

Ю.В. КОВТУН, Є.В. СЮСЬКО, Є.І. СКИБЕНКО, А.І. СКИБЕНКО

Національний науковий центр Харківський фізико-технічний інститут НАНУ  
(Вул. Академічна, 1, Харків, 61108; e-mail: Ykovtun@kipt.kharkov.ua)

## ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ НЕОДНОРІДНОЇ ПЛАЗМИ ВІДБІВНОГО РОЗРЯДУ ЗА ДОПОМОГОЮ ІНТЕРФЕРОМЕТРА НА ОСНОВІ РЕФРАКЦІЇ МІКРОХВИЛЬ

УДК 533.9; 533.9.08

---

*Проведено розрахунок фазового зсуву при інтерферометрії плазми похилими мікрохвилями та крізь центр плазмового утворення. Розраховано значення критичного радіуса  $r_{cr}$  плазмового шару з густиною рівній  $N_{cr}$ , для різноманітних функцій розподілу вздовж радіуса, коли мікрохвильові промені не потрапляють до антени. Експериментально отримана часова залежність зміни фазового зсуву для наскрізного та похилого зондування. З фазових зсувів, виміряних обома інтерферометрами, визначено залежність добутку  $N_p L$  ( $N_p$  – концентрація електронів плазми,  $L$  – довжина оптичного шляху мікрохвильового променя в вакуумі) у часі, а також оцінено величину середньої густини плазми.*

*Ключові слова:* плазма, діагностика плазми, інтерферометрія, рефракція, мікрохвильові промені.

### 1. Вступ

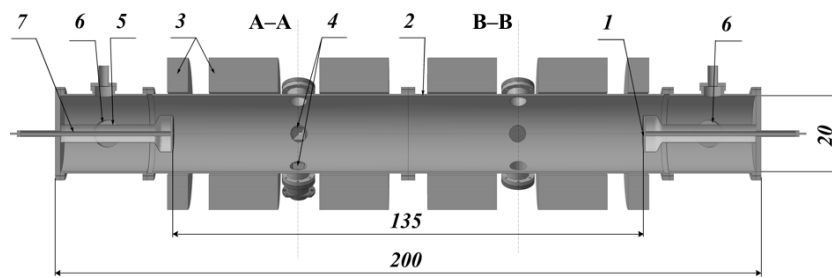
У діагностиці плазми значне місце серед багатьох методів дослідження плазми займають мікрохвильові методи [1–4] у зв'язку з їх безконтактністю та відсутністю температурних обмежень. Серед них широке застосування отримали методи інтерферометрії, розвиток та застосування яких почалися ще в середині 50–60-х років ХХ сторіччя [5–8]. В сучасних експериментальних дослідженнях з фізики плазми мікрохвильові інтерферометричні методи використовуються для вимірювання деяких параметрів низькотемпературної слабоіонізованої [9] та високоіонізованої плазми [10], а також високотемпературної плазми в експериментах, що спрямовані на вирішення проблем керуваного термоядерного синтезу [11, 12]. Мікрохвильова інтерферометрія плазми дозволяє виміряти середню густину електронів плазми [1–12], сере-

дно частоту зіткнень електронів [2, 7, 8], визначити (оцінити) середню температуру електронів [2, 8] та профіль густини електронів плазми [2, 6–8]. При використанні багатохордової інтерферометрії в деяких випадках також можливо виміряти профіль густини електронів. Можливість використання розроблених інтерферометричних методів потребує виконання умови наскрізного проходження електромагнітних хвиль крізь плазму. При невиконанні цього можливо тільки визначити величину критичної густини плазми  $N_{cr}$ . Варто відзначити, що при проведенні інтерферометричних вимірювань фазовий зсув отримує додаткову похибку за рахунок рефракції мікрохвильових променів у плазмі [1–4, 13–16].

У діагностиці плазми також використовуються методи, які засновані на рефракції мікрохвиль в неоднорідній плазмі [17–22]. У цих методах застосовується похиле зондування плазми та експериментально визначається залежність кута рефракції від параметрів плазми [17–21] або фазовий

© Ю.В. КОВТУН, Є.В. СЮСЬКО, Є.І. СКИБЕНКО,  
А.І. СКИБЕНКО, 2018

ISSN 0372-400X. *Укр. фіз. журн.* 2018. Т. 63, № 12



**Рис. 1.** Схематичне зображення експериментальної установки МАКЕТ: 1 – катоди; 2 – розрядна камера (анод); 3 – котушки магнітної системи; 4 – рупорні антени; 5, 7 – ізолятори; 6 – система вакуумної відкачки; А-А, В-В – перетин діагностичних портів

зсув [22], за яким визначається середня густина в відповідному сегменті перерізу. Важливою умовою застосування цих методів є використання вузьких мікрохвильових променів та виконання умов геометричної оптики. При цьому необхідно варіювати в широких межах кут нахилу рупорних антен по відношенню до плазми, що на практиці не завжди можливо реалізувати. З іншого боку, промені, які виходять з рупорної антени, розходяться і, перетинаючи різні шари плазми, можуть використовуватися для її діагностики.

У роботах [23, 24] аналітично і чисельно вивчалася можливість використання інтерферометрії похилими мікрохвильовими променями звичайної хвилі для вимірювання густини в різних шарах плазми. Було показано, що використання інтерферометрії плазми похилими променями дозволяє вимірювати густину плазми у окремих її шарах за наявності профіля, в якому максимум густини зміщено від осі, або при неможливості наскрізного зондування плазмового утворення. В роботі [25] були проведені розрахунки залежності кута відхилення  $\varphi$  мікрохвильового променя від кута його падіння  $\psi$  на неоднорідну плазму, які показали, що частина мікрохвильових променів може потрапляти в рупорну антену, встановлену під фіксованим кутом по відношенню до плазми. Експериментально було зафіксовано розсіювання мікрохвиль під фіксованим кутом  $\sim 60^\circ$  і  $\sim 120^\circ$ . Експериментальна апробація методу інтерферометрії плазми похилими мікрохвильовими променями, що запропонований у [23, 24], була проведена в роботі [26]. Було експериментально показано можливість визначення середньої концентрації електронів плазми в периферійних шарах, коли їх концентра-

ція при наскрізному зондуванні більше критичного значення.

