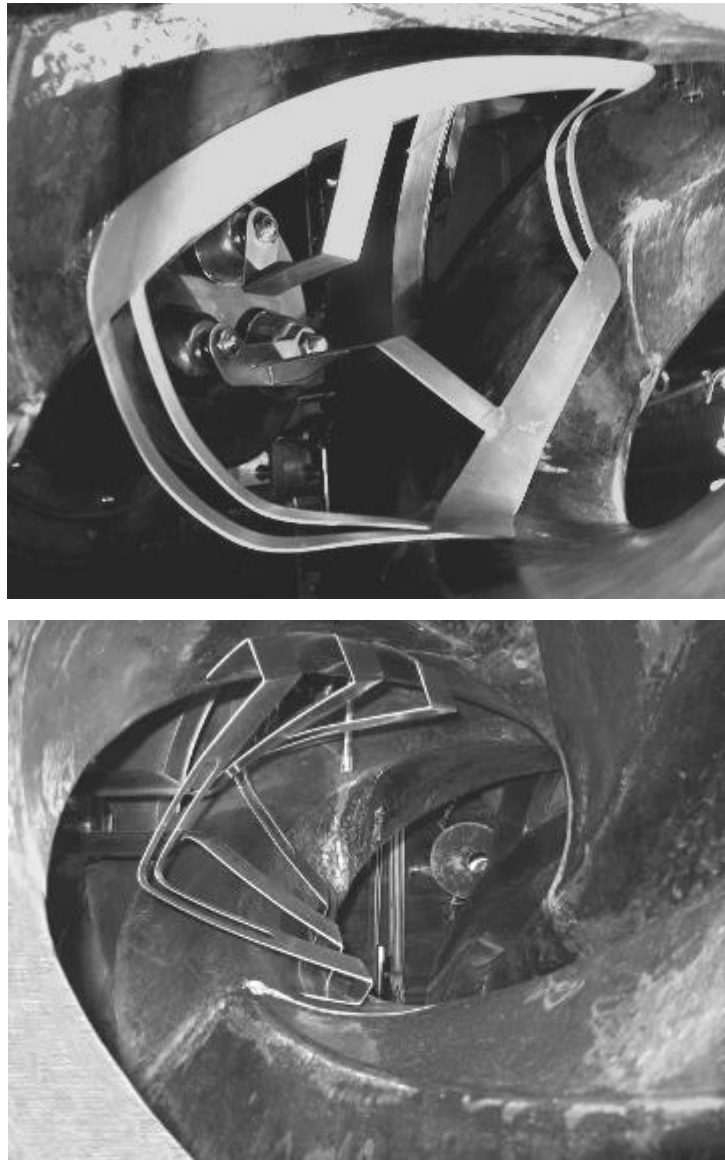


Рис. 3.9 РА і ТНВА в камері Урагана–3М

### 3.2.2. Експерименти з високочастотного нагріву на У–3М

Рамкова антена (Рис 3.9) створює плазму з густиною  $\bar{n}_e \approx (0.5-2) \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  та температурою  $\bar{T}_e \sim 1 \text{ кэВ}$ . В експериментах імпульс рамкової антени (РА) йде першим. Відразу після закінчення імпульсу включається ТНВА.

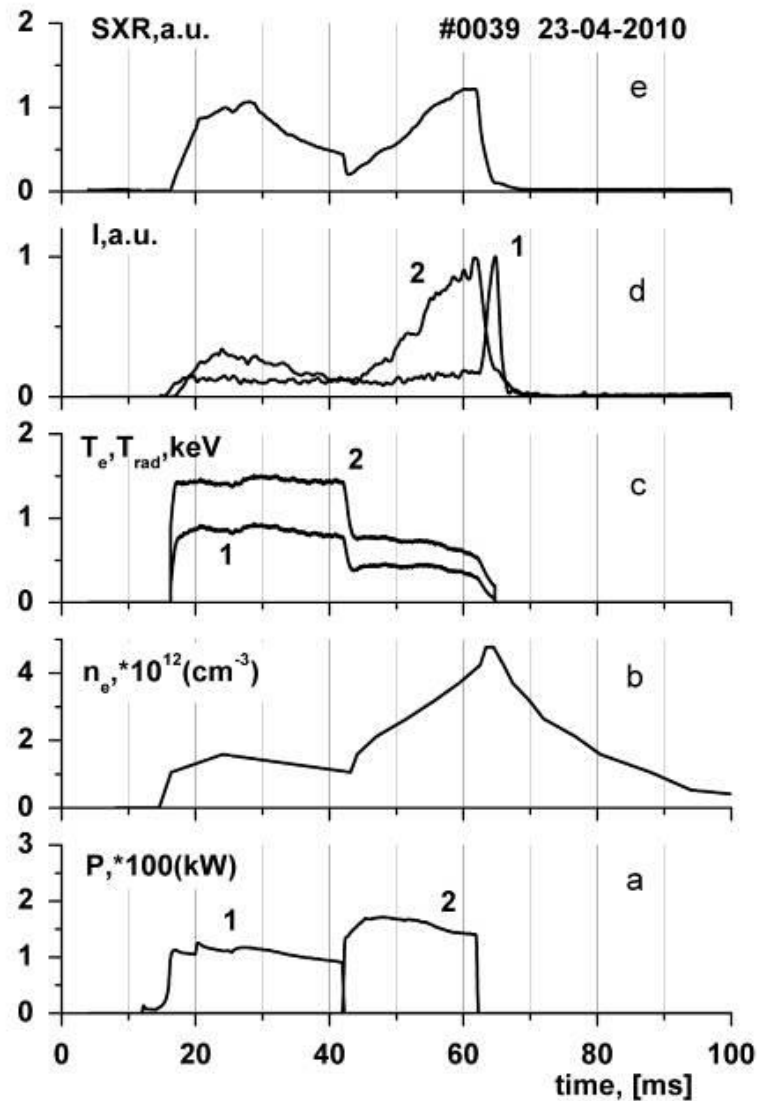


Рис. 3.10 Еволюція ВЧ потужності (а), густини плазми (б), ЕСЕ випромінювання (крива 1, с) та температури електронів (крива 2, с), СШ (крива 1, d) та CV (крива 2, d) інтенсивності SXR (е) імпульсі з безперервним газовим напуском. Тиск нейтрального газу становить  $9.3 \cdot 10^{-6}$  Торр

Часова еволюція параметрів плазми в такому імпульсі показана на Рис. 3.10. Рамкова антена іонізує нейтральний газ протягом 1 – 4 мс та нагріває плазму низької густини. Потужність, що подається до антен, становить  $P_1 \approx 120$  кВт для рамкової антени та  $P_2 \approx 150$  кВт для антени ТНВА. Під час роботи рамкової антени густина плазми порядку  $\bar{n}_e \sim 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ .

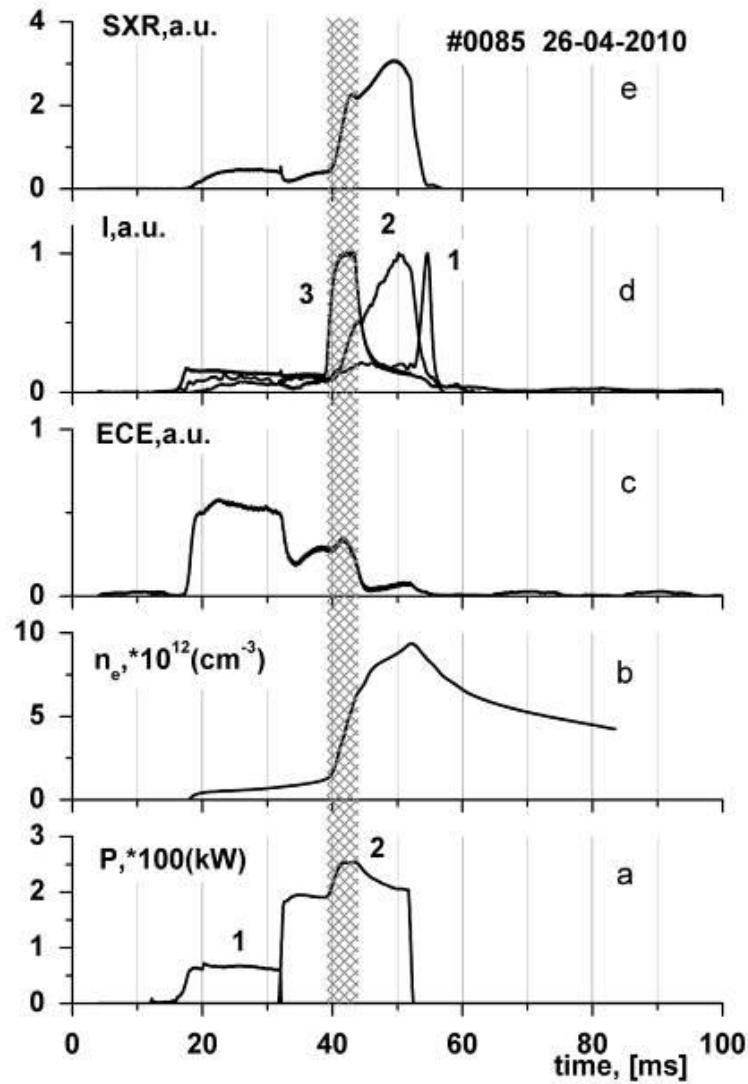


Рис. 3.11 Еволюція ВЧ потужності (а), густини плазми (b), ECE випромінювання (c), СІІ (крива 1, d), CV (крива 2, d) та  $H\alpha$  (крива 3, d) та інтенсивність SXR (e) в імпульсі з сильним імпульсним газовим напуском. Постійний тиск нейтрального газу становить  $9.3 \cdot 10^{-6}$  Торр. Імпульс газового напуску показаний затіненою областю

Після включення ТНВА густина плазми швидко зростає до  $n_e \sim 2.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  і далі поступово збільшується до  $\sim n_e \sim 5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  до кінця імпульсу ТНВА.

Випромінювання лінії CV вуглецю є більш інтенсивним під час імпульсу антени ТНВА. Світіння лінії СІІ не інтенсивне протягом усього імпульсу, але спостерігається великий пік рекомбінації після закінчення ВЧ імпульсу, що свідчить про те, що вуглець знаходиться в плазмі в більш іонізованих станах аніж  $C^{2+}$ . Температура електронів обчислюється з радіаційної температури по формулі  $T_e = T_{\text{rad}} / (1 - e^{-\tau})$ , використовуючи наступну формулу для оптичної товщи плазми  $\tau \approx 5.6 \times 10^{-14} n_e T_e R_0 / B_0$  (Bornatici et al. 1983) (тут плазмова густина в  $\text{см}^{-3}$ , температура електронів в еВ, великий радіус тора в см, а магнітне поле – у Гс).

Оскільки в Урагані–3М об'єм, зайнятий плазмою, значно менший за об'єм вакуумного бака, важко контролювати густину плазми лише безперервним напуском газу. Для кращого керування густиною використовується імпульсний газовий клапан. Приклад імпульсу з комбінацією безперервного та імпульсного газового напуску наведено на рисунку 3.11.

Імпульс газового напуску викликає вузький пік випромінювання спектральної лінії  $H\alpha$  водню. Густина плазми, сигнали м'якого рентгенівського випромінювання та лінії CV значно зростають. Сигнал ЕСЕ також починає наростати на початку газового пульту, але потім він зменшується. Така поведінка сигналів може бути пояснена перевищенням верхньої межі густини плазми для сигналу ЕСЕ. Діагностика SXR та інтенсивність випромінювання CV свідчать про те, що плазма не є холодною. Густина плазми зростає до  $n_e \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , демонструючи здатність ТНВА збільшувати густину плазми до відносно високих значень.

Завдяки керуванню інтенсивністю газового напуску, максимальна густина плазми була знижена до  $n_e \approx (5-7) \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ , що дозволяє проводити вимірювання температури електронів протягом усього імпульсу. Один з імпульсів показаний на Рис. 3.12. У цьому імпульсі під час роботи ТНВА густина становить  $n_e \sim 5 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ , а температура електрону досягає  $T_e \approx 0,5 \text{ кєВ}$  в

центрі плазми. Особливістю поведінки плазмової густини є те, що після газового імпульсу вона не повертається до свого попереднього значення.

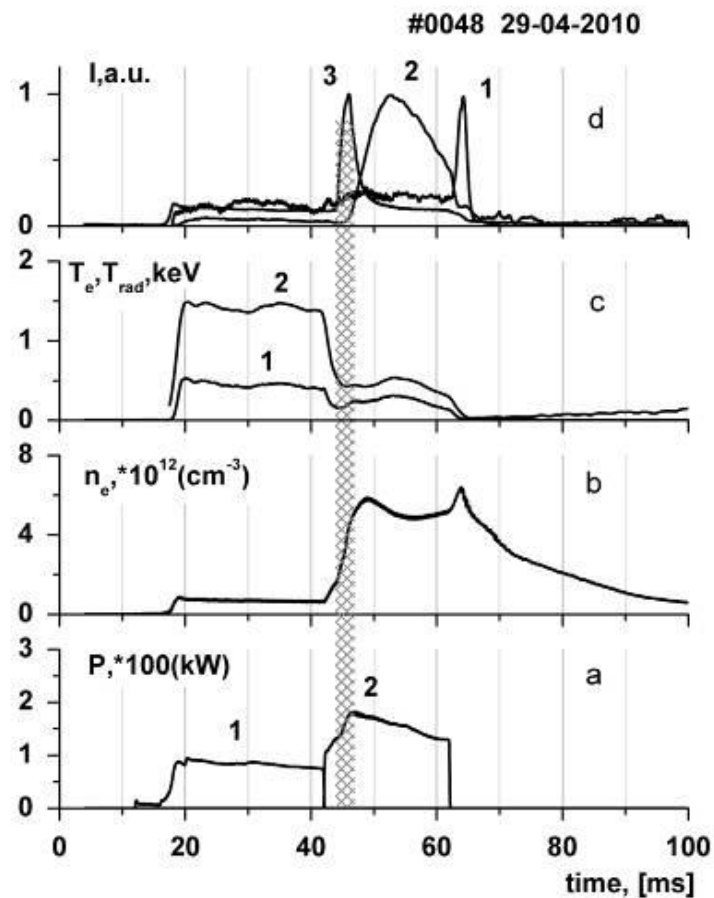


Рис. 3.12 Еволюція ВЧ потужності (а), густини плазми (b), ЕСЕ випромінювання (крива 1, c) та температури електронів (крива 2, c), СІІ (крива 1, d), CV (крива 2, d) та Н $\alpha$  (крива 3, d) в імпульсі з імпульсним газовим напуском. Постійний тиск нейтрального газу становить  $4.9 \cdot 10^{-6}$  Торр. Імпульс газового напуску показаний затіненою областю

Радіальний розподіл інтенсивності CV обчислюється за допомогою хордових вимірювань в кількох ідентичних імпульсах (Рис. 3.13). Інтенсивність випромінювання CV центрально локалізована на обох стадіях розряду. Температуру іона  $C^{4+}$  вимірюють за допомогою доплерівської спектрометрії лінії CV.

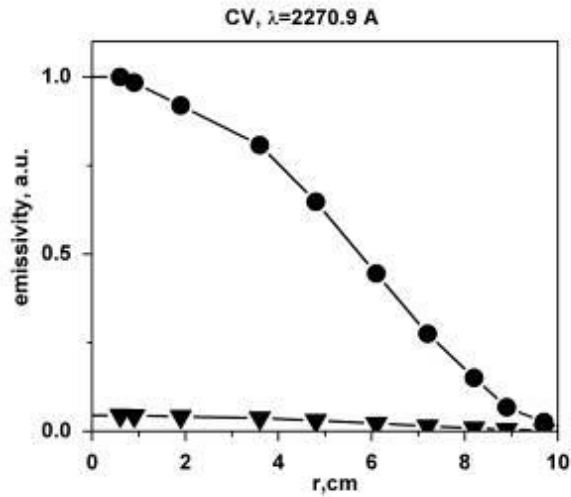


Рис. 3.13 Радіальні розподіли випромінювання спектральної лінії  $C^{4+}$  у моменти часу  $t_1 = 19$  мс (маркер трикутник) і  $t_2 = 50$  мс (кола) для імпульсу, наведеному на Рис. 3.12

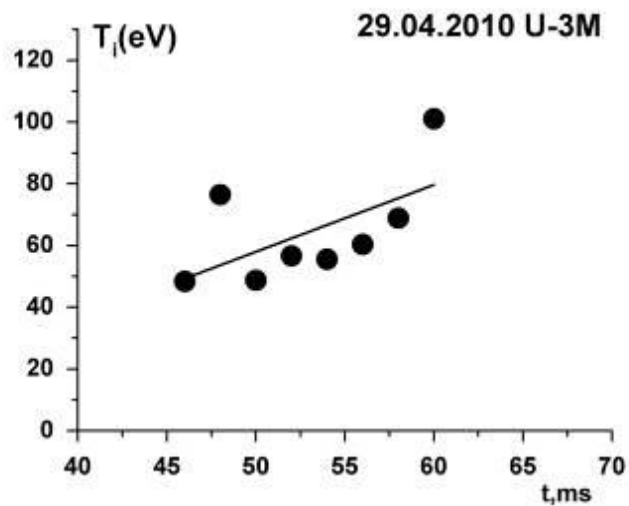


Рис. 3.14 Еволюція температури іонів  $C^{4+}$  в імпульсах з помірним імпульсним газовим напуском

Оцінка для Кулонових іонно–іонних зіткнень дає короткий час обміну енергією між протонами та іонами  $C^{4+}$ . Отже, їх температури повинні бути близькими один до одного.

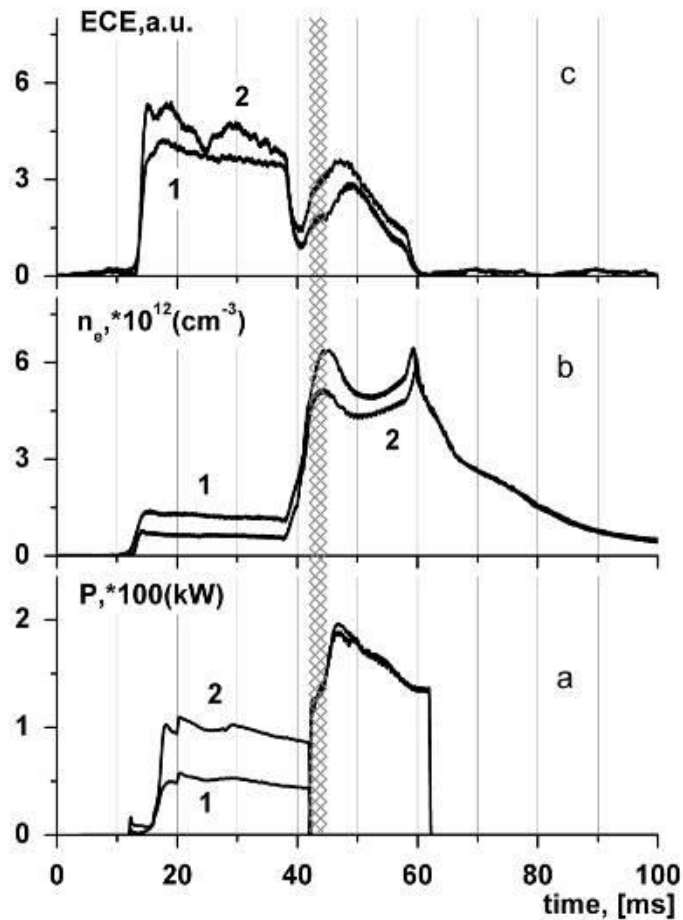


Рис. 3.15 ВЧ потужність (а), густина плазми (b) та інтенсивність ECE (c) у двох імпульсах із меншими (криві 1) та вищими (криві 2) потужністю, підведеною до рамкової антени. Імпульс газового напуску показаний затіненою областю

Вимірювання показують, що температура іона нижча за температуру електронів (див. Рисунок 3.14). Вона постійно підвищується під час імпульсу ТНВА і до кінця імпульсу досягає значень, близьких до  $T_i = 100$  eV.

Вплив роботи рамкової антени на імпульс ТНВА проілюстровано порівнянням двох розрядів з різною потужністю, що надходить до рамкової антени (Рис. 3.15).

Зниження потужності призводить до деякого збільшення густини плазми протягом усього імпульсу та до невеликого зниження температури електронів у плазмі.

### **3.2.3. Висновки**

Експерименти на У-3М демонструють успішність сценарію Альвенова нагріву з високими  $k_{\parallel}$ , який реалізований за допомогою компактної антени ТНВА. Початкова густина плазми  $\bar{n}_e \approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$  зросла в кілька разів під час імпульсу антени ТНВА і контролювалася газовим напуском. Електронний нагрів був домінуючим, але спостерігалось і деяке іонне нагрівання. Порівняно з результатами експериментів з рамковою антеною, отримана плазма з більш високим вмістом енергії. Подальший аналіз вивченого сценарію ВЧ нагріву плазми проведений в роботі (Grigor'eva, et al. 2015).

Запропонований сценарій Альфвенова нагріву можна впровадити на великих машинах, оскільки необхідна для нього антена схожа на іонні циклотронні антени і не настільки велика, як антени, запропоновані раніше.

### **3.3. Особливості розрядів в торсатроні Ураган-3М**

У цій експериментальній серії вимірюються радіальні профілі оптичних ліній СШ, ОV і CV та випромінювання на другій електронно-циклотронній гармоніці за допомогою методики імпульс за імпульсом. Результати цих вимірювань та розрахунків магнітної конфігурації Урагана-3М за допомогою кода Біо-Савара можна пояснити існуванням невеликої центральної області з відносно високою температурою електронів і хорошим утримуванням плазми в оточенні зони, де температура і утримання електронів гірші. Наслідком цього є відносно низька середня температура електронів та висока ВЧ потужність, необхідна для нагріву плазми.

### 3.3.1. Антени Урагана-3М і їх використання

Ураган-3М (Lesnyakov et al. 1992), невелика за розміром установка стеллараторного (торсатронного) типу, оснащена двома антенами, рамковою (РА) (Shvets et al. 1986) і ТНВА, які живляться ВЧ потужністю частотою нижче іонної циклотронної. Вони нагрівають переважно плазму електронів через поглинання повільної хвилі завдяки механізму Ландау. Повільна хвиля збуджується як безпосередньо, так і шляхом конверсії хвиль на шарі Альфвенова резонансу (Dolgoplov et al. 1965). Безпосереднє збудження повільної хвилі рамковою антеною є більш ефективним (Stadnik et al. 2007, Moiseenko et al. 2013) і, отже, вона здатна створювати плазму (Lysojvan et al. 1992).

ТНВА більшою мірою орієнтована на збудження Альфвенових резонансів і використовується для нагрівання плазми. Обидві антени мають невеликі розміри. РА частково охоплює плазмовий стовп понад 66 см у тороїдальному та 36 см у полоїдальному напрямках. ТНВА має довжину 28 см і 42 см у тороїдальному та полоїдальному напрямках, відповідно. Більш детальний опис антен наведений в (Chechkin et al. 2014, Grigor'eva et al. 2015). Обидві антени генерують хвилі з широким спектром за  $k_{\parallel}$ . З цієї причини в плазмовому шнурі присутній ряд Альфвенових резонансів., Альфвенові резонанси розташовані на периферії плазми, не є корисними, оскільки викликають нагрівання краю плазми. Антена ТНВА збуджує їх менше, ніж РА (Moiseenko, 1991).

У цій серії експериментів, імпульс РА низької потужності йде першим. Він використовується тільки для створення плазми. Після цього починається потужний імпульс антени ТНВА. Такий режим нагріву коротко описаний у (Moiseenko et al. 2011). У цій експериментальній серії увага приділяється радіальним розподілам спектральної емісії домішок (хордовий розподіл) та розподілу електронно-циклотронної емісії (ECE). Інформація про радіальний профіль обговорюється в сенсі особливостей утримання плазми в Урагані-3М (Moiseenko et al. 2019).

### 3.3.2. Експериментальні умови

Під час цієї експериментальної серії тороїдальне магнітне поле на вісі тору становило  $B = 0.7$  Т, тиск водню був  $p \approx 10^{-3}$  Па. Початкова плазма була створена та нагріта за допомогою рамкової антени, що живиться від генератора Каскада –1 (К–1) (частота – 8,6 МГц; потужність живлення –  $P_{RF} \leq 50$  кВт, а анодна напруга генератора – нижче 5.0 кВ; радіочастотний імпульс триває від 10–ї мс (початок) до 14–ї мс (кінець)). ВЧ потужність для антени ТНВА подається від генератора Каскада–2 (К–2: частота 8,7 МГц; напруга анода 9.0 кВ; ВЧ–імпульс триває від 14–ї мс до 30–ї мс) відразу після закінчення імпульса генератора К1. Потужність ВЧ обчислюється за допомогою вимірюваних амплітуд прямої та зворотної хвиль у кабелі лінії передачі ВЧ потужності до антени.

Еволюцію середньої густини електронів плазми вимірювали за допомогою мікрохвильового інтерферометра. Зондування плазми забезпечується звичайною хвилею вздовж однієї вертикального хорди в симетричному поперечному перерізі А2, що проходить через центр плазми (див. Рис. 3.16). Середня температура електронів оцінюється за допомогою вимірювань м'якого рентгенового випромінювання. (див. Рис. 3.16, перетин D3). Профіль температури електронів лише можна отримати, якщо поєднати дані із серії ідентичних плазмових розрядів (імпульс за імпульсом).

Для аналізу поведінки домішок використовується оптична емісійна спектроскопія (ОЕС). Вертикальне сканування було виконано за 21 хордами (див. Рис. 3.17) в поперечному перерізі D6 (див. Рис. 3.16). Розподіл за хордами вимірюється імпульс за імпульсом. Чисельний метод реконструкції радіального розподілу обговорювався в (Kuznetsov et al. 1974) для несиметричного випадку, так званого, підходу Пірса (рішення системи лінійних алгебраїчних рівнянь).

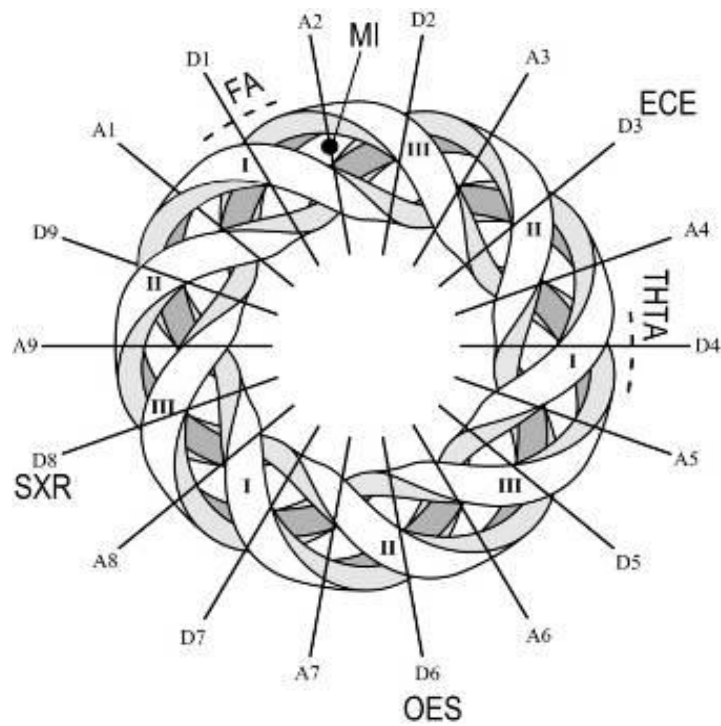


Рис. 3.16 Схема діагностики Урагана-3М: МІ – мікрохвильовий інтерферометр, ЕСЕ – електронне циклотронне випромінювання; ОЕС – оптична емісійна спектроскопія; SXR – м'яке рентгенове випромінювання. Дві антени: рамкова (FA) і трьох-напівиткова (ТНТА). Гвинтові котушки I, II та III магнітного поля. Полоїдальні поперечні перерізи позначаються пронумерованими символами

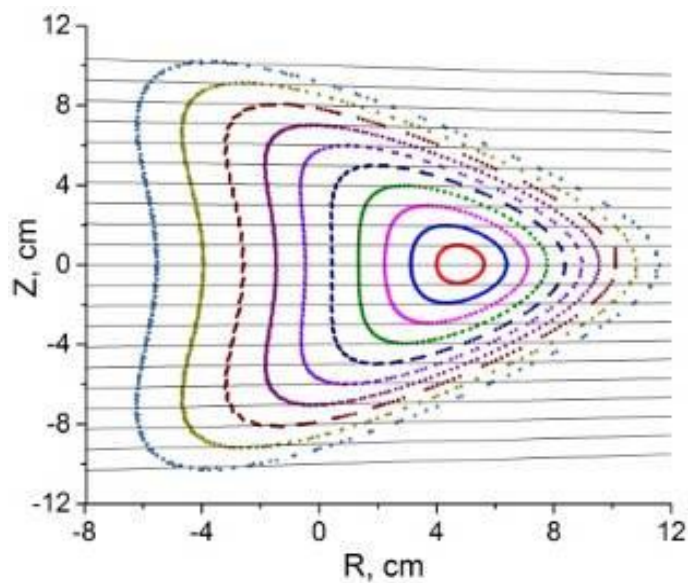


Рис. 3.17 Схема вимірювання радіального хордового розподілу

Реконструкція припускає, що густина плазми і випромінюючих іонів є постійною на одній магнітній поверхні, див. Рис. 3.17 (без урахування острівних структур). Крім того, вважалось, що наявність плазми не спотворює суттєво конфігурацію вакуумних магнітних поверхонь.

### 3.3.3. Експериментальні результати

ВЧ потужність, середня за хордою густина плазми та еволюція середньої температури електронів для типового розряду показані на Рис. 3.18. Невелика потужність генератора К-1 достатня для створення плазми густиною  $\bar{n}_e \approx 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ . На початку імпульсу К-2 густина плазми трохи зменшується, а потім повільно наростає до кінця ВЧ-імпульсу. Це наростання супроводжується деяким зниженням ВЧ потужності. Після припинення радіочастотного нагрівання густина плазми підіймається приблизно на 30% до  $\bar{n}_e \approx 6.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ . Цей підйом можна пояснити деяким покращенням утримання плазми без впливу ВЧ нагріву. Після цього густина плазми повільно знижується з характерним часом 10 мс.

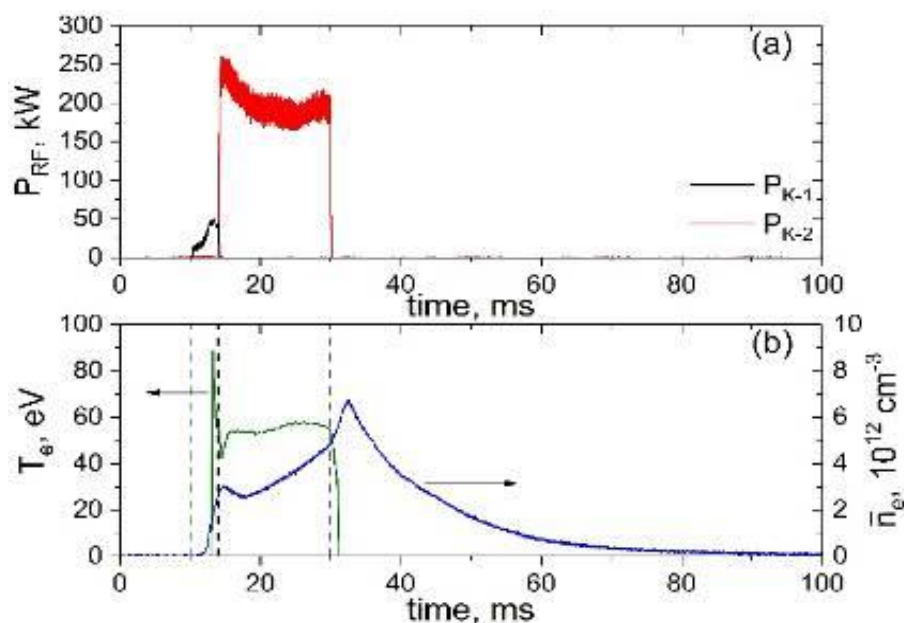


Рис. 3.18 Еволюція часових ВЧ потужностей потужностей К-1 і К-2 (а) та середньої густини плазми і середньої температури електронів (б). Вертикальні лінії показують час початку і припинення ВЧ імпульсів

Середня температура електронів досить мала і не виявляє помітних змін під час імпульсу.

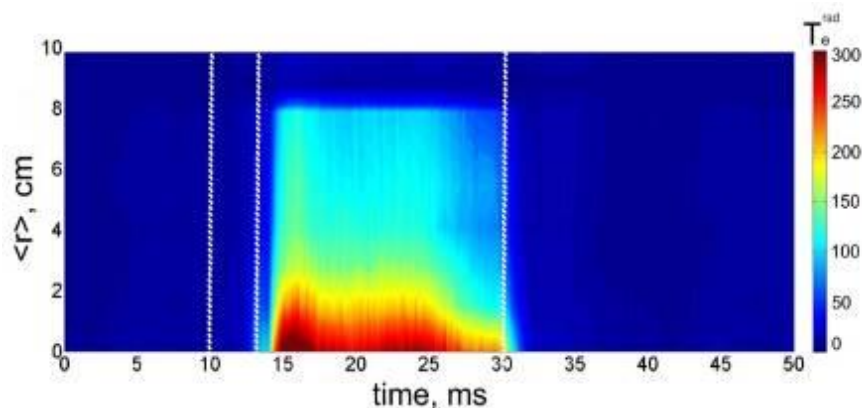


Рис. 3.19 Часова еволюція радіального профілю радіаційної температури електронів

На Рис. 3.19 показана часова еволюція радіальних профілю радіаційної температури. Радіальна потокова координата, використана на рисунках, є міткою магнітних поверхонь. Вона обчислюється як  $\langle r \rangle = \sqrt{S/\pi}$ , де  $S$  – площа, оточена магнітною поверхнею в поперечному перетині плазмового шнуру. В області магнітних островів ця координата інтерполюється.

Радіаційна температура сильно локалізована в центрі. Після відключення радіочастотного нагрівання вона швидко знижується, але менш швидко в центральній області плазми.

Хордовий розподіл  $H\alpha$  наведено на Рис. 3.20. Об'ємна емісія  $H\alpha$  з'являється в кінці імпульсу рамкової антени. Вона супроводжує створення плазми. Декілька процесів електронних зіткнень можуть бути причиною світіння  $H\alpha$ . Серед них – збудження атомного водню та дисоціативне збудження молекули водню та молекулярних іонів. Відносна інтенсивність ліній серії Бальмера є різною для атомів та молекул (Fujimoto et al. 1989). Дослідження, проведене в (Voitsenya et al. 2014), вказує на те, що в розрядах У-3М спостерігається домінування ліній, що виникають при дисоціативному збудженні. Максимум випромінювання на краю плазми пояснюється повільністю руху молекул

водню, які іонізуються та дисоціюються до досягнення ядра плазми. Атоми мають енергію Франка-Кондона, 2–3 еВ, і набагато швидші, ніж молекули. Вони проникають глибше в ядро плазми.

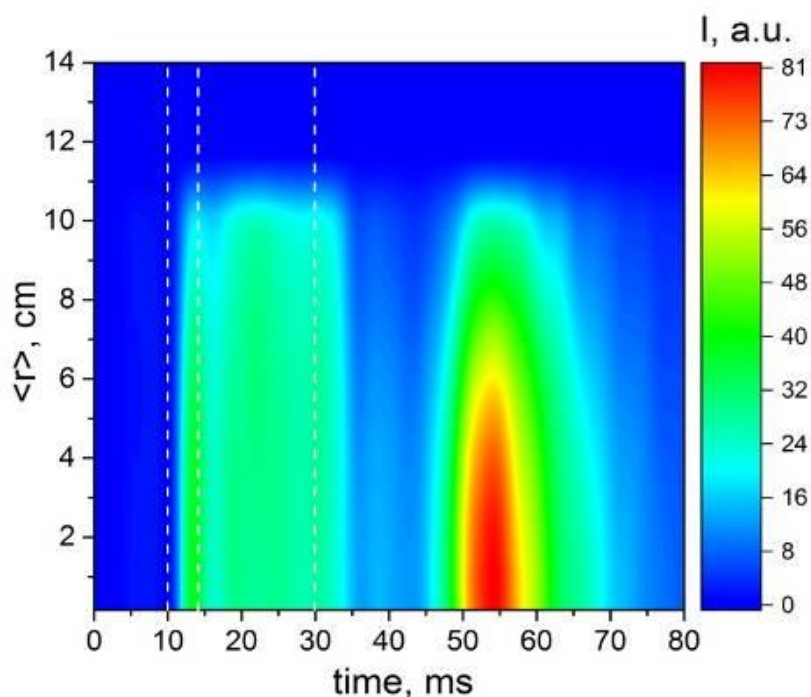


Рис. 3.20 Еволюція хордового розподілу  $H\alpha$

Відразу після початку імпульсу К-2 інтенсивність  $H\alpha$  на короткий час знижується. Це може статися через зменшення густини плазми біля краю плазмового стовпа. На рисунку 3.17 можна побачити деяке зниження середньої густини електронів, але воно досить мале. Більш вірогідним поясненням такої динаміки є зниження температури електронів в цей момент часу. Це може статися, якщо розподіл потужності є більш центральним під час імпульсу антени ТНВА. Відновлення світіння  $H\alpha$  відбувається в результаті транспорту тепла від центральної області до краю плазми.

У центральній зоні плазмового шнуру спостерігається пониження інтенсивності випромінювання, що свідчить про менший рециклінг водню в цьому місці. Це може бути викликано згладжуванням профілю густини плазми і, як наслідок, зменшенням дифузійного потоку частинок плазми від центру до краю, або кращим утримуванням плазми в центральній області. Центральний

пік світіння  $H\gamma$ , який з'являється через 20 мс після відключення ВЧ нагріву, свідчить проти сплюснення профілю. Після відключення ВЧ нагріву викид  $H\gamma$  триває протягом 2-3 мс, а густина плазми збільшується на 40%.

Присутність домішок вуглецю характерна для розрядів в термоядерних установках. Перед аналізом даних світіння СІІ слід зробити деякі зауваження. Для отримання  $C^{2+}$  з іона  $C^+$  необхідно витратити кількість енергії 24,38 еВ, а поріг енергії збудження  $C^{2+}$  становить 18,1 еВ. Вартість переходу  $C^{2+}$  у наступний стан іонізації становить 47,86 еВ. Наведені вище значення енергії вказують на те, що в плазмі з температурою електронів 50 еВ і вище іонний стан  $C^{2+}$  є перехідним.

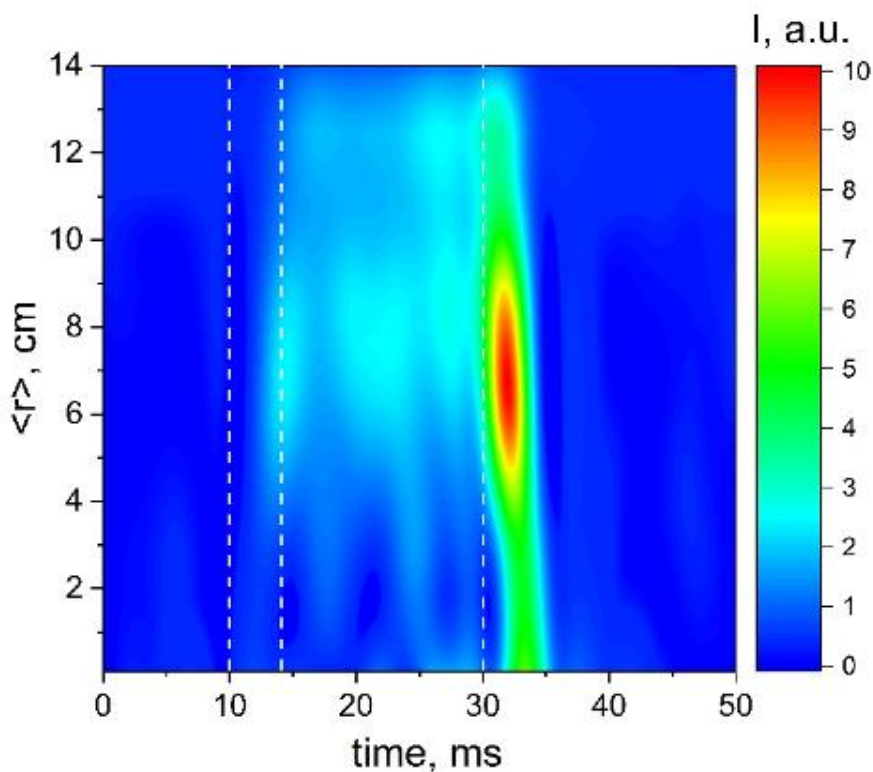


Рис. 3.21 Еволюція радіального профілю випромінювання С ІІІ (довжина хвилі – 229,6 нм)

Радіальний профіль випромінювання лінії СІІІ показаний на Рис. 3.21. Випромінювання з'являється в кінці імпульсу рамкової антени (передіонізації). Воно розташоване на периферії плазмового шнуру і має максимум при  $\langle r \rangle \approx 7$  см. Деяка емісія існує поза об'ємом утримання плазми. Як і для лінії  $H\gamma$ ,

інтенсивність лінії СШ знижується після старту антени ТНВА та незабаром відновлюється. Емісія з периферії збільшується до кінця імпульсу, що можна пояснити збільшенням густини плазми. Протягом усього імпульсу мінімум світіння зберігається в плазмовому центрі та на прилеглий ділянці  $\langle r \rangle < 3$  см. Після припинення радіочастотного нагрівання з'являється потужний рекомбінаційний пік. Він має основний максимум при  $\langle r \rangle \approx 7$  см. Основна кількість домішок вуглецю присутня в цьому місці. Ще один менший максимум – у центрі плазмового шнуру. Основний максимум з'являється із затримкою 2–3 мс. Для центральної області затримка більша: 4 мс. Це означає, що в центральній зоні вуглець знаходиться в стані більш високої іонізації, ніж на периферії плазми.

