

**ІНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЇ ФІЗИКИ
НАЦІОНАЛЬНОЇ АКАДЕМІЇ НАУК УКРАЇНИ**

на правах рукопису

Алексенко Олег Володимирович

УДК 537.534.2

**ФОРМУВАННЯ ВЧ – РОЗРЯДУ З ПАРАКСІАЛЬНИМ ПОГЛИ-
НАННЯМ ПОТУЖНОСТІ В КОМПАКТНИХ ГЕЛІКОННИХ ДЖЕРЕЛАХ
ІОНІВ ГЕЛІЮ ТА ВОДНЮ**

01.04.20 – фізика пучків заряджених частинок

**Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата
фізико – математичних наук**

Науковий керівник:
Мордик Сергій Миколайович
кандидат фізико – математичних наук

Суми – 2017

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ І СКОРОЧЕНЬ.....	4
ВСТУП	7
РОЗДІЛ 1	
ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ.....	13
1.1. Рідиннометалеве джерело іонів.....	13
1.2. Газове польове джерело іонів.....	14
1.3. Дуоплазмотрон.....	15
1.4. ВЧ джерело іонів металів розпилювального типу.....	17
1.5. Мультикаспове ВЧ–джерело іонів.....	18
1.6. Індукційне ВЧ–джерело іонів без зовнішнього магнітного поля.....	19
1.7. Геліконне джерело іонів.....	20
1.8. Огляд досліджень геліконної плазми та геліконних джерел.....	22
Висновки до розділу 1.....	36
РОЗДІЛ 2	
МЕТОДИКА РОЗРАХУНКІВ ДЛЯ РОЗРЯДУ ІЗ ЗОВНІШНІМ	
ОДНОРІДНИМ АКСІАЛЬНИМ МАГНІТНИМ ПОЛЕМ,	
ПАРАМЕТРИ ПЛАЗМИ.....	37
2.1. Розрахунки кулонівських зіткнень заряджених частинок і параметри плазми	37
2.2. Рівняння для полів в області плазмового розряду та за його межами, струм антени і граничні умови.....	40
2.2.1. Нагрів без зіткнень електронної компоненти плазми.....	41
2.2.2 Метод нормальних мод.....	43
2.3. Обчислення потужності, що поглинається.....	50
2.4. Баланс потужності в розряді.....	52
2.4.1. Розрахунок константи швидкості іонізації.....	54
2.4.2. Розрахунок константи швидкості збудження.....	55

2.4.3. Оцінки потужності, необхідної для підтримки заданої густини плазми...	56
2.4.4. Теоретичні оцінки та експериментальні дані.....	59
2.5. Зв'язок параметрів плазми з параметрами пучка, що екстрагується.....	59
Висновки до розділу 2.....	62

РОЗДІЛ 3

ПОГЛИНАННЯ ВЧ – ПОТУЖНОСТІ В ДЖЕРЕЛІ ІОНІВ З ОДНОРІДНИМ АКСІАЛЬНИМ ЗОВНІШНІМ МАГНІТНИМ ПОЛЕМ.....

3.1. Модель плазмового джерела.....	64
3.2. Поглинання потужності при однорідному профілі густини плазми.....	66
3.2.1. Зародження резонансів у розрядній камері довжиною $L = 7$ см.....	68
3.2.2. Розвиток резонансів у розрядній камері довжиною $L = 7$ см.....	73
3.2.3. Зародження резонансів у розрядній камері довжиною $L = 25$ см.....	78
3.2.4. Розвиток резонансів у розрядній камері довжиною $L = 25$ см.....	82
Висновки до розділу 3.....	85

РОЗДІЛ 4

ПОГЛИНАННЯ ВЧ – ПОТУЖНОСТІ В НЕОДНОРІДНОМУ МАГНІТНОМУ ПОЛІ.....

4.1. Фізична модель.....	89
4.2. Тензор діелектричної проникності, вирази для компонентів поля в плазмі та повітрі, струм антени і граничні умови.....	91
4.3. Області прозорості хвиль у безмежній плазмі.....	95
4.4. Поглинання потужності в нахиленому магнітному полі.....	97
Висновки до розділу 4.....	104

ВИСНОВКИ.....

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ І СКОРОЧЕНЬ

- E – кінетична енергія іонів у пучку.
- ΔE – енергетичний розкид іонів у пучку заряджених частинок.
- B_0 – зовнішнє магнітне поле.
- B_{cr} – критичне зовнішнє магнітне поле.
- f – робоча частота (27,12 МГц) ВЧ – генератора.
- ω – частота електромагнітної хвилі в плазмі, $\omega = 2\pi f$.
- ω_{LH} – нижня гібридна частота.
- ω_{ci} – циклотронна частота для іонів плазми.
- ω_{ce} – циклотронна частота для електронів плазми.
- ω_{pe} – плазмова частота електронів плазми.
- N – показник переломлення.
- m – азимутальне хвильове число електромагнітної хвилі.
- k_z – поздовжнє хвильове число електромагнітної хвилі.
- k – хвильове число електромагнітної хвилі у вакуумі.
- $k_{\perp}$ – поперечне хвильове число електромагнітної хвилі у вакуумі.
- n – номер поздовжньої гармоніки електромагнітної хвилі.
- T_e – температура електронів плазми.
- T_i – температура іонів плазми.
- L – довжина розрядної камери.
- R_0 – радіус розрядної камери.
- ν_{en} – частота зіткнень електронів з нейтральними атомами в плазмі.
- ν_{ei} – частота зіткнень електронів з іонами в плазмі.
- ν – повна частота зіткнень електронів.
- e – заряд електрона.
- m_e – маса електрона.
- M_i – маса іона.

- k_B – стала Больцмана.
 n_0 – густина плазми.
 L_k – кулонівський логарифм.
 r_{Di} – радіус Дебая для іона.
 r_{De} – радіус Дебая для електрона.
 v_{Te} – теплова швидкість електронів у плазмі.
 $\langle l \rangle$ – середня довжина вільного пробігу електрона в плазмі.
 p – тиск нейтрального газу.
 ϵ_0 – електрична стала.
 μ_0 – магнітна стала.
 $\hat{\epsilon}$ – тензор діелектричної проникності магнітоактивної плазми.
 θ – азимутальний кут у циліндричній системі координат, кут нахилу зовнішнього магнітного поля до вісі z .
 I_A – амплітуда струму в антені.
 r_A – радіус антени.
 z_A – координата розташування витка антени по вісі z .
 z_a – координата розташування середнього витка антени по вісі z .
 R_p – активний опір плазми.
 U_A – зниження напруги на витку азимутально симетричної антени.
 Z_A – повний імпеданс антени.
 Z_V – вакуумний імпеданс антени.
 Z_p – імпеданс плазмового навантаження.
 u_B – боровська швидкість іона.
 $\int$ – інтегральне поглинання потужності в розряді за рахунок механізму парних зіткнень;
 P – густина потужності, що поглинається у розряді за рахунок механізму парних зіткнень.
 ΣP – потужність, яку необхідно підводити до розряду, для підтримки заданої густини плазми.

- E_e – енергія, яку виносить із розряду один електрон.
 E_i – енергія, яку виносить із розряду один іон.
 E_c – енергія, яка необхідна для утворення електрон – іонної пари.
 E_{iz} – енергія іонізації атома.
 $E_{ex,i}$ – порогова енергія збудження i – того рівня атома.
 $K_{ex,i}$ – константа швидкості збудження i – того рівня атома.
 K_{iz} – константа швидкості іонізації.
 $f_e(v)$ – функція максвелівського розподілу електронів по швидкостях.
 $\sigma_e(v)$ – ефективний переріз іонізації електронним ударом.
 σ_e – середнє значення величини $\sigma_e(v)$.
 α_e – константа швидкості іонізації.
 α_e^* – константа швидкості збудження.
 I – потенціал іонізації, струм насичення з іонного джерела.
 J – густина струму насичення з іонного джерела.
 $\sigma_e^*(v)$ – ефективний переріз збудження атома.
 σ_e^* – середнє значення величини $\sigma_e^*(v)$.
 λ – довжина електромагнітної хвилі в плазмі.
 v_ϕ – фазова швидкість розповсюдження електромагнітної хвилі в плазмі.
 d – діаметр отвору екстракції пучка заряджених частинок.
 ε, B, B_p – емітанс, яскравість та фізична яскравість пучка.
 α_0 – половина кута розбіжності пучка.
 r_0 – радіус емісійного отвору в системі екстракції пучка іонів.
- АУК – аналітичний прискорювальний комплекс.
 ВЧ – високочастотний.
 НВЧ – надвисокочастотний.
 ТГ – хвиля Трайвелпіса – Гулда.

ВСТУП

Актуальність теми

Аналітичні прискорювальні комплекси (АПК) це один з основних інструментів для локального неруйнуючого аналізу структури та елементного складу твердих тіл і біологічних об'єктів. В ІПФ НАН України розроблений, побудований і функціонує аналітичний прискорювальний комплекс на базі компактного електростатичного прискорювача горизонтального типу «Сокіл». Аналітичний комплекс має кілька каналів і дозволяє вивчати склад різних матеріалів за допомогою методів:

- резерфордівського зворотнього розсіювання (RBS);
- детектування протонів віддачі;
- резонансних ядерних реакцій;
- рентгенівського флуоресцентного аналізу (PIXE).

Для даних методів аналізу потрібні іонні пучки однозарядних позитивних іонів гелію та водню з енергією заряджених частинок до 2 МэВ. Для реалізованих на АПК методик є вимоги не тільки до величини струму пучка на мішені, але й до енергетичної стабільності ($\Delta E/E$) заряджених частинок у пучку. Тут ΔE це поперечний енергетичний розкид заряджених частинок, E – середня енергія частинок у пучку. Енергетичну стабільність заряджених частинок контролює система стабілізації прискорюючої напруги АПК. Для правильної роботи системи стабілізації джерело іонів інжектора АПК повинне забезпечувати струм пучка, на виході із джерела іонів, у діапазоні від одиниць до десятків мкА. Нижня границя даного діапазону залежить від вимог до системи стабілізації електростатичного прискорювача, верхня границя залежить від вимог до високої напруги на прискорювачі.

В інжекторах аналітичних комплексів традиційно використовуються високочастотні джерела іонів. Одним з типів ВЧ – джерел є геліконне джерело іонів. Його робота базується на використанні індукційного ВЧ – розряду в зовні-

шньому однорідному аксіальному магнітному полі, або в зовнішньому неоднорідному магнітному полі.

Пучок заряджених частинок формується в приосьовій області розрядної камери джерела іонів. Для того, щоб джерело іонів інжектора АПК забезпечувало заданий струм на виході із джерела в об'ємі його розрядної камери необхідно реалізовувати параксіальний режим поглинання потужності, що вводиться в розряд. Для компактних електростатичних прискорювачів є обмеження на потужність, що підводиться до розрядної камери джерела іонів і на геометричні розміри самих розрядних камер. Це обмеження викликане тим, що інжектор у цьому випадку розміщається під кондуктором прискорювача.

Теоретичних досліджень по створенню в геліконних джерелах ВЧ – розряду з параксіальним поглинанням потужності, для водневої й гелієвої плазми, при врахуванні вище вказаних обмежень дотепер не проводилося. У зв'язку із цим практичний інтерес представляє з'ясувати фізичні умови реалізації резонансів з параксіальним поглинанням потужності. Проведення такого дослідження актуально як з наукової, так і практичної точки зору.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами

Дисертаційна робота виконана у відділі ядерно – фізичних досліджень Інституту прикладної фізики (ІПФ) НАН України згідно плану науково – дослідних робіт у рамках держбюджетних наукових тем:

«Дослідження і створення ВЧ – джерел іонів з високою яскравістю для прискорювачів іонів і мас – спектрометрії з індуктивно зв'язаною плазмою», державний реєстраційний № 0105U000494, 2005 – 2007;

«Розробка та виготовлення атомно – емісійного спектрометра», державний реєстраційний № 0106U005144, 2006 – 2008;

«Дослідження нелінійних процесів формування прецизійних іонних пучків у ВЧ – джерелах з високою густиною плазми та зондових системах з нерівномірним розподілом частинок у фазовому просторі», державний реєстраційний № 0107U000312, 2007 – 2011;

«Плазмове геліконне високочастотне джерело іонів з високою яскравістю для нанотехнологічних застосувань і прискорювачів», державний реєстраційний № 0114U000895, 2014 – 2016;

«Підвищення параметрів і розширення функціональних можливостей електростатичного прискорювача мікроаналітичного комплексу ІПФ НАН України», державний реєстраційний № 0114U003014, 2014 – 2016.

Мета і завдання дослідження

Мета дисертаційної роботи полягає в тому, щоб за допомогою теоретичного опису вивчити створення геліконного розряду у водневій та гелієвій плазмі з параксіальним поглинанням потужності при врахуванні обмежень на геометричні розміри розрядних камер іонного джерела, величину струму антени, потужність, що підводиться в розряд.

Для досягнення поставленої мети необхідно розв'язати такі задачі:

- виконати теоретичні оцінки кулоновських зіткнень заряджених частинок у плазмі;
- виконати теоретичні оцінки балансу потужності в розряді для підтримки заданої густини плазми;
- з урахуванням балансу потужності в розряді визначити інтегральний вклад ВЧ – потужності в розряд для випадку однорідного аксіального зовнішнього магнітного поля;
- проаналізувати просторову структуру потужності, що поглинається усередині розряду, залежно від розташування антени, кількості витків антени, величини струму антени, тиску нейтрального газу для однорідного аксіального зовнішнього магнітного поля;
- для неоднорідного зовнішнього магнітного поля, яке моделюється однорідним, але направленим під кутом до поверхні плазми, зовнішнім магнітним полем, проаналізувати реалізацію в розряді резонансів з параксіальним поглинанням потужності залежно від кута нахилу зовнішнього магнітного поля, густини плазми, тиску нейтрального газу та різних значень поздовжнього хвильового числа.

Об'єктом дослідження є формування ВЧ – геліконного розряду у водневій і гелієвій плазмі з параксіальним поглинанням потужності при врахуванні обмежень на потужність, що підводиться в розряд, і обмежень на геометричні розміри розрядних камер.

Предметом дослідження є параметри водневої та гелієвої плазми, при яких реалізується необхідний ВЧ – геліконний розряд.

Основним **методом дослідження** при розв'язку поставлених задач був метод Фур'є (метод нормальних мод).

Наукова новизна отриманих результатів

1. Для компактного геліконного джерела іонів гелію та водню проведене теоретичне дослідження стадій зародження і розвитку резонансів у плазмовому об'ємі з однорідним аксіальним зовнішнім магнітним полем. При виконанні теоретичних оцінок враховувалися обмеження на потужність, що вводиться в розряд, розміри компактних розрядних камер, величину струму антени. Показано як параметри завдання: кількість витків антени, величина струму антени, розміщення антени на бічній поверхні розрядної камери, тиск нейтрального газу впливають на поглинання потужності в розряді.

2. Вивчена просторова структура поглинання потужності в плазмовому об'ємі джерела іонів для розряду із зовнішнім однорідним аксіальним магнітним полем залежно від параметрів задачі. Досліджені умови формування параксіального режиму поглинання потужності, яка вводиться в розряд.

3. Проведене теоретичне дослідження реалізації резонансів з параксіальним поглинанням потужності в зовнішньому неоднорідному магнітному полі. Оцінки поглинання потужності, просторової структури електричних полів проведені залежно від кута нахилу θ зовнішнього магнітного поля, тиску нейтрального газу і різних значень поздовжнього хвильового числа.

4. Для досліджуваних сортів плазми в геліконному розряді з неоднорідним зовнішнім магнітним полем визначений інтервал тиску нейтрального газу при якому можливе збереження резонансів з параксіальним поглинанням потужності. Проведені оцінки кутів нахилу θ зовнішнього магнітного поля, які

сприяють реалізації резонансів у приосьовій області розряду. Проаналізована поведінка компоненти електричного поля E_x у приосьовій області розряду при зміні кута нахилу θ зовнішнього магнітного поля, величини k_z і тиску нейтрального газу.

Практичне значення отриманих результатів

Результати роботи можуть допомогти оптимізувати енерговклад у плазмовий об'єм компактних геліконних джерел іонів гелію та водню з однорідним і неоднорідним зовнішнім магнітним полем в умовах обмеження на потужність, що вводиться в розряд і розмір компактних розрядних камер. Оптимізація енерговкладу може сприяти поліпшенню експлуатаційних характеристик геліконних джерел. Поліпшення параметрів геліконних джерел може вплинути на розвиток існуючих АПК і вдосконалення методик аналізу складу матеріалів на таких комплексах. Розроблені геліконні джерела іонів можуть використовуватись в Інституті прикладної фізики Національної академії наук (НАН) України, Інституті ядерних досліджень НАН України, Інституті фізики НАН України, Національному науковому центрі «Харківський фізико – технічний інститут» і інших наукових центрах.

Особистий внесок здобувача

Основні результати дисертаційної роботи отримані здобувачем самостійно. У роботах, опублікованих у співавторстві, здобувач брав участь у теоретичних дослідженнях. Безпосередньо здобувачем були виконані: [3] – теоретичні розрахунки по інтегральному поглинанню потужності в компактних розрядних камерах геліконного джерела іонів гелію із зовнішнім однорідним аксіальним магнітним полем, аналіз просторової структури потужності, що поглинається в максимумах резонансів; [4] – теоретичні розрахунки і порівняння інтегрального поглинання потужності в компактних розрядних камерах геліконних джерел іонів гелію та водню з однорідним аксіальним зовнішнім магнітним полем, аналіз і порівняння структури потужності, що поглинається в максимумах резонансів для гелієвої і водневої плазми; [5, 6] – теоретичні оцінки реалізації резонансів з приосьовим поглинанням потужності в гелієвій і водневій плазмі із зовнішнім

похилим однорідним магнітним полем. У роботах [3 – 6] ураховувалися вимоги на обмеження потужності що вводиться і розмір компактних розрядних камер.

Апробація результатів дисертації

Основні результати роботи були повідомлені та обговорювалися на 5 науково – технічних конференціях: 12 – th International Conference on Ion Sources, Jeju, Korea, 2007; Щорічна конференція по фізиці плазми, Київ, Україна, 2011; Українська конференція по фізиці плазми і керованому термоядерному синтезу, Київ, Україна, 2011; Українська конференція по фізиці плазми і керованому термоядерному синтезу, Київ, Україна, 2013; XIII Міжнародна конференція по плазмовій електроніці і новим методам прискорення, Харків, Україна, 2015.

Публікації

Основні матеріали дисертації опубліковані в 5 статтях у спеціалізованих журналах [2 – 6], які входять у перелік ВАК України, і 2 тезах доповідей у збірниках наукових праць конференцій [7,8].

РОЗДІЛ 1

ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ

Іонні джерела є невід'ємною частиною інжекторів аналітичних прискорювальних комплексів (АПК). Аналітичні комплекси дозволяють проводити локальний неруйнуючий аналіз структури та елементного складу твердих тіл і біологічних об'єктів. Для реалізації методик аналізу складу матеріалів джерело іонів інжектора АПК повинно задовольняти наступним вимогам:

- 1) мати високу яскравість;
- 2) давати однорідний по складу пучок;
- 3) забезпечувати малий поздовжній розкид по енергії частинок у пучку;
- 4) бути економічним з енергетичної точки зору;
- 5) бути економічним з точки зору робочої речовини;
- 6) мати безперервний час роботи кілька тисяч годин.

Зрозуміло, що одночасне задоволення пунктів 1 – 6 дає ідеальне джерело іонів. Реально, при розв'язку конкретних аналітичних задач, необхідно робити вибір з доступних на сьогоднішній день конструкцій іонних джерел, щоб наблизитися до його потрібної технічної реалізації [9].

1.1. Рідиннометалеві джерела іонів

Рідиннометалеві джерела іонів працюють із іонами Ga, In, Au, Ge, Al [10 – 12]. Рідинний метал змочує поверхню металевої вольфрамової голки й покриває голку тонким шаром (рис. 1.1). Радіус закруглення голки 5 – 10 мкм. Перед голкою знаходиться молібденовий електрод – екстрактор. Діаметр отвору екстракції 1,5 – 2 мкм. Між голкою й екстрактором прикладається висока напруга 5 – 7 кВ. Під впливом електричного поля екстрактора рідинний метал на кінці голки формує конус Тейлора з радіусом закруглення близько 10 нм. На вістрі конуса Тейлора електричне поле має величину близько 10^8 – 10^9 В/см. Такої величини електричного поля достатньо для випару атомів рідинного ме-

талу з поверхні конуса Тейлора й іонізації цих атомів електричним полем екстрактора.

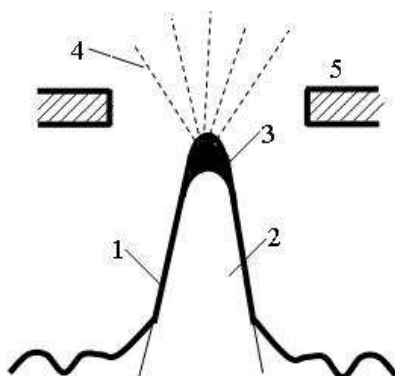


Рис. 1.1. Схема рідиннометалевого джерела іонів:

1—рідинний метал; 2—металева голка; 3—рідиннометалеве вістря;
4—іони металу; 5—екстрактор.

Енергетичний розкид таких джерел становить 5 – 15 еВ, струм пучка до 10 мкА. Через малу поверхню емісії яскравість досягає величин близько $3 \cdot 10^6$ А/см²·ср. Однак, ці джерела мають дуже малу кутову густину струму завдяки великому куту розбіжності в пучку. Параметри пучка цих джерел погано узгоджуються з оптикою прискорюючої трубки в результаті сферичних аберацій [13].

1.2. Газове польове джерело іонів

Це джерело іонів працює з іонами Н, He, Ne, Ar [14–16]. Геометрично газове польове джерело іонів подібне рідиннометалевому джерелу (рис. 1.2). Металева голка в такому джерелі охолоджується до температури рідинного азоту, або рідинного гелію. Атоми робочого газу осідають на металевій голці. Голка виготовляється таким чином, що на вершині має розмір кілька нанометрів. Перед голкою знаходиться екстрактор, який являє собою діафрагму з отвором 0,5 – 4 мкм. Між голкою й екстрактором прикладається напруга близько 10 кВ. На вершині голки електричне поле перевищує величину 10^8 В/см.

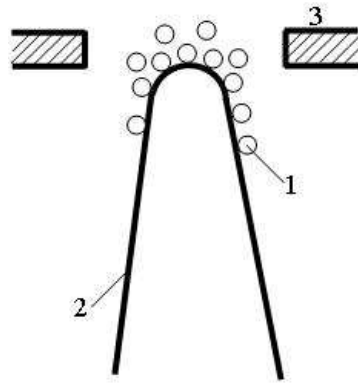


Рис. 1.2. Схема газового польового джерела іонів:
1—атоми робочого газу; 2—металева голка; 3—екстрактор.

Під впливом електричного поля екстрактора атоми газу відриваються від поверхні голки. Утворення позитивних іонів відбувається за рахунок видалення електронів з атомів, що відірвалися від поверхні голки. Електрони проникають у зону провідності металу голки. Енергетичний розкид такого джерела становить одиниці еВ, струм пучка досягає одиниць нА. Мала поверхня емісії сприяє тому що яскравість досягає величин близько $5 \cdot 10^9 \text{ А/см}^2 \cdot \text{ср}$. Ці джерела так само як і рідиннометалеві мають дуже малу кутову густину струму через великий кут розбіжності в пучку. Параметри пучка газових польових джерел погано узгоджуються з оптикою прискорюючої трубки завдяки сферичним абераціям [13].

1.3. Дуоплазмотрон

В дуоплазмотроні для збільшення ступеня іонізації стовп розряду зазнає механічний й магнітний стиск [9, 17–20]. Магнітне поле зростає в напрямку до анодного отвору малого діаметра (рис. 1.3). Стиснення розрядної дуги у вузькому каналі проміжного електрода супроводжується виникненням плазмової «бульбашки». Ця плазмова бульбашка відокремлює катодну плазму А від більш щільної анодної плазми С. У тонкому шарі В прискорюються й фокусуються електрони, які виходять із плазмової області А в плазмову область В. Збільшен-

ня температури електронів призводить до іонізації робочого газу до 90 % і як наслідок густини плазми до 10^{15} см^{-3} .

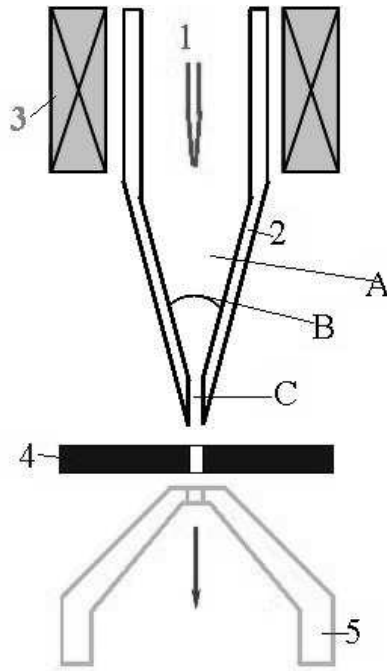


Рис. 1.3. Схема дуоплазмотрону з розжарюваним катодом: 1 – катод з вольфраму або гексаборида лантану; 2 – проміжний анод (ферромагнетик); 3 – соленоїд, який створює магнітне поле $\sim \text{кГс}$; 4 – анод (ферромагнетик); 5 – екстрагуючий електрод.

Поблизу анода 4 щільна плазма додатково стискається сильним неоднорідним магнітним полем. Іонний струм пучка в дуоплазмотронах досягає величин 100 мкА, густина струму іонного пучка близько 10 А/см^2 . Енергетичний розкид іонів у пучку 6 – 8 еВ і визначається негативним падінням потенціалу перед анодом, який у випадку гарячого катода рівний, приблизно 10 В. Яскравість досягає величин не більш $200 \text{ А/см}^2 \cdot \text{ср}$. Розжарюваний катод обмежує термін служби іонного джерела. Крім того, іонний пучок забруднюється матеріалом катода. Достатньо великі струми, що витягуються, вимагають оптимізації іонно – оптичної системи АПК, яку не завжди можна реалізувати.

Дуоплазмотрон потребує достатньо складного електропостачання:

живлення накалу катода ($U = 5 - 10$ В, $I = 10 - 40$ А); живлення проміжного аноду ($U = 0 - 100$ В, $I = 0 - 0,5$ А); живлення аноду ($U = 0 - 250$ В, $I = 0,5 - 2$ А); живлення соленоїду ($U = 0 - 10$ В, $I = 0 - 50$ А).

1.4. ВЧ джерело іонів металів розпилювального типу

Джерело іонів металів розпилювального типу працює з іонами Cu, Ni, Fe [21, 22]. Розрядна камера такого джерела іонів виготовлена з нержавіючої сталі.

Антенна знаходиться усередині розрядної камери. Мішень, що розпорошується, з металу необхідного сорту іонів, розташовується поруч із антеною (рис. 1.4). Нейтральний газ (переважно аргон) напускають в розрядну камеру під тиском від 10 мТорр. Коли до антени прикладається ВЧ – напруга в розрядній камері запалюється індуктивний розряд і утворюється плазма.

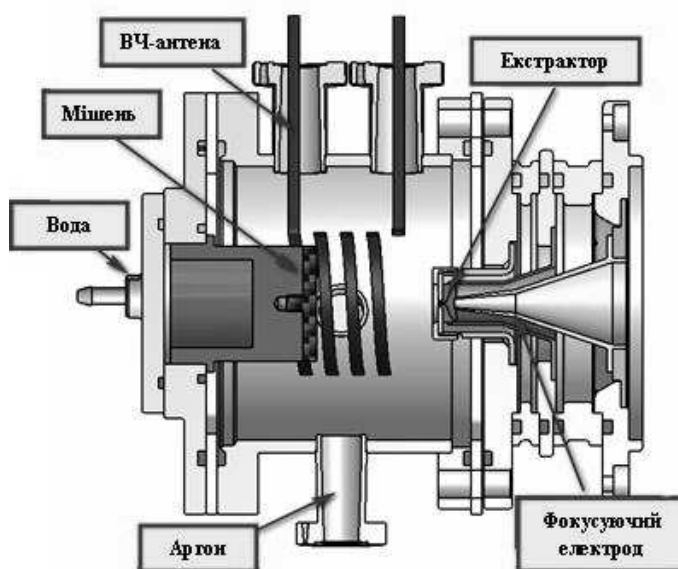


Рис. 1.4. Схема джерела іонів металів розпилювального типу.

При подачі на мішень негативної напруги 0,5 – 10 кВ вона інтенсивно розпорошується позитивними іонами плазми з утворенням іонів металу. При ВЧ – потужності близько 300 Вт і тиску аргону 100 мТорр струм іонів металу досягає 10 – 20 мкА при густині струму приблизно 10 мА/см². Одним з недоліків такого джерела іонів є необхідність водяного охолодження, яке досить складно реалізувати під кондуктором прискорювача.

1.5. Мультикаспове ВЧ джерело іонів

Мультикаспове високочастотне джерело іонів має дюралюмінієву розрядну камеру. Зовнішня поверхня камери оточена рядом постійних магнітів Nd – Fe – В. Магніти встановлені із зміною полярності й створюють мультикаспову конфігурацію магнітного поля (рис. 1.5).

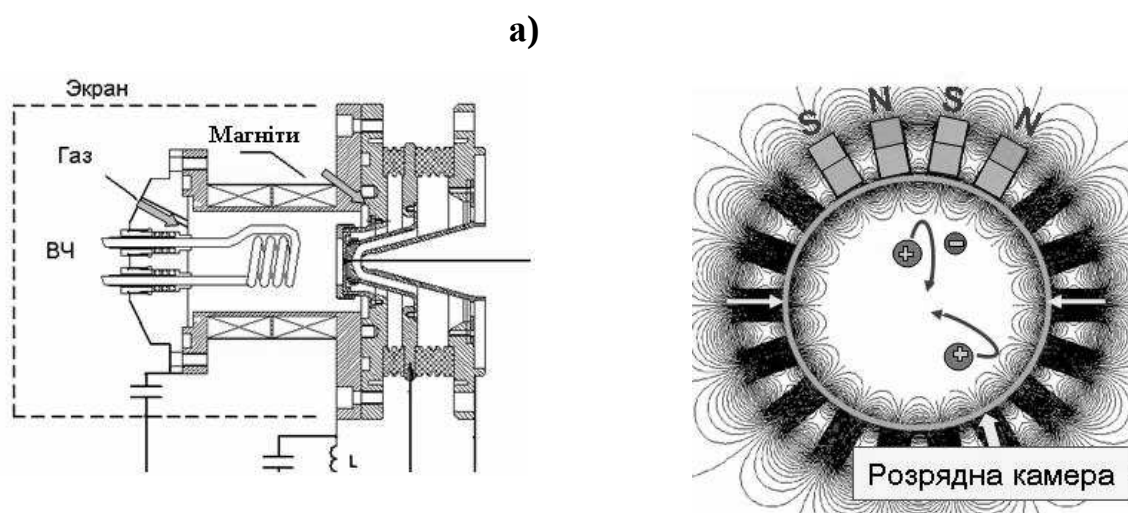


Рис. 1.5. а) Схема мультикаспового ВЧ джерела іонів, б) внутрішнє влаштування розрядної камери.

Зовнішнє мультикаспове поле застосовується для магнітного втримання плазми й ізоляції плазми від стінок розрядної камери, за рахунок цього густина плазми зростає. Магнітне поле досягає максимального значення 0,3 Тл біля стінки розрядної камери й експоненціально спадає в напрямку до центру. ВЧ – антена розміщена в центральній області розрядної камери. Антена знаходиться усередині скляної трубки й охолоджується водою. Повний струм пучка протонів може досягати величин 200 мкА, що при діаметрі витягаючого отвору дає густину струму 80 mA/cm^2 з поздовжнім енергетичним розкидом іонів приблизно 3 eV. При роботі з пучками H^+ , Ar^+ густина струму пучків близько 60 mA/cm^2 , енергетичний розкид становив 4 – 7 eV [23–35].

1.6. Індукційне ВЧ–джерело іонів без зовнішнього магнітного поля

У такому джерелі іонів можна отримувати іони будь-якого типу газу й чистої, без домішок, плазми. ВЧ – джерела знаходять широке застосування для травлення, іонного легування. Розрядна камера такого джерела іонів виготовляється із кварцового скла. Зовнішня гвинтова антена створює в розрядній камері індукційний, Е – розряд (рис. 1.6).

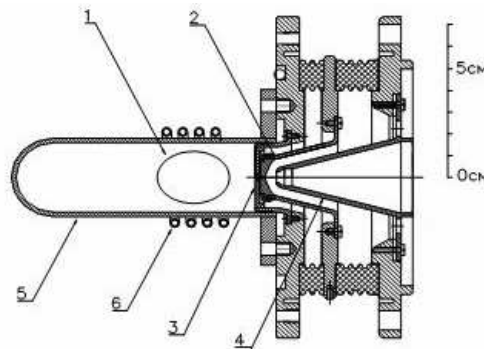


Рис. 1.6. Схема індукційного ВЧ–джерела іонів без зовнішнього магнітного поля: 1–плазмовий об’єм; 2–екстрагуючий електрод; 3–діафрагма; 4–фокусуєчий електрод; 5–кварцова колба; 6–гвинтова ВЧ–антена.

Струм антени створює змінне магнітне поле $\vec{B}$. Це змінне магнітне поле згідно із законом Фарадея $\text{rot } \vec{E} = -\partial \vec{B} / \partial t$ створює вихрове електричне поле $\vec{E}$. Під дією вихрового електричного поля електрони в газовому об’ємі починають робити азимутальні коливання, досить швидко здобувають достатню кінетичну енергію для іонізації нейтрального газу й утворенню плазми.

Дослідження ВЧ–джерел відображено у великій кількості робіт. Деякі теоретичні роботи були виконані по моделюванню ВЧ–розряду для умов, коли змінювалася частота ВЧ поля, тиск і сорт газу, геометрія розряду [36–42]. В експериментальних роботах представлені виміри густини плазми, електронної температури, потенціалу плазми [43–45]. Індукційний розряд має менший потенціал плазми ~ 50 В, у порівнянні з ємнісним розрядом ~ 100 В. Середня енергія іонів пропорційна потенціалу плазми, тому в індукційному розряді внутрішня поверхня ВЧ–джерела буде розпорошуватися менше ніж при ємнісному розря-

ді. Зі зменшенням потенціалу плазми зменшується енергетичний розкид іонів у пучку й хроматичні аберації пучка. Енергетичний розкид іонів в індукційному розряді може бути зменшений до 3 еВ [46]. Густина іонного струму може досягати величин 85 мА/см², яскравість приблизно 140 А/см²·ср.

Індукційне ВЧ–джерело не вимагає водяного охолодження й може забезпечити час роботи до 1000 годин.