У роботах [25, 26] неоднорідна плазма утворювалася у імпульсному відбивному розряді. Відбивний розряд або розряд Пеннінга застосовується у фізиці та техніці: вакуумній, атомних і електронних зіткнень, пучків заряджених частинок, плазми та ін. Плазма, що утворена у відбивному розряді, знаходиться в схрещених  $\mathbf{E} \times \mathbf{V}$  полях, що призводить до її дрейфового обертання. Обертання плазмового стовпа приводить, у разі багатокомпонентної плазми, до просторового розділення іонної компоненти. Тому відбивний розряд розглядається, як один з можливих варіантів пристроїв для розділення речовини на масові групи [27, 28]. Також модифікації імпульсного відбивного розряду використовуються для створення низько енергетичних потужнострумових електронних пучків [29] та вакуумного нанесення покриттів [30].

Метою даного дослідження є розвиток методу інтерферометрії плазми похилими мікрохвильовими променями, підвищення його інформативності та однозначності і достовірності вимірювань.

## 2. Експериментальна установка і діагностика

Експерименти з використання інтерферометрії неоднорідної плазми похилими мікрохвильовими променями проводилися на установці МАКЕТ [31] (рис. 1). В установці реалізується потужний імпульсний відбивний розряд в схрещених  $\mathbf{E} \times \mathbf{V}$  полях. Багатокомпонентна газометалева плазма формується в середовищі робочого газу  $\text{Ar}$  і розпошеного матеріалу катодів. Катоди були виконані з композиційного матеріалу, а саме з міді, на яку

вакуумно-дуговим методом був нанесений Zr. Діаметр катодів 10 см. Анодом є внутрішня стінка розрядної камери, яка виготовлена з нержавіючої сталі. Внутрішній діаметр розрядної камери 20 см. Більш детальний опис експериментальної установки та параметрів плазми наведено в [10, 31–33].

Експерименти проводилися при таких умовах: імпульсне магнітне поле пробкової конфігурації ( $B \leq 0,45$  Т у пробці) тривалістю до 18 мс створювалося соленоїдом, що складається з шести котушок (рис. 1); розрядна напруга і струм, відповідно,  $U \leq 4,2$  кВ і  $I \leq 1,8$  кА; тривалість токового імпульсу до 1 мс; початковий тиск в розрядній камері становив  $1,33 \cdot 10^{-4}$  Па, потім напускався Ar до тиску 0,6–3 Па.

На рис. 2 наведена схема мікрохвильової вимірювальної системи. Експериментальне вимірювання густини плазми проводилося одночасно за допомогою двох мікрохвильових інтерферометрів. Першим інтерферометром вимірювалася густина плазми поперек плазмового стовпа (рис. 2, рупорні антени 8, 11). Вимірювання густини плазми в перетині, відмінному від нормального, проводилося другим інтерферометром, рупорні антени якого були рознесені на кут  $\sim 60^\circ$  (рис. 2, рупорні антени 8, 9). Для передачі і прийому мікрохвильового випромінювання використовувалися пірамідальні рупорні антени (рис. 2, рупорні антени 8, 9, 11), що встановлені в діагностичних портах перетину А–А (рис. 1), в конструкції яких не передбачена можливість зміни кутів їх нахилу по відношенню до плазми. Довжина і ширина поперечних перерізів (розкрив) пірамідальних рупорів дорівнювали  $a = b = 35$  мм. Оцінки діаграми випромінювання пірамідальних рупорів показали, що півширина діаграми у  $E$ -площині  $\sim 13^\circ$  та у  $H$ -площині  $\sim 20^\circ$ . Плазмовий циліндр зондувався звичайною хвилею ( $O$ -wave) на частоті  $f = 37$  ГГц.

### 3. Інтерферометрія плазми похилими мікрохвильовими променями

#### 3.1. Фазовий зсув при інтерферометричних вимірюваннях

У загальному випадку фаза мікрохвилі, яка пройшла крізь плазму, дорівнює:

$$\Phi_p = \frac{\omega}{c} \int_0^{S_p} n(s) ds, \quad (1)$$

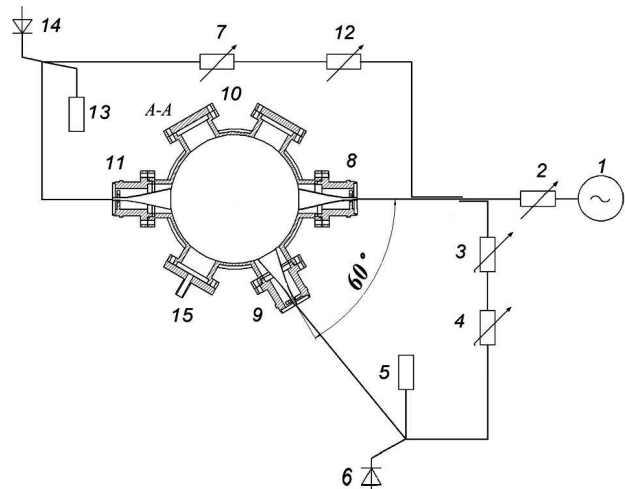


Рис. 2. Схема мікрохвильової вимірювальної системи: 1 – генератор; 2, 3, 7 – атенуатори; 4, 12 – фазообертачі; 5, 13 – узгоджене навантаження; 6, 14 – фазові детектори; 8, 9, 11 – рупорні антени; 10 – вакуумна камера