Домішка кисню також присутня у розряді. У цій експериментальній серії досліджено світіння лінії OV. Характеристики іонів  $O^{4+}$  такі: енергія, необхідна для отримання іона  $O^{4+}$  з нижчого стану іонізації, становить 77,39 еВ, пороги збудження та іонізації – 72,27 еВ і 113,87 еВ відповідно. Для цього іона величини порогів більш ніж у 2 рази вищі, ніж для іона  $C^{2+}$ .

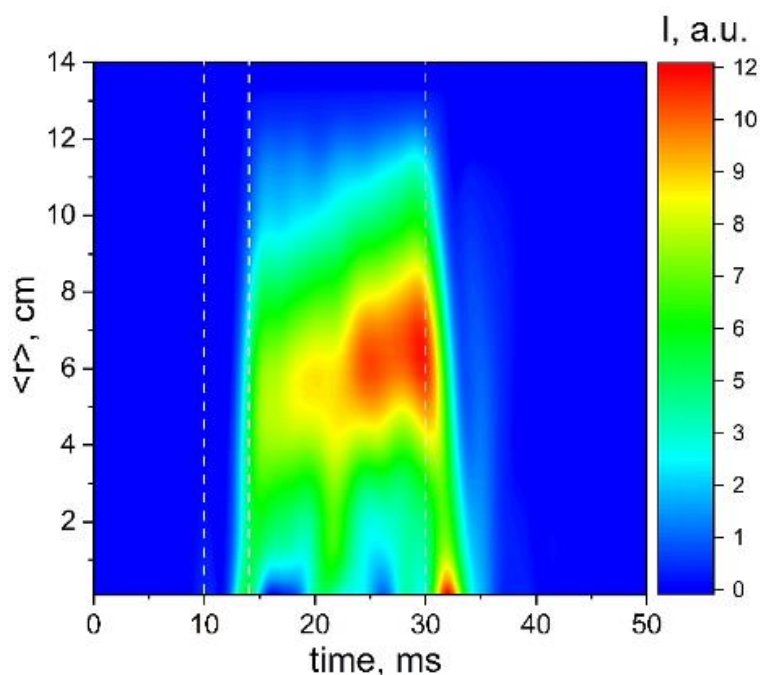


Рис. 3.22 Еволюція радіального профілю випромінювання O V (довжина хвилі – 278,1 нм)

Залежність випромінювання OV від часу відображається на Рис. 3.22. У центральній зоні плазмового шнуру світіння OV виявляється на низькому рівні до кінця імпульсу РА та не перевищує цей рівень до кінця імпульсу антени ТНВА. Після припинення ВЧ нагрівання, з кількома мілісекундами затримки, настає сильний вузький пік рекомбінації, що вказує на те, що більшість накопиченого кисню знаходиться в вищому стані іонізації ніж четвертий.

У зовнішній частині плазмового шнуру поведінка світіння OV інша. Воно з'являється під час імпульсу ТНВА, набуває високої інтенсивності, що збільшується в часі, а також розширює область випромінювання. Після вимкнення радіочастотного нагрівання світіння зменшуються, швидше біля краю плазми. Вся картина світіння OV вказує на те, що температура електронів вища за поріг іонізації  $O^{4+}$  в центральній області плазмового шнуру і нижча за нього в решті плазми.

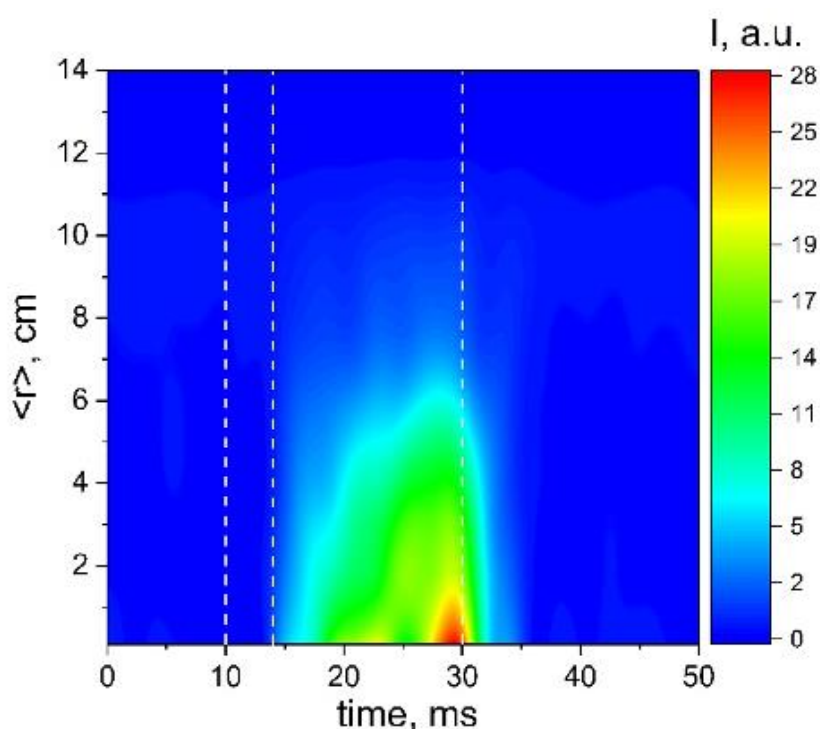


Рис. 3.23 Еволюція радіального профілю випромінювання CV (довжина хвилі – 227,1 нм)

Остання домішка, світіння якої було проаналізовано – іон  $C^{4+}$  (див. Рис. 3.23). Поріг для його створення з попереднього стану іонізації – 64,48 еВ,

пороги збудження та іонізації – 278,1 еВ та 392 еВ. Через високий поріг збудження цей домішковий іон може ефективно випромінювати лише у плазмі з температурою електронів вище 100 еВ.

В експериментах протягом усього розряду випромінювання CV спостерігається лише біля центру плазмового шнуру. Воно з'являється на магнітній вісі після деякої затримки, що обумовлено каскадним механізмом іонізації при створенні  $C^{4+}$ . Під час імпульсу інтенсивність випромінювання постійно зростає, а місце розташування емісії розширюється. Однак світіння не виходить із центральної зони.

Не існує сильного рекомбінаційного піку CV після закінчення ВЧ-імпульсу нагріву. Такий характер випромінювання підтверджує припущення про високу температуру електронів у центральній зоні та низьку в іншій частині плазмового шнуру.

### **3.3.4. Обговорення експериментальних результатів**

Вимірювання профілів випромінювання спектральних ліній дозволяють припустити існування в плазмі двох областей з різною температурою електронів. У невеликій близькості до магнітної осі  $\langle r \rangle < 3$  см температура електронів висока, а в навколишній плазмі – мала. Це підтверджують вимірювання ЕСЕ. Сильний пік температури електронів неможливо пояснити лише центральною локалізацією нагрівання плазми. Тільки радіальні зміни теплопровідності можуть описати цей факт. Отже, утримання в центральній зоні краще, ніж в навколишньому об'єму утримання плазми. Малість інтегрального часу утримання енергії можна пояснити низьким співвідношенням (порядку десяти) об'ємів гарячого ядра та холодної навколишньої плазми. Оцінка часу утримання енергії вказує на те, що транспортування енергії в холодній частині плазмового шнуру аномально швидке.

Причин аномального транспорту може бути дві: турбулентний транспорт, викликаний ВЧ нагріванням, і посилення транспорту через дефекти магнітної

конфігурації стеллятора. В рамках транспортної гіпотези про турбулентність важко пояснити, чому транспорт такий різний у центральній та навколишній областях. Нагрівання плазми протікає ефективно в центральній зоні і радіочастотне поле повинно бути присутнє там, але аномальний транспорт відсутній. Крім того, пік температури в центрі спостерігається в інших сценаріях радіочастотного нагрівання на У-3М, коли була використана рамкова антена (Pankratov et al. 2010). Там характер радіочастотного нагрівання інший, але пік температури електронів аналогічний. Припущення про турбулентний транспорт не пояснює, чому розташування гарячої зони не залежить від режиму плазмового нагріву і не чутливе до параметрів розряду.

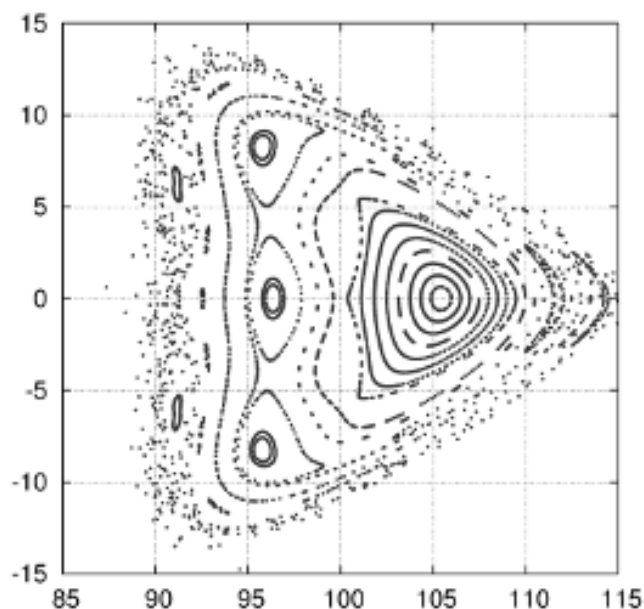


Рис. 3.24 Діаграма Пуанкаре на ліній магнітного поля в полоїдальному перерізі (стандартна магнітна конфігурація У-3М)

Залишилася одна можливість – це недосконалість магнітної конфігурації У-3М. Розрахований графік Пуанкаре з ліній магнітного поля в полоїдальному перерізі показаний на рисунку 3.24.

Область вкладених магнітних поверхонь оточує магнітну вісь і обмежена  $\langle r \rangle < 3$  см. Навколишня область містить ланцюжок з 3 великих магнітних

островів. Присутні і менші острови. Така різниця топології магнітного поля в цих двох областях може забезпечити різні властивості утримування плазми.

### 3.3.5. Магнітні конфігурації Урагана-3М

Огляд досліджень магнітної конфігурації У-3М разом із відповідними посиланнями можна знайти у статті (Lesnyakov et al. 1992). Стандартна конфігурація У-3М (див. Рисунок 3.24) характеризується деякою недокомпенсацією вертикального магнітного поля гвинтової обмотки торсатрона, так що результуюче вертикальне поле  $B_v$  становить приблизно 1,2% від тороїдального поля  $B_0$ . У цьому випадку магнітна конфігурація виявляється зміщеною до зовнішньої окружності тору. Перевага цієї конфігурації полягає в тому, що вона має магнітну яму та покращену МГД стабільність плазми.

Подальші дослідження, однак, виявили деякі недоліки стандартної конфігурації У-3М. У чисельних розрахунках та експериментах було виявлено досить великі магнітні острови, що відповідають  $\iota = 1/4$  (див. Lesnyakov et al. 1992), що можна пояснити впливом невеликого ексцентриситету в котушках вертикального поля. Крім того, для цієї конфігурації було розраховано збільшений неокласичний транспорт (див. Kalyuzhnyj et al. 2004), що може бути результатом того факту, що стандартна конфігурація У-3М є конфігурацією, зміщеною назовні, в той час як конфігурації інших геліотронів / торсатронів, що близькі до «сигма-оптимізованих», зміщені всередину (див. Mynic et al. 1982). Розрахунки, проведені в посиланні (Kalyuzhnyj et al. 2004) для зміщеної всередину конфігурації У-3М (див. Рис. 3.25), показують значне поліпшення неокласичного транспорту порівняно зі стандартною конфігурацією (конфігурація, зміщена всередину, була отримана у випадку протилежного напрямку вертикального магнітного поля,  $B_v / B_0 = -1,2\%$ ).

З точки зору МГД стійкості, зміщені всередину конфігурації здаються менш сприятливими, ніж зміщені назовні через зміну магнітної ями в магнітний пагорб (див. Lesnyakov et al. 1992). Однак таке припущення суперечить нещодавнім експериментальним висновкам для великого гвинтового пристрою

(LHD), узагальненим у посиланні (Motojima et al. 2003). З цих результатів LHD випливає, що зміщена всередину конфігурація з магнітним пагорбом має краще неокласичне утримання плазми, ніж конфігурація, зміщена назовні, з магнітною ямою.

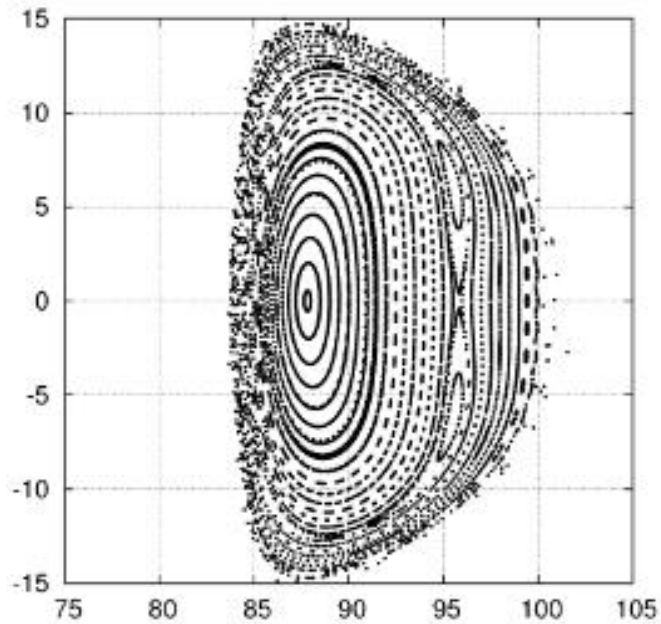


Рис. 3.25 Те саме, що на Рис. 3.24 для магнітної конфігурації, зміщеної всередину

Крім того, з цих результатів випливає, що плазма із середнім бета в 3% є стабільною у зміщеній всередину конфігурації, навіть незважаючи на те, що порушуються теоретична умова стійкості мод Мерсьє та мод з низьким  $n$ . Отже, з посилання (Motojima et al. 2003) випливає, що МГД стабільність та хороші транспортні властивості є сумісними у конфігурації, зміщеній всередину. Окрім того, зміщення всередину плазмового шнура може позитивно впливати на струм Пфірша-Шлютера (Pustovitov, 1996). У розрахунках конфігурацію, зміщену всередині У-3М, можна отримати за рахунок певного збільшення електричних струмів у котушках вертикального поля (приблизно на 10% порівняно з струмами для стандартної конфігурації).

### 3.3.6. Висновки

Дослідження радіальних профілів випромінювання різних оптичних ліній та результатів діагностики ЕСЕ виявляють дві зони в плазмовому шнурі Ураган-3М, які мають різні електронні температури та властивості плазми. Центральна зона обмежена  $\langle r \rangle < 3$  см. Вона характеризується відносно високою температурою електронів, що свідчить про хороше утримання плазми. Зона з холодними електронами і гіршим утриманням оточує гаряче ядро плазми і поширюється до краю плазми,  $\langle r \rangle = 12$  см. Профіль температури електронів занадто пікований, щоб пояснити це фокусованим радіочастотним нагріванням. Найбільш правдоподібним поясненням є різна швидкість транспортування тепла в цих двох зонах. Зовнішня зона домінує в об'ємі і визначає такі характеристики глобального утримання, як час утримання енергії та частинок, які виявляються нижче очікуваного. Аналіз стандартної магнітної конфігурації Ураган-3М показує, що система вкладених магнітних поверхонь існує лише в центральній зоні. Є кілька варіантів змінити конфігурацію, щоб площа вкладених магнітних поверхонь стала ширшою. Магнітна конфігурація, зміщена всередину, є перспективним вибором у цьому відношенні.

## 3.4. ВЧ нагрів плазми в Урагані-2М

### 3.4.1. Установка Ураган-2М

Ураган-2М (Pavlichenko, 1993) – це стеларатор (торсатрон) з великим радіусом  $R = 170$  см, середнім малим радіусом плазми  $r_{pl} < 24$  см і тороїдальним магнітним полем  $B_0 < 2,4$  Тл. Він має  $l = 2$  магнітні гвинтові обмотки з чотирма періодами магнітного поля  $m = 4$  в тороїдальному напрямку. Додаткове тороїдальне магнітне поле забезпечують шістнадцять тороїдальних магнітних котушок. Чотири корекційні котушки створюють вертикальне магнітне поле для компенсації вертикального поля, сформованого за гвинтовою обмоткою. Кожен комплект котушок живиться окремо від окремих генераторів постійного струму. Вертикальне магнітне поле використовуються для регулювання положення плазмового шнура у головному радіальному напрямку. Збільшення

струму котушок вертикального магнітного поля переміщує плазмовий стовп назовні, а зменшення переміщує його всередину. Вакуумна камера установки має тороїдальну форму з малим радіусом 34 см.

Полоїдальні перерізи магнітних поверхонь стеларатора мають еліптичну форму з еліптичністю до 2. Магнітні конфігурації з обертальним перетворенням  $1/2\pi > 1/3$  в області біля магнітної осі та  $1/2\pi < 1/2$  для останньої замкненої магнітної поверхні мають практичний інтерес. При цьому глибина магнітної ями становить 4,3 %.

### 3.4.2. Антени Урагана-2М

У цій експериментальній серії використовуються дві антени (Рис. 3.26). Рамкова антена використовується для створення плазми, а колінчастовальна антена – для її нагрівання. ВЧ-генератор Каскад-1 живить рамкову антену, а Каскад-2 живить колінчастовальну антену. Обидві антени налаштовані для Альфвенова нагрівання плазми. Антена КВА використовувалася для нагрівання в широкому діапазоні густини плазми на Урагані-2М (Moiseenko et al. 1996a). Аналогічна антена була розроблена для експериментів з нагрівання плазми в Урагані-2М.

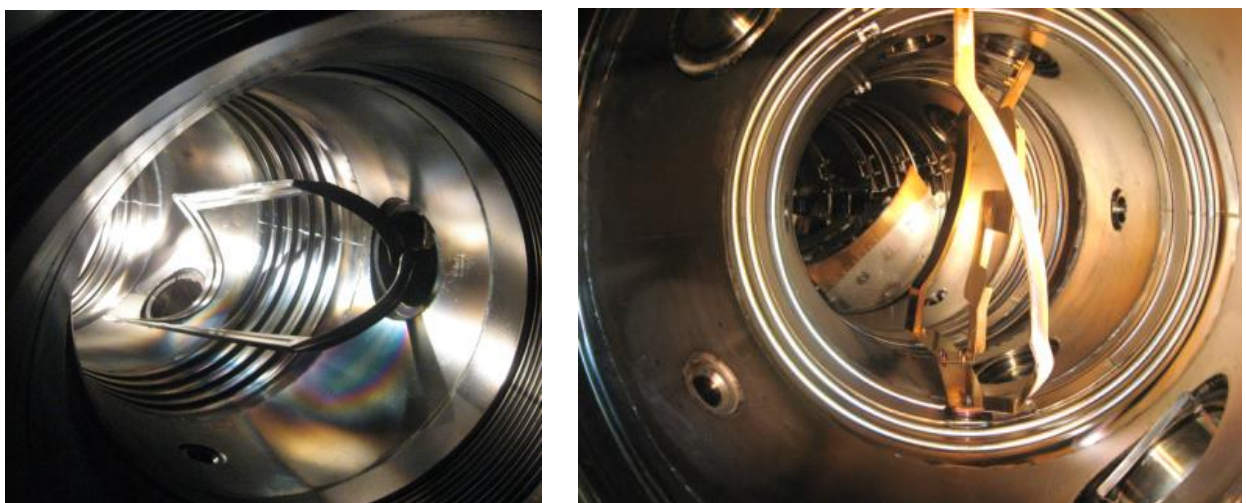


Рис. 3.26 РА (зліва) і КВА в Урагані-2М

Форми активних елементів антени підлаштовані під останню замкнену магнітну поверхню ( $K_{\varphi}=0.32$  – відношення тороїдального магнітного поля на геометричній осі від гвинтових котушок до загального тороїдального поля,  $I_{corr}=600$  А – струм у котушці вертикального поля) і розташовані на відстані 1 см від неї. Колінчастовальна антена має три полосових елемента. Центральний елемент викручений, щоб полегшити створення плазми за допомогою цієї антени. Обидві антени виготовлені з нержавіючої немагнітної сталі та покриті нітридом титану. Рамкова антена обводить зовнішню частину еліптичного плазмового шнуру в тому місці, де еліпсис витягнутий горизонтально. Колінчастовальна антена знаходиться в тому місці, де еліпсис плазмового перерізу вертикальний. Рамкова антена має біполярний вхід, а колінчастовальна антена – однополярна.

### 3.4.3. Режим роботи та діагностика

Оптичні вимірювання – основна діагностика, яка використовується для дослідження параметрів плазми в цих експериментах. У них вичена часова поведінка оптичних ліній  $\text{H}\alpha$  (довжина хвилі 656.2 нм),  $\text{OII}$  (372.7 нм),  $\text{CIII}$  (229.7 нм),  $\text{OV}$  (278.1 нм) та  $\text{CV}$  (227.1 нм). Всі вимірювання проводяться уздовж центральної хорди вакуумної камери.

Інтенсивність випромінювання оптичних ліній домішок відображає приблизний рівень енергії плазмових електронів. Наявність певного рівня іонізації певної домішки дозволяє оцінити досягнуту електронну температуру.

Іонні характеристики  $\text{O}^{4+}$  такі: енергія, необхідна для отримання цього іона з нижчого стану іонізації, становить 77,39 еВ, пороги збудження і іонізації – 72,27 еВ та 113,87 еВ відповідно. Для цього іона величини порогів більш ніж у 2 рази вищі, ніж для іона  $\text{C}^{2+}$ . Поріг для створення  $\text{C}^{4+}$  з попереднього стану іонізації – 64,48 еВ, пороги збудження та іонізації – 278,1 еВ і 392 еВ. Через високий поріг збудження  $\text{C}^{4+}$  може ефективно випромінювати лише у плазмі з температурою електронів вище 100 еВ.

#### 3.4.4. Типовий розряд

Експерименти з Альфвенова нагріву було започатковано на установці Ураган-2М після її оновлення у 2007 році (Tereshin et al. 2008). У цих експериментах була використана рамкова антена. Через деякий час сталася аварія супроводжувана попаданням вакуумного масла у вакуумну камеру. Ця аварія негативно вплинула на можливості установки.

Проведена експериментальна кампанія на торсатроні Ураган-2М – це перша кампанія з нагріву плазми після серії кампаній для обробки стінок вакуумної камери.

У поточний час стандартний режим роботи на Ураган-2М передбачає використання рамкової антени для попередньої іонізації та колінчастовальної антени для збільшення густини плазми та для її нагрівання. Такий режим покращує повторювальність розрядів. Для ініціації плазми для рамкової антени потрібна лише мала ВЧ потужність.

Анодна напруга генератора Каскада-1 низька,  $U_{K1} = 3.7$  кВ, а вихідна потужність нижче  $P_{K1} < 50$  кВт. Частота генератора становить  $f_{K1} = 5.7$  МГц. Антена вмикається в момент часу  $t_{K1on} = 1$  мс і вимикається в момент часу  $t_{K1off} = 16$  мс.

Каскад-2 живить колінчастовальну антену на частоті  $f_{K2} = 4.8$  МГц від  $t_{K2on} = 16$  мс до  $t_{K2off} = 24$  мс. Анодна напруга Каскада-2 дорівнює  $U_{K2} = 8.5$  кВ, а відповідна потужність ВЧ становить приблизно  $P_{K2} \sim 300$  кВт.

Магнітне поле налаштоване для оптимального режиму для Альфвенова нагріву. У цьому режимі тороїдальне магнітне поле дорівнює  $B_0 = 3.8$  кГс, а струм у котушках вертикального поля дорівнює  $I_{сорт} = 600$  А. Магнітна конфігурація вибирається відповідно до вимірювань магнітних поверхонь (Lesnyakov et al. 1996). Експерименти забезпечуються безперервним натіканням газу з підтримкою тиску нейтрального газу (водню)  $P_{H2} = 1.8 \cdot 10^{-5}$  Торр.

Рамкова антена виробляє холодну плазму низької густини, що супроводжується випромінюванням  $H\alpha$  та ОІ (Рис. 3.27). На довжині хвилі світіння ОV реєструється тільки молекулярний фоновий шум. Після етапу

створення плазми починається ВЧ нагрівання за допомогою колінчастовальної антени. Плазма переходить у повністю іонізований стан, кисень іонізується до іонів  $O^{4+}$ , а світіння вуглецю  $C^{4+}$  слабке.

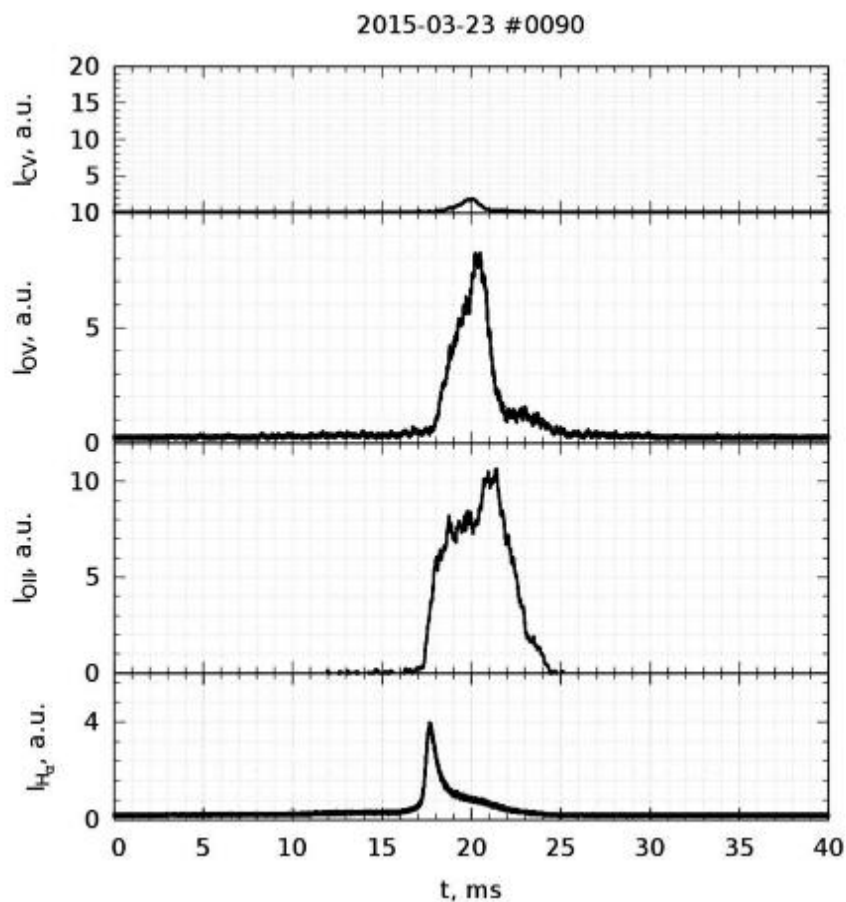


Рис. 3.27 Інтенсивність оптичних ліній випромінювання протягом 40 мс стандартного імпульсу,  $I_{\text{сорт}} = 600 \text{ А}$

### 3.4.5. Вплив вертикального поля

Вертикальне поле компенсує магнітне поле, створене гвинтовими магнітними котушками, а також керує положенням плазмового шнуру. В установці вертикальне магнітне поле створюється двома наборами котушок. Перший – компенсаційний набір котушок живиться струмом, пропорційним струму гвинтової обмотки.

Інший набір котушок – коригуючі котушки, використовується для тонкого налаштування вертикального магнітного поля. Збільшення вертикального

магнітного поля спричиняє зсув магнітної вісі назовні. В експериментальній серії вертикальне поле змінювалось, щоб знайти оптимальне положення плазмового стовпчика. Його вплив можна побачити на Рис. 3.28. Зниження вертикального поля та зміщення стовпчика плазми всередину покращує параметри плазми. Під час імпульсу колінчастовальної антени з'являється світіння CV та спостерігається вигорання ОП. Це є свідомством підвищення температури плазми.

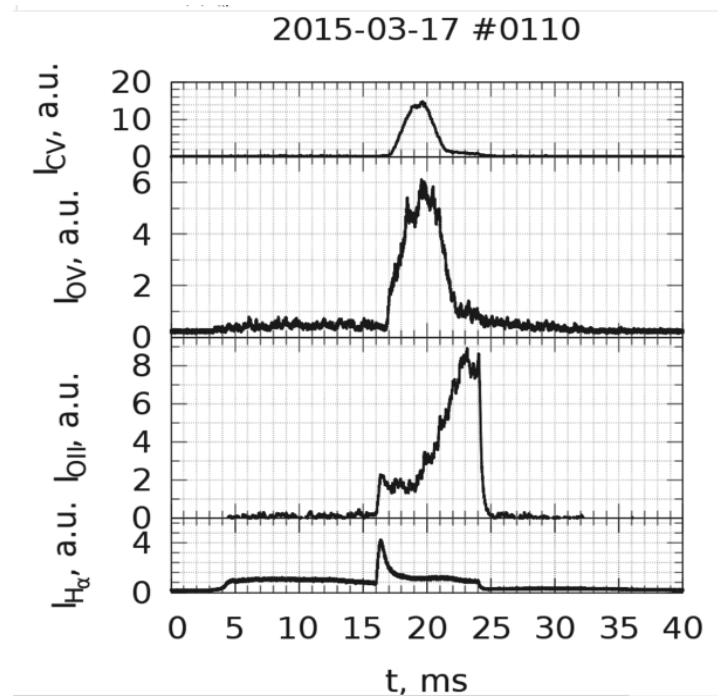


Рис. 3.28 Інтенсивність оптичних ліній випромінювання протягом 40 мс стандартного імпульсу,  $I_{\text{сорт}} = 150 \text{ A}$

#### 3.4.6. Імпульс з одиночною відключеною тороїдальною котушкою

В Урагані-2М проводяться експерименти на підтримку концепції стелараторно-пробкотронного гібридного ядерно- термоядерного реактора (Moiseenko et al. 2014). У цій концепції пробкотрон вбудовується в стелларатор, щоб забезпечити локальне магнітне захоплення енергійних плескаючих іонів (іонів тритію). При тому фонові плазма тепла (дейтерій, температура 1–2 кєВ) і щільна і заповнює увесь плазмовий шнур. Таку комбіновану магнітну пастку можна змодельовати на Урагані-2М. Якщо одна котушка тороїдального магнітного поля відключена, відбувається локальне зменшення магнітного поля

під котушкою. Пробкове відношення отриманої відкритої пастки становить приблизно 1.5, що достатньо для утримання гарячих плескаючих іонів (Moiseenko et al. 2014). За певних умов вкладені магнітні поверхні можуть бути влаштовані в такій комбінованій пастці (Kotenko et al. 2012), які необхідні для утримання фонові плазми. Числове моделювання конфігурації магнітного поля Урагана-2М з однією відключеною тороїдальною котушкою показало наявність вкладених магнітних поверхонь при  $K_\phi = 0.24$ . Тут  $K_\phi$  – відношення тороїдального магнітного поля на геометричній осі від гвинтових котушок до загального тороїдального поля. Моделювання режиму гібридного реактора здійснюється з вимкненою єдиною тороїдальною котушкою. Обрана котушка розташована далеко від антен. Для стандартного магнітного поля  $B_0 = 3,7$  кГс тепер потрібен менший коригуючий струм котушки вертикального поля  $I_{\text{corr}} = 100$  А.

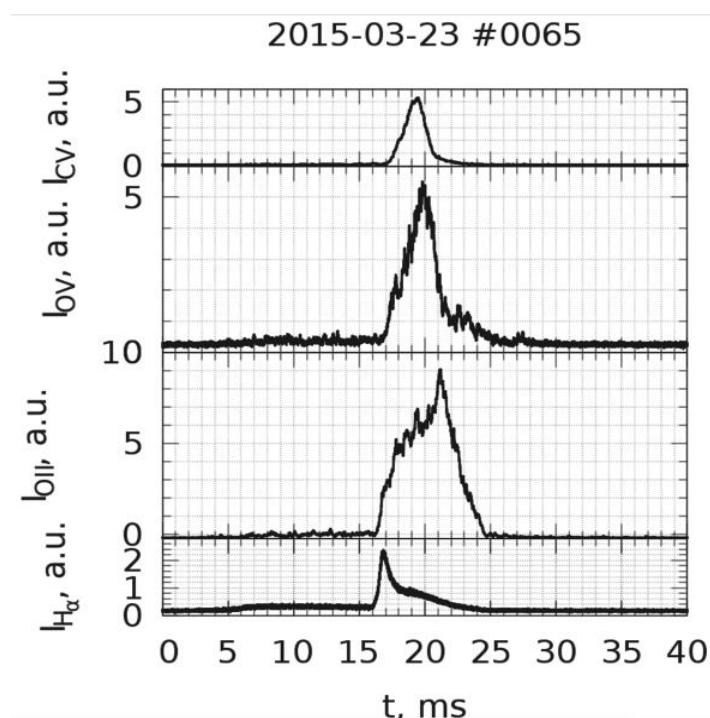


Рис. 3.29 Інтенсивність оптичних ліній випромінювання протягом імпульсу з відключеною котушкою,  $I_{\text{corr}} = 100$  А

Каскад-1 з анодною напругою  $U_{\text{K1}} = 3.7$  кВ живить рамкову антену, яка забезпечує стабільну попередню іонізацію. Як і раніш, Каскад-1 вмикається в

момент часу  $t_{K1on} = 1$  мс і вимикається в момент часу  $t_{K1off} = 16$  мс. Для Каскада-2 анодна напруга зменшена до  $U_{K2} = 8$  кВ, щоб мінімізувати ризик виникнення електричного пробоя. Він живить колінчастовальну антену на частоті  $f_{K2} = 4,8$  МГц від  $t_{K2on} = 16$  мс до  $t_{K2off} = 24$  мс. Тиск нейтрального газу також знижується порівняно зі стандартним режимом  $P_{H2} = 9,7 \cdot 10^{-6}$  Торр.

У цьому експерименті створення плазми та її утримання в такому режимі вперше реалізоване на установці Ураган-2М. Позитивним фактом є те, що радіаційний (домішковий) бар'єр пройдений на початку розряду (див. Рис. 3.29). Створюються високоіонізовані стани домішок, а саме  $O^{4+}$  та  $C^{4+}$ . Через кілька мілісекунд розряд згасає через забруднення домішками. Порівняння з імпульсом на Рис. 3.21. показує деяке скорочення високотемпературної стадії розряду.

### 3.4.7. Результати хордових вимірювань

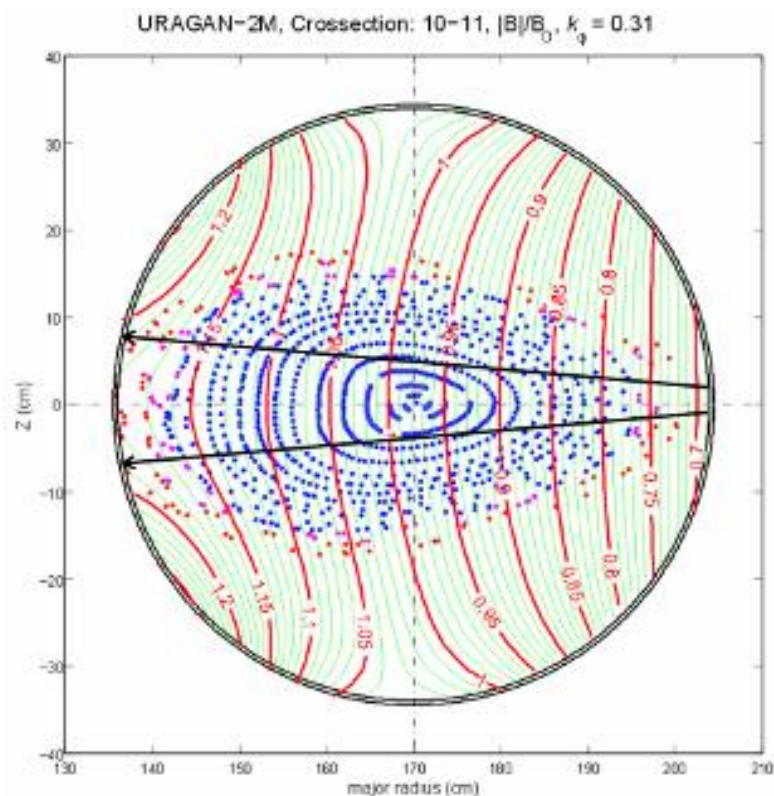


Рис. 3.30 Схема хордових вимірювань. Стрілки показують межі хордового інтервалу. Точками показані магнітні поверхні. Червоні лінії показують лінії рівня нормалізованого модуля магнітного поля

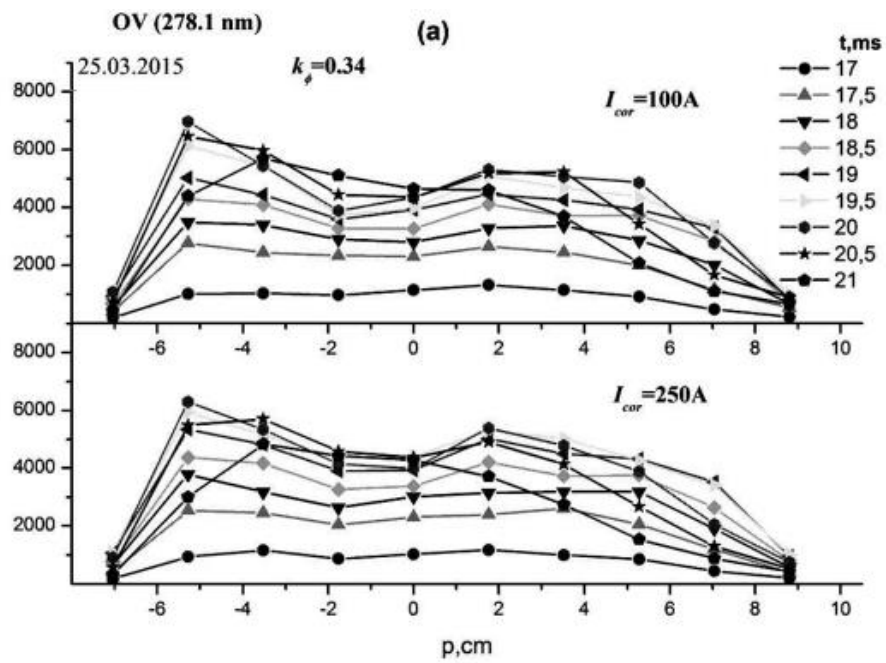


Рис. 3.31 Хордові розподіли випромінювання OV

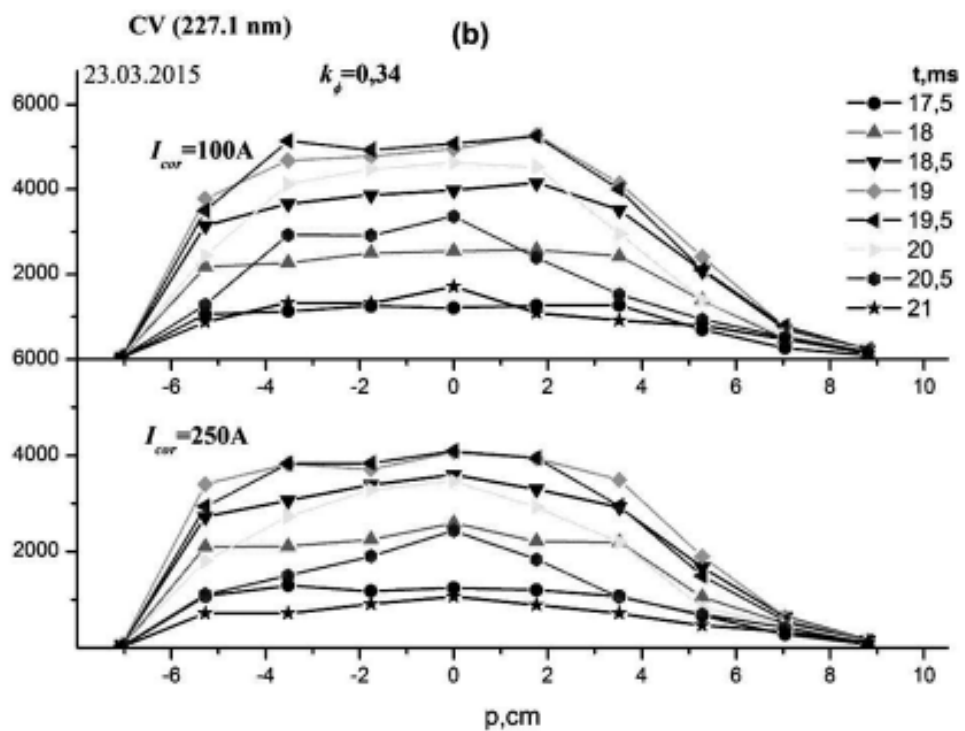


Рис. 3.32 Хордові розподіли випромінювання CV

Хордові розподіли ліній OV і CV були виміряні в серії ідентичних імпульсів.