1.7. Геліконне джерело іонів

Робота цих джерел іонів базується на використанні індукційного ВЧ – розряду в зовнішньому магнітному полі для діапазону частот:

$$\omega_{ci} \ll \omega_{LH} < \omega \ll \omega_{ce} \ll \omega_{pe} \quad (1.1)$$

де ω – частота хвилі, що розповсюджується, у плазмі, ω_{pe} – частота електронних плазових коливань, ω_{ce} – частота циклотронних коливань електронів плазми, ω_{ci} – частота циклотронних коливань іонів плазми, ω_{LH} – частота нижніх гібридних коливань у плазмі, для геліконного діапазону частот (1.1) $\omega_{LH} \approx (\omega_{ci}\omega_{ce})^{1/2}$.

Максимальне значення індукції зовнішнього магнітного поля з урахуванням співвідношення $\omega_{LH} < \omega$ може змінюватись від 413 Гаусс для водню до 1600 Гаусс для аргону. Застосування магнітного поля дозволяє отримувати щільну плазму при меншому вкладенні ВЧ потужності в розряд.

Розрядна камера такого джерела іонів виготовляється із кварцового скла. Зовнішнє магнітне поле може бути створене електромагнітом, у цьому випадку в об’ємі розрядної камери магнітне поле є аксіальним і однорідним. Зовнішнє магнітне поле також може бути створене зборкою кільцевих постійних магнітів – таке магнітне поле не є однорідним в об’ємі розрядної камери джерела іонів (рис. 1.7). У геліконному джерелі магнітне поле сприяє збудженню усередині

плазмового об'єма гібридної моди, яка складається із двох хвиль: електромагнітної геліконної хвилі й електростатичній хвилі Трайвелпіса – Гулда.

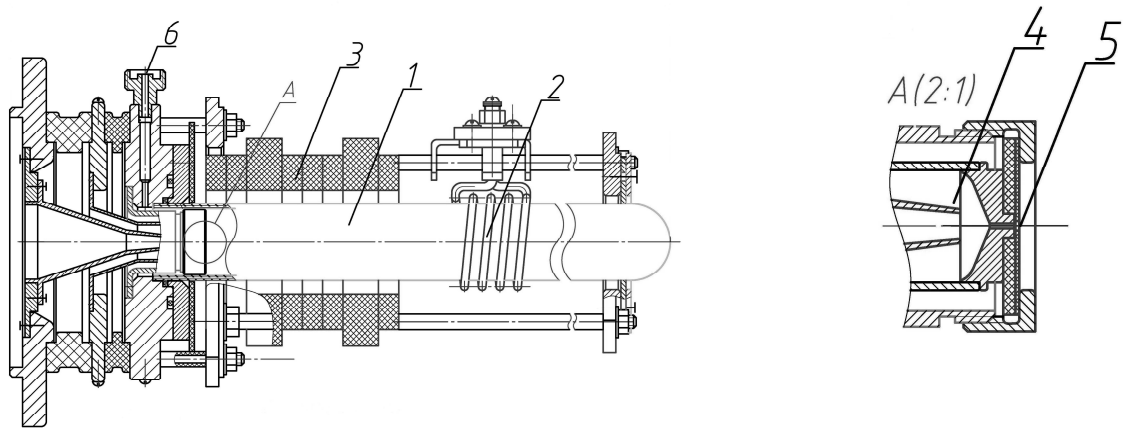


Рис. 1.7. Схема геліконного джерела іонів: 1—газорозрядна камера; 2—ВЧ антена; 3—система постійних магнітів; 4—іонно – оптична система (екстрагуючий і фокусуючий електроди); 5—емісійний отвір іонно – оптичної системи; 6—отвір для напуску газу.

Спочатку в плазмі виникає геліконна хвиля, яка породжує хвилю Трайвелпіса – Гулда. Енергія ТГ – хвилі добре поглинається плазмою за рахунок механізму електрон – нейтральних і електрон – іонних зіткнень або за рахунок загасання Ландау хвилі Трайвелпіса – Гулда. Геліконна хвиля виникає в плазмі, коли $2\omega \approx \omega_{ce}$. При потужності, що підводиться, близько 120 Вт, густина іонного струму може досягати величин 100 мА/см^2 [47–52].

На сьогоднішній день геліконна плазма достатньо добре досліджена. Роботи з її вивчення наукове співтовариство почало у середині ХХ століття. Тому доцільно більш детально зупинитися на результатах цих досліджень.

1.8. Огляд досліджень геліконної плазми та геліконних джерел

Перша теорія розповсюдження електромагнітних хвиль у замагніченій безмежній плазмі була розвинута в роботах Едварда Еплтона [53] і Дугласа Хартрі [54]. У цих роботах було отримано дисперсійне рівняння для показника переломлення як функції густини плазми, магнітного поля, частоти хвилі та частоти парних зіткнень електронів з нейтральними атомами. В 1938 році у своїй роботі [55] Генрі Букер спростив рівняння Еплтона – Хартрі й прийшов до простого дисперсійного співвідношення для безмежної замагніченої плазми:

$$N^2 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega - \omega_{ce} \cos \phi)} \quad (1.2)$$

де N – показник переломлення, ϕ – кут розповсюдження хвилі щодо магнітного поля, ω – частота хвилі, що розповсюджується, у плазмі, ω_{pe} – частота електронних плазмових коливань, ω_{ce} – частота циклотронних коливань електронів плазми.

До 1959 року вираз (1.2) використовувався для пояснення експериментальних результатів. В 1959 році в роботі [56] уперше було розглянуто питання про власні електромагнітні хвилі плазмового циліндра. Плазмовий циліндр вважався нескінченним уздовж вісі z і мав кінцевий радіус. По постановці задачі плазмовий циліндр мав границю з вакуумом і перебував у зовнішньому постійному однорідному аксіальному магнітному полі B_{z0} . Плазма вважалася без зіткнень, а розповсюдження електромагнітних хвиль – поперечне, розглядалися тільки симетричні моди. Уперше було отримано дисперсійне рівняння, яке описувало існування електромагнітних хвиль у вище описаній структурі. Дисперсійне рівняння вирішувалося для частотного діапазону (1.1). Через громіздкий вид даного дисперсійного рівняння ми не приводимо його в даному огляді. Було показано, що в частотному діапазоні (1.1) у плазмовому циліндрі з вакуумними границями одночасно існують два типи хвиль – з лівою й правою поляризацією. Причому ці хвилі не можливо відокремити одну від іншої, їхнє зачеп-

лення відбувається у границі плазми, тобто в такому циліндрі розповсюджується гібридна мода. У даній роботі ще не звучала термінологія «геліконна хвиля», «хвиля Трайвелпіса - Гулда», але розв'язок дисперсійного рівняння вже тоді вказував на можливість існування цих двох типів хвиль.

У числі перших подібних досліджень іноземних вчених слід зазначити публікацію [57], надалі у закордонній пресі за цією публікацією закріпилася назва КМТ – теорія. У цій роботі викладена методика отримання дисперсійного рівняння для власних електромагнітних хвиль у замагніченому плазмовому циліндрі з холодною, однорідною плазмою з урахуванням зіткнень. Плазмовий циліндр має границю із вакуумом. Тут уперше для слабо загасаючої електромагнітної хвилі був використаний термін «геліконна хвиля». Цей термін запропонував в 1960 році Aigrain при описі розповсюдження подібних хвиль у металах і плазмі. Автори спочатку отримали загальне дисперсійне рівняння для випадку, коли струм зміщення не враховується. Далі в роботі проводився аналіз розповсюдження симетричних і несиметричних мод за умови $v_{eff} > \omega$. Така нерівність між ефективною частотою зіткнень і частотою хвилі дозволяла звести загальне дисперсійне рівняння до рівняння тільки для геліконної моди й у такий спосіб вивчати фізичні особливості геліконної плазми залежно від особливостей розповсюдження тільки геліконної хвилі. На основі графіків для амплітуд і фаз b_z , b_r , b_θ компонент був зроблений висновок про те, що мода $m = -1$ загасає сильніше в порівнянні з модою $m = 1$. Пізніше, у теоретичних роботах, врахування тільки геліконної хвилі отримало назву ТЕ – наближення. Через декілька десятиліть була доведена помилковість такого підходу для аналізу особливостей розповсюдження хвиль у геліконній плазмі. В 1965 році в експериментальній роботі [58] ставилася мета перевірити теоретичні результати КМТ – теорії. Вимір густини електронів по радіусу, а також температури електронів виконувався за допомогою подвійного зонда Ленгмюра й НВЧ – інтерферометра. Виявилось, що густина плазми в радіальному напрямку змінюється за параболіч-

ним законом, а в аксіальному напрямку є постійною величиною. Було реалізовано дві умови експерименту: 1) густина плазми в аксіальному напрямку підтримувалась на рівні постійного значення, а зовнішнє магнітне поле змінювалося; 2) зовнішнє магнітне поле утримувалося постійним, а аксіальна густина плазми змінювалася. Виміряні параболічні профілі густини плазми використовувалися для одержання середніх значень густини плазми й наступного порівняння цих середніх значень із теорією. Для обох умов експерименту виявилось, що експериментальні значення дисперсійної залежності $k_z = f(\omega)$ моди $m = 1$ перебувають нижче теоретичних. Були визначені множники, на які потрібно помножити експериментальну дисперсійну залежність, щоб отримати теоретичні значення. Також було встановлено, що ці коригувальні множники залежать від зовнішнього магнітного поля. Експериментально була визначена залежність загасання моди $m = 1$ від зовнішнього магнітного поля. Порівняння цих даних із КМТ – теорією показало, що відмінність теорії й експерименту збільшується зі зростанням зовнішнього магнітного поля. Було вивчене загасання моди $m = 1$ при фіксованому значенні магнітного поля й різних значеннях густини плазми в аксіальному напрямку. У цьому випадку розбіжність між теорією й експериментом зростає зі збільшенням густини плазми. Розбіжність експериментальних досліджень із КМТ – теорією розглядалося як наслідок радіальної неоднорідності плазми, яке не було враховано в КМТ – теорії. Питання про вплив радіальної неоднорідності густини плазми без зіткнень на дисперсійні характеристики власної електромагнітної хвилі й на амплітуди полів хвилі був розглянутий в 1966 році в теоретичному дослідженні [59]. Порівняння результатів з експериментальною роботою [58] призвело до визначення коригувального множника, при домноженні на який теорії та експеримент збігаються. Автори визначили також, що коригувальний множник є функцією поздовжнього хвильового числа k_z , азимутального хвильового числа m і ступеня неоднорідності плазми.

Після 1960 року поряд з публікаціями, які були спрямовані на дослідження дисперсійних залежностей електромагнітних хвиль у частотному діапазоні (1.1), почали з'являтися публікації, у яких автори ставили перед собою мету зрозуміти – за рахунок яких фізичних механізмів досягається висока густина геліконної плазми. В 1963 році в публікації [60] було висловлене припущення про черенковський механізм загасання геліконних хвиль. Результати робіт [57] і [60] були узагальнені в 1965 році в роботі [61]. Було висловлене припущення про можливість аномального загасання, за рахунок зіткнень, геліконної хвилі, тобто про загасання цієї хвилі навіть у випадку коли опір плазми намагається досягти нуля.

По сенсу всі дослідження в той час зводилися до розуміння ролі геліконної хвилі в отриманні високої густини геліконної плазми. Ніхто не враховував впливи на результат другого розв'язку дисперсійного рівняння, а саме впливу електростатичної хвилі, і така ситуація зберігалася до 90 – х років XX століття. Таким чином, до 1970 року не було єдиної думки й не було теорії, яка змогла б пояснити високий ступінь іонізації в геліконній плазмі. Дослідження тривали й в 1970 році в роботі [62] уперше була запропонована конструкція геліконного джерела плазми. У якості збуджуючої струмової системи в цій роботі була запропонована двухсідлова ($m = 1$) антена, за якою пізніше закріпилася назва антена Босвела. У даній публікації для геліконного джерела плазми були проведені експериментальні виміри подібні [58], а також теоретичні обчислення. У чисельному експерименті, як і раніше в роботах інших вчених, зіткнення електронів з нейтральними атомами газу визначалися параметром $\omega_{ce} \cdot \tau$, де τ – це час електрон – нейтральних зіткнень. Виявилось, що в обчисленнях цей параметр приймав значення від 1000 до 10000, а для гарного узгодження між обчисленими й експериментальними профілями електромагнітної хвилі необхідно, щоб параметр $\omega_{ce} \cdot \tau \approx 3$. Таким чином, було явно вказано на велику розбіжність між

експериментом і теорією й висловлена думка на користь знову – таки врахуванню теплових ефектів і більш детального їх дослідження.

Систематичні дослідження плазмових геліконних джерел почались тільки в 1984 році, після того як була опублікована робота [63]. У цій публікації експериментальними вимірами амплітуд і фаз компонент магнітного поля хвилі усередині плазми була доведена можливість розповсюдження усередині плазми стоячої правополяризованої хвилі (гелікона). Про можливість розповсюдження в плазмі хвилі Трайвелпіса – Гулда авторів було в той час невідомо. Уперше було показано, що при плавному збільшенні зовнішнього магнітного поля можливо ступеневе збільшення густини плазми – скачки густини. Було показано, що це явище виникає тільки при певній довжині антени (довжину антени підбирали дослідним шляхом) стосовно розрядної камери. Після цієї публікації геліконне джерело почали розглядати як прилад, який можливо застосовувати в плазмовій обробці матеріалів [64], для створення плазми в тороїдальних магнітних пастках [65], для прискорення заряджених часток плазмовими хвилями [66], для створення плазми в газових лазерах [67]. Приваблювало те, що геліконне джерело дозволяло отримувати підвищену густину плазми при використанні для його роботи малого зовнішнього магнітного поля й середніх значень потужності, що вводиться в плазму.

На початку 90 – х років XX століття в роботі [66] було показано, що типовий сценарій геліконного розряду має кілька фаз. Спочатку, при низьких значеннях потужності, що вводиться в розряд, розряд горить у ємнісному режимі, зв'язок антени із плазмою ємнісний, при цьому густина плазми слабо збільшується з потужністю, що вводиться. Потім, при досягненні деякого критичного значення потужності, що вводиться в розряд, густина плазми стрибком збільшується приблизно на порядок, і розряд переходить в індукційний режим, зв'язок антени із плазмою індукційна. Пізніше було показано, що перехід між ре-

жимами розряду може відбуватися при зміні зовнішнього магнітного поля [67], при зміні частоти зовнішнього ВЧ – генератора [68].

Разом з тим, на початок 90 – х років XX століття, щодо механізму отримання високо іонізованої плазми в геліконних джерелах склалася помилкова думка. Вважалося, що отримання високо іонізованої плазми можна віднести до загасання Ландау геліконної хвилі на електронах плазми. Така точка зору була висловлена в роботі [71]. У публікації [72] була почата спроба довести цю точку зору експериментально. Пізніше гіпотеза про загасання Ландау геліконної хвилі була визнана помилковою. Більш докладно про це буде сказано нижче. Найбільш значимі експериментальні дані й поточне розуміння фізичних процесів у геліконному розряді за 90 – ті роки XX століття узагальнені в оглядових статтях [73–75].

Питанням стабільності геліконного розряду при розповсюдженні в плазмі несиметричних мод присвячена робота [76]. Тут, для певних умов експерименту, залежно від величини зовнішнього магнітного поля були виміряні: аксіальний розподіл густини плазми, температура електронів, потенціалу плазми, проаналізовані особливості розповсюдження несиметричних ($m = 1; -1$) мод. У теоретичній роботі [77], на основі комп'ютерного коду HELIC, порівнюються результати ТЕ - наближення й точних розв'язків задачі про поглинання хвиль в обмежених геліконній плазмі. У роботі [78], для плазми із зіткненнями, отримані дисперсійні рівняння для замагніченого плазмового циліндра з діелектричними й металевими границями. При отриманні дисперсійних рівнянь у рівняннях Максвелла не врахований струм зміщення. У публікації [79] розглянуті питання розповсюдження несиметричних мод. Плазмовий циліндр не обмежений уздовж вісі z , розв'язки шукаються у вигляді біжучої хвилі. Для обробки поверхонь із великою площею [80] розглянута можливість створення розподілених іонних джерел. У даній роботі експериментальна установка містить сім іонних джерел. Магнітне поле для кожної розрядної камери створюється своїм елект-

ромагнітом. У роботі [81] запропонована конструкція геліконного реактора на основі розподіленого іонного джерела із системою постійних магнітів, які перебувають поза розрядними камерами. Перевага такого розташування системи постійних магнітів полягає в тому, що розрядну камеру можна помістити в область силових ліній магнітного поля за критичною точкою. За цією точкою силові лінії магнітного поля вже не завертаються назад, що перешкоджає екстракції плазми, а йдуть на нескінченність. Для однієї розрядної камери проведені експерименти й теоретичні оцінки на оптимізацію конструкції самої розрядної камери, антени, розташування магнітів. Експерименти й теоретичні оцінки, для таких реакторів з врахуванням їх промислового застосування, опубліковані в [82, 83]. У ході подальших досліджень геліконний реактор був модернізований для застосування в геліконному модулі іонних ракетних двигунів малої тяги [84]. Експериментальна робота [85] вивчає скачки густини плазми в геліконному розряді, які виникають не тільки за рахунок збільшення потужності, коли розряд переходить у режим з високою густиною, але й скачки густини плазми за рахунок відходу потужності через «паразитний» канал – тобто через елементи конструкції з активним опором. Нелінійним ефектам геліконного розряду, зокрема параметричним нестійкостям, приділено увагу в [86].

В 1994 році в роботі [87] була спростована ідея загасання Ландау геліконних хвиль, про яку говорилося вище. Приймаючи до уваги роботи [88, 89] автори звернули увагу на те, що в цих публікаціях поздовжні фазові швидкості збуджених коливань були пов'язані з електронами, енергія яких сотні еВ. Крім того, антени в цих роботах були порівнянні по довжині з розрядними камерами, отже, довжина хвилі збуджуваних коливань не дозволяла розглядати загасання Ландау в якості механізму отримання високо іонізованої плазми. Таким чином, в [87] було показано, що загасання Ландау в плазмі з температурою електронів порядку декілька еВ суттєво, тільки для вищих гармонік, які не ефективно збуджуються подовженою антеною й дають малий внесок в ВЧ – потужність, що

поглинається. Був запропонований новий фізичний механізм отримання плазми з високим ступенем іонізації. Автори публікації [87] висловили й обґрунтували ідею про те, що потрібно враховувати роль другої – електростатичної хвилі, яка виникає при розповсюдженні в плазмі геліконної хвилі. Було показано, що електронна компонента плазми взаємодіє саме з повільною електростатичною хвилею. Електростатична хвиля Трайвелпіса – Гулда (ТГ–хвиля) – це та сама лівополяризована хвиля, яка є другим розв'язком дисперсійного рівняння в задачі про власні хвилі замагніченого плазмового циліндра [56]. Електрони плазми отримують енергію від цієї хвилі, прискорюючись її електричним полем. Потім за рахунок механізму парних зіткнень електронів з нейтральними атомами газу й іонами плазми відбувається іонізація газу і як наслідок – збільшення густини плазми. Власні теоретичні розрахунки автори зіставили з експериментальними роботами [88–91] і була виявлена згода між результатами експериментів і розрахунками авторів. В 1996 році в роботі [92] були розглянуті питання об'ємного й поверхневого поглинання потужності в геліконних джерелах плазми. У радіально однорідній плазмі геліконні хвилі перетворюються у хвилі ТГ у границі плазми. У цьому випадку говорять про лінійну конверсію геліконних хвиль у ТГ хвилі. Залежно від величини зовнішнього магнітного поля, можуть реалізовуватися умови, коли сильно загасаючі ТГ хвилі глибоко проникають у плазму – випадок об'ємного поглинання, або ці хвилі віддають свою енергію на периферії плазмового стовпа – випадок поверхневого поглинання. Крім того, у роботі [92] говориться про те, що конверсія геліконних хвиль у хвилі ТГ може здійснюватися й в об'ємі плазмового стовпа, якщо густина плазми неоднорідна по радіусу – є градієнт густини плазми по радіусу плазмового стовпа. Продовжуючи дослідження робіт [63, 69, 70], в 1998 році з'явилася робота [93] де було показано, що явище стрибків густини плазми може спостерігатися в геліконному розряді не тільки при його переході з ємнісного режиму в індукційний. Хоча причини стрибків густини залишалися тими ж що й в [63, 69, 70]. Було показа-

но, що при плавній зміні зовнішніх параметрів – потужність, що підводиться в розряд; зовнішнього магнітного поля; частоти збуджуючого генератора в розряді можуть проявлятися критичні точки рівноваги. У цих точках рівноваги може відбуватися різка зміна густини плазми розряду, що, безумовно, є небажаним явищем. Враховуючи дослідження [63, 69, 70, 93] у роботі [94] розглядалися питання узгодження геліконного розряду із зовнішнім ВЧ – генератором. Був запропонований ємнісний узгоджувальний пристрій, при використанні якого залежність потужності, що поглинається, від густини плазми згладжується й різких змін густини плазми можна уникнути в досить широких межах зміни густини плазми. Питання зриву геліконного розряду, у результаті неузгодженості навантаження з ВЧ – генератором, при зміні реактивної складової імпедансу плазми залежно від магнітного поля, розглянуті, зокрема, у роботі [95]. Експериментальному вивченню параметричної іонно – звукової турбулентності і її впливу на поглинання потужності в геліконному розряді присвячена робота [96]. У роботі [97] розглянута можливість підвищення ефективності геліконного розряду в неаксіальному магнітному полі. Зондовими й оптичними вимірами виявлене існування шару гарячих електронів (до 8 eV) у периферійній області розряду. Автори звернули увагу на неоднозначність гіпотези про зменшення фазових швидкостей геліконних хвиль як причини значного збільшення густини плазми в розряді з неаксіальним магнітним полем. Вважалося, що таке явище може полегшити захват електронів поздовжнім електричним полем і їх прискорення до іонізуючих швидкостей. Наприклад, у роботі [98] встановлено сильне зростання густини плазми при практично не змінних фазових швидкостях, а в роботі [99] зміна фазових швидкостей при відсутності помітного росту густини плазми в розряді. У вище зазначеній роботі [97] розрахунки розповсюдження електромагнітних полів і поглинання ВЧ – потужності в плазмі були зроблені для антени ($m = 0$) на основі моделі з напівнескінченною плазмою в

плоскій геометрії для однорідного магнітного поля, спрямованого під кутом θ до поверхні плазми.

Практично одночасно з роботою [87] з'явилася публікація [100]. У цій роботі автори показали, що в геліконних джерелах плазми при розмірах розрядної камери до 30 см, частоті зовнішнього генератора 13,56 МГц і тисках нейтрального газу до 10 мТорр основним механізмом нагріву електронів може бути беззіткнене резонансне поглинання енергії хвиль Трайвелпіса – Гулда електронами плазми. У публікації [101], на основі геліконного наближення, приводяться розрахунки еквівалентного опору плазми залежно від зовнішнього однорідного магнітного поля. В експериментальних роботах [102–107] описаний ряд особливостей поведінки розряду, які були виявлені незалежно від досліджень інших наукових колективів. У цих роботах була почата спроба розглянути розряд як самоузгоджену систему [102], у якій частина потужності, що поглинається плазмою, залежить від параметрів самої плазми. Зокрема, намагалися з'ясувати як в індукційному розряді з магнітним полем потужність ВЧ – генератора, що віддається в зовнішній ланцюг, перерозподіляється між двома каналами – плазмою й активними елементами зовнішнього ланцюга. В експериментах [102] було виявлено, що параметри плазми індукційного розряду залежать від наявності металевих предметів поблизу розряду: фланців, кожухів, розігріву системи узгодження. В області великих магнітних полів виявлялися зриви розряду, гістерезис залежності параметрів плазми від зовнішнього магнітного поля. У роботі [103] експериментально було встановлено, що збільшення магнітного поля супроводжується як зміною густини плазми, так і її перерозподілом по радіусу. Крім того, спочатку зі збільшенням магнітного поля відбувається наростання концентрації електронів плазми, потім при досягненні критичного магнітного поля концентрація електронів зменшується, і потім відбувається зрив розряду. Динаміка вимірів струму через антену при зміні зовнішнього магнітного поля й потужності ВЧ генератора показала, що виникнення розряду призводить до не-

великого зменшення струму через антену. Подальше збільшення магнітного поля призводить до росту різниці між струмами, що течуть через антену при наявності розряду й без нього – це говорить про зростання еквівалентного опору плазми й відповідно частини потужності, що поглинається плазмою. Збільшення магнітного поля вище критичного приводить до зростання струму через антену. В експериментах [104] вивчався вплив ємнісного зв'язку між антеною й плазмою на перехід розряду з режиму з низькою густиною в режим з високою густиною. Експерименти проведені для частоти генератора 13,56 МГц, як для джерел плазми, так і для джерел іонів. Було показано, що наявність ємнісної складової розряду проявляє себе в зниженні ВЧ потужності, яка необхідна для переходу розряду в режим з високою густиною. Одночасно зі зниженням цієї потужності, перехід з моди з малою густиною в моду з високою густиною стає плавним. У дослідженнях [105] вивчена поведінка еквівалентного опору плазми розряду залежно від зовнішнього магнітного поля й вкладеної ВЧ потужності. Експерименти проводилися для частоти генератора 13,56 МГц. Антена була розташована або на торці розрядної камери, або на її бічній поверхні. У випадку антени на бічній поверхні розрядної камери, еквівалентний опір плазми зростає зі збільшенням потужності генератора. При такому розташуванні антени немає різкого переходу розряду в режим з високою густиною. У випадку антени на торці розрядної камери, збільшення потужності генератора призводить, при деякому граничному значенні потужності, до стрибкоподібного росту ефективного опору плазми. Потім, з ростом ВЧ потужності, що вводиться, ефективний опір зменшується. Зростання зовнішнього магнітного поля призводить до зсуву граничного значення потужності в область більш великих значень потужності. Публікація [106] присвячена математичному моделюванню ВЧ – розряду. Для знаходження зв'язку між потужністю, яка поглинається плазмою, і параметрами плазми використовувалися рівняння балансу для іонів; електронів; нейтралів; ВЧ потужності, що надходить у розряд; рівняння квазінейтральності. Система

рівнянь вирішувалася методом ітерацій. Чисельні розрахунки гарно узгоджувались з експериментальними даними. Чисельно був отриманий ряд залежностей концентрації електронів від потужності ВЧ генератора при різних тисках газу й активного опору антени, а також залежність еквівалентного опору плазми від потужності ВЧ генератора при різних магнітних полях.

У ході вивчення геліконної плазми з'ясувалося, що така плазма має різноманіття колективних явищ, через збудження в ній різних хвиль, які взаємодіють між собою та з частинками. В 1998 році в роботі [107] уперше теоретично передбачили іонно – звукову турбулентність у геліконній плазмі. Автори показали можливість існування короткохвильової ($\omega_{LH} \ll \omega$) іонно – звукової турбулентності, проаналізували лінійну стадію її розвитку й можливість додаткового нагріву електронів. У публікації [108] вивчалася можливість існування довгохвильової ($\omega_{LH} \sim \omega$) іонно – звукової турбулентності, отримане й чисельно досліджене дисперсійне рівняння для цього виду турбулентності на лінійній стадії її розвитку. У теоретичному дослідженні [109] було показано, що іонно – звукова турбулентність у геліконній плазмі може бути результатом кінетичної параметричної нестійкості й призводити до нагріву як електронної так і іонної компоненти плазми. Пізніше іонно – звукову турбулентність було виявлено експериментально із застосуванням зондової [110–113] і мікрохвильової [114–116] діагностики. Важлива роль іонно – звукової турбулентності, як ще одного каналу поглинання потужності в геліконних джерелах, була підтверджена в експериментах тільки при більш великих магнітних полях і більш значних внесках ВЧ потужності [114, 116]. Дослідження об'ємної конверсії довгохвильових електромагнітних нижньогібридних хвиль у дрібномасштабні нижньогібридні потенційні коливання викладені в [117, 118].

В ІПФ НАН України наприкінці 90 – х років ХХ століття колективом вчених почалися роботи з дослідження й удосконаленню фізичних параметрів геліконного джерела, яке входить до складу інжектора АПК.

У роботі [119] були сформульовані вимоги до ВЧ – джерела й наведені фактори, від яких залежить яскравість іонного пучка ВЧ – джерела. У цій же роботі авторами була почата спроба математично оцінити радіальний профіль поглинання потужності й радіальні розподіли електричних полів у ВЧ геліконном джерелі, при певних значеннях густини плазми й зовнішнього магнітного поля. Оскільки яскравість іонного пучка залежить від багатьох факторів, в Інституті прикладної фізики НАН України розроблений стенд для випробувань [120, 121]. Такий стенд дозволяє тестувати джерела іонів для мікрозондів, імплантерів, іонних прискорювачів. Зокрема, цей стенд дає можливість вибрати найбільш зручний високояскравістний режим іонних джерел. Крім того, на стенді можна вимірювати фазові характеристики пучка, емітанс, яскравість, величини профілю струму, масовий склад іонного пучка. У цих же роботах автори запропонували два варіанти конструкції плазмового джерела з компактною системою постійних магнітів циліндричної форми. Система постійних магнітів створює в плазмі магнітну пастку для обмеження й передачі плазми в систему екстракції. Відмінність між двома джерелами полягає у взаємному розташуванні антени, магнітів і системи екстракції (АМЕ – режим, МАЕ – режим). У роботах [122, 123] АМЕ – режим і МАЕ – режим вивчені з урахуванням різних конструкцій систем екстракції.

Оскільки яскравість іонного пучка залежить від густини струму пучка, у статті [120] представлені стендові виміри залежності водневого іонного струму як функції напруги екстракції для режиму роботи джерела іонів ($P_{ВЧ} = 150$ Вт, $U_{уск} = 15$ кВ). Для одного з оптимальних режимів формування пучка ($P_{ВЧ} = 150$ Вт, $p = 4$ мТорр, $U_{екстр} = 1$ кВ, $U_{уск} = 15$ кВ) показаний вимірний емітанс. Нормалізована яскравість пучка для даного оптимального режиму роботи джерела іонів була $65 \text{ А}/(\text{м}^2 \cdot \text{рад}^2 \cdot \text{еВ})$. Таке джерело іонів має високу концентрацію протонів у пучку ($\sim 80 \%$), досить високий іонний струм 1 –

100 мкА, густину струму $1 - 30 \text{ мА/см}^2$, яскравість для іонів гелію $\sim 100 \text{ А/м}^2 \cdot \text{рад}^2 \cdot \text{еВ}$, яскравість для іонів водню $\sim 50 \text{ А/м}^2 \cdot \text{рад}^2 \cdot \text{еВ}$.

Високояскравісні плазмові іонні джерела повинні мати плазму з високою густиною іонів й високою електронною температурою. У той же час іонна температура повинна бути низькою, щоб отримувати іонні пучки з малим розкидом по імпульсу й малим емітансом. У роботі [124] відзначене, що створення як можна більшої густини плазми в розряді із зовнішнім магнітним полем є необхідною, але не достатньою умовою підвищення яскравості пучка. Автори говорять, що при збільшенні густини плазми виникає необхідність у підвищенні витягаючої напруги й забезпечення фокусування пучка в системі екстракції для мінімізації втрат пучка. Повний струм пучка в значній мірі залежить від пропускної здатності каналу екстракції, емітанс – від геометричних параметрів системи екстракції, тиску робочого газу в каналі екстракції. У роботі [125] досліджені процеси формування пучка іонів при використанні в геліконному джерелі екстрактора з ізольованою апертурою екстракції. Апертура перебуває під плаваючим потенціалом плазми. За рахунок зміни конфігурацій електричних і магнітних полів в області екстракції виникають умови, які дозволяють збільшити приосьову яскравість до рівня $30 \text{ А/м}^2 \cdot \text{рад}^2 \cdot \text{еВ}$. Як показали результати вимірів характеристик пучка й результати розрахунків, у режимах з високою густиною плазми, для забезпечення більш високої яскравості пучка, виникає необхідність у розробці структурованих систем екстракції з емісійним отвором порядку декількох радіусів Дебая.

Висновки до Розділу 1

1. З узагальнення літературних даних випливає, що рідиннометалеві й газові польові джерела іонів мають високу яскравість, але дуже малу кутову густину струму через великий кут розбіжності в пучку. Параметри пучка цих джерел погано узгоджуються з оптикою прискорюючої трубки.

2. Джерела іонів дуоплазмотронного типу можуть містити в пучку матеріал катода, мають досить складну систему живлення, що може ускладнити розміщення такого джерела іонів під кондуктором АПК. Крім того, досить велика величина струмів, що екстрагуються, може вимагати модернізації всієї іонно – оптичної системи АПК, що не завжди можливо реалізувати.

3. ВЧ–джерело іонів металів розпилювального типу так само як мультикаспове і польове джерела іонів вимагають у роботі водяного охолодження.

4. Індукційне ВЧ–джерело іонів без зовнішнього магнітного поля позбавлений недоліків, які вказані у пунктах 1–3. Однак таке джерело іонів забезпечує гірші параметри в порівнянні з геліконним джерелом іонів. Електромагнітне поле, яке створюється ВЧ–антенною, не може проникати глибоко в розрядну камеру й забезпечувати іонізацію в об’ємі розрядної камери. Це перешкоджає створенню високих значень густини плазми в приосьовій області розрядної камери, тобто області, де формується й екстрагується іонний пучок.

5. Геліконне джерело іонів найкраще підходить у ситуації, коли потрібно розміщати джерело іонів під кондуктором АПК. Однак, на сьогоднішній день, для наявних методик аналізу складу матеріалів, геліконне джерело іонів необхідно вдосконалювати. Мінімізувати потужність, що підводиться в розряд, (менш 100 Вт) і збільшувати яскравість.

РОЗДІЛ 2

МЕТОДИКА РОЗРАХУНКІВ ДЛЯ РОЗРЯДУ ІЗ ЗОВНІШНІМ ОДНОРІДНИМ АКСІАЛЬНИМ МАГНІТНИМ ПОЛЕМ, ПАРАМЕТРИ ПЛАЗМИ

2.1. Розрахунки кулонівських зіткнень заряджених частинок і параметри плазми

Геліконне джерело пучків заряджених частинок працює в діапазоні $(\omega_{ci} \ll \omega_{LH} < \omega < \omega_{ce} < \omega_{pe})$ на промисловій частоті $f = 27,12$ МГц, $\omega = 2 \cdot \pi \cdot f = 1,703 \cdot 10^8$ сек⁻¹. Розрядна камера джерела іонів має компактні розміри: довжина від $L = 7$ до 25 см і радіус R_0 до 2,5 см.

Для типових умов експерименту тиск робочого газу може змінюватись від 1,5 до 20 мТорр, температура електронів $T_e = 5$ еВ, температура іонів $T_i = 0,1$ еВ. У гелієвій плазмі умова $\omega_{LH} < \omega$ виконується до величини магнітного поля $B_0 = 826$ Гс, у водневій плазмі до $B_0 = 413$ Гс.