де  $\omega$  – частота зондування;  $c$  – швидкість світла,  $n(s)$  – показник заломлення в заданій точці  $s$  плазми,  $S_p$  – шлях мікрохвильового променя в плазмі, який залежить від кута входу і параметрів плазми. У разі циліндрової симетрії плазми рівняння (1) можна представити у вигляді [24]:

$$\Phi_p = 2 \frac{\omega}{c} \int_{r_0}^R \frac{n^2(r) r dr}{\sqrt{n^2(r) r^2 - R^2 \sin^2 \Psi}}, \quad (2)$$

де  $R$  – радіус циліндра;  $r$  – поточна координата,  $n(r)$  – показник заломлення,  $\Psi$  – кут між напрямом поширення і радіусом циліндра в точці падіння на плазмовий циліндр;  $r_0$  – точка повороту траєкторії променя, яка визначається з умови:

$$\frac{R^2}{r_0^2} \sin^2 \Psi = n^2(r_0). \quad (3)$$

При  $\Psi = 0$  рівняння (2) набуває вигляду:

$$\Phi_p = 2 \frac{\omega}{c} \int_0^R n(r) dr. \quad (4)$$

Показник заломлення для звичайної хвилі в плазмі згідно з [34] дорівнює:

$$n_0^2 = \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + v_{\text{eff}}^2} \right) +$$

$$+ \frac{1}{2} \sqrt{\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + v_{\text{eff}}^2}\right)^2 + \left(\frac{\omega_p^2}{\omega^2 + v_{\text{eff}}^2} \frac{v_{\text{eff}}}{\omega}\right)^2}, \quad (5)$$

де  $v_{\text{eff}}$  – ефективна частота зіткнень електронів,  $\omega_p$  – електронна плазмова частота,  $\omega_p = (N_p e^2 / \epsilon_0 m_e)^{1/2}$ ,  $e$  – заряд електрона;  $m_e$  – маса електрона;  $\epsilon_0$  – діелектрична стала;  $N_p$  – концентрація електронів плазми. У випадку  $v_{\text{eff}}/\omega \ll 1$  вираз (5) значно спрощується:

$$n_0 = \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)^{1/2} = \left(1 - \frac{N_p}{N_{\text{cr}}}\right)^{1/2}, \quad (6)$$

де  $N_{\text{cr}}$  – критична концентрація електронів плазми ( $N_{\text{cr}} = (\epsilon_0 m_e \omega^2 / e^2)$ ). У разі, коли  $\omega > \omega_p$  ( $N_{\text{cr}} > N_p$ ) плазма прозора для звичайної хвилі, тоді як при  $\omega \leq \omega_p$  ( $N_{\text{cr}} \leq N_p$ ) вона непрозора і є середовищем, що повністю відбиває мікрохвилю [34]. При похилому падінні мікрохвилі на плазмовий циліндр, тобто  $\Psi \neq 0$ , хвиля відбивається від прошарку плазми з концентрацією  $N = N_{\text{cr}} \cos^2 \Psi$ . При цьому фаза мікрохвилі має додатковий зсув при відбитті [34] та відповідно до цього рівняння (2) набуває вигляду:

$$\Phi_p = 2 \frac{\omega}{c} \int_{r_0}^R \frac{n^2(r) r dr}{\sqrt{n^2(r) r^2 - R^2 \sin^2 \Psi}} - \frac{\pi}{2}. \quad (7)$$

В інтерферометричних методах вимірюється фазовий зсув між двома хвилями, що пройшли опорний і вимірювальний канал, та який дорівнює:

$$\Delta\Phi(t) = \Phi_0 - \Phi_p(t), \quad (8)$$

де  $\Phi_p(t)$  – фаза у вимірювальному каналі, яка змінюється залежно від концентрації електронів плазми (рівняння (2)–(6)),  $\Phi_0$  – фаза в опорному каналі, яка весь час залишається постійною  $\Phi_0 = (\omega/c)L$ , де  $L$  – довжина оптичного шляху мікрохвильового променя в вакуумі.

Після перетворень рівняння (8), середня густина плазми визначається як:

$$N_p(t) = \frac{2c\Delta\Phi(t)N_{\text{cr}}}{\omega L}. \quad (9)$$

У випадку, коли величина  $L$  невідома, з рівняння (9) визначають величину добутку  $N_p L$ .

### 3.2. Розрахунок фазового зсуву при інтерферометрії плазми похилими мікрохвильовими променями

Із розгляду, проведеного у параграфі 3.1, випливає, що при інтерферометричних вимірюваннях фазовий зсув залежить від: розмірів області займаною плазмою, густини плазми та її профіля, кута падіння мікрохвилі на плазмовий циліндр. Тому проведемо розрахунки фазового зсуву при куті  $\Psi = 0$ , тобто при зондуванні крізь центр плазмового утворення та при похилому зондуванні. Початкові умови для розрахунків виберемо відповідно до параметрів експериментальної установки та мікрохвильової вимірювальної системи, описаної у параграфі 2. В даному випадку похиле зондування реалізується за рахунок мікрохвильових променів, які виходять з рупора під кутом  $\Psi \neq 0$  до плазми. Розрахунки проведемо для довжини зондувальної мікрохвилі 0,8 см, відповідно в цьому випадку критична концентрація електронів плазми дорівнює  $1,7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Профіль густини плазми задамо у вигляді [8]  $N_p(r) = N_{\text{max}} F(r)$ , де  $N_{\text{max}}$  – максимальне значення концентрації електронів на осі плазмового циліндра,  $F(r)$  – функція розподілу вздовж радіуса. У розрахунках припустимо, що функція розподілу вздовж радіуса не змінюється у часі та задамо її у вигляді  $F(r) = [1 - (r/R)^2]$ , де  $R$  – радіус плазмового циліндра (в даному випадку дорівнює радіусу вакуумної камери). На рис. 3, а наведена залежність максимального значення концентрації електронів у часі, яка задавалась у розрахунках. Фазовий зсув розраховувався відповідно до формул (2)–(4), (6)–(8). У випадку зондування крізь центр плазмового утворення в розрахунках фазового зсуву не враховувалися розміри прийомної рупорної антени і відповідно додаткова похибка за рахунок рефракції мікрохвильових променів у плазмі. При похилому зондуванні в розрахунках фазового зсуву в першому наближенні враховувалось середнє значення максимальної та мінімальної фази променів, які потрапляють у приймальну рупорну антену, кут приймання випромінювання якої дорівнював  $\varphi = 60^\circ \pm 9^\circ$  ( $\varphi$  – кутова координата плазмового циліндру). Як показали попередні розрахунки, при функції розподілу вздовж радіуса вигляду  $F(r) = [1 - (r/R)^2]$  та максимальному значенні концентрації електронів на осі