Схема вимірювань представлена на Рис. 3.30. Хорди охоплюють лише центральну область плазмового стовпа. Результати вимірювань представлені на

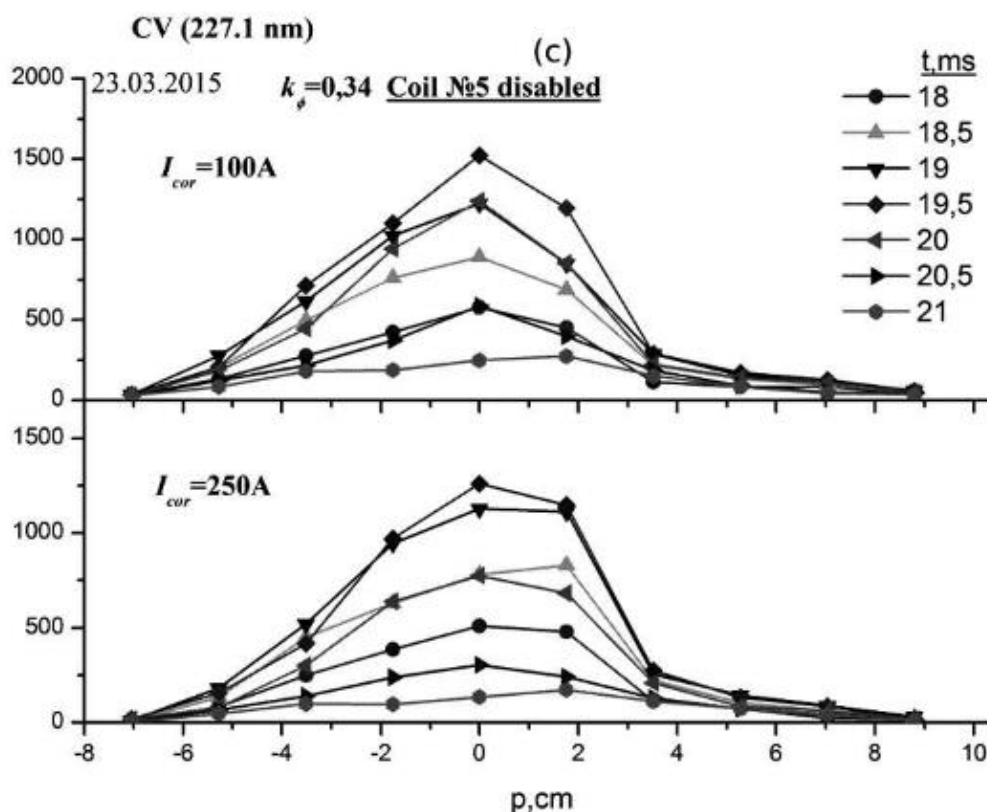


Рис. 3.33 Хордові розподіли випромінювання CV в режимі з одною відключеною тороїдальною котушкою (с)

Рис. 3.31: хордовий розподіл емісії OV порожнистий, що вказує на порожній профіль світіння. Це може бути пояснено деяким вигоранням іона  $O^{4+}$  та його переходом у стан іонізації  $O^{5+}$  поблизу магнітної осі. Розподіл емісії (Рис. 3.32) CV більш плаский. Це означає, що радіальний профіль випромінювання порожнистий лише незначно.

При відключенні однієї котушки тороїдального поля інтенсивність світіння високоіонізованих домішок слабша, ніж в експерименті без вимкнення однієї котушки тороїдального поля. Хордовий розподіли OV та CV (див. Рис. 3.33) піковані, що свідчить про майже відсутність вигорання відповідних іонів. Розподіли вужчі, що можна пояснити меншим меншим радіусом плазмового

шнурю. Останній результат узгоджується з розрахунками магнітної конфігурації (Kotenko et al. 2012).

### 3.4.8. Висновки

Нова колінчастовальна антена застосована в експериментах Ураган-2М. Вона нагріває плазму на частотах нижче іоної-циклотронної частоти. Розряд, який підтримується цією антеною, стає «гарячим» протягом декількох мілісекунд, а потім згасає під сильним припливом домішок у плазму. Досліджено радіальні профілі оптичних випромінювань OV та CV. Обидві порожнисті, особливо OV профіль. Це може бути пояснено деяким вигоранням іонів  $O^{4+}$  та  $C^{4+}$  поблизу магнітної осі.

Проведені експерименти на підтримку концепції стелараторно-пробкотронного гібридного ядерно- термоядерного реактора. Пробкотрон моделюється вимиканням одної котушки тороїдального поля на Урагані-2М. Плазму успішно створюється і нагрівається у такій комбінованій магнітній пастці.

### Висновки розділу 3

У цьому розділі запропонований раніш дисертантом сценарій Альфвенова нагріву плазми за допомогою компактних антен на базі напіввиткових елементів успішно реалізований і детально досліджений на установках Ураган-3М і Ураган-2М. Він став одним із стандартних сценаріїв нагріву плазми на цих установках і може бути застосований на інших установках, як малих, так і великих.

- В експериментах з високочастотного нагріву плазми на Урагані-3М з використанням трьох-напіввиткової антени вперше значно підвищені параметри плазми. Експерименти продемонстрували успішність сценарію Альфвенова нагріву з високими  $k_{||}$ , який реалізований за допомогою компактної антени ТНВА (трьох-напіввиткової антени). Початкова густина плазми  $\bar{n}_e \approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$  зросла в кілька разів під час імпульсу ТНВА і

контролювалася газовим напуском. Електронний нагрів був домінуючим, але спостерігалось і деяке іонне нагрівання.

- Аналіз особливостей розрядів в торсатроні Ураган-3М показав високу ефективність високочастотного нагріву плазми на фоні вад магнітної конфігурації Урагана-3М. Дослідження радіальних профілів випромінювання різних оптичних ліній та результатів діагностики ЕСЕ виявляють дві зони в плазмовому шнурі Урагана-3М, які мають різні електронні температури та властивості плазми. Профіль температури електронів занадто пікований, щоб пояснити це фокусованим радіочастотним нагріванням. Аналіз стандартної магнітної конфігурації Ураган-3М показує, що система вкладених магнітних поверхонь існує лише в центральній зоні. Є кілька варіантів змінити конфігурацію, щоб площа вкладених магнітних поверхонь стала ширшою. Магнітна конфігурація, зміщена всередину, є перспективним вибором у цьому відношенні.
- Вперше впроваджено і досліджено високочастотний нагрів плазми в Урагані-2М. Нова колінчастовальна антена застосована в цих експериментах. Вона нагріває плазму на частотах нижче іоноі-циклотронної частоти. Розряд, який підтримується цією антеною, стає «гарячим» протягом декількох мілісекунд, а потім згасає під сильним припливом домішок у плазму. Досліджено радіальні профілі оптичних випромінювань OV та CV. Обидві порожнисті, особливо OV профіль. Це може бути пояснено деяким вигоранням іонів  $O^{4+}$  та  $C^{4+}$  поблизу магнітної осі завдяки високій електронній температурі.

Основні положення цього розділу викладені у публікаціях автора: (Moiseenko, 1999a; Moiseenko et al. 2009; Moiseenko et al. 2011; Moiseenko et al. 2017; Moiseenko et al. 2019).

## РОЗДІЛ 4

### ВЧ ОБРОБКА СТІНОК ВНУТРІШНІХ ВАКУУМНИХ ПОВЕРХОНЬ

#### 4.1. ВЧ чистка за допомогою безперервного УКХ розряду

##### 4.1.1. УКХ розряд і Ураган-2М

Чистка стінок в магнітних термоядерних установках використовуються після забруднюючих подій, таких як течі, відкриття вакуумної камери на атмосферу, або, що менш шкідливо, після використання вакуумних клапанів. Під час таких операцій різноманітні речовини потрапляють до вакуумної камери та адсорбуються стінками. Метою чистки стінок розрядами є усунення адсорбованих речовин, шляхом відкачки їх з вакуумної камери. Одним із ефективних методів є обробка стінок камери потоком нейтральних атомів водню (Winter, 1996). Атоми водню є хімічно активними і більшість легких речовин, які вони утворюють, є летючими. Атоми водню можуть утворюватись у високочастотному (ВЧ) розряді в частково іонізованій плазмі, коли ступінь іонізації малий. Вони утворюються в наслідок дисоціації молекул водню і мають енергію порядку Франк-Кондонової (близько 3 еВ). Якщо електронна температура в розряді нижча за поріг іонізації, 4–10 еВ, швидкість дисоціації більша за швидкість іонізації, і один електрон створює певну кількість нейтральних атомів за час свого існування.

Перевагою ВЧ розряду є його здатність займатися в магнітному полі. Це важливо для установок з надпровідними магнітами, для яких увімкнення-вимкнення магнітного поля значно складніше, ніж для установок з теплими котушками магнітного поля. Для ефективної генерації нейтральних атомів і рівномірної чистки ВЧ розряд повинен бути об'ємним з низькою електронною температурою. Таким вимогам відповідають розряди, описані в роботі (Moiseenko et al. 2011).

В безперервних ВЧ розрядах (Moiseenko et al. 2014a) густина плазми низька  $n_e = 10^{10} - 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ . В такій плазмі середня довжина прольоту атомів

водню достатньо велика, а вірогідність для атома зіткнутися зі стінкою вакуумної камери вище за можливість іонізуватися в плазмі. Такий розряд з малою іонізацією може підтримуватися за допомогою генерації повільної хвилі. Хвиля може збуджуватися антеною, струми в якій паралельні постійному магнітному полю (Moiseenko, 2001a). Рамкова антена є найпростішою з усіх з такою особливістю.

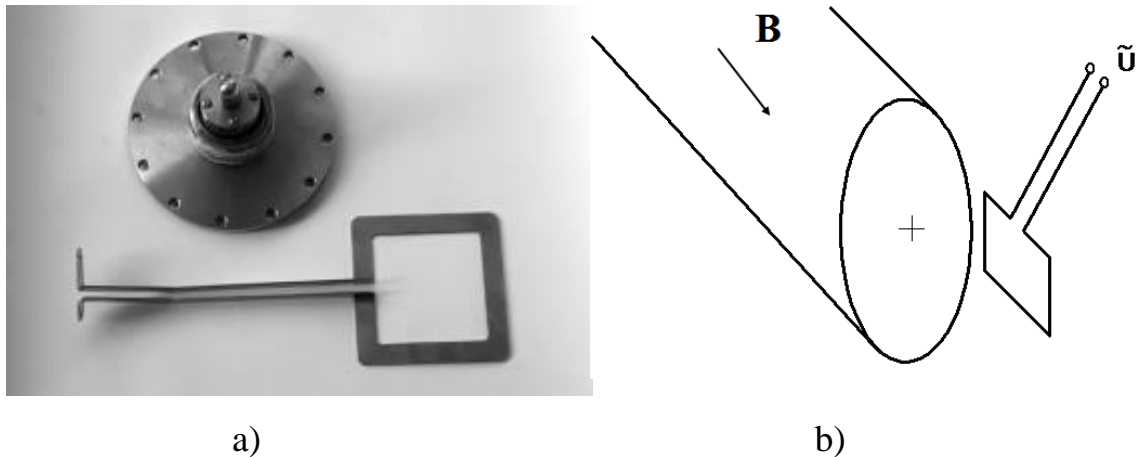


Рис. 4.1 Мала рамкова антена для УКХ розряду (зліва) і ескіз, що ілюструє положення антени відносно плазмового шнура (справа)

#### 4.1.2. Фізичний опис УКХ розряду

Дисперсійне рівняння для повільної хвилі має вигляд:

$$k_{\perp}^2 = -\frac{\varepsilon_{\parallel}}{\varepsilon_{\perp}} (k_{\parallel}^2 - k_0^2 \varepsilon_{\perp}), \quad (4.1)$$

де  $\varepsilon_{\perp} = (\mathbf{E} \times \mathbf{V}) \cdot \hat{\varepsilon} \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{V}) / |\mathbf{E} \times \mathbf{V}|^2$ ,  $\varepsilon_{\parallel} = \mathbf{V} \cdot \hat{\varepsilon} \cdot \mathbf{V} / V^2$  – відповідно перпендикулярна та паралельна компоненти тензора діелектричної проникності,  $k_0 = \omega / c$ ,  $\mathbf{V}$  – постійне магнітне поле. Якщо частота хвилі вища за іонно-циклотронну частоту, короткі повільні хвилі розповсюджуються в холодній плазмі при  $\varepsilon_{\perp} > 0$ . Ця вимога задає верхню межу густини плазми у випадку, коли частота нижча за нижню гібридну частоту  $\omega < \omega_{LH} = \sqrt{\omega_{ci} \cdot \omega_{ce}}$  (тут

$\omega_{ci}$  та  $\omega_{ce}$  – це іонна та електронна циклотронні частоти відповідно). Якщо  $\omega \gg \omega_{ci}$ ,  $\varepsilon_{\perp}$  стає рівним нулю в точці  $\omega \approx \omega_{pi}$  (де  $\omega_{pi}$  є плазмовою частотою) і це відношення визначає найвищу досяжну густину плазми. Якщо  $\omega > \omega_{LH}$ , тоді немає жодних обмежень на густину плазми.

Основний вклад в згасання хвиль через парні зіткнення частинок вносить уявна частина  $\varepsilon_{\parallel}$ .

$$\text{Im } \varepsilon_{\parallel} \approx -\frac{v_{en}}{\omega} \text{Re}(\varepsilon_{\parallel} - 1) \quad (4.2)$$

де  $v_{en}$  є частотою зіткнень електрон-нейтрал.

В плазмовому шнурі повільні хвилі утворюють власні моди. Кожна з них характеризується трьома числами:  $l$  – радіальним,  $m$  – азимутальним (полоїдальним), і  $n$  – тороїдальним номером моди. Для заданої частоти роль власного числа належить середній густини плазми (Moiseenko et al. 1993), і якщо припустити, що профіль густини завжди один і той самий, задача на власні значення лінійна. Коли густина плазми наближається до одного з власних значень, амплітуди збуджуваних в плазмі полів наростають, і спостерігається глобальний резонанс.

Якщо хвиля згасає, резонанс ширшає. Ступінь розширення резонансу за порядком величини дорівнює уявній частині власного значення.

$$\left. \frac{\delta \bar{n}_{e,res}}{\bar{n}_{e,res}} \right|_{damping} \approx \frac{\text{Im } \bar{n}_{e,res}}{\text{Re } \bar{n}_{e,res}} \approx \frac{v_{en}}{\omega} \quad (4.3)$$

Відстань між сусідніми резонансами може бути оцінена через дисперсійне рівняння (4.1). Вона залежить від того, який номер моди змінюється на одиницю. Найкоротша відстань знаходиться між сусідніми модами з різними азимутальними номерами мод. Оцінка для цієї відстані

$$\left. \frac{\delta \bar{n}_{e,res}}{\bar{n}_{e,res}} \right|_{l,n=const} \sim \frac{m}{k_{\perp}^2 r_{pl}^2} \quad (4.4)$$

де  $r_{pl}$  є середнім радіусом плазми. Інші відстані такі:

$$\left. \frac{\delta \bar{n}_{e,res}}{\bar{n}_{e,res}} \right|_{m,n=const} \sim \frac{\pi}{k_{\perp} r_{pl}}, \quad (4.5)$$

$$\left. \frac{\delta \bar{n}_{e,res}}{\bar{n}_{e,res}} \right|_{l,m=const} \sim \frac{1}{n} \quad (4.6)$$

Найбільш бажаним випадком створення плазми і її підтримки є повне перекриття всіх глобальних резонансів. В цьому випадку зв'язок антени з плазмою виявляється добрим в широких межах її густини і плазма створюється ефективно. Для цього є дві умови. Першою є умова перекриття азимутальних мод

$$\left. \frac{\delta \bar{n}_{e,res}}{\bar{n}_{e,res}} \right|_{l,n=const} < \left. \frac{\delta \bar{n}_{e,res}}{\bar{n}_{e,res}} \right|_{damping} \quad (4.7)$$

Друга витікає з вимоги, що після досягнення краю азимутального спектра, повинен виникати зв'язок з іншою радіальною або тороїдальною модою.

$$\Delta m \left. \frac{\delta \bar{n}_{e,res}}{\bar{n}_{e,res}} \right|_{l,n=const} > \left. \frac{\delta \bar{n}_{e,res}}{\bar{n}_{e,res}} \right|_{m,n=const}, \quad \left. \frac{\delta \bar{n}_{e,res}}{\bar{n}_{e,res}} \right|_{l,m=const} \quad (4.8)$$

де  $\Delta m$  є шириною азимутального спектра антени. Перше відношення простіше виконати саме для коротких хвиль. Оскільки хвилі коротшають за вищої густини плазми, перекриття глобальних резонансів збільшується.

#### 4.1.3. Результати чисельного моделювання

Чисельне моделювання виконувалось для установки Ураган-2М (Pavlichenko, 1993), де проводились експериментальні дослідження УКХ розрядів. Оцінки та числові експерименти вказують на можливість використання частоти ВЧ розрядів з частотою нагріву 140 МГц і малої рамкової антени (див. Рис. 4.1). Вона має однакові розміри 12 см у азимутальному та тороїдальному напрямках. Характерні паралельне та азимутальне хвильові числа  $|k_{\phi}| \approx |k_{\theta}| \approx 0.25 \text{ см}^{-1}$ . Для таких хвильових чисел

відношення (4.7, 4.8) для перекриття глобальних резонансів починає виконуватись з густини плазми у  $n_e \approx 2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  та густини нейтрального газу  $n_{H_2} = 2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ .

Для дослідження особливостей створення плазми у ВЧ розряді, використовувалося чисельне моделювання. Результати обчислень внесеного

опору антени і середнього радіусу розподілу енергії  $r_p = \frac{\int_0^{r_w} p_{RF} r^2 dr}{\int_0^{r_w} p_{RF} r dr}$  наведені на

Рис. 4.2. Обчислення зроблені числовим кодом з використанням рівнянь Максвелла в циліндричній геометрії (Moiseenko et al. 2006d). Прив'язка радіальної координати до магнітних поверхонь, що використовувалась в коді відбувалась згідно формули для середніх радіусів магнітних поверхонь

$$r = \sqrt{\frac{V}{2\pi^2 R_{ax}}} \quad (4.9)$$

Тут  $V$  — об'єм, обмежений магнітною поверхнею,  $R_{ax}$  — радіус магнітної вісі. Параметри обчислень: профіль густини плазми

$$n_e = n_{e0} \left[ 1 - (r/a)^2 \right]^\alpha \quad (4.10)$$

з  $\alpha=0.6$ , радіусом плазми  $a=22$  см; на краю профіль поступово стає експоненціальним з характерною довжиною 3 см; радіус металевої стінки  $r_w=34$  см; густина нейтрального газу  $n_{H_2} = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ;

Антенa розташована на 23 см за радіусом; великий радіус тора 170 см; тороїдальне магнітне поле  $B=0.03$  Т.

Електричний опір антени під навантаженням плазмою становить щонайменше 1 Ом, за що відповідає перекриття глобальних резонансів. Також існують піки різної ширини зумовлені окремими глобальними резонансами з низькими паралельними хвильовими числами. Вони з'являються через широкий спектр паралельних хвильових чисел, що збуджуються рамковою антеною.

Профіль розподілу потужності (Рис. 4.3) широкий і виходить за межі знаходження антени. Він майже не змінюється при появі окремих глобальних резонансів і крива для середнього радіусу розподілу потужності не демонструє значних змін при зміні густини плазми.

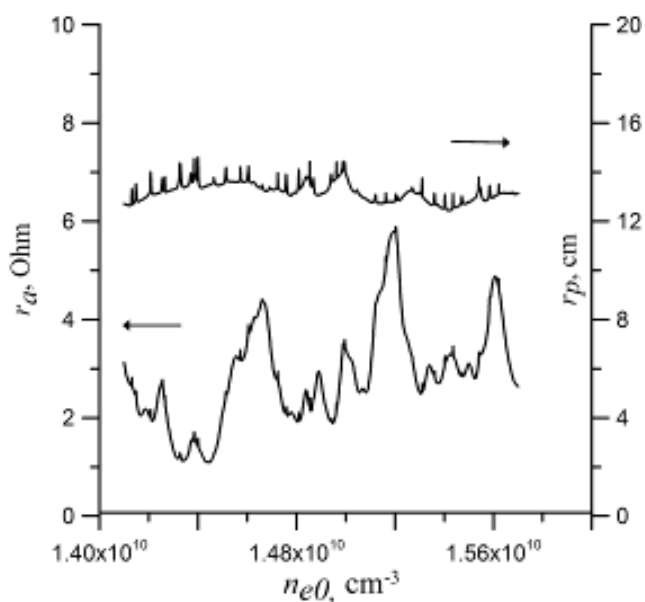


Рис. 4.2 Внесений опір антени (нижня крива) і середній радіус розподілу потужності (верхня крива) як функція центральної густини плазми

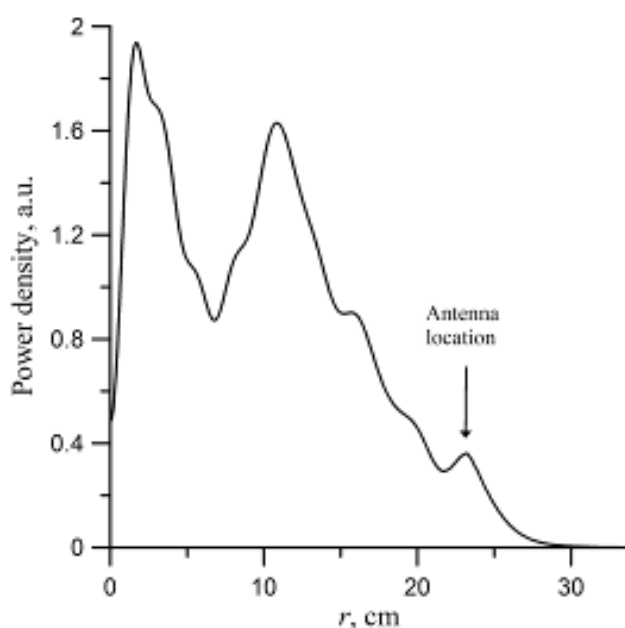


Рис. 4.3 Розподіл потужності як функція радіуса (4.9) для густини плазми  $n_{e0}=1.5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$

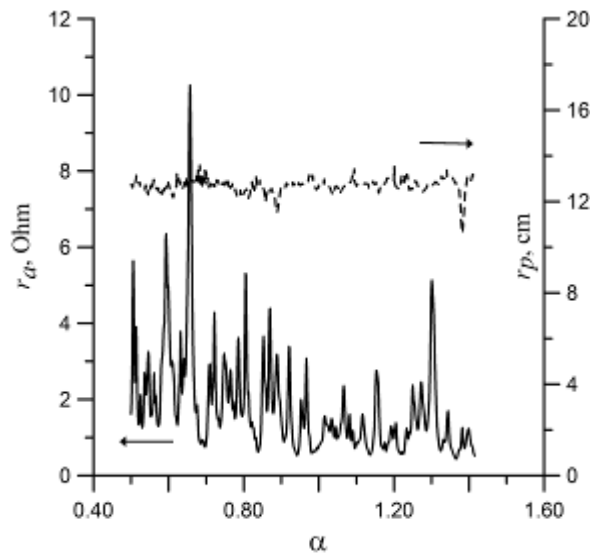


Рис. 4.4 Внесений опір антени (нижня крива) і середній радіус розподілу потужності (верхня крива, пунктир) як функція параметру профілю густини плазми  $\alpha$

Поведінка внесеного опору антени дуже подібна, якщо густина плазми і профіль густини змінюються одночасно (Рис. 4.4). В цьому чисельному експерименті змінюється  $\alpha$ . Середня густина плазми зростає у відповідь на ріст  $\alpha$ .

#### 4.1.4. Умови експерименту

В експериментах тиск робочого газу (водню) та величина тороїдального магнітного поля змінювались в межах  $2 \cdot 10^{-5}$ – $2 \cdot 10^{-4}$  Торр та 0.015–0.1 Т, відповідно. Потужність УКХ нагріву досягала 2 кВт. Параметри плазми вимірювались Ленгмюровим зондом та оптичними діагностиками. Ефективність чистки оцінювалась з результатів мас-спектрометрії залишкового газу.

Використовувались два рухомі Ленгмюрові зонди. Положення зондів вказано на Рис. 4.5 разом з розрахованою структурою магнітних силових ліній.

Зонд 2 рухався з кроком 1 см вздовж малої осі “еліпса” розрахованої магнітної конфігурації (Рис. 4.5). Два значення тороїдального магнітного поля  $B$  (0.03 і 0.085 Т) були обрані для вимірювання профілей  $n_e$  і  $T_e$ .

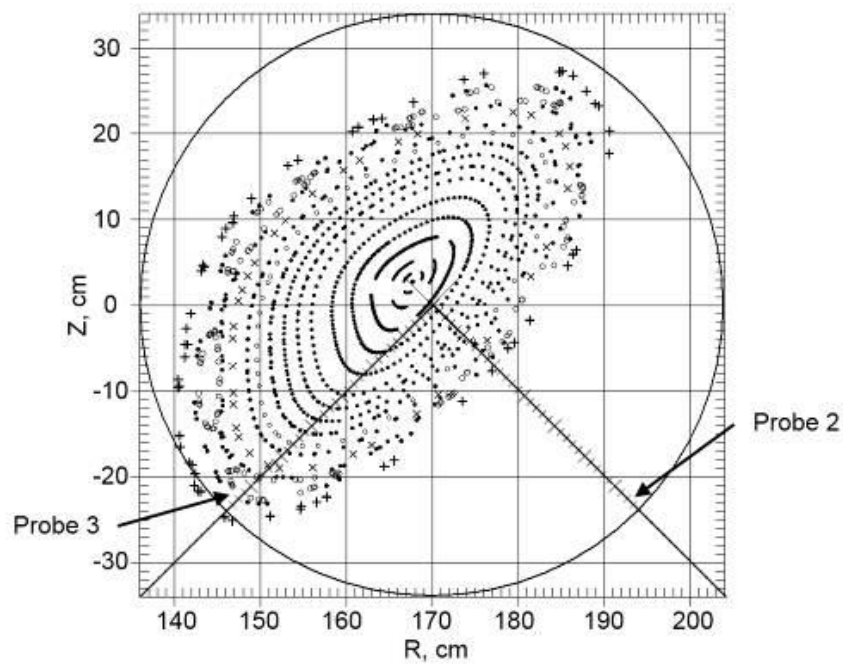


Рис. 4.5 Полоїдальний переріз Пуанкаре магнітних силових ліній у місці розташування та руху зондів. Прямі лінії відповідають траєкторіям зондів

Густина атомарного водню визначалась згідно оптичних вимірювань за методикою (Fujimoto et al. 1989).

#### 4.1.5. Експериментальні результати

Залежність густини нейтральних атомів від тиску нейтрального газу представлена на Рис. 4.6. Залежність має плаский максимум. Він відповідає рівню густини атомів водню на рівні  $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$  в межах тисків молекулярного водню від  $1.33 \cdot 10^{-2} \text{ Па}$  до  $2.4 \cdot 10^{-2} \text{ Па}$ .

Результати зондових вимірювань приведені на Рис. 4.7. Згідно з ними максимальна електронна густина в розряді майже не змінюється зі зміною магнітного поля і залишається на рівні  $2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ . Максимальна електронна температура незначною мірою зменшується разом із  $B$ .

Вимірювання засвідчують об'ємний характер розряду, який, як підказують результати числових розрахунків, зумовлений об'ємним енерговнеском. Точність вимірювань зменшувалась по мірі заглиблення зонду у плазму, оскільки глибоко занурений зонд впливає на розряд. Це супроводжується зменшенням інтенсивності оптичної емісії.

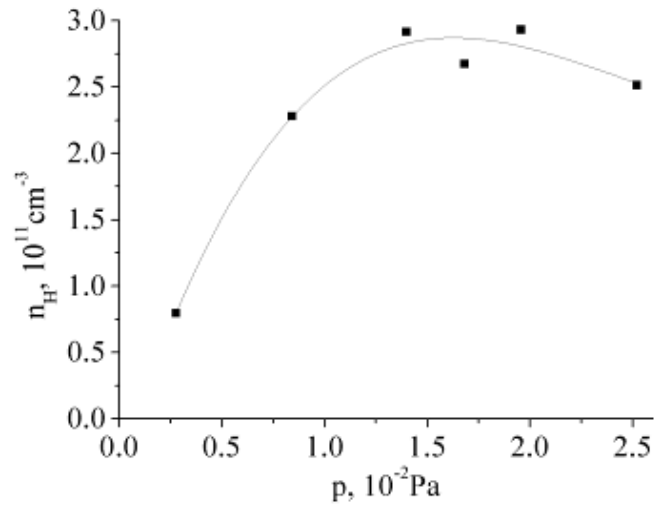


Рис. 4.6 Залежність густини атомів водню від тиску нейтрального газу виміряна за  $B=0.085$  Т

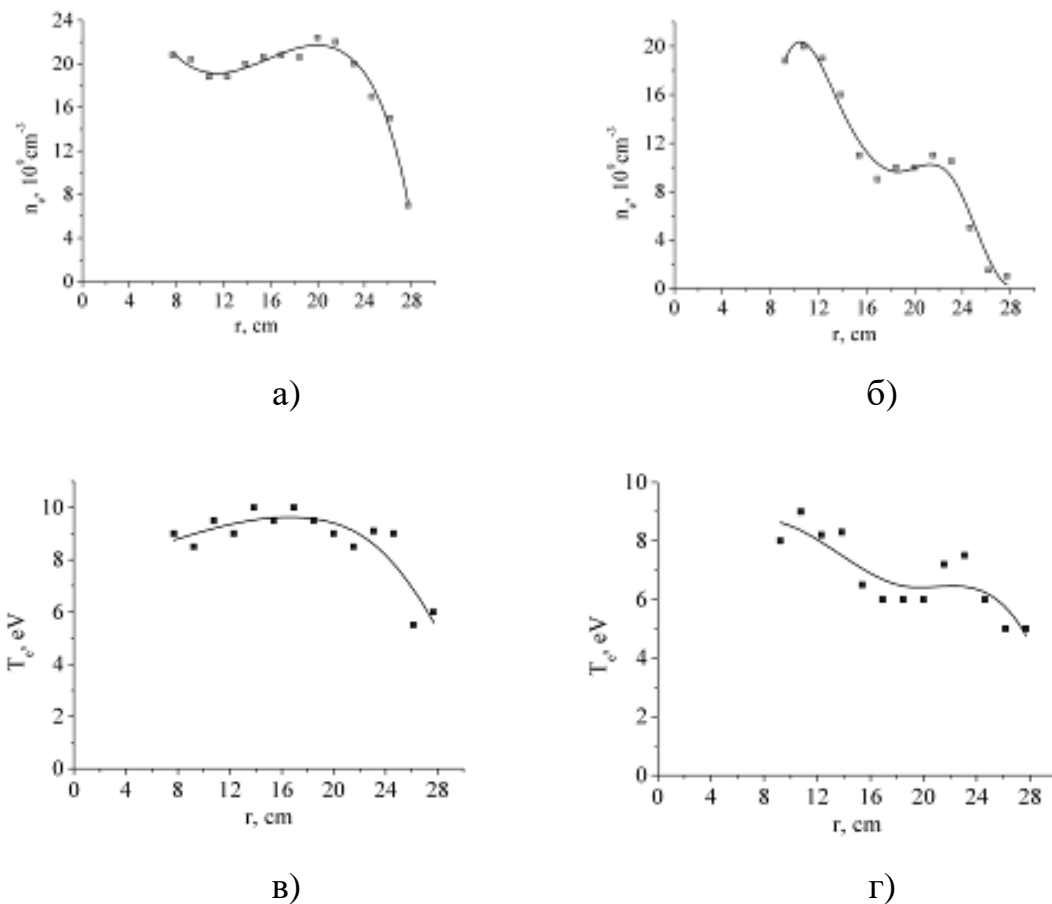


Рис. 4.7 Густина і температура електронів як функція середнього радіусу магнітних поверхонь впродовж УКХ розряду в різних магнітних полях а), в)  $0.03$  Т; б), г)  $0.085$  Т

Серія зондових вимірювань була проведена для фіксованого положення зонду за  $r=20$  см. В першій серії вимірювань тиск нейтрального газу був сталим  $P_{H_2} = 2.4 \cdot 10^{-2}$  Па. Рис. 4.8 відображає як за даними цих вимірювань електронна температура повільно спадає з ростом магнітного поля. Густина плазми має широкий максимум за  $B=0.04$  Т. При цьому магнітному полі  $T_e \approx 8$  еВ і  $n_e \approx 2 \cdot 10^{10}$  см $^{-3}$ .

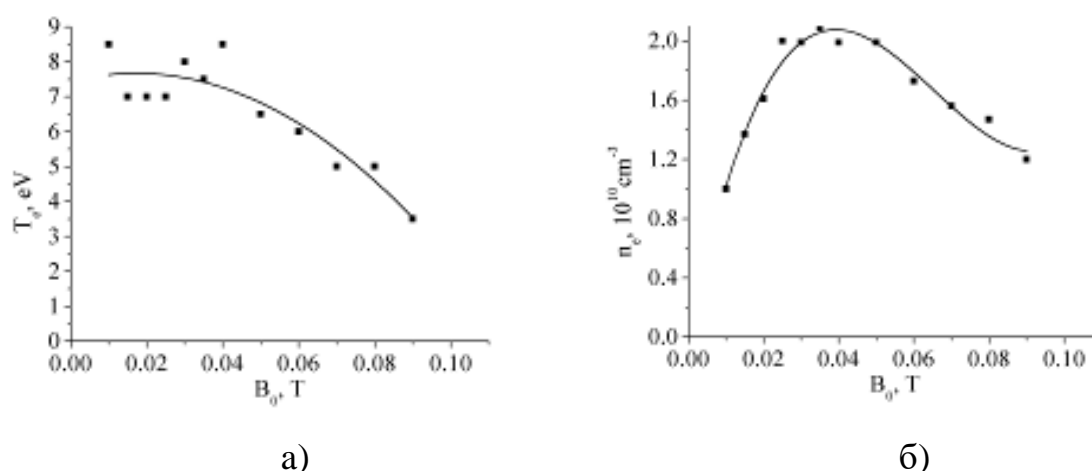


Рис. 4.8 Залежність густини плазми (справа) і електронної температури (зліва) від напруженості магнітного поля

В другій серії експериментів магнітне поле було фіксованим у  $B=0.085$  Т, а тиск нейтрального газу змінювався (Рис. 4.9). Електронна температура (9 еВ) і густина плазми ( $2-2.5 \cdot 10^{10}$  см $^{-3}$ ) були максимальними за тиску  $8 \cdot 10^{-3}$  Па, а зміни  $T_e$  і  $n_e$  на значному проміжку тисків ( $0.13-2.7$ )  $10^{-2}$  Па можна розглядати як малі.

Було досліджено 100-годинне чищення стінок квазінеперервним УКХ розрядом в тороїдальному магнітному полі  $B=0.075$  Т і при тиску робочого газу (водню)  $P_{H_2}=2.7 \cdot 10^{-2}$  Па (Рис. 4.10). Зміна тисків залишкових газів, яка представлена на Рис. 4.10, вказує на зменшення діоксиду вуглецю ( $CO_2$ ) у часі, стабільне зниження гідрокарбонатів ( $C_nH_m$ ) і декотре зменшення вмісту води ( $H_2O$ ). Лінії  $N_2$  не змінювались через течі вакуумної камери, які є джерелом азоту та кисню (останній швидко перетворюється на воду).

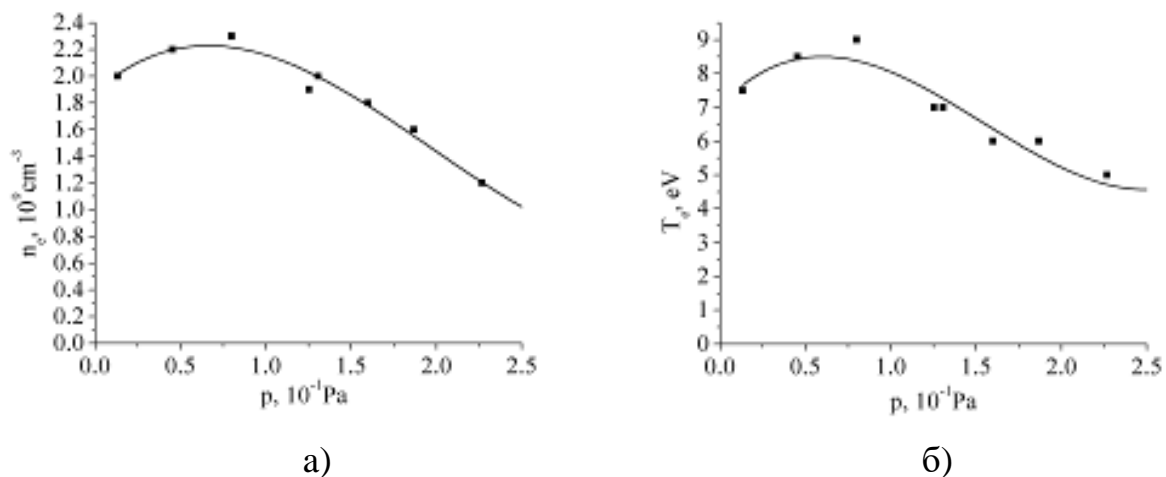


Рис. 4.9 Залежність густини плазми (а) і електронної температури (б) від тиску нейтрального газу

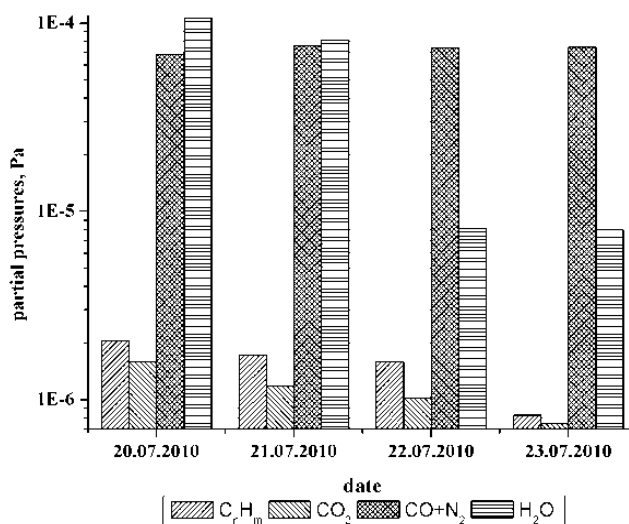


Рис. 4.10 Парціальні тиски (максимальні значення) залишкових газів протягом днів експериментів

#### 4.1.6. Т-подібна антенна

Т-подібна антенна (Lozin et al. 2018) була розроблена спеціально для УКХ розряду. Вона встановлена на місце малої рамкової антени. Вада малої рамкової антени – це невеликий внесений опір. Окрім того, рамкова антенна була заземленою і через це сильно нагрівалась. Т-подібна антенна однополярна та в плазмі має плаваючий потенціал. Ескіз антени приведено на Рис. 4.11. Вона

живиться через коаксіальний підвід до центрального провідника довжиною  $l_1$ . Далі провідник розділяється на дві смуги, що орієнтовані вздовж магнітного поля, довжиною  $l_2$  кожна. Вважається, що ці смуги збуджують повільні хвилі з характерним хвильовим числом  $k_{||} = \pi / l_2$ . Зігнута частина є у кожній смугі (довжини  $l_3$  і  $l_4$ ). Розміри Т-подібної антени обрано так, що  $l_1 + l_2 + l_3 + l_4 = \pi / (2 k_0)$ . В таких умовах можливо використовувати прості погоджувальні пристрої при під'єднанні антени до джерела високочастотного живлення.

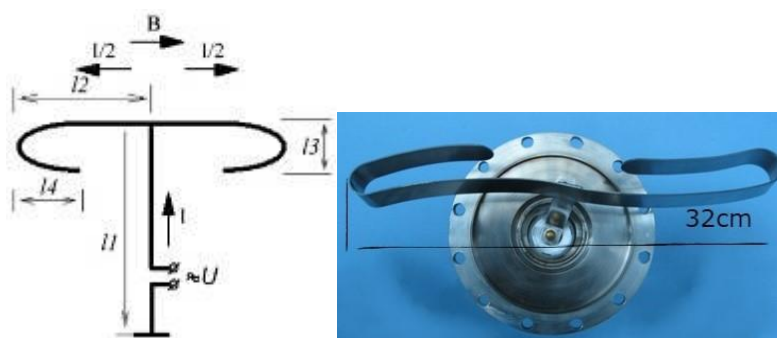


Рис. 4.11 Т - подібна антена: ескіз (зліва) та фото (праворуч)

Високочастотна потужність до 3 кВт від УКХ-генератора, який працював в стаціонарному режимі на частоті 130 МГц, передавалася по фідерній лінії до антени.

Ефективність чищення вакуумної камери була проаналізована за допомогою діагностичного комплексу з криогенною пасткою та даними термодесорбційної діагностики (їх розташування показано на Рис. 4.12).

Метод криогенної пастки засновано на тому, що частина газів, які утворилися в процесі чищення стінки вакуумної камери, при їх відкачки з об'єму, конденсується на охолодженій поверхні пастки. Після фіксованого періоду роботи, пастка перекривається від вакуумної камери і насоса та нагрівається. У результаті цього конденсовані гази випаровуються всередину від'єданого об'єму. Вимірювання тиску  $P_g$  випарених газів дозволяє оцінити

кількість адсорбованого газу і, таким чином, кількість газу, що генерується під час чищення (Tsybenko, et al. 2019). Термодесорбційна діагностика базується на вимірі збільшення тиску газу в вакуумній камері, що обумовлено термодесорбцією газу зі зразка із нержавіючої сталі (12X18H10T), нагрітої до 250–300 С (Glazunov et al. 2018).

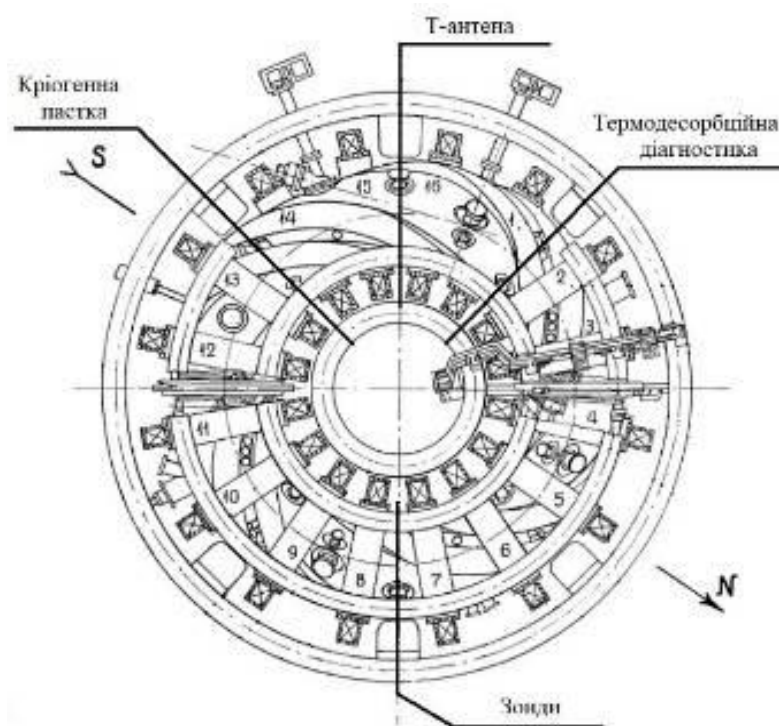


Рис. 4.12 Просторове розташування на У-2М: Т-подібної антени, криогенної пастки, термодесорбційної діагностики та Ленгмюрових зондів

На відміну від криогенної пастки, тут випаровування відбувається напряму до вакуумної камери У-2М.