Нагрів електронної компоненти плазми здійснюється за рахунок механізму парних зіткнень електронів з нейтральними атомами робочого газу ν_{en} і електронів з іонами ν_{ei} . Таким чином, повна частота електронних зіткнень дорівнює:

$$\nu = \nu_{en} + \nu_{ei}. \quad (2.1)$$

Для визначення частоти електрон – іонних зіткнень вважаємо, що функція розподілу електронів по швидкостях є максвелівською:

$$f_e(v) = \left(\frac{\mu}{2\pi k_B T_e} \right)^{3/2} \cdot \exp \left[-\frac{\mu v^2}{2k_B T_e} \right], \quad \mu = \frac{m_e M_i}{m_e + M_i} \approx m_e \quad (2.2)$$

μ – приведена маса, m_e – маса електрона, M_i – маса іона, k_B – стала Больцмана.

Середня довжина вільного пробігу електрона визначається за допомогою процедури усереднення по максвелівській функції розподілу (2.2):

$$\langle l_{ei} \rangle = \frac{l_1}{l_2}, \quad l_1 = \int_0^\infty l_{ei}(v) f(v) dv, \quad l_2 = \int_0^\infty f(v) dv, \quad l_{ei}(v) = \frac{(\mu^2 v^4) / (4 \cdot k^2 \cdot e^4)}{n_0 \cdot \pi \cdot L_k} \quad (2.3)$$

где $k = \frac{1}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0}$; $L_k = \ln \left(\frac{r_{Di} \cdot \mu \cdot v^2}{2 \cdot k \cdot e^2} \right)$ – кулонівський логарифм,

$r_{Di} = \sqrt{\frac{k_B T_i}{4\pi \cdot n_0 \cdot e^2}}$ – радіус Дебая для іона.

Обчислення інтегралів l_1 і l_2 зводиться до обчислення інтегралів виду:

$$l_1 = \int_0^\infty \zeta^4 \exp[-\zeta^2] d\zeta \quad l_2 = \int_0^\infty \exp[-\zeta^2] d\zeta \quad (2.4)$$

$$\text{Отримуємо, що: } \langle l_{ei} \rangle = \frac{l_1}{l_2} = 0,239 \cdot \frac{(k_B \cdot T_e)^2}{n_0 \cdot k^2 \cdot e^4 \cdot L_k} \quad (2.5)$$

Середній час між двома зіткненнями й частота електрон – іонних зіткнень за 1 секунду:

$$\tau_{ei} = \frac{\langle l_{ei} \rangle}{v_{Te}}, \quad \nu_{ei} = 1/\tau_{ei} \text{ де } v_{Te} = \sqrt{\frac{2 \cdot k_B \cdot T_e}{\mu}} \quad (2.6)$$

Середня довжина вільного пробігу електрона визначається по формулі:

$$\langle l \rangle = \frac{v_{Te}}{\nu_{en} + \nu_{ei}} \quad (2.7)$$

Частота зіткнень електронів з нейтрами була взята із книги [126]. При температурі електронів $T_e = 5$ еВ і тиску нейтрального газу $p = 1$ мТорр для гелієвої плазми $\nu_{en} = 2,7 \cdot 10^6$ Гц, для водневої плазми $\nu_{en} = 4,7 \cdot 10^6$ Гц.

На рис 2.1 і рис 2.2 наведені графіки для частот зіткнень у гелієвій і водневій плазмі.

У гелієвій плазмі кулонівські зіткнення переважають над електрон – нейтральними до тиску $p = 5$ мТорр і густини плазми від $n_0 = 1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (рис 2.1 а). З рис 2.1 б випливає, що сильні зіткнення $\nu/\omega \approx 0,3$ проявляються при тисках нейтрального газу p більш 10 мТорр.

В водневій плазмі перевага кулонівських зіткнень над електрон – нейтральними проявляється до $p = 3$ мТорр і густині плазми від $n_0 = 2,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (рис 2.2 а). Сильні зіткнення $\nu/\omega \approx 0,3$ проявляються при тисках нейтрального газу p від 10 мТорр (рис 2.2 б). Більш швидке наростання залежності ν_{en}/ω для водневої плазми пояснюється більш сильними електрон – нейтральними зіткненнями у водневій плазмі (рис 2.2 в).

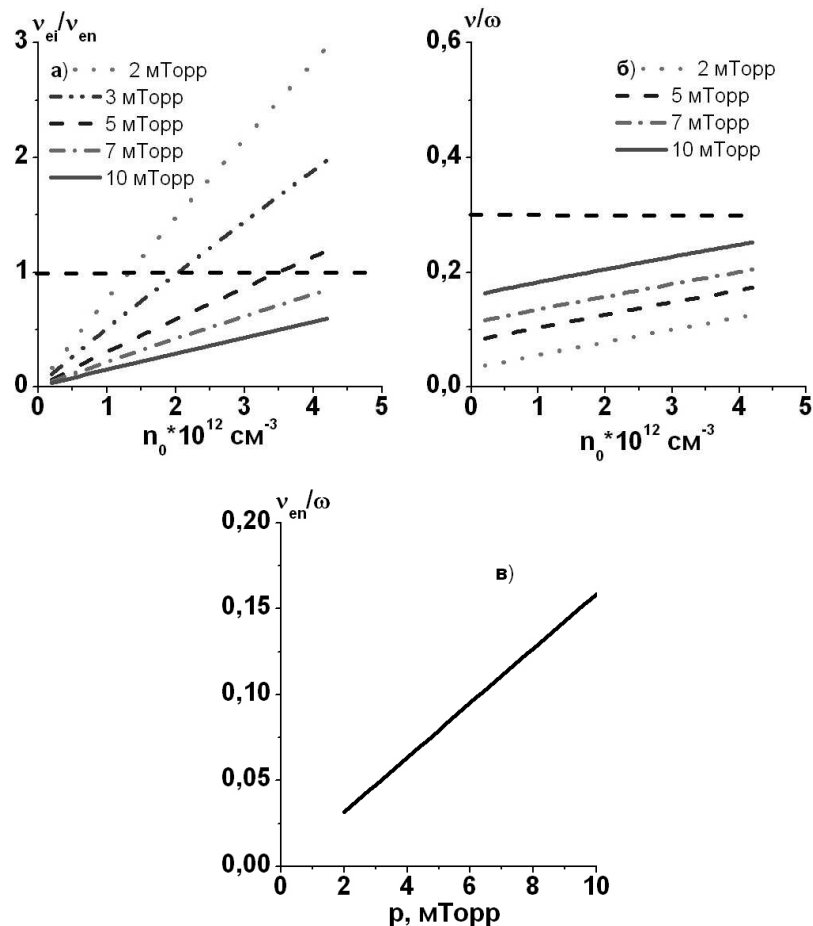


Рис. 2.1. Гелієва плазма. а) ν_{ei}/ν_{en} ; б) ν/ω ; в) ν_{en}/ω

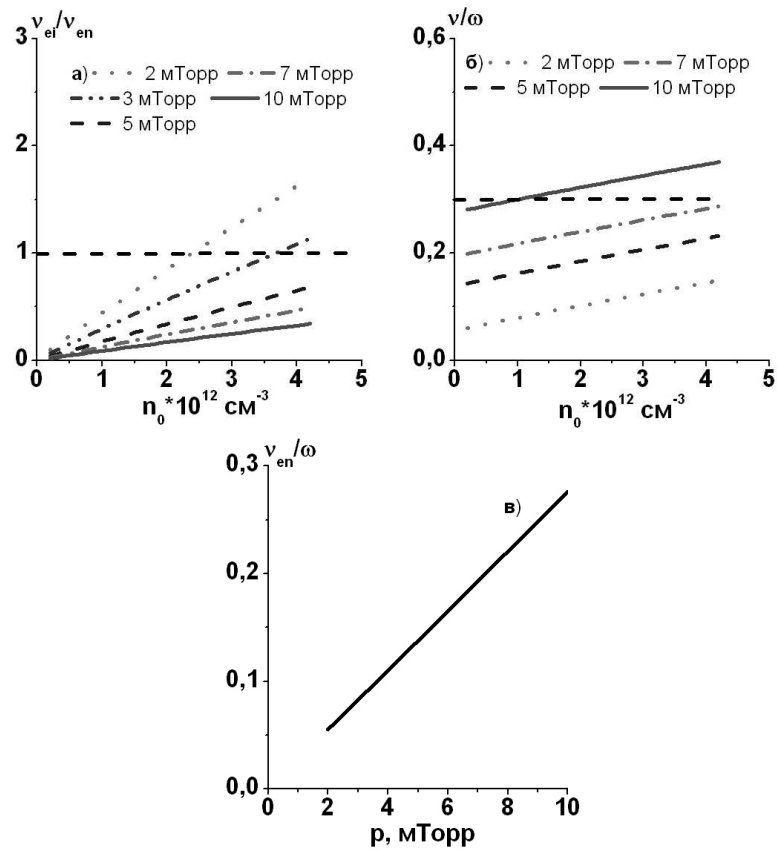


Рис. 2.2. Воднева плазма. а) v_{ei}/v_{en} ; б) v/ω ; в) v_{en}/ω

2.2. Рівняння для полів в області плазмового розряду та за його межами, струм антени й граничні умови

ВЧ поля будемо описувати за допомогою рівнянь Максвела:

$$\begin{cases} \text{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \text{rot} \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \end{cases} \quad (2.8)$$

Вектор магнітної індукції $\vec{B}$, електричної індукції $\vec{D}$ зв'язані в плазмі з напруженістю магнітного $\vec{H}$ та електричного поля $\vec{E}$ матеріальними рівняннями:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \cdot \hat{\varepsilon} \cdot \vec{E} \quad (2.9)$$

$$\vec{B} = \mu_0 \cdot \vec{H} \quad (2.10)$$

Тензор $\hat{\varepsilon}$ холодної магнітоактивної плазми в однорідному поздовжньому магнітному полі має вигляд [100, 133]:

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{\perp} & -ig & 0 \\ ig & \varepsilon_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{\parallel} \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\perp} &= 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_{ce}^2} + i \frac{\omega_{pe}^2 (\omega^2 + \omega_{ce}^2)}{\omega (\omega^2 - \omega_{ce}^2)^2} \cdot \nu, \\ g &= \frac{\omega_{pe}^2 \omega_{ce}}{\omega (\omega^2 - \omega_{ce}^2)} + i \frac{2 \omega_{pe}^2 \omega_{ce}}{(\omega^2 - \omega_{ce}^2)^2} \cdot \nu, \end{aligned} \quad (2.12)$$

$$\varepsilon_{\parallel} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} + i \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^3} \cdot \nu,$$

$$\omega_{pe}^2 = \frac{n_0 e^2}{m_e \varepsilon_0}, \omega_{ce} = \frac{e B_0}{m_e}, \omega_{ci} = \frac{e B_0}{m_i}, \omega_{LH} \approx \sqrt{\omega_{ce} \omega_{ci}}.$$

Антиермітова частина тензора діелектричної проникності, яка визначає поглинання електромагнітних хвиль електронною компонентою плазми, залежить від повної частоти електронних зіткнень (2.1).

2.2.1. Беззіткнене нагрівання електронної компоненти плазми

Для врахування загасання Ландау на модах Трайвелпіса – Гулда необхідно записати поздовжню компоненту тензора діелектричної проникності у вигляді [100]:

$$\varepsilon_{\parallel} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} + i \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^3} \cdot \nu + i \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega_{pe}^2 \omega}{k_z^3 v_{Te}^3} \exp\left(-\frac{\omega^2}{2k_z^2 v_{Te}^2}\right) = \varepsilon' + i\varepsilon''_{COL} + i\varepsilon''_{LAN} \quad (2.13)$$

де ε''_{COL} – враховує загасання ТГ – хвиль завдяки зіткненням;

ε''_{LAN} – враховує беззіткнене загасання ТГ – хвиль.

На рис 2.3 показане відношення $\varepsilon''_{LAN}/\varepsilon''_{COL}$ залежно від геометричних розмірів розрядної камери. Видно, що для розглянутих параметрів плазми й частоти збудження механізм нагрівання електронів завдяки зіткненням є основним до $L = 7$ см. При зменшенні довжини розрядної камери починає проявлятися конкуренція двох механізмів нагрівання. У гелієвій плазмі беззіткнений механізм нагрівання переважає до $p = 6$ мТорр, у водневій до $p = 4$ мТорр.

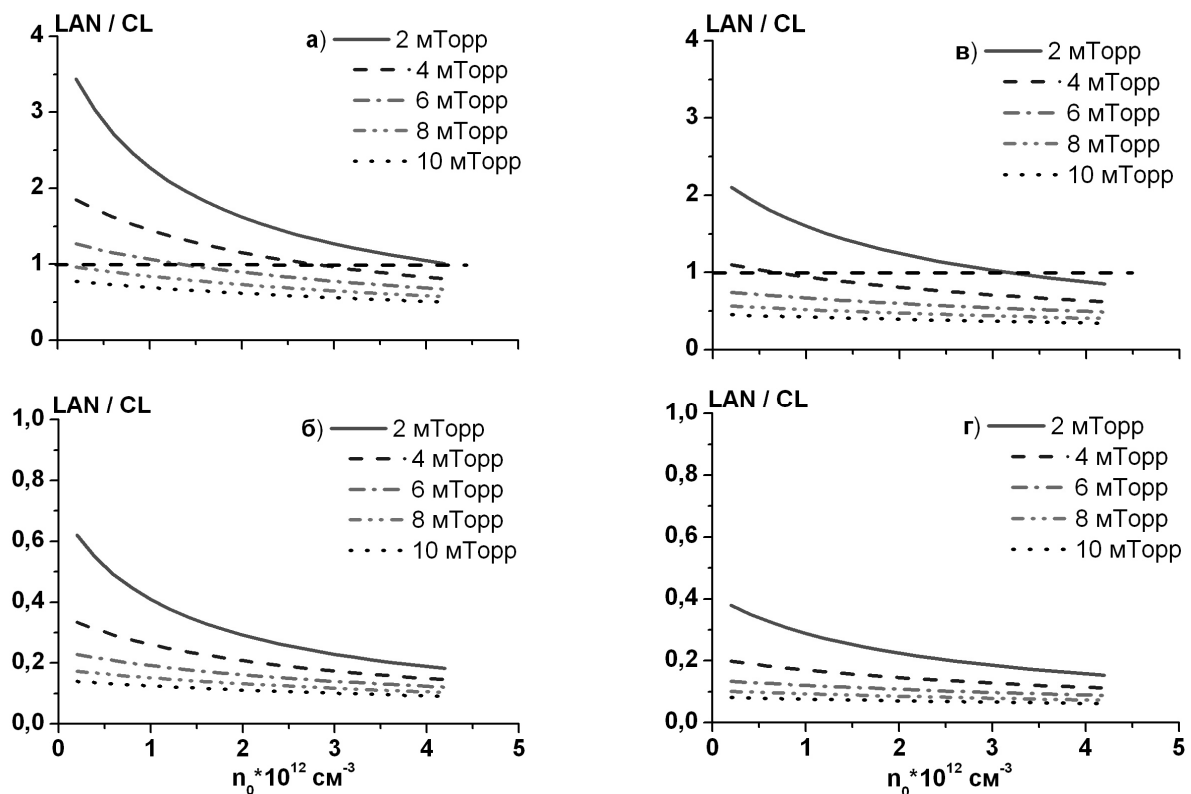


Рис. 2.3. а) Гелієва плазма $L = 6$ см; б) Гелієва плазма $L = 7$ см;

в) Воднева плазма $L = 6$ см; г) Воднева плазма $L = 7$ см;

2.2.2. Метод нормальних мод

Завдяки тому що тензор діелектричної проникності не залежить від координати z і азимутального кута θ , для розв'язку системи рівнянь (2.8) поля й струм антени розкладаємо в ряди Фур'є по цих координатах:

$$\begin{aligned}\vec{E} &= \sum_n (\vec{e}_r E_r(r) \sin(k_{zn} z) + \vec{e}_\theta E_\theta(r) \sin(k_{zn} z) + \vec{e}_z E_z(r) \cos(k_{zn} z)) \cdot \exp(-i\omega t) \\ \vec{H} &= \sum_n (\vec{e}_r H_r(r) \cos(k_{zn} z) + \vec{e}_\theta H_\theta(r) \cos(k_{zn} z) + \vec{e}_z H_z(r) \sin(k_{zn} z)) \cdot \exp(-i\omega t) \\ \vec{D} &= \sum_n (\vec{e}_r D_r(r) \sin(k_{zn} z) + \vec{e}_\theta D_\theta(r) \sin(k_{zn} z) + \vec{e}_z D_z(r) \cos(k_{zn} z)) \cdot \exp(-i\omega t) \\ \vec{B} &= \sum_n (\vec{e}_r B_r(r) \cos(k_{zn} z) + \vec{e}_\theta B_\theta(r) \cos(k_{zn} z) + \vec{e}_z B_z(r) \sin(k_{zn} z)) \cdot \exp(-i\omega t) \\ \vec{j} &= \sum_n (\vec{e}_\theta j_\theta(r) \sin(k_{zn} z)) \cdot \exp(-i\omega t)\end{aligned}\tag{2.14}$$

де $k_{zn} = n \cdot \pi / L$ – поперечне хвильове число, n – номер поперечної гармоніки електромагнітного поля, L – довжина розрядної камери.

В антені тече змінний струм з амплітудою I_A і частотою $\omega = 2 \cdot \pi f$.

$$I_A(t) = I_A \cdot \cos(\omega t)\tag{2.15}$$

Струмонесячі провідники антени вважаємо нескінченно тонкими.

Густина струму азимутально симетричної одновиткової кільцевої антени має вигляд:

$$j_\theta(r) = I_A(t) \delta(r - r_A) \delta(z - z_A) = I_A \cos \omega t \cdot \delta(r - r_A) \delta(z - z_A)\tag{2.16}$$

тут I_A – амплітуда струму в Амперах; r_A – радіус антени, який дорівнює R_0 ;

z_A – координата розташування витка антени по вісі z .

Дельта – функцію $\delta(z - z_A)$ можна представити у вигляді [87]:

$$\delta(z - z_A) = \left(\frac{2}{L}\right) \cdot \sum_n \sin(k_{zn} z_A) \sin(k_{zn} z) \quad (2.17)$$

Тоді в розкладанні (2.16) для Фур'є – амплітуд густини струму антени отримуємо:

$$j_\theta(r) = \left(\frac{I_A}{L}\right) \cdot \sin(k_{zn} z_A) \cdot \delta(r - r_A) \quad (2.18)$$

Підставляючи ряди (2.14) у систему рівнянь (2.8) і враховуючи матеріальні рівняння (2.9) і (2.10) отримуємо систему рівнянь для Фур'є – амплітуд компонент електромагнітного поля усередині плазми газового розряду.

$$\left\{ \begin{array}{l} -k_z \cdot E_\theta = i\omega\mu_0 \cdot H_r \\ k_z \cdot E_r - \frac{dE_z}{dr} = i\omega\mu_0 \cdot H_\theta \\ \frac{1}{r} \cdot E_\theta + \frac{dE_\theta}{dr} = i\omega\mu_0 \cdot H_z \\ k_z \cdot H_\theta = -i\omega\epsilon_0 \cdot (\epsilon_\perp \cdot E_r + ig \cdot E_\theta) \\ -k_z \cdot H_r - \frac{dH_z}{dr} = -i\omega\epsilon_0 \cdot (-ig \cdot E_r + \epsilon_\perp \cdot E_\theta) \\ \frac{1}{r} \cdot H_\theta + \frac{dH_\theta}{dr} = -i\omega\epsilon_0 \epsilon_\parallel \cdot E_z \end{array} \right. \quad (2.19)$$

Далі, на основі системи (2.19) необхідно виразити поперечні компоненти поля $E_r; E_\theta$ й $H_r; H_\theta$ через поздовжні компоненти E_z, H_z .

$$\begin{aligned} E_r &= \frac{1}{\xi} \cdot \left[-k_z k_{pl}^2 \cdot \frac{dE_z}{dr} - gk^2 \omega\mu_0 \cdot \frac{dH_z}{dr} \right] & H_r &= \frac{1}{\xi} \cdot \left[gk_z^2 \omega\epsilon_0 \cdot \frac{dE_z}{dr} + k_z k_{pl}^2 \cdot \frac{dH_z}{dr} \right] \\ E_\theta &= \frac{1}{\xi} \cdot \left[-igk^2 k_z \cdot \frac{dE_z}{dr} - i\omega\mu_0 k_{pl}^2 \cdot \frac{dH_z}{dr} \right] & H_\theta &= \frac{1}{\xi} \cdot \left[i\omega\epsilon_0 (\epsilon_\perp k_{pl}^2 - g^2 k^2) \cdot \frac{dE_z}{dr} + igk^2 k_z \cdot \frac{dH_z}{dr} \right] \end{aligned} \quad (2.20)$$

тут $k_{pl}^2 = k^2 \varepsilon_{\perp} - k_z^2$; $k^2 = \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0$; $\xi = k_{pl}^4 - g^2 k^4$. Підставляючи вирази для E_{θ}, H_{θ} з (2.20) у третє й шосте рівняння системи (2.19) отримуємо систему диференціальних рівнянь щодо компонентів E_z і H_z :

$$\begin{cases} \left(\frac{g^2 k^2}{\varepsilon_{\perp}} - k_{pl}^2 \right) \cdot \Delta_{\perp} E_z - \frac{\varepsilon_{\parallel}}{\varepsilon_{\perp}} \xi \cdot E_z = \frac{g \omega \mu_0 k_z}{\varepsilon_{\perp}} \cdot \Delta_{\perp} H_z \\ -k_{pl}^2 \cdot \Delta_{\perp} H_z - \xi \cdot H_z = g k_z \omega \varepsilon_0 \cdot \Delta_{\perp} E_z \end{cases} \quad (2.21)$$

В системі (2.21) $\Delta_{\perp} = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d}{dr} \right)$ – поперечна частина оператора Лапласа в циліндричних координатах. Із системи рівнянь (2.21) можна отримати зв'язок між компонентами H_z й E_z :

$$H_z = \frac{1}{g \omega \mu_0 k_z} \cdot [\varepsilon_{\perp} \Delta_{\perp} E_z + \varepsilon_{\parallel} k_{pl}^2 E_z] \quad (2.22)$$

Підставляючи (2.22) у перше рівняння системи (2.21) отримуємо диференціальне рівняння 4 – го порядку по r щодо компонента E_z :

$$\varepsilon_{\perp} \cdot \Delta_{\perp}^2 E_z + [k_{pl}^2 \cdot (\varepsilon_{\perp} + \varepsilon_{\parallel}) - g^2 k^2] \cdot \Delta_{\perp} E_z + \varepsilon_{\parallel} \xi \cdot E_z = 0 \quad (2.23)$$

Перепишемо рівняння (2.23) у більш зручному для обчислень виді [56]:

$$\Delta_{\perp}^2 E_z + 2p \cdot \Delta_{\perp} E_z + q \cdot E_z = 0 \quad (2.24)$$

$$\text{тут } 2p = \left(\frac{\varepsilon_{\perp}^2 - g^2}{\varepsilon_{\perp}} + \varepsilon_{\parallel} \right) \cdot k^2 - \left(\frac{\varepsilon_{\parallel}}{\varepsilon_{\perp}} + 1 \right) \cdot k_z^2; \quad q = \frac{\varepsilon_{\parallel}}{\varepsilon_{\perp}} \cdot \xi.$$

Розв'язок рівняння 4 – го порядку по r (2.24) будемо шукати у вигляді функції, яка задовольняє хвильо -

вому рівнянню 2 – го порядку з невідомими κ^2 . Невідомі κ^2 підлягають визначенню:

$$\Delta_{\perp} E_z + \kappa^2 E_z = 0 \quad (2.25)$$

Підставляючи рівняння (2.25) у рівняння (2.24) знаходимо для κ^2 два можливі значення:

$$\begin{aligned} k_1^2 &= p + \sqrt{p^2 - q} \\ k_2^2 &= p - \sqrt{p^2 - q} \end{aligned} \quad (2.26)$$

тут k_1^2 – поперечне хвильове число хвилі Трайвелпіса – Гулда; k_2^2 – поперечне хвильове число геліконної хвилі. Загальний розв'язок рівняння (2.24) має вигляд:

$$E_z(r) = P_1 \cdot J_0(k_1 r) + P_2 \cdot J_0(k_2 r) \quad (2.27)$$

У розв'язку (2.27) не враховуються функції Неймана $N_0(k_1 r)$, $N_0(k_2 r)$, тому що вони розходяться в нулі, тобто на вісі плазмового розряду. З рівняння зв'язку (2.22) враховуючи (2.27) знаходимо розв'язок для компоненти H_z :

$$H_z(r) = \frac{\varepsilon_{\perp} M}{g \omega \mu_0 k_z} \cdot P_1 \cdot J_0(k_1 r) + \frac{\varepsilon_{\perp} N}{g \omega \mu_0 k_z} \cdot P_2 \cdot J_0(k_2 r) \quad (2.28)$$

Інші компоненти полів приймають вигляд:

$$\begin{aligned} E_r(r) &= \frac{k_1}{\xi} \left(k_z k_{pl}^2 + \frac{k^2 \varepsilon_{\perp} M}{k_z} \right) \cdot P_1 \cdot J_1(k_1 r) + \frac{k_2}{\xi} \left(k_z k_{pl}^2 + \frac{k^2 \varepsilon_{\perp} N}{k_z} \right) \cdot P_2 \cdot J_1(k_2 r) \\ E_{\theta}(r) &= i k_1 \frac{Q}{g k_z \xi} \cdot P_1 \cdot J_1(k_1 r) + i k_2 \frac{R}{g k_z \xi} \cdot P_2 \cdot J_1(k_2 r) \\ H_r(r) &= -k_1 \frac{Q}{g \xi \omega \mu_0} \cdot P_1 \cdot J_1(k_1 r) - k_2 \frac{R}{g \xi \omega \mu_0} \cdot P_2 \cdot J_1(k_2 r) \\ H_{\theta}(r) &= -i \frac{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_{\parallel}}{k_1} \cdot P_1 \cdot J_1(k_1 r) - i \frac{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_{\parallel}}{k_2} \cdot P_2 \cdot J_1(k_2 r) \end{aligned} \quad (2.29)$$

У формулах (2.28) і (2.29) позначено:

$$M = \frac{\varepsilon_{\parallel}}{\varepsilon_{\perp}} k_{pl}^2 - k_1^2; N = \frac{\varepsilon_{\parallel}}{\varepsilon_{\perp}} k_{pl}^2 - k_2^2; Q = g^2 k^2 k_z^2 + \varepsilon_{\perp} k_{pl}^2 M; R = g^2 k^2 k_z^2 + \varepsilon_{\perp} k_{pl}^2 N \quad (2.30)$$

За межами плазмового розряду слід покласти $\varepsilon_{\perp} = \varepsilon_{\parallel} = 1$; $g = 0$. Система рівнянь Максвела приймає вигляд:

$$\begin{cases} \text{rot} \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \\ \text{rot} \vec{H} = \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \end{cases} \quad (2.31)$$

Усі поля, як і в області плазми, залежать від координат і часу по формулах (2.14). Система рівнянь (2.31) розпадається на дві підсистеми відносно Фур'є – амплітуд компонент полів. Перша підсистема описує ТЕ – хвилю в повітрі, друга ТМ – хвилю в повітрі.

Підсистема для ТЕ – хвилі

Підсистема для ТМ – хвилі

$$\begin{cases} -k_z \cdot E_{\theta} = i\omega\mu_0 \cdot H_r \\ -k_z \cdot H_r - \frac{dH_z}{dr} = -i\omega\varepsilon_0 \cdot E_{\theta} \\ \frac{1}{r} \cdot E_{\theta} + \frac{dE_{\theta}}{dr} = i\omega\mu_0 \cdot H_z \end{cases} \quad (2.32)$$

$$\begin{cases} k_z \cdot H_{\theta} = -i\omega\varepsilon_0 \cdot E_r \\ k_z \cdot E_r - \frac{dE_z}{dr} = i\omega\mu_0 \cdot H_{\theta} \\ \frac{1}{r} \cdot H_{\theta} + \frac{dH_{\theta}}{dr} = -i\omega\varepsilon_0 \cdot E_z \end{cases} \quad (2.33)$$

$$E_{\theta} = i \frac{\omega\mu_0}{k_{\perp}^2} \cdot \frac{dH_z}{dr}; H_r = -\frac{k_z}{k_{\perp}^2} \cdot \frac{dH_z}{dr}; E_r = \frac{k_z}{k_{\perp}^2} \cdot \frac{dE_z}{dr}; H_{\theta} = -i \frac{\omega\varepsilon_0}{k_{\perp}^2} \cdot \frac{dE_z}{dr}, \quad (2.34)$$

тут $k_{\perp}^2 > 0$; $k_{\perp}^2 = k_z^2 - k^2$ – квадрат поперечного хвильового числа хвилі в повітрі. Підставляючи вирази E_{θ}, H_{θ} з (2.34) у третє рівняння систем (2.32) і (2.33) отримуємо хвильові рівняння 2 – го порядку щодо компонент E_z і H_z :

$$\begin{aligned}\Delta_{\perp} H_z - k_{\perp}^2 \cdot H_z &= 0 & \Delta_{\perp} E_z - k_{\perp}^2 \cdot E_z &= 0 \\ H_z(r) &= B_1 \cdot K_0(k_{\perp} r) & E_z(r) &= A_1 \cdot K_0(k_{\perp} r)\end{aligned}\tag{2.35}$$

Розв'язки рівнянь (2.35) повинні задовольняти умові випромінювання на нескінченності. Тому враховуються тільки функції Макдональда, які дорівнюють нулеві на нескінченності. Інші компоненти полів приймають вигляд:

$$\begin{aligned}E_{\theta}(r) &= -i \frac{\omega \mu_0}{k_{\perp}} \cdot B_1 \cdot K_1(k_{\perp} r) \\ H_r(r) &= \frac{k_z}{k_{\perp}} \cdot B_1 \cdot K_1(k_{\perp} r) \\ E_r(r) &= -\frac{k_z}{k_{\perp}} \cdot A_1 \cdot K_1(k_{\perp} r) \\ H_{\theta} &= i \frac{\omega \epsilon_0}{k_{\perp}} \cdot A_1 \cdot K_1(k_{\perp} r)\end{aligned}\tag{2.36}$$

На границі розділу «плазма – вакуум» тангенціальні компоненти електричного поля безперервні. Для Фур'є – амплітуд компонент електричного поля отримуємо:

$$E_z^{pl} = E_z^{air}, E_{\theta}^{pl} = E_{\theta}^{air}\tag{2.37}$$

Тангенціальні компоненти магнітного поля зазнають розрив на границі «плазма – вакуум», тому що по антені, покладеній на обмежуючий плазму тонкостінний діелектричний циліндр, товщиною якого зневажається, тече струм. Для Фур'є – амплітуд компонент магнітного поля отримуємо:

$$H_z^{pl} - H_z^{air} = j_\theta, H_\theta^{pl} = H_\theta^{air} \quad (2.38)$$

На провідних торцях тангенціальні компоненти електричного поля дорівнюють нулеві, для Фур'є – амплітуд отримуємо (см формули (2.14)):

$$E_r = 0, \quad E_\theta = 0 \quad (2.39)$$

Щоб провести оцінки поглинання потужності в плазмі газового розряду необхідно визначити компоненти електромагнітного поля, які збуджуються в плазмовому об'ємі. Після задоволення граничних умовам (2.37–2.39) отримуємо систему лінійних алгебраїчних рівнянь щодо невідомих констант P_1, P_2, A_1, B_1 :

$$\left\{ \begin{array}{l} P_1 \cdot J_0(k_1 r) + P_2 \cdot J_0(k_2 r) = A_1 \cdot K_0(k_\perp r) \\ ik_1 \frac{Q}{gk_z \xi} \cdot P_1 \cdot J_1(k_1 r) + ik_2 \frac{R}{gk_z \xi} \cdot P_2 \cdot J_1(k_2 r) = -i \frac{\omega \mu_0}{k_\perp} \cdot B_1 \cdot K_1(k_\perp r) \\ \frac{\varepsilon_\perp M}{g \omega \mu_0 k_z} \cdot P_1 \cdot J_0(k_1 r) + \frac{\varepsilon_\perp N}{g \omega \mu_0 k_z} \cdot P_2 \cdot J_0(k_2 r) - B_1 \cdot K_0(k_\perp r) = - \left(\frac{I_A}{L} \right) \cdot \sin(k_z z_A) \\ -i \frac{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_\parallel}{k_1} \cdot P_1 \cdot J_1(k_1 r) - i \frac{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_\parallel}{k_2} \cdot P_2 \cdot J_1(k_2 r) = i \frac{\omega \varepsilon_0}{k_\perp} \cdot A_1 \cdot K_1(k_\perp r) \end{array} \right. \quad (2.40)$$

Система рівнянь (2.40) при заданих параметрах (n_0, p, B_0, L, R_0), а також відомих ω і k_z дозволяє обчислити невідомі константи, і визначити компоненти електромагнітного поля усередині плазмового розряду.

2.3. Обчислення потужності, що поглинається

Знаючи поля, можна обчислити інтегральне поглинання ВЧ – потужності в об’ємі розрядної камери джерела іонів, а це означає виявити резонанси для потужності, що поглинається.

$$P = \frac{\omega \epsilon_0}{2} \iiint_V \left[\operatorname{Im} \epsilon_{\perp} \cdot (|E_r|^2 + |E_{\theta}|^2) + \operatorname{Im} \epsilon_{\parallel} \cdot |E_z|^2 + \operatorname{Im}(ig \cdot (E_{\theta}^* E_r - E_r^* E_{\theta})) \right] dV \quad (2.41)$$

Просторовий розподіл ВЧ – потужності, що поглинається усередині розрядної камери, визначає вираз під інтегралом (2.41) з урахуванням множника $(\omega \cdot \epsilon_0)/2$. Для контролю обчислень інтегральне поглинання потужності визначалося й альтернативним способом, за законом Джоуля – Ленца.

$$P = \frac{1}{2} R_p I_A^2 \quad (2.42)$$

де R_p – активний опір плазми.

Активний опір плазми визначається в такий спосіб [87]. Вирішується система рівнянь (2.40) і визначаються електричні поля в повному об’ємі розрядної камери. Потім за допомогою інтегрування електричного поля по контуру антени визначається спадання напруги на антені:

$$U_A = -\oint \vec{E} \cdot d\vec{l} \quad (2.43)$$

Для одного витка азимутально симетричної антени отримуємо:

$$U_A = -\int_0^{2\pi} E_{\theta}(r = R_0; z = z_A) \cdot R_0 \cdot d\theta = -2\pi R_0 \cdot E_{\theta}(r = R_0; z = z_A) \quad (2.44)$$

Якщо азимутально симетрична антена має кілька витків, то інтеграл (2.44) обчислюється для кожного витка й тоді $U_A = U_{A1} + U_{A2} + \dots$

Повний імпеданс антени обчислюється як:

$$Z_A = \frac{U_A}{(I_A/2)} \quad (2.45)$$

В (2.45) враховано, що вираз $I_A \cos(\alpha t)$ у формулі (2.15) можна представити як $(I_A/2) \cdot (\exp[-i\alpha t] + \exp[i\alpha t])$.

