

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ХАРКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ ІМЕНІ В.Н. КАРАЗІНА
ННІ «ФІЗИКО-ТЕХНІЧНИЙ ФАКУЛЬТЕТ»
КАФЕДРА ПРИКЛАДНОЇ ФІЗИКИ ТА ФІЗИКИ ПЛАЗМИ

Пояснювальна записка

до дипломного проекту (роботи)

МАГІСТРА

(освітньо-кваліфікаційний рівень)

на тему:

укр. Методи визначення іонної температури SOL плазми аналізатором
із затримуючим полем
англ. Methods for determining the ion temperature of SOL plasma
using a retarding field analyzer

Виконав(ла): студент 2 курсу навчання
за ОНП магістр
спеціальності 105 Прикладна фізика та наноматеріали
освітня програма: Експериментальна ядерна фізика та
(назва)
фізика плазми

Тітаренко А.Р.

(прізвище, ім'я, по батькові)

(особистий підпис)

Керівник: к.ф.-м.н., доцент КПФФП ННІ «ФТФ»

Середя І.М.

(прізвище, ім'я, по батькові)

(особистий підпис)

Консультант: к.ф.-м.н., нач.лабораторії ННЦ ХФТІ

Древаль М.Б.

(прізвище, ім'я, по батькові)

(особистий підпис)

Рецензент: д.ф.-м.н., професор КМРБФТ ННІ «ФТФ»

Лісовський В.О.

(прізвище, ім'я, по батькові)

(особистий підпис)

Харків – 2025 рік

АНОТАЦІЯ

В даній роботі розглядаються методи визначення іонної температури пристінкової плазми аналізатором із затримуючим полем (RFA), за допомогою техніки сканування. Перший метод, умовного усереднення, являється традиційним для RFA, але він не дозволяє прослідкувати динамічну природу сильно флюктууючої плазми та визначити температуру крайових локалізованих мод. Для подолання цих обмежень використовують метод побудови функції розподілу імовірностей. За допомогою якого, можна визначити як температуру незбуреної плазми, так і флюктууючої. Для порівняння обох методів, в роботі аналізуються дані, отримані на токамаці ASDEX Upgrade. Також досліджується вплив частоти сканування аналізатора на результати розрахунків іонної температури обома методами.

ABSTRACT

This paper considers methods for determining the ion temperature scrape-off layer plasma by a retarding field analyzer (RFA) using the scanning technique. The first method, conditional averaging, is traditional for RFA, but it does not allow to follow the dynamic nature of strongly fluctuating plasma and determine the temperature of edge localized modes. To overcome these limitations, the method of determining the probability density function is used, with which it is possible to determine both the temperature of the undisturbed plasma and the fluctuating one. To compare both methods, the paper analyzes data obtained on the ASDEX Upgrade tokamak. The influence of the analyzer scanning frequency on the results of ion temperature calculations by both methods is also investigated.

ЗМІСТ

ВСТУП.....	4
РОЗДІЛ 1. ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ.....	10
РОЗДІЛ 2. ФІЗИКА ПРИСТІНКОВОЇ ПЛАЗМИ.....	13
2.1. Основні концепції фізики пристінкової плазми	13
2.2. Перенос у SOL плазмі.....	15
2.3. Турбулентність плазми в SOL	19
2.4. Н-режим, крайові локалізовані моди та їх вплив на SOL плазму.....	20
РОЗДІЛ 3. СІТКОВИЙ АНАЛІЗАТОР ІЗ ЗАТРИМУЮЧИМ ПОЛЕМ ...	24
3.1. Конструкція аналізатора із затримуючим полем	24
3.2. Теоретичні засади аналізатора із затримуючим полем	26
3.3. Визначення іонної температури	30
РОЗДІЛ 4. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ УМОВИ ВИМІРЮВАНЬ	34
РОЗДІЛ 5. ТЕХНІКА СКАНУВАННЯ.....	36
РОЗДІЛ 6. МЕТОДИ АНАЛІЗУ ДАНИХ ДЛЯ ВИЗНАЧЕННЯ ІОННОЇ ТЕМПЕРАТУРИ.....	39
6.1. Умовне усереднення.....	39
5.2. Статистичний метод.....	45
5.3. Аналіз отриманих результатів.....	48
ВИСНОВОК.....	51
ПЕРЛІК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	54

ВСТУП

У сучасному світі пошук джерел чистої енергії є одним із головних викликів людства, а термоядерні установки, такі як токамаки та стеларатори, відкривають шлях до вирішення цієї проблеми. Так по всьому світу будуються такі установки та досліджується плазма в умовах термоядерного синтезу. Ключову роль в цьому відіграють установки ASDEX Upgrade, JET, Wendelstein-7X, JT-60, та наразі будуються ITER та SPARC. Україна також активно долучається до розвитку цієї галузі: допоміжні дослідження плазми проводяться на установці Ураган-2М.

Критично важливим для дослідження є пристіночний шар (SOL) плазми. Це крайовий шар плазми, за межами останньої замкненої магнітної поверхні, який відіграє ключову роль в транспортуванні енергії та частинок до стінок установки та дивертора. Умови в периферії плазми можуть суттєво впливати на поведінку всієї плазми в термоядерних установках. Роль крайової плазми у впливі на вихід енергії синтезу в сучасних токамаках на сьогоднішній день широко визнана, що відображається в зростаючих зусиллях, спрямованих на експериментальне вивчення фізики SOL плазми. Знання про її природу є критично важливим, оскільки: вона є граничною умовою для центральних областей плазми; визначає потоки частинок і енергії, а отже видалення з плазми компонентів, що контактують із плазмою; опосередковує транспорт домішок і гелієвого попелу між стінками та ядром, що впливає на проведення розряду.

На сьогоднішній день ключовим режимом існування плазми є H-режим (високого утримання). Даний режим характерний формуванням транспортного бар'єру поблизу останньої замкненої магнітної поверхні, що забезпечує значно краще утримання плазми, але супроводжується нестабільностями, такими як ELM (крайові локалізовані моди), які виникають внаслідок високих градієнтів тиску та температури [1]. ELMи призводять до імпульсних теплових навантажень і потоків частинок на компоненти стінок та

дивертору установок, тому крайові локалізовані моди є однією з головних проблем щодо терміну служби компонентів майбутнього токамаку ITER.

Важливим параметром у дослідженнях SOL плазми є іонна температура. Під час розрядів потік іонів зі значною енергією в крайовій плазмі взаємодіє з внутрішньою стінкою камери та дивертором. Енергія удару іона зростає з підвищенням іонної температури, а передача імпульсу між іонами плазми та атомами стінки призводить до розпилення [2]. Іонне розпилення є одним з основних механізмів утворення домішок, і його швидкість зростає зі збільшенням енергії іонів. Розпилені атоми зі стінки спочатку є нейтральними, але іонізуються, потрапляючи в плазму. Іони домішок, захоплені магнітним полем, можуть мігрувати до ядра плазми.

Для визначення іонної температури використовують різні типи діагностики, але це є не легкою задачею через їх недосконалість. Спектроскопічні методи надають усереднені по об'єму плазми параметри та зазвичай вимірюють температуру домішок [3]. Зонди Ленгмюра є найпоширенішою діагностикою крайової плазми, але він здатний ефективно вимірювати лише електронну температуру.

Для вимірювання іонної температури було розроблено різноманітні діагностичні методи. Однією із таких діагностик є використання зонда Кацумата [4]. Принцип роботи зонда полягає у використанні різниці ларморівських радіусів електронів та іонів. Зонд складається з ємності та іонного колектора (рис. 1). При зануренні у плазму перпендикулярно до магнітного поля, електрони, через їх малий ларморівський радіус, пролітають повз ємність, а іони потрапляючи у ємність вибивають електрони з колектора, що призводить до виникнення струму. Отриманий сигнал колектора аналізують та визначають T_i . Недоліком такої діагностики є складні конструктивні особливості, які потребують розробки теоретичних моделей та значних чисельних розрахунків для точного опису його роботи.

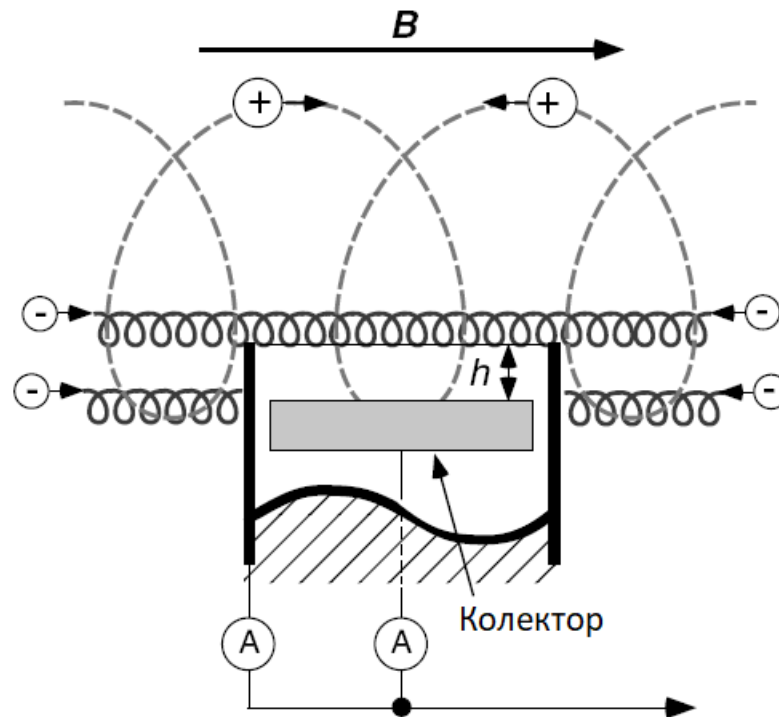


Рис. 1. Схематичне зображення зонду Кацумата в магнітному полі

Також на токамаках застосовують діагностику тунельним зондом [5]. Він являє собою тунель, що складається з сегментів та з однією закритою провідником стороною, а вхід направляють вздовж магнітного поля (рис. 2). На зонд подають негативний потенціал, що відштовхує електрони, в тунель потрапляють тільки іони, ведучий центр яких спрямований в отвір, через його більші, за ларморівський радіус, розміри. Для аналітичного опису процесу забору іонів та визначення параметрів плазми необхідне врахування багатьох ефектів, що значно ускладнює обробку даних.

На противагу цим методам, аналізатор із затримуючим полем (RFA) дозволяє без складних теоретичних моделей визначати розподіл енергії іонів, що робить його перспективним інструментом для дослідження пристінкової плазми. Вони також використовуються в інших експериментах із плазмової фізики, тому мають чисельні конструктивні особливості та варіації. Однак, дана робота зосереджена на використанні RFA для дослідження плазми в пристроях магнітного утримання, таких як токамаки.

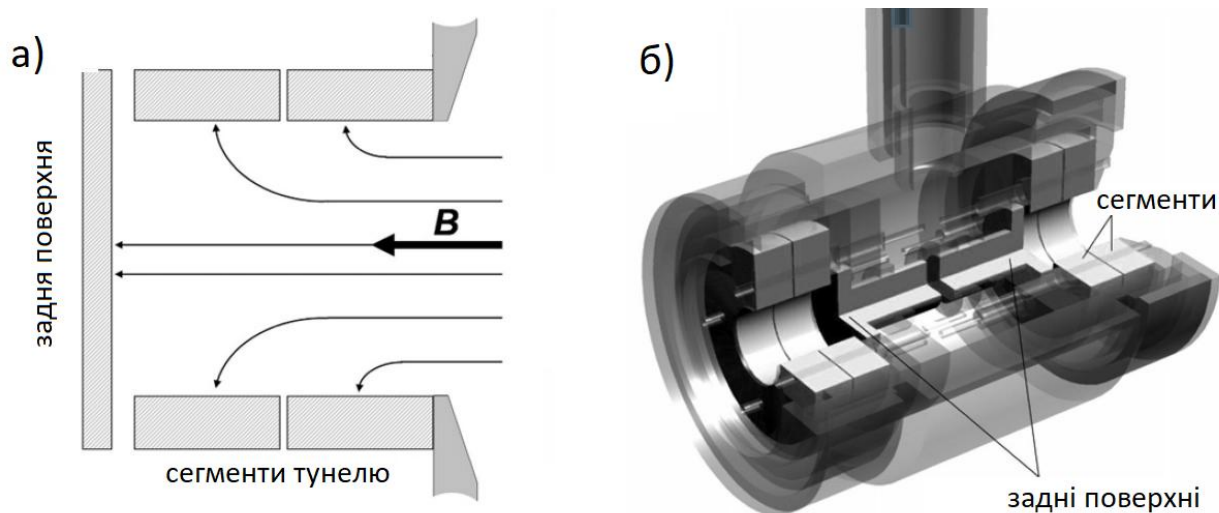


Рис. 2. а) схематичне зображення тунельного зонда, траєкторії іонів зображені чорними лініями. б) двосторонній тунельний зонд

RFA складається з кількох сіток із регульованою напругою та колектора струму. Даний аналізатор може працювати у двох режимах: іонному, для вимірювання розподілу енергії іонів, та електронному, для електронів. Оскільки розподіл швидкості електронів можна виміряти за допомогою зонда Ленгмюра, основним застосуванням аналізатора є вимірювання розподілу температури іонів. Простота експлуатації та низька вартість конструкції роблять аналізатор із затримуючим полем популярним інструментом для вимірювання іонної температури як малих, так і в великих токамаках. Крім того, RFA може функціонувати як зонд Маха [6] для визначення швидкості плазмового потоку, а його комбінація із зондом Ленгмюра на одній голівці дозволяє одночасно вимірювати іонну та електронну температури, що є перспективним для комплексної діагностики пристінкової плазми.

Кінетичні моделі та чисельні симуляції показують, що турбулентність, крайові локалізовані моди та збурення в приелектродному шарі негативно впливають на розподіл іонів [7]. Для підвищення точності вимірювань іонної температури пристінкової плазми RFA часто використовують у двосторонній конфігурації. Усереднення даних з обох сторін дозволяє компенсувати вплив потоку плазми на результати. Проте турбулентна природа SOL і вплив ELM

залишаються серйозними перешкодами для визначення температури незбуреної плазми та характеристики самих мод. Ці обмеження вказують на необхідність вдосконалення методів обробки даних, для підвищення надійності діагностики плазми в Н-режимі, що є ключовим завданням цієї роботи.

Для підвищення точності вимірювання іонної температури для збору даних аналізатором із затримуючим полем застосовують техніку сканування [8]. Вона полягає у подані на скануючу решітку зонда синусоїдальної напруги, яка фільтрує іони по енергіях. Половина періоду напруги разом із колекторним струмом за відповідний проміжок часу формують вольт-амперну характеристику (ВАХ). Таким чином отримують великий набір ВАХ за час роботи аналізатора, що дозволяє застосовувати для обробки даних різні підходи. Традиційно частотою скануючої напруги є 100 Гц, яка не дозволяє ефективно враховувати вплив крайових локалізованих мод, оскільки їх характерний час близько 0.5 мс [9]. Відповідно, виникає потреба у збільшенні частоти напруги, що дозволить як врахувати турбулентну природу плазми, так і проаналізувати самі ELMи.

Для обробки даних, отриманих RFA технікою сканування традиційно використовується усереднення сканів [8]. Він полягає в комбінації вольт-амперних характеристик за проміжок часу роботи аналізатора та їх усереднення. З отриманої прологарифмованої ВАХ визначають температуру іонів. Даний підхід дозволяє згладити випадкові коливання сигналу та отримати, усереднену між незбуреною плазмою та флуктуаціями, температуру. Водночас, усереднення не дає можливості визначити параметри крайових локалізованих мод та уточнити температуру незбуреної плазми.