$N_{cr} > N_{max}$ , мікрохвильові промені не потрапляють у прийомну антену [25]. Тому в розрахунках припускалося, що мікрохвильові промені одноразово віддзеркалюються від протилежної поверхні камери та потрапляють до рупорної антени. Результати розрахунку наведено на рис. 3, *b*. Як видно з рис. 3, *b* (крива 1), при інтерферометрії крізь центр плазмового утворення спостерігається стандартна картина зменшення фазового зсуву зі зменшенням густини плазми (при  $N_{cr} < N_{max}$  фазового зсуву нема, мікрохвиля не проходить крізь плазму).

У випадку інтерферометрії плазми похилими мікрохвильовими променями (рис. 3, *b* крива 2) фазовий зсув спостерігається при  $N_{max}$  менш  $N_{cr}$ , так і більш  $N_{cr}$ . Для випадку  $N_{cr} < N_{max}$  фазовий зсув спостерігається до деякого значення  $N_{max}$ , більш значення якого мікрохвильові промені не потрапляють у приймальну рупорну антену. В даному випадку, коли радіус  $r_{cr}$  шару з густиною, рівною  $N_{cr}$ , належить до проміжку між 5,2 до 6,3 см, то, за рахунок рефракції, частина або всі мікрохвильові промені не потрапляють у прийомну антену. Якщо значення критичного радіуса менше даного проміжку, то частина променів потрапляє в сектор з кутовими координатами  $\varphi = 51^\circ - 60^\circ$ , якщо більше – промені не потрапляють у приймальну антену, що лежить під кутом  $\varphi < 51^\circ$ . Розрахунки  $r_{cr}$  показують, що при інших функціях розподілу вздовж радіуса (див. таблицю) значення  $r_{cr}$  знаходяться в межах 4,5–6,5 см. Порівняння фазових зсувів показує, що в даному випадку фазовий зсув при інтерферометрії плазми похилими мікрохвильовими променями більше, ніж при інтерферометрії крізь центр плазмового утворення. Це пов'язано з тим, що в області проходження похилого променя плазма прозора, і в розрахунках, відповідно, припускалося одноразове віддзеркалення від протилежної поверхні камери, тобто мікрохвильові промені проходять плазму двічі.

Таким чином, проведені розрахунки (при досить спрощених припущеннях) показують деякі особливості та різницю між фазовими зсувами виміряними при інтерферометрії плазми похилими мікрохвильовими променями та інтерферометрії крізь центр плазмового утворення. В реальних умовах експерименту картина зміни фазового зсуву у часі може бути більш складною.

#### 4. Експериментальні результати та їх обговорення

Попередні дослідження густої газометалевої плазми, створеної в потужному імпульсному відбивному розряді, показали [10, 31–33], що залежність середньої густини плазми від часу можна розділити на три стадії. Перша стадія – створення і наростання густини до значення  $N_p \sim 1,7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . На цій стадії послідовно відбувається пробиття газового проміжку, запалювання самостійного розряду з холодними катодами, утворення слабкоіонізованої плазми  $N_p < 1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ , зростання густини плазми та створення високоіонізованої плазми з густиною до  $N_p \sim 1,7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , з високим ступенем іонізації ( $\approx 0,98$ ) розпорошеного матеріалу катодів [35]. Друга стадія – існування високоіонізованої плазми з густиною  $N_p > 1,7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , де густина плазми може досягати  $N_p \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$