Повний імпеданс антени це сума вакуумного імпедансу й імпедансу плазмової навантаження:

$$Z_A = Z_V + Z_p \quad (2.46)$$

Для обчислення вакуумного імпедансу потрібно розв'язати рівняння Максвелла із зовнішнім струмом антени при відсутності плазми в розрядній камері. Потім скористатися формулою (2.43), але підставляти в неї поля, які були знайдені в розрядній камері без плазми, і обчислити Z_V по формулі (2.45). Очевидно, що тоді імпеданс плазмового навантаження дорівнює:

$$Z_p = Z_A - Z_V \quad (2.47)$$

З іншого боку імпеданс плазмового навантаження це комплексна величина:

$$Z_p = R_p - i \cdot \omega \cdot L_p = (R_A - R_V) - i\omega(L_A - L_V) \quad (2.48)$$

Вираз (2.47) справедливо для випадку, коли в джерелі іонів збуджується одна гармоніка з поздовжнім хвильовим числом k_z і азимутальним хвильовим числом m (при розгляді азимутально несиметричної антени).

Якщо джерело іонів працює в багатомодовому режимі, тобто збуджується кілька гармонік з поздовжніми хвильовими числами k_{zn} і азимутальними хвильовими числами m (при розгляді азимутально несиметричної антени), то вираз (2.47) необхідно обчислювати як суму:

$$Z_p = \sum_{n,m} (Z_A^{n,m} - Z_V^{n,m}) = R_p - i \cdot \omega \cdot L_p = (R_A - R_V) - i\omega(L_A - L_V) \quad (2.49)$$

Завдяки тому що $R_V \rightarrow 0$, можна вважати, що $R_A = R_p$. У формулі (2.41) залежність від амплітуд полів квадратична, а у формулі (2.42) залежність від амплітуд полів лінійна. Сенса контролю обчислень полягає в порівнянні результатів цих двох формул.

2.4. Баланс потужності в розряді

Потужність, яка поглинається плазмою, іде на створення електрон – іонних пар у розряді, частина потужності виноситься з розряду електронами й іонами. Згідно [45], отримуємо:

$$\sum P = n_0 u_B A_{eff} (E_e + E_i + E_c) = P_{ел} + P_{іон} + P_{зіткн} \quad (2.50)$$

n_0 – густина плазми;

$u_B = \sqrt{\frac{k_B T_e}{M_i}}$ – боровська швидкість іона;

A_{eff} – ефективна площа втрат частинок;

E_e – енергія, яку виносить з розряду один електрон $E_e = 2k_B T_e$;

E_i – енергія, яку виносить з розряду один іон $E_i = \frac{k_B T_e}{2} + k_B T_e \ln \left(\frac{M_i}{2\pi m_e} \right)^{1/2}$;

E_c – енергія, яка необхідна для утворення однієї електрон – іонної пари

$$E_c = E_{iz} + \sum_i E_{ex,i} \frac{K_{ex,i}}{K_{iz}} ;$$

E_{iz} – енергія іонізації атома (для гелію 24,5 еВ, для атомарного водня 13,6 еВ);

$E_{ex,i}$ – порогова енергія збудження i – того рівня атома;

$K_{ex,i}$ – константа швидкості збудження i – того рівня атома;

K_{iz} – константа швидкості іонізації.

P_{el} – потужність, яка виноситься з розряду електронами;

P_{ion} – потужність, яка виноситься з розряду іонами;

$P_{зіткн}$ – потужність, яка поглинається в плазмі, за рахунок механізму парних зіткнень;

ΣP – потужність, яку необхідно підводити до розряду для підтримки заданої густини плазми.

Ефективна площа втрат частинок для циліндричного плазмового розряду з радіусом R_0 і довжиною L описується формулою:

$$A_{eff} = 2R_0 \cdot (Lh_R + R_0h_L) \quad (2.51)$$

$h_R = n_R / n_0$ – геометричний фактор, який враховує відношення радіальної густини плазми n_r на границі плазми до густини плазми в центрі розряду n_0 .

$h_L = n_L / n_0$ – геометричний фактор, який враховує відношення аксіальної густини плазми n_l на границі плазми до густини плазми в центрі розряду n_0 .

У геліконному розряді з однорідним зовнішнім магнітним полем заряджені частинки не виносять потужність у радіальному напрямку по всій довжині L розряду. Втрати потужності відбуваються тільки в поздовжньому напрямку через поперечний переріз розрядної камери.

Крім того, $n_l \approx n_0$, тому формулу (2.51) можна записати у вигляді:

$$A_{\text{eff}} = 2R_0 \cdot (Lh_R + R_0h_L) = 2R_0^2 \quad (2.52)$$

2.4.1. Розрахунок константи швидкості іонізації

Передбачається, що всі атоми нейтрального газу іонізуються з основного стану. Число актів іонізації в 1 см^3 за 1 сек дорівнює [127,135]:

$$Z_{iz}^e = N_a N_e \cdot \int_{v_k}^{\infty} \sigma_e(v) \cdot v \cdot f_e(v) \cdot dv = N_a N_e \cdot \alpha_e \quad (2.53)$$

N_a – кількість атомів в 1 см^3 ;

N_e – кількість електронів в 1 см^3 ;

$f_e(v)$ – функція розподілу Максвела для електронів по швидкостях, яка відповідає температурі електронів T_e ;

$\sigma_e(v)$ – ефективний переріз іонізації електронним ударом;

α_e – константа швидкості іонізації.

У формулі (2.53) інтегрування береться по швидкостях електронів, енергія яких перевищує потенціал іонізації: $m_e v_k^2 / 2 = I$. Такі електрони відповідають хвосту максвелівського розподілу по швидкостях. Число таких електронів пропорційно $\exp[-(m_e v^2)/(2k_B T_e)] \ll 1$. Тому основну роль грають електрони, енергія яких перевищує потенціал іонізації на величину порядку $k_B T_e$ ($k_B T_e \ll I$) [127]. Поблизу порога ефективний переріз іонізації лінійно залежить від енергії електронів $\mathcal{E}_e$:

$$\sigma_e(v) \approx C \cdot (\mathcal{E}_e - I), C = \text{const} \quad (2.54)$$

Тоді константа швидкості іонізації з основного рівня атомів виражається формулою:

$$\alpha_e = \int_{v_K}^{\infty} \sigma_e(v) \cdot v \cdot f_e(v) \cdot dv = \sigma_e \cdot \bar{v}_e \cdot \left(\frac{I}{k_B T_e} + 2 \right) \cdot \exp\left(-\frac{I}{k_B T_e} \right) \quad (2.55)$$

$$\bar{v}_e = \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}} - \text{середня теплова швидкість електронів};$$

σ_e – середнє значення ефективного перерізу $\sigma_e(v)$, що відповідає енергії електронів $\varepsilon_e = I + k_B T_e$; $\sigma_e = C \cdot k_B \cdot T_e$. Експериментальні числові значення константи C и потенціалу іонізації I , для водню й гелію наведено в таблиці 2.1 і взяті з [135]:

Таблиця 2.1

Атом	I, эВ	$C \cdot 10^{-17}$ см ² /еВ
H	13,6	0,13
He	24,5	0,13

2.4.2. Розрахунок константи швидкості збудження

Передбачається, що атом має тільки один рівень збудження E^* , тобто атом збуджується в результаті переходу з основного стану. Поблизу порога ефективний переріз збудження $\sigma_e^*(v)$ можна апроксимувати виразом [127]:

$$\sigma_e^*(v) = C^* \cdot (\varepsilon - E^*) \quad (2.56)$$

З урахуванням цієї обставини константа швидкості збудження надається формулою [127]:

$$\alpha_e^* = \int_{v^*}^{\infty} \sigma_e^*(v) \cdot v \cdot f_e(v) \cdot dv = \sigma_e^* \cdot \bar{v}_e \cdot \left(\frac{E^*}{k_B T_e} + 2 \right) \cdot \exp\left(-\frac{E^*}{k_B T_e} \right) \quad (2.57)$$

$$v^* = \sqrt{\frac{2E^*}{m_e}} - \text{швидкість електронів, що відповідає порогу збудження};$$

σ_e^* – середнє значення ефективного перерізу $\sigma_e^*(\nu)$, що відповідає енергії електронів $\varepsilon_e = E^* + k_B T_e$; $\sigma_e^* = C^* \cdot k_B \cdot T_e$.

Числові значення константи C^* і інших величин, для водню й гелію, наведено в таблиці 2.2 і взяті з [127]:

Таблиця 2.2

Атом	Рівні	Потенціал E^* , еВ	Інтерполяція сумарного перерізу σ_e^* , см ²
Н	2р	10,1	$25 \cdot 10^{-18} \cdot (\varepsilon - 10)$
He	2р ³ P	19,7	$4,6 \cdot 10^{-18} \cdot (\varepsilon_{эв} - 20)$
	2s ¹ S	20,6	$4,6 \cdot 10^{-18} \cdot (\varepsilon_{эв} - 20)$

2.4.3. Оцінки потужності, необхідної для підтримки заданої густини плазми

В гелієвій плазмі при $T_e = 5$ еВ один іон виносить із розряду енергію 20 еВ. На створення однієї електрон – іонної пари при збудженні атома з основного стану на рівень 2р³P необхідно 178 еВ, при збудженні на рівень 2s¹S необхідно 183 еВ.

В водневій плазмі при $T_e = 5$ еВ один іон виносить із розряду енергію 16,7 еВ. На створення однієї електрон – іонної пари необхідно 348 еВ.

Один електрон при $T_e = 5$ еВ виносить із розряду енергію 10 еВ.

З урахуванням цих значень енергії можна оцінити потужність, яка повинна підводитись в розряд і поглинатися в розряді для підтримки заданої густини плазми та густини струму насичення J , що екстрагується. При діаметрах отвору екстракції $d = (200, 100, 50)$ мкм оцінити струм насичення I , що екстрагується, для заданих густин плазми. Ці оцінки наведено в таблицях 2.3 – 2.6.

Гелісва плазма

Таблиця 2.3 Оцінки балансу потужності при $R_0 = 1,5$ см

$n_0 \cdot 10^{12}$ см ⁻³	$P_{\text{ел}},$ Вт	$P_{\text{іон}},$ Вт	$P_{\text{зіткн}}$ (2p3P), Вт	$P_{\text{зіткн}}$ (2s1S), Вт	ΣP (2p3P), Вт	ΣP (2s1S), Вт	$\Gamma_{\text{De}},$ мкм	$\Gamma_{\text{Di}},$ мкм
0,2	1,6	3,2	28	29	33	34	37	5
0,4	3,2	6,4	56	58	66	68	26	3,7
0,6	4,7	9,6	84	87	98,5	101	21	3
0,8	6,3	12,7	112	116	131	135	18,6	2,6
1	8	16	140	145	164	169	16,6	2,4
1,2	9,5	19	168	174	197	202	15	2
1,4	11	22	196,5	203	230	236	14	1,98
1,6	12,7	25,5	224,5	231,6	262,6	270	13	1,86
1,8	14	28,7	252,6	260,6	295,5	303,5	12	1,75
2	15,8	31,85	281	289,6	328	337	11,75	1,66

Таблиця 2.4 Оцінки струму I та густини струму J

$n_0 \cdot 10^{12}$ см ⁻³	$I, \text{мкА}$ $d = 200 \text{ мкм}$	$I, \text{мкА}$ $d = 100 \text{ мкм}$	$I, \text{мкА}$ $d = 50 \text{ мкм}$	J мА/см ²
0,2	6,6	1,7	0,4	21
0,4	13	3,3	0,8	42
0,6	20	5	1,2	63
0,8	26,5	6,6	1,7	84
1	33	8,3	2	105,5
1,2	39,7	10	2,5	126,6
1,4	46	11,6	2,9	148
1,6	53	13	3,3	169
1,8	59,6	15	3,7	190
2	66	16,6	4	211

Воднева плазма

Таблиця 2.5 Оцінки балансу потужності при $R_0 = 1,5$ см

$n_0 \cdot 10^{12}$ см ⁻³	$P_{\text{ел}},$ Вт	$P_{\text{іон}},$ Вт	$P_{\text{зіткн}},$ Вт	$\Sigma P,$ Вт	$r_{\text{De}},$ мкм	$r_{\text{Di}},$ мкм
0,2	1,9	3,2	66	71	37	5
0,4	3,8	6,3	132	142	26	3,7
0,6	5,7	9,5	198	213	21	3
0,8	7,6	12,7	264	284,6	18,6	2,6
1	9,5	15,8	330	355,7	16,6	2,4

Таблиця 2.6 Оцінки струму I та густини струму J

$n_0 \cdot 10^{12}$ см ⁻³	$I, \text{мкА}$ $d = 200 \text{ мкм}$	$I, \text{мкА}$ $d = 100 \text{ мкм}$	$I, \text{мкА}$ $d = 50 \text{ мкм}$	J мА/см ²
0,2	13	3,3	0,8	42
0,4	26,5	6,6	1,7	84
0,6	40	10	2,5	126,6
0,8	53	13	3,3	168,8
1	66	16,6	4	211

В таблицях 2.3 – 2.6 густина струму насичення J оцінюється по формулі:

$$J = 0,6 \cdot e \cdot n_0 \cdot \sqrt{\frac{k_B T_e}{M_i}} \quad (2.58)$$

Повний струм насичення I із джерела дається формулою:

$$I = (\pi \cdot d^2 / 4) \cdot J \quad (2.59)$$

Потужність, що підводиться в розряд з гелієвою плазмою, починає перевищувати 100 Вт після $n_0 = 0,6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

Потужність, що підводиться в розряд з водневою плазмою, починає перевищувати 100 Вт після $n_0 = 0,3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

2.4.4. Теоретичні оцінки та експериментальні дані

На рис 2.4 і рис 2.5 представлені експериментальні й теоретичні залежності густини гелієвої та водневої плазми від потужності $\Sigma P(2p3P)$, що підводиться до розряду, й потужності $P_{\text{зіткн}}(2p3P)$, яка поглинається на зіткненнях. Експериментальні результати були отримані в роботах [122 – 124, 136, 137].

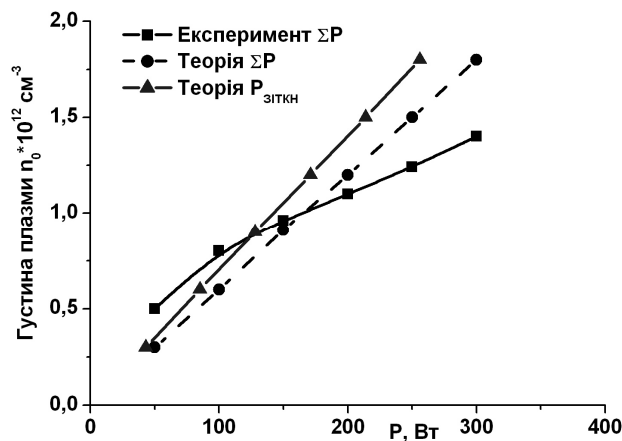


Рис. 2.4. Залежність густини гелієвої плазми від ΣP і $P_{\text{зіткн}}$.

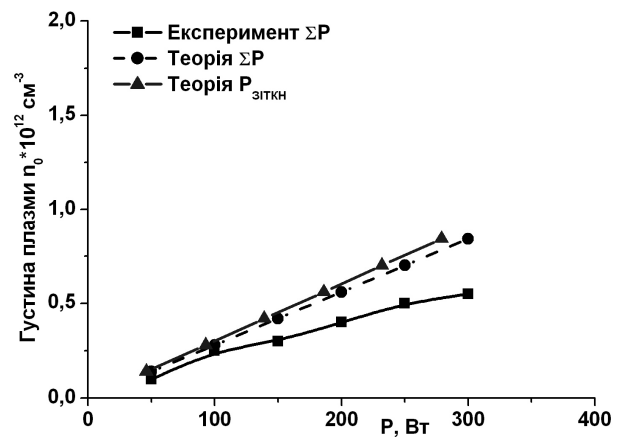


Рис. 2.5. Залежність густини водневої плазми від ΣP і $P_{\text{зіткн}}$.

Видно, що теоретичні оцінки балансу потужності, які застосовувалися в даному Розділі, задовільно узгоджуються з експериментальними даними.

2.5. Зв'язок параметрів плазми з параметрами пучка

Для методик аналізу складу зразків на аналітичних прискорювальних комплексах необхідно реалізовувати стискання якомога більшого струму пучка на якомога меншій площі на мішені, тобто важливо працювати на іонних пучках з високою яскравістю. Це дозволяє збільшити розділову здатність аналітичних каналів і проводити виміри за менший проміжок часу. Стосовно до пучків заряджених частинок яскравість визначається, як емісійна густина струму пучка в одиниці тілесного кута [134]:

$$B = \frac{I}{S_0 \Omega} = \frac{J}{\Omega} \quad (2.60)$$

де I – струм пучка, може обчислюватися по формулі (2.59); S_0 – площа емісії частинок; Ω – тілесний кут, вимірюється в стерadianах (ср); J – густина струму насичення, обчислюється по формулі (2.58). Яскравість вимірюється в $\text{А/см}^2 \cdot \text{ср}$. З таблиці 2.7 [13] видно, що рідиннометалеве іонне джерело й польове іонне джерело мають високу яскравість, тому що в них значно зменшена площа поверхні емісії.

Таблиця 2.7

Джерело іонів	Діаметр апертури, нм	Енергетичний розкид (еВ)	$\Delta I / \Delta \Omega$ (мкА/стеррад)	Яскравість (А/см ² ·стеррад)
Плазмове	5E+4	5	3E+3	10E+2
Рідинно-металеве	50	5	20	10E+6
Газове польове	1	1	0,1	10E+7

Однак, ці джерела мають дуже малу кутову густину струму через великий кут розбіжності в пучку. Параметри пучка цих джерел погано узгоджуються з оптикою прискорюючої трубки завдяки сферичних аберацій. Плазмове іонне джерело має значно більшу емісійну площу й високу кутову густину, що говорить про малий кут розбіжності пучка.

Для іонних пучків з азимутальною симетрією вводиться поняття фізичної яскравості іонного пучка. Фізична яскравість дозволяє порівнювати характеристики мегаелектронвольтних прискорювачів [134]:

$$B_p = \frac{2I}{\pi^2 \varepsilon^2 E} = \frac{B}{E} \quad (2.61)$$

де ε – емітанс пучка, при азимутальній симетрії $\varepsilon_x = \varepsilon_y = \varepsilon$;

E – кінетична енергія пучка. Фізична яскравість вимірюється в $\text{А/см}^2 \cdot \text{рад}^2 \cdot \text{еВ}$.

Кожна частинка пучка може бути охарактеризована шістьма координатами x, y, z, px, py, pz фазового простору. В шестивимірному фазовому просторі частинка пучка представима однією точкою. Частинки пучка відповідають безлічі крапок у фазовому просторі з певним фазовим об'ємом. Для формування фазового об'єму на вході в прискорюючу трубку необхідно контролювати кут розбіжності пучка й розмір пучка в кросовері. Ці два параметри визначають вимоги до емітансу іонного пучка на виході із джерела іонів. Емітанс пучка можна оцінити як:

$$\varepsilon = \alpha_0 \cdot r_0 \quad (2.62)$$

де

α_0 – половина кута розбіжності пучка; r_0 – радіус пучка в кросовері.

Формула (2.62) справедлива за умови, що кросовер пучка перебуває на виході із системи екстракції. Розмір кросовера й кут розбіжності пучка можуть контролюватися зміною потенціалу електрода в системі екстракції пучка. Згідно з теоремою Ліувіля неможливо незалежно один від одного змінювати розміри кросовера й кута розбіжності пучка. Зменшення розмірів кросовера призводить до пропорційного збільшення кута розбіжності пучка. Крім того, емітанс пучка може змінюватись залежно від величини зовнішнього магнітного поля B_0 . Таким чином, якість пучка залежить від керування: густиною плазми n_0 ; зовнішнім магнітним полем B_0 ; кутом розбіжності пучка α ; емітансом пучка ε . Два перші параметри відносяться до параметрів плазми, два останні до параметрів пучка. З вище сказаного випливає, що параметри пучка зв'язані з параметрами плазми. Поглинання потужності в розряді повинно бути організоване так, щоб забезпечити необхідну густину плазми при якомога мінімальному зовнішньому магнітному полі. Спроба створення однієї і тієї ж густини плазми в розрядних камерах різної довжини (рис 2.6) може призвести до «розпливання» резонансів ВЧ – потужності. Це пов'язане з руйнуванням парними зіткненнями ТГ – компонента в гібридній ТГ – геліконній моді усередині об'єма плазми [126].

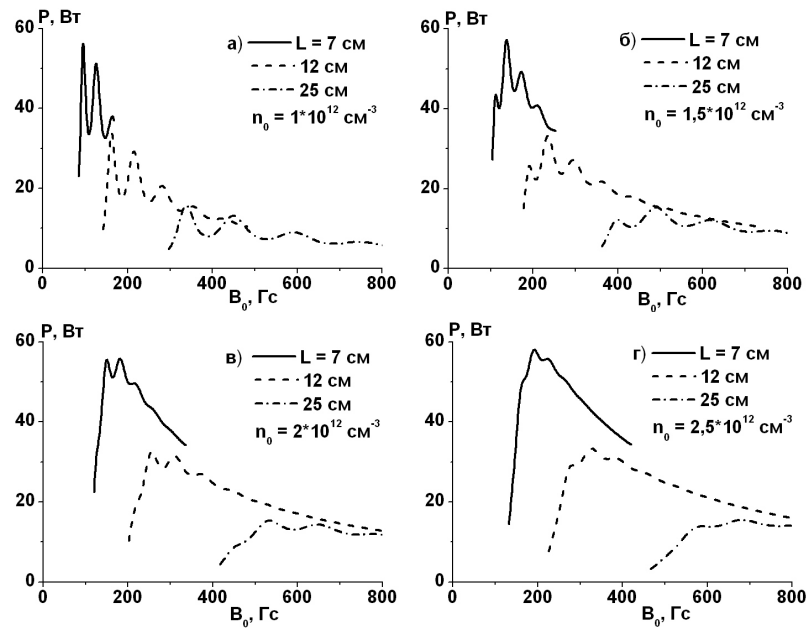


Рис. 2.6. Профілі інтегрального внеску ВЧ – потужності в розряд з гелієвою плазмой при $p = 6$ мТорр; а) $n_0 = 1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, б) $n_0 = 1,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, в) $n_0 = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, г) $n_0 = 2,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

Створення оптимальних фізичних умов для поглинання потужності в приосьовій області розряду з однорідним аксіальним зовнішнім магнітним полем є предметом обговорення наступного Розділу.

Висновки до Розділу 2

1. Для розглянутих параметрів плазми виконані теоретичні оцінки кулонівських зіткнень заряджених частинок. За результатами розрахунків в інтервалі тисків нейтрального газу p від 2 мТорр: для гелієвої плазми сильні зіткнення $\nu/\omega \approx 0,3$ проявляються при p більш 10 мТорр; для водневої плазми $\nu/\omega \approx 0,3$ при p від 10 мТорр.

2. Для визначення компонент електромагнітного поля, які збуджуються усередині плазмового об'єму, застосовується метод нормальних мод. Цей метод використовує розкладання густини струму антени й збуджуваних полів у ряди Фур'є. У цьому випадку задача визначення полів усередині плазмового об'єму

зводиться до розв'язку системи звичайних диференціальних рівнянь із постійними коефіцієнтами відносно Фур'є – амплітуд компонент полів. Фур'є – амплітуди електромагнітного поля залежать тільки від радіальної координати. Для контролю точності розрахунків потужність, що поглинається в розряді, обчислюється двома методами. У якості альтернативного методу обчислень використовується формула Джоуля – Ленца. Для її застосування за допомогою рівнянь Максвела розраховується активний опір плазми.

3. Обчислення інтегрального поглинання потужності, що вводиться в плазму, залежно від зовнішнього магнітного поля проводяться в гідродинамічному наближенні для радіально однорідної густини плазми з урахуванням балансу потужності в розряді. Для розглянутих сортів плазми аналітично розраховані константи швидкостей іонізації й швидкостей збудження, які необхідні для розрахунків балансу потужності в розряді.

4. Для заданої густини досліджуваних сортів плазми виконані розрахунки потужності, яку необхідно підводити до розряду. Проведені оцінки струму насичення, що екстрагується із джерела, з урахуванням різних діаметрів отвору екстракції пучка.

5. Показаний зв'язок параметрів плазми з параметрами пучка, що екстрагується.

6. Теоретичні оцінки балансу потужності знаходяться у задовільній згоді з експериментальними даними.

РОЗДІЛ 3

ПОГЛИНАННЯ ВЧ - ПОТУЖНОСТІ В ДЖЕРЕЛІ ІОНІВ З ОДНОРІДНИМ АКСІАЛЬНИМ ЗОВНІШНІМ МАГНІТНИМ ПОЛЕМ

У цьому Розділі за допомогою методу нормальних мод (див Розділ 2) досліджений лінійний відгук водневої й гелієвої геліконної плазми на збудження азимутально симетричною антеною. Чисельні оцінки проведені для компактних розрядних камер з довжинами $L = 7$ см і $L = 25$ см. Інтегральний і просторовий розподіл ВЧ – потужності в об’ємі розрядних камер вивчено з урахуванням балансу потужності в розряді. Режими поглинання ВЧ – потужності досліджуються на стадії зародження й розвитку резонансів залежно від параметрів: величини струму антени, кількості витків антени, розташування антени щодо центру розрядної камери, тиску нейтрального газу. Мета теоретичного дослідження полягає в тому, щоб проаналізувати, як варіація параметрів задачі впливає на просторову структуру потужності, що поглинається в розряді. З’ясувати до яких густин плазми можливо реалізувати параксіальне поглинання потужності, що вводиться, в об’ємі розрядних камер. Виявити порушення режимів з параксіальним поглинанням потужності в розряді, що необхідно при формуванні пучків заряджених частинок в іонних джерелах. Даний Розділ написаний на основі робіт [2–4].

3.1. Модель плазмового джерела

Для теоретичних розрахунків розглянемо модель стандартного геліконного джерела ($L > 2R_0$), схематично зображену на рис 3.1. Тонка кварцова розрядна камера циліндричної форми має радіус R_0 і довжину L . На торцях діелектричної розрядної камери конструкція джерела іонів передбачає провідні металеві фланці.

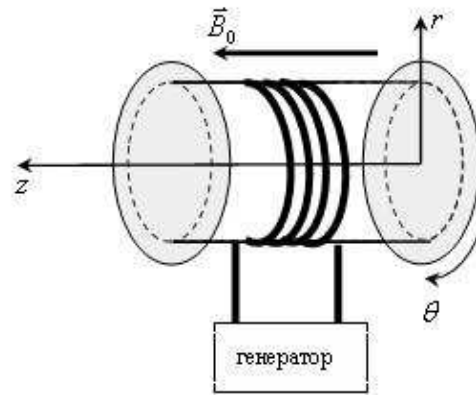


Рис. 3.1. Схематичне представлення джерела іонів.

Плазма створюється в об'ємі розрядної камери за рахунок роботи зовнішньої азимутально симетричної ($m = 0$) антени. Змінний електричний струм заданої частоти ω створюється в антені зовнішнім генератором. Передбачається, що розрядна камера джерела іонів разом з антеною поміщена в постійне магнітне поле з магнітною індукцією $\vec{B}_0$, яке спрямовано паралельно вісі z розрядної камери. Також передбачається, що усередині розрядної камери вже створена частково іонізована плазма з електронною й іонною густиною $n_{0e} = n_{0i} = n_0$. Густина нейтральних атомів газу задається його тиском, частота зовнішнього збудження ω більше нижньої гібридної частоти ω_{LH} у плазмі. Особливістю трикомпонентної системи «плазма – діелектрик - вакуум» є те, що в ній може розповсюджуватись зворотна поверхнева хвиля з аномальною дисперсією. Для розглянутих довжин розрядних камер $L = (7, 15, 25)$ см джерело іонів працює в одномодовому режимі. Усередині плазмового розряду збуджується тільки гармоніка з $k_z = \pi/L$. У цьому випадку довжина хвилі $\lambda = v_\phi/f = 2\pi/k_z$ на частоті збудження $f = 27,12$ МГц набагато більше товщини стінок кварцової діелектричної розрядної камери. Тому впливом діелектричної розрядної камери можна знехтувати. Далі в теоретичних оцінках, поля усередині стінок розрядної камери враховуватися не будуть.

3.2. Поглинання потужності при однорідному профілі густини плазми

Для екстракції із плазми пучків заряджених частинок важливо, щоб резонанси призводили до приосьового поглинання потужності усередині плазми газозового розряду. При параксіальному поглинанні потужності в розряді геліконна хвиля й хвиля ТГ повинні бути об'ємними, тобто поперечні хвильові числа (2.26) цих хвиль у беззіткнуеному наближенні повинні бути більше нуля. На рис 3.2 і рис 3.3 представлені області прозорості для хвиль при довжинах розрядних камер $L = (7, 15, 25)$ см для робочих газів гелію й водню. Видно, що та сама густина плазми може бути створена на різних інтервалах зовнішнього магнітного поля. Зі збільшенням довжини L інтервал магнітних полів стає ширше й зміщується в область більш сильних магнітних полів. Зі зменшенням довжини L інтервал магнітних полів зміщується в область більш слабких магнітних полів [92].

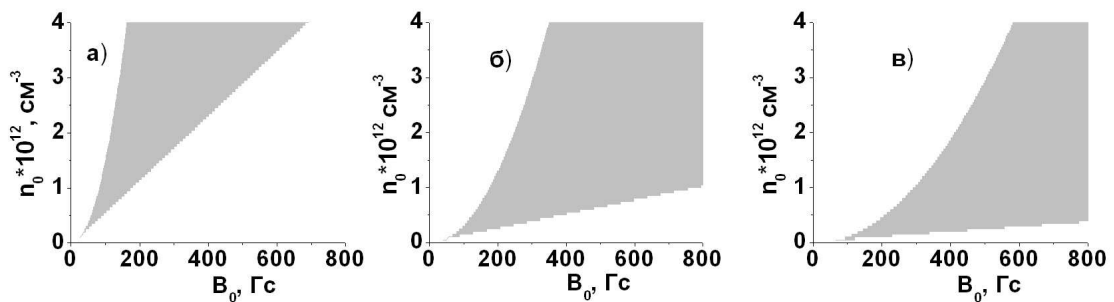


Рис. 3.2. Области прозорості для хвиль в гелієвій плазмі

а) $L = 7$ см, б) $L = 15$ см, в) $L = 25$ см

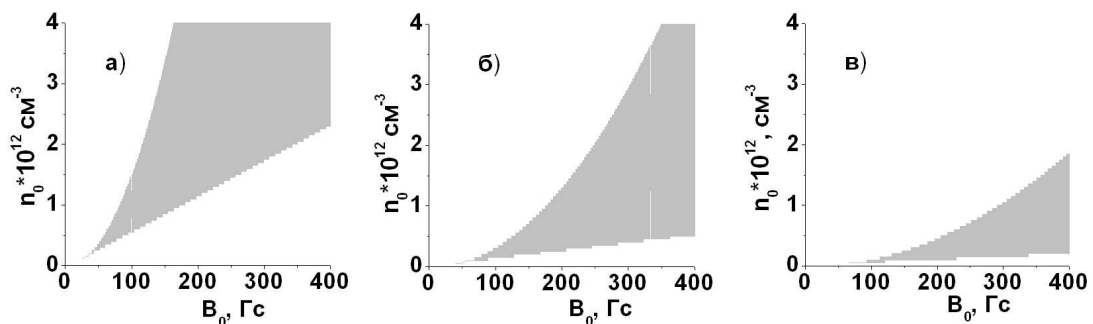


Рис. 3.3. Области прозорості для хвиль в водневій плазмі

а) $L = 7$ см, б) $L = 15$ см, в) $L = 25$ см

У випадку однорідного радіального розподілу густини плазми усередині розряду хвиля Трайвелпіса – Гулда збуджується поблизу границі плазми біля бічної поверхні розрядної камери. Якщо зовнішнє магнітне поле B_0 близько або більше критичного значення B_{cr} , то ТГ – хвиля загасає на довжині менше радіуса плазмового розряду тим самим, погіршуючи умови для параксіального поглинання потужності. Величина B_{cr} виражається через параметри плазми й геометрію джерела іонів [128]:

$$B_{cr} = \frac{m_e}{e} \frac{\omega^2}{\nu} \frac{L}{\pi R_0} \quad (3.1)$$

На рис 3.4 і рис 3.5 показано як змінюється B_{cr} залежно від тиску й густини плазми при фіксованому $R_0 = 1,5$ см. Видно, що при тому самому тиску й густині у водневій плазмі B_{cr} досягає менших значень у порівнянні з гелієвою плазмою.

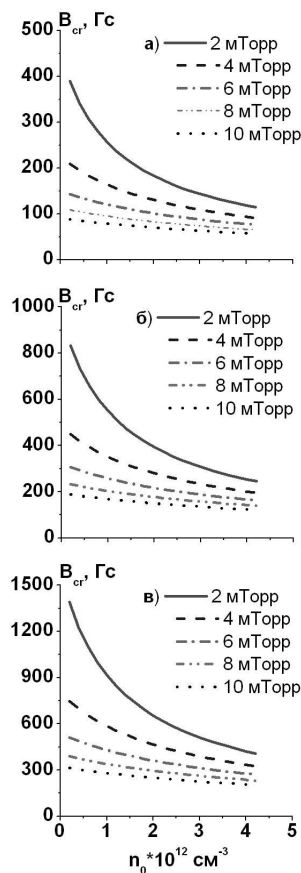


Рис. 3.4. Гелієва плазма

а) $L = 7$ см, б) $L = 15$ см, в) $L = 25$ см

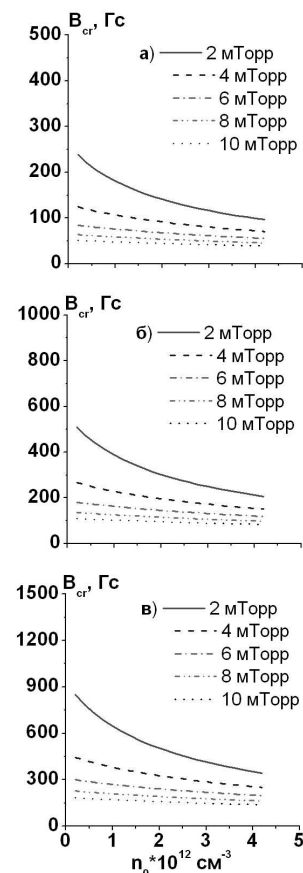


Рис. 3.5. Воднева плазма

а) $L = 7$ см, б) $L = 15$ см, в) $L = 25$ см

3.2.1. Зародження резонансів у розрядній камері довжиною $L = 7$ см

Для гелієвої й водневої плазми резонанси починають з'являтися при $n_0 = 6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$. У гелієвій плазмі для діаметра отвору екстракції $d = 200$ мкм це відповідає струму насичення $I = 20$ мкА, для $d = 100$ мкм струму $I = 5$ мкА, при $d = 50$ мкм $I = 1$ мкА. Густина струму насичення (див формулу (2.58)) $J = 63 \text{ мА/см}^2$. У водневій плазмі для діаметра отвору екстракції $d = 200$ мкм $I = 40$ мкА, для $d = 100$ мкм $I = 10$ мкА, при $d = 50$ мкм $I = 2,5$ мкА. Густина струму насичення $J = 127 \text{ мА/см}^2$. Радіус Дебая для електрона дорівнює 21 мкм, для іона 3 мкм.