Було розроблено метод для обробки даних отриманих високочастотним скануванням ($>5\text{кГц}$) [9]. При високочастотному скануванні отриманні данні мають більшу роздільну здатність, частота обирається такою, щоб період був меншим за характерний час нестабільностей. Велика кількість отриманих сканів дозволяє застосувати статистичний підхід. Він полягає у визначенні

часової еволюції іонної температури по кожній окремій вольт-амперній характеристиці та подальшій побудові функції розподілу густини імовірності (ФГП). При обробці даним методом застосовуються дві граничні умови: статична та динамічна. Перша дозволяє нівелювати вплив флуктуацій на дані, а друга відстежує турбулентність плазми і таким чином визначається іонна температура крайових локалізованих мод.

Наявні обмеження діагностики аналізатором із затримуючим вимагає удосконалення як техніки збору даних, так і методів їх обробки. Що зважаючи на зручність RFA для визначення іонної температури на токамаках, має важливе значення для дослідження природи пристінкової плазми в умовах H-режиму існування плазми.

Метою даної роботи є огляд та порівняння двох методів обробки даних, отриманих скануванням: усереднення та побудови функції густини імовірності іонної температури. Також ставиться задача дослідження впливу частоти сканування на визначену іонну температуру при подібних плазмових умовах розряду. Метою є не лише оцінка T_i різними підходами, а і виявлення їх чутливості до флуктуацій, характерних для пристінкової плазми в режимі високого утримання. У межах цієї роботи аналізуються іонні температури плазми визначені для різних розрядів, здійснених на токамаці ASDEX Upgrade. Актуальність роботи зумовлена необхідністю вдосконалення методів діагностики пристінкової плазми в токамаках, через її критичну роль для кращої оптимізації роботи токамаків. Зокрема це має значення для майбутніх проєктів, таких як ITER, де точне визначення параметрів SOL-плазми, включно з іонною температурою, необхідне для забезпечення стабільності плазми та мінімізації теплових навантажень на дивертор та стінки реактора.

РОЗДІЛ 1. ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ

Перед основною частиною дослідження доцільно здійснити огляд літератури та прослідкувати розвиток аналізатора із затримуючим полем, сучасне використання у токамаках та обробку даних, отриманих з його допомогою.

Використання електричних зондів для дослідження плазми почалося з провідної роботи Ленгмюра [10]. У 1924 році він запропонував використовувати для газових розрядів металевий електрод, який занурюється у плазму і на який подається змінна напруга. Розвиток ідея Ленгмюра отримала у вигляді різних видів зондів. Так, у 1961 році Дж. А. Сімпсон запропонував аналізатор із затримуючим полем у роботі [11]. Автор розглядав його як діагностичний зонд, призначений для визначення повної кінетичної енергії потоку частинок у пучкових установках. Таким чином, даний аналізатор від самого початку позиціювався як універсальний інструмент, здатний вимірювати як електрону, так і іону температуру потоку частинок.

В 1978 році Х. Кімура та Х. Маеда вже застосовували RFA для дослідження пристінкової плазми диверторного токамаку DIVA [12]. Автори використовували даний аналізатор для дослідження теплових потоків на стінки установки. Вже в 1980-х роках RFA набув значного поширення, як інструмент для дослідження пристінкової плазми токамаків.

Вченими було розроблено декілька теоретичних моделей для опису отриманого за допомогою RFA розподілу іонів [13, 14]. А у 1991 році Р. А. Пітс порівняв теоретичні розрахунки з експериментальними даними [15]. У своїй роботі автор демонструє справедливість використання розподілу, наближеного до максвеллівського з високоенергетичним «хвостом». Також Р. А. Пітс підтвердив можливість ігнорування передшару при аналізі, якщо плазма має низьку іонну температуру.

В роботі 1994 року [16] група вчених описує застосування двостороннього аналізатора із затримуючим полем на токамаці середнього

розміру TEXT-U. Аналіз експериментальних даних виявив значну різницю між отриманими температурами сторонами аналізатора.

Для цілей даної роботи особливо цікавим є використання RFA для дослідження SOL плазми. Одним з перших його застосувань на великому токамаку стало використання для дослідження плазми установки JET у 1996 році [17]. Х. Гуо та Дж. Ф. Метьюз встановили аналізатор для дослідження пристінкової плазми, їм вдалося подолати обмеження накладені жорсткими умовами плазми. Водночас, автори спостерігали погіршення роботи RFA в умовах нагріву плазми інжекцією нейтральних пучків. Важливим вкладом вчених у розвиток теорії аналізатора із затримуючим полем став розрахунок, необхідних для ефективної діагностики, конструктивних особливостей. Так, автори розраховували необхідну прозорість сіток.

У 2002 році вчені Ф. Валсак та Дж. Манфреді дослідили роботу двостороннього аналізатора із затримуючим полем [7]. Було проведено порівняння іонної температури, розрахованої методом побудови логарифмованої ВАХ. Автори підтвердили значну асиметрію, зумовлену впливом потоку плазми. Для підвищення точності оцінки іонної температури вчені запропонували усереднювати результати обох сторін.

Не завжди на токамаках використовуються двосторонні аналізатори. Відповідно постає потреба у врахуванні впливу потоку плазми тільки з відомою температурою вздовж однієї із сторін. Так, у 2009 році М. Древаль та Д. Рорафф у роботі [8] запропонували власний підхід для вирішення цієї проблеми. Згідно з їхньою методикою для визначення температури іонів проти потоку (або за потоком) достатньо знати лише експериментально визначене число Маха та температуру з протилежної сторони. Експерименти проводилися на токамаці STOR-M.

Подальший значний крок у вдосконаленні підходів до визначення T_i здійснили І.С. Неджельський зі співавторами, робота [18]. Вчені розглядали розроблений ними метод, який базується на аналізі двох точок експоненційного схилу вольт-амперної характеристики аналізатора та

максвеллівського розподілу іонів для RFA. Автори продемонстрували добре узгодження зі стандартними підходами до визначення іонної температури SOL плазми.

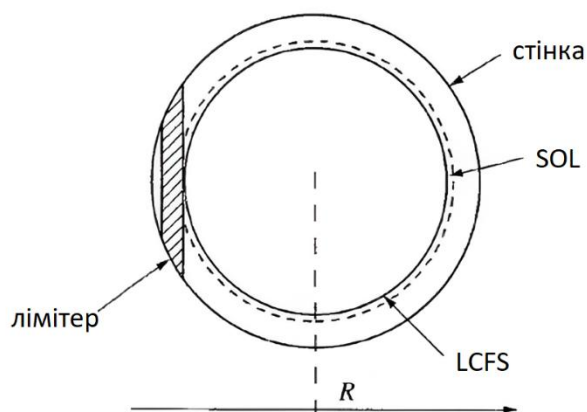
Останнім розвитком методів обробки даних, отриманих аналізатором із затримуючим полем стала робота Р. Очоукова та М. Древалю у 2020 році [9]. Автори запропонували новий метод, на противагу умовному усередненню, який полягає у побудові функції розподілу вірогідності іонної температури. Для його застосування необхідна достатньо висока частота, яка дозволяє фіксувати крайові локалізовані моди, а також отримати статистично значущий масив даних. Запропонований підхід дозволяє визначити, як температуру флуктуацій плазми, так і її незбурену компоненту, що раніше було неможливо.

РОЗДІЛ 2. ПРИСТІНКОВА ПЛАЗМА

2.1. Основні концепції фізики пристінкової плазми

У плазмі із магнітним утриманням термін "scrape-off layer" (SOL) позначає область відкритих силових ліній між останньою замкненою магнітною поверхнею (LCFS), або магнітною сепаратрисою, і стінкою камери. Як випливає з назви, остання замкнена магнітна поверхня є переходом між областями замкнених і відкритих магнітних поверхонь. Ця поверхня може створюватися або шляхом введення твердого об'єкта, відомого як лімітер, у плазму, або шляхом формування полоїдального магнітного поля за допомогою зовнішніх котушок зі струмом, що створюють нульову точку полоїдального поля (Х-точку) і магнітну сепаратрису, спрямовуючи SOL-плазму до спеціально сконструйованої структури, відомої як дивертор. Схематичне зображення цих методів зображено на рис.2.1.1. Вони створюють різні геометрії SOL: лімітерний SOL зазвичай нагадує замкнені магнітні поверхні, тоді як диверторний SOL розширюється в полоїдальному напрямку поблизу Х-точки.

а) лімітерна конфігурація



б) диверторна конфігурація

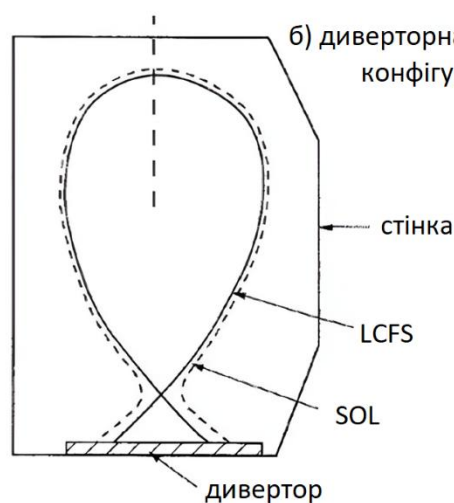


Рис. 2.1.1. Схематичне зображення методів задання геометрії плазми а) лімітером, б) дивертором

Окрім полоїдального розширення потоку, основна різниця між лімітерним і диверторним SOL полягає в розподілі джерел частинок (плазми). Лімітерний метод створює відносно простий SOL, який живиться радіальним транспортом частинок із ядра плазми [19], тоді як диверторний метод, у якому SOL є складнішим як геометрично, так і фізично, домінується рециклінгом плазми в об'ємі дивертора [20]. В обох випадках джерело енергії чітко локалізується всередині LCFS, де воно вноситься нагріванням плазми або генерується реакціями синтезу. Частина цієї теплової енергії може випромінюватися в крайовій плазмі, включаючи SOL, а решта передається паралельним транспортом до плиток лімітерів або дивертора, де вона відводиться, наприклад, через теплообмін з активною системою охолодження. Таким чином, джерела та поглиначі енергії чітко розділені, а SOL діє як середовище для потоку енергії та відведення потужності. На відміну від цього, джерела та стоки частинок у SOL не можна легко розділити через рекомбінацію іонів і електронів на плитках лімітерів або дивертора. Рекомбіновані плазмові частинки залишають поверхню у вигляді молекул, дисоціюють на атоми, а потім іонізуються на певній відстані від твердої поверхні. Ця відстань, відома як середня довжина вільного пробігу нейтралів λ_0 , визначається відносною величиною процесів обміну заряду між іонами та нейтралами й атомної іонізації.

У лімітерному SOL більшість нейтралів проникають через LCFS, іонізуються в крайовій плазмі та розподіляються (як іони) приблизно рівномірно на кожній замкненій магнітній поверхні [19]. Вони повертаються до SOL через амбіполярний радіальний перенос плазми, спричинений термодинамічними та магнітними градієнтами, і течуть уздовж магнітних силових ліній до плиток лімітерів. Результуюча течія лінійно зростає від точки стагнації, розташованої приблизно посередині між обмежувальними плитами лімітерів, до звукових або надзвукових швидкостей перед лімітерами. Цей замкнений цикл, що включає рециркуляцію плазмових частинок і їхню

рекомбінацію на межі плазма - тверде тіло, зазвичай називається рециклінгом плазми.

Незважаючи на тороїдальну симетрію, притаманну концепції токамака та її головний наслідок — існування вкладених тороїдальних магнітних поверхонь, не слід забувати про тривимірну природу переносу намагніченої плазми. Це особливо актуально в області відкритих магнітних силових ліній, які визначають SOL. У крайовому переносі виділяють два важливі компоненти: перший — це радіальний транспорт через останню замкнену магнітну поверхню і в SOL, а другий — це комбінація полоїдального та паралельного транспорту, яка перерозподіляє тепло і частинки в SOL [21]. Сила та розподіл цих транспортних механізмів визначають місце та інтенсивність потоків тепла і частинок до стінки, процеси рециклінгу, надходження домішок і видалення гелієвого попелу. Шар зсуву поблизу LCFS формує транспортний бар'єр у режимі високого утримання (H-режим), а висота п'єдесталу визначає параметри ядра.

Далі коротко будуть розглянуті властивості транспорту плазми в трьох магнітних напрямках: паралельному до магнітного поля; перпендикулярному до магнітного поля, але обмеженому магнітною поверхнею, відомому як діамагнітний напрямок; і перпендикулярному до магнітної поверхні, відомому як радіальний або перпендикулярний напрямок;

2.2. Перенос у SOL плазмі

Розглянемо перпендикулярний (радіальний) перенос. Крайова радіальна турбулентність складається з флуктуацій густини (n), потенціалу (ϕ), температури (T_e) та магнітного поля (B_r), нормалізовані рівні яких зростають від LCFS у напрямку SOL і знаходяться в діапазоні частот $f \sim 10$ кГц–1 МГц з широким спектром, а їхня тривалість становить $t_c \sim 2$ –20 мкс [22]. Турбулентність має малий просторовий масштаб (< 0.1 –10 см) у площині, перпендикулярній до магнітного поля, але простягається на багато метрів

уздовж, подібно до філаментів. Філаменти або блоги - це локалізовані плазмові структури в SOL токамака, які мають видовжену форму вздовж магнітних силових ліній і виникають через турбулентність. Вони є результатом нелінійних процесів, таких як дрейфові нестабільності та обмінні рухи, зумовлені градієнтами густини, температури чи тиску в крайовій плазмі [23].

На відміну від паралельного і діамагнітного переносу, які зазвичай добре зрозумілі, радіальні потоки в SOL зумовлені турбулентною конвекцією і можуть перевищувати очікувані значення на два-три порядки. Як наслідок, SOL зазвичай значно ширший, ніж передбачено теоретично [24], із типовими значеннями довжин градієнтів концентрації, температури та тиску $\lambda_n \lambda_T \lambda_p \sim 0.01 r_0$, де r_0 — малий радіус тороїда.

SOL умовно поділяється на дві радіальні зони. Близькій SOL, що характеризується високим плазмовим потенціалом $\phi \approx 3T_{e,LCFS}$, сильними радіальними електричними полями $E_{\perp} \approx \nabla_{\perp} \phi \approx 3T_{e,LCFS}/\lambda_{T_{e,LCFS}}$, яка простягається на $\lambda_{T_{e,LCFS}}$ за LCFS, що становить приблизно $\leq 2\% \cdot r_0$. Та дальній SOL, що охоплює решту SOL до стінки камер, яка характеризується майже плоскими середніми градієнтами [21]. Близькій SOL відіграє ключову роль у осадженні енергії на плитки дивертора чи лімітерів, тоді як дальній SOL визначає ступінь взаємодії плазми з основною стінкою камери.

В роботі [25] було показано на токамаці DIII-D, що відносні флуктуації електронної густини на зовнішній серединній площині зазвичай зростають від $\delta n/n \sim 20\%$ до $\delta n/n \sim 100\%$ у дальній зоні SOL, монотонно збільшуючись із радіусом через останню замкнену магнітну поверхню.