В режимі зі слабким магнітним полем УКХ генератор підтримував плазму ВЧ розрядом протягом 150 хвилин. Потім була пауза для відкачування. Чищення внутрішніх поверхонь вакуумної камери було виконано при наступних умовах: робочий тиск газу  $\text{H}_2$  становив  $1 \cdot 10^{-4}$ – $2 \cdot 10^{-4}$  Торр; тороїдальне магнітне поле було 0,01–0,012 Т.

Результати вимірювання тиску випарених газів при використанні термодесорбційної діагностики та кількості моношарів у випадку чистки у слабкому магнітному полі представлені на Рис. 4.13–14.

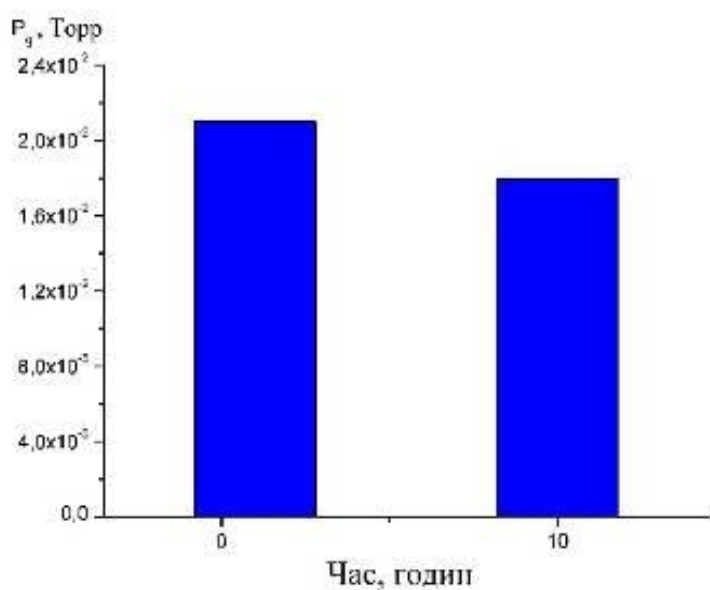


Рис. 4.13 Тиск випарених газів в об'ємі криогенної пастки

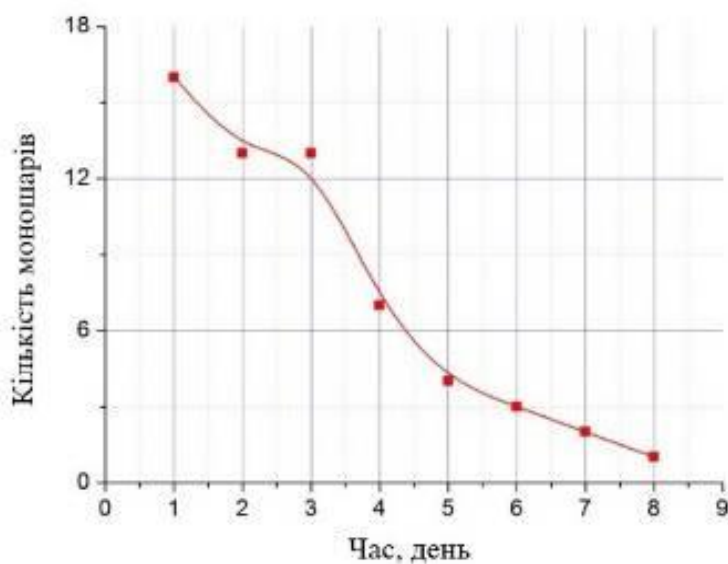


Рис. 4.14 Еволюція кількості моношарів забруднень на стінці камери у часі при чищенні внутрішніх поверхонь камери плазмою ВЧ розряду

#### 4.1.7. Висновки

Була вивчена чистка стінок камери атомами одню в УКХ розряді. Останній підтримується ВЧ потужністю на частотах вищих за ті, що зазвичай використовуються для іонно-циклотронного нагріву. Чистка проводилась за допомогою спеціально розробленої малої антени. Антена розроблена для збудження повільної хвилі, яка загасає при зіткненнях електронів з нейтральним газом. Параметри розряду були виміряні в широких межах утримуючих магнітних полів і тисків нейтрального газу. Зондові вимірювання визначили величини густини плазми і електронної температури. Характерне значення густини плазми  $n_e \sim 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ , електронна температура змінюється в межах  $T_e = 3 \div 10 \text{ eV}$ . Значення температури згідно зондових вимірювань співпадають із значеннями оптичної діагностики згідно (Moiseenko et al. 2014a). Такі параметри розряду підходять для чистки стінок вакуумної камери в атмосфері водню. Розряд відноситься до об'ємних: плазма займає увесь об'єм утримання і навіть виходить за його межі. Параметри розряду не продемонстрували значної залежності від умов розряду, а саме тиску нейтрального газу і напруженості магнітного поля. Дані мас-спектрометрії тисків залишкових газів вказують на ефективність чистки УКХ розрядами протягом кількох днів.

Числове моделювання вказує на недостатню придатність використаної рамкової антени для УКХ розряду: її опір при навантаженні замалий для хорошого електричного узгодження.

Взамін рамкової було встановлено Т-подібну антену, яку можна використовувати під час безперервних режимів очищення стінок в тороїдальних магнітних пастках. Плазма розряду в слабкому магнітному полі має параметри, близькі до тих, які спостерігаються в розряді з рамковою антенною. Очищення в слабкому магнітному полі достатньо ефективно, і може знижувати кількість моношарів домішок на стінці до одиниць.

Теоретичні оцінки свідчать про можливість використання такого розряду за високих магнітних полів, що важливо для постійно працюючих надпровідникових машин.

## **4.2. Ультра-короткі імпульси електронно-циклотронного нагріву для очистки камери в атмосфері водню**

### **4.2.1. Фізичні особливості ЕЦРН розрядів для очистки камери в атмосфері водню**

Воднева чистка стінок вакуумної камери, спрямована на отримання атомів водню, практикувалась на багатьох термоядерних пристроях з насправді позитивними результатами (de la Cal et al. 2005, Winter, 1996). Така чистка є особливо ефективною для видалення вуглеводнів та стимулювання реакції відновлення для оксидних шарів, які адсорбуються на стінці вакуумної камери. Застосування такої чистки стінок у стелараторах спрямоване на підвищення параметрів плазми в потужних розрядах та розширення можливостей для роботи. Чистка стінок у водні залежить від створення іонів водню та атомів у плазмі, які можуть хімічно взаємодіяти з домішками, адсорбованими на стінці. Протягом звичайних робочих циклів за наявності магнітного поля її можна застосовувати використовуючи ВЧ-розряд де, як очікується, атоми відіграватимуть головну роль у взаємодії з домішками на поверхнях, недоступних для іонів плазми.

Розряди генерують атоми водню з низькою енергією, що сприяє лише слабкому навантаженню стінок воднем. Для ефективного отримання атомарних водневих нейтралів  $H_0$  необхідна плазма з доволі великою густиною. Однак, для того, щоб десорбовані домішки були відкачані, проте не іонізовані, густина плазми повинна бути низькою. Щоб рівень генерації атомів водню був інтенсивним, тиск нейтрального газу повинен бути максимально високим. Верхній рівень тиску задається умовами пробою. Оскільки плазма має високу густину, ймовірність іонізації домішок, десорбованих зі стінки, не мала для

електронно-циклотронної (ЕЦ) чистки стінок вакуумної камери, і це є негативним фактором.

Розв'язком проблеми може бути періодичний імпульсний розряд, який має певні періоди простою для відкачки дегазованих домішок (Kulyk et al. 2016). Такий розряд практикується на W7-X (ланцюг імпульсів для чистки дивертора (Wauters, 2018)), проте імпульси є довгими у порівнянні з часом створення плазми, і плазма є гарячою та повністю іонізованою. Метою даної пропозиції є вивчення режиму надкоротких ЕЦРН імпульсів, які створюють частково іонізовану плазму в атмосфері водню.

Числові експерименти (Kulyk et al. 2016) показали, що через добре утримання заряджених частинок у стеллараторі розряд має тенденцію до створення густої плазми з низькою температурою електронів. Під час створення плазми температура плазми падає, швидкість генерації атомарного водню зменшується. Основна частина потужності йде на нееластичні зіткнення, які створюють коливально і обертально збуджені стани молекул, які гасяться після зіткнень зі стінкою вакуумної камери а, отже, не сприяють дисоціації та створенню атомарного водню. Цього можна уникнути за рахунок збільшення потужності нагріву плазми, проте дисбаланс густини плазми призведе до швидкого її підвищення. З цієї причини розряд повинен бути імпульсним. Температуру електронів під час імпульсу можна контролювати і встановлювати сприятливою для генерації атомів водню. У проміжках часу між імпульсами зниження густини плазми забезпечується дисоціативною рекомбінацією молекулярних іонів. У цьому процесі також утворюється атомарний водень.

#### **4.2.2. Сценарій імпульсної ЕЦРН чистки стінки камери в атмосфері водню**

Елементи запропонованого сценарію досліджувалися (див. Moiseenko et al. 2019a) під час інтервалів між звичайними розрядами установки W7-X. Тому в експериментах звичайні розряди тривалістю близько 5 секунд використовувались, як джерело попередньої іонізації. Це були низькоякісні

розряди з точки зору утримання плазми, і більшість з них закінчувалася радіаційним колапсом під час проведення експериментів. Тим не менш, вони придатні для створення попередньої іонізації, необхідної для цих експериментів.

Для моніторингу параметрів плазми під час чистки стінок розрядами та отримання попередніх оцінок були використані дані з наступних діагностик W7-X:

- QSR02 -фільтроскоп (H Альфа)
- QSR – діагностика H Альфа (H Альфа камери)
- QMJ – одноканальний дисперсійний інтерферометр для вимірювання лінійно-інтегрованої електронної густини
- QSD – HEXOS (високо ефективний спектрометр екстремального ультрафіолетового випромінювання – XUV).

На Рис. 4.15 показана часова залежність середньої густини плазми для двох успішно реалізованих розрядів: розряд з одним імпульсом (див. Рис. 4.15,а) з тривалістю 3 мс та розряд з чотирьома імпульсами однакової тривалості (див. Рис. 4.15,б), виконаних після відключення основного розряду. Обидва вони створювали плазму з достатньою густиною; див. піки густини плазми наприкінці розрядів.

Одним з найважливіших параметрів, від якого залежить запропонований імпульсний розряд, є часовий інтервал між кінцем основного розряду і початком першого імпульсу. Час затримки 0,9 с виявився максимальним з придатних. Іншим важливим параметром у випадку послідовних плазмових імпульсів є часовий інтервал між імпульсами. У нашому випадку проміжок у 0,3 с був достатнім, щоб мати достатню передіонізацію перед кожним імпульсом для ефективною роботи в режимі множинних імпульсів.

Два типи розрядів показали схожість властивостей плазми під час одно- та множинних імпульсних розрядів відповідно до діагностичних вимірювань.

Застосування запропонованого сценарію слід підтвердити експериментально за наступними пунктами: (і) добре контрольоване створення

низькотемпературної та частково іонізованої плазми для генерування  $H_{\alpha}$  в реакціях, що супроводжуються дисоціацією; (ii) достатня кількість атомів  $H^0$ , створеного у всьому об'ємі утримання W7-X під час імпульсних розрядів; (iii) засвідчення зменшення дегазації стінки вакуумної камери; (iv) загальне поліпшення характеристик робочого режиму W7-X.

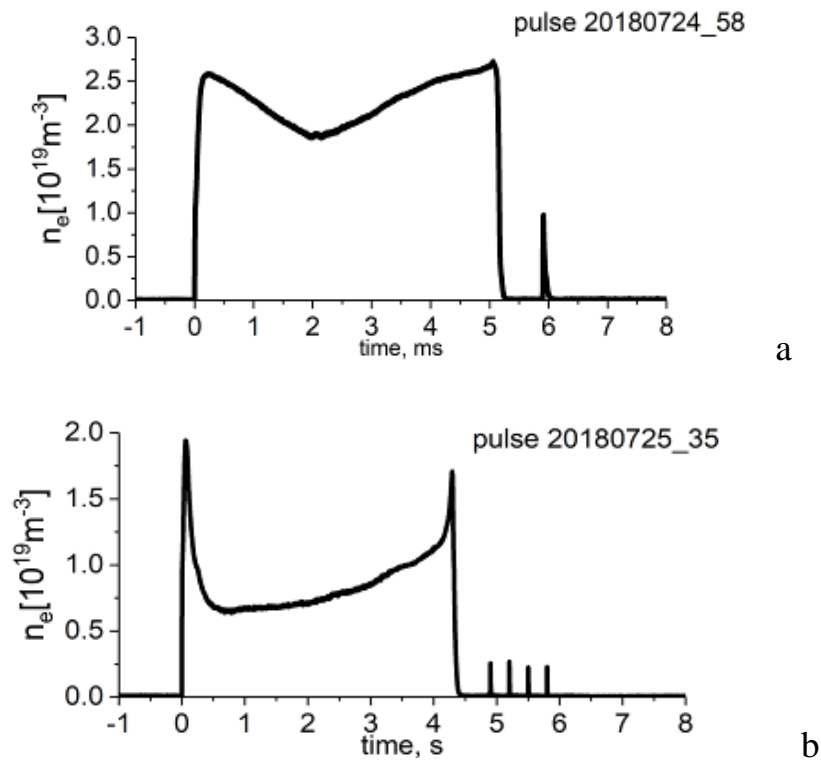


Рис. 4.15 Часова залежність усередненої густини електронів плазми у W7-X запропонованого сценарію розряду з одним (а) та чотирма (б) імпульсами

Протягом описаних тут експериментів пункт (i) та частково пункт (ii) були успішно реалізовані, як описано нижче.

Розглянемо плазмовий розряд W7-X #20180724.58 з одним імпульсом після 5-секундної попередньої іонізації, Рис. 4.15, 4.16, і 4.17. Під час імпульсу утворюється плазма з нижчою, порівняно з попереднім розрядом, густиною, Рис. 4.15,а. Сигнал від QME, діагностики електронного циклотронного

випромінювання, збільшується під час ЕЦРН імпульсу та поступово зменшується після його закінчення.

Це свідчить про наявність гарячих електронів. Непрямим свідченням достатньої температури електронів  $T_e$  є наявність інтенсивної лінії  $H_{\alpha}$ , зареєстрованої у фільтрах QSR02 (серія Бальмера, Рис. 4.16) та HEXOS (серія Лаймана, той самий рисунок), а також світіння ліній домішок, зареєстровані HEXOS. Отже, створено необхідні умови для генерації атомарного водню.

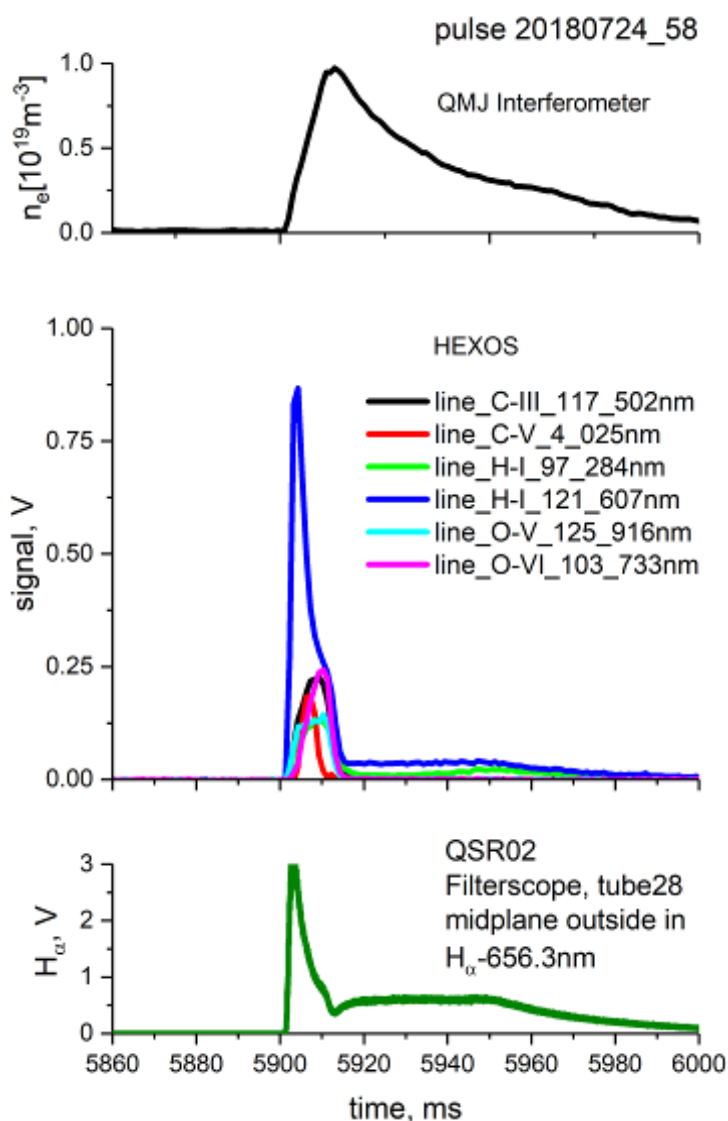


Рис. 4.16 Електронна густина плазми (верхній рисунок), різні емісійні лінії, зареєстровані за допомогою HEXOS (посередині) та фільтрів QSR02 (знизу) під час розряду з одним імпульсом

Важливою особливістю ефективності очищаючого розряду є його здатність до чистки по всій вакуумній камері. Камера видимого спектру Н-альфа (камера QSR – Н-альфа типу 2, Рис. 4.17) вказує на об'ємне створення плазми протягом імпульсів, а, отже, генерування  $H^0$  повинно відбуватися у всьому об'ємі утримання.

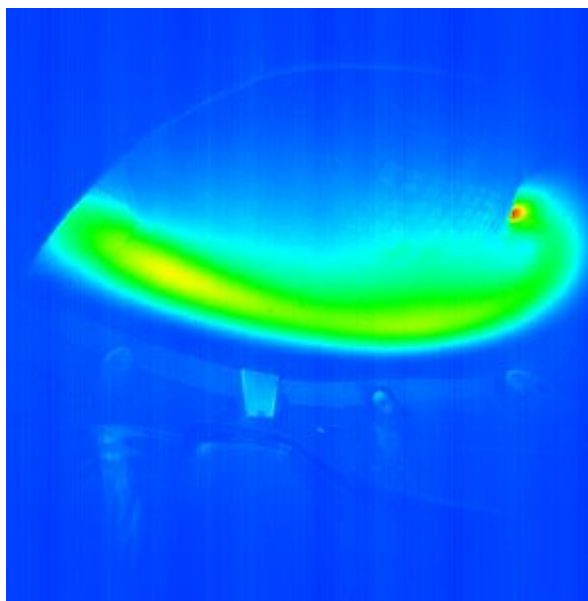


Рис. 4.17 Зображення з камери QSR – Н-альфа типу 2 під час одиночного імпульсного розряду

Зіставлення густини плазми та еволюції емісії інтенсивності  $H_\alpha$  (див. Рис. 4.15) вказує на затримку максимальної густини відносно максимумів  $H_\alpha$ . Можна припустити, що при ЕЦРН інжекції виробляється деяка кількість високоенергетичних електронів. Ймовірно, завдяки їм густина плазми збільшується після закінчення ЕЦРН у 5 разів.

Виходячи з поведінки ліній CV (див. Рис. 4.16), гарячі електрони термалізуються через 10 мс, після чого підвищення густини плазми припиняється. Врешті-решт, плазма розпадається відносно швидко, що свідчить про домінування процесів рекомбінації над дифузійними процесами. Така динаміка розряду забезпечує сприятливі умови для генерації атомарного водню.

Для того, щоб перевірити наявність процесу генерації атомарного водню під час імпульсів, можна застосувати відомий підхід до аналізу водневих спектральних серій Лаймана або Бальмера (Fujimoto et al. 1989).

Першою спробою було застосувати цю методику до серії Лаймана інтенсивності  $H_{\alpha}$ , зареєстрованої HEXOS, але виявилось, що розподільна здатність використовуваного пристрою не була достатньою для цієї мети в даних експериментах.

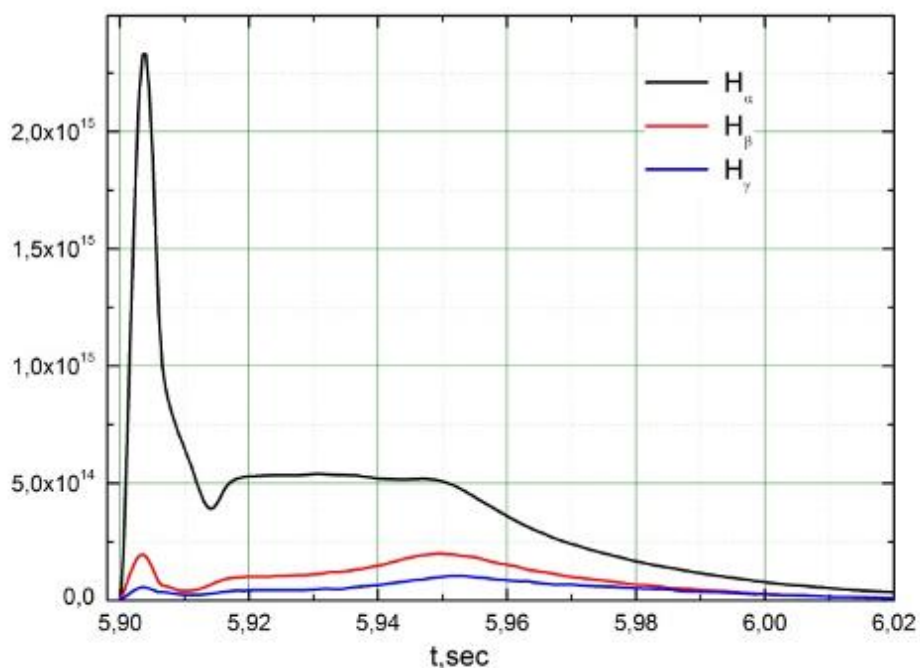


Рис. 4.18 Сигнали QSR02: еволюція в часі  $H_{\alpha}$ ,  $H_{\beta}$  та  $H_{\gamma}$  в одно-імпульсному розряді

Більш успішною спробою була обробка інтенсивності серій Бальмера, зареєстрованих за допомогою фільтра QSR02, що дозволило проаналізувати генерацію атомарного водню під час одиночного імпульсного розряду, як показано нижче.

З виміряних абсолютних значень інтенсивності спектральних ліній серії Бальмера для атомарного водню ( $H_{\beta}$ ,  $H_{\beta}$ ,  $H_{\gamma}$  на Рис. 4.18) за допомогою коефіцієнтів Ейнштейна (Janev et al. 1987) розраховуються залежності

відносної популяції збуджених атомів у рівнях на різних фазах очищаючих розрядів (див. Рис. 4.19).

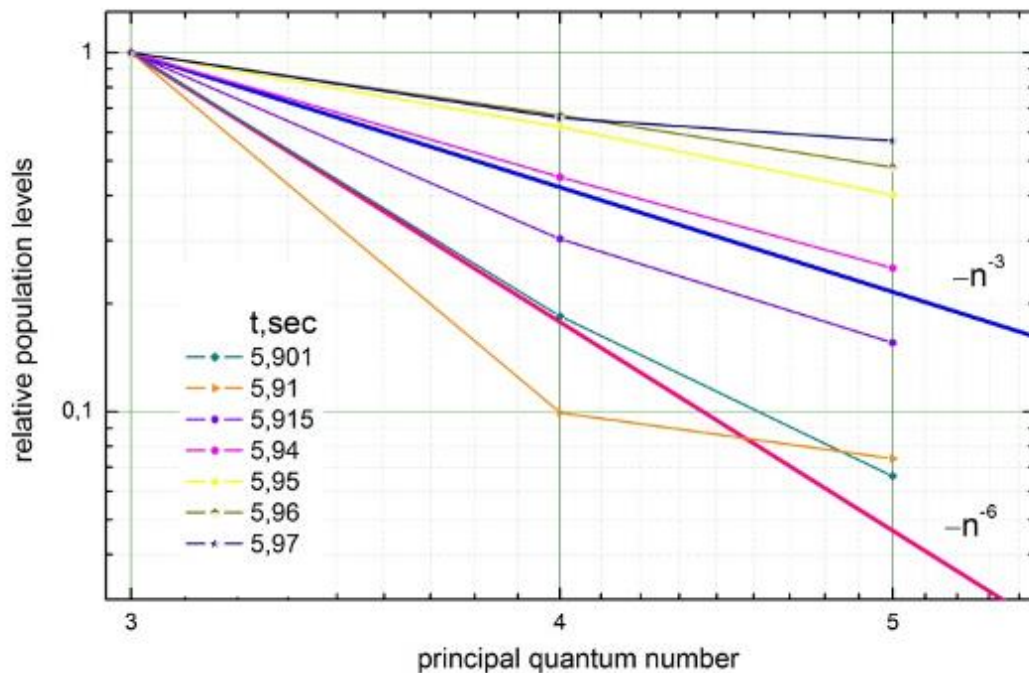


Рис. 4.19 Обчислені відносні рівні популяції збуджених атомів водню

З обчислених залежностей видно, що в активній фазі розряду та 10 мс після нього, популяція збуджених станів атомів водню повністю зумовлена дисоціацією молекулярного водню – криві лежать у  $\sim n^{-6}$  залежності (Fujimoto et al. 1989) ( $n$  – головне квантове число). Область плато в  $N_\alpha$  на Рис. 4.19, схоже, є переходом від дисоціації до рекомбінації і включає, ймовірно, обидва ці процеси, оскільки групи кривих навколо лінії  $n^{-3}$ . І починаючи з 5,95 секунди, переважає чиста атомарна рекомбінація: криві йдуть вище, ніж лінія  $n^{-3}$ .

### 4.2.3. Висновки

Сценарій серій короткоімпульсних ЕЦРН розрядів у водні був запропонований для чистки стінок вакуумної камери у W7-X. На початку експериментальної кампанії W7-X OP1.2b було успішно проведено розряди відповідно до запропонованого сценарію, з одним та чотирма ЕЦРН імпульсами з використанням передіонізації:

1. Одиночний ЕЦРН імпульс тривалістю 3 мс створює плазму половинної густини порівняно з попереднім повномасштабним імпульсом, який закінчився на 0,9 с раніше;

2. Є вказівки на те, що плазма не є повністю іонізованою (поведінка оптичних ліній, половина плазмової густини), і очікується інтенсивна генерація атомарного водню;

3. Розпад плазми відбувається досить швидко порівняно зі швидкістю дифузії. Це скоріше результат рекомбінації, ніж дифузії. Це дозволяє використовувати високу частоту повторення (5 Гц) при ланцюговому розряді.

4. Камера візуальної спектроскопії Н-альфа вказує на об'ємне створення плазми під час імпульсів.

5. Аналіз водневих оптичних ліній серії Бальмера вказує на стадії дисоціації та рекомбінації в розряді.

6. Успішним є ланцюг з 4 імпульсів. Такий ланцюг може бути базою для сценарію ЕЦ чистки стінок вакуумної камери.

### **4.3. Імпульсна ВЧ чистка в малому магнітному полі**

#### **4.3.1. Роль імпульсної ВЧ чистки**

Однією з головних перешкод для отримання густої плазми при високій температурі є наявність легких і важких домішок в плазмі (Koch., 2004). Основними каналами домішок зазвичай є виділення адсорбованих атомів або молекул домішок від стінок вакуумних камер і ерозія стін та інших конструктивних елементів при взаємодії з ними плазмою, що призводить до надходження до розряду як легких (вуглецю, кисню), так і важких (склад матеріалу стінок) домішок. Значна кількість домішок доставляється до установки під час відкриття при атмосферному тиску.

Кілька видів розряду в даний час використовуються для очищення внутрішніх поверхонь магнітних пасток з плазмою (Winter, 1996). Відмінною рисою високочастотної очистки є наявність постійного магнітного поля у плазмовому шнурі (de la Cal et al. 2005). Важливо, що ця риса може бути

використана для чищення в установках з надпровідними магнітними системами (Lussoivan et al. 2011).

Високочастотне очищення використовує різні гази: азот, кисень, гелій і водень. Висока хімічна активність атомів водню сприяє утворенню легких сполук, а швидкість очищення пропорційна щільності потоку атомів водню, що падають на поверхню стінки.

Новаторська робота з високочастотного очищення (Nazarov et al. 1987) запропонувала метод очищення в невеликих магнітних полях на частотах близько десяти мегагерц. Цей метод традиційно застосовується на Урагані-3М (У-3М). ВЧ розряд генерує низькотемпературну плазма з густиною  $n_e \approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$  з низькою електронною температурою. В плазмі з такими параметрами відбувається інтенсивна дисоціація молекул водню, а створені нейтральні атоми, що залишають плазмовий шнур, інтенсивно обстрілюють вакуумні поверхні, які покриті шарами оксидів матеріалів стіни і різними вуглеводневими плівками. В результаті цієї процедури на У-3М вдалося досягти квазі-стаціонарного режиму тривалістю 3–6 мс в робочих імпульсами, але цього замало для сучасного експерименту.

Даний підрозділ присвячений вивченню і подальшій розробці вищезазначеного методу. Його структура така. По-перше, дається теоретичний аналіз поширення і поглинання хвиль у невеликих магнітних полях. Потім йде опис високочастотного створення плазми в установці У-3М і використаного в експериментах набору діагностичних засобів. Далі наведений опис очищувачого розряду і експериментальних результатів. Підрозділ завершується дискусією про результати та висновки.

#### **4.3.2. Поширення хвиль в невеликих магнітних полях**

Підтримання ВЧ розряду в установці істотно пов'язане з можливостями розповсюдження хвиль і їх загасання на плазмових електронах. Поглинання ВЧ потужності електронами забезпечує їх нагрівання. При температурах електронів масштабу порогу іонізації нейтральних атомів і молекул

відбувається іонізація нейтралів електронним ударом, яке компенсуючи дифузійні втрати заряджених частинок, забезпечує стаціонарність високочастотного розряду.

Магнітне поле установки в обраному режимі становить 20–30 разів менше, ніж робоче магнітне поле. До зниження магнітного поля найбільш чутливий недіагональний (гіротропний) член  $g = -i\varepsilon_{1,2}$  (див., наприклад, Aleksandrov et al. 1978) тензору діелектричної проникності холодної плазми й. Він зростає обернено пропорційно до величини магнітного поля. Це дозволяє швидкій магнітозвуковій хвилі поширюватися навіть в плазмовому шнурі невеликого розміру. Дисперсія цієї хвилі з урахуванням скінченої провідності (скінченності  $\varepsilon_{\parallel} = \varepsilon_{3,3}$  – компонента тензора діелектричної проникності) плазми вздовж ліній магнітного поля має вигляд

$$k_{\perp}^2 = \frac{-(k_{\parallel}^2 - k_0^2 \varepsilon_{\perp})^2 + k_0^4 g^2}{k_{\parallel}^2 - k_0^2 \varepsilon_{\perp} + k_0^2 g^2 / \varepsilon_{\parallel}}, \quad (4.9)$$

де  $k_{\perp}$  і  $k_{\parallel}$  – складові хвильового вектора по відношенню до вектора магнітного поля,  $k_0 = \omega/c$ ,  $\varepsilon_{\perp} = \varepsilon_{1,1}$ . Формула (4.9) є справедливою, якщо виконується умова  $|k_0^2 \varepsilon_{\parallel}| \gg k_{\parallel}^2$ . Оцінки за цією формулою свідчать, що для характерних параметрів ВЧ розряду  $k_{\perp} = 0.3\text{--}0.5 \text{ см}^{-1}$ , що достатньо для поширення швидких магнітозвукових хвиль (ШМЗХ) в установці У-3М.

Загасання ШМЗХ спричиняється загасанням Ландау на електронах плазми і Кулонових електронно-іонних зіткненнях. Для температури електронів  $T_e \sim 20$  еВ, співвідношення  $\omega/k_{\parallel} v_{Te} \sim 2\text{--}5$  ( $v_{Te} = \sqrt{2k_B T_e / m_e}$  – теплова швидкість електронів) і загасання Ландау відіграє значну роль. Співвідношення частоти нагріву до загальної частоти зіткнень електронів з молекулами і іонами  $\omega/v_{eff} \sim 30\text{--}100$  є високим, в результаті чого загасання хвилі не дуже сильне.

Формула (4.9) відрізняється від відомої формули для дисперсії швидких магнітних хвиль останнім доданком у знаменнику, який визначає загасання хвилі. Він обернено пропорційний квадрату величини магнітного поля і з цієї

причини не такий малий, як у випадку великих магнітних полів. Оцінки припускають, що хвиля загасає за один або декілька обходів тора. В останньому випадку глобальні резонанти швидких магнітних хвиль не повністю перекриваються.

Повільна хвиля, яка теж може відігравати значну роль, поширюється на периферії плазмового шнура і перетворюється на іонну моду Бернштейна в шарі, де  $\text{Re } \varepsilon_{\perp} \approx 0$ . Умову конверсії можна представити як  $\omega_{pi} \approx \omega$  ( $\omega_{pi}$  – іонна плазмова частота). Густина плазми, визначена цією умовою, є низькою, а конверсія здійснюється біля краю плазми.

Насправді, як  $\varepsilon_{\perp}$  наближається до нуля,  $k_{\perp}$  нарастає, і довжина хвилі стає порядку шонного гірорадіуса  $\rho_{Li}$ . Хвиля модифікується, перетворюючись на кінетичну іонну моду Бернштейна. Оскільки внесок іонів в  $\varepsilon_{\perp}$  зменшується,  $\text{Re } \varepsilon_{\perp}$  залишається позитивним, коли хвиля поширюється в плазмі з закритичною густиною. У невеликому магнітному полі  $B_0 \sim 200\text{--}500$  Гс іонний гідрорадіус порядку сантиметра і поперечна довжина хвилі одного і того ж масштабу.

Кінетична хвиля чутлива до резонансів на гармоніках циклотронної частоти. Магнітне поле установки неоднорідне, в результаті чого є кілька резонансних зон в плазмовому шнурі для гармонік різної кратності. У цих зонах спостерігається циклотронне поглинання хвилі. Оскільки  $\omega_{ci} \gg k_{\parallel} v_{Ti}$  (тут  $\omega_{ci}$  – іонна циклотронна частота,  $v_{Ti}$  – іонна теплова швидкість), теплове розширення резонансних зон невелике. Поблизу цих зон  $k_{\perp}$  швидко змінюється, ВКБ підхід може бути недійсним і хвиля може відбиватись. Окрім циклотронного поглинання на іонах, можливе поглинання повільної хвилі на електронах плазми за механізмом Ландау і за рахунок парних зіткнень.

### 4.3.3. Опис ВЧ комплексів

ВЧ комплекс У-3М генерує потужні високочастотні імпульсні коливання для створення та нагрівання плазми. Він складається з двох аналогічних модулів (Каскад-1 і Каскад-2), кожен з яких є високочастотним генератором з виходом потужністю до 500 кВт в імпульсі до 100 мс в діапазоні  $f = 3\text{--}20$  МГц. Щоб електрично узгодити антенні системи з фідерною лінією, була використана узгодження з паралельним контуром, який був сформований власною індуктивністю антени ( $L_a$ ), з'єднаною з нею паралельно індуктивністю узгоджувача, та конденсатором (С). Такий контур, який має добротність  $Q=10\text{...} 100$  і налаштований в резонанс з робочою частотою генератора.

Трансформація активного внесеного плазмового опору  $R_p$  в хвильовий опір фідерної лінії  $\rho_f = 25$  Ом відбувається, коли узгоджувач неповністю з'єднаний з послідовною індуктивністю.

Введення ВЧ потужності в плазму здійснюється з використанням рамкової і тринапівиткової антен, розташованих на зовнішній стороні тора на віддалених один від одного секторах установки.

Рамкова антена розміром  $l_\varphi \approx 76$  см орієнтована паралельно гвинтовим обмоткам вздовж тора. Її ВЧ струми забезпечують збудження в плазмовому шнурі як повільних, так і швидких хвиль, призначені для створення і нагрівання плазми низької густини. Тринапівиткова антена ( $l_\varphi \approx 36$  см) має ВЧ-струми в напіввитках, які в основному орієнтовані поперек ліній магнітного поля на граничній магнітній поверхні. Вона була використана для збільшення густини плазми.

У тих місцях на антені, де її перетинають з диверторні плазмові потоки, у напіввитках робляться прорізи для зменшення площі контактної поверхні. Для того, щоб зменшити потік домішок до плазми, антени з нержавіючої сталі були покриті плівкою з нітриду титану (TiN), що є більш стабільним матеріалом щодо процесів дугостворення і розпилення (Franconi et al. 1984).

За своїми електродинамічними характеристиками, ці антени є антени струмового типу, в яких джерелом випромінювання електромагнітних хвиль є струмонесучі поверхні.

#### 4.3.4. Опис експерименту

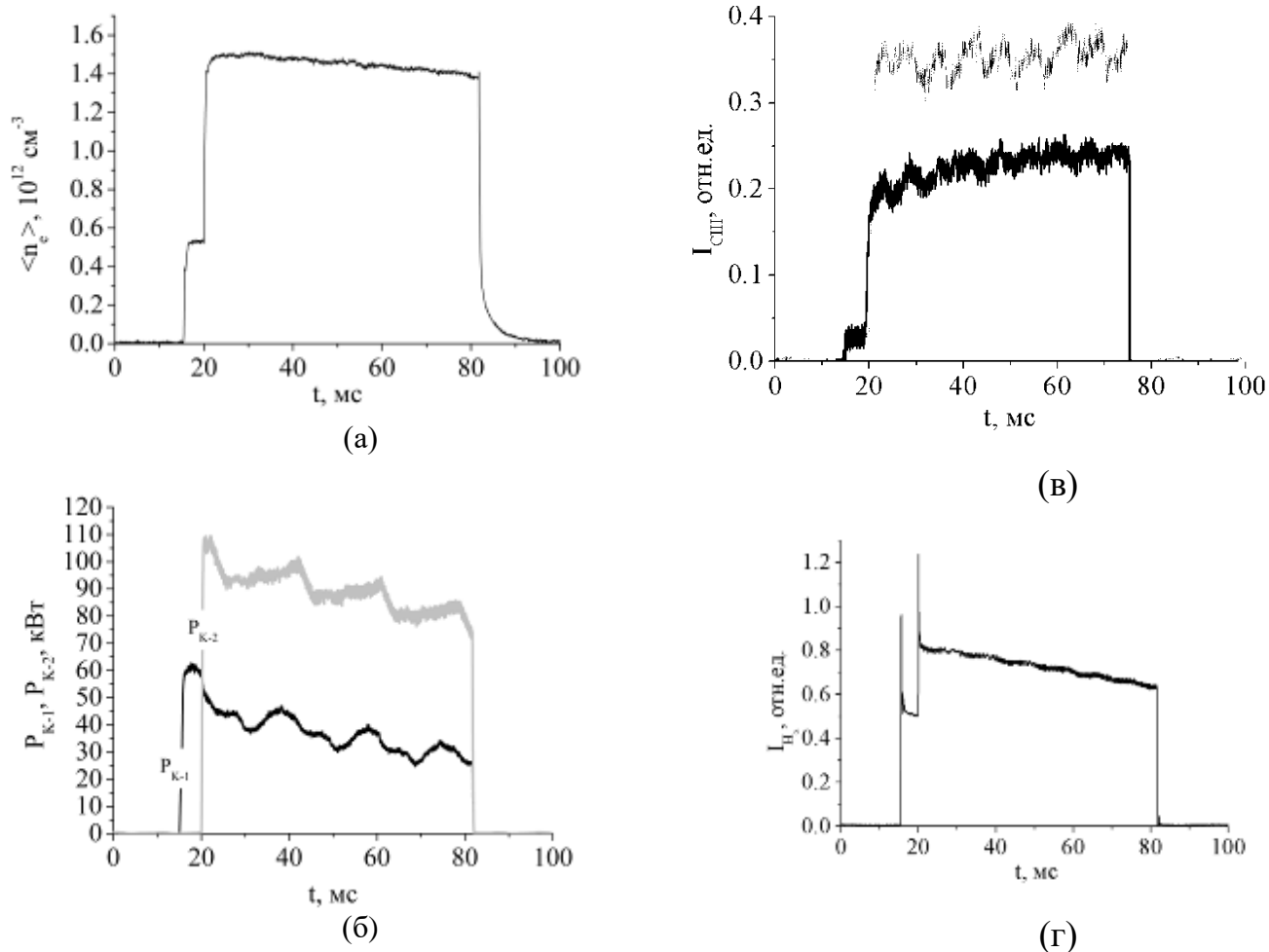


Рис.4.20 Часова еволюція параметрів розряду: (а) середня густина плазми, (б) високочастотна потужність, підведена до антен, (в) інтенсивність світіння лінії СІІ, верхня лінія показує світіння СІІ на початку кампанії чистки установки, а нижня – в кінці кампанії, (г) інтенсивність світіння лінії H $_{\alpha}$

ВЧ метод очищення вакуумних поверхонь дозволяє використовувати ті ж самі антени і ВЧ генератори, як і для створення і нагрівання плазми в робочому режимі, без будь-яких коригувань частоти антенних і генераторних контурів.