Згідно з балансом потужності (див Розділ 2) у розряд з гелієвою плазмою необхідно підводити близько 99 Вт потужності при збудженні атомів з основного стану на рівень 2p3P і близько 101 Вт при збудженні атомів на рівень 2s1S. За рахунок механізму парних зіткнень у гелієвій плазмі буде поглинатися приблизно 84 Вт потужності при збудженні атомів на рівень 2p3P і 87 Вт при збудженні на рівень 2s1S. У розряд з водневою плазмою необхідно підводити близько 213 Вт потужності. За рахунок парних зіткнень у водневій плазмі буде поглинатися приблизно 198 Вт потужності.

На рис 3.6 і 3.7 для стадії зародження резонансів представлені залежності струму антени від тиску в розрядній камері при різних розташуваннях антени. В умовах експерименту струм антени I_A повинен задовольняти критерію (3.2), тому що під кондуктором прискорювача відведення тепла утруднено:

$$1\text{А} \leq I_A \leq 6\text{А} \quad (3.2)$$

Суцільною лінією на рис 3.6 і рис 3.7 виділена область із параксіальним режимом поглинання потужності плазмою $B_0 < B_{cr}$, пунктиром область $B_0 > B_{cr}$, у якій параксіальне поглинання потужності руйнується.

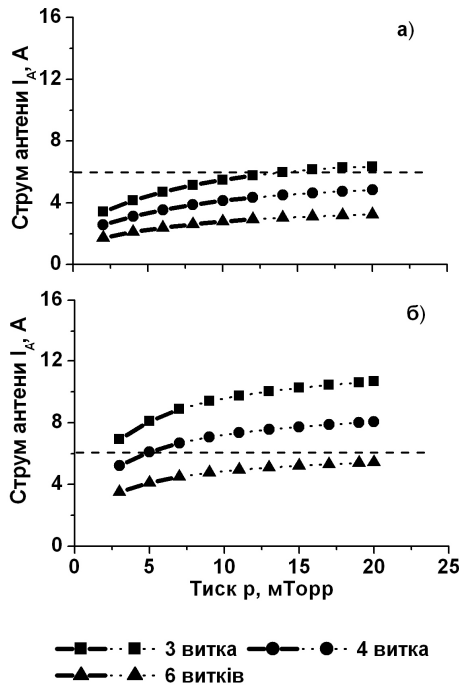


Рис. 3.6. Розрядна камера $L = 7$ см;
 $z_a = L/2$; а) гелієва плазма; б) воднева
 плазма

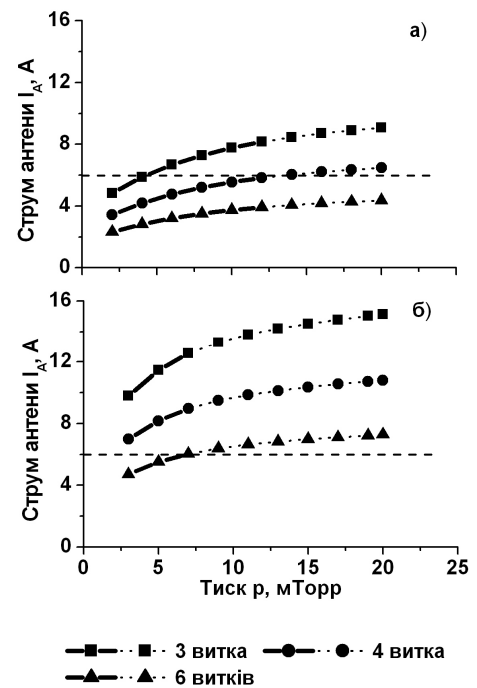


Рис. 3.7. Разрядная камера $L = 7$ см;
 $z_a = L/4$; а) гелиєва плазма; б) воднева
 плазма

Для гелієвої плазми (рис 3.6 а, рис 3.7 а) при $z_a = L/2$ критерію (3.2) задовольняють усі досліджувані антени. При $z_a = L/4$ 6 – ти виткова антена задовольняє (3.2) у всьому досліджуваному діапазоні тисків нейтрального газу, 4 – х виткова антена до тиску $p = 12$ мТорр, 3 – х виткова антена до тиску $p = 4$ мТорр. Режим поглинання потужності $B_0 > B_{cr}$ починається при тиску $p = 12$ мТорр. Значення зовнішнього магнітного поля при резонансі змінюється від $B_0 = 80$ Гс при $p = 2$ мТорр до $B_0 = 85$ Гс при $p = 20$ мТорр. Критичне магнітне поле змінюється в межах від $B_{cr} = 308$ Гс при тиску $p = 2$ мТорр до $B_{cr} = 43$ Гс при $p = 20$ мТорр.

Для водневої плазми (рис 3.6 б, рис 3.7 б) при $z_a = L/2$ критерію (3.2) 6 – ти виткова антена задовольняє у всьому досліджуваному діапазоні тисків нейтрального газу, 4 – х виткова антена до тиску $p = 5$ мТорр, 3 – х виткова антена не задовольняє умовам експерименту. При $z_a = L/4$ експериментальним умовам задовольняє тільки 6 – ти виткова антена до тиску нейтрального газу $p = 7$ мТорр. Режим поглинання потужності $B_0 > B_{cr}$ починається з тиску

$p = 7$ мТорр. Значення зовнішнього магнітного поля при резонансі змінюється від $B_0 = 80$ Гс при $p = 2$ мТорр до $B_0 = 92$ Гс при $p = 20$ мТорр. Критичне магнітне поле змінюється в межах від $B_{cr} = 205$ Гс при тиску $p = 2$ мТорр до $B_{cr} = 25$ Гс при $p = 20$ мТорр.

З рис 3.6 видно, що можна виділити інтервали тисків, де: обидва сорта плазми поглинають у режимі $B_0 < B_{cr}$; гелієва плазма у режимі $B_0 < B_{cr}$, а воднева $B_0 > B_{cr}$; обидва сорта плазми поглинають у режимі $B_0 > B_{cr}$.

На рис 3.8 і 3.9 для досліджуваних сортів плазми із густиною $n_0 = 6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ і тисків $p = (3, 7, 12, 15)$ мТорр представлена динаміка руйнування резонансу з підвищенням тиску в розрядній камері. Графіки на рис 3.8 і рис 3.9 побудовані для 6 – ти виткової антени при $z_a = L/2$. Вибір антени й величини z_a зроблений з урахуванням критерію (3.2) щоб побачити поведінку резонансу в більш широкому інтервалі тисків нейтрального газу.

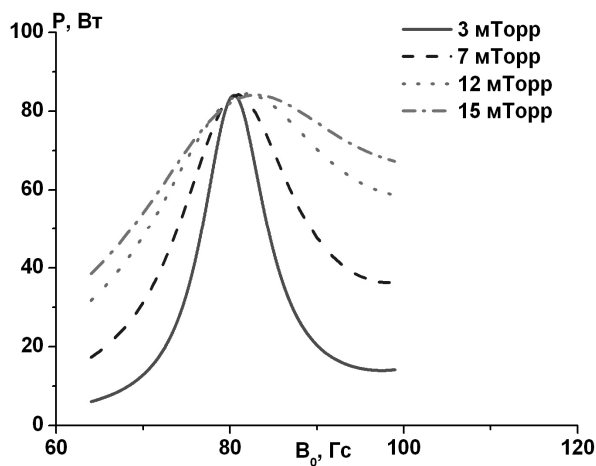


Рис. 3.8. Руйнування резонансу у гелієвій плазмі.

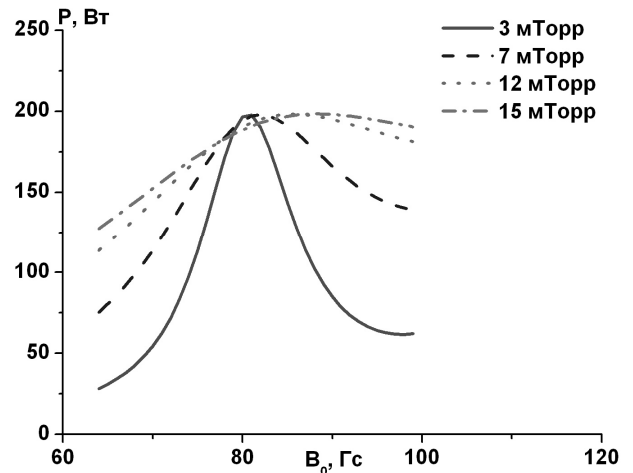


Рис. 3.9. Руйнування резонансу у водневій плазмі.

Параметри для графічних залежностей рис 3.8 і рис 3.9 наведено в таблиці 3.1 і таблиці 3.2.

Таблиця 3.1 Гелієва плазма

p , мТорр	I_A , А	B_0 , Гс	B_{cr} , Гс	B_0/B_{cr}
3	1,9	80	230	0,3
7	2,5	81	114	0,7
12	2,9	82	70	1,17
15	3,1	83	57	1,5

Таблиця 3.2 Воднева плазма

p , мТорр	I_A , А	B_0 , Гс	B_{cr} , Гс	B_0/B_{cr}
3	3,5	81	147	0,55
7	4,5	82	69	1,2
12	5	86	42	2
15	5,2	88	34	2,6

У водневій плазмі величина B_0 зазнає більших відхилень від первісного значення. Видно, що при тому самому тиску нейтрального газу відношення B_0 / B_{cr} у водневій плазмі досягає більших значень у порівнянні з гелієвою плазмою. У водневій плазмі резонанс руйнується сильніше.

На рис 3.10 і 3.11 представлена просторова структура потужності, що поглинається, в об'ємі розрядної камери для параметрів рис 3.8 і рис 3.9. Видно, що порушення параксіального поглинання у водневій плазмі тільки починає формуватися при $p = 7$ мТорр і чітко проявляється при $p = 12$ мТорр, у гелієвій плазмі при $p = 15$ мТорр порушення параксіального поглинання потужності тільки починає формуватися.

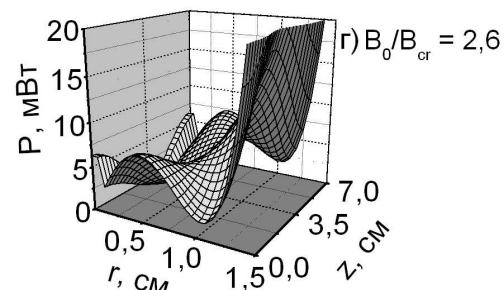
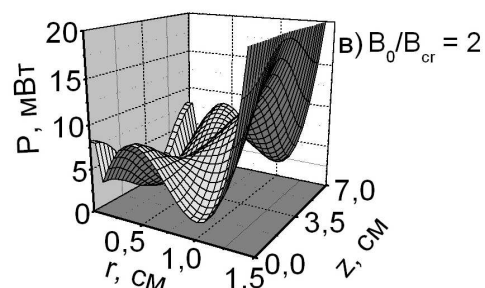
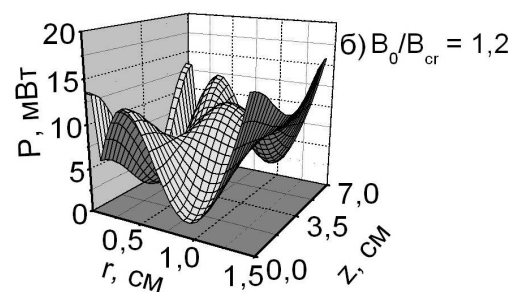
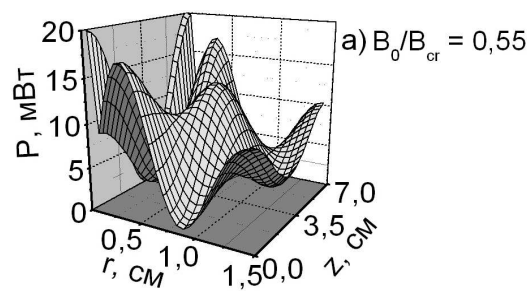
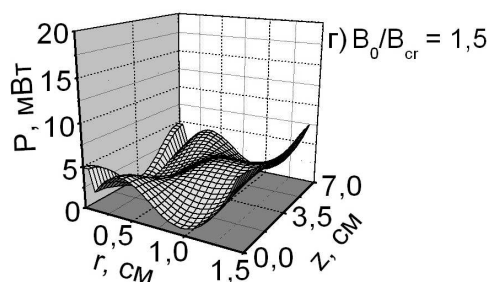
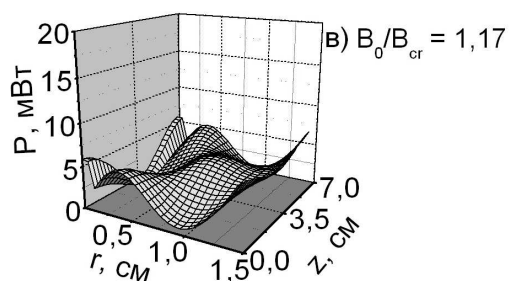
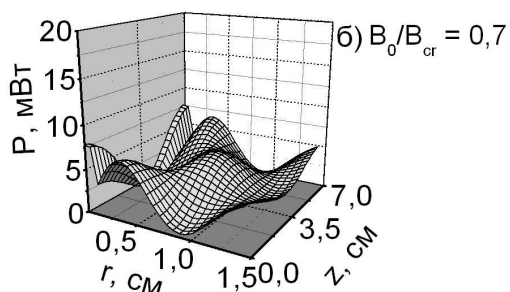
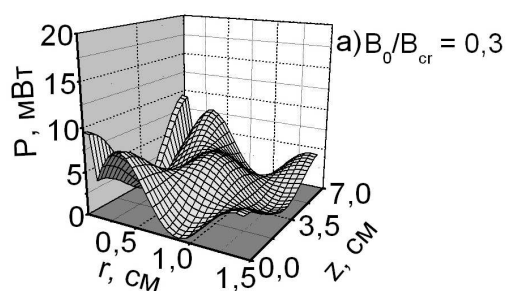


Рис. 3.10. Просторова структура потужності, що поглинається в гелієвій плазмі для $L = 7$ см. а) $p = 3$ мТорр; б) $p = 7$ мТорр; в) $p = 12$ мТорр; г) $p = 15$ мТорр

Рис. 3.11. Просторова структура потужності, що поглинається в водневій плазмі для $L = 7$ см. а) $p = 3$ мТорр; б) $p = 7$ мТорр; в) $p = 12$ мТорр; г) $p = 15$ мТорр

3.2.2. Розвиток резонансів у розрядній камері довжиною $L = 7$ см

Для досягнення більш високих густин плазми в розряд необхідно вводити більшу потужність. Графічні залежності струму в антені від тиску нейтрального газу в розрядній камері, для різних величин потужності, що вводиться в плазму, при $z_a = L/2$, представлено на рис 3.12. Розрахункові параметри рис 3.12 наведено в таблиці 3.3 і таблиці 3.4.

Таблиця 3.3 Гелієва плазма

$n_0 \cdot 10^{12},$ см ⁻³	$\Sigma P,$ Вт	$P_{\text{зіткн}},$ Вт	$B_0,$ Гс	$B_{\text{ср}},$ Гс	$\Gamma_{\text{De}},$ мкм	$\Gamma_{\text{Di}},$ мкм
0,9	150	128	91...101	268...42	17	2,5
1,2	200	171	101...107	237...48	15	2,1
1,5	250	214	137...145	214...41	13	1,9
1,8	300	256	143...162	194...40	12	1,7

Таблиця 3.4 Воднева плазма

$n_0 \cdot 10^{12},$ см ⁻³	$\Sigma P,$ Вт	$P_{\text{зіткн}},$ Вт	$B_0,$ Гс	$B_{\text{ср}},$ Гс	$\Gamma_{\text{De}},$ мкм	$\Gamma_{\text{Di}},$ мкм
0,7	250	232	84...98	198...25	20	3
0,8	300	279	89...107	190...25	18	2,6

З таблиць видно, що при одній і тій же потужності, що вводиться, водневій плазмі відповідають більш малі значення густини. Втрати потужності в розряді з гелієвою плазмою більші в порівнянні з водневою плазмою.

У гелієвій плазмі (рис 3.12 а – в) 3 – х виткова антена задовольняє умові (3.2) тільки при $\Sigma P = 150$ Вт до тиску нейтрального газу $p = 7$ мТорр. Для 4 – х витковій антени може реалізовуватися введення потужності до $\Sigma P = 300$ Вт, при цьому введення $\Sigma P = 250$ Вт обмежене тиском $p = 8$ мТорр, введення $\Sigma P = 300$ Вт обмежене $p = 4$ мТорр. Для 6 – ти виткової антени введення поту -

жності до $\Sigma P = 300$ Вт може здійснюватися у всьому досліджуваному інтервалі тисків нейтрального газу від $p = 2$ мТорр до $p = 20$ мТорр.

У водневій плазмі (рис 3.12 г – е) 3 – х виткова антена не задовольняє умові (3.2). Для 4 – х витковій антени може реалізовуватися введення потужності до $\Sigma P = 250$ Вт, що обмежене тиском $p = 4$ мТорр. Для 6 – ти виткової антени введення потужності до $\Sigma P = 300$ Вт може здійснюватися у всьому досліджуваному інтервалі тисків нейтрального газу від $p = 2$ мТорр до $p = 20$ мТорр.

Видно, що при введенні $\Sigma P = 250 - 300$ Вт обидва сорта плазми поглинають потужність у режимі $B_0 < B_{cr}$ до $p = 5$ мТорр. У гелієвій плазмі режим поглинання потужності $B_0 < B_{cr}$ проявляє себе до $p = 9$ мТорр при $\Sigma P = 150$ Вт і зменшується до $p = 5$ мТорр при $\Sigma P = 300$ Вт.

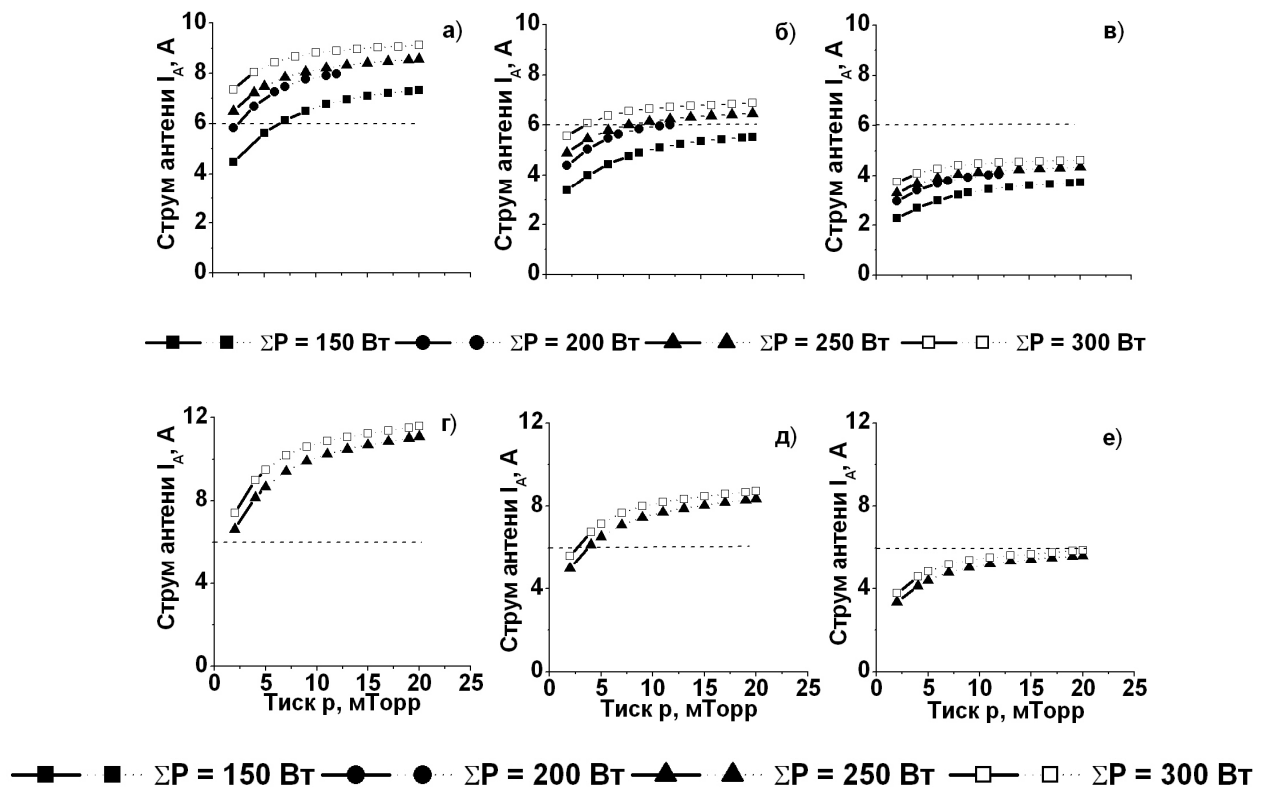


Рис. 3.12. Розрядна камера $L = 7$ см; $z_a = L/2$. а) – в) графіки для 3,4 і 6 виткової антени, гелієва плазма. г) – е) для 3,4 і 6 виткової антени, воднева плазма.

Еволюцію резонансів для гелієвої плазми при введенні в розряд 200 – 300 Вт потужності представлено на рис 3.13, 3.17, 3.21. У водневій плазмі розвиток резонансів для 213 – 300 Вт потужності, що вводиться, представлено на рис 3.15, 3.19, 3.23.

У гелієвій плазмі при введенні $\Sigma P = 200$ Вт порушення параксіального поглинання потужності тільки починає формуватися при $p = 12$ мТорр (рис 3.14 в). При введенні $\Sigma P = 250$ Вт порушення параксіального поглинання чітко проявляється вже з $p = 7$ мТорр (рис 3.18 б). Для $\Sigma P = 300$ Вт порушення параксіального поглинання від $p = 7$ мТорр проявляється ще сильніше (рис 3.22 б).

У водневій плазмі при введенні $\Sigma P = 213$ Вт порушення параксіального поглинання потужності чітко проявляється з $p = 12$ мТорр (рис 3.16 в). При подальшому збільшенні потужності, що вводиться, порушення параксіального поглинання починає формуватися з $p = 7$ мТорр і чітко проявляє себе при $p = 12$ мторр (рис 3.20 в, 3.24 в).

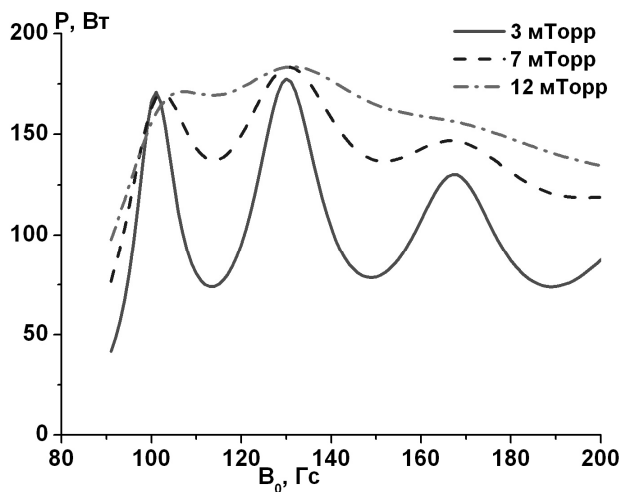


Рис. 3.13. Залежність P від B_0 для гелієвої плазми. $\Sigma P = 200$ Вт;

$$n_0 = 1,2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}.$$

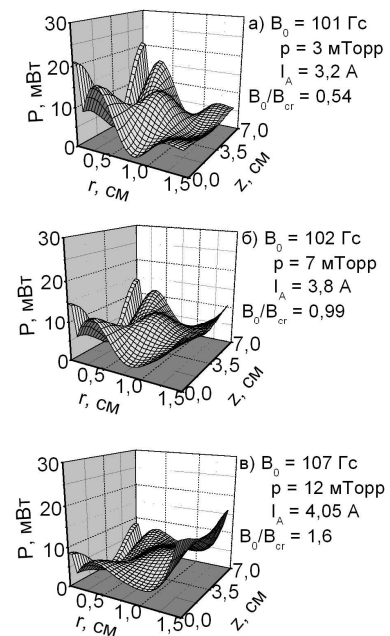


Рис. 3.14. Просторова структура поглинання потужності для першого максимуму на рис 3.13.

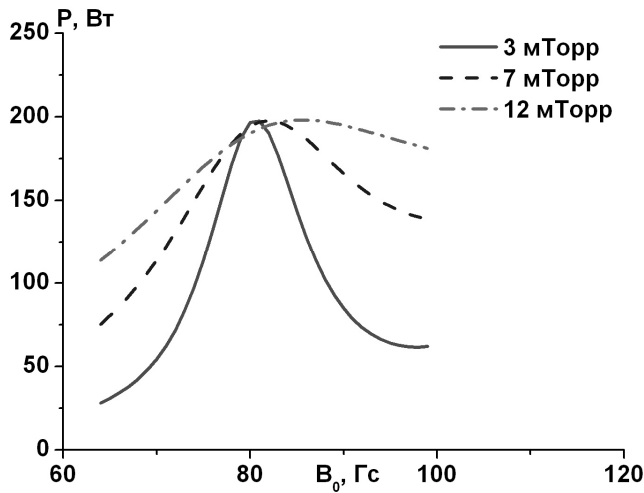


Рис. 3.15. Залежність P від B_0 для водневої плазми. $\Sigma P = 213$ Вт;
 $n_0 = 6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

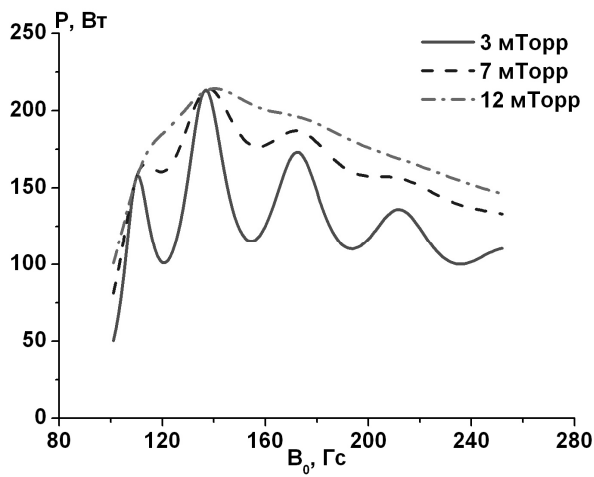


Рис. 3.17. Залежність P від B_0 для гелієвої плазми. $\Sigma P = 250$ Вт;
 $n_0 = 1,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

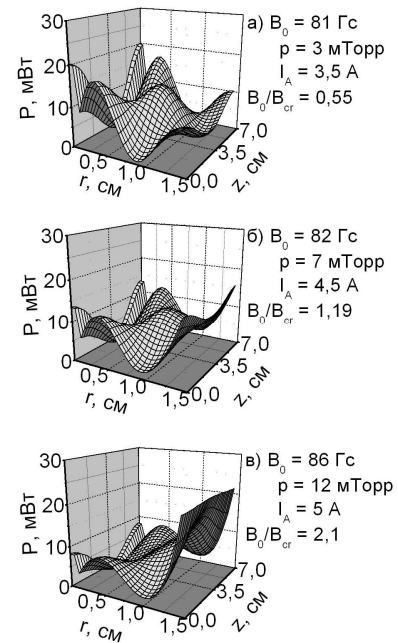


Рис. 3.16. Просторова структура поглинання потужності для максимуму на рис 3.15.

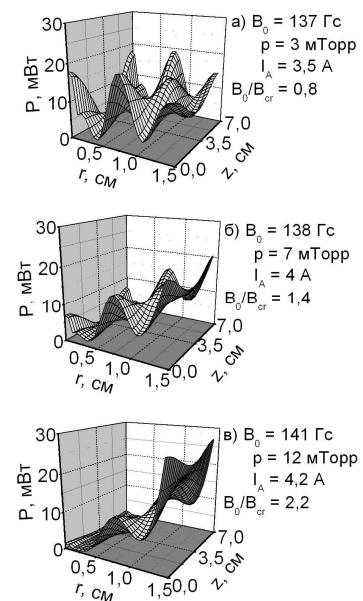


Рис. 3.18. Просторова структура поглинання потужності для другого максимуму на рис 3.17.

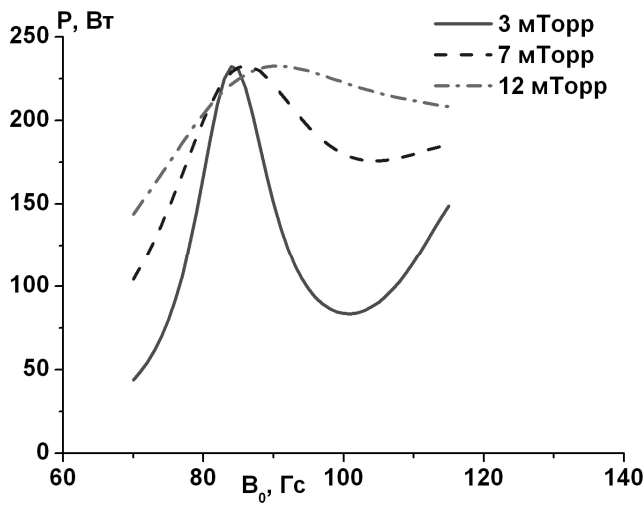


Рис. 3.19. Залежність P від B_0 для водневої плазми. $\Sigma P = 250$ Вт;

$$n_0 = 7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}.$$

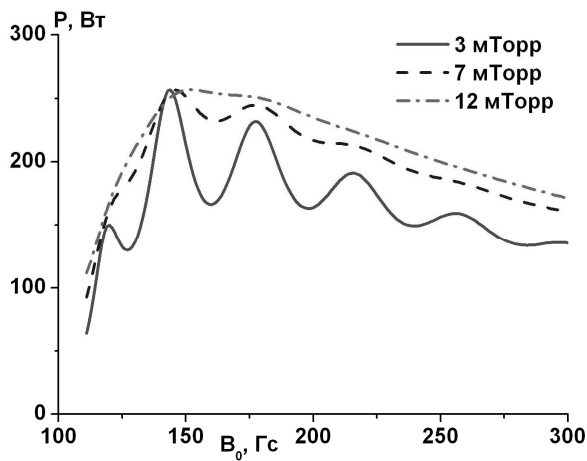


Рис. 3.21. Залежність P від B_0 для гелієвої плазми. $\Sigma P = 300$ Вт.

$$n_0 = 1,8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}.$$

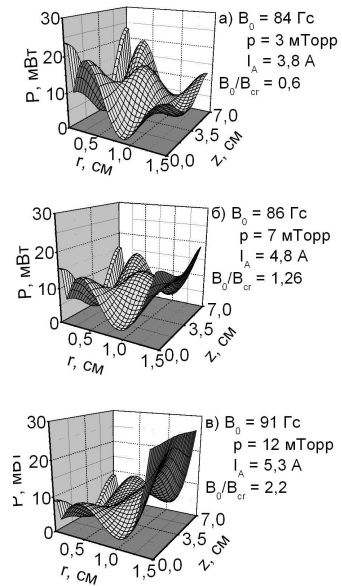


Рис. 3.20. Просторова структура поглинання потужності для максимуму на рис 3.19.

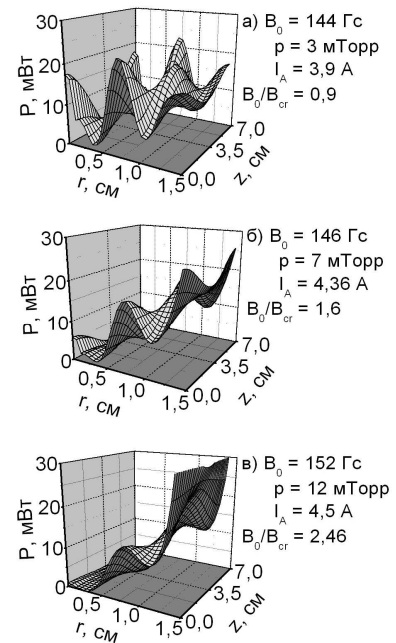


Рис. 3.22. Просторова структура поглинання потужності для другого максимуму на рис 3.21.

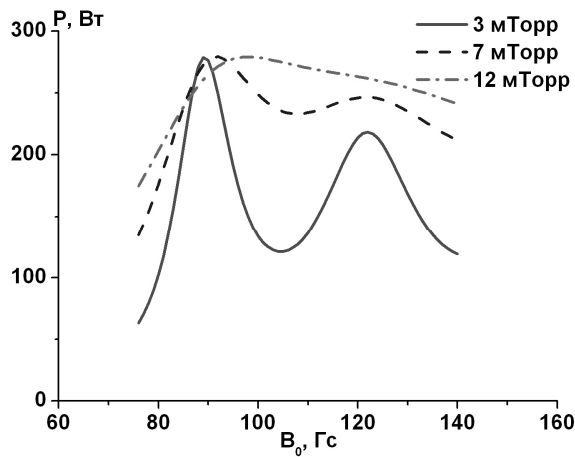


Рис. 3.23. Залежність P від B_0 для водневої плазми. $\Sigma P = 300$ Вт.

$$n_0 = 8,4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}.$$

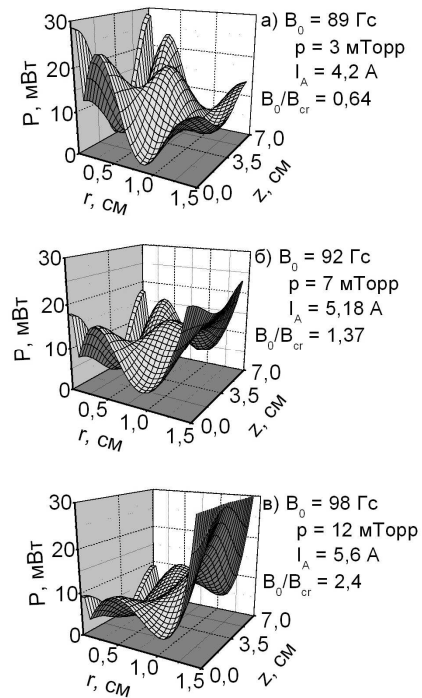


Рис. 3.24. Просторова структура поглинання потужності для першого максимуму на рис 3.23.

3.2.3. Зародження резонансів у розрядній камері довжиною $L = 25$ см

Зі збільшенням довжини розрядної камери резонанси з'являються при $n_0 = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ для обох сортів плазми.