Далі необхідно звернути увагу на діамагнітний перенос. За наявності сильних радіальних градієнтів, як це спостерігається в близькій зоні SOL, умова намагніченості $\delta_a = \rho_a/\lambda_a \ll 1$ та пов'язана з нею масштабна сепарація $\Delta_a = \omega_{ca}\tau_a$ (де ω_{ca} — циклотронна частота, τ_a — час зіткнень частинок виду a) є менш вираженими [26]. Як наслідок, густина діамагнітного потоку та

діамагнітний потік тепла можуть бути порівнянними з густиною паралельного потоку та паралельного теплового потоку. Їх необхідно враховувати при розрахунку чистого транспорту в межах магнітної поверхні. Оскільки діамагнітні потоки залежать від напрямку магнітного поля (а точніше, від напрямку $B \cdot \nabla B$). Діамагнітні потоки суттєво впливають на осадження частинок і енергії на внутрішні та зовнішні плити лімітерів або дивертора.

Ще важливіше, що нестационарні діамагнітні потоки, які мають протилежні напрямки для іонів та електронів, спричиняють локальне розділення зарядів і, відповідно, флуктуації радіальних швидкостей, визначених як $v_{\perp} = E \times \frac{b}{B} \cdot e_{\wedge} = E_{\wedge}/B$. Коли ці швидкості фазово зміщені відносно локальних флуктуацій густини і поєднуються з радіальним градієнтом густини, це призводить до чистого радіального відтоку частинок. Такий фазовий зсув може бути спричинений паралельним опором або магнітною кривизною, обидва з яких викликають рухи, подібні до локалізованих плазмових структур. Наразі загальноприйнято, що цей механізм, який природно пояснює балонний характер спостережуваних радіальних потоків — із відтоком на зовнішній стороні тороїда, де магнітна кривизна є несприятливою, — є джерелом плазмової турбулентності в крайовій зоні SOL.

Переніс плазми вздовж магнітного поля, принаймні в першому наближенні, не залежить від магнітного поля і тому має багато спільного з динамікою нейтрального газу, як у кінетичному, так і в гідродинамічному описі. Проте він відрізняється від газової динаміки щонайменше у двох ключових аспектах. Перший аспект — це формування магнітного передшару на межі плазма - тверда поверхня через різницю в масі між іонами та електронами, а також їхню рекомбінацію на твердій поверхні. Основним наслідком цього шару є критерій Бома, який стверджує, що плазма входить у магнітний передшар із швидкістю потоку, не меншою за локальну швидкість звуку в плазмі, тобто локальне паралельне число Маха має перевищувати

одиницю: $M_{\parallel} = v_{\parallel}/c_i \geq 1$. Другий аспект — це сильна залежність коефіцієнта теплопровідності від температури та густини плазми, що виникає через те, що зіткнення перешкоджають вільному руху тепла вздовж магнітного поля, а переріз кулонівських зіткнень між зарядженими частинками зменшується пропорційно кубу їхньої відносної швидкості [22].

Комбінація цих явищ визначає три режими паралельного транспорту плазми в SOL [27]:

1. Режим з обмеженим шаром (низький рециклінг), характерний для низької зіткневості <10 , у якому температура і тиск залишаються приблизно однаковими вздовж магнітного поля, а паралельний транспорт визначається кінетичними особливостями межі плазма-поверхня, тобто електростатичним шаром.
2. Режим з обмеженою теплопровідністю (високий рециклінг), характерний для помірної зіткневості $\approx 10-100$, у якому тиск залишається однаковим вздовж магнітного поля, але паралельна теплопровідність достатньо обмежена зіткненнями, щоб створювати значні градієнти температури в зоні перед потоком рециклінгу біля мішені, тоді як у зоні рециклінгу домінує паралельна конвекція
3. Режим від'єднання. Характерний для високої зіткневості $\gg 100$, у якому паралельний імпульс плазми поступово зменшується через зіткнення з обміном заряду з нейтралами, що призводить до значних градієнтів тиску вздовж магнітного поля. Як наслідок, потік плазми до мішені та густина біля мішені зменшуються зі зростанням густини в основній частині, тоді як потік нейтралів до мішені продовжує зростати зі збільшенням концентрації. Якщо об'ємна рекомбінація стає значною, густина біля мішені наближається до нуля, і плазма переходить у режим сильного від'єднання.

Можна було б очікувати, що плазма в основній частині SOL буде майже нерухомою через локалізований рециклінг плазми в об'ємі дивертора, незалежно від режиму транспорту в SOL. Однак, навпаки, спостерігаються

сильні паралельні потоки з числом Маха порядку одиниці в більшій частині SOL, коли напрямок $B \times \nabla B$ вказує на X-точку [27]. Вважається, що паралельні потоки в SOL виникають через комбінацію зворотних потоків Пфірша-Шлютера та зворотних потоків балонного типу, спричинених турбулентним відтоком плазми на стороні з низьким магнітним полем у токамаках [28] .

2.3. Турбулентність плазми в SOL

Оскільки плазма SOL є значно розрідженою та холодною порівняно з плазмою ядра або п'єдесталу, нею часто нехтують або апроксимують як вакуумну оболонку при аналізі глобальної стабільності щодо швидких МГД (магнітогідродинамічних) рухів [29]. Таким чином плазма SOL не перебуває в МГД-рівновазі. Плазма в SOL є холодною і, відповідно, має значний електричний опір η_{coll} , а також наявність відкритих силових ліній, які закінчуються на обох кінцях електростатичними шарами біля твердих мішеней, також перешкоджає руху зарядів і спричиняє появу опору шару η_{sh} . Високий опір SOL, $\eta_{SOL} = \eta_{coll} + \eta_{sh}$, робить недійсним основне припущення ідеальної МГД, а саме закон Ома ідеальної МГД: $E + V \times B = \eta_{||} j = 0$, разом із такими його наслідками, як вмороженість магнітного поля та рівняння Град-Шафранова. Як наслідок, SOL не може перебувати в рівновазі в сенсі ідеальної МГД і, таким чином, є внутрішньо нестабільним. Оскільки флуктуації величин у SOL порівнянні з їхніми фоновими значеннями, їхня динаміка не може бути описана стандартними квазілінійними теоріями турбулентності і вимагає повністю нелінійного підходу. Фактично, при віддаленні від LCFS відносні значення флуктуацій концентрації, температури та електричного потенціалу перевищують одиницю і демонструють імпульсний, переривчастий часовий характер. Ця переривчастість у SOL може інтерпретуватися як квазіперіодичні викиди та радіальний рух ізольованих

структур, орієнтованих вздовж силових ліній, відомих як блоби або філаменти, які переносять частинки, імпульс та енергію до дальньої SOL [30].

4. Н-режим, ELMи та їх вплив на SOL плазму

Під час експериментів із нагріванням нейтральним пучком на ASDEX було виявлено, що за певних умов відбувається різкий перехід до режиму з вищим утриманням, Н-режим [31]. В такому режимі час утримання зазвичай удвічі перевищує час утримання в низькому режимі (L-режим). Цей тип поведінки спостерігався на багатьох токамаках. Зміна в утриманні спочатку проявляється на краю плазми, де відбувається швидке зростання градієнта тиску, головним чином через збільшення густини на краю. Пов'язане з цим покращення утримання на краю можна розглядати як транспортний бар'єр (рис. 2.4.1). Коли цей бар'єр з'являється, він спричиняє зростання густини по всій плазмі на часовій шкалі, що відповідає часу утримання, з подальшим покращенням утримання в об'ємній плазмі.

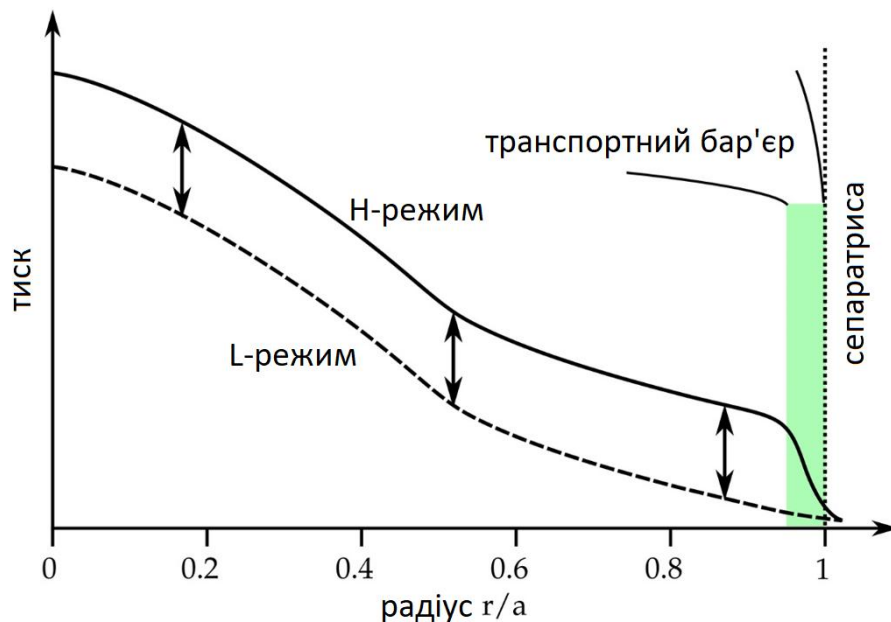


Рис. 2.4.1. В Н-режимі утворюється транспортний бар'єр (світло - зелений), що призводить до зростання тиску по всій плазмі і покращення її утримання

Одне з можливих пояснень такої поведінки полягає в тому, що перехід зумовлений біфуркацією в базових рівняннях переносу, рішення яких мають критичну умову. Більш поширена думка полягає в тому, що пояснення криється в раптовій зміні стабільності крайової плазми, пов'язаній зі зміною профілю потоків. Наприклад, зростання зсуву потоку в нестабільній зоні може пригнічувати нестабільність. Також ця поведінка пояснюється змінами в градієнті електричного поля. Ця точка зору підтверджується спостереженням, що флуктуації густини на краю плазми різко зменшуються на відстані кількох сантиметрів.

Для переходу до Н-режиму необхідно, щоб потужність нагріву перевищувала певний поріг. Емпірична залежність для порогової потужності, отримана на основі даних із різних токамаків, має вигляд [32]:

$$P_{th} = 1.38(n/10^{20})^{0.77} B^{0.92} R^{1.23} a^{0.76} \text{ МВт} \quad (2.4.1)$$

де, n — густина плазми (в м^{-3}), B — магнітне поле (в Т), R — великий радіус тороїда (в м), a — малий радіус тороїда (в м). Існують додаткові умови, які впливають на легкість, із якою відбувається перехід. Наприклад, перехід легше досягається в конфігурації з дивертором, хоча він також можливий у конфігураціях із лімітером та Х-точкою поблизу стінки.

Покращення утримання в Н-режимі має певні негативні аспекти. По-перше, зростання густини є неконтрольованим і може призвести до повернення в L-режим [31]. Також існують пов'язані з цим ефекти посилення вмісту домішок у плазмі з обмеженим утриманням. Ці ефекти, зокрема крайові локалізовані моди, які спричиняють втрати утримання та імпульсні теплові навантаження [33]. Такі нестабільності виявлялися за допомогою магнітних датчиків і м'яких рентгенівських діодів. Кожен сплеск нестабільності спричиняє зменшення густини та температури у зовнішній зоні плазми, а періодична поведінка є релаксаційними коливаннями. Зниження температури в більшій частині

плазми іноді спостерігається, а присутність ELM спричиняє певне погіршення утримання через порушення транспортного бар'єру H-режиму.

Одна з можливих класифікацій крайових локалізованих мод пропонує такі типи [32]:

- ELM типу I — це, по суті, гігантські ELM. Цей тип становить особливу загрозу через великі імпульсні втрати тепла та, відповідно, неприпустимо високі теплові навантаження на дивертор.
- ELM типу II — це проміжна категорія, яка уникає теплових імпульсів типу I, але не призводить до значного погіршення загального утримання.
- ELM типу III — це безперервні ELM, які пов'язані зі значним погіршенням утримання.

Причина виникнення ELM залишається неясною. Можливо, зростання градієнтів на краю плазми в H-режимі призводить до нестабільності, але однозначного визначення типу нестабільності немає. Кандидатами на нестабільність є розривні моди, викликані градієнтом струму, балонні моди, викликані градієнтом тиску.

Плазма, що переноситься крайовими локалізованими модами є джерелом енергії та частинок SOL, і це вважається критичною проблемою для життєздатності токамаків, оскільки до 3–8% енергії розряду може осідати на стінках [33]. Також, експерименти показали, що імпульси ELM можуть досягати основних стінок камери, становлячи загрозу для зон, які раніше вважалися такими, що не потребують захисту.

Вимірювання в крайовій зоні та SOL, зокрема потоку плазми, електронної температури, густини, а також потоку гарячих іонів, узгоджуються з тим, що частина енергії, втраченої через ELM, переноситься у вигляді серії філаментів, орієнтованих вздовж силових ліній [34]. Так, спостерігалися гвинтові смуги осадження енергії під час ELM на основних стінках камери та мішенях дивертора. Виявлено, що електронна температура у філаментах ELM, які досягають стінки, залишається низькою, але густина

плазми біля стінки залежить від зіткновості і густини п'єдесталу, внаслідок чого енергія, що переноситься електронами через конвекцію, може бути значною, а теплові навантаження на стінку — суттєвими.

На токамаку DIII-D вимірювання профілів T_e , n_e та флуктуацій n_e у SOL під час L-режиму та H-режиму з ELM (типу I) показали, що: (1) пікова густина ELM швидко спадає, але зберігає приблизно 1/4 від початкової густини на LCFS; (2) T_e спадає значно швидше, залишаючи біля стінки приблизно 1/10 від температури на LCFS; (3) параметри плазми під час ELM часто перевищують значення, характерні для L-режиму [34]. Також було продемонстровано, що частка потоку іонів, зумовлена ELM, становить ~100% при низькій зіткновості, але зменшується до ~30% при високій зіткновості, оскільки ELM стають меншими через зростання переривчастого транспорту.

РОЗДІЛ 3. СІТКОВИЙ АНАЛІЗАТОР ІЗ ЗАТРИМУЮЧИМ ПОЛЕМ

Першим інструментом для діагностики плазми став, розроблений у 1920-х роках, зонд Ленгмюра [10]. Дана діагностика призначена для вимірювання параметрів плазми шляхом аналізу вольт-амперної характеристики. Недоліком зонду Ленгмюра є те, що при позитивному потенціалі зонда, домінує електронний струм насичення, що маскує будь-які зміни іонного струму, здатні надати інформацію про розподіл іонів по енергіям. Таке обмеження проявляється коли іонна температура значно нижча за електронну, ВАХ зонда стає малочутливою до змін іонів. Для подолання цих обмежень було розроблено аналізатор із затримуючим полем, який дозволяє безпосередньо вимірювати енергетичний розподіл іонів.

3.1. Конструкція аналізатора із затримуючим полем.

Аналізатор із затримуючим полем використовує серію електростатичних сіток, для відбору необхідних компонентів плазми та провідник (колектор) для отримання енергетичного розподілу частинок. Зазвичай конструкція даного аналізатора включає три сітки зі зміщеними потенціалами, а також можливу четверту. Аналізатор із гальмівним полем можна використовувати як для визначення електронної температури, так і іонної, хоча переважно він застосовується для отримання останньої. В залежності від необхідного для вимірювання параметру можливі різні конфігурації сіток.