Низькотемпературна плазма з густиною  $n_e \sim 10^{12}$  см<sup>-3</sup> і температурою електронів  $T_e \sim 10$  эВ була створена і підтримується за допомогою двох антен: рамкової (генератор "Каскад-1") (антена була використана для створення плазми) і тринапівиткова (генератор "Каскад-2"). При робочій частоті  $f_0 \sim 8 - 9$  МГц, плазма була створена в магнітних полях  $B_0 \sim 100 - 350$  Гс і при тиску водню  $8 \cdot 10^{-5}$  Торр.

Під час процесу очищення магнітне поле було стаціонарним, що дозволило встановити частоту посилок скидань ВЧ очищення 5 імпульсів/хв. з тривалістю розряду до 70 мс.

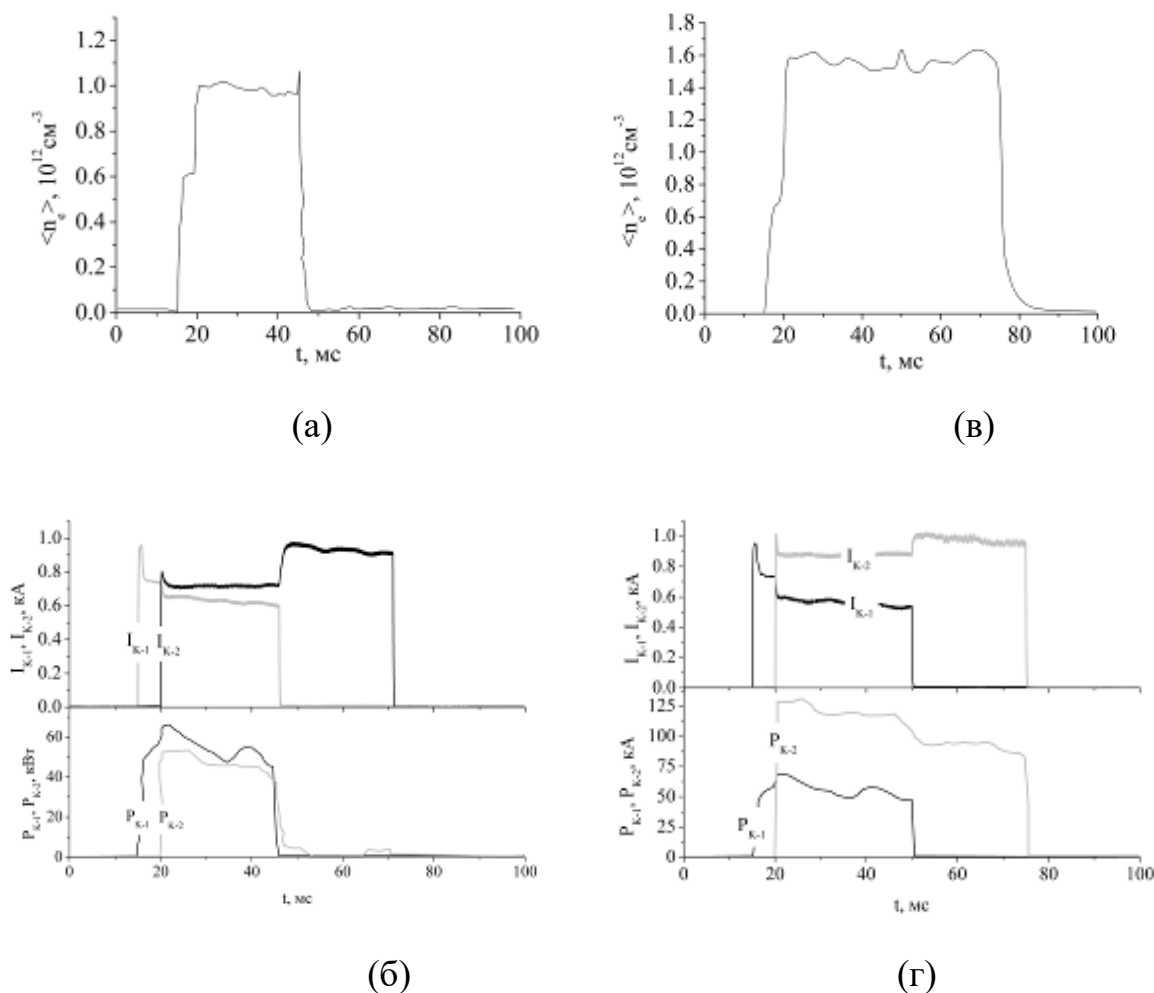


Рис.4.21 Вплив величини підведеної ВЧ потужності на роботу трьохнапівиткової антени: (а) еволюція густини плазми в разі меншої потужності, приблизно 60кВт і (в) в разі більшої потужності, приблизно

125кВт; часова залежність випромінюваної антенами потужності: (б) в разі меншої потужності, де тринапівиткова антена не може самостійно підтримувати очищуючий розряд, (г) в разі більшої потужності, якої достатньо для самостійної роботи трьохнапівиткової антени

ВЧ потужність спрямована до кожної з антен не перевищувала 200 кВт. Тринапівиткова антена не може самостійно створювати плазму. З цієї причини імпульсу рамкової антени починався першим и ( $t_{s1}=15$  мс). Тринапівиткова антена стартувала в момент часу  $t_{s2}=20$  мс. Під час самостійної роботи рамкова антена створювала плазму з густиною  $(6-7)\cdot 10^{11}$  см<sup>-3</sup> з малим часом пробою нейтрального газу (див. Рис. 4.20). Під час спільної роботи двох антен ( $t_{s3}=82$  мс – час закінчення імпульсу обох антен) густина плазми збільшувалась до значення  $n_e \approx 1.5 \times 10^{12}$  см<sup>-3</sup>. Інтенсивність світіння лінії H $\alpha$  збільшувалась у півтора рази при значно підвищеному рівні світіння лінії СIII.

На рис. 4.21 наведена часова еволюція параметрів розрядів для випадку, коли імпульс рамкової антени закінчувався раніше імпульсу принапівиткової. Після закінчення імпульсу рамкової антени при самостійній роботі принапівиткової антени (див. Рис.4.21, проміжок часу  $t = 50-75$  мс) розряд зривається, але при підвищенні ВЧ потужності, що підводиться до принапівиткової антени вдається уникнути зриву, проте розряд залишається нестійким. Спільна робота двох антен дає стабільний, добре повторюваний очищуючий розряд.

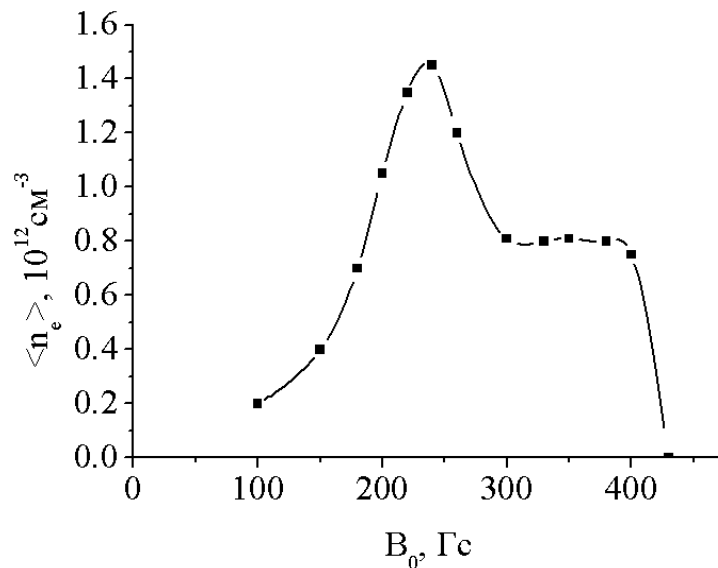


Рис.4.22. Залежність величини середньої густини плазми від величини магнітного поля.

На Рис. 4.22 наведена залежність густини плазми від величини утримуючого магнітного поля. Ця залежність має широкий максимум при магнітних полях  $B_0 \sim 200\text{--}350$  Гс. Спад густини при малих магнітних полях імовірно пов'язаний зі впливом газокінетичного тиску плазми і порушенням її рівноваги або магнітогідродинамічної стійкості. При великих полях  $B_0 > 400$  Гс слабшає загасання ШМЗХ в шнурі і знижується ефективність нагріву плазми.

На Рис. 4.23 представлені залежності середньої густини плазми і інтенсивності світіння домішкової лінії СІІ від тиску робочого газу в камері установки при трьох різних потужностях ВЧ генератора Каскад-2: 130, 160 і 225 кВт. Залежності подібні між собою і мають близько розташовані максимуми при  $p = 5 - 8 \cdot 10^{-5}$  Торр.

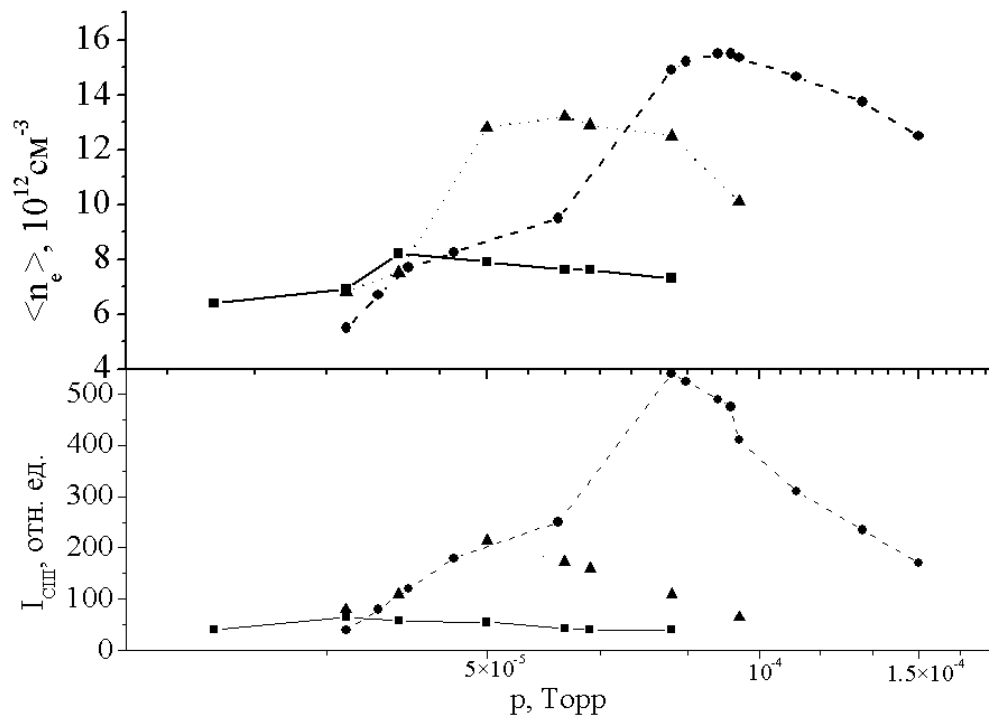


Рис. 4.23 Залежність величини середньої густини плазми  $n_e$  і інтенсивності домішкової лінії СПІ, від тиску газу в камері для трьох різних потужностей ВЧ генератора Каскад-2: ● – 130 кВт, ■ – 160 кВт, ▲ – 225 кВт

Величини максимумів як густини, так і домішкової лінії СПІ зростають зі збільшенням ВЧ потужності до величини 160 кВт. Подальше підвищення потужності при фіксованому тиску газу в камері призводить до зростання температури плазми (згідно зондових вимірювань) і зниження як густини плазми так і інтенсивності світіння домішкових ліній. Зменшення густини плазми при збільшенні тиску нейтрального газу, поза максимумом, пов'язане зі збільшенням втрат на випромінювання і зниженням електронної температури. Робочий тиск вибиралося більшим, ніж в максимумі, оскільки інтенсивність утворення атомів водню пропорційна добутку густини плазми і тиску молекулярного газу.

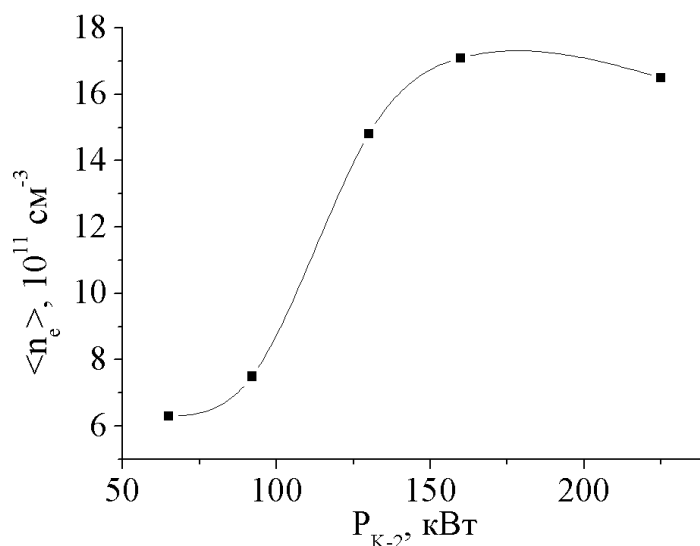


Рис. 4.24 Залежність середньої густини плазми від величини введеної ВЧ потужності ( $B_0=280\text{--}300$  Гс,  $p_{H_2}=8\times 10^{-5}$  Торр)

Залежність густини плазми від сумарної підведеної високочастотної потужності, наведена на Рис.4.24. Величина середньої густини насичується при  $P>160$  кВт і, як показують зондові вимірювання, подальше підвищення потужності призводить до зростання електронної температури, що небажано для такого розряду. У режимі ВЧ чистки було виміряно радіальний розподіл густини плазми і визначена електронна температура, яка становила величину 10–15 еВ.

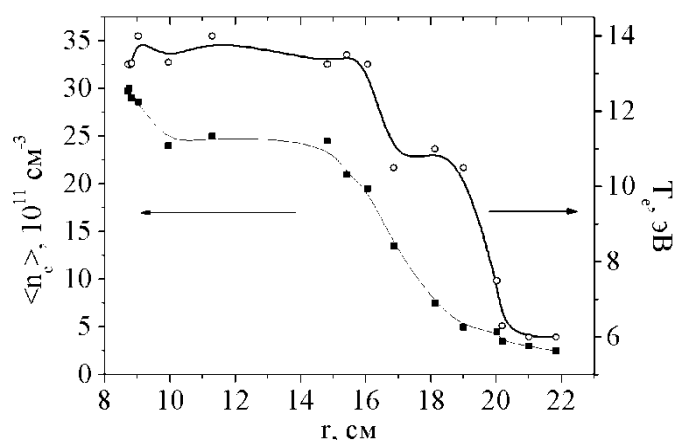
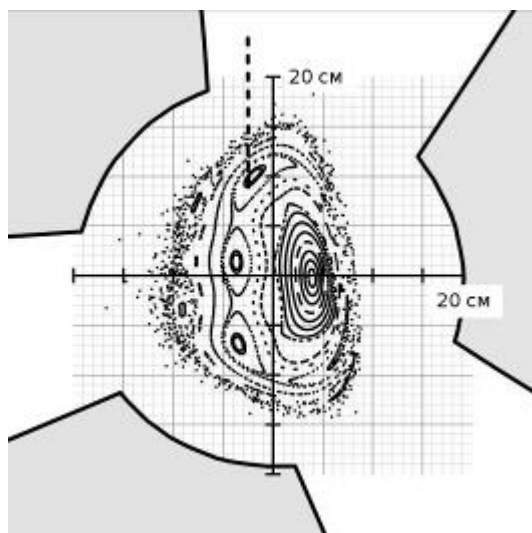


Рис. 4.25 Рисунок Пуанкаре силових ліній магнітного поля в полоїдальному перетині тора, де пунктирною лінією позначено вертикальне переміщення зонда (вгори); розподіл густини плазми  $n_e$  і електронної температури  $T_e$  уздовж траєкторії зонда

Зондові вимірювання проведені за допомогою двох одиночних Ленгмюрових зондів. Радіальні профілі виміряних густини плазми і температури електронів наведені на Рис. 4.25. Під час введення кожного Ленгмюрова зонда контролювалася величина середньої густини плазми (див. Рис. 4.25). Просування зондів глибше 7 см від краю до середини плазми приводило до деградації параметрів плазми і істотного зниження її середньої густини. Необхідно відзначити, що як профіль густини плазми, так і профіль

температури монотонно спадають до краю плазми, що свідчить про об'ємний характер розряду.

Індикатором якості чистки є параметри плазми в «робочих» режимах. В якості контрольного був обраний режим, в якому плазма низької густини  $n_e \approx 1.2 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$  створювалася і нагрівалася за допомогою рамкової антени. Спрямована до антени Каскадом-1 ВЧ потужність дорівнювала  $P_{\text{вч}} \approx 200 \text{ кВт}$ , магнітне поле дорівнювало  $B_0 \approx 0.7 \text{ Тл}$  і тиск робочого газу підтримувалося на рівні  $p_{\text{H}_2} \approx 10^{-5} \text{ Торр}$ . В кінці кожного розряду спостерігалася деградація плазмових параметрів. Поряд з температурою плазми, тривалість бездеградаційної фази розряду (часовий проміжок між стартом розряду і початком його деградації) також є індикатором якості очищення стінок камери.

Серії таких «робочих» розрядів проводилися один раз на тиждень. Величини радіаційної температури і тривалості бездеградаційної фази розряду, наведені на Рис. 4.26. Як величина температури, так і тривалість розряду монотонно наростають з часом. В кінці кампанії ці залежності для обох величин мають тенденцію до насичення.

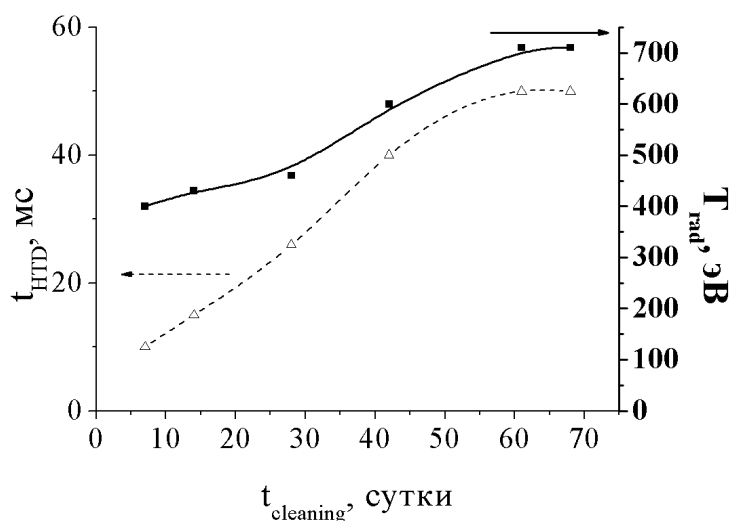


Рис. 4.26 Динаміка радіаційної температури і тривалості високотемпературного розряду в контрольних («робочих») імпульсах

Кожен день кампанії проводився мас-спектрометричний аналіз залишкового газу у вакуумній камері. Він показав, що на початку процесу

чистки в розряді інтенсивно синтезувалися молекули  $H_2O$ ,  $CO$ ,  $CO_2$  та  $C_mH_n$  сполук. Видалення цих речовин за допомогою відкачування дозволило не тільки знизити тиск залишкового газу, а й продовжити тривалість високотемпературного розряду.

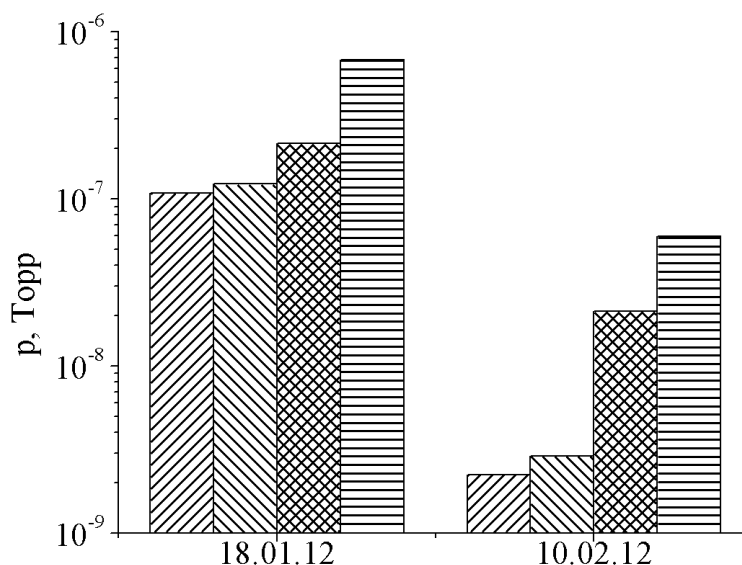


Рис. 4.27 Парціальні залишкові тиски деяких газів на різних етапах чистки:

 –  $C_nH_m(CH_2+CH_4+C_2H_4)$ ; 
  – Ar; 
  – CO+N<sub>2</sub>; 
  – H<sub>2</sub>O

За допомогою мас-спектрометра постійно велося спостереження за піками основних домішкових газів в камері (Рис. 4.27). Добре помітно зменшення як величини всіх парціальних тисків по ходу чищення, так і залишкового тиску в камері.

#### 4.3.5. Висновки

Очищувачий розряд зі збудженням ШМЗХ зручний тим, що його можна проводити, використовуючи ті ж антенні пристрої і ВЧ генератори, які використовуються для створення і нагріву плазми в робочих режимах, причому без будь-якої зміни частоти антенних і генераторних ВЧ контурів. Розряд має досить хорошу ефективність з точки зору очищення вакуумних поверхонь. Після проведення циклу очищення низькотемпературної плазмою ВЧ розряду (приблизно 20000 імпульсів):

а) істотно знижується інтенсивність світіння домішкової лінії СШ;

б) в робочих розрядах досягається квазістаціонарний режим тривалістю до 50 мс з густиною плазми  $n_e \approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$  і радіаційною електронною температурою до  $T_e \sim 1 \text{ кеВ}$ ;

в) при мас-спектральному аналізі залишкового газу в камері спостерігається значне зменшення домішок.

Необхідно відзначити, що при проведенні ВЧ чистки температура електронів в розряді досить висока і досягає порогу іонізації молекулярного і атомарного водню. При такій температурі іонізація молекулярного і атомарного водню йде так само інтенсивно, як і дисоціація. Крім того, іонізація народжених атомів в плазмі знижує величину їх потоку, що виходить з плазмового шнура. Процес генерації атомів, окрім того, протікає при нейтралізації плазми в місцях контакту диверторних потоків з металевими поверхнями. Інтенсивність такої генерації обернено пропорційна часу утримання плазми, який в нашому випадку досить малий.

#### **Висновки розділу 4.**

У цьому розділі вдосконалено старі і запропоновано нові підходи щодо використання високочастотної чистки внутрішніх вакуумних поверхонь термоядерних установок за допомогою високочастотних розрядів.

- Запропонований, впроваджений і досліджений на Урагані-2М сценарій високочастотної чистки внутрішніх вакуумних поверхонь за допомогою безперервного УКХ розряду показав високу швидкість очистки. Параметри розряду були виміряні в широких межах утримуючих магнітних полів і тисків нейтрального газу. Розряд відноситься до об'ємних: плазма займає увесь об'єм утримання. Параметри розряду не продемонстрували значної залежності від умов розряду, а саме тиску нейтрального газу і напруженості магнітного поля. Теоретичні оцінки свідчать про можливість використання такого розряду за високих

магнітних полів, що важливо для постійно працюючих надпровідникових машин.

- Вперше впроваджено і досліджено на стелараторі Wendelstein7-X сценарій високочастотної чистки внутрішніх вакуумних поверхонь у режимі ультракоротких імпульсів електронно-циклотронного нагріву в атмосфері водню. Є вказівки на те, що плазма не є повністю іонізованою (поведінка оптичних ліній, половина плазмової густини), і очікується інтенсивна генерація атомарного водню, що необхідно для ефективної чистки.
- Вперше проведено детальне дослідження на Урагані-3М вдосконаленого сценарію імпульсної високочастотної чистки в малому магнітному полі. Очищуючий розряд зі збудженням ШМЗХ зручний тим, що його можна проводити, використовуючи ті ж антенні пристрої і ВЧ генератори, які використовуються для створення і нагріву плазми в робочих режимах, причому без будь-якої зміни частоти антенних і генераторних ВЧ контурів. Розряд має досить хорошу ефективність з точки зору очищення вакуумних поверхонь.

Основні положення цього розділу викладені у публікаціях автора: (Lozin et al. 2013; Moiseenko et al. 2014a; Lozin et al. 2018; Moiseenko et al. 2019a).

## РОЗДІЛ 5

# СТЕЛАРАТОРНО-ПРОБКОТРОННИЙ ЯДЕРНО-ТЕРМОЯДЕРНИЙ ГІБРИД

### 5.1. Описання гібриду та розрахунки щодо балансу енергії

#### 5.1.1. Види ядерно-термоядерних гібридів

Коефіцієнт нейтронного множення  $k_{eff}$  є середнім числом нейтронів від одного ядерного поділу, що спричиняє інший поділ. В підкритичному реакторі коефіцієнт  $k_{eff}$  менший за одиницю. Це означає, що для забезпечення безперервної роботи підкритичної системи необхідне зовнішнє нейтронне джерело. Однією з альтернатив є спалювальний нейтронний генератор, що в купі зі швидким ядерним реактором являє собою систему керовану прискорювачем (СКП). Іншою альтернативою є реактор з термоядерним плазмовим нейтронним джерелом, тобто термоядерна керована система (ТКС). В підкритичних керованих системах інтенсивність поділів пропорційна до інтенсивності зовнішнього нейтронного потоку. Таким чином, ланцюг ділень є повністю зовні керованим процесом, що підвищує безпеку ядерних систем.

Токамак є найбільш дослідженим термоядерним пристроєм. З цієї причини значна кількість робіт з ТКС присвячена ТКС на базі токамака (Wu Bin, 2003). Перевагою токамака є добре утримання плазми, проте така схема має недоліки, серед яких відмітимо два. Перший – це висока мінімальна потужність ТКС на базі токамака. Для науково-технічних досліджень був би доречним пристрій малих розмірів, проте це не можливе в разі ТКС на базі токамака. Інший недолік виникає в наслідок того, що тіло ядерного реактора повністю оточує плазмовий стовп, обмежуючи доступ до плазми. Таким чином, деякі системи для забезпечення розряду токамака, наприклад, високочастотні антени, повинні бути розташовані всередині активної реакторної зони з високими нейтронними потоками, що спричинило б технічні проблеми. Деякі інші проєкти ТКС вільні від таких недоліків. Наприклад, в нещодавно запропонованому ТКС, що

базується на основі відкритої пастки та використовує плескаючі іони для генерації нейтронів, тіло ядерного реактора оточує лише ту частину плазмового стовпа, де іони що плескаються мають точку зупинки (Noack et al. 2007). Це дає можливість розташувати джерело нейтральної інжекції, плазмову діагностику, тощо, подалі від активної реакторної зони. Проте, з причини слабкого утримання плазмової енергії у відкритій пастці, енергетична ефективність такої схеми низька, і як показано в роботі (Noack et al. 2007), такий пристрій є швидше трансмутаційним, ніж пристроєм, що виробляє енергію.

Джерело нейтронів, що базується на пастці типу Дракон, було запропоноване в роботі (Moiseenko, 1995). Дракон, що є гібридом стеларатора відкритої пастки, складається з двох довгих відкритих пасток, з'єднаних разом двома спеціальними стелараторними елементами (CREL). Особлива конструкція CREL має запобігти проникненню електричних струмів Пфірша-Шлютера у відкриті пастки і забезпечити можливість утримання плазми високого тиску. В такому джерелі нейтрони генеруються в зіткненнях гарячого тритію, що утримується у відкритопаستковій частині Дракона, з холодними іонами дейтерію, які окупують весь пристрій. Дракон включає до себе дві довгі відкриті пастки, проте для нейтронного джерела і ТКС потрібна одна коротка пастка.

Ідеї, представлені в роботах (Moiseenko, 1995) та (Noack et al. 2007), використані в гібридному пристрої на базі стеларатора та відкритої пастки. Тут необхідно звернути увагу на те, що відкриті пастки використовувались раніше в стелараторах типу рейстрек, а саме в пристроях Модель-С (Rothman, 1969) та Ураган (Aleksin, 1970). Ці стеларатори мали дві прямі частини без обертового перетворення. Для нагріву на магнітному березі на іонно-циклотронній частоті було можливо знижувати магнітне поле в прямих частинах. Треба відмітити також, що для опису гілки стелараторів Wendelstein часто використовується таке поняття, як зв'язані відкриті пастки (Wagner et al. 2005).

Для генерації нейтронів принаймні один іонний компонент повинен бути досить гарячим. Гарячі іони погано утримуються в стелараторі. Деякі з них

швидко виходять зі стеларатора внаслідок градієнтного магнітного дрейфу в утримуючому магнітному полі. Швидкість таких втрат іонів пропорційна їх енергії. Таким чином, гарячі іони виходять зі стеларатора набагато швидше, ніж іони фонові плазми.

### 5.1.2. Стелараторно-пробкотронний гібрид

Запропонований варіант ТКС (Moiseenko et al. 2010) (див. рис. 5.1),

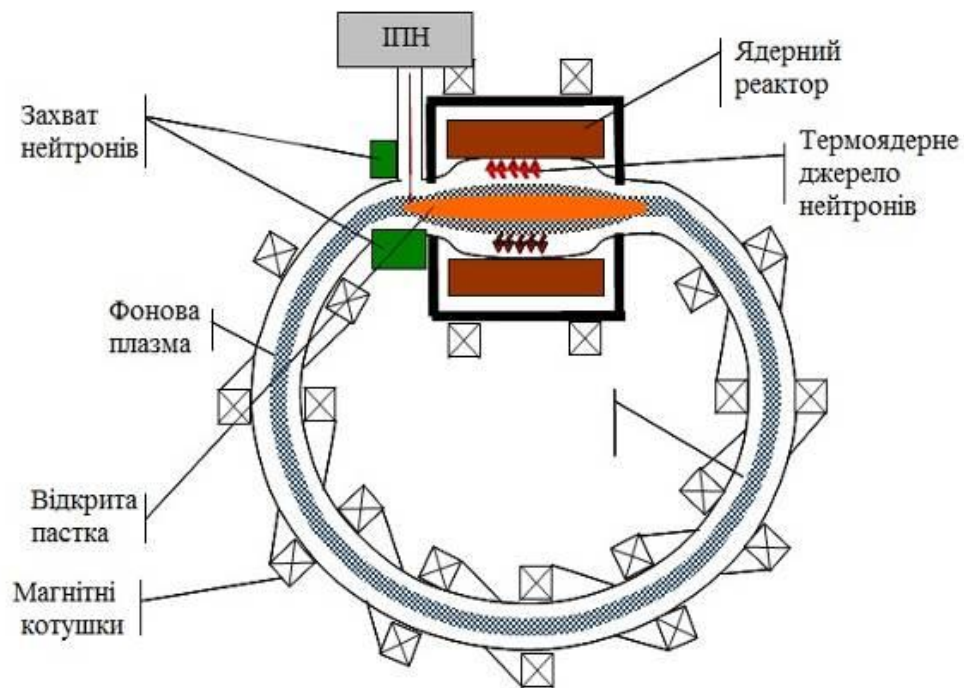


Рис.5.1 Схема ядерно-термоядерного реактора

складається зі стеларатора з вбудованою малою відкритою пасткою з більш низьким магнітним полем, що містить двох-компонентну плазму.

Причиною використання частини з відкритою пасткою в запропонованій гібридній магнітній пастці є краще утримання гарячих іонів в ній. Якщо відкрита пастка неосесиметрична та має мінімум  $B$ , забезпечується МГД стійкість та є досяжними значні величини бета для гарячих іонів. Незважаючи на те, що стелараторна частина неефективно утримує гарячі іони, вона добре

утримує фонову плазму, що допускає більш високу електронну температуру, ніж та, яка може бути забезпечена лише відкритою пасткою. Гарячі іони можуть підтримуватися інжекцією нейтрального пучка у відкритій пастці (Noack et al. 2007). Іншим варіантом є використання іонно-циклотронного нагріву, з антенами, розташованими в стелараторній частині якнайдалі від відкритої пастки з високим потоком нейтронів. Хвилі, збуджені антеною, поширюються вздовж плазмового шнура, досягають відкритої пастки, поширюються далі до нижчого значення магнітного поля та поглинаються поблизу циклотронного резонансу у відкритій пастці. Режим ВЧ нагріву може бути обраний так, що умова іонного циклотронного резонансу виконується лише у відкритій пастці.

Для утримання гарячих іонів у відкритій пастці поперечна температура іонів повинна бути вищою за поздовжню. Це може бути забезпечено іонно-циклотронним нагрівом, що збільшує в основному поперечну енергію іонів. Термоядерні нейтрони генеруються на місці утримання гарячих іонів в частині з відкритою пасткою. Вона оточена ядерною частиною, яка містить подільні матеріали, у яких термоядерні нейтрони ініціюють реакцію поділу в ядерному паливі з послідовним розмноженням нейтронів.

У розвиток концепції стелараторно-пробкотронного (СП) гібриду зробили внесок наступні роботи.

По-перше, чисельними розрахунками показана можливість існування замкнутих магнітних поверхонь в моделі комбінованої магнітної системи плазмової пастки (Kotenko et al. 2011). До складу моделі входять магнітна система торсатрону з котушками додаткового тороїдального магнітного поля і елемент магнітної системи пробкотрон у вигляді витка зі струмом. Виток охоплює область замкнутих магнітних поверхонь і створює в цій області один тороїдально локалізований гофр результуючого магнітного поля. Розрахунками показано існування великої області значень величини додаткового магнітного поля і магнітного поля витка, де можлива принципова реалізація конфігурації

замкнених магнітних поверхонь з прийнятними в контексті СП гібриду параметрами.

Експерименти з вимірювання магнітних поверхонь на торсатроні з додатковим тороїдальним полем Ураган-2М були виконані, коли магнітна система СП типу створюється шляхом відключення однієї тороїдальної котушки. Експериментально було показано, що магнітна конфігурація СП з замкненими магнітними поверхнями середнього радіуса  $11 \text{ см} \leq a \leq 12.5 \text{ см}$  та кутами обертального перетворення  $\varphi / 2\pi (0) \approx 0.115$  до  $\varphi / 2\pi (a) \approx 0,154$  створюється в режимі з  $K\phi = 0.24$  (відношення тороїдального магнітного поля гвинтової обмотки на геометричній вісі тора до загального тороїдального поля) і пласкою магнітною віссю в торсатроні з додатковим тороїдальним магнітним полем Ураган-2М при відключенні однієї котушки тороїдального поля (Lesnyakov et al. 2013). Середні радіуси замкнених магнітних поверхонь як незбуреного торсатрона, так і створеної на його основі гібридної СП-системи визначаються загальним рівнем похибок магнітної системи, що існують у пристрої. Параметри магнітної конфігурації узгоджуються з числовими розрахунками (Kotenko et al. 2011).

Числовий код MCNPX був використаний для моделювання транспорту нейтронів в СП реакторі (Chernitskiy et al. 2014). Метою даної роботи було знайти принципову побудову ядерної частини СП гібриду, яка сумісна з джерелом нейтронів, та обчислити витік нейтронів через зовнішню поверхню реактора поділу. За результатами розрахунків ядерна частина реактора має циліндричну форму з зовнішнім радіусом 1,7 м і довжиною 4 м. Паливо – це «стандартне» відпрацьоване ядерне паливо після вилучення урану-238 і продуктів поділу. В середині ядра реактора знаходиться вакуумна камера з радіусом 0,5 м для гарячої плазми, що виробляє термоядерні нейтрони. Як варіант, альтернативний до іонно-циклотронного нагріву, для підтримання гарячих іонів у плазмі, які відповідають за генерацію нейтронів, використовується інжекція нейтрального пучка. У такій схемі деякі термоядерні нейтрони утворюються поза серцевиною реактора поблизу точки

введення пучка. Ця частина плазмового шнуру оточена посудиною, наповненою борованою водою для поглинання нейтронів (Chernitskiy et al. 2013). У тій роботі представлені результати розрахунку радіального витоку нейтронів через поверхню реактора поділу. Ці розрахунки передбачають, що потужність, що витікає з нейтронами з реактора назовні, буде невеликою і не перевищить значення 6,6 кВт, коли теплова потужність реактора дорівнює 1 ГВт.

Розраховано нейтронний спектр у реакторі. Цей спектр більш жорсткий, ніж типовий спектр у швидкому критичному реакторі, що сприятливо для трансмутації. Розраховані швидкості поділу трансураничних елементів. Швидкість спалювання малих актинідів відповідно висока (Chernitskiy et al. 2015).

Проведений аналіз щодо ядерного палива (Chernitskiy et al. 2017). Паливо для СП та інших гібридів готується наступним чином. Спочатку вилучаються продукти поділу та уран. З залишку виготовляють металеве або оксидне, нітридне або карбідне керамічне паливо. Після цього паливо використовується в реакторі, поки 5–12% його трансуранового вмісту не згорить. Кількість спаленого палива визначається радіаційними ушкодженнями матеріалів (межа ЗНА для паливного матеріалу). Трансмутацію не можна зупинити на цьому етапі; інакше її ефективність буде занадто низькою. Щойно отримане відпрацьоване паливо необхідно переробити та використати знову.

Розрахунки проведені для чистого палива та палива з деякою домішкою урану. В обох випадках швидкість горіння компонентів палива виглядає занадто різно. Це означає, що після спалювання створюється нова трансуранова композиція. Після переробки та виготовлення нового палива воно матиме різні властивості, які роблять процес перетворення не циклічним і може спричинити проблеми з безпекою реактора. Рішенням може бути зниження реактивності реактора, але це викликає необхідність збільшення швидкості генерації нейтронів у зовнішньому джерелі нейтронів.

Задля пошуку магнітної системи, придатної для СП гібриду, були виконані розрахунки щодо установки стелараторного типу Довгої РА(і)вноважної КОНфігурації (ДРАКОН) (Nemov et al. 2014). Показано, що ДРАКОН може мати (а) одну (а не дві) пробкотротронну ділянку; (б) ця ділянка може бути короткою, що є вимогою СП-гібриду. В такому варіанті ДРАКОН має систему вкладених магнітних поверхонь з кутом обертального перетворення 0,14. Проведені розрахунки руху іонів, замкнених на пробкотронній ділянці ДРАКОНа. Встановлено, що оскільки симетрія пробкотрона не є ідеальною, іони полишають пастку через деякий час. Втім цей час значно перевищує час втрати іонам енергії за рахунок парних зіткнень з частинками плазми.

### 5.1.3. Аналіз СП гібриду з високочастотним нагрівом

Баланс енергії гарячих іонів залежить від температури електронів. Втрати енергії швидких іонів за рахунок зіткнень з електронами плазми домінують над іонно-іонними зіткненнями з моменту, коли співвідношення поперечної температури гарячих іонів плазми і температури фонові плазми стає високим, тобто  $T_{\perp} / T_{bg} > 50$ . Іонно-циклотронний нагрів збільшує поперечну енергію гарячих іонів. Поздовжня температура гарячих іонів  $T_{\parallel}$  визначається в балансі двох факторів: розсіювання гарячих іонів фоновими іонами, що збільшує  $T_{\parallel}$  та електронного гальмування, що приводить до її зменшення. Баланс поздовжньої енергії може бути записаний таким чином

$$\frac{1}{2} \frac{d(n_{hi}T)}{dt} = (v_{ii}^{\perp\parallel} - v_{ie}^{\parallel\parallel}) n_{hi} T_{\parallel} / 2 = 0, \quad (5.1)$$

де  $n_{hi}$  – густина гарячих іонів в пастці,  $\nu$  – частоти зіткнень,

$$v_{ii}^{\perp\parallel} = \frac{2\pi^{1/2} Q_{00}}{m_i^2 \nu_{Ti\perp} \nu_{Ti\parallel}^2}, \quad (5.2)$$

$$v_{ie}^{\parallel\parallel} = -\frac{8Q_{00}}{3\pi^{1/2} m_e m_i \nu_{Te}^3}, \quad (5.3)$$

$Q_{00} = 4\pi e_i^2 e_{bg}^2 n_{bg}$ ,  $e$  – заряд іонів,  $v_T$  – теплові швидкості,  $n_{bg}$  – густина фонової плазми.

Вираз для фактору анізотропії розподілу гарячих іонів

$$F = T_{\perp} / T_{\parallel} = \frac{4}{3\pi} \sqrt{m_e / m_i} (T_{\perp} / T_{bg})^{3/2} \quad (5.4)$$

отримано з формул (5.1–3). Формула (5.4) показує, що розумне значення фактору анізотропії потребує високого значення співвідношення енергії гарячих іонів до фонової температури та відчутно залежить від нього. Для підтримки заданої анізотропії розподілу іонів енергія іонів повинна змінюватися пропорційно температурі фонової плазми.

Значення бета в стелаторній частині та частині відкритої пастки обмежені максимальними значеннями  $\beta_{st}$  та  $\beta_{mir}$ , де

$$\beta_{st} = \frac{16\pi k_B n_e T_e}{B_0^2}, \quad \beta_{mir} \approx \frac{8\pi k_B n_i T_{\perp}}{B_{mir}^2}. \quad (5.5)$$

Тут  $k_B = 1,602 \cdot 10^{-12} \text{ erg/eV}$ . Знаючи ці значення, можна обчислити густину частинок у відкритій пастці

$$n_{bg} = \frac{\beta_{st} B_0^2}{32\pi k_B T_{bg}}, \quad n_{hi} = \frac{\beta_{mir} B_0^2}{8\pi k_B T_{\perp} R^2}. \quad (5.6)$$

Для використання формули (5.6) необхідно визначити пробкове співвідношення  $R = B_{st} / B_{mir}$ . Воно може бути обрано з вимоги, що умові утримання частинок у відкритій пастці

$$v_{\parallel}^2 / v_{\perp}^2 < R - 1, \quad (5.7)$$

яка повинна задовольнятися для більшості гарячих іонів. Це означає, що фактор утримання

$$G = (R - 1) T_{\perp} / T_{\parallel} > 1. \quad (5.8)$$

не повинен бути малим. Проте, фактор  $G$  не повинен бути надто великим через те, що функція розподілу експоненціально зменшується в просторі швидкостей

в області конусу втрат. Пробкове співвідношення, що задовольняє вимозі (5.8), як правило, мале.