Для зазначеної густини в гелієвій плазмі при діаметрі отвору екстракції $d = 200$ мкм це відповідає струму насичення $I = 7$ мкА, для $d = 100$ мкм струму $I = 1,7$ мкА, при $d = 50$ мкм $I = 0,4$ мкА. Густина струму насичення (см формулу (2.58)) $J = 21 \text{ мА/см}^2$. У водневій плазмі для діаметра отвору екстракції $d = 200$ мкм $I = 13$ мкА, при $d = 100$ мкм $I = 3,3$ мкА, при $d = 50$ мкм $I = 0,8$ мкА. Густина струму насичення $J = 42 \text{ мА/см}^2$. Для досліджуваних сортів плазми при $n_0 = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ радіус Дебая для електрона 37 мкм, для іона 5 мкм.

З урахуванням втрат потужності в розряді для гелієвої плазми необхідно підводити близько 33 Вт потужності при збудженні атомів з основного стану на рівень $2p3P$ и 34 Вт на рівень $2s1S$. У водневій плазмі до розряду необхідно пі -

дводити потужність приблизно 71 Вт. Для підтримки густини $n_0 = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ гелієва плазма за рахунок механізму парних зіткнень повинна поглинути потужність близько 28 Вт при збудженні атомів з основного стану на рівень $2p3P$ и 29 Вт на рівень $2s1S$. Воднева плазма повинна поглинути приблизно 66 Вт потужності.

На рис 3.25 представлені залежності струму антени від тиску нейтрального газу. Як і раніше, (рис 3.6 і рис 3.7), суцільною лінією виділена область із параксіальним режимом поглинання потужності плазмою $B_0 < B_{cr}$, пунктиром область $B_0 > B_{cr}$, у якій параксіальне поглинання потужності руйнується.

Для гелієвої плазми при $z_a = L/2$ (рис 3.25 а) 6 – ти виткова антена задовольняє критерію (3.2) на всьому досліджуваному інтервалі тиску нейтрального газу. Застосування 4 – х виткової антени обмежене тиском $p = 8$ мТорр, 3 – х виткової антени тиском $p = 4$ мТорр. При $z_a = L/4$ (рис 3.25 б) застосування 6 – ти виткової антени обмежене тиском $p = 10$ мТорр, 4 – х виткової антени тиском $p = 4$ мТорр, 3 – х виткова антена не задовольняє експериментальним умовам. Режим поглинання потужності $B_0 > B_{cr}$ починається з тиску $p = 14$ мТорр. Значення зовнішнього магнітного поля при резонансі змінюється від $B_0 = 230$ Гс при $p = 2$ мТорр до $B_0 = 235$ Гс при $p = 20$ мТорр. Критичне магнітне поле змінюється в межах від $B_{cr} = 1388$ Гс при тиску $p = 2$ мТорр до $B_{cr} = 159$ Гс при $p = 20$ мТорр.

Для водневої плазми при $z_a = L/2$ (рис 3.25 в) критерію (3.2) задовольняє тільки 6 – ти виткова антена до тиску нейтрального газу $p = 5$ мТорр. При $z_a = L/4$ експериментальним умовам не задовольняє жодна з досліджуваних антен. Режим поглинання потужності $B_0 > B_{cr}$ починається з тиску $p = 8$ мТорр. Значення зовнішнього магнітного поля при резонансі змінюється від $B_0 = 231$ Гс при $p = 2$ мТорр до $B_0 = 243$ Гс при $p = 20$ мТорр. Критичне магнітне поле змінюється в межах від $B_{cr} = 849$ Гс при тиску $p = 2$ мТорр до $B_{cr} = 92$ Гс при $p = 20$ мТорр.

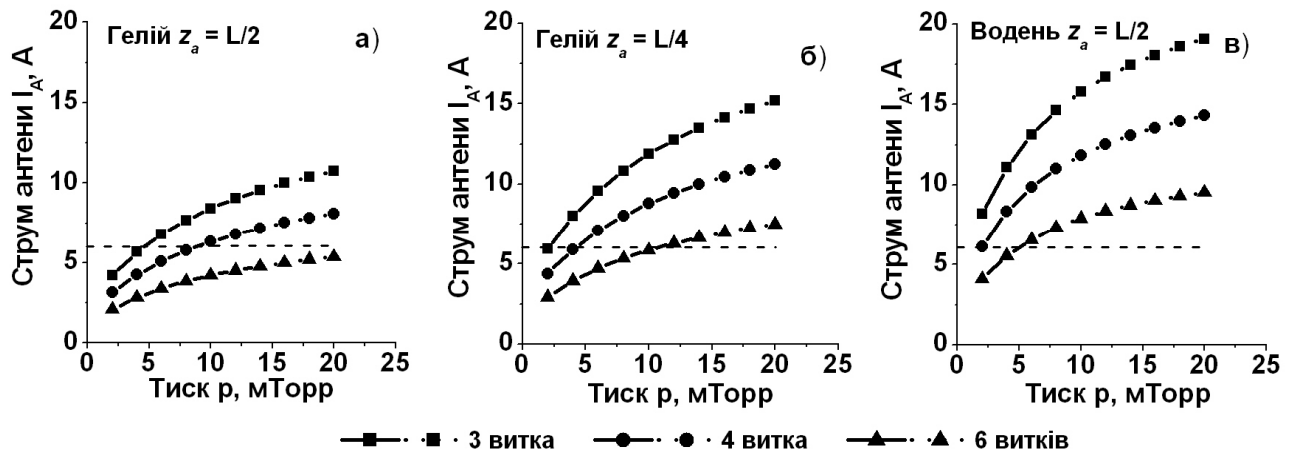


Рис. 3.25. Розрядна камера $L = 25$ см; а) гелієва плазма $z_a = L/2$; б) гелієва плазма $z_a = L/4$; в) воднева плазма $z_a = L/2$.

На рис 3.26 і 3.27 для досліджуваних сортів плазми з густиною $n_0 = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ представлена динаміка поведінки резонансу з підвищенням тиску в розрядній камері. Графіки на рис 3.26 і рис 3.27 побудовані для 6 – ти виткової антени при $z_a = L/2$. Резонанси руйнуються сильніше в порівнянні з розрядною камерою $L = 7$ см (рис 3.8 і рис 3.9), оскільки їх ширина на напіввисоті більше в порівнянні з розрядною камерою $L = 7$ см. Параметри для графічних залежностей рис 3.26 і рис 3.27 наведено в таблиці 3.5 і таблиці 3.6. З таблиць 3.5 і 3.6 випливає, що при тому самому тиску нейтрального газу відношення B_0 / B_{cr} у гелієвій плазмі досягає менших значень у порівнянні з водневою плазмою. На рис 3.28 і 3.29 представлена просторова структура потужності, що поглинається, в об'ємі розрядної камери для параметрів рис 3.26 і рис 3.27. У гелієвій плазмі порушення параксiального поглинання почне формуватися при тисках нейтрального газу більш $p = 15$ мТорр. У водневій плазмі реалізується параксiальний режим поглинання потужності.

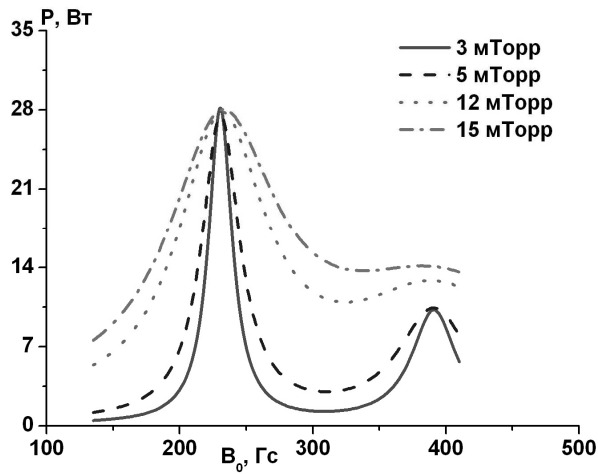


Рис. 3.26. Поведінка резонансу в гелієвій плазмі, $L = 25$ см, 6 – ти виткова антена, $z_a = L/2$.

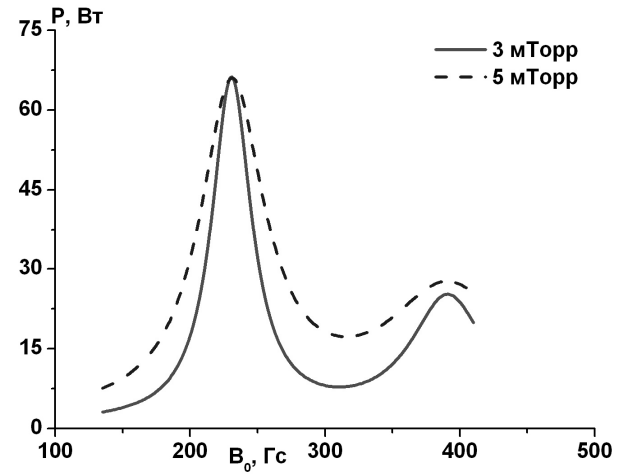


Рис. 3.27. Поведінка резонансу в водневій плазмі, $L = 25$ см, 6 – ти виткова антена, $z_a = L/2$.

Таблиця 3.5 Гелієва плазма

p , мТорр	I_A , А	B_0 , Гс	B_{cr} , Гс	B_0/B_{cr}
3	2,5	231	972	0,24
5	3,1	231	608	0,38
12	4,5	232	263	0,88
15	4,9	233	211	1,1

Таблиця 3.6 Воднева плазма

p , мТорр	I_A , А	B_0 , Гс	B_{cr} , Гс	B_0/B_{cr}
3	4,9	231	583	0,4
5	6,1	231	359	0,6

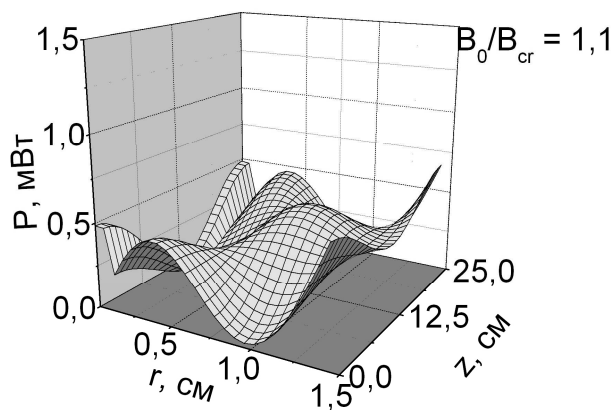


Рис. 3.28. Просторова структура потужності, що поглинається, в гелієвій плазмі для $L = 25$ см, $p = 15$ мТорр.

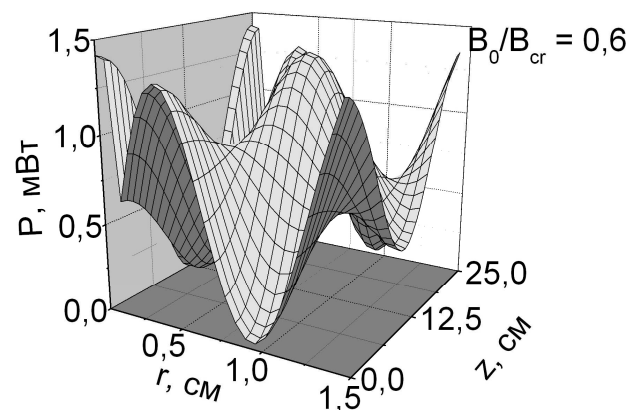


Рис. 3.29. Просторова структура потужності, що поглинається, в водневій плазмі для $L = 25$ см, $p = 5$ мТорр.

3.2.4. Розвиток резонансів у розрядній камері $L = 25$ см

Графічні залежності струму в антені від тиску нейтрального газу в розрядній камері $L = 25$ см, для різних величин потужності, що вводиться в плазму, і $z_a = L/2$, представлено на рис 3.30. Розрахункові параметри рис 3.30 для досліджуваних сортів плазми наведено в таблиці 3.7 і таблиці 3.8.

Таблиця 3.7 Гелієва плазма

$n_0 \cdot 10^{11},$ см ⁻³	$\Sigma P,$ Вт	$P_{\text{зіткн}},$ Вт	$B_0,$ Гс	$B_{\text{ср}},$ Гс	$\Gamma_{\text{De}},$ мкм	$\Gamma_{\text{Di}},$ мкм
3	50	43	245...252	1301...158	30	4
6	100	85	285...300	1100...155	21	3
9	150	128	323...351	956...152	17	2,5

Таблиця 3.8 Воднева плазма

$n_0 \cdot 10^{11},$ см ⁻³	$\Sigma P,$ Вт	$P_{\text{зіткн}},$ Вт	$B_0,$ Гс	$B_{\text{ср}},$ Гс	$\Gamma_{\text{De}},$ мкм	$\Gamma_{\text{Di}},$ мкм
2,8	100	93	242...259	822...92	31	4
4,2	150	139	261...286	780...91	25,6	3,6

Як і раніше, у випадку розрядної камери $L = 7$ см, при збільшенні довжини L втрати потужності в розряді з гелієвою плазмою трохи більше в порівнянні з водневою плазмою.

У гелієвій плазмі (рис 3.30 а) використання 3 – х виткової антени обмежене введенням потужності $\Sigma P = 50$ Вт і тиском $p = 4$ мТорр. Для 4 – х виткової антени (рис 3.30 б) введення потужності $\Sigma P = 50$ Вт обмежено тиском $p = 8$ мТорр, $\Sigma P = 100$ Вт тиском $p = 4$ мТорр. Для 6 – ти виткової антени (рис 3.30 в) введення $\Sigma P = 50$ Вт задовольняє критерію (3.2) на всьому досліджуваному інтервалі тисків нейтрального газу, введення $\Sigma P = 100$ Вт обмежено тиском $p = 13$ мТорр, при $\Sigma P = 150$ Вт тиском $p = 8$ мТорр.

У водневій плазмі (рис 3.30 г) введення потужності в розряд може здійснюватися тільки 6 – ти витковою антеною до $\Sigma P = 150$ Вт. При цьому введення $\Sigma P = 100$ Вт обмежено тиском $p = 4$ мТорр, введення $\Sigma P = 150$ Вт тиском $p = 3$ мТорр.

Режим поглинання потужності $B_0 > B_{cr}$ проявляє себе тільки у випадку 6 – ти виткової антени для гелієвої плазми (рис 3.30 в). У водневій плазмі (рис 3.30 г) з урахуванням критерію (3.2) при введенні 100 – 150 Вт потужності реалізується тільки параксіальне поглинання.

Еволюція резонансів для 6 – ти виткової антени і потужності 50, 100 Вт, що вводиться, в гелієвій плазмі (рис 3.30 в) представлена на рис 3.31 а, рис 3.31 б. Видно, що зі збільшенням потужності, що вводиться, параксіальне поглинання починає порушуватися при тиску нейтрального газу від $p = 15$ мТорр (рис 3.32 в, е).

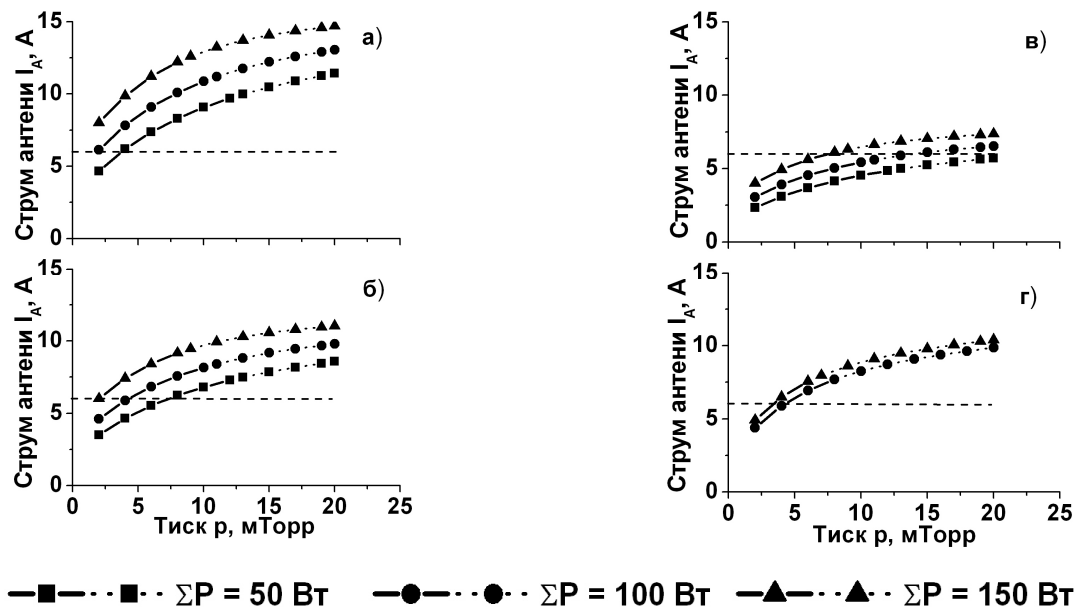


Рис. 3.30. Розрядна камера $L = 25$ см; $z_a = L/2$. а) 3 – х виткова антена, гелієва плазма, б) 4 – х виткова антена, гелієва плазма, в) 6 – ти виткова антена, гелієва плазма, г) 6 – ти виткова антена, воднева плазма.

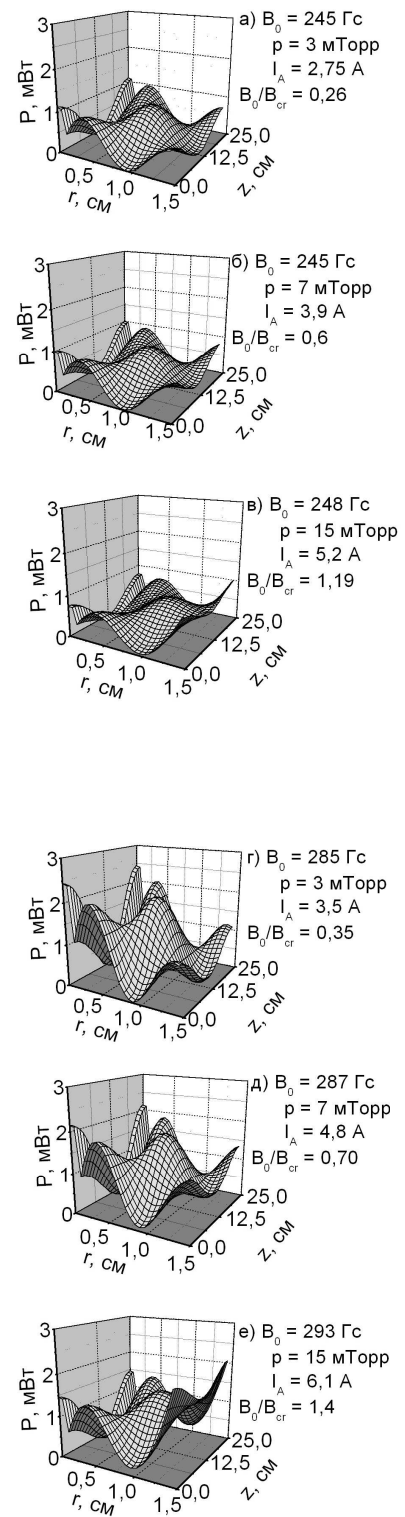
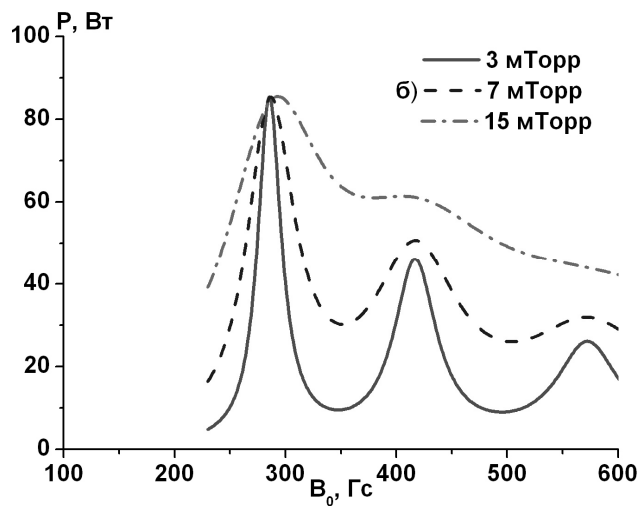
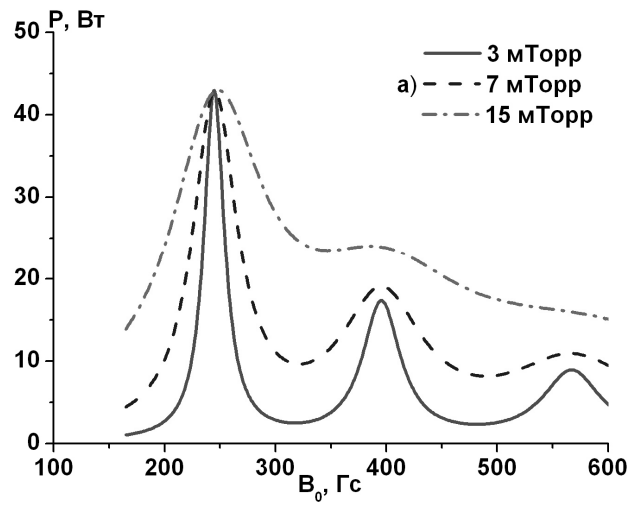


Рис. 3.31. Залежність P від B_0 в гелієвій плазмі.

а) $\Sigma P = 50$ Вт, $n_0 = 3 \cdot 10^{11}$ см $^{-3}$;

б) $\Sigma P = 100$ Вт, $n_0 = 6 \cdot 10^{11}$ см $^{-3}$.

Рис. 3.32. Просторова структура поглинання потужності. а) – в) для першого максимуму рис. 3.31 а. г) – е) для першого максимуму рис 3.31 б.

Висновки до Розділу 3

1. Розглянута модель стандартного геліконного джерела ($L > 2R_0$). Електромагнітна гібридна ТГ – геліконна мода збуджується усередині плазмового розряду азимутально симетричної ($m = 0$) антеною, яка охоплює бічну поверхню діелектричної розрядної камери. На торцях діелектричної розрядної камери модель плазмового джерела передбачає провідні металеві фланці.

2. Теоретичні оцінки проводилися для 3 – х, 4 – х і 6 – ти виткових ($m = 0$) антен з урахуванням їх різного розміщення на бічній поверхні розрядної камери, величини струму антени, тиску нейтрального газу. Розглядалися компактні розрядні камери з $R_0 = 1,5$ см і $L = (7; 25)$ см.

3. Для розрядної камери $L = 7$ см досліджувані антени можуть використовуватися в більш широкому інтервалі тисків водню й гелію в порівнянні з розрядною камерою $L = 25$ см.

4. Вивчення стадії виникнення резонансів у розрядних камерах $L = (7; 25)$ см показало, що:

– для розрядної камери $L = 7$ см можливо виділити інтервал тисків нейтрального газу де: обидва сорту плазми поглинають у режимі $B_0 < B_{cr}$; гелієва плазма поглинає в режимі $B_0 < B_{cr}$, а воднева плазма в режимі $B_0 > B_{cr}$; обидва сорту плазми поглинають у режимі $B_0 > B_{cr}$;

– для розрядної камери $L = 25$ см у гелієвій плазмі порушення параксіального поглинання почне формуватися при тисках нейтрального газу більш $p = 15$ мТорр. У водневій плазмі досліджувані антени можливо застосовувати в малому інтервалі тисків $p = 2 - 5$ мТорр, у якому реалізується тільки параксіальний режим поглинання потужності;

– для розрядної камери $L = 7$ см порушення параксіального поглинання у водневій плазмі тільки починає формуватися при $p = 7$ мТорр і чітко проявляється при $p = 12$ мТорр, у гелієвій плазмі при $p = 15$ мТорр порушення параксіального поглинання потужності тільки починає формуватися.

5. Вивчення стадії розвитку резонансів у розрядних камерах $L = (7; 25)$ см показало, що:

– з урахуванням обмеження на амплітуду струму в антені до 6А, для розрядної камери $L = 7$ см можливо реалізувати введення потужності до $\Sigma P = 300$ Вт, для розрядної камери $L = 25$ см до $\Sigma P = 150$ Вт;

– для досліджуваних розрядних камер не можливо виділити інтервал тисків нейтрального газу, у якому воднева й гелієва плазма мають різний режим поглинання потужності;

– для розрядної камери $L = 7$ см у гелієвій плазмі при введенні більш 200 Вт потужності порушення параксіального поглинання чітко проявляється вже з $p = 7$ мТорр. У водневій плазмі при введенні більш 200 Вт потужності порушення параксіального поглинання починає формуватися з $p = 7$ мТорр і чітко проявляє себе при $p = 12$ мТорр;

– для розрядної камери $L = 25$ см у гелієвій плазмі зі збільшенням потужності, що вводиться, параксіальне поглинання починає порушуватися при тиску нейтрального газу від $p = 15$ мТорр. У водневій плазмі введення потужності, з урахуванням обмеження на амплітуду струму в антені, можливо тільки при тисках нейтрального газу $p = 2 - 4$ мТорр. У цьому інтервалі для водневої плазми реалізується тільки параксіальне поглинання.

6. При одній і тій же потужності, що вводиться, гелієвій плазмі відповідають більш високі значення густини. Втрати потужності в розряді з водневою плазмою небагато менше, у порівнянні з гелієвою плазмою.

7. В більш протяжній розрядній камері $L = 25$ см зі збільшенням тиску нейтрального газу резонанси зазнають більш сильного руйнування в порівнянні з розрядною камерою $L = 7$ см.

8. Теоретичні оцінки показали, що в досліджуваному діапазоні потужностей, що вводяться, і довжин розрядних камер $L = (7; 25)$ см параксіальне поглинання потужності усередині плазмового об'єму може бути отримане:

– для гелієвої плазми в інтервалі густини $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3} - 1,8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$;

– для водневої плазми в інтервалі густини $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3} - 8,4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$;

при цьому слід узгоджувати розташування антени на бічній поверхні розрядної камери, кількість витків антени, величину струму антени й тиск нейтрального газу.

РОЗДІЛ 4

ПОГЛИНАННЯ ВЧ - ПОТУЖНОСТІ В НЕОДНОРІДНОМУ МАГНІТНОМУ ПОЛІ

Підвищення густини плазми в геліконному джерелі з неоднорідним зовнішнім магнітним полем було виявлено в роботі [129]. Пізніше для пояснення цього ефекту пропонувалися різні гіпотези: зменшення фазової швидкості геліконної хвилі, формування бар'єра нейтрального газу, відбиття геліконів від поверхні за антеною [98, 99, 130, 131]. У роботах [97, 132] були проведені експерименти, які спростували вище зазначені гіпотези. Експериментально було виявлено, що в неоднорідному магнітному полі, на периферії плазмового розряду, утворюється шар гарячих електронів. Цей шар електронів проникає вглиб плазми уздовж силових ліній магнітного поля. Експерименти показали відсутність стоячих електромагнітних мод у поздовжньому напрямку. Усередині шару гарячих електронів була визначена дрібномасштабна хвильова структура. Для пояснення експериментів із циліндричними розрядними камерами $R_0 = 7$ см і більше, $L \approx 20$ см була використана теоретична модель: напівнескінченна плазма в плоскій геометрії в однорідному магнітному полі, яке спрямовано до поверхні плазми під кутом θ [97, 132].

Малі радіуси розрядних камер вже не дозволяють застосовувати модель напівнескінченної плазми для розгляду умов поглинання потужності в центральній частині розряду. У цьому Розділі досліджується структура поглинання потужності в плоскому шарі геліконної плазми. Неоднорідність зовнішнього магнітного поля моделюється однорідним зовнішнім магнітним полем, яке спрямовано під кутом θ до поверхні плазми. Розглядається порушення в плазмі симетричних електромагнітних мод. Даний Розділ написаний на основі робіт [5, 6].

4.1. Фізична модель

Аналітичний розв'язок задачі, про поглинання потужності в обмеженій плазмі з неоднорідним зовнішнім магнітним полем, пов'язане із труднощами в задоволенні граничних умов на торцях розрядної камери. Фізичну модель, яку було застосовано в Розділі 3, у цьому випадку використовувати не можна. Якщо в якості фізичної моделі розглядати необмежений уздовж вісі z плазмовий циліндр, щоб уникнути постановки граничних умов на торцях розрядної камери, то в такій постановці задачі не можливо отримати аналітичний розв'язок для компонентів електромагнітного поля усередині плазмового об'єму.

В даному Розділі розглядається наступна фізична модель (рис 4.1). Плазмовий шар обмежений по вертикальній вісі x і безмежний по вісях y і z . Магнітне поле однорідне, але спрямоване під кутом θ до поверхні плазми, що моделює нахил силових ліній неоднорідного магнітного поля до поверхні плазми. Важливість даного факту доведена в експериментах [97, 132]. У якості антени розглянута система прямолінійних провідників зі струмом, яка збуджує в плазмі симетричні електромагнітні хвилі. Така струмова система є аналогом виткової антени в циліндричній геометрії. Кількість струмонесучих провідників, на верхній і нижній границі шару дорівнює трьом, що відповідає 3 – х витковій антені для циліндричної геометрії (рис 4.2).

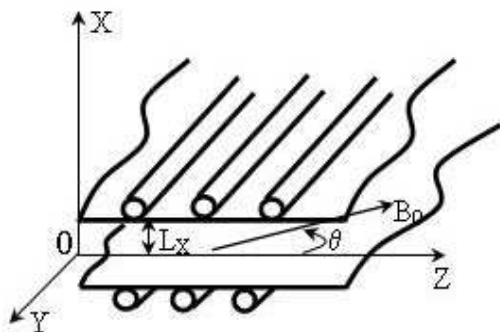


Рис. 4.1. Плоский плазмовий шар у похилому магнітному полі. Три прямолінійні провідники зі струмом на верхній і нижній границях шару моделюють 3 – х виткову антену ($m = 0$).

Оскільки пучок формується із приосьовій області розряду, бажано оцінити:

- які кути нахилу магнітного поля сприяють приосьовому поглинанню потужності;
- яку величину магнітного поля необхідно вибирати для створення певної густини плазми.

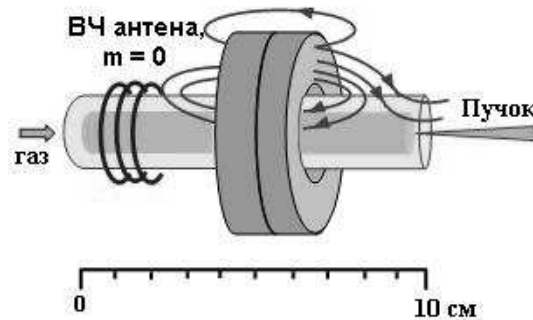


Рис. 4.2. Схема геліконного джерела іонів.

Чисельні оцінки проводилися для тих же типових експериментальних умов, що у Розділі 3. Коректність чисельних оцінок перевірялася так само, як і в роботах [97, 132] на основі визначення глибини проникнення 80 % потоку потужності в плазму. Якщо ця глибина була менше радіуса плазми, тоді чисельні оцінки вважалися коректними.

В даній фізичній моделі розподіл амплітуд компонент полів по вісі z невідомо. Тому, інтегральне поглинання потужності оцінюємо через елемент шару шириною $l = 0,1$ см уздовж вісі z і сторонами $2L_x, 2L_y$ уздовж осей x і y відповідно, де $2L_x = 2,6$ см, $L_x = 1,3$ см, $L_y = L_x$. Величина $S = 2L_x \times 2L_y$ приблизно дорівнює площі поперечного переріза циліндричної розрядної камери з радіусом $R_0 = 1,5$ см. Тоді об'єм $V = S \cdot l$.

Передбачається, що усередині плоского шару вже створена плазма з електронною й іонною густиною $n_{0e} = n_{0i} = n_0$. Густина нейтральних атомів розглянутого газу задається його тиском. Розв'язок задачі шукається у вигляді хвиль, що біжать у позитивному напрямку вісі z , для поздовжніх хвильових чисел k_z , які мають місце в обмеженій компактній циліндричній розрядній камері.

4.2. Тензор діелектричної проникності, вирази для компонент поля в плазмі та повітрі, струм антени й граничні умови

Для похилого зовнішнього магнітного поля тензор діелектричної проникності має вигляд [132]:

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_{\perp} + \epsilon'_0 \sin^2 \theta & ig \cos \theta & \epsilon'_0 \sin \theta \cos \theta \\ -ig \cos \theta & \epsilon_{\perp} & ig \sin \theta \\ \epsilon'_0 \sin \theta \cos \theta & -ig \sin \theta & \epsilon_{\parallel} - \epsilon'_0 \sin^2 \theta \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

θ – кут нахилу магнітного поля до вісі z ; $\epsilon'_0 = \epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}$.

Компоненти тензора (4.1) $\epsilon_{\perp}$, $\epsilon_{\parallel}$, g мають вигляд (2.12). Електромагнітні поля в плазмі й вакуумних областях шукаємо у вигляді біжучої хвилі:

$$\begin{aligned} \vec{E} &= (\vec{e}_x E_x(x) + \vec{e}_y E_y(x) + \vec{e}_z E_z(x)) \exp[i(k_z z - \omega t)] \\ \vec{H} &= (\vec{e}_x H_x(x) + \vec{e}_y H_y(x) + \vec{e}_z H_z(x)) \exp[i(k_z z - \omega t)] \end{aligned} \quad (4.2)$$

Лінійна густина струму антени для одного провідника зі струмом має вигляд:

$$\vec{j}_a = \vec{e}_y j_y(x) \exp[i(k_z z - \omega t)] \quad (4.3)$$

Фур'є – амплітуда густини струму антени має вигляд:

$$j_y(x) = (I_A / L_z) \cdot \delta(x - x_A) \quad (4.4)$$

де I_A – амплітуда струму, приймаємо її рівної $2A$, що характерно для експериментальних умов; x_A – координата розташування провідника зі струмом по вісі x , приймаємо її рівної L_x ; $\delta(x - x_A)$ – дельта функція Дірака.