Розглянемо тільки іонну систему аналізатора. Кожна сітка виконує специфічну функцію під час вимірювання енергетичного розподілу частинок. На рис. 3.1.1. представлено схеми конфігурацій з двома та трьома сітками. У трисітковій системі перша сітка зміщена сильно негативно, що забезпечує відштовхування більшості електронів, дозволяючи лише іонам проходити далі та потрапляти на колектор. У конструкції з двома сітками така сітка відсутня,

але є можливим варіант з подачею значно негативного потенціалу безпосередньо на вхідну щілину. Сітки, що слідує за нею такі ж як і в трисітковій системі.

Друга сітка відіграє роль затримуючої, на неї подається позитивний потенціал для фільтрації іонів за енергіями. Саме ця сітка відповідальна за отримання, необхідної для визначення іонної температури, вольт-амперної характеристики. При зміні напруги на цій сітці до колектора проходять лише іони, енергія яких перевищує потенціал V_{RFA} . Логарифмічний нахил залежності зібраного струму від V_{RFA} при значеннях $V_{RFA} > 0$ дозволяє отримати іону температуру.

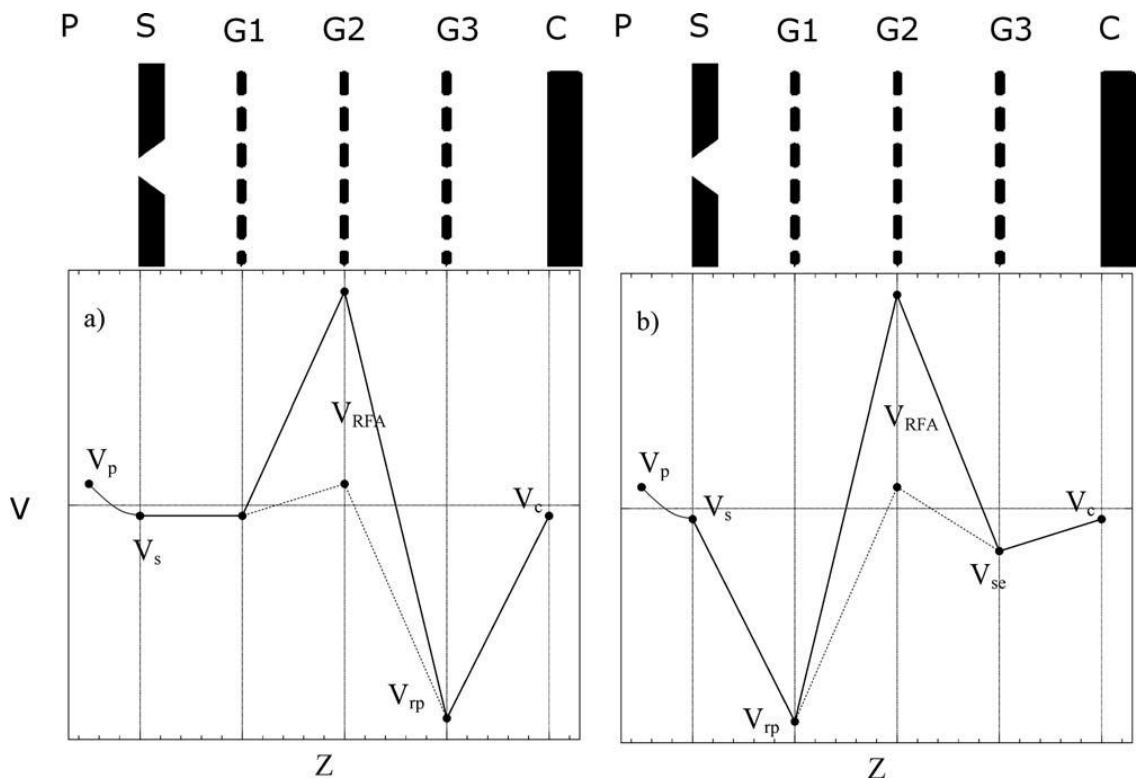


Рис. 3.1.1. Схема сіткового аналізатора та розподіл потенціалів між електродами в іонному режимі. P — плазма, S — вхідна щілина, G1–G3 — сітки, C — колектор, а V_p , V_s , V_{gr} , V_{RFA} , V_{se} та V_c — напруга плазми, вхідної щілини, відштовхування електронів, сповільнення іонів, вторинного придушення електронної емісії та колекторна. а) Конфігурація з двома сітками та б) конфігурація з придушенням e^- у третій сітці

Однією з ключових проблем під час використання аналізатора із затримуючим полем є вторинна електронна емісія. Вона виникає внаслідок зіткнення іонів або електронів із поверхнями сіток та колектору. Хоча сітка, що відштовхує електрони, ефективно блокує їх проходження з плазми, іони, проходячи через сітки, можуть вдарятися об їхню поверхню та спричинити вивільнення вторинних електронів. Коефіцієнт вторинної емісії (кількість електронів, що генеруються одним зіткненням іона) зазвичай становить декілька відсотків. В ситуаціях, коли затримуюча сітка відштовхує більшість іонів, залишаючи лише декілька відсотків з відповідною енергією, електронний струм, викликаний вторинною емісією з сітки та колектора, стає домінуючим та перекриває необхідний іонний сигнал. Це суттєво ускладнює вимірювання енергетичного розподілу іонів. Для подолання даної проблеми в систему додається третя сітка, остання перед колектором. Вона являється пригнічувачем, який запобігає потраплянню вторинних частинок будь-якої з перших сіток до колектора.

На провідник, який виконує роль колектора, подається негативний потенціал для забезпечення ефективного збору іонів. Також важливо зазначити, що відштовхувачі електронів та іонів відокремлені від колектора, тому будь-які паразитні струми, що переносяться ними, не закривають необхідний струм збору.

3.2. Теоретичні засади аналізатора із затримуючим полем

Для визначення конфігурації компонентів аналізатора із затримуючим полем спираються на довжину Дебая λ_D . Даний параметр вказує на довжину на якій розповсюджується вплив електричного поля на частинку у квазінейтральній плазмі. Довжина Дебая визначається наступним чином:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_b / q_e^2}{n_e / T_e + \sum_{ij} z_{ij}^2 / T_i}} \quad (3.2.1)$$

де, ε_0 – електрична стала, k_b - постійна Больцмана, q_e – заряд електронів, n_e – густина плазми, $T_{e,i}$ – електронна та іонна компоненти плазми.

Оскільки іони в плазмі значно повільніші за електрони, можна перейти від рівняння (3.2.1) до рівняння:

$$\lambda_D \approx \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_b T_e}{n_e q_e^2}} \quad (3.2.2)$$

це означає, що вклад іонів у екранування буде достатньо слабким, у порівнянні з електронами, що ним можна знехтувати.

Отриману довжину Дебая використовують для визначення відстані між сітками аналізатора із затримуючим полем, в ідеалізованому випадку [3]:

$$x = 1.02 \lambda_D \left(\frac{e V_d}{k_b T_e} \right)^{\frac{3}{4}} \quad (3.2.3)$$

де, V_d – довжина між сітками аналізатора.

Оскільки дане рівняння підходить тільки для ідеальних умов, то воно не враховує електростатичні явища, що можуть виникнути в аналізаторі, що розглядається. Так, у випадку великої відстані між сітками, між ними буде виникати достатньо значний заряд, для того щоб спотворити або нівелювати заряд попередніх решіток. Якщо просторовий заряд між першою решіткою, що відштовхує електрони, та другою, скануючою, буде занадто великим, то іони пройшовши першу сітку будуть затримуватися біля неї не проходячи до наступної. Внаслідок чого, в певний момент часу позитивний заряд на першій решітці почне переважати та електрони почнуть потрапляти у аналізатор.

Для подолання шкідливих електростатичних явищ та ефективного розташування решіток аналізатора із затримуючим полем користуються наступним рівнянням [35]:

$$x \approx 4\lambda_D \quad (3.2.4)$$

Отже, відповідно до рівняння (3.2.4) відстань між сітками має бути меншою ніж у ідеальному випадку рівняння (3.2.3).

Також для забезпечення ефективної роботи аналізатора важливо точно визначити параметри окремих решіток. Щоб аналізатор із затримуючим полем ефективно фільтрував частинки плазми, дроти, з яких формуються решітки, мають бути на відстані між собою ближче ніж довжина екранування. Така вимога зумовлена необхідністю селективного відбору частинок. В разі значного розміру щілин частинки плазми, незалежно від свого заряду та потенціалу на решітці, будуть вільно пролітати сітки та фільтрація буде порушена. Такий ефект обумовлений падінням потенціалу по середині щілин аналізатора.

З іншого боку, надмірно малий розмір щілин теж призведе до негативних наслідків. У такому разі значно зростає площа поверхні решітки, що перешкоджає проходженню частинок, зменшуючи їхній потік до колектора. Внаслідок чого, інтенсивність сигналу буде знижена та погіршена точність вимірювання іонної температури. Для оцінки найбільшого відхилення в полі потенціалу навколо сітки в роботі [36] було отримано наступне рівняння:

$$\frac{\Delta V_r}{V_r} = \frac{2\pi(x/a) - \ln 4}{2\pi(x/a) - 2\ln(2\sin(\pi r/a))} \quad (3.2.5)$$

де, r – радіус дротів сітки, x – відстань між сітками, a – відстань між центрами дротів.

Таким чином виникає необхідність балансування між великим та малим розміром сіткових щілин.

Ще одна проблема у використанні аналізатора із затримуючою сіткою, особливо у плазмі з високою густиною, виникає через обмеження просторового заряду. Коли плазма потрапляє в аналізатор і позитивні або негативні заряди вибірково видаляються з потоку, між сітками виникає додаткова густина заряду, яка може змінити потенціал. Ця зміна впливає на роботу аналізатора, якщо потенціал між двома сітками змінюється настільки, що він більший за найбільший або менший за найменший із двох потенціалів сітки. Якщо це станеться, то іони або електрони зіткнуться з максимумом потенціалу відштовхування, вищим за той, який задано сітками. Результатом буде несподіване зниження струму.

Також існує складність, яка може виникнути, якщо область плазмового передоболонки не є беззіткневою, наприклад, у сильному магнітному полі. Тоді початковий потенціал іонів може не дорівнювати точно нулю, але може становити деяку частку потенціалу оболонки. Це призведе до додаткового розширення спостережуваного розподілу іонів і неясності температури іонів, якщо $T_i < T_e$. Припускається, що частинки течуть здебільшого в напрямку вздовж осі аналізатора; в іншому випадку, звичайно, вони, як правило, вдаряються об стінки аналізатора, перш ніж їх зібрати або відштовхнути. У сильному магнітному полі ця колімація забезпечується вирівнюванням осі вздовж поля. Тоді аналізується паралельна складова швидкості частинок, і за допомогою аналізатора з сітками паралельна функція розподілу може бути виведена або для іонів, або для електронів. Це дасть інформацію про форму функції розподілу, якщо вона не є максвеллівською [3].

3.3. Визначення іонної температури

Розглянемо типова вольт-амперну характеристику зонду Ленгмюра, яка справедлива і для аналізатору із затримуючим полем. ВАХ представляє залежність струму I , що протікає через зонд (для RFA зібраний колекторний струм $I_{кол}$), від різниці потенціалів V_p між зондом та опорним електродом (для RFA напруга на фільтруючій за енергіями сітці V_{RFA}), представлена на рис. 3.3.1. Вимірювана різниця потенціалів V_p складається з двох величин: V – потенціалу зонда відносно незбуреної плазми у його околиці та V_s – різниці потенціалів між плазмою та протизондом, тобто $V_p = V + V_s$. У наведеній схемі величина V_s відповідає потенціалу незбуреної плазми в області розміщення зонда.

Якщо потенціал зонда збігається з потенціалом простору ($V_p = V_s$, $V = 0$), заряди потрапляють на зонд виключно завдяки хаотичному – тепловому руху. Оскільки тепла швидкість електронів набагато вища за теплову швидкість іонів, струм практично повністю визначається електронною компонентою.

Коли на зонд подано позитивний щодо плазми потенціал $V_p > V_s$, $V > 0$ (область I), іони відштовхуються від зонда, а електрони притягуються. Навколо зонда виникає шар негативного об'ємного заряду, що екранує потенціал V . Основне падіння потенціалу і, відповідно, електричне поле зонда локалізуються в області шару, асимптотично зникаючи при переході в незбурену плазму. Ефект аналогічний поляризації плазми навколо заряду та екранування поля заряду в плазмі. Електрони потрапляють з незбуреної плазми на зовнішню межу шару, а потім і на зонд завдяки тепловому руху, чим і визначається їх потік. Зростання струму обумовлено зростанням збиральної поверхні шару, яка слабо зростає зі зростанням потенціалу зонда. Цьому відповідає полого частина ВАХ, яку називають електронним струмом насичення.

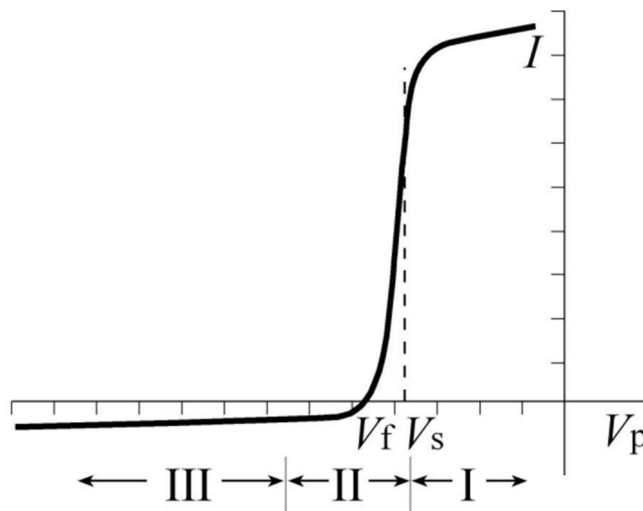


Рис. 3.3.1. Типова зондова характеристика та три її області:

I – електронного струму насичення, II – сумарного струму електронів та іонів, III – іонного струму насичення.

Якщо створити на зонді негативний відносно плазми потенціал $V_p < V_s$, $V < 0$ (область II), електрони відштовхуватимуться від зонда, їх струм різко падатиме в міру зростання абсолютного значення V , оскільки все менше електронів буде мати швидкості, достатні для подолання гальмівного поля зонда. Так виникає крута, найінформативніша частина ВАХ. При потенціалі $V_p = V_f$ сумарний зондовий струм стає рівним нулю: струм на зонд невеликої кількості електронів, здатних подолати різницю потенціалів V , що гальмує, компенсує струм іонів. Такий потенціал V_f буде на зонді, якщо відключити його від зовнішнього ланцюга, тому він називається плаваючим, його набуває будь-яке ізольоване тіло у плазмі.

При $V_p < V_f$ струм іонів починає превалювати над електронним струмом – зондовий струм змінює знак. За ще більших негативних потенціалів зонд відштовхує практично всі електрони і притягує іони (область III). Зонд оточує шар позитивного об'ємного заряду, який екранує негативний потенціал V . Струм на зонд є чисто іонним і визначається потоком іонів, які потрапляють

на межу шару з навколишньої плазми. Цьому відповідає нижня полога частина ВАХ.