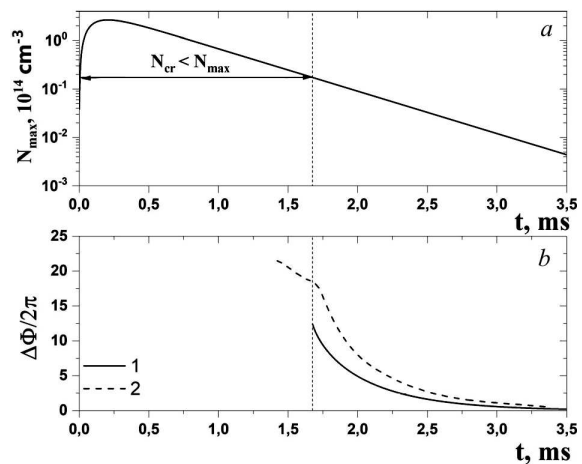
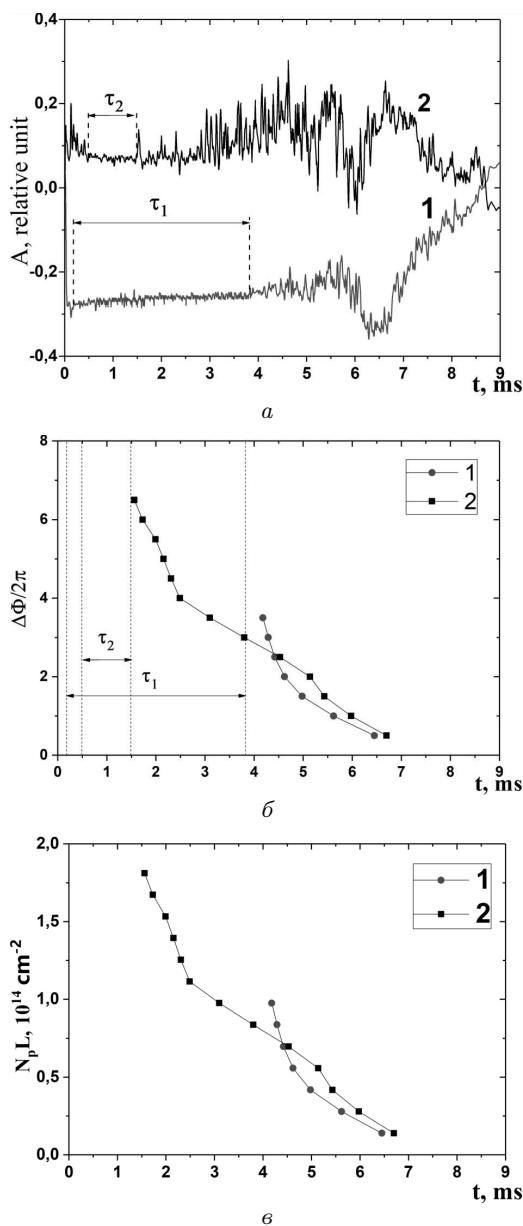


Рис. 3. Розрахункова залежність максимальної густини плазми (а) та фазового зсуву (б) у часі. Інтерферометрія при: 1 – зондуванні крізь центр плазмового утворення, 2 – похилому зондуванні

#### Функції розподілу вздовж радіуса $r_{cr}$

$F(r)$	$r_{cr}$ , см
$[1 - (r/R)]$	5,6–6,5
$[1 - (r/R)^2]$	5,2–6,3
$[1 - (r/R)^3]$	4,3–6
$[\cos(\pi r/2R)]$	5,4–6,4
$[\cos^2(\pi r/2R)]$	5,8–6,5
$[J_0(2,405r/R)]$	5,6–6,5



**Рис. 4.** Часова залежність зміни інтерференційних сигналів (а), фазового зсуву (б), добутку  $N_p L$  (в). Інтерферометрія при: 1 – зондуванні крізь центр плазмового утворення, 2 – похилому зондуванні,  $\tau_1$ ,  $\tau_2$  – час відсутності фазових зсувів відповідно при зондуванні крізь центр плазмового утворення та похилому зондуванні

і більше. Третя стадія – спаду густини і розпаду плазми.

На відміну від попередніх досліджень [10,31–33], вимірювання середньої густини плазми проводи-

лося одночасно за допомогою двох мікрохвильових інтерферометрів, осцилограми сигналів яких представлено на рис. 4, а. В першому інтерферометрі (рис. 2, рупорні антени 8, 11) зондування проводилось крізь центр плазмового утворення (див. осцилограму на рис. 4, а, крива 1). У другому інтерферометрі (рис. 2, рупорні антени 8, 9) плазма зондувалась похилими мікрохвильовими променями (див. осцилограму на рис. 4, а, крива 2). Аналіз осцилограм показує, що при зондуванні крізь центр плазмового утворення (рис. 4, а, крива 1) спостерігається стандартна інтерферометрична картина: при густині плазми менше  $N_{cr}$  на осцилограмі присутні фазові зсуви, при  $N_{cr} < N_p$  фазовий зсув відсутній, спостерігається відсічка мікрохвильового сигналу (мікрохвиля не проходить крізь плазму).

При зондуванні плазми похилими мікрохвильовими променями, на осцилограмі (рис. 4, а, крива 2) спостерігається схожа інтерферометрична картина з описаною вище для зондування крізь центр плазмового утворення, але з деякими суттєвими особливостями: на осцилограмі присутні фазові зсуви при густині плазми більш  $N_{cr}$ , а також є ділянка, на якій фазового зсуву немає. Попередні розрахунки показали (див. параграф 3.2), що фазовий зсув може спостерігатися до деякого значення  $N_{max}$ ; більше цього значення мікрохвильові промені за рахунок рефракції у неоднорідній плазмі не потрапляють у прийомну рупорну антену. При цьому радіус  $r_{cr}$  шару з густиною  $N_{cr}$  знаходиться у межах 4,5–6,5 см (див. таблицю). Проведені в роботі [32] вимірювання  $N_{cr}$  методом мікрохвильової рефлектометрії ( $f = 37,13$  ГГц) показали, що радіус  $r_{cr}$  може досягати значення  $\approx 5$  см. З урахуванням невизначеності положення відбиваючого шару  $\Delta r_{cr}$  з  $N_{cr}$ , оціненого в роботі [36], значення величини  $r_{cr}$  буде  $\sim 5,25$  см. Таким чином, результати розрахунків  $r_{cr}$  задовільно узгоджуються з експериментальними результатами робіт [32,36]. Також розрахунки показали відсутність фазового зсуву при інтерферометрії плазми похилими мікрохвильовими променями, що спостерігається безпосередньо у експерименті (рис. 4, а, крива 2).