Напруженості електричного й магнітного поля (4.2) задовольняють у плазмі системі рівнянь Максвела з тензором діелектричної проникності (4.1). Підставляючи (4.2) у рівняння Максвела, отримуємо систему диференціальних рівнянь із постійними коефіцієнтами для Фур'є – амплітуд компонент полів:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dE_z(x)}{dx} = iA_1 H_y(x) + A_2 E_y(x) - iA_3 E_z(x) \\ \frac{dE_y(x)}{dx} = iA_4 H_z(x) \\ \frac{dH_z(x)}{dx} = A_2 H_y(x) + iA_5 E_y(x) - A_6 E_z(x) \\ \frac{dH_y(x)}{dx} = -iA_3 H_y(x) - A_6 E_y(x) + iA_7 E_z(x) \end{array} \right. \quad (4.5)$$

Фур'є – амплітуди компонент електромагнітного поля для системи рівнянь (4.5) мають вигляд:

$$\begin{aligned} E_z(x) &= \frac{E_{z1}}{\Delta_1} \cdot \sum_{a=1}^4 \kappa_a^3 \cdot \exp(\kappa_a x) \cdot C_a + \frac{E_{z2}}{\Delta_1} \cdot \sum_{a=1}^4 \kappa_a^2 \cdot \exp(\kappa_a x) \cdot C_a + \frac{E_{z3}}{\Delta_1} \cdot \sum_{a=1}^4 \kappa_a \cdot \exp(\kappa_a x) \cdot C_a + \frac{E_{z4}}{\Delta_1} \sum_{a=1}^4 \exp(\kappa_a x) \cdot C_a \\ E_y(x) &= \frac{E_{y1}}{\Delta_2} \cdot \sum_{a=1}^4 \kappa_a^3 \cdot \exp(\kappa_a x) \cdot C_a + \frac{E_{y2}}{\Delta_2} \cdot \sum_{a=1}^4 \kappa_a^2 \cdot \exp(\kappa_a x) \cdot C_a + \frac{E_{y3}}{\Delta_2} \cdot \sum_{a=1}^4 \kappa_a \cdot \exp(\kappa_a x) \cdot C_a + \frac{E_{y4}}{\Delta_2} \sum_{a=1}^4 \exp(\kappa_a x) \cdot C_a \\ H_z(x) &= \sum_{a=1}^4 \exp(\kappa_a x) \cdot C_a \\ H_y(x) &= \frac{H_{y1}}{\Delta_3} \cdot \sum_{a=1}^4 \kappa_a^3 \cdot \exp(\kappa_a x) \cdot C_a + \frac{H_{y2}}{\Delta_3} \cdot \sum_{a=1}^4 \kappa_a^2 \cdot \exp(\kappa_a x) \cdot C_a + \frac{H_{y3}}{\Delta_3} \sum_{a=1}^4 \kappa_a \cdot \exp(\kappa_a x) \cdot C_a + \frac{H_{y4}}{\Delta_3} \sum_{a=1}^4 \exp(\kappa_a x) \cdot C_a \\ H_x(x) &= -\frac{k_z}{\omega \mu_0} E_y(x) \\ E_x(x) &= \frac{k_z}{\omega \epsilon_0 \alpha_1} H_y(x) - i \frac{g \cos \theta}{\alpha_1} E_y(x) - \frac{\alpha_3}{\alpha_1} E_z(x) \\ \alpha_1 &= \epsilon_{\perp} + \epsilon'_0 \sin^2 \theta \\ \alpha_3 &= \epsilon'_0 \sin \theta \cos \theta \end{aligned} \quad (4.6)$$

κ_a – поперечні хвильові числа в плазмовому шарі; C_a – невідомі константи, що визначаються після задоволення граничних умов.

Коефіцієнти Δ_1 – Δ_3 , E_{z1} – E_{z4} , E_{y1} – E_{y4} , H_{y1} – H_{y4} , виражаються через A_1 – A_7 , мають громіздкий вигляд, тому тут приводяться тільки вирази для A_1 – A_7 :

$$\begin{aligned}
A_1 &= \omega\mu_0 \left(\frac{k_z^2}{k^2\alpha_1} - 1 \right), A_2 = \frac{gk_z \cos \theta}{\alpha_1}, A_3 = \frac{k_z \alpha_3}{\alpha_1}, A_4 = \omega\mu_0, A_5 = \omega\epsilon_0 \left(\epsilon_{\perp} - \frac{k_z^2}{k^2} - \frac{g^2 \cos^2 \theta}{\alpha_1} \right), \\
A_6 &= g\omega\epsilon_0 \left(\frac{\alpha_3 \cos \theta}{\alpha_1} + \sin \theta \right), A_7 = \omega\epsilon_0 \left(\frac{\alpha_3^2}{\alpha_1} + (\epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}) \sin^2 \theta - \epsilon_{\parallel} \right).
\end{aligned} \tag{4.7}$$

Для областей поза плазмовим шаром рівняння Максвелла з урахуванням представлення для полів (4.2) дають наступні вирази щодо компонент електромагнітного поля:

При ($x > 0$)

$$\begin{aligned}
E_z(x) &= \gamma_3 B_2 \exp(-|k_{\perp}|x) \\
E_y(x) &= -i\gamma_2 B_1 \exp(-|k_{\perp}|x) \\
H_z(x) &= \gamma_1 B_1 \exp(-|k_{\perp}|x) \\
H_y(x) &= i\gamma_4 B_2 \exp(-|k_{\perp}|x)
\end{aligned} \tag{4.8}$$

При ($x < 0$)

$$\begin{aligned}
E_z(x) &= \gamma_3 D_2 \exp(|k_{\perp}|x) \\
E_y(x) &= i\gamma_2 D_1 \exp(|k_{\perp}|x) \\
H_z(x) &= \gamma_1 D_1 \exp(|k_{\perp}|x) \\
H_y(x) &= -i\gamma_4 D_2 \exp(|k_{\perp}|x)
\end{aligned} \tag{4.9}$$

$$k_{\perp}^2 = k^2 - k_z^2; \quad k^2 = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0$$

де B_1, B_2, D_1, D_2 – невідомі константи, які визначаються при задоволенні граничних умов; $k_{\perp}$ – поперечне хвильове число у вакуумі,

$$\gamma_1 = 1; \gamma_2 = \frac{\omega\mu_0}{|k_{\perp}|}; \gamma_3 = 1; \gamma_4 = \frac{\omega\epsilon_0}{|k_{\perp}|}$$

Інтегральне поглинання ВЧ – потужності обчислюється по формулі:

$$P = \frac{\omega\epsilon_0}{2} \iiint_V P(x) dV \tag{4.10}$$

Інтегрування проводимо по об'єму $V = S \cdot l$ (см пункт 4.1). Вираження під інтегралом в (4.10) з урахуванням множника $(\omega \cdot \epsilon_0)/2$ визначає просторовий розподіл ВЧ – потужності, що поглинається, по координаті x , яка є аналогом радіальної координати для циліндричної геометрії. У похилому магнітному полі з урахуванням тензора (4.1), отримуємо:

$$\begin{aligned}
 P(x) = & \operatorname{Im}(\epsilon_{\perp} + \epsilon'_0 s_1^2) \cdot |E_x(x)|^2 + \operatorname{Im} \epsilon_{\perp} |E_y(x)|^2 + \operatorname{Im}(\epsilon_{\parallel} - \epsilon'_0 s_1^2) \cdot |E_z(x)|^2 + \operatorname{Im} g (\operatorname{Im} E_x(x) \operatorname{Re} E_y(x) - \\
 & - \operatorname{Im} E_y(x) \operatorname{Re} E_x(x)) \cdot c_1 + \operatorname{Im} g (\operatorname{Im} E_y(x) \operatorname{Re} E_z(x) - \operatorname{Im} E_z(x) \operatorname{Re} E_y(x)) \cdot s_1 + 2(\operatorname{Re} E_x(x) \operatorname{Re} E_z(x) + \\
 & + \operatorname{Im} E_x(x) \operatorname{Im} E_z(x)) \cdot s_1 c_1 \\
 s_1 = & \sin \theta; \quad c_1 = \cos \theta
 \end{aligned}
 \tag{4.11}$$

Граничні умови записуються для Фур'є – амплітуд компонент полів і Фур'є – амплітуд густини струму антени.

Тангенціальні компоненти напруженості електричного поля безперервні на границі розділу «плазма – вакуум» $x = \pm L_x$:

$$E_z^{pl} = E_z^{vac}, E_y^{pl} = E_y^{vac}$$

Тангенціальні компоненти напруженості магнітного поля на границі розділу «плазма – вакуум» $x = \pm L_x$ задовольняють умові:

$$H_y^{pl} = H_y^{vac}, H_z^{pl} - H_z^{vac} = j_y$$

Після «зшивання» граничних умов отримуємо систему лінійних алгебраїчних рівнянь щодо невідомих констант C_a в плазмі та B_1, B_2, D_1, D_2 для областей поза плазмовим шаром. Вирішуючи систему рівнянь, визначаємо невідомі константи й отримуємо вирази для Фур'є – амплітуд компонент електромагнітного поля в плазмовому шарі.

4.3. Области прозрачности хвиль у безмежній плазмі

Власні числа, які задовольняють системі рівнянь (4.5) це поперечні хвильові числа електромагнітних хвиль у безмежній плазмі з нахиленим зовнішнім магнітним полем. Задача на власні числа дає рівняння четвертого ступеня:

$$a\kappa^4 + b\kappa^3 + c\kappa^2 + d\kappa + e = 0 \quad (4.12)$$

коэффициенти a, b, c, d, e мають вигляд:

$$a = 1.0, \quad b = 2iA_3, \quad c = A_7A_1 + A_5A_4 - A_3^2, \quad d = 2i(A_6A_2A_4 + A_5A_4A_3), \\ e = A_4A_6^2A_1 - 2A_4A_6A_2A_3 + A_4A_7A_5A_1 - A_4A_3^2A_5 + A_4A_7A_2^2.$$

Чисельний аналіз рівняння (4.12) у наближенні без зіткнень дозволяє зрозуміти зв'язок між параметрами задачі B_0, θ, n_0, k_z . Це важливо, тому що власні числа рівняння (4.12) використовуються далі як аргументи функцій, які визначають топографію полів по координаті x у плоскому шарі плазми. Як приклад, зв'язок між параметрами задачі B_0, θ, k_z для густини гелієвої плазми $n_0 = 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ показано в таблицях 4.1 – 4.3. В таблицях 4.4 – 4.6 наведені дані для водневої плазми такої самої густини.

Таблиця 4.1
 $k_z = \pi/12 \text{ см}^{-1}$

Кут θ , град	Магнітне поле, Гс
1	300 ... 800
2	368 ... 800
3	444 ... 800
4	526 ... 800
5	613 ... 800

Таблиця 4.2
 $k_z = \pi/10 \text{ см}^{-1}$

Кут θ , град	Магнітне поле, Гс
1	241 ... 800
2	286 ... 800
3	337 ... 800
4	392 ... 800
5	449 ... 800

Таблиця 4.3
 $k_z = \pi/7 \text{ см}^{-1}$

Кут θ , град	Магнітне поле, Гс
1	160 ... 520
2	181 ... 520
3	203 ... 520
4	228 ... 520
5	253 ... 520

Таблиця 4.4

$$k_z = \pi/12 \text{ см}^{-1}$$

Кут θ , град	Магнітне поле, Гс
1	300 ... 413
2	368 ... 413

Таблиця 4.5

$$k_z = \pi/10 \text{ см}^{-1}$$

Кут θ , град	Магнітне поле, Гс
1	241 ... 413
2	286 ... 413
3	337 ... 413
4	392 ... 413

Таблиця 4.6

$$k_z = \pi/7 \text{ см}^{-1}$$

Кут θ , град	Магнітне поле, Гс
1	160 ... 413
2	181 ... 413
3	203 ... 413
4	228 ... 413
5	253 ... 413

Из таблиц следует, что для обоих сортов плазмы с увеличением k_z и угла наклона θ внешнего магнитного поля интервал изменения внешнего магнитного поля становится меньше. В водородной плазме с уменьшением k_z интервал угла наклона θ становится меньше.

Вирішуючи рівняння (4.12) можна визначити область прозорості хвиль для більш широкого діапазону густин у координатах «густина плазми – магнітне поле» при різних кутах нахилу зовнішнього магнітного поля та різних k_z . З рис 4.3 і рис 4.4 для гелієвої плазми випливає, що інтервал значень магнітного поля B_0 пов'язаний з певним значенням густини плазми n_0 , кутом нахилу магнітного поля θ і величиною k_z . Крім того, з рис 4.3 і рис 4.4 випливає, що зі збільшенням кута нахилу θ магнітного поля B_0 область прозорості для хвиль звужується й зміщується до більш сильних магнітних полів B_0 . Для водневої плазми з урахуванням даних у таблицях 4.4 – 4.6 графіки будуть такими ж, як і на рис 4.3 і рис 4.4, але з обмеженням по магнітному полю до 413 Гаусс.

Таким чином, до отримання резонансів у нахиленому магнітному полі пред'являються більш жорсткі вимоги в порівнянні з поздовжнім зовнішнім магнітним полем.

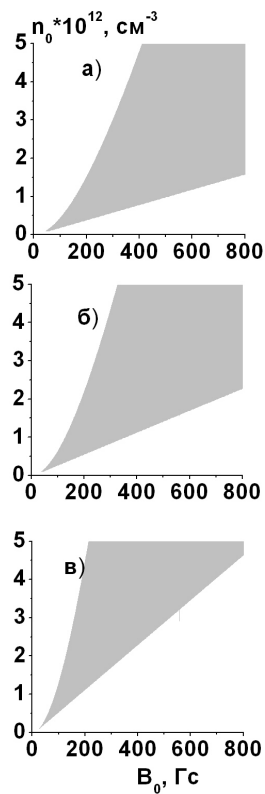


Рис. 4.3. Области прозорості (область тонована) при куті нахилу магнітного поля $\theta = 1^\circ$.

$n_0 = 3 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$, а) $k_z = \pi/12 \text{ см}^{-1}$;
б) $k_z = \pi/10 \text{ см}^{-1}$; в) $k_z = \pi/7 \text{ см}^{-1}$.

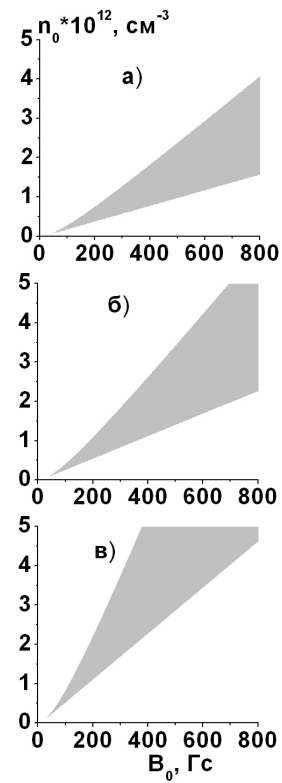


Рис. 4.4. Области прозорості (область тонована) при куті нахилу магнітного поля $\theta = 5^\circ$.

$n_0 = 3 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$, а) $k_z = \pi/12 \text{ см}^{-1}$;
б) $k_z = \pi/10 \text{ см}^{-1}$; в) $k_z = \pi/7 \text{ см}^{-1}$.

4.4. Поглинання потужності у нахиленому магнітному полі

Резонанси, просторова структура електричних полів і потужності, що поглинається, для водневої плазми представлені на рис 4.5. На рис 4.6 – 4.9 представлені резонанси, просторова структура електричних полів і потужності, що поглинається, для гелієвої плазми. Інтегральне поглинання потужності визначається в об'ємі V (см пункт 4.1). Структура потужності, що поглинається, і компонент електричного поля уздовж вісі x досліджується для максимумів інтегральної потужності, що поглинається.

Теоретичні оцінки показують, що у водневій плазмі з нахиленим магнітним полем параксіальне поглинання потужності можливо тільки при $p = 6$ мТорр і менше. Параксіальне поглинання потужності для густини $n_0 = 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ можливо тільки при $k_z = \pi/7 \text{ см}^{-1}$. Це зв'язане, у тому числі й з тим, що умова $\omega = \omega_{\text{ЛН}}$ для водневої плазми виконується при $B_0 = 413$ Гс, що практично в 2 рази менше ніж для гелія. Максимум інтегрального поглинання потужності на рис 4.5а відноситься до магнітного поля 360 Гс.

Для параметрів рис 4.6 параксіальне поглинання потужності можливо тільки при $p = 6$ мТорр і менше. Максимуми інтегрального поглинання потужності на рис 4.6а, рис 4.6д відносяться до магнітних полів 530 Гс, 643 Гс. З рис 4.7 – 4.9 випливає, що для більш високих густин плазми можливе збереження параксіального режиму поглинання потужності при більш високих тисках нейтрального газу. Для тиску $p = 6$ мТорр максимуми інтегрального поглинання потужності на рис 4.7а, рис 4.7д відносяться до магнітних полів 626 Гс, 742 Гс; 15 мТорр – до 632 Гс, 757 Гс. На рис 4.8а, 4.8д для тиску $p = 6$ мТорр максимуми інтегрального поглинання потужності відносяться до магнітних полів 503 Гс, 578 Гс; 15 мТорр – до 512 Гс, 590 Гс. Видно, що величини магнітних полів для $k_z = \pi/10 \text{ см}^{-1}$ приблизно на 100 Гс менше, чим для випадку з $k_z = \pi/12 \text{ см}^{-1}$. Чисельні оцінки показують, що для гелію подальше збільшення k_z не дозволяє створювати параксіальне поглинання потужності для густини плазми $n_0 > 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Для досліджуваних сортів плазми максимально досяжна величина густини, при параксіальному поглинанні потужності в розряді, виявилася обмежена значенням $n_0 = 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Для гелієвої плазми з густиною $n_0 = 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ були отримані наступні результати (рис 4.9). Для тиску $p = 6$ мТорр максимуми інтегрального поглинання потужності, на рис 4.9а, 4.9д, 4.9 к, відносяться до магнітних полів 771 Гс, 619 Гс, 713 Гс; для тиску 15 мТорр – до 780 Гс, 632 Гс, 728 Гс. З рис 4.6 – рис 4.9 видно, що в гелієвій плазмі кути нахилу θ магнітного поля B_0 хоч і не значно, але зростають зі збільшенням густини.

Особливістю розряду із зовнішнім нахиленим магнітним полем є наявність в приосьовій області розряду поперечної складової електричного поля E_x . У гелієвій плазмі для фіксованого значення k_z при одній і тій же густині й тиску нейтрального газу величина E_x у приосьовій області помітно зростає навіть при малому збільшенні кута нахилу θ магнітного поля. При фіксованій густині й тиску нейтрального газу, але двох різних значень k_z , може виникати ситуація коли зі збільшенням k_z : при тому самому куті θ величина E_x у приосьовій області розряду помітно зменшується (рис 4.7 ж, рис 4.8 в); зі збільшенням кута θ величина E_x значно зростає (рис 4.7 в, рис 4.8 ж). Збільшення тиску нейтрального газу завжди призводить до зменшення E_x у приосьовій області розряду. При одній і тій же густині плазми поперечна складова електричного поля E_x у приосьовій області розряду для водневої плазми може мати суттєво менші значення в порівнянні з гелієвою плазмою.

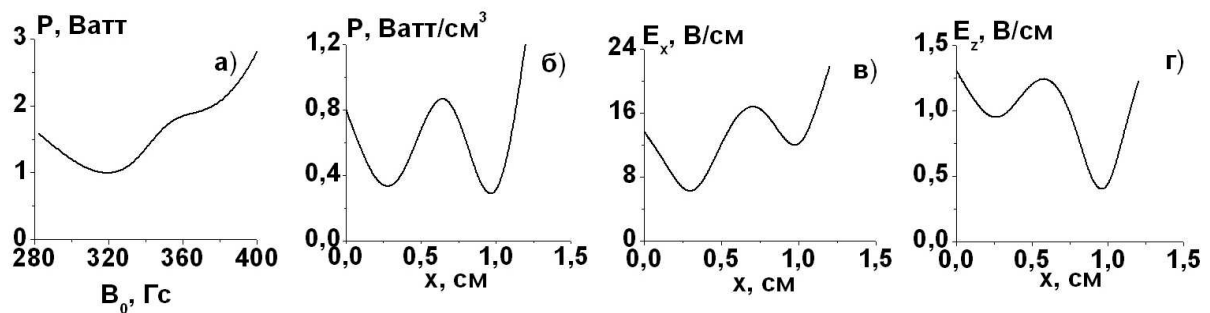


Рис. 4.5. Воднева плазма. Поглинання потужності: інтегральне та по координаті x ; розподіл поперечної E_x та поздовжньої E_z компонент поля по координаті x для $n_0 = 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $p = 6 \text{ мТорр}$, $k_z = \pi/7 \text{ см}^{-1}$, $\theta = 4^\circ$.

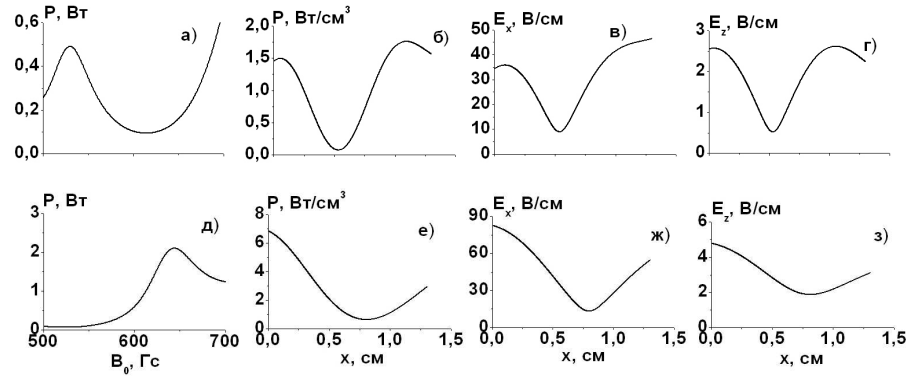


Рис. 4.6. Гелієва плазма. Поглинання потужності: інтегральне та по координаті x ; розподіл поперечної E_x та поздовжньої E_z компонент поля по координаті x для $n_0 = 1,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$; $p = 6 \text{ мТорр}$; $k_z = \pi/15 \text{ см}^{-1}$; а) – г) $\theta = 2,5^\circ$; д) – з) $\theta = 3^\circ$.

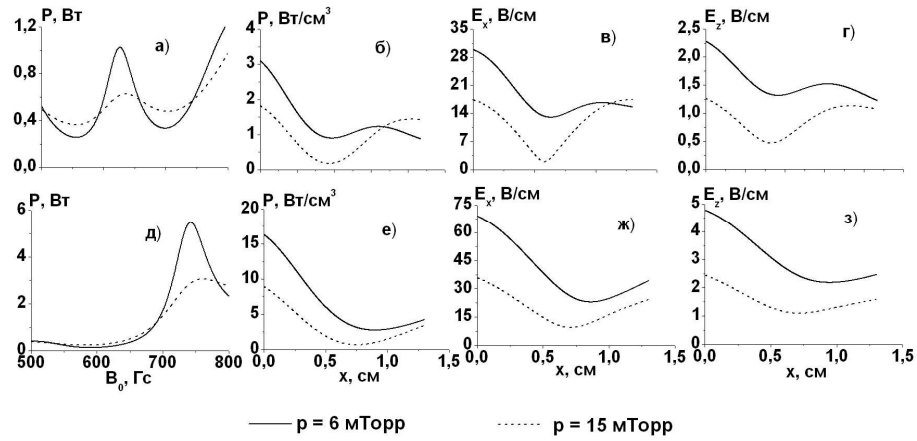


Рис. 4.7. Гелієва плазма. То ж, що і на рис 4.6, але для $n_0 = 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$; $k_z = \pi/12 \text{ см}^{-1}$ а) – г) $\theta = 3^\circ$; д) – з) $\theta = 3,5^\circ$.

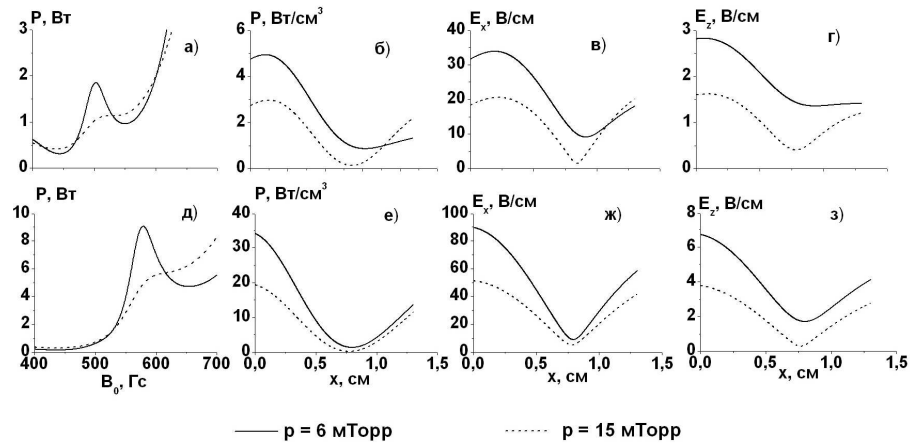


Рис. 4.8. Гелієва плазма. То ж, що і на рис 4.6, але для $n_0 = 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$; $k_z = \pi/10 \text{ см}^{-1}$; а) – г) $\theta = 3,5^\circ$; д) – з) $\theta = 4^\circ$.

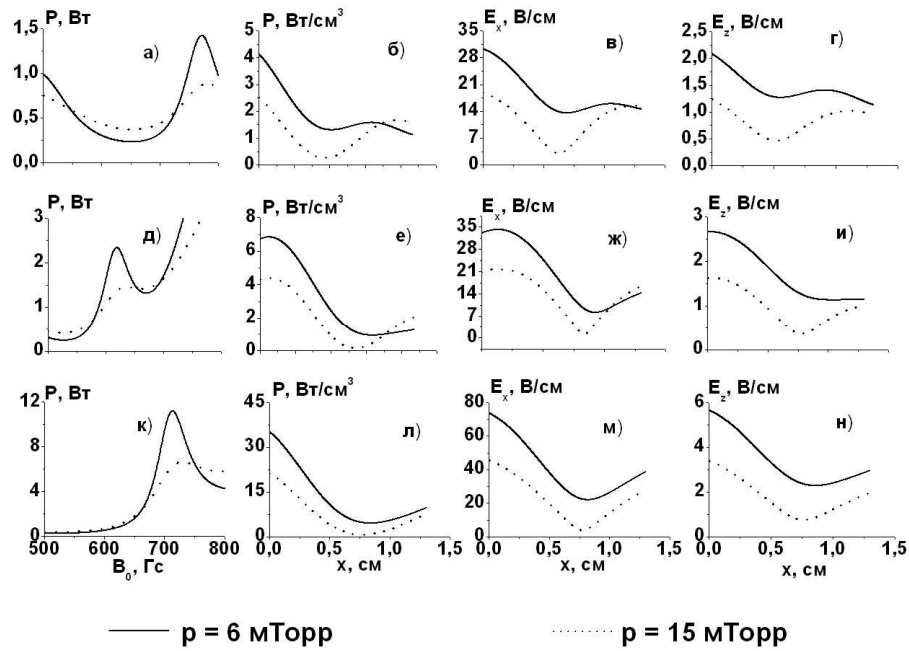


Рис. 4.9. Гелієва плазма. То ж, що і на рис 4.6, але для $n_0 = 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ а) – г) $k_z = \pi/12 \text{ см}^{-1}$, $\theta = 3^\circ$; д) – и) $k_z = \pi/10 \text{ см}^{-1}$, $\theta = 3,5^\circ$; к) – н) $k_z = \pi/10 \text{ см}^{-1}$, $\theta = 4^\circ$.

Для рис 4.5 – 4.9 наведемо оцінку глибини проникнення δx потоку потужності в плазму. Попередньо обчислювалася величина

$$dQ = [\vec{E} \times \vec{H}]_x \cdot dz \quad (4.13)$$

і перевірялася умова:

$$Q_x(x = \delta x) = 0,2 Q_x(x = 0) \quad (4.14)$$

Умова (4.14) визначає товщину шару, у якій поглинається хвиля, а саме глибину 80% проникнення потоку потужності в плазму. У таблиці 4.7 представлені дані для гелієвої плазми рис 4.6 – 4.9. У таблиці 4.8 представлені дані для водневої плазми рис 4.5. У цих таблицях усі $\delta x < R_0$. Додатковим аргументом адекватності чисельних оцінок даного розділу може служити той факт, що згідно [97, 132] потужність ефективно поглинається за умови $\theta > \Psi_{\text{ТГ}}$,

де $\Psi_{TG} = \arcsin(\omega/\omega_{ce})$ це кут групової швидкості ТГ – хвиль. Для гелієвої плазми в інтервалі магнітних полів $B_0 = 400 \dots 700$ Гс $\Psi_{TG} = 1,4^\circ \dots 0,79^\circ$, для водневої плазми $B_0 = 200 \dots 400$ Гс $\Psi_{TG} = 2,8^\circ \dots 1,4^\circ$.

Тому є підстава вважати, що дану спрощену фізичну модель можна застосовувати для теоретичних оцінок поглинання потужності в компактних циліндричних розрядних камерах геліконних джерел іонів.

Таблиця 4.7 Гелієва плазма

$n_0 \cdot 10^{12}, \text{см}^{-3}$	$p, \text{мТорр}$	$k_z, \text{см}^{-1}$	$\theta, \text{град}$	$B_0, \text{Гс}$	$\delta x, \text{см}$
1,5	6	$\pi/15$	2,5	530	1
1,5	6	$\pi/15$	3	643	0,97
3	6	$\pi/12$	3	626	0,95
3	6	$\pi/12$	3,5	742	0,91
3	15	$\pi/12$	3	632	1
3	15	$\pi/12$	3,5	757	0,93
3	6	$\pi/10$	3,5	503	0,9
3	6	$\pi/10$	4	578	0,79
3	15	$\pi/10$	3,5	512	1,05
3	15	$\pi/10$	4	590	0,6
4	6	$\pi/12$	3	771	0,97
4	15	$\pi/12$	3	780	1,03
4	6	$\pi/10$	3,5	619	0,9
4	15	$\pi/10$	3,5	632	1,07
4	6	$\pi/10$	4	713	0,85
4	15	$\pi/10$	4	728	0,74

Таблиця 4.8 Воднева плазма

$n_0 \cdot 10^{12}, \text{см}^{-3}$	$p, \text{мТорр}$	$k_z, \text{см}^{-1}$	$\theta, \text{град}$	$B_0, \text{Гс}$	$\delta x, \text{см}$
4	6	$\pi/7$	4	355	0,86

Проведемо оцінку формули (4.11) для просторового розподілу ВЧ – потужності, що поглинається, в нахиленому магнітному полі. В геліконному діапазоні частот для компонентів тензора діелектричної проникності в наближенні без зіткнень має місце нерівність [87]:

$$\varepsilon_{\perp} \ll N^2 \ll |g| \ll |\varepsilon_{\parallel}| \quad (4.15)$$

З урахуванням нерівності формулу (4.11) можна привести до виду:

$$P(x) = \text{Im}(\varepsilon_{\parallel}) \cdot \left[\sin^2 \theta \cdot |E_x(x)|^2 + |E_z(x)|^2 \right] \quad (4.16)$$

На прикладі рис 4.7а для тиску нейтрального газу 6 мТорр зіставимо розрахунки по точній формулі (4.11) і наближеній формулі (4.16). У формулі (4.16) оцінимо внесок кожного з доданків. На рис 4.10б видно, що перший доданок у формулі (4.16) дає внесок близько 30 % при резонансі поглинання потужності за рахунок механізму парних зіткнень. Другий доданок (рис 4.10в) вносить вклад близько 70%.

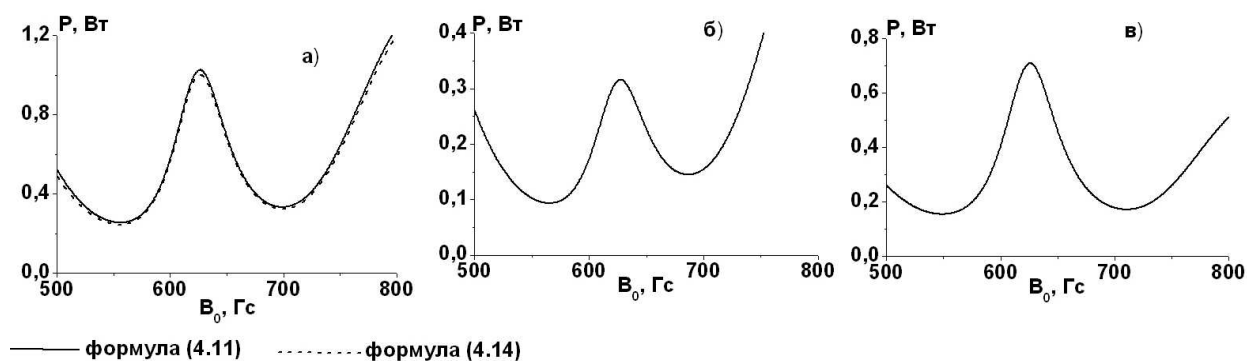


Рис. 4.10. Порівняння розрахунків для параметрів рисунка 4.7а: а) по формулі (4.11) і (4.14), б) внесок у поглинання першого доданка у формулі (4.14), в) внесок у поглинання другого доданка у формулі (4.14).

Висновки до Розділу 4

1. Для теоретичних оцінок поглинання потужності в геліконній водневій і гелієвій плазмі в зовнішньому неоднорідному магнітному полі, розглянута спрощена фізична модель плоского шару плазми. Шар обмежений уздовж вісі x і безмежний уздовж осей y і z . Зовнішнє магнітне поле однорідне, але спрямоване під кутом θ до поверхні плоского шару плазми. У якості азимутально симетричної ($m = 0$) антени розглянута струмова система із прямолінійних провідників зі струмом, яка збуджує в плазмі симетричні електромагнітні хвилі. Така струмова система є аналогом ($m = 0$) антени в циліндричній геометрії.

2. Задача знаходження полів усередині плазмового шару зводиться до розв'язку системи звичайних диференціальних рівнянь із постійними коефіцієнтами відносно Фур'є – амплітуд компонент полів. Фур'є – амплітуди електричних і магнітних полів усередині плазмового шару мають вигляд рядів Фур'є щодо поперечних хвильових чисел. У даній фізичній моделі досліджується розподіл амплітуд компонент електричного поля і потужності, що поглинається в плазмі, уздовж x – координати плазмового шару.

3. Для системи диференціальних рівнянь відносно Фур'є – амплітуд компонент полів отримане алгебраїчне рівняння 4 – го ступеня щодо поперечних хвильових чисел. Чисельний аналіз даного алгебраїчного рівняння в наближенні без зіткнень дозволив визначити область прозорості хвиль у координатах «густина плазми – магнітне поле». З'ясувати, як область прозорості змінюється залежно від кута нахилу зовнішнього магнітного поля й різних значень k_z .

4. Для досліджуваних сортів плазми були проведені теоретичні оцінки реалізації резонансів з параксіальним поглинанням потужності, просторової структури електричних полів залежно від кута нахилу зовнішнього магнітного поля, тиску нейтрального газу й різних значень k_z , які характерні для компактних розрядних камер геліконних джерел іонів.

5. Чисельні оцінки показали, що параксіальному поглинанню потужності сприяють лише малі кути нахилу зовнішнього магнітного поля до $\theta = 4^\circ$. Для досліджуваних сортів плазми зі збільшенням густини кут нахилу θ зовнішнього магнітного поля зростає. В гелієвій плазмі при тиску нейтрального газу $p = 15$ мТорр ще зберігається параксіальне поглинання потужності. Навіть малі зміни кута θ призводять до зміни магнітного поля в максимумах інтегрального поглинання приблизно на величину 100 Гс. У водневій плазмі режим з параксіальним поглинанням потужності можливий тільки при $p = 6$ мТорр і менше.

6. Проведені математичні оцінки зменшення – збільшення величини поперечної складової електричного поля E_x у приосьовій області розряду при зміні кута нахилу θ магнітного поля, величини k_z і тиску нейтрального газу.