Отже, як тільки іони проходять через сітки аналізатора вони вибивають з колектора електрони, внаслідок чого виникає струм. Даний струм пов'язаний із розподілом частинок по енергіям, наступне рівняння описує їх залежність [37]:

$$I_{\text{кол}}(V_{RFA}) = \frac{-e^2 n_i A_{\text{зонду}}}{m_i} \int_{eV_{RFA}}^{\infty} f(E) dE \quad (3.3.1)$$

де, $A_{\text{зонда}}$ – площа вхідного отвору аналізатора, m_i – маса іонів, $f(E)$ – функція розподілу іонів за енергією. Продиференціювавши рівняння (3.3.1) отримуємо:

$$\frac{dI_{\text{кол}}}{dV_{RFA}} = \frac{-e^2 n_i A_{\text{зонду}}}{m_i} f(E) \quad (3.3.2)$$

Рівняння 3.3.2 буде порушуватися в неідеальних плазмових умовах. Але для аналізу даних найважливішою є форма функції розподілу, тому її множники зазвичай опускаються. Тоді для розрахунків параметрів плазми користуються рівнянням:

$$\frac{dI_{\text{кол}}}{dV_{RFA}} \propto f(E) \quad (3.3.3)$$

Традиційні співвідношення для ВАХ, отримані з моделі зміщеного максвеллівського розподілу аналізованих іонів [18]:

$$I(V_r) = I_0, V_r \leq V_{sh}, \quad (3.3.4)$$

$$I(V_r) = I_0 \exp \left[\frac{-q_i (V_r - V_{sh})}{T_i} \right], V_r > V_{sh} \quad (3.3.5)$$

де I_0 – іонний струм, який збирається, коли жоден з іонів не відштовхується гальмівним потенціалом V_r , q_i – заряд іона, V_{sh} – потенціал зсуву (є потенціалом плазми, коли працює з плаваючою вхідною апертурою), а T_i – температура іона (в еВ). Відповідно до рівнянь (3.3.4) і (3.3.5), характеристика аналізатора включає відповідно область насиченості та область експоненціального спаду. Тоді для будь-яких двох точок на області, що експоненційно спадає, відповідне відношення струмів дорівнює:

$$\frac{I_1(V_{r1})}{I_2(V_{r2})} = \exp \left[\frac{q_i \Delta V_r}{T_i} \right], \quad (3.3.6)$$

де $\Delta V_r = V_{r2} - V_{r1}$, таким чином припускаючи, що миттєві вимірювання температури іонів можна отримати за допомогою оберненого співвідношення:

$$T_i = \frac{q_i \Delta V_r}{\ln \left[\frac{I_1(V_{r1})}{I_2(V_{r2})} \right]}, \quad (3.3.7)$$

Струми $I_1(V_{r1})$ і $I_2(V_{r2})$ можна отримати шляхом підведення до затримуючої іони сітки та зняттям з аналізатору відповідного колекторного струму.

РОЗДІЛ 4. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ УМОВИ ВИМІРЮАНЬ

В дані роботі проводиться аналіз даних отриманих сітковим аналізатором на токамаці ASDEX Upgrade [38]. Установка представляє собою диверторний токамак середнього розміру (великий радіус становить 1.67 м, а малий – 0.5 м). Він здатний проводити розряди з магнітним полем в межах від -1.4 до -3.0 Т та плазмовим струмом від 0.4 до 1.2 МА. Від’ємне значення магнітного поля вказує на протилежний до плазмового струму напрямок .

Розряди, проаналізовані в роботі, відбувалися у гелієвій плазмі в режимі високого утримання. Нагрів проводився електрон-циклотронним резонансом (ECRH) та інжекцією нейтральних пучків (NBI). На таблиці 4.1 представлені характеристики проведених розрядів.

#	I_p , МА	n_e , m^{-3}	B_0 , Т	режим	ECRH, MW	NBI, MW
36676	0.796	6.98e17	-2.494	Н	3,60	5,30
36681	0.797	1.4e17	-2.495	Н	3,70	6,60
40135	0.832	8.6e19	-2.802	Н	-	7,40

Табл. 4.1. Параметри плазми та нагріву розрядів, дані яких аналізуються в даній роботі

Використаний аналізатор із затримуючим полем являється двостороннім, зі стороною протилежною (А) та орієнтованої паралельно (В) до магнітного поля. На вхідну щілину подавалася фільтруюча електрони напруга у -100 В. Далі пучок частинок проходив через першу, скануючу, решітку, на котру подавався змінний сигнал з частотами 100 Гц, 5 кГц та 10 кГц. Після, другою решіткою за напругою -150 В пригнічувалася вторинна електронна емісія. Останнім елементом аналізатора є колектор. Сам аналізатор розташований на відстані 0.35 м над серединною площиною токамака рис. 4.1.

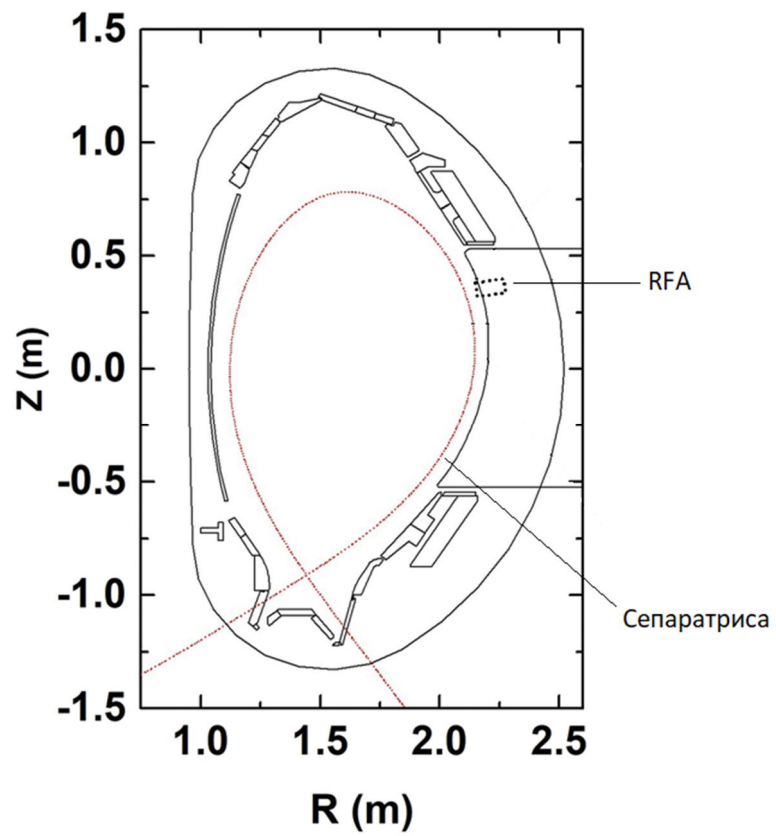


Рис. 4.1. Полоїдальний переріз ASDEX Upgrade з позначеним розташуванням аналізатора із затримуючим полем

РОЗДІЛ 5. ТЕХНІКА СКАНУВАННЯ.

Техніка сканування активно використовується для отримання даних різними діагностичними системами, зокрема для зонда Ленгмюра, аналізатора нейтралів перезарядки [39], зондування важкими іонами [40] та аналізатора із затримуючим полем. Її принцип полягає у подачі змінного сигналу на діагностичні елементи, які обумовлюють параметри зондуючого пучка, потоку частинок на зонд тощо, із подальшим зняттям вихідного сигналу. Аналіз часової розгортки дозволяє визначити залежність між вимірюваними величинами, що є необхідним для обчислення параметрів плазми.

Для сіткового аналізатора із затримуючим полем дана техніка застосовується наступним чином: на гальмівну сітку подається напруга, яка змінюється періодично в заданому діапазоні, що фільтрує іони за їх енергіями та знімається струм колектору. Отримана часова розгортка далі використовується для побудови вольт-амперної характеристики та визначення температури іонів.

Частота сканування відіграє важливу роль у точності діагностики плазми, особливо в умовах швидких флуктуацій, характерних для SOL плазми. Характерний цикл флуктуацій становить 0.5 мс [9], відповідно для дослідження крайових локалізованих мод необхідно обирати частоту з високою роздільною здатністю. В даній роботі представлені дані отримані повільним скануванням 100 Гц та швидкими 5 кГц і 10 кГц. Повільне сканування не здатне точно зафіксувати флуктуації, при ньому скан робиться кожні 5 мс, що становить половину періоду напруги, який являється на порядок менше за характерний час флуктуацій. Таке сканування дозволяє отримати лише значно згладжені усереднені параметри плазми, в даному випадку температури іонів, між незбуреною плазмою та турбулентними структурами що обмежує його використання для аналізу динамічних процесів в SOL. Натомість значно вищі частоти 5 кГц (скани кожні 0.2 мс) та 10 кГц (скани кожні 0.05 мс) забезпечують значно кращу роздільну здатність, даючи можливість ефективно

досліджувати крайові локалізовані моди. Крім того, висока частота сканування забезпечує достатню кількість сканів для статистичних методів обробки даних, як наприклад побудова функції густини імовірностей, що буде продемонстровано в даній роботі. На рис.5.1 представлена розгортка для швидкого сканування (10 кГц) та повільного (100 Гц).

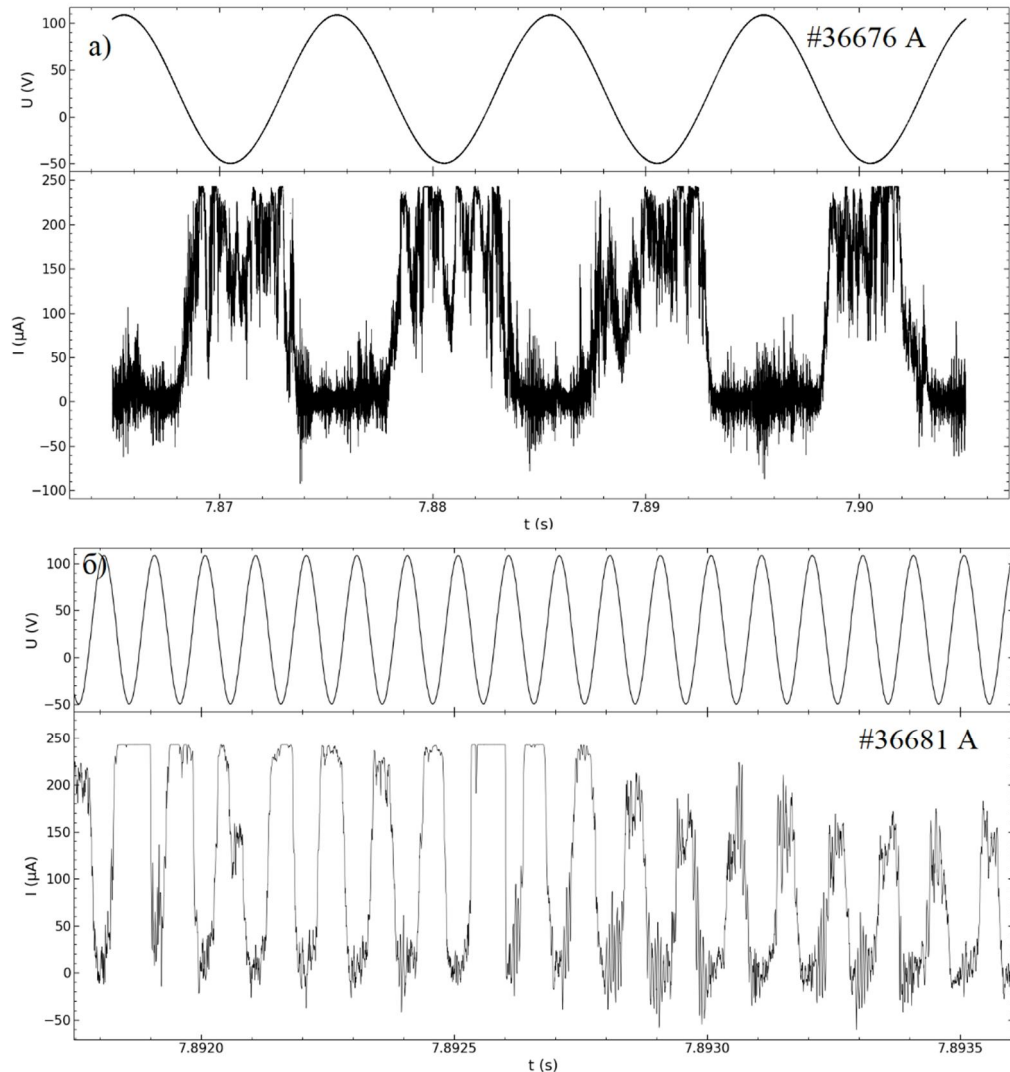


Рис. 5.1. Дані отримані аналізатором із затримуючим полем (сторона А) технікою сканування в розряді а) №36676, при частоті змінної напруги поданої на скануючу сітку в 100Гц за проміжок часу в 40 мс та б) №36681, при частоті змінної напруги поданої на скануючу сітку в 10 кГц за проміжок часу в 1.8 мс

Необхідно зазначити, що застосування техніки швидкого сканування для аналізатора із затримуючим полем має певні технічні складності. При збільшені частоти сканування до 10 кГц та більше ємнісні струми стають порівнянними або навіть перевищують струм колектора, що погіршує якість сигналу. Крім того, в такому режимі сканування виникають шкідливі індуктивні ефекти. Для подолання цих проблем для сіткового аналізатору із затримуючим полем на ASDEX Upgrade було розроблено нову конструкцію, яка включає використання диференційного операційного підсилювача для компенсації ємнісних струмів, а також застосування синусоїдальної форми скануючої напруги [9].

РОЗДІЛ 6. МЕТОДИ АНАЛІЗУ ДАНИХ ДЛЯ ВИЗНАЧЕННЯ ІОННОЇ ТЕМПЕРАТУРИ

6.1. Умовне усереднення

В даному розділі представлено огляд та аналіз методів обробки даних отриманих аналізатором із затримуючим полем технікою сканування. Попередньо необхідно зазначити, що оскільки аналізатор є двостороннім, це дозволяє визначити температуру іонів вздовж та проти потоку плазми, а також «справжню» температуру. Середня іонна температура обох сторін обчислюється по формулі:

$$T_i = \frac{T_{iA} + T_{iB}}{2} \quad (6.1.1)$$

де T_{iA} - іона температура вздовж потоку плазми, а T_{iB} – проти. На рис. 6.1.1 представлено колекторний струм з обох сторін аналізатора для повільного сканування, на якому добре помітний вплив потоку плазми на сигнал. Так, сторона А, направлена, вздовж потоку дає менш спотворені дані, на відміну від сторони В, направленої проти потоку, сигнал якої має значну зашумленість.

На представленому графіку можна чітко розрізнити три області колекторного струму. У зоні низької напруги ($V < 5$ В) усі іони безперешкодно проходять до колектора аналізатора. При проміжних значеннях напруги від 5 В до 50 В, вольт-амперна характеристика набуває помітного нахилу. Це пояснюється частковим відштовхуванням іонів скануючою напругою залежно від їх енергії. Натомість на етапах з високим значенням напруги ($V > 50$ В) іонний струм стає практично непомітним, сигнал формується переважно електронним шумом. Флуктуації сигналу на першому та третьому етапах пояснюються збуреннями густини плазми, температури та потенціалу.

Почнемо розгляд традиційного для аналізатора із затримуючим полем методу умовного усереднення. Спочатку проаналізуємо дані отримані повільним сканування з частотою 100 Гц. Скануюча напруга подавалася в діапазоні від -50 до 110 В. Для визначення іонно температури використовується область ВАХ в межах $5 \text{ В} < U < 50 \text{ В}$. З розгортки напруги та колекторного струму (рис. 1) була побудована залежність колекторного струму від напруги затримуючої сітки, отримана вольт-амперна характеристика. Потім знаходиться усереднена ВАХ методом плаваючого середнього рис.6.1.2.