Якщо вимога (5.8) виконана, гарячі іони добре утримуються в пастці, та внаслідок цього основним каналом втрат енергії гарячих іонів є гальмування електронами. У стані рівноваги потужність ВЧ нагріву компенсує потужність гальмування гарячих іонів електронами

$$P_{RF} \approx P_d = v_{ie} k_B n_i T_{\perp} V R \eta, \quad (5.9)$$

де  $V = 2\pi^2 a^3 \varepsilon$ ,  $\varepsilon = a / R_{tor}$  – аспектове відношення тору,  $a$  – радіус відкритої пастки,  $R_{tor}$  – великий радіус тору,  $\eta = L / (2\pi R_{tor})$  та  $L$  – довжина пастки. Гальмування гарячих іонів електронами характеризується швидкісним коефіцієнтом

$$\langle \sigma_{ie} v \rangle = C_{\sigma v} / T_e^{3/2}, \quad (5.10)$$

і домінує у втратах енергії гарячих іонів, де

$$C_{\sigma v} = \frac{4\sqrt{2\pi} e^4 \lambda_{Col} \sqrt{m_e}}{3 m_i k_B^{3/2}} = 1.19 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ eV}^{3/2} / \text{ s}, \quad (5.11)$$

для тритію. Витік енергії зі стеларатора через транспортні втрати

$$P_{tr} = 3k_B n_{bg} T_{bg} V / \tau_E. \quad (5.12)$$

Час утримання енергії  $\tau_E$  визначається скейлінгом *ISS04* (Yamada et al. 2005)

$$\tau_E = C_E a^{2.28} R_{tor}^{0.64} P^{-0.61} n_{bg}^{0.54} B_0^{0.84} t^{0.41} \quad (5.13)$$

В одиницях СГС  $C_E = 3.69 \cdot 10^{-14}$ . Прирівнюючи потужність гальмування гарячих іонів електронами (5.9) та потужність переносу (5.12), може бути розрахований малий радіус плазми

$$a^{1.09} = 3 \frac{2^{1.5} \pi^{1.54} k_B^{0.93} \beta_{st}^{0.07} \varepsilon^{0.03} T_{bg}^{1.52}}{C_{ie}^{0.39} C_E (\eta / R)^{0.39} \beta_{mir}^{0.39} B_0^{1.48} t^{0.41}} \quad (5.14)$$

Розмір пристрою зростає з температурою фонові плазми та зменшується з утримуючим магнітним полем. Він не залежить явно від  $T_{\perp}$ . Ця залежність

представлена залежністю від  $\beta_{mir}$ . Малий радіус тору майже нечутливий до зміни  $\beta_{st}$  та аспектова відношення  $\varepsilon$ . Він обернено пропорційний  $C_E$ . Для гібридної машини час утримання енергії може бути меншим, ніж для звичайного стеларатора. Це відповідає меншому  $C_E$ . Проте, як виходить з (5.14), зниження  $C_E$  може бути компенсовано збільшенням утримуючого магнітного поля.

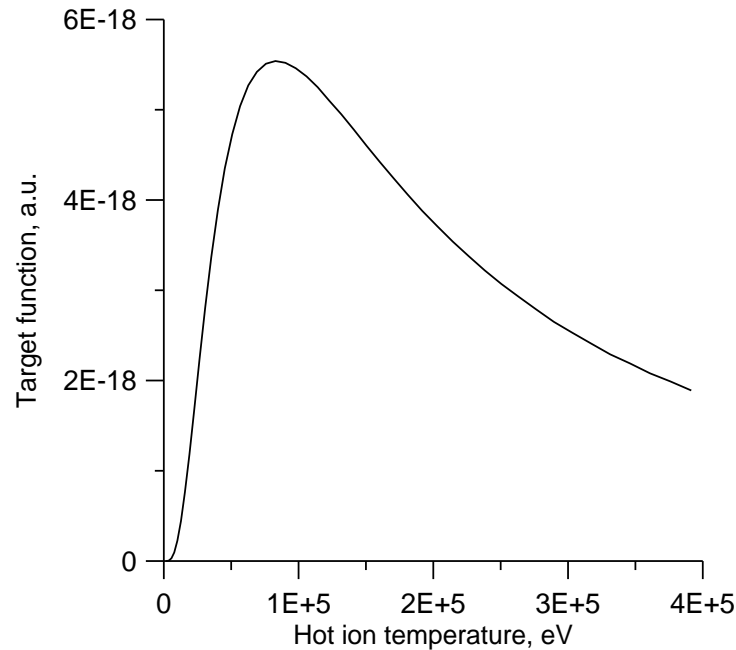


Рис.5.2 Залежність цільової функції  $H$  від поперечної енергії гарячих іонів

Поперечна температура гарячих іонів  $T_{\perp}$  повинна бути досить високою, щоб забезпечити ефективну реакцію D–T та генерацію нейтронів. Ефективність генерації нейтронів характеризується цільовою функцією  $H = \langle \sigma_{DT} v \rangle / T_{\perp} \propto p_{DT} / p_{RF}$ , яка пропорційна відношенню швидкості термоядерної реакції до густини потужності ВЧ нагріву. Графік функції  $H$  наведено на Рис. 5.2.

Вона має максимум при  $T_{\perp \max} = 83 \text{ keV}$ , та діапазон напівспадання

$$30 \text{ keV} < T_{\perp} < 277 \text{ keV} \quad (5.15)$$

є дуже широким. Температура гарячих іонів, як очікується, буде в межах інтервалу, визначеному формулою (5.15).

#### 5.1.4. Параметри та результати розрахунків

Більшість розрахунків було виконано для гарячих іонів тритію та дейтерієвої фонові плазми. Щоб зберегти анізотропію розподілу швидкостей гарячих іонів  $F = T_{\perp} / T_{\parallel} = 5.7$  постійною, для розрахунків було використане постійне значення  $T_{\perp} / T_{bg} = 100$  для відношення поперечної температури тритію до температури фонові плазми. Для більш високої анізотропії тритію важко забезпечити рівновагу і стабільність плазми. Було обрано також  $\beta_{st} = 0.01$  та  $\beta_{mir} = 0.15$ , тобто  $\beta_{mir} < 1/F$ . Пробкове відношення було задане  $R = 1.5$ , що забезпечує утримання гарячих іонів з фактором  $G = 2.85$ . Концентрація гарячих іонів у пастці  $C_T = n_{hi} / n_{bg}$  не залежить від поперечної температури та дорівнює  $C_T = 0.13$ . Ми змінюємо температуру фонові плазми та, відповідно, температуру гарячих іонів у діапазоні (5.15), та розраховуємо густину плазми, потужність нагріву, потужність термоядерної реакції  $P_{fus}$  та розміри гібриду. Потужність ядерних реакцій  $P_{fis} = C_m P_{fus}$  є пропорційною до термоядерної потужності. Через те, що в нашій схемі ядерна частина гібридного реактора аналогічна до розрахунків у (Noack et al. 2007), коефіцієнт підсилення потужності оцінюється з використанням результатів цієї роботи, та обраний  $C_m = 120$ . Коефіцієнт підсилення електричної потужності оцінюється за формулою  $Q_{el} = C_{RF} C_{ec} P_{fis} / P_{RF}$ , де ефективність ВЧ нагріву  $C_{RF} = 0.625$  та ефективність конверсії теплової потужності в електричну  $C_{ec} = 0.4$ . У розрахунках аспектові відношення задане, як  $\varepsilon = 0.05$  та нормована довжина пастки дорівнює  $\eta = 0.1$ .

Рис. 5.3 та 5.4 показують, залежність густини плазми, малого та великого радіусів тору, довжини відкритої пастки з температурою фонових іонів для різних значень утримуючого магнітного поля.

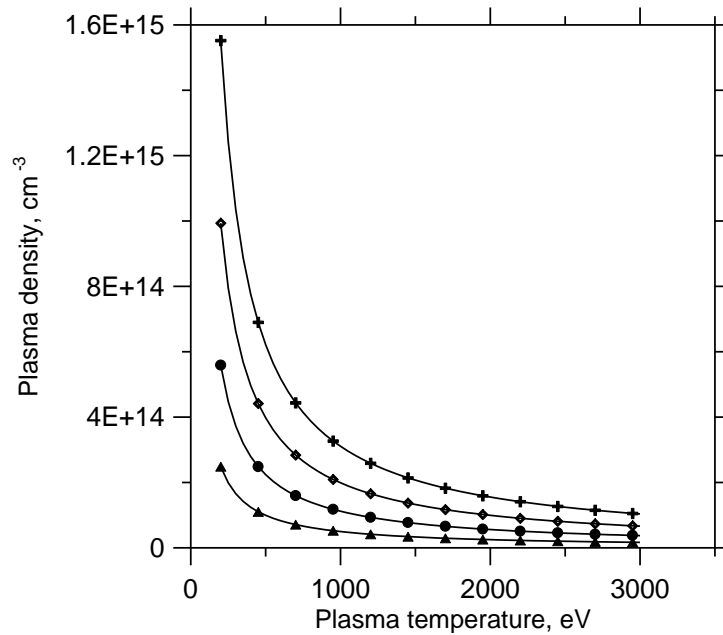


Рис.5.3 Густина плазми в залежності від температури фонові плазми для різних значень магнітного поля (трикутник –  $B_0 = 2T$  , круг –  $B_0 = 3T$  , квадрат –  $B_0 = 4T$  , хрест –  $B_0 = 5T$  )

З постійним  $\beta_{st}$  в рівнянні (5.5), густина плазми обернено пропорційна фоновій температурі. Залежність розмірів машин отримуємо з (5.14). При високій температурі фонові плазми та слабкого магнітного поля розраховані розміри є великими, в той час, як при низькій температурі та сильному магнітному полі вони занадто малі. Таким чином, магнітне поле повинно бути обране відповідно до розміру ядерної частини реактору, тобто магнітне поле буде малим для пристрою малого розміру та високим для потужних машин.

Розрахунки для інтенсивності нейтронного випромінювання, загальної теплової потужності та електричної ефективності  $Q_{el}$  (див. рис. 5.5–6) включають результати розрахунків нейтронного випромінювання.

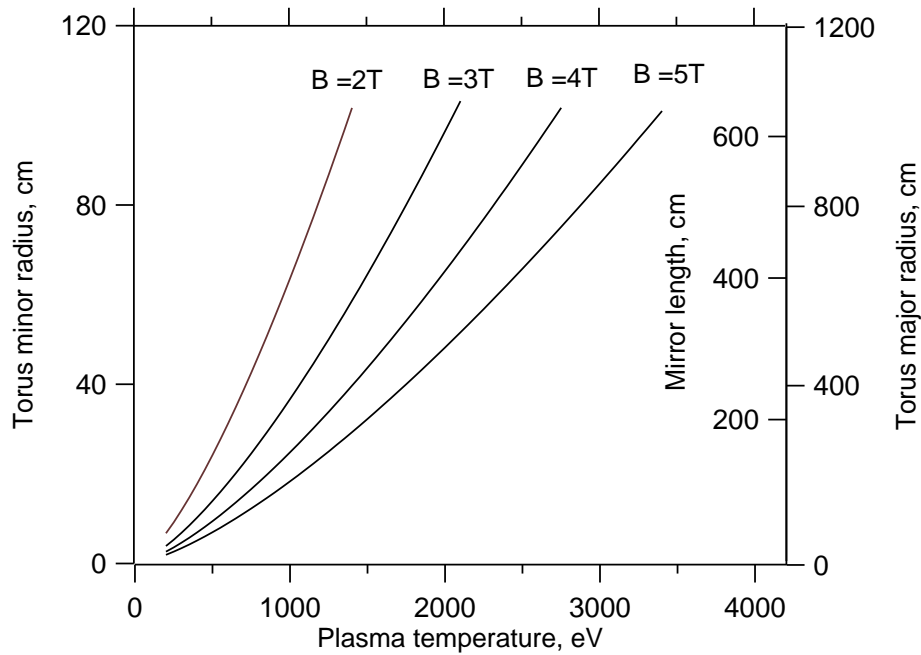


Рис. 5.4 Малий та великий радіуси тору як функції температури фонові плазми для різних значень магнітного поля

Ці цифри практично не залежать від значення утримуючого магнітного поля, хоча магнітне поле й впливає на розміри машини. Для випадку електростанції, загальна теплова потужність  $P_{th} = P_{fus} = 2.5 \text{ GW}$ , що відповідає електричній потужності  $P_{el} = 1 \text{ GW}$  в  $T_{bg} = 1.6 \text{ keV}$ . Значення  $Q_{el} = 15$  є досить високим в цій точці. Графік для  $Q_{el}$  показує швидке зростання з фоновію температурою та є вищим за одиницю, починаючи з  $T_{bg} = 340 \text{ eV}$ . Зростання  $Q_{el}$  з фоновію температурою насичується після того, як поперечна температура іонів проходить через її оптимальне значення.

На графіку для електричної ефективності  $Q_{el}$  зображено криву, що відповідає гарячому дейтерію та теплову тритію. Щоб порівняти фактор анізотропії швидкості  $F$ , співвідношення поперечної температури до температури гарячих іонів в даному випадку зменшується на коефіцієнт  $(m_T / m_D)^{1/3}$ .  $Q$  для гарячого дейтерію практично таке ж, як для гарячого тритію при низьких фонових температурах та дещо нижче при високих температурах.

Для  $T_{bg} = 1.6\text{keV}$ ,  $Q_{el} = 12$  та теплова потужність  $P_{th} = 2\text{GW}$  у випадку гарячого дейтерію.

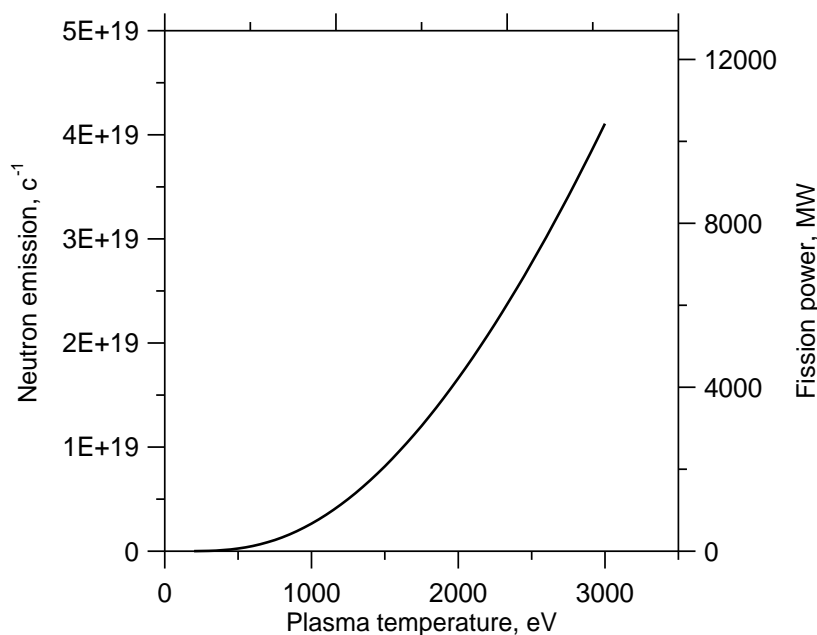


Рис. 5.5 Інтенсивність нейтронного випромінювання та вихід теплової енергії як функція температури фонової плазми

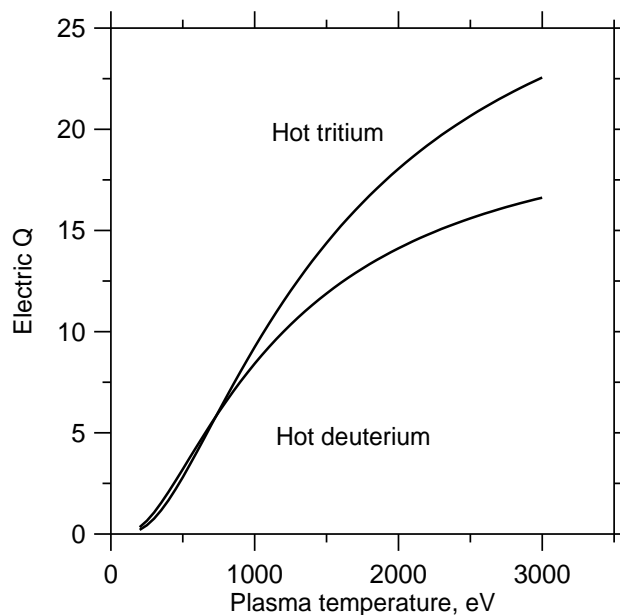


Рис. 5.6 Електрична ефективність  $Q_{el}$  як функція температури фонової плазми для гарячого тритію в теплій дейтерієвій плазмі та гарячого дейтерію у теплій тритієвій плазмі

### **5.1.5. Висновки**

Поєднання стеларатора та пробкотрона вигідно для локалізації потоку нейтронів термоядерного синтезу в пробкотронній частині пристрою, яка оточена ядерним реактором. У термоядерній частині реактора можуть бути реалізовані два сценарії: гарячий тритій у теплій плазмі дейтерію та навпаки. Обидва сценарії ефективні з деякою перевагою першого. Проектування та експлуатація всіх систем плазмових пристроїв полегшується при локалізації випромінювання нейтронів.

Розрахунки вказують на перспективність запропонованої схеми гібридного реактора. У широкому діапазоні його параметрів досягається високий електричний  $Q$ . У масштабі електростанції плазмова частина розглянутого гібриду є досить компактною з розмірами, порівнянними з існуючими термоядерними пристроями. Невеликий експериментальний пристрій може бути побудований для перевірки принципів ідей, і навіть за таких умов він може мати позитивний енергетичний баланс. Крім комерційного потенціалу, практичне використання таких гібридів сприяло б накопиченню знань, зокрема щодо поведінки з термоядерною плазмою.

### **5.2. СП гібрид з інжекцією нейтральних атомів**

Не тільки радіочастотний нагрів здатний підтримувати хлюпаючі іони. Безперервне інжектування нейтрального пучка – альтернативний варіант для цього. Нижче будуть наведені результати розрахунків щодо СП гібриду з інжекцією нейтрального пучка з метою порівняння з СП гібридом з ВЧ нагрівом.

Інжектування нейтрального пучка практикується як у стелараторах (Yamada et al. 2003), так і в пробкотронах (Zuev et al. 2002). Оскільки було б несприятливо робити канали для нейтрального пучка всередині реактора, тут розглядається схема з інжекцією нейтрального пучка на кінцях пробкотрона, подібна до схеми, розглянутої в роботі (Ryutov et al. 2010). Інжекція нейтрального пучка спрямована по нормалі до магнітного поля і здійснюється

безпосередньо біля ядерної частини реактора (див. Рис. 5.1). СП гібрид з інжекцією нейтральних атомів описаний в роботах (Moiseenko et al. 2013a) та (Moiseenko et al. 2014)

### 5.2.1. Модель і розрахунки

Аналіз генерації нейтронів проводиться з використанням кінетичної моделі для гарячого іонного компонента (Moiseenko et al. 2012 – код КНВІМ). У моделі передбачається, що гарячих іонів небагато, а зіткненнями гарячих іонів між собою можна знехтувати. Іншим припущенням є малість дрейфових зміщень частинок у напрямках, перпендикулярних до магнітного поля за час поміж зіткненнями. За цим припущенням розподіли швидкостей можна розраховувати окремо на кожній силовій лінії магнітного поля, і перпендикулярним дрейфом частинок можна знехтувати. Стационарне кінетичне рівняння для швидких іонів має вигляд:

$$v_{\parallel} \frac{\partial f}{\partial l} - C_{col}(f) + \frac{f}{\tau} = I_{inj}, \quad (5.16)$$

де  $v_{\parallel} = \mathbf{B}\mathbf{B} \cdot \mathbf{v} / B^2$  паралельна швидкість,  $l$  – довжина дуги лінії магнітного поля,  $C_{col}$  є оператором Кулонових зіткнень,  $\tau$  – час утримання іонів і  $I_{inj}$  є інтенсивність джерела інжекттованих іонів. Фонова плазма вважається Максвеловою. Для такої плазми оператор зіткнень може бути записаний наступним чином:

$$C_{col} = \frac{m_i}{m_i + m_{bg}} \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} (v^3 v_s f) + \frac{1}{2v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left( v^4 v_{\parallel} \frac{\partial}{\partial v} f \right) + \frac{B_0}{4B} P(u) \frac{\partial}{\partial u} \left[ P(u)(1-u^2) v_{\perp} \frac{\partial f}{\partial u} \right], \quad (5.17)$$

де  $P(u) = \sqrt{u^2 + (1-u^2)(1-B/B_0)} / u$ ,  $B_0$  – магнітне поле в середній точці пробкотрона (мінімум магнітного поля), індекси  $hi$  і  $\alpha=e,i$  позначають гарячі іони, електрони та фонові іони відповідно,  $m$  – маса;  $v_s = (1 + m_{hi} / m_{\alpha}) \psi v_0$ ,  $v_{\perp} = 2\{[1 - 1/(2x)]\psi + \psi'\} v_0$ ,  $v_{\parallel} = \psi v_0 / x$ ,

$$v_0 = \frac{4\pi e_{hi}^2 e_{\alpha}^2 \lambda n_{\alpha}}{m_{hi}^2 v^3}, \quad (5.18)$$

$\lambda$  – Кулонів логарифм,  $n$  позначає густину частинок,  $k_B$  – константа Больцмана і

$\psi = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \sqrt{t} \exp(-t) dt$ . Змінні  $v = \sqrt{2\varepsilon/m_{hi}}$  – модуль швидкості та косинус кута

нахилу  $u = \sqrt{(\varepsilon - \mu B_0)/\varepsilon}$  – це інтеграли руху ( $\varepsilon$  і  $\mu$  – енергія частинки та її магнітний момент).

Інтенсивність зіткнень гарячих іонів низька, і іони завершують багато коливань у магнітній пастці між зіткненнями. У таких умовах  $f \approx f(v, u)$  не залежить від  $l$ . Для усунення залежності від  $l$  у рівнянні (5.16) проводиться баунс-усереднення.

$$\langle A \rangle = \left( \int_{l_i}^{l_r} \frac{dl}{v_{\parallel}} \right)^{-1} \int_{l_i}^{l_r} \frac{A dl}{v_{\parallel}} \quad (5.19)$$

де  $l_r$  і  $l_i$  – дзеркальні точки відбиття для частинки. Зауважимо, що після усереднення перший член у (5.16) зникає.

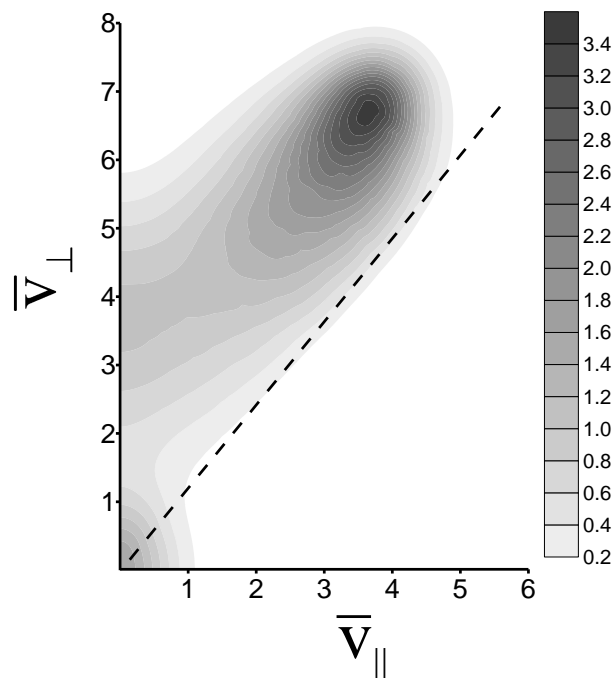


Рис. 5.7 Контури функції розподілу в просторі швидкостей, нормалізованого тепловою швидкістю фонових іонів. Штриховою лінією показана межа між захопленими та прохідними частинками

Код KNBIM (Moiseenko et al. 2013a), який проводить розрахунки щодо описаної вище задачі, проводить баунс-усереднення чисельно. Це дозволяє проводити обчислення для довільної залежності магнітного поля від поздовжньої координати  $l$ . У коді час нормований на час між іонно-іонними зіткненнями, коли обидва різновиди іонів мають температуру фонові плазми. Швидкість нормалізується на теплову швидкість фонового іона.

На рис. 5.7 показано графік обчисленої функції розподілу. Для розрахунків час утримання гарячих іонів вибирається таким:

$$\tau = \begin{cases} 100 & \text{for trapped ions} \\ 1 & \text{for detrapped ions} \end{cases} \quad (\text{верхнє значення для захоплених іонів, нижнє – для}$$

прохідних). Розрахунки, зроблені в роботі (Moiseenko et al. 2012) показали, що для цього вибору часу утримання іонів функція розподілу залежить лише від енергії інжекції. Нормована (на середню енергію іонів фонові плазми) енергія інжекції  $\bar{E} = 100$ . Пробкове відношення пробкотрона становить  $\Pi = 1.7$ , а точка інжекції визначається за умовою  $\Pi_{inj} = B_{inj} / B_0 = 1.3$ . Залежність магнітного поля від  $l$  вважається параболічною.

Розподіл швидкостей на рис. 5.7 в основному є результатом гальмування іонів електронами. Середня нормалізована енергія іонів становить 34% енергії, що інжектується. Більша частина потужності передається плазмі за рахунок гальмування електронами – 62% та 19% – іонно-іонними зіткненнями. Залишок надходить до конуса втрат або втрачається через скінчений час утримання у пробкотронній частині пристрою. Гальмування на електронах не змінює кути нахилу гарячих іонів, і, відповідно, втрати потужності є нечутливими до пробкового відношення у випадках, коли гальмування на електронах є домінуючим для гарячих іонів. Зауважимо також, що в цьому розрахунку немає значного скупчення холодних частинок при малих енергіях.

## 5.2.2. Детальний баланс енергії

Баланс потужності в стелараторно-пробкотронному гібриді визначається нейтральною інжекцією. Інжектвані нейтральні атоми перетворюються на іони трьома способами: електронною або іонною ударною іонізацією і резонансним перезарядженням. Пробіг нейтрального атома у плазмі такий:

$$\lambda_a = \frac{\sqrt{2k_B E / m_{hi}}}{n \sum_{\gamma=1}^3 \langle \sigma v \rangle_{\gamma}} \quad (5.20)$$

де  $n = n_i = n_e$ . Сума в (5.20) включає 3 згадані вище процеси зіткнень.

Для отримання ефективного створення гарячих іонів в ядрі плазми середній пробіг атома повинен бути близьким до радіусу плазми, тобто  $\lambda_a \approx a$ .

Плазма охолоджується зі швидкістю, що визначається часом утримання енергії

$$3nT / \tau_E = P_{inj} \quad (5.21)$$

де  $T = T_i = T_e$ ,  $P_{inj}$  – потужність, що вводиться в плазму. Час утримання енергії в стелараторі визначається скейлінгом ISS04 (Yamada et al. 2005, також формула 5.13)

$$\tau_E = C_E a^{2.28} R_{st}^{0.64} P_{inj}^{-0.61} n^{0.54} B_{st}^{0.84} t^{0.41} \quad (5.22)$$

Тут  $R_{st}$  – ефективний великий радіус тора,  $B_{st}$  – магнітне поле на стеллараторній частині, а  $t$  – кут обертового перетворення. У одиницях CGS  $C_E = 3.69 \cdot 10^{-14}$ .

Введена потужність є

$$P_{inj} = k_B n_{hi} T v_{00} \bar{P}_{inj} V_{mir} \quad (5.23)$$

де  $v_{00} = v^3 (2k_B T / m_i)^{-1/2} v_0$ ,  $V_{mir} = \pi a^3 \eta \Pi / \varepsilon_{st}$  – об'єм, зайнятий гарячими іонами,  $\varepsilon_{st} = a / R_{st}$ ,  $\eta = L_{mir} / R_{st}$ ,  $L_{mir}$  – довжина пробкотрона,  $n_{hi}$  – густина гарячих іонів,  $\bar{P}_{inj}$  – безрозмірна потужність, обчислена кодом KNBIM. Верхня межа енергії, що вводиться, визначається бета–межею в пробкотронній частині гібрида.

$$\beta_{mir} \approx \frac{8\pi k_B n_0 T \Pi^2 \bar{W}_{\perp}}{B_{st}^2} \quad (5.24)$$

Тут  $\bar{W}_\perp$  – середнє значення безрозмірної перпендикулярної енергії, обчислене кодом. Поєднання формул (5.23) та (5.24) призводить до

$$P_{inj} = \frac{1}{8} \frac{a^3 \eta}{\varepsilon_{st} \Pi} \beta_{mir} B_{st}^2 v_{00} \bar{D} \quad (5.25)$$

зі  $\bar{D} = \bar{P}_{inj} / \bar{W}_\perp$ . Значення  $\bar{D}$  можна знайти в ряді кінетичних обчислень. Для розрахунків вибираються ті ж параметри, що і для обчислення функції розподілу в розділі 5.2.1. Для фіксованих параметрів розрахунку  $\bar{D}$  є лише функцією нормованої енергії інжекції  $\bar{E} = E_{inj} / T$ . Було встановлено, що обчислену залежність можна наблизити формулою

$$\bar{D} \approx C_1 \bar{E}^\nu \quad (5.26)$$

де  $C_1=0.56$  і  $\nu=0.44$ . Для подальших обчислень зручно ввести нову константу:

$$C_0 = \frac{\sqrt{2} \pi m_{bg}^{3/2} e_i^2 e_{bg}^2 \lambda}{m_i^2 k_B^{3/2}} \quad (5.27)$$

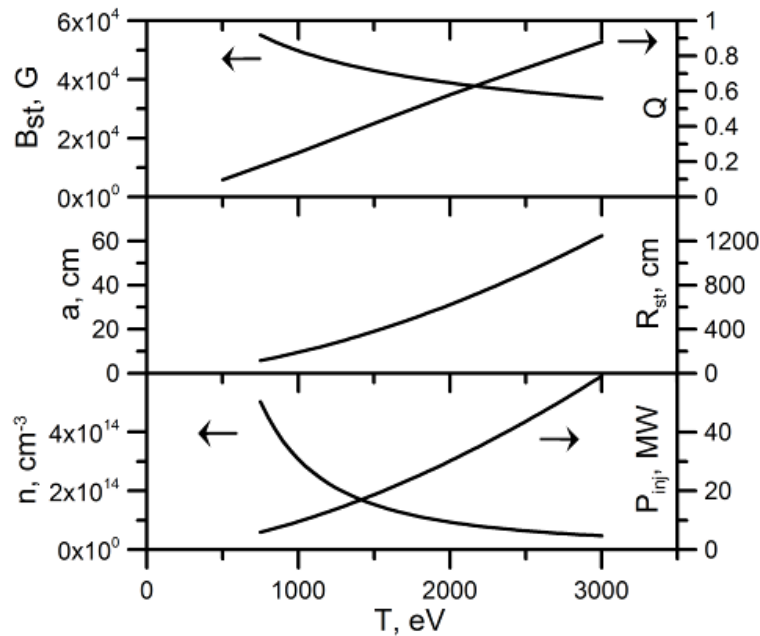


Рис. 5.8 Залежність густини плазми, потужності інжекції, малого радіусу плазми та ефективного радіусу тору, утримуючого магнітного поля на стелаторній частині та термоядерного  $Q$  від температури фонової плазми

Отже, тепер  $\nu_{00} = C_0 n T^{-3/2}$ . Для оптимальної інжекції нейтралів як без наскрізного пролітання, так і без захоплення пучка нейтралів тільки на краю плазми, співвідношення між радіусом стовпця плазми  $\lambda_a \approx a$  та середнім вільним шляхом (5.20) дає

$$a = C_2 \sqrt{E} / n \quad (5.28)$$

з  $C_2 = C'_2 \lambda_{hi} n / \sqrt{E}$  і  $C'_2 \sim 1$ . Плазма з радіусом, визначеним (5.28), забезпечує ефективне захоплення нейтрального пучка. Обмеження за величиною бета також враховане в стелараторній частині пристрою

$$\beta_{st} = \frac{16\pi k_B n T}{B_{st}^2}. \quad (5.29)$$

Нарешті, з формул (5.20-5.29) отримано залежність напруженості магнітного поля від температури фонові плазми

$$B_{st} = 0.61 C_E^{1.43} C_0^{0.56} C_1^{0.56} C_2^{1.56} k_B^{0.23} \frac{\beta_{mir}^{0.56} E^{0.53} t^{0.59} \eta^{0.56}}{\beta_{st}^{1.66} \Pi^{0.56} \varepsilon_{st}^{0.04}} T^{-0.36} \quad (5.30)$$

Тут  $E$  і  $T$  вимірюються в еВ. Першою специфічною особливістю формули (5.30) є те, що магнітне поле збільшується зі зниженням фонові температури. Це означає, що менші пристрої повинні мати більш сильне магнітне поле.  $B_{st}$  чутливо залежить від  $C_E$ , тобто від утримання плазми. Ще одна чутлива залежність – від бета-плазми в зоні стеларатора. Формула майже не визначає залежність від аспектового відношення тору. Знаючи  $B_{st}$  і  $T$  та використовуючи формули (5.25, 5.28, 5.29), можна обчислити інші величини.

На рис. 5.8 відображається залежність параметрів гібридного джерела нейтронів від температури фонові плазми для  $\beta_{st}=0.01$ ,  $\beta_{mir}=0.15$ ,  $\varepsilon_{st}=0.05$ ,  $\eta=0.8$ ,  $t=0.8$  і  $E=150$  keV. Розраховані параметри плазми, значення магнітного поля та розміри машини досить помірні. Такі значення або вже досягнуті в термоядерних експериментах, або потребують незначної екстраполяції.

Значення фактора  $Q$  також знаходяться в межах необхідного діапазону. Треба звернути увагу, що навіть при малому коефіцієнті  $Q$  можливе виробництво енергії, якщо ядерна частина реактору має велике посилення

потужності (Noack et al. 2012). Тоді основне виробництво електроенергії відбувається за рахунок ядерної реакції поділу, внесок якої на один – два порядку величини більший, ніж внесок реакції синтезу. Підсилення потужності  $C_{pa}$  збільшується зі ступенем критичності реактора поділу, тобто  $C_{pa} \propto (1 - k_{eff})^{-1}$ , де  $k_{eff}$  – ефективний коефіцієнт розмноження нейтронів (відношення швидкості вироблення нейтронів до інтегральної швидкості їх втрат).

Характерний діапазон коефіцієнта посилення потужності становить  $C_{pa}=20\dots200$ . Враховуючи це, робочий діапазон для термоядерного  $Q$  є  $Q = 0.1\dots 2$ . Наведені вище оціночні розрахунки вказують на те, що стелараторно-пробкотронний гібрид з інжекцією нейтралів задовольняє цій вимозі.

### 5.2.3. Резюме і висновки

Інжекція нейтрального пучка може бути використана для створення популяції гарячих іонів тритію в пробкотронній частині стелараторно-пробкотронного термоядерно-ядерного гібриду. Це може бути реалізовано без створення вхідного отвору для нейтрального пучка в ядерній частині реактора. Схема з нормальною інжекцією безпосередньо біля ядерної частини реактора призводить до певних втрат потоку термоядерних нейтронів, але більшість нейтронів утворюються всередині реактора.

Баланс енергії в стелараторно-пробкотронному термоядерно-ядерному гібриді вивчений у роботі (Moiseenko et al. 2010) з припущенням, що гарячі іони бі-Максвелові і метод нагрівання не накладає жодних обмежень на параметри плазми для генерації гарячих іонів. Обчислена у цьому підрозділі функція розподілу іонів від інжекції нейтралів використовується для розрахунків оціночного балансу енергії. На відміну від тієї роботи тут введено додаткове обмеження щодо параметрів плазми, що виникло внаслідок вимоги ефективного захоплення швидких нейтралів у плазмовому ядрі. Результати

розрахунків балансу потужності близькі до результатів, отриманих у роботі (Moiseenko et al. 2010).

Розраховані параметри стелараторно-пробкотронного термоядерно-ядерного гібриду нижчі, а для невеликих пристроїв – значно нижче сучасних технічних можливостей. Таким чином, очікується, що вартість таких пристроїв буде розумною. Параметри плазми та характеристики інжекції нейтралів також достатньо реальні.

### **5.3. Рух швидких замкнених частинок в стелараторі Ураган-2М із вбудованим пробкотроном**

#### **5.3.1. Захоплені іони в стелараторі Ураган-2М із вбудованим пробкотроном**

У запропонованому проекті термоядерного гібриду використовується плазмове джерело нейтронів (Moiseenko et al. 2010, Moiseenko et al. 2014). Нейтрони генеруються в D-T реакціях синтезу між домішкою гарячих хлюпаючих іонів тритію та дейтерію фонові теплої плазми. Для утримання плазми використовується спеціальна стелараторна установка (Рис. 5.1). Вона містить вбудований пробкотрон зі слабшим магнітним полем. У цьому пробкотроні захоплюються гарячі хлюпаючі іони тритію, що створюються за допомогою інжекції пучка нейтралів або за допомогою іонного циклотронного нагріву. Необхідне пробкове співвідношення для пробкотрону не високе  $\Pi=1,5...2$  (Moiseenko et al. 2013a). Пробкотрон не довгий: його довжина приблизно дорівнює великому радіусу стеларатора.

Магнітна конфігурація стеларатора з вбудованим пробкотроном може бути реалізована в експериментальній установці Ураган-2М, який на додаток до гвинтових витків має котушки для тороїдального поля. Вимкнення однієї тороїдальної котушки або зниження електричного струму в парі сусідніх котушок призводить до появи пробкотрону з пробковим відношенням приблизно 1,5. За певних умов в такій комбінованій магнітній пастці (Kotenko et al. 2012) може існувати система вкладених магнітних поверхонь.

Метою цього дослідження є вивчення руху захоплених іонів в пробкотронній частині пристрою. Дослідження базується на розрахунках магнітного поля пристрою за формулою Біо-Савара та аналізі поздовжнього адіабатичного інваріанту  $J_{\parallel}$ .

### 5.3.2. Інваріанти руху

Деякі фактори передбачають існування інваріантів руху для замкнених частинок в пробкотронній частині стелларатора. Першим важливим фактором є те, що рух відбувається в статичних електричних та магнітних полях. Нехтуючи зіткненнями, повна енергія частинки

$$\varepsilon = \frac{mv^2}{2} + e\varphi = const \quad (5.31)$$

зберігається. Тут  $v$  – швидкість частинки,  $\varphi$  – електричний потенціал.

Рух частинок є адіабатичним, і Ларморів радіус частинки малий у порівнянні з масштабом зміни магнітного та електричного полів. В таких умовах, магнітний момент частинки зберігається

$$\mu = \frac{mv_{\perp}^2}{2B} = const. \quad (5.32)$$

Тут  $\mathbf{v}_{\perp} = \mathbf{B} \times \mathbf{v} \times \mathbf{B} / B^2$ ,  $\mathbf{B}$  – магнітне поле.

Рух замкнених частинок, в основному, коливальний між точками відбиття. Коливання супроводжуються повільним дрейфом перпендикулярно до магнітного поля через градієнти магнітного поля і дію електричного поля. Рух частинки квазіперіодичний, та поздовжній адіабатичний інваріант

$$J_{\parallel} = \int_{v_{\parallel}^{*2} > 0} v_{\parallel}^{*} dl = const \quad (5.33)$$

зберігається. Інтегрування в (5.33) проводиться вздовж лінії магнітного поля, на якій гіро-центр частинки знаходиться в поточний момент часу. Воно здійснюється між точками відображення, де «віртуальна» поздовжня швидкість

$$v_{\parallel}^{*} = \sqrt{\frac{2}{m}(\varepsilon - \mu B - e\varphi)} \quad (5.34)$$

обертається в нуль. Швидкість  $v_{\parallel}^*$  є поздовжньою швидкістю, що має аналогічна частинка з тією ж енергією і магнітним моментом в різних положеннях на лінії магнітного поля.

Збереження цих 3-х інваріантів визначає приблизну дрейфову поверхню в просторі.

### 5.3.3. Методика розрахунків і параметри

У числових експериментах одна з 16-ти котушок тороїдального поля в Урагані-2М була вимкнена.

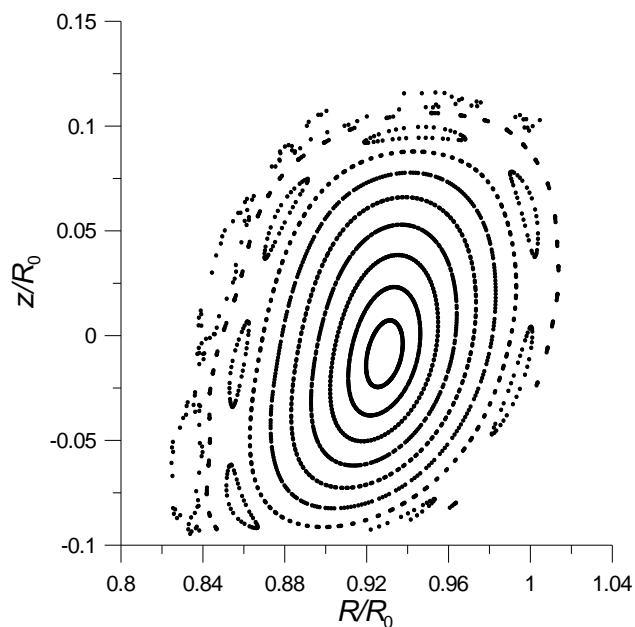


Рис. 5.9 Магнітні поверхні Урагану-2М з вимкненою тороїдальною котушкою. Координати нормовані великим радіусом тору  $R_0=170$  см

Її центральна поверхня знаходиться в азимутальному положенні на азимуті  $\varphi=\pi/32$ . Співвідношення струмів у гвинтових і тороїдальних котушках було обране так, що співвідношення тороїдального магнітного поля, створюваного гвинтовою намоткою, до загального тороїдального поля в тороїдальній осі  $K_\varphi=0.24$  для випадку, коли одна котушка не вимикається. Для цієї магнітної

конфігурації були виконані розрахунки за методом Біо-Савара. Для 9-ми різних відправних точок обчислювалися лінії магнітного поля, що роблять 250 обертів навколо вертикальної осі. Їх сліди в площині  $\varphi=\pi/32$ , де знаходиться вимкнена котушка і створюється магнітна яма, показані на Рис. 5.9.