З осцилограм на рис. 4, а видно, що момент відсутності фазових зсувів в інтерферометрі при похилому зондуванні настає пізніше і тривалість його коротша, ніж при зондуванні крізь центр пла-

змового утворення. У даних експериментах середня різниця між моментом настання відсутності фазових зсувів для обох інтерферометрів становить  $\approx 0,32$  мс, а тривалість відсутності фазових зсувів ( $\tau_1 - \tau_2$ )  $\approx 2,1$  мс. Середній час відсутності фазових зсувів при зондуванні крізь центр плазмового утворення  $\tau_1 = 3,12 \pm 0,21$  мс, а при похилому зондуванні становить  $\tau_2 = 1,04 \pm 0,25$  мс.

На рис. 4, б наведено залежність зміни фазового зсуву у часі, що отримані в результаті обробки інтерферограм (рис. 4, а). Як видно з рис. 4, б, спостерігається схожа картина зміни фазового зсуву з розрахунками рис. 3, б, але з деякими суттєвими відмінностями. Можна умовно виділити три проміжки. Перший проміжок – при  $N_{cr} < N_p$  фазовий зсув  $\Delta\Phi_1$  відсутній при зондуванні крізь центр плазмового утворення (рис. 4, б крива 1) і присутній  $\Delta\Phi_2$  при зондуванні плазми похилими мікрохвильовими променями (рис. 4, б крива 2). Другий проміжок – фазові зсуви  $\Delta\Phi_2 \leq \Delta\Phi_1$  (рис. 4, б, часовий інтервал  $\sim 3,8$ – $4,6$  мс). Третій проміжок – фазовий зсув  $\Delta\Phi_2 \sim 1,5$  раза більше, ніж  $\Delta\Phi_1$ . На цьому проміжку мікрохвильові промені можуть віддзеркалюватися від поверхні протилежної стінки камери та потрапляти до прийомної рупорної антени.

Різниця між характером зміни фазових зсувів, отриманих розрахунково (рис. 3, б) та експериментально (рис. 4, б) пов'язана з декількома факторами. По-перше, вибрана для розрахунків модельна функція розподілу густини плазми по радіусу може суттєво відрізнятися від реальної, яка є в експерименті. При цьому в експерименті можлива зміна функції розподілу у часі, що не бралось до уваги при розрахунках. По-друге, у плазмі завжди існують флуктуації її параметрів, наявність яких приводить до розсіювання мікрохвиль у плазмі [2, 4, 37, 38], особливо в турбулентній плазмі.

На відміну від зондування крізь центр плазмового утворення, при похилому зондуванні траєкторія мікрохвильового променя в плазмі, відповідно, величина  $L$ , може істотно змінюватися. Тому для аналізу залежності густини плазми від часу представимо густину плазми у вигляді добутку  $N_p L$  (рис. 4, в). З аналізу рис. 4, в видно, що при  $N_{cr} < N_p$  ( $t \leq 3,8$  мс) похиле зондування плазми (рис. 4, в, крива 1) дає значення густини плазми в периферійній області плазми, коли

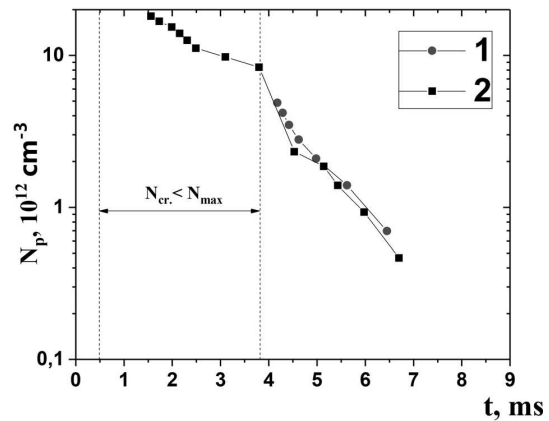


Рис. 5. Залежність середньої густини плазми у часі. Інтерферометрія при: 1 – зондуванні крізь центр плазмового утворення, 2 – похилому зондуванні

визначення середньої густини плазми у разі зондування крізь центр плазмового утворення неможливе. При зменшенні густини плазми  $N_{cr} > N_p$  ( $t > 3,8$  мс) вимірювана величина  $N_p L$  при похилому зондуванні (рис. 4, в, крива 1) вища, ніж для зондування крізь центр плазми (рис. 4, в, крива 2). Це може бути пов'язано з відмінністю величини  $L$  при нормальному зондуванні плазми і похилому.

Для оцінки середньої густини плазми приймемо, що при зондуванні крізь центр плазми величина  $L = L_1$  не змінюється у часі та дорівнює  $L_1 = 20$  см. У випадку похилого зондування величина  $L = L_2$  може неперервно змінюватися у часі за рахунок зміни функції розподілу вздовж радіуса та густини плазми, але для оцінок приймемо її значення const на двох часових проміжках: при  $N_{cr} < N_{max}$  ( $t \leq 3,8$  мс),  $L_2 \approx 10$  см, тобто  $2L_2 \approx L_1$ , а при густині плазми  $N_{cr} > N_p$  ( $t > 3,8$  мс),  $L_2 \approx 30$  см ( $L_2 \approx 1,5L_1$ ). Результати розрахунків наведені на рис. 5. Як видно з рис. 5, в обох випадках (зондування крізь центр плазми та похиле) при густині плазми  $N_{cr} > N_{max}$ , оцінки дають близьке значення середньої густини плазми, що задовільно узгоджуються з припущенням віддзеркалення мікрохвильових променів від протилежної поверхні (тобто мікрохвильові промені проходять плазму двічі). У випадку  $N_{cr} < N_{max}$ , похиле зондування безпосередньо дає змогу оцінити середню густину плазми в периферійних шарах (рис. 5, крива 2).