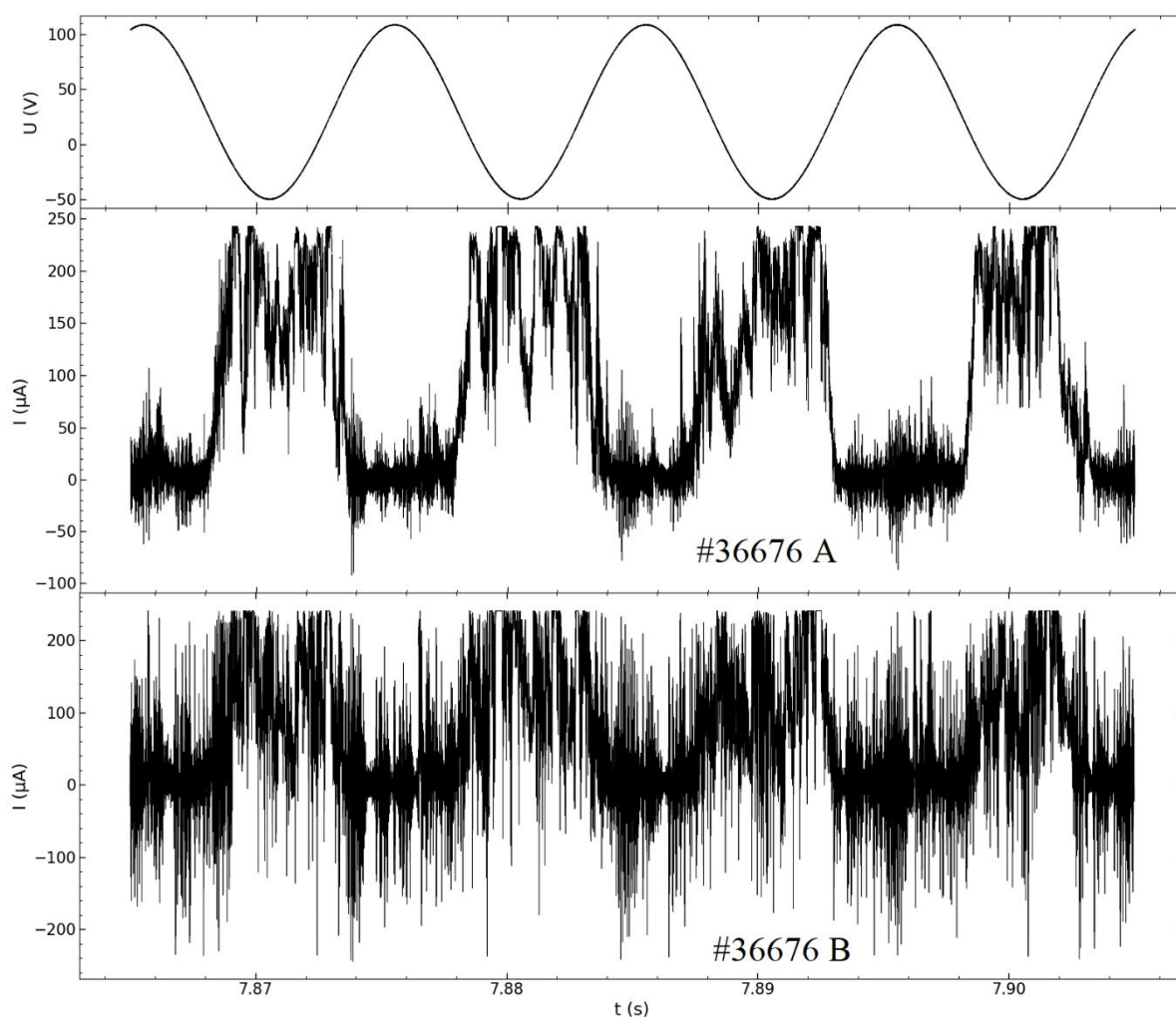


Рис. 6.1.1. Скануюча напруга та колекторний струм для розряду №36676 з повільним скануванням (100 Гц) обох сторін аналізатора А та В за період часу 40 мс.

Наступним кроком, після видалення з отриманих даних негативних точок, відповідно до рівняння (3) береться натуральний логарифм усередненої вольт-амперної характеристики рис.2 (б). Для отримання іонної температури спираючись на рівняння (3) береться лінійна апроксимація у діапазоні від 5 В до 50 В, нахил вольт-амперної характеристики добре описується лінійною регресією. Таким чином, визначена іонна температура для сторін аналізатора А та В становить 23 та 27 еВ відповідно.

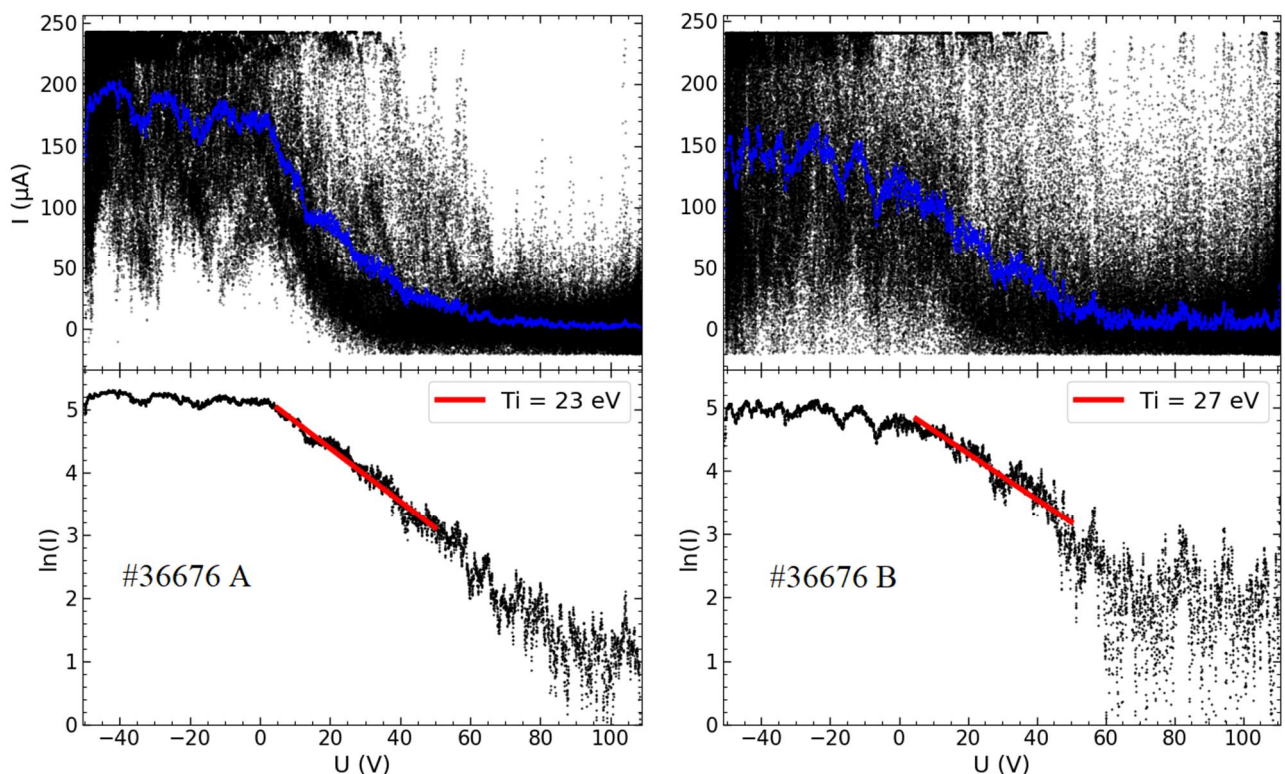


Рис. 6.1.2. ВАХ з розряду №36676 з повільним скануванням (100 Гц) для сторін аналізатора А та В. На верхніх графіках чорними точками зображені необроблені дані, синіми – усереднена ВАХ. На нижніх – прологарифмована ВАХ та лінійна апроксимація нахилу

Як було очікувано, зі сторони аналізатора спрямованої проти потоку плазми (В) отримано більші значення іонної температури, оскільки на сітки потрапляє більше високоенергетичних частинок.

Також необхідно розглянути і інший метод усереднення, який полягає у зміні послідовності дій. Спочатку береться натуральний логарифм необроблених даних і вже потім застосовується усереднення. Даний підхід дає подібний до попереднього методу результат у 22 та 25 еВ для сторін аналізатора А та В (рис. 5.1.3). Цей підхід також відображає різницю впливу потоку плазми отримувані результати.

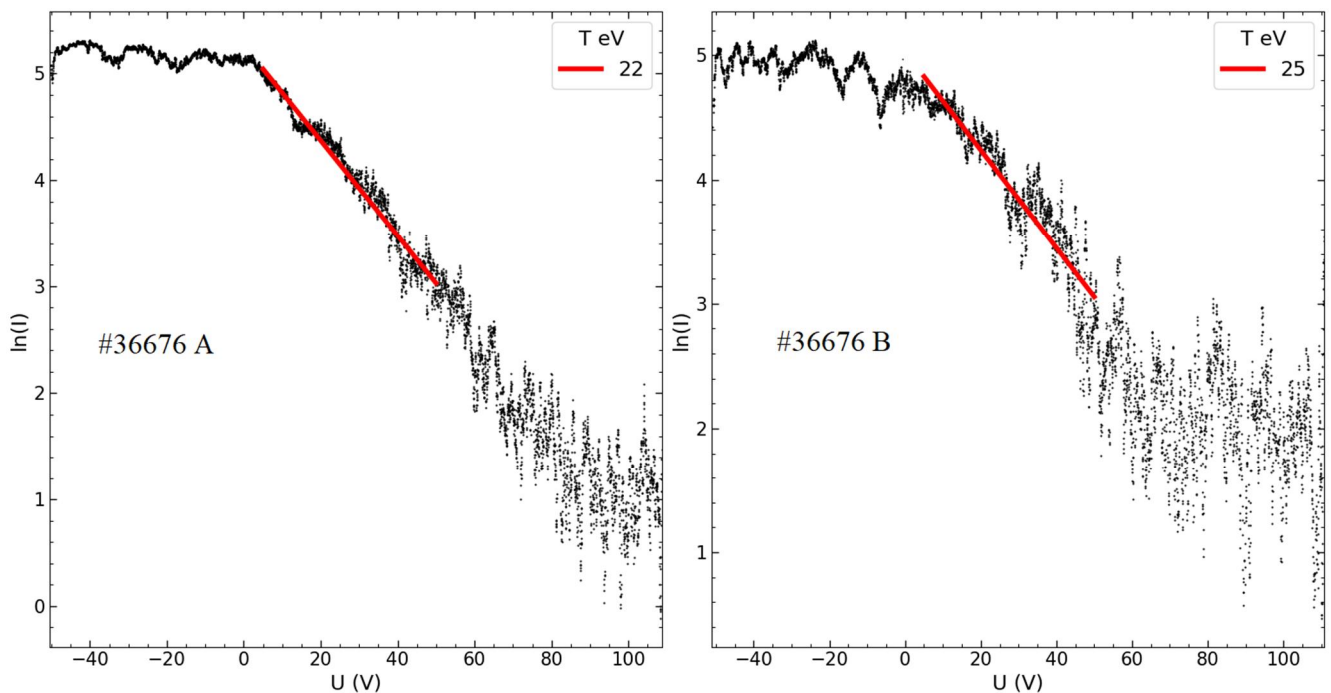


Рис. 6.1.3. Визначена іонна температура з розряду №36676, отримана спочатку логарифмування необроблених даних з наступним усередненням.

Визначена температура іонів для сторін аналізатора А та В – 22 та 25 еВ відповідно

Різниця температур отриманих двома розглянутими підходами, в даному випадку, є незначною. Значною мірою вона залежить від сили шуму та його симетрії. У випадку його симетричності вплив шуму можна придушити класичним умовним усередненням. Однак застосування усереднення після того як ми беремо натуральний логарифм не може належним чином відняти

симетричний електронний шум. Подальший аналіз буде використовувати тільки попередньо розглянутий підхід.

Низька частота сканування не дозволяє вловити флуктуації SOL плазми, тому наступним кроком є перехід до високих частот, які дають високу роздільну здатність. Для послідовності застосуємо аналіз умовним усередненням і до даних, отриманих швидким скануванням (5кГц та 10кГц). Для розряду із частотою сканування 10 кГц для аналізу використовується така ж ділянка ВАХ, як і для попередніх даних ($5\text{ В} < U < 50\text{ В}$). Визначена іонна температура для сторін аналізатора А та В становить 26 та 32 еВ відповідно (рис. 6.1.4).

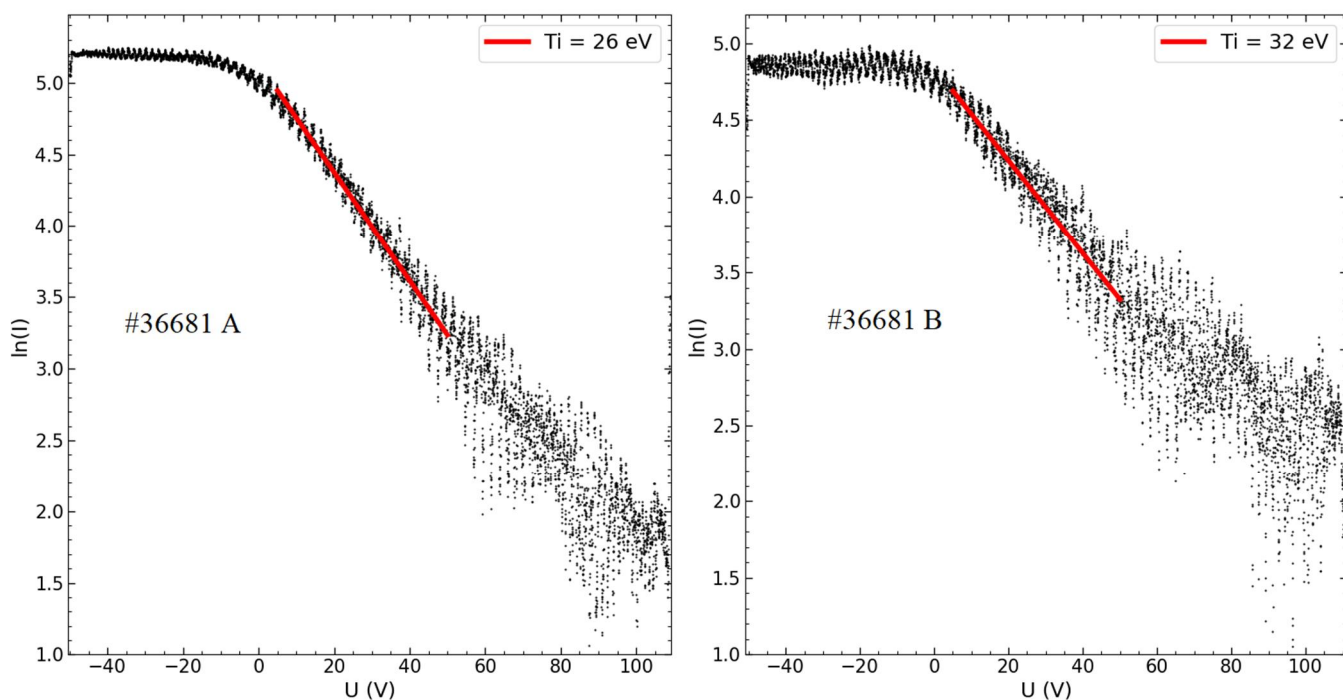


Рис. 6.1.4. ВАХ для розряду №36681 із швидким скануванням (10 кГц) для сторін аналізатора А та В. Визначена іонна температура 26 еВ – сторона А та 32 еВ – сторона В

Подібність плазмових умов для розрядів з частотами сканування 100 Гц та 10 кГц дозволяють на основі результатів їх аналізу порівняти вплив частоти скануючої напруги на отримувану іонну температуру шляхом умовного усереднення. Визначені температури для обох розрядів є достатньо близькими

для обох сторін аналізатора. Це пояснюється тим, що незалежно від частоти сканування метод усереднення згладжує всі флуктуації, втрачаючи врахування їх впливу на дані. Але іонна температура, отримана при швидкому скануванні очікується більш наближеною до реального значення через більший, статистично кращий, масив сканів.