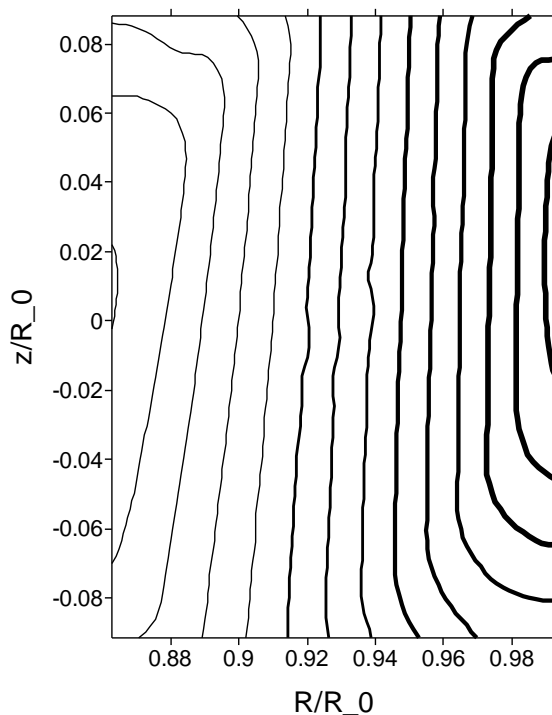


Рис. 5.10 Контури  $\bar{J}_{\parallel}$  для  $\bar{\varepsilon}=0,8$  і  $A=0$ . Товща лінія відповідає більшим значенням  $\bar{J}_{\parallel}$

Сім розрахованих внутрішніх силових ліній утворюють вкладені магнітні поверхні. Вони оточені ланцюгом магнітних островів, а також з'являється ергодичний шар.

Для обчислень поздовжнього інваріанта вводяться наступні нормовані величини

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\varepsilon}{\mu B_0}, \quad \bar{\varphi} = \frac{e\varphi}{\mu B_0}, \quad \bar{B} = B/B_0, \quad \bar{l} = l/R_0. \quad (5.35)$$

Тут  $B_0$  – нормувальна константа для магнітного поля. У цих позначеннях нормований поздовжній інваріант

$$\bar{J}_{\parallel} = \int_{p>0} \sqrt{pd\bar{l}} \quad (5.36)$$

з  $p = \bar{\varepsilon} - \bar{\varphi} - \bar{B}$ . Співвідношення нормованого поздовжнього інваріанта до поздовжнього інваріанта описане формулою

$$J_{\parallel} = \sqrt{\frac{2\mu B_0}{m}} R_0 \bar{J}_{\parallel}. \quad (5.37)$$

Для подальших розрахунків необхідно зазначити величину та розподіл електричного потенціалу в плазмовому шнурі. Через те, що гарячі іони є невеликою домішкою, здається розумним припустити, що електричний потенціал не змінюється вздовж магнітної поверхні. Це припущення застосовне лише до області вкладених магнітних поверхонь, і розгляд має бути обмежений цією областю. Розподіл електричного потенціалу вважається параболічним

$$\bar{\varphi} = A\bar{r}^2, \quad (5.38)$$

де  $\bar{r} = \langle r \rangle / \langle r \rangle_{last}$  – нормований радіус і  $\langle r \rangle_{last}$  – середній радіус останньої замкнутої магнітної поверхні.

### 5.3.4. Результати розрахунків

Результати розрахунку дрейфових поверхонь, тобто поверхні констант  $\varepsilon$ ,  $\mu$  та  $J_{\parallel}$ , відображаються на поверхні  $\varphi = \pi/32$ .

Для цих конкретних розрахунків захоплення частинки відбувається, якщо  $0.7 < \bar{\varepsilon} < 0.9$ , де нижчі значення  $\bar{\varepsilon}$  відповідає глибшому захопленню.

Рис. 5.10 показує контури  $\bar{J}_{\parallel}$  для випадку нульового електричного поля. Дрейфові поверхні не замкнені в цьому випадку. Це відбувається через тороїдальний дрейф, який змушує частинки дрейфувати у вертикальному напрямку.

Коли існує позитивне електричне поле, дрейфові поверхні стають зігнутими (див. Рис. 5.11). При  $A=0.05$  існує невелика область на внутрішній частині тора, де поверхні замкнені. При  $A=0.1$  замкнені дрейфові поверхні займають більшу частину плазмового шнура.

Рис. 5.12 показує контури  $\bar{J}_{\parallel}$  у випадку негативного електричного поля. Картина аналогічна попередньому випадку з тією лише різницею, що замкнуті траєкторії зміщені назовні тора.

На Рис. 5.13 показаний випадок більш та менш захоплених частинок. Як це видно з рисунку, рівень захоплення не має істотного впливу на характер орбіт частинок.

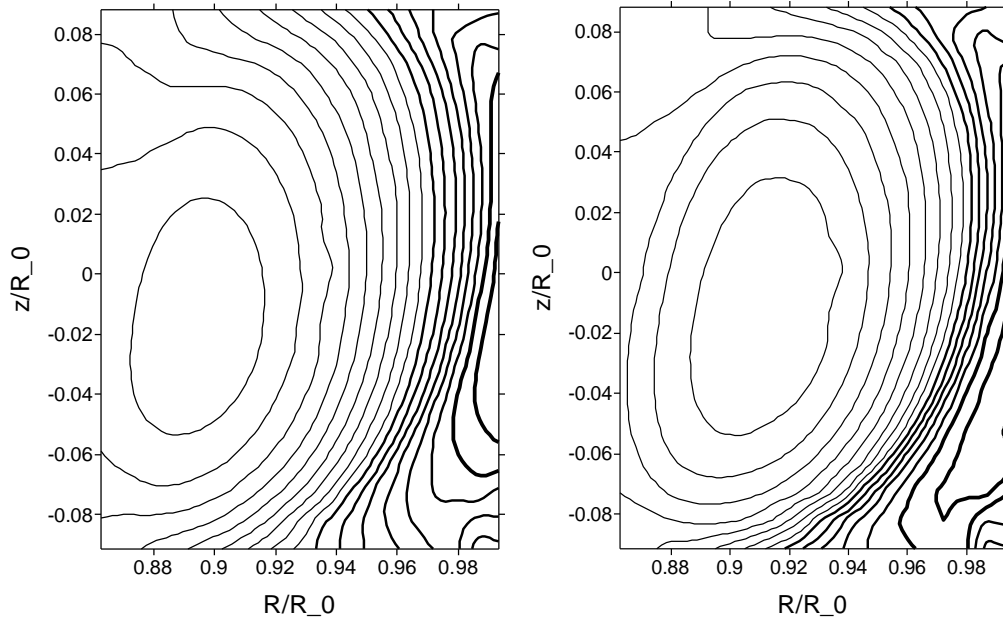


Рис. 5.11 Контури  $\bar{J}_{\parallel}$  для  $\bar{\varepsilon}=0,8$  і  $A=0,05$  лівий графік та  $A=0,1$  правий

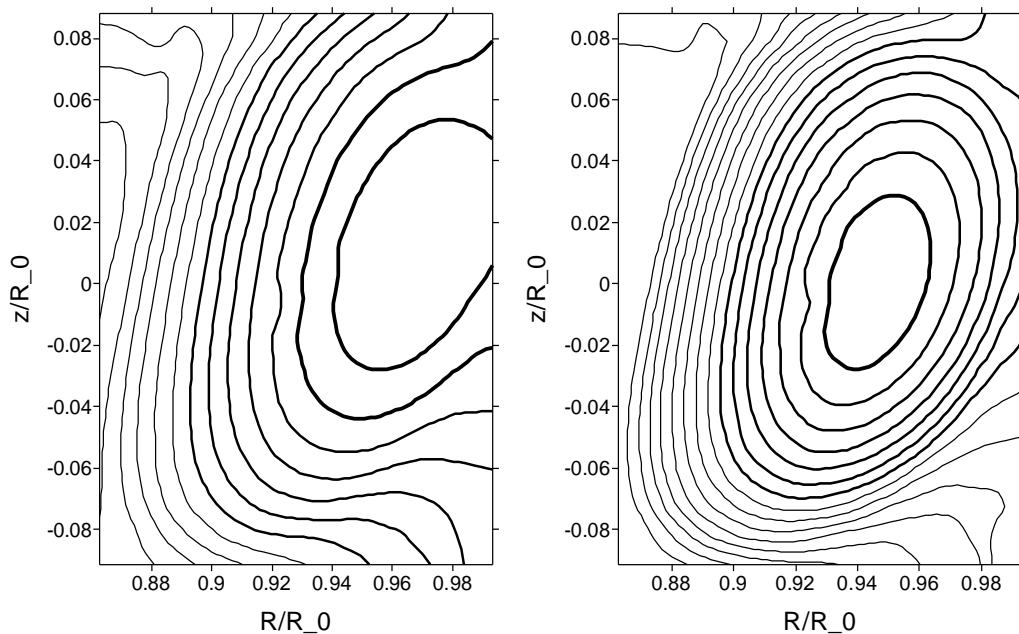


Рис. 5.12 Контури  $\bar{J}_{\parallel}$  для  $\bar{\varepsilon}=0,8$  і  $A=-0,05$  лівий графік та  $A=-0,1$  правий

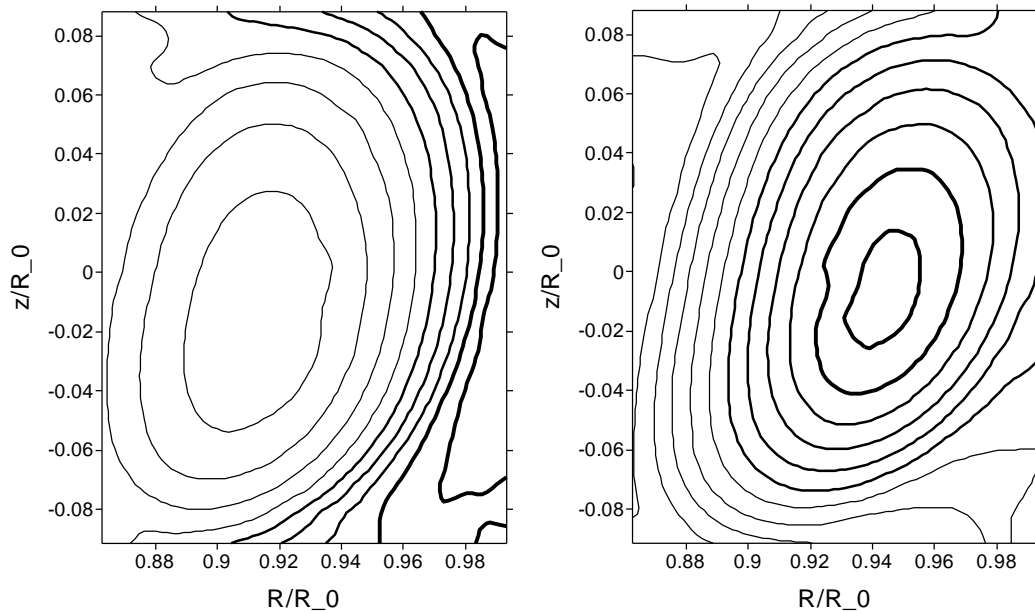


Рис. 5.13 Контури  $\bar{J}_{\parallel}$  для  $\bar{\epsilon}=0.7$  і  $A=0.1$  лівий графік та  $\bar{\epsilon}=0.9$  і  $A=-0.1$

правий

### 5.3.5. Висновки

Дослідження показали погані утримуючі властивості пробкотрона, створеного в стелараторі Ураган-2М, за допомогою вимкнення однієї котушки тороїдального магнітного поля. Цей пробкотрон має недоліки, основним з яких є неоднорідність магнітного поля в напрямку великого радіуса тора.

Радіальне електричне поле може суттєво поліпшити ситуацію. Воно викликає дрейф частинок в полоїдальному напрямку, який конкурує з вертикальним магнітним дрейфом. Вище певного значення електричного поля дрейфові поверхні стають замкнутими і утримання часток поліпшується. Це значення може бути оцінене за формулою

$$|e\phi| \sim \mu\Delta B, \quad (5.39)$$

де  $\Delta B$  – зміна магнітного поля в об'ємі утримання. Ця оцінка підтверджується розрахунками, що наведені вище. При  $\Delta B/B \sim \langle r \rangle_{last} / R_0 \ll 1$ , потрібний для утримання частинки електростатичний потенціал такий, що потенційна енергія частинки в ньому є набагато меншою, ніж її кінетична енергія. Іншою

примітною особливістю є поліпшення утримання як для позитивних, так і для негативних зарядів.

Оцінка (5.39) може бути інтерпретована як оцінка енергетичного порога для утримання за допомогою електричного поля. Утримання відбувається до певного значення магнітного моменту і частинки з більшим магнітним моментом будуть дрейфувати назовні.

### **Висновки розділу 5.**

У цьому розділі представлено оригінальну концепцію стелараторно-пробкотронного ядерно-термоядерного гібриду для трансмутації відпрацьованого ядерного палива та виконані розрахунки щодо його ефективності.

- Поєднання стеларатора та пробкотрона вигідно для локалізації потоку нейтронів термоядерного синтезу в пробкотронній частині пристрою, яка оточена ядерним реактором. Розрахунки вказують на перспективність запропонованої схеми гібридного реактора. У широкому діапазоні його параметрів досягається високий електричний  $Q$ . У масштабі електростанції плазмова частина розглянутого гібриду є досить компактною з розмірами, порівнянними з існуючими термоядерними пристроями. Невеликий експериментальний пристрій може бути побудований для перевірки принципів ідей, і навіть за таких умов він може мати позитивний енергетичний баланс. Крім комерційного потенціалу, практичне використання таких гібридів сприяло б накопиченню знань, зокрема щодо поводження з термоядерною плазмою.
- Вперше проведено моделювання щодо концепції стелараторно-пробкотронного гібриду з інжекцією нейтральних атомів. Інжекція нейтрального пучка може бути використана для створення популяції гарячих іонів тритію в пробкотронній частині стелараторно-пробкотронного термоядерно-ядерного гібриду. Це може бути реалізовано без створення вхідного отвору для нейтрального пучка в

ядерній частині реактора. Схема з нормальною інжекцією безпосередньо біля ядерної частини реактора призводить до певних втрат потоку термоядерних нейтронів, але більшість нейтронів утворюються всередині реактора. Результати розрахунків балансу потужності близькі до результатів, отриманих для системи з високочастотними нагрівом. Розрахований термоядерний  $Q$  знаходиться в межах необхідного діапазону.

- Виконано дослідження руху швидких іонів, створених високочастотним нагрівом стеларатор-пробкотронному режимі роботи Урагана-2М. Дослідження показали погані утримуючі властивості пробкотрона, створеного в стелараторі Ураган-2М, за допомогою вимкнення однієї котушки тороїдального магнітного поля. Цей пробкотрон має суттєві недоліки, основним з яких є неоднорідність магнітного поля в напрямку великого радіуса тора. Радіальне електричне поле може суттєво поліпшити ситуацію. Примітною особливістю є поліпшення утримання для позитивних і негативних зарядів. Утримання відбувається до певного значення магнітного моменту, і частинки з більшим магнітним моментом будуть дрейфувати назовні.

Основні положення цього розділу викладені у публікаціях автора: (Moiseenko et al. 2010; Moiseenko et al. 2013a; Moiseenko et al. 2014; Moiseenko et al. 2016a).

## ВИСНОВКИ

У дисертації наведено новітні рішення та підходи щодо реалізації і використання високочастотних плазмових розрядів в установках керованого термоядерного синтезу таких, як стеларатор, пробкотрон і гібрид стеларатора і пробкотрона. Найважливіші здобуті фізичні результати і отримані висновки можна сформулювати наступним чином.

**Запропоновані, розроблені та вдосконалені числові методи і моделі для розв'язання рівнянь Максвелла у плазмі високочастотних плазмових розрядів, які використовуються і в подальшому можуть бути використані для розв'язання практичних завдань.**

- Розроблений чисельно стійкий метод зважених нев'язок і модель для рівнянь Максвелла циліндричній геометрії, де всі компоненти електричного поля представлені за допомогою однакових скінчених елементів. Він більш ефективний, ніж метод Гальоркіна, коли жорсткість має місце в рівняннях Максвелла.
- Розроблена оригінальна чисельно стійка модель для розрахунку електромагнітних полів в плазмі осесиметричних відкритих пасток без урахування повільних хвиль. На її базі створений новий модернізований код PLFEM-S, який відрізняється можливістю чисельно-стабільного розрахунку азимутально-несиметричних мод.
- Запропонований новітній метод і розроблена модель для розрахунку електромагнітних полів в плазмі неосесиметричних відкритих пасток без урахування повільних хвиль. Вона використовує 2D звичайну сітку, не вирівняну вздовж постійного магнітного поля, та ряд Фур'є у 3-й координаті. Числова стійкість схеми забезпечена заодно зі збіжністю.
- Розроблений оригінальний і ефективний метод для розрахунків щодо задач із сильно осцилюючими розв'язками. Запропонований метод дозволяє використовувати негусту сітку і за рахунок цього істотно знизити обчислювальні витрати.

- Винайдений підхід для моделювання шару нижнього гібридного резонансу за допомогою скінчених елементів, який забезпечує мінімальну похибку розрахунків.
- Запропонована нова форма рівнянь Максвелла для числового моделювання. Ця форма забезпечує числову стійкість при стандартній процедурі дискретизації.

**Проведений детальний аналіз можливостей високочастотного нагріву плазми в пробкотронах. За допомогою розроблених числових моделей проведені розрахунки щодо вдосконалених відомих і запропонованих новітніх методів нагріву, які надали можливість знайти ефективні сценарії. Вони будуть корисні для майбутніх нейтронних джерел та гібридних реакторів.**

- Вперше зроблено порівняльний аналіз методів високочастотного нагріву плазми в пробкотронах. Розглянуто схеми нагріву плазми пробкотронів за допомогою швидкої хвилі, тобто магнітний берег, нагрів на добавці, нагрів на другій гармоніці, та швидкий нагрів на зіткненнях та описані їх властивості.
- Вперше зроблено моделювання іонно-циклотронного нагрівання хлюпаючих іонів у відкритій пастці з прямими силовими лініями. Сценарій нагріву на добавці легких іонів використовує явище конверсії хвиль і є ефективним в широкому діапазоні концентрацій добавки і густини плазми.
- Вперше обґрунтований та запропонований сценарій нагрівання хлюпаючих іонів на другій циклотронній гармоніці у відкритій пастці з прямими силовими лініями. Нагрівання на другій гармоніці може бути застосоване для важких іонних компонентів, таких як тритій. Ефективність нагрівання на другій гармоніці дещо менша за рахунок слабшого загасання хвилі, ніж при нагріванні на добавці.

- Зроблений детальний теоретичний аналіз винайденого дисертантом сценарію швидкого нагрівання плазми в пробкотроні під час її створення показав його значну ефективність попри наявність швидких прямих втрат енергії. Цей метод можна застосовувати в існуючих відкритих пастках.
- Теоретичне дослідження проникнення електростатичного поля через Фарадеїв екран напіввиткової антени вперше показало значну перевагу двошарового екрану.

**Запропонований раніш дисертантом сценарій Альфвенова нагріву плазми за допомогою компактних антен на базі напіввиткових елементів успішно реалізований і детально досліджений на установках Ураган-3М і Ураган-2М. Він став одним із стандартних сценаріїв нагріву плазми на цих установках і може бути застосований на інших установках, як малих, так і великих.**

- В експериментах з високочастотного нагріву плазми на Урагані-3М з використанням трьох-напіввиткової антени вперше значно підвищені параметри плазми. Експерименти продемонстрували успішність сценарію Альфвенова нагріву з високими  $k_{\parallel}$ , який реалізований за допомогою компактної антени ТНВА (трьох-напіввиткової антени). Початкова густина плазми  $\bar{n}_e \approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$  зросла в кілька разів під час імпульсу ТНВА і контролювалася газовим напуском. Електронний нагрів був домінуючим, але спостерігалось і деяке іонне нагрівання.
- Аналіз особливостей розрядів в торсатроні Ураган-3М показав високу ефективність високочастотного нагріву плазми на фоні вад магнітної конфігурації Урагана-3М. Дослідження радіальних профілів випромінювання різних оптичних ліній та результатів діагностики ЕСЕ виявляють дві зони в плазмовому шнурі Урагана-3М, які мають різні електронні температури та властивості плазми. Профіль температури електронів занадто пікований, щоб пояснити це фокусованим радіочастотним нагріванням. Аналіз стандартної магнітної конфігурації

Ураган-3М показує, що система вкладених магнітних поверхонь існує лише в центральній зоні. Є кілька варіантів змінити конфігурацію, щоб площа вкладених магнітних поверхонь стала ширшою. Магнітна конфігурація, зміщена всередину, є перспективним вибором у цьому відношенні.

- Вперше впроваджено і досліджено високочастотний нагрів плазми в Урагані-2М. Нова колінчастовальна антена застосована в цих експериментах. Вона нагріває плазму на частотах нижче іоної-циклотронної частоти. Розряд, який підтримується цією антеною, стає «гарячим» протягом декількох мілісекунд, а потім згасає під сильним припливом домішок у плазму. Досліджено радіальні профілі оптичних випромінювань OV та CV. Обидві порожнисті, особливо OV профіль. Це може бути пояснено деяким вигоранням іонів  $O^{4+}$  та  $C^{4+}$  поблизу магнітної осі завдяки високій електронній температурі.

**Вдосконалено старі і запропоновано нові підходи щодо використання високочастотної чистки внутрішніх вакуумних поверхонь термоядерних установок за допомогою високочастотних розрядів.**

- Запропонований, впроваджений і досліджений на Урагані-2М сценарій високочастотної чистки внутрішніх вакуумних поверхонь за допомогою безперервного УКХ розряду показав високу швидкість очистки. Параметри розряду були виміряні в широких межах утримуючих магнітних полів і тисків нейтрального газу. Розряд відноситься до об'ємних: плазма займає увесь об'єм утримання. Параметри розряду не продемонстрували значної залежності від умов розряду, а саме тиску нейтрального газу і напруженості магнітного поля. Теоретичні оцінки свідчать про можливість використання такого розряду за високих магнітних полів, що важливо для постійно працюючих надпровідникових машин.
- Вперше впроваджено і досліджено на стелараторі Wendelstein7-X сценарій високочастотної чистки внутрішніх вакуумних поверхонь у

режимі ультракоротких імпульсів електронно-циклотронного нагріву в атмосфері водню. Є вказівки на те, що плазма не є повністю іонізованою (поведінка оптичних ліній, половина плазмової густини), і очікується інтенсивна генерація атомарного водню, що необхідно для ефективної чистки.

- Вперше проведено детальне дослідження на Урагані-3М вдосконаленого сценарію імпульсної високочастотної чистки в малому магнітному полі. Очищуючий розряд зі збудженням ШМЗХ зручний тим, що його можна проводити, використовуючи ті ж антенні пристрої і ВЧ генератори, які використовуються для створення і нагріву плазми в робочих режимах, причому без будь-якої зміни частоти антенних і генераторних ВЧ контурів. Розряд має досить хорошу ефективність з точки зору очищення вакуумних поверхонь.

**Розроблено оригінальну концепцію стелараторно-пробкотронного ядерно-термоядерного гібриду для трансмутації відпрацьованого ядерного палива та виконані розрахунки щодо його ефективності.**

- Поєднання стеларатора та пробкотрона вигідно для локалізації потоку нейтронів термоядерного синтезу в пробкотронній частині пристрою, яка оточена ядерним реактором. Розрахунки вказують на перспективність запропонованої схеми гібридного реактора. У широкому діапазоні його параметрів досягається високий електричний  $Q$ . У масштабі електростанції плазмова частина розглянутого гібриду є досить компактною з розмірами, порівнянними з існуючими термоядерними пристроями. Невеликий експериментальний пристрій може бути побудований для перевірки принципів ідей, і навіть за таких умов він може мати позитивний енергетичний баланс. Крім комерційного потенціалу, практичне використання таких гібридів сприяло б накопиченню знань, зокрема щодо поводження з термоядерною плазмою.
- Вперше проведено моделювання щодо концепції стелараторно-пробкотронного гібриду з інжекцією нейтральних атомів. Інжекція

нейтрального пучка може бути використана для створення популяції гарячих іонів тритію в пробкотронній частині стелараторно-пробкотронного термоядерно-ядерного гібриду. Це може бути реалізовано без створення вхідного отвору для нейтрального пучка в ядерній частині реактора. Схема з нормальною інжекцією безпосередньо біля ядерної частини реактора призводить до певних втрат потоку термоядерних нейтронів, але більшість нейтронів утворюються всередині реактора. Результати розрахунків балансу потужності близькі до результатів, отриманих для системи з високочастотними нагрівом. Розрахований термоядерний  $Q$  знаходиться в межах необхідного діапазону.

- Виконано дослідження руху швидких іонів, створених високочастотним нагрівом стеларатор-пробкотронному режимі роботи Урагана-2М. Дослідження показали погані утримуючі властивості пробкотрона, створеного в стелараторі Ураган-2М, за допомогою вимкнення однієї котушки тороїдального магнітного поля. Цей пробкотрон має суттєві недоліки, основним з яких є неоднорідність магнітного поля в напрямку великого радіуса тора. Радіальне електричне поле може суттєво поліпшити ситуацію. Примітною особливістю є поліпшення утримання для позитивних і негативних зарядів. Утримання відбувається до певного значення магнітного моменту, і частинки з більшим магнітним моментом будуть дрейфувати назовні.

## СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

- Aleksandrov, A.F., Bogdankevich, L.S., Rukhadze, A.A. (1978) 'Fundamentals of electrodynamics of plasma'. М., High school, p. 99.
- Aleksin, V.F., Biryukov, O.V., Georgievskii, A.V. *et al*, (1970) 'Experimental thermonuclear device Uragan'. *Atomic Energy*, 28, p. 22. (in Russian).
- Appert, K., Berger, D., Gruber, R. and Rappaz, J. (1975) 'A New finite element approach to the normal mode analysis in magnetohydrodynamics'. *J. Comp. Phys.*, 18, p. 284.
- Appert, K., Gruber, R., Troyoun, F. and Vaclavik, J. (1982) 'Excitation of global eigenmodes of the Alfvén wave in Tokamaks'. *Plasma Phys.*, 24, p.1147.
- Appert, K., Collins, G.A., Hofmann, F. R. *et al*, (1985) 'Observations of toroidal coupling for low-n Alfvén modes in the TCA tokamak'. *Phys. Rev. Lett.*, 54, p. 1671.
- Arzhannikov, A.V., Astrelin, V.T., Burdakov, A.V. *et al*, (2001) 'Recent Results on Plasma Heating and Improved Confinement at the GOL-3-II Facility'. *Fusion Technology* 39, No.1T, p. 17.
- Batchelor, D.B., Jaeger, E.F., Weitzner H. (1988) '2D full wave modeling of ICRF with finite  $E_{||}$ '. *Proc. Int Workshop on Theory of Fusion Plasmas Varenna, 1988*, Editrice Compositori, p. 691.
- Besson, G., de Chambrier, A., Collins, G.A. *et al.*, (1986) 'A review of Alfvén wave heating'. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 28, p. 1291.
- Biberman, L.M., Vorob'ev, V.S., Yakubov, I.T. (1987) '*Kinetics of nonequilibrium low temperature plasmas*' Plenum, New York.
- Birdsall, C.K., Langdon, A.B. (1985) 'Plasma physics via computer simulation' McGraw-Hill Book Company.
- Bornatici, M., Cano, R., De Barbieri, O. *et al*, (1983) 'Electron cyclotron emission and absorption in fusion plasmas'. *Nucl. Fusion*, 23, p. 1153.
- Brambilla, M. (1989) 'Finite Larmor radius wave equations in Tokamak plasmas in the ion cyclotron frequency range'. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 31, p. 723.

- Burchenko, P.Ya., Volkov, E.D., Kutsyn, A.A., *et al*, (2002) 'Dense plasma quasi-stationary sustaining in RF discharge in torsatron with divertor Uragan-3M'. *Visnyk KhNU Ser. Phys.* 2 (18), №559, p. 52 (in Russian).
- de la Cal, E., Gauthier, E. (2005) 'Review of radio frequency conditioning discharges with magnetic fields in superconducting fusion reactors'. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 47, p. 197.
- Chechkin, V.V., Grigor'eva, L.I., Pavlichenko, R.O. *et al*, (2014) 'Characteristic properties of the frame-antenna-produced RF discharge evolution in the Uragan-3M torsatron'. *Plasma Phys. Rep.*, 40, p. 601.
- Chernitskiy, S.V., Moiseenko, V.E., Noack, K. *et al*, (2013) 'Neutronic Model of a Stellarator-Mirror Fusion-Fission Hybrid'. *Fusion Science and Technology*, 63, No. 1T, p. 322.
- Chernitskiy, S.V., Moiseenko, V.E., Noack, K. *et al*, (2014) 'Static neutronic calculation of a subcritical transmutation stellarator-mirror fusion-fission hybrid'. *Annals of Nuclear Energy*, 72, p. 413.
- Chernitskiy, S.V., Moiseenko, V.E., Noack, K. *et al*, (2015) 'Minor actinides burning in a stellarator-mirror fusion-fission hybrid'. *Problems of atomic science and technology*, № 1. Series: Plasma Physics (21), p. 20.
- Chernitskiy, S.V., Moiseenko, V.E., Noack, K. *et al*, (2017) 'Fuel cycle for minor actinides burning in a stellarator-mirror fusion-fission hybrid'. *Problems of atomic science and technology*, № 1. Series: Plasma Physics (23), p. 36.
- Crowly, C. W., Silvester, P. P. and Hurwitz, H. (1988) 'Covariant projection elements for 3D vector field problems'. *IEEE Trans. Magn.*, 24, p. 397.
- Demirkhanov, R.A., Kirov, A.G. and Astapenko, G.I. (1983) 'Plasma heating and current drive by Alfvén waves'. *Nucl. Fusion; Suppl.* 1983; p. 624.
- D'Ippolito, D.A., Goedbloed, J.P. (1980) 'Mode coupling in a toroidal sharp-boundary plasma. (i) Weak-coupling limit'. *Plasma Phys.*, 22, p. 1091.
- Dikij, A.G., Kalinichenko, S.S., Kalmykov, A.A. *et al*, (1976) 'RF plasma heating in the Uragan stellarator. I. Wave launching and plasma heating'. *Plasma Phys.*, 18, p. 577.

- Dolgoplov, V.V. and Stepanov, K.N. (1965) ‘Cerenkov absorption of Alfvén waves and of fast magneto-acoustic waves in an inhomogeneous plasma’. *Nucl. Fusion*, 5, p. 276.
- Elfimov, A.G., Lozovskij, S.N., Dorokhov V.V. (1984) ‘Alfvén heating of a plasma with an axial homogeneous current’. *Nucl. Fusion.*, 24, p. 609.
- Fesenyuk, O.P., Kolesnichenko, Ya.I., Lutsenko, *et al*, (2004) ‘Alfvén continuum and Alfvén eigenmodes in the National Compact Stellarator Experiment’. *Phys. Plasmas*, 11, p. 5444.
- Franconi, E., Ferro C. (1984) ‘Behaviour of low-Z coatings and structural material under light ions irradiation’. *Journal of Nuclear Materials*, 128–129, p. 929.
- Fujimoto, T., Sawada, K., and Tanaka, K. (1989) ‘Ratio of Balmer line intensities resulting from dissociative excitation of molecular hydrogen in an ionizing plasma’. *J. Appl. Phys.*, 66, p. 2315.
- Girka, I.A., Lapshin, V.I. and Stepanov, K.N., (1994) ‘Plasma heating near satellite Alfvén resonances in confinement systems with a ripple magnetic field’. *Plasma Physics Reports*, 20, p. 916.
- Glazunov, G.P., Baron, D.I., Moiseenko, V.E. *et al*, (2018) ‘Characterization of wall conditions in Uragan-2M stellarator using stainless steel thermal desorption probe’. *Fusion Engineering and Design*, 137, p. 196.
- Golant, V.E., Fedorov, V.I. (1989) ‘*RF Plasma Heating in Toroidal Fusion Devices*’, chapter 5 (Consultants Bureau, NY).
- Golovato, S. N., Shohet, J. L. and Tataronis, J. A. (1976) ‘Alfvén-wave heating in the Proto-Cleo stellarator’. *Phys. Rev. Lett.*, 37, p. 1272.
- Golovato, S.N., Brau, K., Casey, *et al*, (1988) ‘Plasma production and heating in a tandem mirror central cell by radio- frequency waves in the ion cyclotron frequency range’. *Phys. Fluids*, 31, p. 3744.
- Grekov, D.L., Stepanov, K.N. and Tataronis, J.A., (1981) ‘Excitation of axially asymmetric waves in a plasma with a local Alfvén resonance’. *Sov. J. Plasma Phys*, 7, p. 411.

- Grigor'eva, L.I., Chechkin, V.V., Moiseenko, V.E. *et al*, (2015) 'Characteristics of the three-half-turn-antenna-driven RF discharge in the Uragan-3M torsatron'. *Plasma Phys. Rep.*, 41, p. 1002.
- Gruber, F., Troyon, D., Berger, (1981) *et al.*, 'ERATO stability code' *Comput. Phys. Commun.*, 21, p. 323.
- Gruber, R. and Rappaz, J. (1985) '*Finite element methods in linear ideal magnetohydrodynamics*'. Springer-Verlag, Berlin, 1985.
- Handbook of Plasma Physics (1983). Vol.1. *Basic Plasma Physics*, Ed. by Galeev, A.A. and Sudan, R.N. Holland Publ. Company.
- Ichimura, M., Tanaka, S., Nakagawa, C. *et al*, (2001) 'High-density plasma production with fast Alfvén waves in the GAMMA 10 tandem mirror'. *Fusion Sci. Technol.*, 39 (1T), p. 167.
- Izmodenov, V.V., Malama, Yu.G., Kalinin, A.P. *et al.*, (2000) 'Hot neutral H in the heliosphere: elastic H-H, H-p collisions'. *Astrophys. Space Sci.*, 274, p. 71.
- Jaeger, E.F., Batchelor, D.B., Carter, M.D., Weitzner, H. (1990) 'Global ICRF wave propagation in edge plasma and Faraday shield regions'. *Nucl. Fusion.* 30, p. 505.
- Janev, R.K., Langer, W.D. and Evans, K.J. (1987) '*Elementary processes in hydrogen-helium plasmas: cross sections and reaction rate coefficients*'. Springer-Verlag, p. 315.
- Kalyuzhnyj, V.N. and Nemov, V.V. (2004) 'Calculations of  $1/\nu$  transport in an  $l = 3$  stellarator magnetic field in the presence of magnetic islands caused by magnetic system errors'. *Fusion Sci. Technol.*, 46, 248.
- Kasilov, S. V., Ledovskoj, Yu. N., Moiseenko, V.E., Pilipenko, V.V., Stepanov, K.N. (1992) 'Ion cyclotron heating of plasma at the second harmonic in mirror traps'. *Physica Scripta*, 45, p. 373.
- Kasilov, S.V., Lysojvan, A.I., Moiseenko, V.E., Plyusnin, V.V., (1993) 'Performance of Three-Half-Turn and Frame Antennas for ICRF Plasma Heating in URAGAN-3M Torsatron' 9th IAEA Workshop on Stellarators and Other Helical Confinement Systems, Garching, IAEA, Vienna 1993, P.447.

- Kasilov, S.V., Pyatak, A.I., Stepanov K.N. (1997) ‘*Nonlocal theory of cyclotron and Cerenkov absorption in nonuniformly magnetized plasma*’. *Reviews of Plasma Physics* (ed. B. B. Kadomtsev) Consultants Bureau, Vol. 20, Chapter 7, p. 61.
- Koch, R. (2004) ‘The Ion Cyclotron, Lower Hybrid, and Alfvén Wave Heating Methods’. *Fusion Science and Technology*, No. 2T, 45, p. 203.
- Kotelnikov, I., Chen, Z., Bagryansky, P., Sudnikov, A., Zeng, Q., Yakovlev, D., ... & Wu, Y. (2020). Summary of the 2nd International Workshop on Gas-Dynamic Trap based Fusion Neutron Source (GDT-FNS). *Nuclear Fusion*, 60(6), 067001.
- Kotenko, V.G., Moiseenko, V.E. (2011) ‘Effect of the magnitude of a single corrugation of a magnetic field on the magnetic surface of a torsatron’. *VANT. Ser. Thermonuclear Fusion*, 34, p. 74. (in Russian).
- Kotenko, V.G., Moiseenko, V.E., Agren O. (2012) ‘Magnetic field of a combined plasma trap’. *AIP Conf. Proc.*, 1442, p. 167.
- Kulyk, Yu.S., Moiseenko, V.E., Wauters, T. *et al*, (2016) ‘Radio-frequency wall conditioning for steady-state stellarators’. *Problems of atomic science and technology*, № 6. Series: Plasma Physics (22), p. 56.
- Kuznetsov, E.I. and Shcheglov, D.A. (1974) ‘Methods of high-temperature plasma diagnostics’, (Moscow: Atomizdat), p. 160. (in Russian).
- Kwon, M., Bak, J.G., Choh, K. *et al*, (2003) ‘Recent results of the HANBIT mirror device’. *Fusion Sci. Technol.*, 43 (1T), p. 23.
- Lesnyakov, G.G., Volkov, E.D., Georgievskij, A.V. *et al*, (1992) ‘Study of the magnetic configuration of an  $l=3$  torsatron by the triode and the luminescent rod methods’ *Nucl. Fusion*, 32, p. 2157.
- Lesnyakov, G.G., Pogozhev, D.P., Yu.K. Kuznetsov *et al*, (1996) ‘Studies of magnetic surfaces in the Uragan-2M torsatron’. 23rd EPS Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys., Kiev, ECA, 20 C, Part II, p. 547.
- Lesnyakov, G.G., Shapoval, A.N., Gubarev, S.P. *et al*, (2013) ‘Magnetic surfaces of stellarator-mirror hybrid in the Uragan-2M torsatron’. *Problems of Atomic Science and Technology*, 83 (1), p. 57.

- Lozin, A.V., Moiseenko, V.E., Grigor'eva, L.I. *et al*, (2013) 'Cleaning of Inner Vacuum Surfaces in the Uragan-3M Facility by Radio-Frequency Discharge'. *Plasma Physics Reports*, 39, p. 624.
- Lozin, A.V., Kozulia, M.M., Korovin, V.B. *et al*, (2018) 'Wall conditioning discharges driven by T-shaped antenna in Uragan-2M'. *Problems of atomic science and technology*, № 6. Series: Plasma Physics (118), p. 50.
- Lysojvan, A.I., Moiseenko, V.E., Shvets, O.M. *et al*, (1992) 'Analysis of ICRF ( $\omega \leq \omega_{ci}$ ) plasma production in large scale tokamaks'. *Nucl. Fusion*, 32, p.1361.
- Lysoivan, A.I., Moiseenko, V.E., Plyusnin V.V. *et al*, (1995) 'A study of three-half-turn and frame antennae for ion cyclotron range of frequency plasma heating in the URAGAN-3M torsatron'. *Fusion Engineering and Design*, 26, p. 185.
- Lyssoivan, A., Koch, R., Douai, D. *et al*, (2011) 'ICRF physics aspects of wall conditioning with conventional antennas in large-size tokamaks'. *Journal of Nuclear Materials*, 415. p. s1029.
- Majeski R., Probert P., Moroz, P. *et al*, (1993) 'Alfvén wave experiments in the Phaedrus - T tokamak'. *Phys. Fluids.*, B5, p. 2506.
- Moiseenko, V.E., (1986) 'Ion velocity distribution in a partially ionized plasma subjected to an RF field'. *Soviet Journal of plasma Physics*. 12, p. 427.
- Moiseenko, V.E., (1986a) 'Local Alfvén resonance in axisymmetric toroidal systems'. *Fiz. Plazmy*, 12, p. 1376 (in Russian): *Soviet Journal of plasma Physics*. 12, p. 798.
- Moiseenko, V.E., Shvets O.M. (1989) 'Antenna system for Alfvén plasma heating of a modular torsatron reactor'. *Problems in Atomic Science and Techniques, Series: Thermonuclear Fusion*, No. 2, p. 26 (in Russian).
- Moiseenko, V.E. (1991) 'Alfvén heating in toroidal plasmas by using three half-turn loop antenna'. *in IAEA Technical Committee Meeting (Proc. 8th Int. Workshop on Stellarators, Kharkov 1991) (IAEA, Vienna,1991)* p. 207.
- Moiseenko, V.E., Pilipenko, V.V., Zukakishvili, G.G., Borozenets, A.M., (1993) 'Fast Wave Minority Heating in an Open Trap'. *Nuclear Fusion*, 33, p. 565.