7. Теоретичні оцінки показали, що для досліджуваних сортів плазми в нахиленому магнітному полі досягається густина $n_0 = 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

8. Для запропонованої спрощеної фізичної моделі була виконана перевірка глибини проникнення δx потоку потужності в плазму. Для всіх досліджуваних у Розділі випадків $\delta x < R_0$. Крім того, для досліджуваних сортів плазми виконується умова $\theta > \Psi_{TG}$, що експериментально підтверджувалася в роботах [97, 132]. Це дає підставу вважати, що дана фізична модель може бути застосована для чисельних оцінок поглинання потужності в компактних циліндричних розрядних камерах геліконних джерел іонів з неоднорідним зовнішнім магнітним полем.

ВИСНОВКИ

В результаті проведених теоретичних досліджень з урахуванням обмежень на розміри компактних розрядних камер, величину потужності, що вводиться в розряд та струму антени для компактних геліконних ВЧ – джерел іонів водню й гелію можна зробити наступні висновки:

1. Для однорідного аксіального зовнішнього магнітного поля B_0 при збудженні в плазмі азимутально симетричної ТГ – геліконної моди показана можливість реалізації режимів поглинання потужності $B_0 < B_{cr}$ і $B_0 > B_{cr}$ залежно від параметрів: величина струму антени, кількість витків антени, розташування антени, тиск нейтрального газу. Даний аналіз виконано для стадії виникнення й розвитку резонансів усередині плазми газового розряду. Отримано, що з урахуванням обмеження на амплітуду струму антени до 6А в розрядній камері $L = 7$ см для джерела іонів гелію можливо реалізувати введення потужності $\Sigma P = 100 \dots 300$ Вт, для джерела іонів водню $\Sigma P = 213 \dots 300$ Вт. В розрядній камері $L = 25$ см для джерела іонів гелію $\Sigma P = 33 \dots 150$ Вт, для джерела іонів водню $\Sigma P = 71 \dots 150$ Вт. Показано, що в досліджуваному діапазоні потужностей, що вводяться, для джерела іонів гелію параксіальне поглинання потужності може бути отримане в інтервалі густин $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3} - 1,8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$; для джерела іонів водню в інтервалі густин $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3} - 8,4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

2. Для однорідного аксіального зовнішнього магнітного поля в максимумах резонансів проведений аналіз просторової структури потужності, що поглинається в розряді. Показано, що в розрядній камері $L = 7$ см для гелієвої плазми при ΣP до 200 Вт порушення параксіального поглинання ($B_0 > B_{cr}$) тільки починає формуватися при тисках більш 15 мТорр. Для ΣP більш 200 Вт режим поглинання потужності $B_0 > B_{cr}$ чітко проявляється вже з $p = 7$ мТорр. Для водневої плазми при ΣP більш 200 Вт режим поглинання $B_0 > B_{cr}$ починає формуватися з $p = 7$ мТорр і чітко проявляється при $p = 12$ мТорр. В розрядній камері $L = 25$ см для гелієвої плазми параксіальне поглинання починає порушуватись при тисках від $p = 15$ мТорр. В водневій плазмі введення потужності, з ураху-

ванням обмеження на амплітуду струму в антені, можливе тільки при $p = 2 - 4$ мТорр. У цьому інтервалі тисків реалізується тільки параксіальне поглинання.

3. Для неоднорідного зовнішнього магнітного поля, при збудженні в плазмі азимутально симетричної моди, на підставі спрощеної фізичної моделі показана можливість реалізації резонансів поглинання потужності залежно від параметрів: величини зовнішнього магнітного поля, кута нахилу зовнішнього магнітного поля, густини плазми, значення хвильового числа k_z , тиску нейтрального газу. Отримано, що параксіальному поглинанню потужності сприяють лише малі кути нахилу зовнішнього магнітного поля до $\theta = 4^\circ$. В гелієвій плазмі при $p = 15$ мТорр ще зберігається параксіальне поглинання потужності. В водневій плазмі режим з параксіальним поглинанням можливий при $p = 6$ мТорр і менше. Навіть малі зміни кута θ призводять до зміни магнітного поля в максимумах інтегрального поглинання приблизно на величину 100 Гаусс. Проведені математичні оцінки зменшення – збільшення електричного поля E_x у приосьовій області розряду. Показано, що у водневій плазмі E_x досягає менших значень у порівнянні з гелієвою плазмою. В гелієвій плазмі при збільшенні кута нахилу θ магнітного поля величина E_x зростає. Отримано, що для досліджуваних сортів плазми в нахиленому магнітному полі може досягатися густина $n_0 = 4 \cdot 10^{12}$ см⁻³.

4. Для спрощеної фізичної моделі розряду із зовнішнім неоднорідним магнітним полем виконана перевірка адекватності її застосування. Перевірка дала задовільний результат. Це дає підставу вважати, що дана фізична модель може бути застосована для чисельних оцінок оптимізації енерговкладу в розряді з неоднорідним зовнішнім магнітним полем.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Investigation of rf power absorption in the plasma of helicon ion source / S. Mordyk, **O. Alexenko**, V. Miroshnichenko [et al.] // Rev. Sci. Instrum. – 2008. – Vol.79. – P.02B907-1 – P.02B907-4.
2. Поглощение мощности в плазменном ионном источнике геликонного типа / С. Н. Мордик, В. И. Мирошніченко, **О. В. Алексенко** [и др.] // Ядерна фізика та енергетика. – 2011. – Т.12, №8. – С.414 – 421.
3. **О. В. Алексенко** Пространственное распределение потерь ВЧ электромагнитного поля в плазменном источнике геликонного типа / **О. В. Алексенко**, В. И. Мирошніченко, С. Н. Мордик // Физика плазмы. – 2014.–Т.40, №8.– С.764–770.
4. **O. V. Alexenko** Resonant RF electromagnetic field input in the helicon plasma ion source / **O. V. Alexenko**, V. I. Miroshnichenko, S. N. Mordik // Problems of atomic science and technology. Ser.:Nuclear Physics Investigations.–2014.–№5.– P.153– 160.
5. **O. V. Alexenko** RF electromagnetic field absorption inside helicon ion source in nonaxial magnetic field / **O. V. Alexenko**, V. I. Miroshnichenko, V. I. Voznyi // East Eur. J. Phys. – 2015. – Vol.2. – №1. – P.77 – P.87.
6. **O. V. Alexenko** Power absorption inside helicon plasma of helium RF ion source in nonaxial magnetic field / **O. V. Alexenko**, V. I. Miroshnichenko, V. I. Voznyi // Problems of atomic science and technology.– 2015. – №4. – P.12 – 17.
7. Українська конференція з фізики плазми та керованого термоядерного синтезу: зб. текстів анотацій./Інститут ядерних досліджень НАН України, Інститут теоретичної фізики ім. М. М. Боголюбова НАН України – К.: 2011. – 78 с.
8. Українська конференція з фізики плазми та керованого термоядерного синтезу: зб. текстів анотацій./Інститут ядерних досліджень НАН України, Інститут теоретичної фізики ім. М. М. Боголюбова НАН України – К.: 2013. – 85 с.

9. Черепин В. Т. Ионный микрозондовый анализ / В. Т. Черепин – К.: Наукова думка, 1992. – 344 с.
10. Melngailis J. Focused ion beam technology and applications / J. Melngailis // J. Vac. Sci. Technol. – 1987. – B5. – №2. – P.469 – 495.
11. Rudenauer F. G. Liquid metal ion sources for scanning SIMS / F. G. Rudenauer // Secondary ion mass spectrometry. – Berlin: Springer, 1984.– P.133 – 137.
12. Prewett P. D. Focused ion beams from liquid metal ion sources / P. D. Prewett, G.L.R. Mair – Research Studies Press, J.Wiley and Sons. – 1991.– 317 P.
13. Kalbitzer S. Bright ion beams for the nuclear microprobe / S. Kalbitzer // Nucl. Instr. and Meth. In Phys. Res.– 1999.– B158.– P.53 – 60.
14. Allan G. L. Development of a high-brightness gas field–ionization source for proton microprobe / G. L. Allan, G.J.F. Legge, J. Zhu // Nucl. Instr. and Meth. In Phys. Res. – 1988.– B34. – P.122 – 126.
15. Colman R. A. An analysis of the optics of a field ionization ion source for application with a scanning proton microprobe / R. A. Colman, G. L. Allan, G.J.F. Legge // Rev. Sci. Instrum. – 1992. – Vol.63. – №12. – P.5653 – 5660.
16. Szymanski R. Ion source brightness and nuclear microprobe applications / R. Szymanski, D. Jamieson // Nucl. Instr. And Meth. In Phys. Res. – 1997. – B130. – P.80 – 85.
17. Габович М. Д. Физика и техника плазменных источников ионов / М. Д. Габович – М.: Атомиздат, 1972. – 357 с.
18. Aubert J. Beam emittance of the duoplasmatron as a function of the discharge modes / J. Aubert, C. Lejeune, P. Trebelat // Inst. Phys. Conf. Ser. – 1978. – №38. – Ch.6. – P.282 – 286.
19. Попов В.Ф. Исследование дуоплазматрона как источника ионов аргона в ионном микроанализаторе / В. Ф. Попов, Б. Д. Цертицкий // ПТЭ.–1977.– №3.– С.179 – 181.

20. Габович М. Д. Извлечение ионов из дуоплазмотрона через канал с радиусом порядка дебаевской длины / М. Д. Габович, И. С. Гасанов, И. М. Проценко // Письма в ЖТФ. – 1980. – №6. – вып.24. – С.1509 – 1512.
21. Nakamura K. Sputtering – Based Metal Ion Sources and their Applications / K. Nakamura // J. Vac. Soc. of Japan. – 2010. – Vol.53. – №8. – P.480–485.
22. High Purity RF – sputter type Metal Ion Source for Non – mass – separated Ion Beam Deposition / M. Kiyoshi, Y. Ishikawa, M. Yamashita [et al.] // Ion Implantation Technology Conference 2000.
23. Small radio frequency driven multicusp ion source for positive hydrogen ion beam production / L.T. Perkins, P.R. Herz, K.N. Leung [et al.] // Rev.Sci. Instrum. – 1994. – Vol.65. – №4. – P.1186 – 1188.
24. Beam emittance measurements on multicusp ion sources / M. Sarstedt, Y. Lee, K. N. Leung [et al.] // Rev. Sci. Instrum. – 1996. – Vol.67. – №3. – P.1249 – 1251.
25. Ion energy spread and current measurements of the rf-driven multicusp ion source / Y. Lee, R. A. Gough, W. B. Kunkel [et al.] // Rev. Sci. Instrum. – 1997. – Vol.68. – №3. – P.1398–1402.
26. Quartz antenna for radio frequency ion source operation / Y. Lee, R. A. Gough, K. N. Leung [et al.] // Rev. Sci. Instrum. – 1998. – Vol.69. – №2. – P.1023–1025.
27. Barletta W. A. Ion sources for medical accelerators / W. A. Barletta, W. T. Chu and K. N. Leung // Rev. Sci. Instrum. – 1998. – Vol.69. – №2. – P.1085–1087.
28. Leung Ka-Ngo Radio frequency driven multicusp sources / Ka-Ngo Leung // Rev. Sci. Instrum. – 1998. – Vol.69. – №2. – P.998 – 1002.
29. Development of an rf driven multicusp ion source for nuclear science experiments / D. Wutte, S. Freedman, R. Gough [et al.] // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B, – 1998. – Vol.142. – P.409 – 416.
30. Leung Ka-Ngo. Plasma sources for electron and ion beams / Ka-Ngo Leung // J. Vac. Sci. Technol. B. – 1999. – Vol.17. – №6. – P.2776 – 2778.

31. Improvement of the lifetime of radio frequency antenna for plasma generation / J. Reijonen, M. Eardley, R. Gough [et al.] // *Rev. Sci. Instrum.* – 2000. – Vol.71. – №20. – P.1134 – 1136.
32. Leung Ka-Ngo. The application and status of the radio frequency driven multicusp ion source / Ka-Ngo Leung // *Rev. Sci. Instrum.* – 2000. – Vol.71. – №2. – P.1064–1068.
33. Characterization of multicusp–plasma ion source brightness using micron–scale apertures / K. L. Scott, T. J. King, K. N. Leung [et al.] // *J. Vac. Sci. Technol.– B.* – 2001. – Vol.19. – №6. – P.2602 – 2606.
34. Investigation of a radio frequency–driven multicusp ion source of the diagnostic neutral beam for the Hanbit device at Korea Basic Science Institute / H. L. Yang, S. J. Yoo, S. M. Hwang [et al.] // *Rev. Sci. Instrum.* – 2000. – Vol.71. – №2. – P.1148 – 1150.
35. Improvement in Brightness of Multicusp–Plasma Ion Source / Q. Ji, Q. Jiahg, T. J. King [et al.] // *J. Vac. Sci. Technol. – B.* – 2002. – Vol.20. – №6. – P.2717 – 2723.
36. Denneman J. W. Determination of electromagnetic properties of low-pressure electrodeless inductive discharges / J. W. Denneman // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 1990. – Vol.23. – P.293 – 298.
37. Lister G. G. Modelling of inductively coupled discharges with internal and external coils / G. G. Lister, M. Cox. // *Plasma Sources Sci. Technol.* – 1992. – Vol.1. – P.67 – 73.
38. Piejak R. B. A simple analysis of an inductive RF discharge / R. B. Piejak, V. A. Godyak and B. M. Alexandrovich // *Plasma Sources Sci. Technol.* – 1992. – Vol.1. – P.179 – 186.
39. Godyak V. A. Electrical characteristics and electron heating mechanism of an inductively coupled argon discharge / V. A. Godyak, R. B. Piejak and B. M. Alexandrovich // *Plasma Sources Sci. Technol.* – 1994. – Vol.3. – P.169–176.

40. Power transfer efficiency and mode jump in an inductive RF discharge / K. Suzuki, K. Nakamura, H. Ohkubo [et al.] // Plasma Sources Sci. Technol. – 1998. – Vol.7. – P.13 – 20.
41. Hopwood J. Planar RF induction plasma coupling efficiency / J. Hopwood // Plasma Sources Sci. Technol. – 1994. – Vol.3. – P.460 – 464.
42. Gudmundsson J. T. Magnetic induction and plasma impedance in a planar inductive discharge / J. T. Gudmundsson, M. A. Lieberman // Plasma Sources Sci. Technol. – 1998. – Vol.7. – P.83 – 95.
43. Amorim J. High-density plasma mode of an inductively coupled radio frequency discharge / J. Amorim, H. S. Maciel, J. P. Sudano // J. Vac. Sci. Tech.–B.– 1991.–Vol.9.–№.2.–P.362–365.
44. Wust K. Electron temperature and plasma density of capacitive rf–discharges in noble gases / K. Wust // Rev. Sci. Instrum.–1992.–Vol.63.–№4.–P.2581–2583.
45. Lieberman M. A. Principles of Plasma Discharges and Materials Processing / M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg. – New York: Wiley, 1994.–572 p.
46. Лавров В. М. Разброс энергии ионов, выходящих из высокочастотных источников с экранированным разрядом / В. М. Лавров, С. Г. Щемелинин. // ПТЭ.–1971.–№ 4.–С.41–43.
47. Denning Mark C. Observations of neutral depletion and plasma acceleration in a flowing high-power argon helicon plasma / Mark C. Denning, M. Wiebold, John E. Scharer // Physics of plasmas.–2008.–№ 15.–P. 072115–1–072115–12.
48. Corr C. S. High-beta plasma effects in a low-pressure helicon plasma / C. S. Corr, R. W. Boswell // Physics of plasmas.–2007.–№ 14.–P.122503–1–122503–7.
49. Development of high-density helicon plasma sources and their applications / Shunjiro Shinohara, Tohru Hada, Taisei Motomura [et al.] // Physics of plasmas.–2009.– № 16.–P. 057104–1–057104–10.
50. Chen F. F. Permanent-magnet helicon sources and arrays: A new type of RF plasma / F. F. Chen, H. Torreblanca // Physics of plasmas.–2009.–№ 16.–P. 057102–1–057102–8.

51. Shinohara S. Development of a strong field helicon plasma source / S. Shinohara, H. Mizokoshi // Review of scientific instruments.–2006.– Vol.77.–P.036108–1–036108–4.
52. Helicon ion source for plasma procesing /V. P. Katyukha, G. S. Kirichenko, A. V. Rusavskii [et al.] // Rev. Sci. Instrum.–1994.–Vol. 65.–№ 4.–P.1368–1370.
53. Appleton E. V. Wireless studies of the ionosphere / E. V. Appleton // J. Instr. Elec. Engrs.–1932.– Vol. 71.–P. 642.
54. Hartree D. R. The propagation of electromagnetic waves in a refracting medium in a magnetic field / D. R. Hartree // Proc. Cambridge Phil. Soc.–1931.–Vol.27.– P. 143.
55. Booker H. G. Propagation of wave–packets incident obliquely upon a stratified doubly refracting ionosphere / H. G. Booker // Philos. Trans. R. Soc. London A, Math. Phys. Sci.– 1938.–Vol. 237A.–P. 411.
56. Файнберг Я. Б. Электромагнитные волны в плазме, находящейся в магнитном поле / Я. Б. Файнберг, М. Ф. Горбатенко // ЖТФ.–1959.–Т.29,№5.– С.549– 562.
57. Klozenberg J. P. The dispersion and attenuation of helicon waves in a uniform cylindrical plasma / J. P. Klozenberg, B. McNamara, P. C. Thonemann // Fluid Mech.–1965.–Vol. 21. part 3.– P.545 – 563.
58. Lehanе J. A. An experimental study of helicon wave propagation in a gaseous plasma / J. A. Lehanе, P. C. Thonemann // Proc. Phys. Soc.– 1965.–Vol. 85. – №2. –P. 301–316.
59. Blevin H. A. Propagation of helicon waves in a non – uniform plasma / H. A. Blevin, P. J. Christiansen // Aust. J. Phys.–1966.– Vol.19.– P.501 –508.
60. Черенковское поглощение «свистов» в неоднородном плазменном цилиндре / В. В. Долгополов, А. И. Ермаков, Н. И. Назаров [и др.] // Ядерный синтез.–1963.–№3.–С. 251–254.

61. Klozenberg J. P. Anomalous damping of helicon waves in a hot plasma / J. P. Klozenberg, J. A. Lehane // Plasma Physics (Journal of Nuclear Energy Part C).—1965.—Vol 7.—P.277–281.
62. Boswell R. W. Plasma production using a standing helicon wave / R. W. Boswell // Physics Letters. —1970.—Vol. 33A.—№7.—P.457–458.
63. Boswell R. W. Very efficient plasma generation by whistler waves near the lower hybrid frequency / R. W. Boswell // Plasma Physics and Controlled Fusion.—1984.—Vol 26.—№10.—P. 1147–1162.
64. Perry A. J. Fast anisotropic etching of silicon in an inductively coupled plasma reactor / A. J. Perry, R. W. Boswell // Appl. Phys. Lett.—1989.—Vol 55.—№2.—P. 148–150.
65. Plasma production in a toroidal heliac by helicon waves / P. K. Loewenhardt, B. D. Blackwell, R. W. Boswell [et al.] // Phys. Rev. Lett.—1991.—Vol. 67.—№20.—P.2792–2794.
66. Chen F. F. RF production of high density plasmas for accelerators / F. F. Chen // Laser Part. Beams.—1989.—Vol. 7.—part 3.—P.551–559.
67. Zhu P. Argon II Laser Generated by Landau Damping of Whistler Waves at the Lower Hybrid Frequency / P. Zhu, R. W. Boswell. // Phys. Rev. Lett.—1989.—Vol. 63.—№26.—P.2805–2807.
68. Perry A. J. The application of the helicon source to plasma processing / A. J. Perry, Vender D., and R. W. Boswell // J. Vac. Sci. Technol. B.—1991.—Vol. 9.—№2.—P.310–317.
69. Experiments and modeling of a helicon source / A. W. Molvik, T. D. Rognlien, J. A. Byers [et al.] // J. Vac. Sci. Technol. A.—1996.—Vol.14.—№3.—P.984–989.
70. Frequency dependence of the plasma density for helicon plasmas / J. G. Kwak, H. D. Choi, H. I. Bak [et al.] // Phys. Plasmas.—1997.—Vol.4.—№ 5.—part 1.—P.1463–1467.

71. Chen F. F. Plasma ionization by helicon waves / F. F. Chen // Plasma Phys. Control. Fusion.—1991.—Vol. 33.—№ 4.—P.339–364.
72. Chen F.F. Electron Accelerations in Helicon Sources / F. F. Chen, C. D. Decker // Plasma Phys. Control. Fusion.—1992.—Vol.34.—№4.—P.635–640.
73. Chen F. F. and Boswell R. W. Helicons – The early years / F. F. Chen and R. W. Boswell // IEEETrans. Plasma Sci.—1997.—Vol.25.—№6.—P.1229–1244.
74. Chen F. F. and Boswell R. W. Helicons – The Past Decade / F. F. Chen and R. W. Boswell // IEEE Transactions on Plasma Science.—1997.—Vol.25.—№6.—P.1245–1257.
75. Chen F. F. Physics of helicon discharges / F. F. Chen // Phys. Plasmas.—1996.—Vol.3.—№5.— P. 1783–1793.
76. Chen F. F. Discharge equilibrium of a helicon plasma
/F. F. Chen, Isaac D. Sudit //Plasma Sources Sci. Technol.—1996.—Vol.5.—P.43–53.
77. Arnush D. The role of Trivelpiece – Gould waves in antenna coupling to helicon waves / D. Arnush // Phys. Plasmas. –2000.—Vol.7.—№7.—P.3042–3050.
78. Chen F. F. Generalized theory of helicon waves. I. Normal modes / F. F. Chen, D. Arnush // Phys. Plasmas.—1997.—Vol.4.—№9.—P.3411–3421.
79. Generalized theory of helicon waves. II. Excitation and absorption / F. F. Chen, D. Arnush // Phys. Plasmas.—1998.—Vol.5.—№5.—P.1239–1254.
80. Chen F. F. Design and performance of distributed helicon sources/F. F. Chen, John D. Evans, George R. Tynan //Plasma Sources Sci. Technol.—2001.—Vol.10.—P.236–249.
81. Chen F. F. Large – area helicon plasma source with permanent magnets / F. F. Chen, H. Torreblanca // Plasma Phys. Control. Fusion.—2007.—Vol.49.—P.A81–A93.

82. Chen F. F. Permanent – magnet helicon sources and arrays: A new type of rf plasma / F. F. Chen, H. Torreblanca // *Physics of Plasmas*.–2009.–Vol.16.–P.057102-1–057102-8.
83. Chen F. F. Performance of a permanent – magnet helicon source at 27 and 13 MHz / F. F. Chen // *Physics of Plasmas*.–2012.–Vol.19.–P.093509-1–093509-8.
84. Chen F. F. Permanent Magnet Helicon Source for Ion Propulsion / F. F. Chen // *IEEE Transactions on Plasma Science*.–2008.–Vol.36.–№5.–P.2095–2110.
85. Chen F. F. Density jump in helicon discharges / F. F. Chen, H. Torreblanca // *Plasma Sources Sci. Technol.*.–2007.–Vol.16.–P.593–596.
86. Chen F. F. Nonlinear Effects and Anomalous Transport in RF Plasmas / F. F. Chen // *IEEE Transactions on Plasma Science*.–2006.–Vol.34.–№3.–P.718–727.
87. Shamrai K. P. Resonance wave discharge and collisional energy absorption in helicon plasma source / K. P. Shamrai, V. B. Taranov // *Plasma Phys. Control. Fusion*.–1994.–Vol 36.–P.1719 –1735.
88. Perry A. J. The application of the helicon source to plasma processing / A. J. Perry, D. Vender, R. W. Boswell // *J. Vac. Sci. Technol. B*.–1991.–Vol.9.– №2.–P.310–317.
89. Nedovba V. I. Plasma generation by resonance RF current systems /V. I. Nedovba, V. V. Yagola // *Ukrainskii fizicheskii zhurnal*.–1992.–Vol.3 –№3.–P.374–377.
90. Chen F. F. Experiments on helicon plasma source / F. F. Chen, G. Chevalier // *J. Vac. Sci. Technol. A*.–1992.–Vol.10.–№4–P.1389–1401.
91. Plasma production by helicon waves / T. Shoji, Y. Sakawa, S. Nakazawa [et al.] // *Plasma Sources Sci. Technol.*.–1993.–Vol.2.–P.5–10.
92. Shamrai K. P. Volume and surface rf power absorption in a helicon plasma source / K. P. Shamrai, V. B. Taranov // *Plasma Sources Sci. Technol.*.–1996.–Vol.5.–№3.–P.474–491.

93. Shamrai K. P. Stable modes and abrupt density jumps in a helicon plasma source / K. P. Shamrai // Plasma Sources Sci. Technol. – 1998. – Vol.7. – №4. – P.499–511.
94. Шамрай К. П. О скачках плотности в геликонных источниках плазмы / К. П. Шамрай // Прикладная физика.–1999.–выпуск 4.–С.18–27.
95. Discharge disruption in a helicon plasma source / K. P. Shamrai, V. B. Taranov, V. F. Virko [et al.] // J. Vac. Sci. Technol. A.–1997.–Vol.15.–№6.–P.2864–2874.
96. Virko V. F. Parametric ion – acoustic turbulence in a helicon discharge / V. F. Virko, G. S. Kirichenko, K. P. Shamrai // Plasma Source Sci. Technol.–2003.– Vol.12. – №2. – P.217 – 224.
97. Повышение эффективности геликонного разряда в сходящемся магнитном поле / В. Ф. Вирко, К. П. Шамрай, Г. С. Кириченко [и др.] // Вопросы атомной науки и техники. – 2005. – №4.С.241 – 246.
98. Брагинский О. В. Геликонная плазма в неоднородном магнитном поле / О. В. Брагинский, А. Н. Васильева, А. С. Ковалев. // Физика плазмы.–2001.–Т.27.–№8.–С.741 – 749.
99. Helicon experiments and simulations in nonuniform magnetic field configurations / X. M. Guo, J. Scharer, Y. Mouzouris [et al.] // Phys. Plasmas.–1999.–Vol.6.–№8.–P.3400–3407.
100. Теория квазистатических плазменных источников / А. Ф. Александров, Н. Ф. Воробьев, Е. А. Кралькина [и др.] // ЖТФ.–1994.–Т.64.–№11.–С 53–58.
101. Радиочастотные источники плазмы малой мощности для технологических приложений. III. Геликонные источники плазмы/К. В. Вавилин, А. А. Рухадзе, М. Х. Ри [и др.] // ЖТФ.–2004.–Т.74.–вып.6.–С.29–34.

102. Исследование индуктивного ВЧ разряда как самосогласованной системы, Часть I / А. Ф. Александров, Г. Э. Бугров, К. В. Вавилин [и др.] // Прикладная физика.—2005.—№ 4.—С.70–74.
103. Исследование индуктивного ВЧ разряда как самосогласованной системы, Часть II / А. Ф. Александров, Г. Э. Бугров, К. В. Вавилин [и др.] // Прикладная физика.—2005.—№ 5.— С.72 – 78.
104. Исследование индуктивного ВЧ разряда как самосогласованной системы, Часть III / А. Ф. Александров, Г. Э. Бугров, К. В. Вавилин [и др.] // Прикладная физика.—2006.—№ 1.—С.36–42.
105. Исследование индуктивного ВЧ разряда как самосогласованной системы, Часть V / А. Ф. Александров, Г. Э. Бугров, К. В. Вавилин [и др.] // Прикладная физика.—2006.—№4.—С.54–59.
106. Исследование индуктивного ВЧ разряда как самосогласованной системы, Часть VI / А. Ф. Александров, Г. Э. Бугров, К. В. Вавилин [и др.] // Прикладная физика.—2006.—№ 5.—С.33–38.
107. Akhiezer A. I. Ion – sound parametric turbulence and anomalous electron heating with application to helicon plasma sources /A.I.Akhiezer, V.S.Mikhailenko, K. N. Stepanov // Physics Letters A 245.—1998.—P.117–122.
108. Mikhailenko V. S. Long-wavelength ion-sound parametric instability of plasma in magnetic field / V. S. Mikhailenko, V. V. Ol'shansky, K. N. Stepanov // Problems of Atomic Science And Technology.—2000.—№1.—P.43–46.
109. Mikhailenko V. S. Strong ion – sound parametric turbulence and anomalous anisotropic plasma heating in helicon plasma sources / V. S. Mikhailenko, K. N. Stepanov // Physics of Plasmas. —2003.—Vol.10.— №6.—P.2247–2253.
110. Virko V. F. Parametric ion – acoustic turbulence in a helicon discharge / V. F. Virko, G. S. Kirichenko, K. P. Shamrai // Plasma Source Sci. Technol.—2003.—Vol.12.—№2.—P.217–224.

111. RF absorption and ion heating in helicon source / J. L. Kline, E. E. Scime, R. F. Boivin [et al.] // Phys. Rev. Lett.–2002.–Vol.88.– №19.–P.195002-1–95002-4.
112. Spatially limited ion acoustic wave activity in low – pressure helicon discharges / C. S. Corr, N. Plihon, P. Chabert [et al.] // Phys. Plasmas.– 2004.– Vol.11.–№ 10.–P.4596–4602.
113. Experimental evidence of parametric decay processes in the variable specific impuls magnetoplasma rocket (VASIMR) helicon plasma source / R. W. Boswell, O. Sutherland, C. Charles [et al.] // Phys. Plasmas.–2004.–Vol.11.– № 11.–P.5125– 5129.
114. Anomalous helicon wave absorption and parametric excitation of electrostatic fluctuations in a helicon –produced plasma / M. Krämer, Yu. M. Aliev, A. B. Altuhov [et al.] // Plasma Phys. Control. Fusion.–2007.–Vol.49.–№ 5A.– P.A167 –A175.
115. Kaganskaya N. M. Enhanced Scatteing experiments on a helicon discharge / N. M. Kaganskaya, M. Krämer, V. L. Selenin // Phys. Plasmas.–2001.Vol.8.– №10.–P.4694–4697.
116. Excitation of short – scale fluctuations by parametric decay of helicon waves into ion – sound and Trivelpiece –Gould waves / B. Lorenz, M. Krämer, V. L. Selenin [et al.] // Plasma Souces Sci. Technol.–2005.–Vol.14.–№3–P.623–635.
117. Куров А. А. Возбуждение мелкомасштабных электромагнитных волн в неоднородном плазменном цилиндре в аксиальном магнитном поле / А. А. Куров, К. Н. Степанов // Доповіді НАН України.–2005.–№12.– С.83–90.

118. Куров А. А. Конверсия нижнегибридных колебаний, возбуждаемых модулированным вдоль магнитного поля поперечным током, в геликонном источнике / А. А. Куров, К. Н. Степанов // Доповіді НАН України.–2010.–№7.–С.70–77.
119. Hydrogen / helium ion injector for accelerator – based microprobe facilities / S. N. Mordyk, V. I. Voznyy, V. I. Miroshnichenko [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B.–2005.–231.–P.37–42.
120. Development of a dedicated ion injector for accelerator–based nanoprobe facilities / V.I. Miroshnichenko, S. M. Mordyk, V. E. Storizhko [et al.] // Vacuum.–2004.–73.–P.237–242.
121. Геликонный источник ионов в режиме высокой плотности плазмы / С. Н. Мордик, В. И. Возный, В. И. Мирошниченко [и др.] // Вопросы Атомной Науки и Техники Серия: Плазменная электроника и новые методы ускорения.–2006.–№5.–С.208–212.
122. Possibilities of improving paraxial brightness in RF ion sources / S. M. Mordyk, D. P. Shulha, V. I. Miroshnichenko [et al.] // Problems of Atomic Science And Technology.2005.–№6.–P 81–86.
123. Extraction of single – ion beams from helicon ion source in high plasma density operation mode: Experiment and simulation / S. Mordyk, V. Miroshnichenko, A. Nahorny [et al.] // Rev. Sci. Instrum.–2006.–Vol.77.–P.03B901-1–03B901-3.
124. Investigation of helicon ion source extraction systems / S. Mordyk, V. Miroshnichenko, D. Shulha [et al.] // Rev. Sci. Instrum.–2008.Vol.79.–P.02B707-1–02B707-4.
125. Шульга Д. П. Высокояркостная система экстракции геликонного источника ионов / Д. П. Шульга, С. Н. Мордик, В. И. Мирошниченко // Вопросы Атомной Науки и Техники, Серия: Плазменная электроника и новые методы ускорения.–2010.–№4.–С.369– 372.

126. Райзер Ю. П. Физика газового разряда / Ю. П. Райзер—М.: Наука, гл. ред. физ.-мат. лит. 1987.—592 с.
127. Зельдович Я. Б. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений / Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер — М.: Наука, гл. ред. физ.-мат. лит. 1966.—686 с.
128. Shamrai K. P. Excitation, conversion and damping of waves in a helicon plasma source driven by an $m = 0$ antenna / K. P. Shamrai, V. P. Pavlenko, V. B. Taranov // Plasma Phys. Control. Fusion.—1997.— Vol.39.—№3.—P. 505-529.
129. Chevalier G. Experimental modeling of inductive discharges / G. Chevalier, and F.F. Chen // J. Vac. Sci. Technol. A. — 1993. — Vol.11.—№4. — P. 1165-1171.
130. Gilland J. Neutral pumping in a helicon discharge / J. Gilland, R. Breun, N. Hersh - kowitz // Plasma Sources Sci. Technol. — 1998. — Vol. 7. — P. 416.
131. Chen F. F. The low-field density peak in helicon discharges / F.F. Chen // Phys. Plasmas. — 2003. — Vol. 10.—№6.—P. 2586-2592.
132. Wave phenomena, hot electrons and enhanced plasma production in a helicon discharge in a converging magnetic field / V.F.Virko, K.P. Shamrai, G. S. Kirichenko [et al.] // Phys. Plasmas. — 2004. — Vol. 11.— №8. — P. 3888–3897.
133. Электродинамика плазмы / А. И. Ахиезер, И. А. Ахиезер, Р. В. Половин [и др.] —М.: Наука, гл. ред. физ.-мат. лит. 1974.—720 с.
134. Lejeune C. Emittance and Brightness: Definitions and Measurements / C. Lejeune, J. Aubert. // Advances in Electronics and Electron Physics, part 13A. — New York: Academic, 1980. — P. 159-259.
135. Райзер Ю. П. Физика газового разряда / Ю. П. Райзер — М.: Наука, гл. ред. физ.-мат. лит. 1992.—536 с.

136. Development of the RF ion source for use in accelerator – based microprobes of rf power absorption in the plasma of helicon ion source / V. Miroshnichenko, S. Mordyk, D. Shulha [et al.] // Nuclear Instrum. And Methods in Physics Research B . – 2007. – P. 39 – 44.
137. Геликоновые генераторы плазмы для аналитических приложений / С. Н. Мордик, В. И. Мирошниченко, Д. А. Нагорный [и др.] // Вопросы Атомной Науки и Техники, Серия: Плазменная электроника и новые методы ускорения.–2008.–№4.–С.147–149.