## 5. Висновки

1. Проведені розрахунки фазового зсуву при зондуванні крізь центр плазмового утворення та при похилому зондуванні показали, що у випадку інтерферометрії плазми похилими мікрохвильовими променями фазовий зсув спостерігається як при  $N_{cr} > N_{max}$ , так і при  $N_{cr} < N_{max}$ . При цьому, у випадку  $N_{cr} < N_{max}$ , фазовий зсув спостерігається до деякого значення  $N_{max}$  коли мікрохвильові промені не потрапляють у прийомну рупорну антену. Виконані розрахунки критичного радіуса  $r_{cr}$  плазмового шару з густиною, рівною  $N_{cr}$ , коли промені не потрапляють до антени, показали, що для різних функцій розподілу густини плазми вздовж радіуса, значення  $r_{cr}$  знаходяться у межах 4,5–6,5 см.

2. Результати експерименту показали, що на часовій залежності зміни фазового зсуву можна умовно виділити три проміжки. Перший, при  $N_{cr} < N_p$  фазовий зсув  $\Delta\Phi_1$  відсутній при зондуванні крізь центр плазмового утворення і фазовий зсув  $\Delta\Phi_2$  присутній при зондуванні плазми похилими мікрохвильовими променями. Другий, фазові зсуви  $\Delta\Phi_2 \leq \Delta\Phi_1$ . Третій, фазовий зсув  $\Delta\Phi_2$  в  $\sim 1,5$  рази більше, ніж  $\Delta\Phi_1$ .

3. Еспериментально виміряно середній час відсутності фазових зсувів при зондуванні крізь центр плазмового утворення  $\tau_1 = 3,12 \pm 0,21$  мс та при похилому зондуванні, який становить  $\tau_2 = 1,04 \pm 0,25$  мс.

4. Визначено залежність добутку  $N_p L$  у часі, а також оцінена величина середньої густини плазми при зондуванні крізь центр плазми та похилому зондуванні. При цьому в обох випадках інтерферометрії при густині плазми  $N_{cr} > N_p$ , отримано близьке значення середньої густини плазми, що задовільно узгоджується з припущенням віддзеркалення мікрохвильових променів від протилежної поверхні камери. У випадку  $N_{cr} < N_p$  похиле зондування, безпосередньо, дає змогу оцінити середню густину плазми в периферійних шарах.

1. М. Хилд, С. Уортон. *Микроволновая диагностика плазмы* (Атомиздат, 1968).
2. В.Е. Голант. *Сверхвысокочастотные методы исследования плазмы* (Наука, 1968).
3. Н.-J. Hartfuss, T. Geist. *Fusion Plasma Diagnostics with mm-Waves: An Introduction* (Wiley-VCH Verlag GmbHCo., 2013) [ISBN: 978-3-527-41105-4].

4. E. Mazzucato. *Electromagnetic Waves for Thermonuclear Fusion Research*, edited by Song Yu (World Scientific, 2014) [ISBN: 978-981-4571-80-7].
5. R.F. Whitmer. Microwave studies of the electron loss processes in gaseous discharges. *Phys. Rev.* **104**, 572 (1956).
6. C.B. Wharton, D.M. Slager. Microwave determination of plasma density profiles. *J. Applied Phys.* **31**, 428 (1960).
7. Л.О. Душин, В.І. Кононенко, Р.І. Ковтун, А.І. Скібенко, К.Д. Синельников, В.Т. Толок. Дослідження плазми за допомогою мікрохвильового інтерферометра. *УФЖ* **8**, 740 (1963).
8. Л.О. Душин, В.І. Кононенко, Р.І. Ковтун, В.І. Привезенцев, А.І. Скібенко. Використання інтерферометра та методу відсічок мікrorадіохвиль для дослідження плазми. *УФЖ* **10**, 977 (1965).
9. K. Dittmann, C. Kullig and J. Meichsner, 160-GHz Gaussian beam microwave interferometry in low-density RF plasmas. *Plasma Sourc. Sci. Technol.* **21**, 024001 (2012).
10. Yu.V. Kovtun, A.I. Skibenko, E.I. Skibenko, Yu.V. Larin, A.N. Shapoval, E.D. Volkov, V.B. Yuferov. Study of multi-component plasma parameters in the pulsed reflex discharge. *Ukr. J. Phys.* **55**, 1269 (2010).
11. R.O. Pavlichenko, N.V. Zamanov, A.E. Kulaga. First measurements of line electron density in Uragan-2M plasmas via 140 GHz heterodyne interferometer. *Probl. At. Sci. Tech.* No. 1, 257 (2017).
12. M. Varavin, J. Zajac, F. Zacek, S. Nanobashvili, G.P. Ermak, A.V. Varavin, A.S. Vasilev, M. Stumbora, A. Vetoshko, A.V. Fateev, V.V. Shevchenko. New design of microwave interferometer for tokamak compass. *Telecommun. Radio Eng.* **73**, 935 (2014).
13. И.Е. Арсаев, Б.Е. Кинбер, Н.Н. Иванчинов-Маринский. Влияние рефракции и поглощения среды на коэффициент передачи между двумя антеннами при диагностике плазмы. *ЖТФ* **37**, 1495 (1967).
14. В.Г. Григоренко, Л.А. Душин, А.И. Скібенко. Влияние рефракции на точность определения плотности плазмы при микроволновой интерферометрии. В: *Высокочастотные свойства плазмы* (Наукова думка, 1968), С. 178.
15. Б. Аничин. Влияние рефракции на радиоинтерферометрические измерения распределения электронной плотности. *ЖТФ* **39**, 478 (1969).
16. V.G. Petrov. Influence of refraction on plasma density measurements. *Plasma Phys. Reports* **32**, 311 (2006).
17. M.M.Z. Kharadly, A new millimetre-wave method for determination of electron-density profiles in a linear discharge. *Proc. IEE* **110**, 1202 (1963).
18. В.А. Анисин. Electron density profiles in cylindrical plasmas from microwave refraction data. *Radio Sci. J. Res.* **69D**, 721 (1965).
19. Л.А. Душин, В.И. Кононенко, В.Л. Сизоненко, А.И. Скібенко, К.Н. Степанов. Определение пространственного распределения плотности плазмы по рефракции микроволнового луча. *ЖТФ* **36**, 304 (1966).