- Moiseenko, V.E, Pilipenko, V.V., Zukakishvili, G.G., Borozenets, A.M. (1993) 'Ion-Cyclotron Heating of Two-Component Open Trap Plasma'. *Int. Conf. on Open Plasma Confinement Systems for Fusion (Novosibirsk)* (World Sc., Singapore), p. 515.
- Moiseenko, V.E., Kasilov, S.V., Lysojvan, A.I., Plyusnin V.V. (1994) 'A Study of Antenna Coupling During ICRF Plasma Build-up' 21st EPS Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys., Montpellier, France, *ECA* , 18B , p. 980.
- Moiseenko, V.E. (1995) 'Two-component fusion in Dracon'. *Fusion Technology*, 27, (1T), p. 547.
- Moiseenko, V.E., Lysoivan, A.I., Plyusnin, V.V., Kasilov, S.V., Watari, T., Mutoh, T., Kumazawa, R., Seki, T. and Nishimura, K. (1996) 'RF plasma production and heating in LHD with crankshaft antenna' in Proc. 1996 Int.Conf. on Plasma Physics (ICPP 1996), Nagoya, Japan, 1996, Ed. H.Sugai and T.Hayashi, NIFS, Vol.2, p.1346.
- Moiseenko, V.E., Plyusnin, V.V., Lysoivan, A.I. *et al*, (1996a) 'Plasma production below the ion cyclotron frequency with crankshaft type antenna' 23rd EPS Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys., Kyiv, Ukraine, 1996, *ECA* 20C, part II, p. 926.
- Moiseenko, V.E., Ivanov, A.A., Anikeev, A.V. and Bagryansky, P.A. (1997) 'Antenna for electron component heating in the gas-dynamic trap'. *AIP Conference Proceedings*, 403, p. 479.
- Moiseenko, V.E., (1999) 'ICRF plasma heating in axisymmetric mirrors'. *Fusion Technology*, 35, No. 1T, p. 30.
- Moiseenko, V.E., (1999a) 'Radio-frequency plasma production and heating below ion cyclotron frequency in stellarator' *Problems of Atomic Science and Technology*, Series Plasma Physics, 1, p.17.
- Moiseenko, V.E., Pilipenko, V.V. (2001) 'Local solution method for numerical solving of the wave propagation problem', *Computer Physics Communications* (141) 3, p. 342.

- Moiseenko, V.E. (2001a) 'A fast wave antenna for ICRF plasma heating'. *Fusion Technology*, 39, No 1T, p. 65.
- Moiseenko, V.E., Pilipenko, V.V. (2001b) 'Electromagnetic field modeling in ICRF using local solution method'. *Fusion Technology*, 39, (1T) p. 316.
- Moiseenko, V.E. (2002) 'Numerically stable modeling of radio-frequency fields in plasma' *Problems of Atomic Science and Technology*, Series Plasma Physics (7), 4, p. 100.
- Moiseenko, V.E. (2003) 'Modelling of maxwell's equations using uniform finite elements'. *Problems of Atomic Science and Technology*, Series Plasma Physics (9), 1, p. 82.
- Moiseenko, V.E., Pilipenko, V.V. (2003a) 'Numerically stable reduced-order ICRF fields modelling in an open trap'. *Fusion Science and Technology*, 43 (1T) p. 65.
- Moiseenko, V.E., Ågren, O. (2005) 'Radio-frequency heating of sloshing ions in a straight field line mirror'. *Phys. Plasmas*, 12, p. 102504.
- Moiseenko, V.E. (2005) 'Penetration of electrostatic field through faraday shield of ICRH strap antenna'. *Problems of Atomic Science and Technology*, Series Plasma Physics (10), 2, p. 35.
- Moiseenko, V.E., Agren, O. (2006) 'Radio-frequency heating of sloshing ions in a straight field line mirror field'. 9th IAEA Technical Meeting on Energetic Particles in Magnetic Confinement Systems , Takayama, Japan (November 9 - 11, 2005) Preprint NIFS-PROC-63, p.109.
- Moiseenko, V.E., Agren O. (2006a) 'Second harmonic heating of sloshing ions in a non-axisymmetric mirror' 33rd EPS Conference on Plasma Phys. Rome, 19 – 23 June 2006, *ECA* Vol.30 I, P-4.181.
- Moiseenko, V.E., Agren O. (2006b) 'A numerical model for radio-frequency heating of sloshing ions in mirror trap'. *J. Plasma Phys.* 72, p.1133.
- Moiseenko, V.E., Agren, O. (2006c) 'A numerical model for second harmonic ion cyclotron heating of sloshing ions in mirror trap'. *Problems of Atomic Science and Technology*, Series Plasma Physics (12), 6, p.68.

- Moiseenko, V.E., Stadnik, Yu.S., Volkov E.D. *et al*, (2006d) ‘Numerical modelling of the RF plasma production in Uragan-2M stellarator with crankshaft antenna’. *Problems of Atomic Science and Technology*, Series Plasma Physics (12), 6, p.62.
- Moiseenko V.E., Agren O. (2007) ‘Second harmonic cyclotron heating of sloshing ions in a straight field line mirror’. *Fusion Science and Technology*, 51, №2T, p.160.
- Moiseenko, V.E., Agren, O. (2007a) ‘Second harmonic ion cyclotron heating of sloshing ions in a straight field line mirror. *Phys. Plasmas* 14, p. 022503.
- Moiseenko, V.E., Agren, O. (2007b) ‘Fast wave heating in mirror traps’. *Journal of Physics: Conference Series*, 63, p. 012004.
- Moiseenko V. E., Dreval N. B., Ågren O. *et al*, (2007c). ‘Strong RF Heating in a Mirror During Plasma Build - up.’ In *AIP Conference Proceedings* Vol. 933, No. 1, p. 509.
- Moiseenko, V.E., Volkov, Y.D., Tereshin, V.I. *et al*, (2009) ‘Alfvén resonance heating in Uragan-2M torsatron’. *Plasma Physics Reports*, 35, p. 828.
- Moiseenko V. E., Burchenko P. Ya., Chechkin V. V., *et al*, ‘Wall conditioning RF discharges in Uragan-2M torsatron.’ (2009a) In *36th EPS Conference on Plasma Phys. Sofia. June 29 – July 3, 2009. ECA. 33E*, p-5.199.
- Moiseenko, V.E., Noack, K., Ågren, O. (2010) ‘Stellarator-mirror based fusion driven fission reactor’. *J. Fusion Energy*, 29, p. 65.
- Moiseenko, V.E., Dreval, N.B., Ågren, O. *et al*, (2010a) ‘Fast wave heating in a mirror during plasma build-up’. *European Physical Journal D*, 56, p. 359.
- Moiseenko V .E., Dreval M. B., Burchenko *et al*, (2010b) ‘RF Heating Below Ion-Cyclotron Frequencies in Uragan Torsatrons’. In *37th EPS Conference on Plasma Phys. Dublin, Ireland. June 21–25, 2010. ECA. 34A*, p-5.171.
- Moiseenko, V.E., Berezhnyj, V.L., Bondarenko, V.N. *et al*, (2011) ‘RF plasma production and heating below ion-cyclotron frequencies in Uragan torsatrons’. *Nucl. Fusion*, 51, p. 083036.

- Moiseenko V. E., Ågren O., & Noack K. (2011a). Radio-frequency heating in straight field line mirror neutron source. *Fusion Science and Technology*, 59(1T), 132–135.
- Moiseenko, V.E. and Ågren, O. (2012) ‘Plasma heating and hot ion sustaining in mirror based hybrids’. *AIP Conf. Proc.*, 1442, p. 199.
- Moiseenko, V.E., Stadnik, Y.S., Lysoivan, A.I. *et al*, (2013) ‘Self-consistent modeling of radio-frequency plasma generation in stellarators’. *Plasma Phys. Rep.*, 39, p. 873.
- Moiseenko, V.E., Ågren O. (2013a) ‘Stellarator-mirror hybrid with neutral beam injection’. *Fusion Science and Technology*, 63 (1T), p. 119.
- Moiseenko, V.E., Kotenko, V.G., Chernitskiy, S.V. *et al*, (2014) ‘Research on stellarator-mirror fission-fusion hybrid’. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 56, p. 094008.
- Moiseenko, V.E., Lozin, A.V., Chechkin, V.V. *et al*, (2014a) ‘VHF discharges for wall conditioning at the Uragan-2M torsatron’. *Nucl. Fusion*, 54, p. 033009.
- Moiseenko, V.E., Wauters, T., Lysoivan A. (2016) ‘Lower hybrid resonance: field structure and numerical modeling’ *Problems of atomic science and technology*, № 6. Series: Plasma Physics (22), p. 44.
- Moiseenko, V. E., Nemov, V. V., Ågren, O. *et al*, (2016a) ‘Fast ion motion in the plasma part of a stellarator-mirror fission-fusion hybrid’. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 58, p. 064005 (8pp).
- Moiseenko V. E., Nemov V. V., Chernitskiy S. V. *et al*, (2016b) ‘Stellarator-mirror fusion-fission hybrid systems’. In *2<sup>nd</sup> International Conference on Fusion-Fission Subcritical Systems for Waste Management and Safety. C.R. ENEA Frascati, Italy. 26–28 Oct. 2016. Book of Proceedings.* p. 56.
- V.E. Moiseenko, A.V. Lozin, M.M. Kozulia, *et al*, (2017) ‘Alfven plasma heating’ in stellarator Uragan-2M’. *Ukrainian Journal of Phys.*, 62, p. 311.
- Moiseenko, V.E., Shapoval A.N., Lozin, A.V. *et al*, (2019) ‘Characteristics of regular discharges in Uragan-3M torsatron’. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 61, p. 065006.

- Moiseenko, V.E., Beletskii, A.A., Shapoval, A.N. *et al*, (2019a) ‘A scenario of pulsed ECRH wall conditioning in hydrogen for the Wendelstein 7-X helias’. *Problems of atomic science and technology*, No 1. Series: Plasma Physics (25), p. 37.
- Mori, A., Mori, J. and Ohya, K. (1987) ‘Investigation of the  $H^0$ - $H^+$  elastic collision cross section’. *J. Phys B: At. Mol. Phys.*, 20, p. 1215.
- Motojima, O., Ohyabu, N., Komori, A. *et al*, (2003) ‘Recent advances in the LHD experiment’. *Nucl. Fusion*, 43, p. 1674.
- Mynic, H.E., Chu, T.K. and Boozer, A.H. (1982) ‘Class of model stellarator fields with enhanced confinement’. *Phys. Rev. Lett.*, 48, p. 322.
- Nazarov, N. I., Plyusnin, V. V., Ranyuk, T. Yu. *et al*, (1987) ‘Plasma cleaning of the surfaces of the "Uragan-3" device’. *Sov. J. Plasma Phys.*, 13, p. 871.
- Nemov, V.V., Kasilov, S.V., Kernbichler, W. *et al*, (2014) ‘Calculations of confinement of high energy ions for a stellarator type trap DRAGON’ 41st EPS Conference on Plasma Physics, Berlin, June 23–27, 2014, *ECA*, 38F, P2-069.
- Nishimura, K., Shoji, T. and CHS Group (1990) ‘Experiment on RF plasma production in CHS’. *Stellarator Physics. Proc. 7th Int. Workshop Oak Ridge, TN, 1989*, IAEA-TECDOC-558, IAEA, Vienna, p. 265.
- Noack, K., Rogov, A., Ivanov, A. A. *et al*, (2007) ‘The GDT as Neutron Source in a Sub-Critical System for Transmutation’. *Fusion Science and Technology*, 51, No. 2T, p. 65.
- Noack, K., Ågren, O., Moiseenko, V.E. *et al*, (2012) ‘Comments on the power amplification factor of a driven subcritical system’. *Annals of Nucl. Energy*, 59, p. 261.
- Obiki, T., Mutoh, T., Adachi, S. *et al*, (1977) ‘Alfvén-wave heating experiment in the Heliotron-D’. *Phys. Rev. Lett.*, 39, p. 812.
- Ortega, J.M., Poole, Jr. W.G., (1981) ‘An introduction to numerical methods for differential equations’ Pitman Publishing Inc.

- Pankratov, I.M., Beletskii, A.A., Berezhnyj, V.L. *et al*, (2010) ‘Behavior of RF discharge plasmas in the Uragan - 3M and Uragan - 2M torsatrons’. *Contrib. Plasma Phys.*, 50, p. 520.
- Pavlichenko, O.S. for the U-2M group (1993) ‘First results from the ‘URAGAN-2M’ torsatron’. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 35, p. B223.
- Pavlichenko, R.O. (2015) ‘Influence of suprathermal electrons on ECE measurements in the Uragan-3M torsatron’. *Problems At. Sci. Technol. Ser.: Plasma Phys.*, No.1, p. 293.
- Pavlichenko, R.O., Zamanov, N.V. and Kulaga, A.E. (2017) ‘First measurements of line electron density in Uragan-2M plasmas via 140 GHz heterodyne interferometer’. *Problems At. Sci. Technol. Ser.: Plasma Phys.*, No.1, p. 257.
- Paulsen, K. D. and Lynch, D. R. (1991) ‘Elimination of vector parasites in finite element Maxwell solutions’. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, MTT-39, p. 395.
- Perkins, F.W. (1977) ‘Heating tokamaks via the ion-cyclotron and ion-ion hybrid resonances’. *Nuclear Fusion*, 17, p. 1197.
- Peterson, A. F. (1989) ‘Finite element solution of the vector wave equation using divergentless basis function’. in *Proc. 1989 IEEE Ap-S Int. Symp.* III, p. 1624.
- Post, R. F. (1987) ‘The magnetic mirror approach to fusion’. *Nucl. Fusion*, 27, p. 1578.
- Puri, S. (1987) ‘Antenna optimization for Alfvén wave heating’. *Nucl. Fusion*, 27, p. 229.
- Pustovitov, V.D. (1996) ‘Suppression of Pfirsch-Schluter current by vertical magnetic field in conventional stellarators’. *Nucl. Fusion*, 36, p. 583.
- Raviart, P. A. and Thomas, J. M. (1977) ‘Primal hybrid finite element method for 2<sup>nd</sup> order elliptic equations’. *Math. Comp.*, 31, p. 391.
- Riccardi, C., Agostini, E., Fontanesi, M. (1995) ‘Measurements of plasma loading in the presence of electrostatic waves’. *Phys. Plasmas*, 2, p. 3588.
- Ross, S., Breun, R.A., Santarius, J.F. *et al*, (1988) ‘Ion cyclotron wave effects on the ion velocity distribution in a tandem mirror’. *Nucl. Fusion*, 28, p. 125.

- Rothman, M.A., Sinclair, R.M., Brown I.G. *et al*, (1969) ‘Ion Cyclotron Heating in the Model C Stellarator’. *Phys. Fluids*, 12, p. 2211.
- Ryutov, D.D., Molvik, A.W., Simonen, T.C. (2010) ‘Axisymmetric mirror as a driver for a fusion-fission hybrid: physics issues’. *J. Fusion Energy*, 29, p. 548.
- Simonen, T.C., Allen, S.L., Casper T.A. *et al*, (1983) ‘Operation of the tandem-mirror plasma experiment with skew neutral-beam injection’. *Phys. Rev. Lett.*, 50, p. 1668.
- Ruchko, L.F., Lerche, E., Galvao, R.M.O. *et al*, (2002) ‘The analysis of Alfvén wave current drive and plasma heating in TCABR tokamak’. *Braz. J. Phys.*, 32, p. 57.
- Shvets, O.M., Dikij, L.A., Kalinichenko, S.S. *et al*. (1986) ‘Absorption of Alfvén waves and plasma production in the OMEGA and URAGAN-3 toroidal devices’. *Nucl. Fusion*, 26, p. 23.
- Stadnik, Y.S., Moiseenko, V.E., Stepanov, K.N. *et al*, (2007) ‘Theoretical analysis of RF plasma production in Uragan-2M torsatron’. 34th EPS Conf. On Plasma Phys. (Warsaw, 2–6 July 2007), *ECA* Vol. 31F, p. 4.157.
- Start, D.F.H., Jacquinet, J., Bergeauda, V. *et al*, (1999) ‘Bulk ion heating with ICRH in JET DT plasmas’. *Nuclear Fusion*, 39, p. 321.
- Stepanov, K.N. (1960) ‘Cyclotron absorption of electromagnetic waves in plasma’. *Zh. Exp. Theor. Phys.*, 38, p. 265 (in Russian).
- Stix, T.H., and Palladino, R.W. (1958) ‘Ion Cyclotron Resonance’. *Proceedings of the 2nd UN International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy (Geneva)*, No 31, p. 282. [http://www-naweb.iaea.org/napc/physics/2ndgenconf/data/Proceedings%201958/papers%20Vol31/Paper39\\_Vol31.pdf](http://www-naweb.iaea.org/napc/physics/2ndgenconf/data/Proceedings%201958/papers%20Vol31/Paper39_Vol31.pdf)
- Stix, T.H., (1975) ‘Fast-wave heating of a two-component plasma’. *Nuclear Fusion*, 15, p. 737.
- Stix, T.H. ‘*Waves in Plasmas*’, (1997) (Academic Press, New York, 1997).
- (Stix, 1997)

- Tataronis, J., Grossman, W. (1973) 'Decay of MHD waves by phase mixing'. *Z. Phys.* 261, p. 203.
- Tereshin, V.I., Beletskii, A.A., Berezhnyj, V.L. *et al*, (2008) 'First results of the renewed Uragan- 2M torsatron'. 35th EPS Conference on Plasma Phys. Hersonissos, 9–13 June 2008, *ECA*, 32, p. 1.061.
- Tsybenko, S.A., Kramskoj, E.D., Korovin, V.B. *et al*, (2019) 'Mass-spectrometer diagnostics complex with cryogenic nitrogen trap' *Problems of atomic science and technology*, No 1. Series: Plasma Physics (25), p. 34.
- Vaclavik, J., Appert, K. (1991) 'Theory of plasma heating by low frequency waves: Magnetic pumping and Alfvén resonance heating'. *Nucl. Fusion*, 31, p. 1945.
- Vasil'ev, M.P., Grigor'eva, L.I., Longinov, A.V. *et al.*, (1968) 'Plasma heating by a fast magnetosonic wave of large amplitude'. *Soviet Physics JETP*, 27, p. 882.
- Voitsenya, V.S., Shapoval, A.N., Pavlichenko, R.O. *et al*, (2014) 'Progress in stellarator research in Kharkov IPP'. *Phys. Scr.*, T161, p. 014009.
- Voronov, G.S. (1997) 'A practical fit formula for ionization rate coefficients of atoms and ions by electron impact:  $Z= 1-28$ '. *Atomic Data and Nuclear Tables*, 65, p. 1.
- Wagner, F., Bäuml, S., Baldzuhn, J. *et al*, (2005) 'W7-AS: One step of the Wendelstein stellarator line'. *Phys. Plasmas*, 12, p. 072509.
- Wauters, T., Gorjaev, A., Alonso, A., *et al*, (2018) 'Wall conditioning throughout the first carbon divertor campaign on Wendelstein 7-X'. *Nucl. Mat. and Energy*, 17, p. 235.
- White, R.B., Yoshikawa, S., Oberman, C. (1982) 'Alfvén wave cyclotron resonance heating'. *Phys. Fluids*, 25, p. 384.
- Wilson, J.R., Bush, C.E., Darrow D. *et al*, (1995) 'Ion cyclotron range of frequency heating of a deuterium-tritium plasma via the second-harmonic tritium cyclotron resonance'. *Phys. Rev. Lett.*, 75, p. 842.
- Winter, J. (1996) 'Wall conditioning in fusion devices and its influence on plasma performance'. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 38, p. 1503.

- Wu Bin, (2003) ‘Introduction of fusion driven subcritical system plasma design’. *Fusion Engineering and design*, 66–68, p. 181.
- Yamada, H., Murakami, S., Yamazaki, K. *et al*, (2003) ‘Impact of heat deposition profile on global confinement of NBI heated plasmas in the LHD’. *Nucl. Fusion*, 43, p. 749.
- Yamada, H., Harris, J.H., Dinklage A. *et al*, (2005) ‘Characterization of energy confinement in net-current free plasmas using the extended International Stellarator Database’. *Nucl. Fusion*, 45, p. 1684.
- Yasaka, Y., Maruyama, A., and Takano, N. (2003) ‘Recent Experiments on Stability and Heating in the Hiei Tandem Mirror’. *Fusion Science and Tech.* 43, No. 1T, p. 44.
- Yee, K. S. (1966) ‘Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media’. *IEEE Trans. Antenna Propagation*, AP-14, p. 302.
- Zuev, A. A., Ivanov, A. A., Karpushov, A. N. *et al*, (2002) ‘Dynamics of ion heating in a gas-dynamic trap during neutral beam injection’. *Plasma Phys. Rep.*, 28, p. 268.
- Ågren, O. and Savenko, N. (2004) ‘Magnetic mirror minimum field with optimal ellipticity’. *Phys. of Plasmas*, 11, p. 5041.
- Ågren, O. and Savenko, N. (2005) ‘Rigid rotation symmetry of a marginally stable minimum B field and analytical expressions of the flux coordinates’. *Phys. Plasmas*, 12, p. 042505.
- Ågren, O., Moiseenko, V. and Savenko, N. (2005a) ‘Constants of motion in a minimum B mirror magnetic field’. *Phys. Rev. E*, 72, p. 026408.
- Ågren, O. and Savenko, N. (2005b) ‘Theoretical study of increased electron temperature in mirror machines by tuned ion cyclotron resonance heating cycles’. *Phys. Plasmas*, 12, p. 022506.
- Ågren, O., Moiseenko, V.E., Noack K., *et al*, (2008) ‘On possibilities for transmutation of nuclear waste and energy production with a “straight field line mirror” neutron source’. *Fusion Science and Technology*, 55 (2T), p. 46.

**Список публікацій здобувача за темою дисертації**

*публікація у фаховому виданні України, що індексується в*

*міжнародних наукометричних базах:*

1. Moiseenko, V. E., Lozin, A. V., Kozulia, M. M., Mironov, Y. K., Romanov, V. S., Konovalov, V. G. & Shapoval, A. N. (2017). Alfvén plasma heating in stellarator Uragan-2M. *Ukrainian journal of physics*, 62(4), 311–317. (Scopus, Web of Science. Особистий внесок здобувача: у роботі здобувач запропонував ідею досліджень, постановку задачі, зробив аналітичні розрахунки, прийняв участь в експериментах, в аналізі результатів та написанні статті, співпрацював з редакцією журналу при підготовці її до опублікування. Співавтори прийняли участь у вимірюванні параметрів плазми в експериментах, в аналізі результатів та написанні статті.)

*публікації в зарубіжних виданнях, що індексуються в міжнародних*

*наукометричних базах:*

2. Moiseenko V. E. & Pilipenko, V. V. (2001). Electromagnetic Field Modeling in ICRF Using Local Solution Method. *Fusion Technology*, 39(1T), 316–319. (Scopus. Особистий внесок здобувача: в роботі здобувач запропонував ідею досліджень, постановку задачі, зробив аналітичні та числові розрахунки, прийняв участь в аналізі результатів розрахунків та написанні статті, співпрацював з редакцією журналу при підготовці її до опублікування. Співавтор прийняв участь в обговоренні отриманих результатів.)
3. Moiseenko, V. E., & Pilipenko, V. V. (2001). Local solution method for numerical solving of the wave propagation problem. *Computer physics communications*, 141(3), 342–349. (Scopus, Web of Science. Особистий внесок здобувача: в роботі здобувач запропонував ідею досліджень,

постановку задачі, зробив аналітичні та числові розрахунки, прийняв участь в аналізі результатів розрахунків та написанні статті, співпрацював з редакцією журналу при підготовці її до опублікування. Співавтор прийняв участь в обговоренні отриманих результатів.)

4. Moiseenko, V. E., Pilipenko, V. V. (2003). Numerically stable reduced-order ICRF fields modelling in an open trap. *Fusion Science and Technology*, 43(1T), 65–68. (Web of Science. Особистий внесок здобувача: в роботі здобувач запропонував ідею досліджень, постановку задачі, зробив аналітичні та числові розрахунки, прийняв участь в аналізі результатів розрахунків та написанні статті, співпрацював з редакцією журналу при підготовці її до опублікування. Співавтор прийняв участь в обговоренні отриманих результатів.)
5. Moiseenko, V. E. & Ågren, O. (2005). Radio-frequency heating of sloshing ions in a straight field line mirror. *Physics of plasmas*, 12(10), 102504. (Scopus, Web of Science. Особистий внесок здобувача: в роботі здобувач запропонував ідею досліджень, постановку задачі, зробив аналітичні та числові розрахунки, прийняв участь в аналізі результатів розрахунків та написанні статті, співпрацював з редакцією журналу при підготовці її до опублікування. Співавтор прийняв участь в обговоренні отриманих результатів.)
6. Moiseenko, V. E. & Ågren, O. (2006). A numerical model for radiofrequency heating of sloshing ions in a mirror trap. *Journal of plasma physics*, 72(6), 1133–1137. (Scopus, Web of Science. Особистий внесок здобувача: в роботі здобувач запропонував ідею досліджень, постановку задачі, зробив аналітичні та числові розрахунки, прийняв участь в аналізі результатів розрахунків та написанні статті, співпрацював з редакцією журналу при підготовці її до опублікування. Співавтор прийняв участь в обговоренні отриманих результатів.)
7. Moiseenko, V. E. & Ågren, O. (2007). Second harmonic cyclotron heating of sloshing ions in a straight field line mirror. *Fusion science and technology*,

- 51(2T), 160–163. (Scopus, Web of Science. Особистий внесок здобувача: в роботі здобувач запропонував ідею досліджень, постановку задачі, зробив аналітичні та числові розрахунки, прийняв участь в аналізі результатів розрахунків та написанні статті, співпрацював з редакцією журналу при підготовці її до опублікування. Співавтор прийняв участь в обговоренні отриманих результатів.)
8. Moiseenko, V. E. & Ågren, O. (2007, April). Fast wave heating in mirror traps. In *Journal of Physics: Conference Series* (Vol. 63, p. 012004). (Web of Science. Особистий внесок здобувача: в роботі здобувач запропонував ідею досліджень, постановку задачі, зробив аналітичні та числові розрахунки, прийняв участь в аналізі результатів розрахунків та написанні статті, співпрацював з редакцією журналу при підготовці її до опублікування. Співавтор прийняв участь в обговоренні отриманих результатів.)
9. Moiseenko, V. E. & Ågren, O. (2007). Second harmonic ion cyclotron heating of sloshing ions in a straight field line mirror. *Physics of plasmas*, 14(2), 022503. (Scopus, Web of Science. Особистий внесок здобувача: в роботі здобувач запропонував ідею досліджень, постановку задачі, зробив аналітичні та числові розрахунки, прийняв участь в аналізі результатів розрахунків та написанні статті, співпрацював з редакцією журналу при підготовці її до опублікування. Співавтор прийняв участь в обговоренні отриманих результатів.)
10. Moiseenko, V. E., Volkov, Ye. D., Tereshin, V. I., & Stadnik, Yu. S. (2009). Alfvén resonance heating in Uragan-2M torsatron. *Plasma Physics Reports*, 35(10), 828. (Scopus, Web of Science) (Особистий внесок здобувача: в роботі здобувач запропонував ідею досліджень, постановку задачі, зробив аналітичні та числові розрахунки, прийняв участь в аналізі результатів розрахунків та написанні статті, співпрацював з редакцією журналу при підготовці її до опублікування. Співавтори прийняли участь в обговоренні отриманих результатів.)

11. Moiseenko V. E., Dreval N. B., Ågren O., Stepanov K. N., Burdakov A.V., Kalinin P. V. & Tereshin V.I. (2010). Fast wave heating in a mirror during plasma build-up. *The European Physical Journal D*, 56(3), 359–367. (Scopus, Web of Science. Особистий внесок здобувача: здобувач запропонував ідею досліджень, постановку задачі, прийняв участь у виводі рівнянь, запропонував алгоритм обчислень, прийняв участь в аналізі результатів розрахунків та доповіді та статті, співпрацював з редакцією журналу при підготовці її до опублікування. М.Б. Древаль прийняв участь у виводі рівнянь, написав числову програму, прийняв участь в аналізі результатів розрахунків та написанні статті і доповіді. Усі співавтори прийняли участь в обговоренні результатів.)
12. Moiseenko V. E., Noack K. & Ågren O. (2010). Stellarator-mirror based fusion driven fission reactor. *Journal of fusion energy*, 29(1), 65–69. (Scopus, Web of Science. Особистий внесок здобувача: в роботі здобувач запропонував ідею досліджень, постановку задачі, зробив аналітичні та числові розрахунки, прийняв участь в аналізі результатів розрахунків та написанні статті, співпрацював з редакцією журналу при підготовці її до опублікування. Співавтори прийняли участь в обговоренні отриманих результатів.)
13. Moiseenko V. E., Bereznyj V. L., Bondarenko V. N., Burchenko P. Ya., Castejón F., Chechkin V. V., Chernyshenko V. Ya., Dreval M. B., Garkusha I. E., Glazunov G. P., Grigor'eva L. I., Hartmann D., Hidalgo C., Koch R., Konovalov V. G., Kotsubanov V. D., Kramskoi Ye. D., Kulaga A. E., Lozin A. V., Lysoivan A. I., Mironov V. K., Mysiura I. N., Pavlichenko R. O., Pashnev V. K., Romanov V. S., Shapoval A. N., Skibenko A. I., Slavnyi A. S., Sorokovoy E. L., Stadnik Yu. S., Taran V. S., Tereshin V. I. and Voitsenya V. S. (2011). RF plasma production and heating below ion-cyclotron frequencies in Uragan torsatrons. *Nuclear Fusion*, 51(8), 083036. (Scopus, Web of Science. Особистий внесок здобувача: у роботі здобувач запропонував ідею досліджень, постановку задачі, прийняв участь в експериментах, в

аналізі результатів та написанні статті, співпрацював з редакцією журналу при підготовці її до опублікування. Необхідно відмітити, що в цій дисертації використані тільки розділи 1 і 2 роботи, причому не використовується матеріал розділу 1, присвячений роботі рамкової антени. М.Б. Древаль забезпечив необхідний режим роботи установки.)

14. Moiseenko V. E., Ågren O., & Noack K. (2011). Radio-frequency heating in straight field line mirror neutron source. *Fusion Science and Technology*, 59(1T), 132–135. (Scopus, Web of Science) (Особистий внесок здобувача: в роботі здобувач запропонував ідею досліджень, постановку задачі, зробив аналітичні та числові розрахунки, прийняв участь в аналізі результатів розрахунків та написанні статті, співпрацював з редакцією журналу при підготовці її до опублікування. Співавтори прийняли участь в обговоренні отриманих результатів.)
15. Moiseenko V. E. & Ågren O. (2013). Stellarator-mirror hybrid with neutral beam injection. *Fusion Science and Technology*, 63(1T), 119–122. (Web of Science. Особистий внесок здобувача: в роботі здобувач запропонував ідею досліджень, постановку задачі, зробив аналітичні та числові розрахунки, прийняв участь в аналізі результатів розрахунків та написанні статті, співпрацював з редакцією журналу при підготовці її до опублікування. Співавтори прийняли участь в обговоренні отриманих результатів.)
16. Lozin A. V., Moiseenko V. E., Grigor'eva L. I. Kozulya M. M., Kulaga A. E., Lysoivan A. I., Mironov Y. K., Pavlichenko R. O., Romanov V. S., Chernyshenko V. Y., Chechkin V. V. and Uragan-3M Team (2013). Cleaning of inner vacuum surfaces in the Uragan-3M facility by radio-frequency discharges. *Plasma Physics Reports*, 39(8), 624–631. (Scopus, Web of Science. Особистий внесок здобувача: у роботі здобувач запропонував ідею досліджень, постановку задачі, зробив аналітичні розрахунки, прийняв участь в експериментах, в аналізі результатів та написанні статті, співпрацював з редакцією журналу при підготовці її до

- опублікування. Співавтори прийняли участь у вимірювання параметрів плазми в експериментах, в аналізі результатів та написанні статті.)
17. Moiseenko V. E., Lozin A. V., Chechkin V. V., Chernyshenko V. Ya., Grigor'eva L. I., Kramskoi Ye. D., Korovin V. B., Kozulya M. M., Lysoivan A. I., Schebetun A. V. Shapoval, A. N., Shtan' A. F., Solodovchenko S. I., Voitsenya V. S. and Garkusha I. E. (2014). VHF discharges for wall conditioning at the Uragan-2M toratron. *Nuclear Fusion*, 54(3), 033009. (Scopus, Web of Science. Особистий внесок здобувача: у роботі здобувач запропонував ідею досліджень, постановку задачі, зробив аналітичні розрахунки, прийняв участь в експериментах, в аналізі результатів та написанні статті, співпрацював з редакцією журналу при підготовці її до опублікування. Співавтори прийняли участь у вимірювання параметрів плазми в експериментах, в аналізі результатів та написанні статті.)
18. Moiseenko V. E., Kotenko V. G., Chernitskiy S. V., Nemov V. V., Ågren O., Noack K., Kalyuzhnyi V. N., Hagnestål A., Källne J., Voitsenya V. S., Garkusha I. E. (2014). Research on stellarator-mirror fission-fusion hybrid. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 56(9), 094008. (Scopus, Web of Science. Особистий внесок здобувача: у роботах здобувач зробив огляд поточного стану досліджень, додатково зробив аналітичні розрахунки, прийняв участь в аналізі результатів та написанні статті, співпрацював з редакцією журналу при підготовці її до опублікування. Усі співавтори прийняли участь в аналізі та обговоренні результатів.)
19. Moiseenko V. E., Nemov V. V., Ågren O., Kasilov S. V. & Garkusha I. E. (2016). Fast ion motion in the plasma part of a stellarator-mirror fission-fusion hybrid. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 58(6), 064005. (Scopus, Web of Science). (Особистий внесок здобувача: у частині 2 роботи, яка увійшла до дисертації, розрахунки виконані здобувачем одноосібно. Для цих розрахунків співавтори надали карту магнітного поля Урагана-2М з

одною відключеною котушкою тороїдального магнітного поля та прийняли участь в обговоренні результатів.)

20. Moiseenko V. E., Shapoval A. N., Lozin A. V., Nemov V. V., Kalyuzhnyj V. N., Kozulya M. M., Pavlichenko R. O., Konovalov V. G., Kulaga A. E., Mironov Y. K. and Romanov V. S., Zamanov N. V., Bondarenko V. N, Kovtun Yu. V. and Garkusha I. E. (2019). Characteristics of regular discharges in Uragan-3M torsatron. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 61(6), 065006. (Scopus, Web of Science. Особистий внесок здобувача: у роботі здобувач запропонував ідею досліджень, постановку задачі, зробив аналітичні розрахунки, прийняв участь в експериментах, в аналізі результатів та написанні статті, співпрацював з редакцією журналу при підготовці її до опублікування. Співавтори прийняли участь у вимірюванні параметрів плазми в експериментах, в аналізі результатів та написанні статті.)

**наукові праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації:**

21. Moiseenko V. E., Ågren O. (2006). Radio-Frequency Heating of Sloshing Ions in a Straight Field Line Mirror Field. In 9th IAEA Technical Meeting on Energetic Particles in Magnetic Confinement Systems. Takayama, Japan (November 9 – 11, 2005). *Preprint NIFS-PROC* (Vol. 63 p.109) National Institute for Fusion Science. (Scopus, Web of Science. Особистий внесок здобувача: в роботі здобувач запропонував ідею досліджень, постановку задачі, зробив аналітичні та числові розрахунки, прийняв участь в аналізі результатів розрахунків та написанні доповіді. Співавтор прийняв участь в обговоренні отриманих результатів.)
22. Moiseenko V. E. & Ågren O. (2006). Second harmonic heating of sloshing ions in a non-axisymmetric mirror. In *33rd EPS Conference on Plasma Physics 2006, EPS 2006* (pp. 1784–1787). (Scopus, Web of Science. Особистий внесок здобувача: в роботі здобувач запропонував ідею досліджень, постановку задачі, зробив аналітичні та числові розрахунки, прийняв

участь в аналізі результатів розрахунків та написанні доповіді. Співавтор прийняв участь в обговоренні отриманих результатів.)

23. Moiseenko V. E., Dreval N. B., Ågren O., Stepanov K. N., Burdakov A. V., Kalinin P. V. & Tereshin V. I. (2007, September). Strong RF Heating in a Mirror During Plasma Build - up. In *AIP Conference Proceedings* (Vol. 933, No. 1, pp. 509–512). American Institute of Physics. (Scopus, Web of Science. Особистий внесок здобувача: у роботі здобувач запропонував ідею досліджень, постановку задачі, прийняв участь у виводі рівнянь, запропонував алгоритм обчислень, прийняв участь в аналізі результатів розрахунків та написанні доповіді. М.Б. Древал прийняв участь у виводі рівнянь, написав числову програму, прийняв участь в аналізі результатів розрахунків та написанні доповіді. Усі співавтори прийняли участь в обговоренні результатів.)
24. Moiseenko V. E., Burchenko P. Ya., Chechkin V. V., Chernyshenko V. YA., Grigor'eva L. I., Hartmann D., Koch R., Konovalov V. G., Losin A. V., Lysoivan A. I., Pashnev V. K., Shapoval A. N., Shvets O. M., Skibenko A. I., Stadnik Yu. S., Tereshin V. I., Voitsenya V. S., Volkov E. D. Wall conditioning RF discharges in Uragan-2M torsatron. (2009) In *36th EPS Conference on Plasma Phys. Sofia. June 29 – July 3, 2009. ECA. 33E*, p-5.199. (Scopus, Web of Science. Особистий внесок здобувача: в роботі здобувач запропонував ідею досліджень, постановку задачі, зробив аналітичні та числові розрахунки, прийняв участь в аналізі результатів розрахунків та написанні доповіді. Співавтори прийняли участь в обговоренні отриманих результатів.)
25. Moiseenko V. E., Dreval M. B., Burchenko P. Ya., Losin A. V., Berezhnyj V. L., Bondarenko V. N., Chechkin V. V., Grigor'eva L. I., Hartmann D., Koch R., Konovalov V. G., Kotsubanov V. D., Kramskoi Ye. D., Kulaga A. E., Lysoivan A. I., Mironov V. K., Pavlichenko R. O., Romanov V. S., Shapoval A. N., Skibenko A. I., Slavnyi A. S., Tereshin V. I., Voitsenya V. S. (2010) RF Heating Below Ion-Cyclotron Frequencies in

Uragan Torsatrons. *In 37th EPS Conference on Plasma Phys. Dublin, Ireland. June 21–25, 2010. ECA. 34A*, p-5.171. (Scopus, Web of Science.

Особистий внесок здобувача: в роботі здобувач запропонував ідею досліджень, постановку задачі, зробив аналітичні та числові розрахунки, прийняв участь в аналізі результатів розрахунків та написанні доповіді. Співавтори прийняли участь в обговоренні отриманих результатів.)

26. Moiseenko V. E. & Ågren O. (2012, June). Plasma heating and hot ion sustaining in mirror based hybrids. *In AIP Conference Proceedings* (Vol. 1442, No. 1, pp. 199–207). American Institute of Physics. (Scopus, Web of Science. Особистий внесок здобувача: в роботі здобувач запропонував ідею досліджень, постановку задачі, зробив аналітичні та числові розрахунки, прийняв участь в аналізі результатів розрахунків та написанні доповіді. Співавтори прийняли участь в обговоренні отриманих результатів.)

27. Moiseenko V. E., Nemov V. V., Chernitskiy S. V., Ågren O., Shapoval A. N., Voitsenya V. S., Garkusha I. E. (2016) Stellarator-mirror fusion-fission hybrid systems. *In 2<sup>nd</sup> International Conference on Fusion-Fission Subcritical Systems for Waste Management and Safety. C.R. ENEA Frascati, Italy. 26–28 Oct. 2016. Book of Proceedings*. p. 56. (Особистий внесок здобувача: У роботах здобувач зробив огляд поточного стану досліджень, додатково зробив аналітичні розрахунки, прийняв участь в аналізі результатів та написанні статті, співпрацював з редакцією журналу при підготовці її до опублікування. Усі співавтори прийняли участь в аналізі та обговоренні результатів.)

**публікації, що додатково відображають наукові результати дисертації:**

28. Moiseenko V. E. (1999). Radio-frequency plasma production and heating below ion cyclotron frequency in stellarator. *Problems of Atomic Science and Technology, Series Plasma Physics*, 1(1, 2), p. 17–21.

29. Moiseenko V. E. (2003). Modelling of Maxwell's equations using uniform finite elements. *Problems of Atomic Science and Technology, Series Plasma Physics*, 9(1), 82–84.
30. Moiseenko V. E. (2002). Numerically stable modeling of radio frequency fields in plasma. *Problems of Atomic Science and Technology, Series Plasma Physics*, 4(7), 100–102.
31. Moiseenko V. E. (2005). Penetration of electrostatic field through Faraday shield of ICRH strap antenna *Problems of Atomic Science and Technology, Series Plasma Physics*, 10(2), 35–37. (
32. Moiseenko V. E., Wauters T., & Lysoivan A. (2016). Lower hybrid resonance: field structure and numerical modeling. *Problems of atomic science and technology, Series Plasma Physics*. 106(6), 44–47. (Scopus, Web of Science) (Особистий внесок здобувача: в роботі здобувач запропонував ідею досліджень, постановку задачі, зробив аналітичні та числові розрахунки, прийняв участь в аналізі результатів розрахунків та написанні статті, співпрацював з редакцією журналу при підготовці її до опублікування. Співавтори прийняли участь в обговоренні отриманих результатів.)
33. Lozin A.V., Kozulia M.M., Korovin V.B., Beletskii A.A., Glazunov G.P., Konotopskiy A.L., Baron D. I., Moiseenko V. E., Grigor'eva L. I., Chechkin V. V., Shapoval, A. N., Makhov M. M., Konovalov V. G. (2018). Wall conditioning discharges driven by T-shaped antenna in Uragan-2M. *Problems of atomic science and technology*. Series: Plasma Physics, 118(6), 50–53. (Scopus, Web of Science. Особистий внесок здобувача: у цій роботі запропонував T-подібну антену, прийняв участь в аналізі результатів та написанні статті. Співавтори прийняли участь в експериментах, в аналізі результатів та вимірювали параметри плазми.)
34. Moiseenko V. E., Beletskii A. A., Shapoval A. M., Wauters T., Gorjaev A., Brunner K. J., Buttenschön B, Drewelow P, Winters V, Brakel R, Dinklage A., Brezinsek S., Stange T., Laqua H., Lazersson S. and W7-X Team. (2019). A

scenario of pulsed ECRH wall conditioning in hydrogen for the Wendelstein 7-X helias. *Problems of Atomic Science and Technology, Series: Plasma Physics* 119(1), 37–40. (Scopus, Web of Science) (Особистий внесок здобувача: У роботі здобувач запропонував ідею досліджень, постановку задачі, зробив аналітичні розрахунки, прийняв участь в експериментах, в аналізі результатів та написанні статті, співпрацював з редакцією журналу при підготовці її до опублікування. Співавтори прийняли участь у вимірюванні параметрів плазми в експериментах, в аналізі результатів та написанні статті.