Наступним визначається температура іонів для розряду з частотою сканування 5 кГц. Змінна напруга подавалася від -20 до 100 В. Відповідно для визначення іонної температури використовувалася вже інша область ВАХ в межах $15 \text{ В} < U < 60 \text{ В}$. Отримана температура становить 22 еВ – сторона А та 28 еВ – сторона В (рис. 6.1.5). Дані результати теж демонструють очікувану різницю температур між сторонами аналізатора. Так як умови розряду для проаналізованих даних не є подібними до розряду з повільним скануванням, їх порівняння не є коректним. Водночас отримані результати будуть використані у подальшій частині роботи для порівняння методів визначення іонної температури.

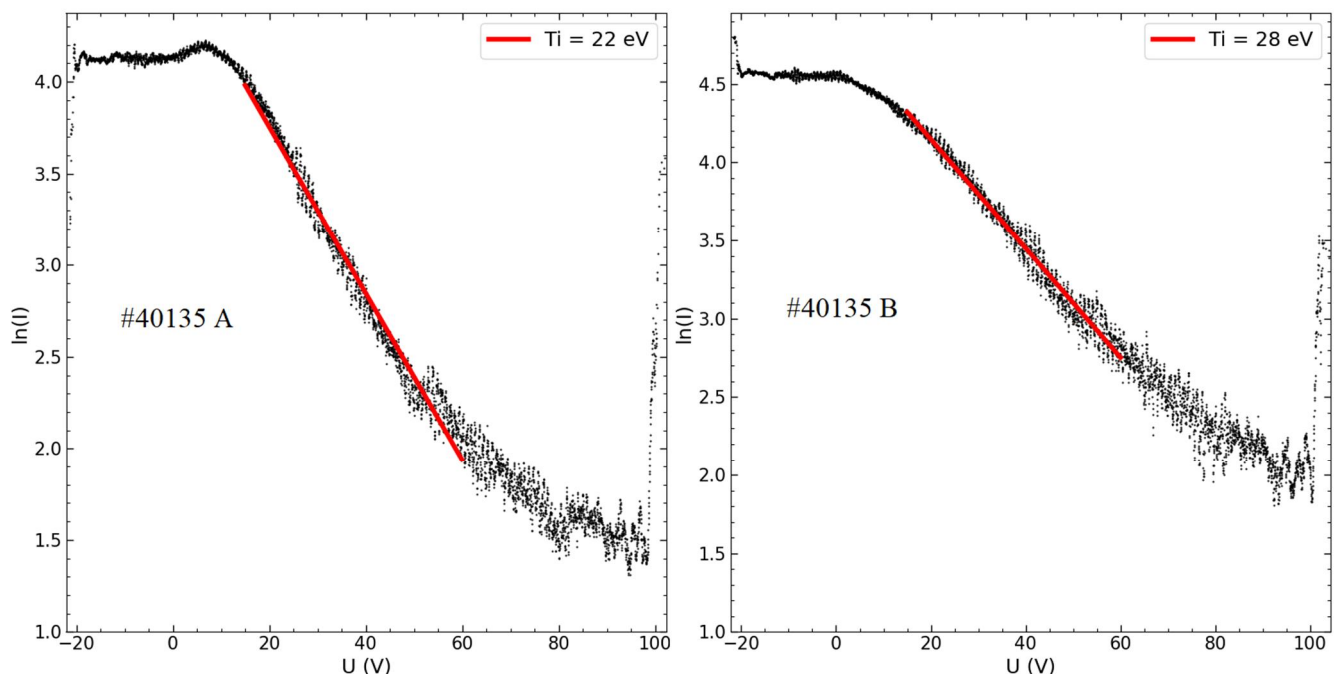


Рис. 6.1.5. ВАХ для розряду №40135 із частотою сканування 5 кГц, представлені дані з сторін аналізатора А та В. Визначена іонна температура 22 еВ – сторона А та 28 еВ – сторона В

6.2. Статистичний метод

Наступним розглянемо статистичний метод визначення іонної температури з даних отриманих технікою сканування. Висока частота сканування дозволяє визначити іонну температуру для кожного скану і на основі отриманого масиву даних побудувати функцію розподілу імовірностей (ФРІ). Перехід до статистичного методу виправданий сильно флюктуючою природою плазми в розрядах, яка не характерна для SOL плазми при відсутності сильних ELM, наприклад в стелараторах.

Визначення температури іонів для кожного півперіоду сканування проводиться звичайною побудовою вольт-амперної характеристики, її логарифмуванням та наступною лінійною регресією. Таким чином можна отримати часову еволюцію T_i (рис. 6.2.1). Для визначення області аналізу ВАХ використовуються дві різні умови, про які буде сказано далі.

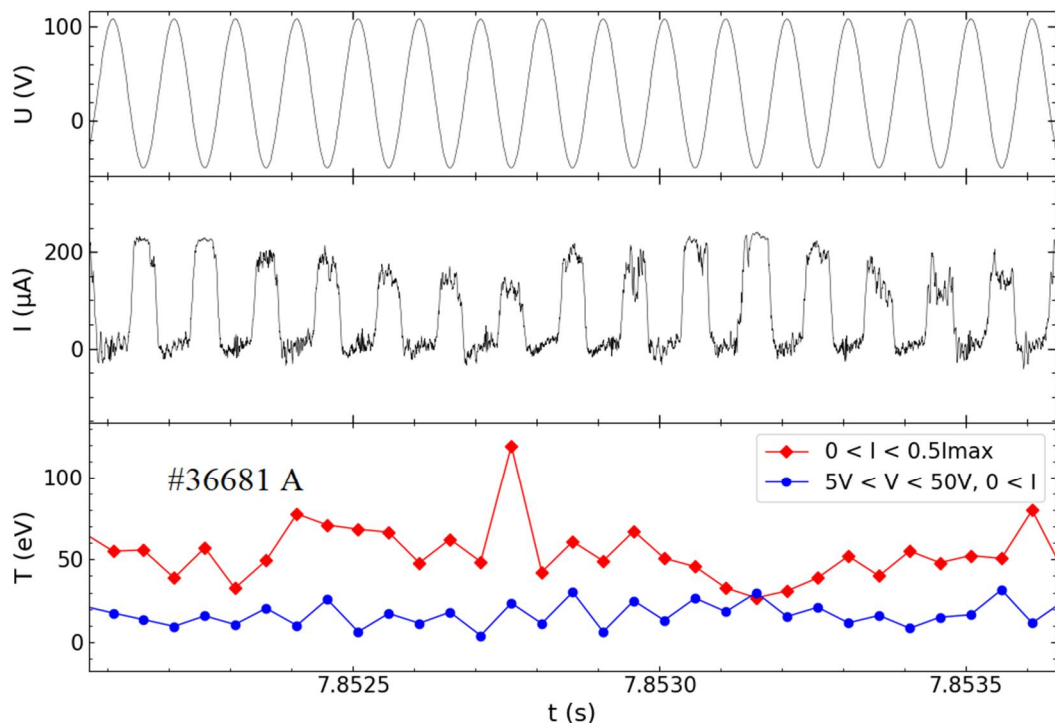


Рис. 6.2.1. Часова еволюція іонної температури для розряду №36681, сторона аналізатора А, отримана використанням двох різних умов

Флуктуації плазмового потенціалу, іонної температури, густини можуть значно вплинути на дані отримані аналізатором із затримуючим полем. У випадку повільного сканування такі флуктуації не можуть бути враховані, через їх малий, по відношенню до частоти напруги, характерний цикл. Відповідно було запропоновано два підходи до аналізу даних. Перший полягає у застосуванні умов $5\text{ В} < U < 50\text{ В}$ (для розряду №36681) або $15\text{ В} < U < 60\text{ В}$ (для розряду №40135) та $I_{\text{кол}} > 0$. Альтернативним підходом є відслідковування флуктуацій струму на колекторі. Це реалізовується визначати іонної температури тільки по нахилу вольт-амперної характеристики зі струмом $0 < I_{\text{кол}} < 0.5I_{\text{макс}}$, де $I_{\text{макс}}$ – максимальний колекторний струм в межах одного скану. Побудовані дані для обох випадків швидкого сканування (5кГц та 10 кГц) зображені на рис. 6.2.2 та 6.2.3.

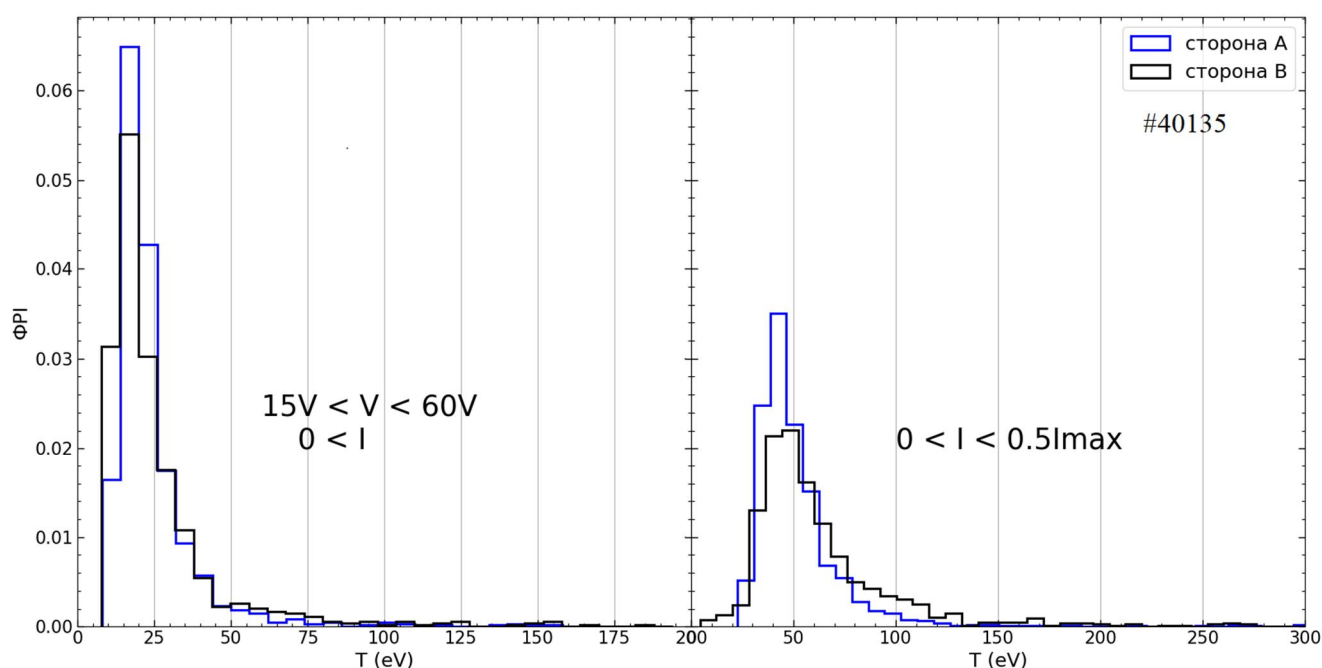


Рис. 6.2.2. Функція розподілу імовірностей з розряду №40135 з частотою сканування 5 кГц для двох умов. Визначена температура для першої умови 14 – 20 еВ (сторона А) та 14 – 20 еВ (сторона В), для другої – 38 - 46 еВ (сторона А) та 44 – 52 еВ (сторона В)

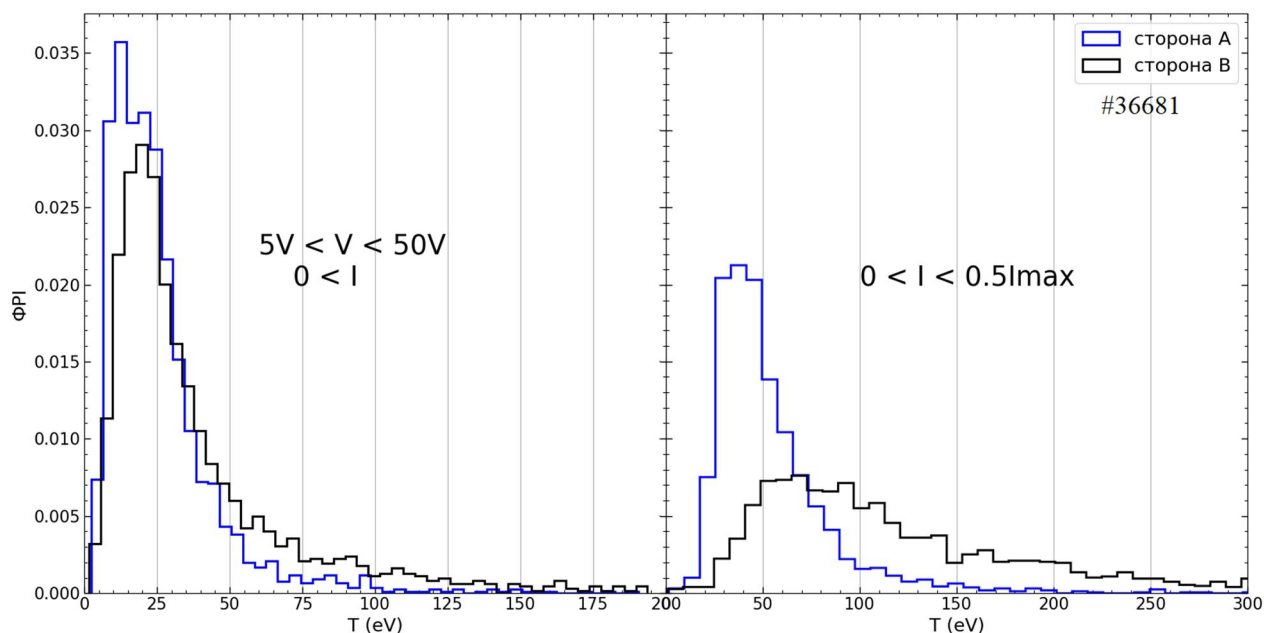


Рис. 6.2.3. Функція розподілу імовірностей з розряду №36681 з частотою сканування 10 кГц для двох умов. Визначена температура для першої умови 11 – 15 еВ (сторона А) та 18 – 22 еВ (сторона В), для другої – 33 - 41 еВ (сторона А) та 64 – 72 еВ (сторона В)

Отримана нійімовірніша температура за першої умови значно відрізняється від результатів умовного усереднення для обох розрядів. Очікувалося, що обидва підходи дадуть подібні значення іонної температури, оскільки вони використовують однакові межі для роботи з ВАХ. Пік ФРІ для розряду зі скануванням в 5кГц становить 14 – 20 еВ для сторони А та 14-20 еВ для сторони В. Значення T_i для сторони, направленої проти потоку плазми значно нижча за отримане усередненням (28 еВ). Це можна пояснити тим, що фонові температура переважно залишається при низьких значеннях, тоді як при усередненні враховуються високотемпературні флуктуації, які підвищують отримувану температуру. Ті ж розмірковування справедливі і для результатів для розряду з 10 кГц.