20. Л.А. Душин, В.И. Кононенко, А.И. Скибенко. Определение пространственного распределения плотности плазмы по рефракции микроволновых лучей с несколькими частотными составляющими. *ЖТФ* **36**, 1842 (1966).
21. V.V. Nemov, V.L. Sizonenko, K.N. Stepanov, J. Teichman. Methods of determining the density and temperature distribution of a plasma using electromagnetic waves. *Nucl. Fusion* **9**, 243 (1969).
22. A.R. Jones, B.V. Stanic, E.R. Wooding. Plasma-density determination from the phase shift in scattered radiation. *Electron. Lett.* **4**, 392, (1968).
23. А.И. Скибенко, І.Б. Пінос, Ю.В. Ковтун, Е.І. Скібенко. Інтерферометрія плазми з використанням рефракції похилих НВЧ променів. *Українська конференція з фізики плазми та керованого термоядерного синтезу Київ, 22–23 вересня 2015 р.* (2015), с. 55.
24. А.И. Скибенко, І.Б. Пінос, Ю.В. Ковтун, Е.І. Скібенко, Y.V. Siusko. Application of microwave beam refraction in inhomogeneous plasma interferometry. *Ukr. J. Phys.* **61**, 715 (2016).
25. Yu.V. Kovtun, Y.V. Siusko, E.I. Skibenko, A.I. Skibenko, Refraction of microwaves in an inhomogeneous rotating plasma. *Probl. At. Sci. Tech.* No. 6, 169 (2016).
26. Yu.V. Kovtun, E.I. Skibenko, A.I. Skibenko, A.N. Ozerov, I.B. Pinos, Y.V. Siusko. Interferometry of plasma with the use of the microwave ray refraction. In: *2016 9th International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW)* (Kharkiv, 2016), p. 1–4.
27. E.I. Skibenko, Yu.V. Kovtun, A.M. Egorov, V.B. Yuferov. Material separation into elements based on the physical principles of beam-plasma and reflex discharges. *Probl. At. Sci. Tech.* No. 2, 141 (2011).
28. D.A. Dolgolenko, Y.A. Muromkin. Separation of mixtures of chemical elements in plasma. *Physics-Uspekhi* **60**, 994, (2017).
29. G.E. Ozur, D.I. Proskurovsky. Generation of low-energy high-current electron beams in plasma-anode electron guns. *Plasma Phys. Rep.* **44**, 18, (2018)
30. T. Kimura, R. Yoshida, T. Mishima, K. Azuma, S. Naka. Preparation of TiN films by reactive high-power pulsed sputtering Penning discharges. *Jpn. J. Appl. Phys.* **57**, 06JE02 (2018).
31. Yu.V. Kovtun. Features of dense plasma formation in the reflex discharge on gas-metal mixes. *Probl. At. Sci. Tech.* No. 4, 38 (2013).
32. Yu.V. Kovtun, E.I. Skibenko, A.I. Skibenko, V.B. Yuferov. Rotation of plasma layers with various densities in crossed  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  fields. *Ukr. J. Phys.* **58**, 450 (2013).
33. Yu.V. Kovtun, A.I. Skibenko, E.I. Skibenko, Yu.V. Larin, A.N. Shapoval, E.D. Volkov, V.B. Yuferov. Study of the parameters of hydrogen-titanium plasma in a pulsed reflective discharge. *Plasma Phys. Rep.* **36**, 1065 (2010).
34. В. Л. Гинзбург. *Распространение электромагнитных волн в плазме* (Наука, 1967).
35. Yu.V. Kovtun, E.I. Skibenko, A.I. Skibenko, V.B. Yuferov. Estimation of the efficiency of material injection into the reflex discharge by sputtering the cathode material. *Ukr. J. Phys.* **57**, 901 (2012).
36. Yu.V. Kovtun, A.I. Skibenko, E.I. Skibenko, V.B. Yuferov. Analysis of errors in the plasma rotation velocity measurement by the method of microwave correlation reflectometry. In: *2013 International Kharkov Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves* (Kharkiv, 2013), p. 554.
37. Л.А. Душин, А.И. Скибенко, И.П. Фомин, В.А. Пимкин, В.В. Зиновьев. Угловое рассеивание микроволнового потока в флуктуирующей плазме, *Физика плазмы и проблемы управляемого термоядерного синтеза* (Наукова думка, 1971), Т. 1, с. 52.
38. E. Gusakov, M. Irzak, A. Popov, Radial correlation reflectometry at oblique probing wave incidence (Linear scattering theory predictions). *Plasma Phys. Control. Fus.* **56**, 025009 (2014).

Одержано 09.01.18

Yu. V. Kovtun, Y. V. Siusko,  
E. I. Skibenko, A. I. Skibenko

EXPERIMENTAL STUDY  
OF INHOMOGENEOUS REFLEX-DISCHARGE  
PLASMA USING MICROWAVE  
REFRACTION INTERFEROMETRY

S u m m a r y

The phase shift at the plasma interferometry with oblique microwaves and microwaves passing through the center of a plasma formation has been calculated. The critical density  $N_{cr}$  and the critical radius  $r_{cr}$  of a plasma layer, at which microwaves do not hit the horn antenna, are calculated for various radial plasma distribution functions. The time dependences of the phase shift for the transverse and oblique probing modes are experimentally measured. Using the phase shifts determined by the both methods, the time dependence of the product  $N_p L$  of the electron concentration in plasma and the optical path length of a microwave beam in vacuum is found, and the average plasma density is estimated.