Відслідковування флуктуацій, виконання умови $0 < I_{\text{кол}} < 0.5I_{\text{макс}}$, призвело до значного росту отриманої температури. Так, для розряду з частотою 5 кГц отримана температура в 38 – 46 еВ (сторона А) та 44 – 45 еВ

(сторона В). Схожі результати і для розряду з частотою сканування 10 кГц. Така значна різниця з умовним усередненням пояснюється сильними флуктуаціями параметрів плазми в Н-режимі. Високі іонні температури переносяться в SOL плазму крайовими локалізованими модами і статистичний метод дозволяє визначити їх параметри.

6.3. Аналіз результатів.

Аналіз спрямований на порівняння двох методів визначення іонної температури у SOL плазмі на токамаці ASDEX Upgrade: умовного усереднення та побудови функції розподілу імовірностей. Також буде проаналізовано вплив частоти сканування на дані в залежності від методу їх обробки. Спочатку будуть розглянуті результати методом усереднення для частот сканування 100 Гц, 5 кГц та 10 кГц, потім ФПІ для 5 кГц та 10 кГц, враховуючи дані з обох сторін аналізатора із затримуючим полем.

f, кГц	T_{iA} , eV	T_{iB} , eV	T_i , eV
0.1	23	27	25
5	22	28	25
10	26	32	29

Табл. 6.3.1. Іонні температури, визначені для різних частот сканування методом умовного усереднення, а також середні значення між сторонами аналізатора із затримуючим полем

Спочатку проаналізуємо результати отримані традиційним для обробки даних, отриманих скануванням, методом умовного усереднення. На табл. 6.3.1 представлені отримані в даній роботі іонні температури даним методом, а також пораховані за формулою (6.1.1) середні значення між обома сторонами аналізатора.

Плазмові розряди для яких проводилося сканування з частотами 100 Гц та 10 кГц є подібними по своїм характеристикам, тому по ним можна прослідкувати вплив частоти на результати, отримані методом умовного усереднення. Визначена для них іонна температура є достатньо близькою. Це свідчить про незначний вплив підвищення частоти сканування на результати при застосуванні методу умовного усереднення, що пояснюється значним згладжуванням даних та відповідно ігноруванням флуктуацій плазми. Також можна очікувати, що дані отримані з частотою 10 кГц мають бути ближчими до справжньої середньої температури через більшу вибірку.

Порівнювати іонні температури отримані скануванням в 5 кГц з іншими не є коректним, через різні плазмові умови. Тим не менш, можна побачити, що всі результати демонструють очікуване відношення між температурами, зафіксованими різними сторонами аналізатора. Так, T_{iA} у всіх трьох випадках є меншою за T_{iB} .

Перейдемо до аналізу даних отриманих методом побудови ФРІ, табл. 6.3.1, за визначену температуру береться найімовірніша. До даних, отриманих повільним скануванням не застосовувався даний метод через недостатньо статистично значущий масив.

	$U_1 < U < U_2$			$0 < I_{\text{кол}} < 0.5I_{\text{макс}}$		
f, кГц	T_{iA} , eV	T_{iB} , eV	T_i , eV	T_{iA} , eV	T_{iB} , eV	T_i , eV
5	14-20	14-20	14-20	38-46	44-52	41-49
10	11-15	18-22	14.5-18.5	33-41	64-72	48.5-56.5

Табл. 6.3.1. Іонні температури, визначені для різних частот сканування методом побудови ФРІ, а також середні значення між сторонами аналізатора із затримуючим полем

Отримані за першою умовою найімовірніші температури нижчі за ті, що були визначені методом умовного усереднення. Найбільша розбіжність між

цими підходами спостерігається для даних, отриманих скануванням із частотою 10 кГц. Отримані розподіли є значно асиметричними з довгими високотемпературними «хвостами». Це можна пояснити тим, що впродовж більшої частини часу іонна температура залишається нижчою за її середнє значення, а метод усереднення чутливий до короткочасних високотемпературних флуктуацій, які суттєво підвищують розраховане значення T_i . Таким чином, найімовірнішу температуру можна інтерпретувати як фонову по відношенню до флуктуацій.

Визначені T_i при застосуванні умови $0 < I_{\text{кол}} < 0.5I_{\text{макс}}$, що відслідковує флуктуації, очікувано виявилися значно вищими за отримані попередніми підходами. Так, для даних з частотою 10 кГц вона становить 48.5 – 56.5 еВ на відміну від 29 еВ для умовного усереднення. Під час флуктуацій відбуваються стрибки температури, які і фіксуються даним підходом. Таким чином метод побудови ФРІ з умовою відслідковування флуктуацій можна використовувати для визначення іонної температури ELMів.

Таким чином, метод визначення температури іонів побудовою ФРІ з використанням різних умов дозволяє визначити як фонову температуру так і флуктуацій у SOL плазмі.

ВИСНОВОК

У даній роботі було проведено дослідження методів визначення іонної температури обробкою даних, отриманих аналізатором із затримуючим полем застосуванням техніки сканування. Метою дослідження було порівняння двох підходів: методу умовного усереднення та статистичного, побудовою функції розподілу імовірностей. Також розглядався вплив частоти сканування на отримувані різними методами результати та їх чутливість до флуктуацій SOL плазми.

Під час аналізу застосовувалися дані, отримані на токамаці ASDEX Upgrade, з частотами сканування в 100 Гц, 5 кГц та 10 кГц, що дозволило оцінити можливості обох методів у різних умовах роздільної здатності. Використовувався двосторонній аналізатор, який дозволяв визначити температуру іонів як вздовж потоку плазми, так і проти.

Метод умовного усереднення продемонстрував близькі результати для розрядів з подібними плазмовими умовами, для частоти 100 Гц середнє значення між сторонами аналізатора становить 25 еВ та для 10 кГц- 29 еВ. Хоча підвищення частоти сканування покращує роздільну здатність, це не суттєво впливає на результати при умовному усередненні, оскільки цей метод згладжує флуктуації, втрачаючи інформацію про динамічну природу SOL плазми.

Було протестовано дві реалізації методу умовного усереднення: усереднення ВАХ з подальшим логарифмуванням та навпаки. Другий підхід значно залежить від флуктуацій колекторного струму, оскільки логарифмування призводить до ще більшого розкиду даних. Тим не менш, отримані результати аналізу даних, отриманих скануванням із частотою 100 Гц дали дуже близькі (22 еВ та 25 еВ для сторін А та В) до T_i визначених першим підходом (23 еВ та 28 еВ для сторін А та В). В подальшій роботі другий підхід не застосовувався.

У свою чергу, статистичний підхід, заснований на побудові функції густини розподілу імовірностей іонної температури, дозволив отримати більш детальну інформацію про динаміку плазми в пристінковій плазмі. Даний метод застосовувався тільки до даних отриманих швидким скануванням, через статистично значущий об'єм. Для реалізації цього метода спочатку було визначено іонну температуру за кожний півперіод скануючої напругу і на основі отриманого масиву побудовано ФРІ. Необхідно зазначити, що даний підхід можна застосовувати тільки для аналізу сильно флуктуючої SOL плазми, наприклад Н-режим з крайовими локалізованими модами.

Для аналізу даних методом побудови ФРІ було запропоновано два підходи з різними умовами. Першою умовою $I_{\text{кол}} < 0$ та $U_1 < U < U_2$ для аналізу вольт-амперної характеристики обирається її область експоненціального схилу та ігноруються флуктуації плазми. Найімовірніша іонна температура отримана даною умовою є значно меншою (для 5 кГц 14.5 – 18.5 еВ, для 10 кГц 14 – 20 еВ) за отриману умовним усередненням (для 5 кГц 25 еВ та для 10 кГц 29 еВ). Отримана температура може бути інтерпретована як фонові (незбуреної плазми) по відношенню до флуктуацій. Другою умовою $0 < I_{\text{кол}} < 0.5I_{\text{макс}}$ відслідковуються флуктуації плазми. Розрахована іонна температура значно перевищує розраховану попередніми підходами (для 5кГц 41 – 49 еВ та для 10 кГц 48.5 – 56.5 еВ), яку можна визначити як температуру крайових локалізованих мод.

Отже, статистичний метод дозволяє розділити фонову та флуктуаційну іонні температури. Це дає змогу ретельно аналізувати внесок крайових локалізованих мод у тепловий баланс пристінкової плазми. Підвищення частоти сканування, хоч і не вносить значних змін у результати отримані умовним усередненням, але відкриває можливість застосовування такого ефективного інструменту дослідження SOL плазми, як метод побудовою ФРІ.

Також був продемонстрований вплив потоку плазми на вимірювану іонну температуру. Так, для сторони спрямованої проти потоку значення T_i являється вищим ніж для сторони направленої за потоком, що відображається

на результатах аналізу як умовним усередненням, так і побудовою функції розподілу імовірностей.

Статистичний метод потенційно може використовуватися і для аналізу даних, отриманих іншими діагностиками, за умови отримання значного масиву даних. Отримані результати мають важливе практичне значення для досліджень крайової плазми в токамаках, зокрема в контексті майбутніх установок, таких як ITER. Саме SOL плазма є джерелом основних теплових та частинкових навантажень на стінки та дивертор, і її поведінка суттєво впливає на довговічність установок та утримання плазми.

ПЕРЕЛІК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. A. Loarte, G. Saibene, R. Sartori, et al., J. Nucl. Mater. 313–316 (2003) 962.
2. G. Federici, C.H. Skinner, J.N. Brooks, et al.: Plasma-material interactions in current tokamaks and their implications for next step fusion reactors. Nucl. Fusion, 41, 2001.
3. Hutchinson, I. (2002). Principles of Plasma Diagnostics (2nd ed.). Cambridge: Cambridge University Press.
4. I. Katsumata, M. Okazaki: Ion Sensitive Probe - A New Diagnostic Method for Plasma in Magnetic Fields. Jpn. J. Appl. Phys., 6, 1967.
5. M. Kocan, R. Panek, J. Stockel, et al.: Ion temperature measurements in the tokamak scrape-off layer. J. of Nuclear Materials, 363, 2007.
6. Pitts, R. A., Chavan, R., Davies, S. J. Review of Scientific Instruments 74, 4644 (2003); doi: 10.1063/1.1619554.
7. F. Valsaque, G. Manfredi, J. P. Gunn, Physics of Plasmas (1994-present) 9, 1806 (2002); doi: 10.1063/1.1463416.
8. M. Dreval, D. Rohraff, C. Xiao, Review of Scientific Instruments 80, 103505 (2009); doi: 10.1063/1.3247902.
9. R. Ochoukov, 1 M. Dreval, 2 V. Bobkov. Rev. Sci. Instrum. 91, 063506 (2020).
10. Langmuir I and Mott-Smith H M 1924 Gen. Electr. Rev. 27 449.
11. J.A. Simpson, Rev. Sci. Instrum. 32, 1283 (1961).
12. H. Kimura, H. Maeda, N. Ueda, M. Seki, H. Kawamura, S. Yamamoto, M. Nagami, K. Odajima, S. Sengoku, and Y. Shimomura, Nucl. Fusion 18, 1195 (1978).
13. G. A. Emmert, R. M. W. Xand, A. T. Mense, and J. N. Davidson, Phys. Fluids 23, 803 (1980).
14. R. C. Bissel and P. C. Johnson, Phys. Fluids 30, 779 (1987).
15. R. A. Pitts; Ion velocity distributions at the tokamak edge. Phys. Fluids B 1 October 1991; 3 (10): 2871–2876.

16. D. B. Crockett, P. E. Phillips, W. A. Craven, A. J. Wootton, A. S. Wan, T. F. Yang; Edge parameters from an energy analyzer and particle transport on TEXT-U. *Rev. Sci. Instrum.* 1 January 1995; 66 (1): 366–368.
17. Guo, H.Y., Matthews, G.F., Davies, S.J., Erents, S.K., Horton, L.D., Monk, R.D. and Stangeby, P.C. (1996), Ion Temperature Measurements in JET Boundary Plasmas Using a Retarding Field Analyser. *Contrib. Plasma Phys.*, 36: 81-86.
18. Nedzelskiy IS, Silva C, Duarte P, Fernandes H. Ion temperature fluctuation measurements using a retarding field analyzer. *Rev Sci Instrum.* 2011;82(4):043505.
19. Antoni V et al 1992 *J. Nucl. Mater.* 196-198 577.
20. P C Stangeby 2000 *Plasma Phys. Control. Fusion* 42 B271.
21. Fundamenski, W. (2008). Chapter 6: Scrape-Off Layer Transport on JET. *Fusion Science and Technology*, 53(4), 1023–1063.
22. Boedo, J. A. (2009). Edge turbulence and SOL transport in tokamaks. *Journal of Nuclear Materials*, 390-391, p. 29–37.
23. S.I. Krasheninnikov, On scrape off layer plasma transport, *Physics Letters A*, Volume 283, Issues 5–6, 2001, Pages 368-370.
24. Xu Chu et al 2022 *Nucl. Fusion* 62 066021.
25. R.A. Moyer et al., *J. Nucl. Mater.* 241–243 (1997) 633.
26. P. C. Stangeby, *The Plasma Boundary of Magnetic Fusion Devices*, IoP Press, Bristol, United Kingdom ~2000.
27. A. V. Chankin and W. Kerner, *Nucl. Fusion*, 36, 563 ~1996.
28. W. Fundamenski et al., *Nucl. Fusion*, 47, 417 ~2007.
29. M. Endler, Turbulent SOL transport in stellarators and tokamaks, *Journal of Nuclear Materials*, Volumes 266–269, 1999, Pages 84-90, ISSN 0022-3115.
30. E. Sánchez et al., *Phys. Plasmas*, 7, 1408 ~2000.
31. ASDEX Team 1989 *Nucl. Fusion* 29 1959. 21.
32. Wesson, J. (2003) *Tokamaks*. 3rd Edition, Clarendon Press, Oxford p. 185.
33. A. Loarte et al., *Phys. Plasma* 11 (2004) 2668.

- 34.J.A. Boedo, D.L. Rudakov, E. Hollmann, Phys. Plasma 12 (7) (2005) 725.
- 35.K. Lemmer, 2009, "Use of a Helicon Source for Development of a Re-Entry Blackout Amelioration System," Ph. D. Thesis, Aerospace Engineering, University of Michigan.
- 36.C. Enloe and J. Shell, 1992, "Optimizing the energy resolution of planar retarding potential analyzers," Review of Scientific Instruments, 63, pp. 1788
- 37.B. Sommers and J. Foster, 2013, "Preliminary Characterization of Ion Energy Spectra Acquired from High Current Hollow Cathodes, 33rd International Electric Propulsion Conference, 2013.
- 38.O. Gruber et al 2001 Nucl. Fusion 41 1369
- 39.H. W. Müller, J. Adamek, J. Horacek, C. Ionita, F. Mehlmann, V. Rohde, and R. Schrittwieser, Contrib. Plasma Phys. 50(9), 847–853 (2010)
- 40.Krupnik, L., Alonso, A., Ascasibar, E. et al. Radial electric fields and confinement in the TJ-II stellarator. Czech J Phys 55, 317–339 (2005).