

---

А.І. СКИБЕНКО

Національний науковий центр Харківський фізико-технічний інститут НАНУ  
(Вул. Академічна, 1, Харків 61108; e-mail: a-skibenko@mail.ru)

## НВЧ-РЕФЛЕКТОМЕТРІЯ ПЛАЗМИ НЕЗВИЧАЙНОЮ ХВИЛЕЮ З ЧАСТОТОЮ, МЕНШОЮ ВІД ЕЛЕКТРОННО-ЦИКЛОТРОННОЇ

УДК 533.9.08

---

*Одержано порівняльні залежності коефіцієнтів заломлення звичайної і незвичайної хвиль від профілів густини плазми і магнітного поля при різних умовах зондування. Проаналізовані можливі переваги від використання для діагностики магнітоактивної плазми незвичайної хвилі з частотою, меншою від циклотронної частоти електронів, враховані особливості зондування плазми на торсатроні У-ЗМ. Досліджено рефракцію мікрохвильового потоку при похилому зондуванні плазми, враховано вплив пологої складової магнітного поля. Встановлено, що величина доплерівського зсуву частоти незвичайної хвилі при відбитті від рухомого шару плазми перевищує відповідний зсув звичайної хвилі.*

*Ключові слова:* НВЧ-рефлектометрія плазми, доплерівський зсув.

### 1. Вступ

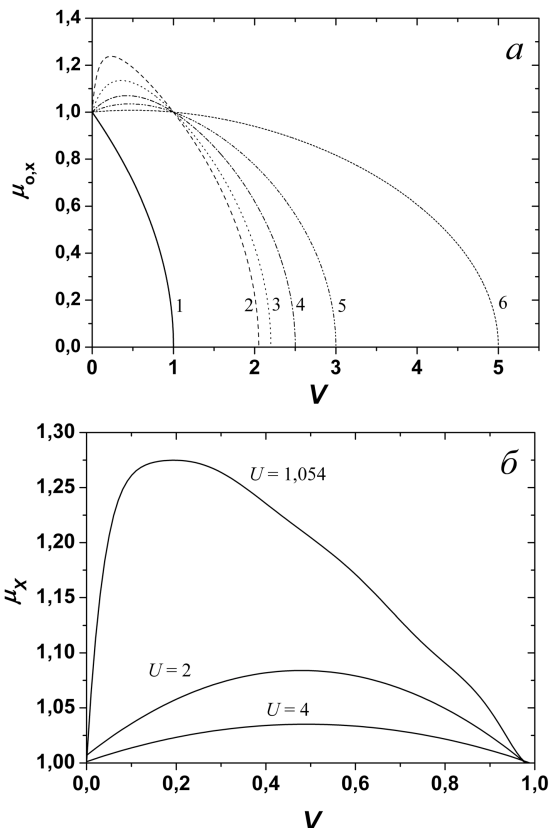
Останніми роками зростає коло задач в плазмових дослідженнях, які вирішуються за допомогою НВЧ-рефлектометрії [1]. Ця обставина зумовлює розширення різноманітності видів НВЧ-сигналів для зондування: двочастотне та двополяризаційне зондування, широкосмугове зондування, рефлектометрія за допомогою надкоротких і шумових НВЧ-сигналів [2, 3].

У низці робіт [1–13] наведено результати досліджень НВЧ-методів діагностики магнітоактивної плазми, в яких застосовується зондування звичайною ( $O$ ) і незвичайною ( $x$ ) хвилями і проаналізовані відповідні переваги від цього. Частіше використовувались частоти вище циклотронної частоти електронів, що дає можливість підвищити чутливість методу під час вимірювань, коли густина значно менша від критичної. В даній роботі використані хвилі з частотами  $f_0 < f_{ce}$ , де  $f_0$  і  $f_{ce}$  – відповідно зондуюча і електронна циклотронна частоти, і проаналізовані можливі перева-

ги такого зондування. Переваги пов'язані з особливостями залежності коефіцієнта заломлення такої хвилі від просторового і часового розподілу густини плазми і магнітного поля. Розглянуті в роботі розрахунки зроблені з використанням параметрів торсатрона Ураган-ЗМ [9]). Можливості такого зондування корисні при визначенні профілів густини плазми, характеристик швидкості плазмових шарів за допомогою доплерівської рефлектометрії, під час визначення кореляційної довжини плазмових флуктуацій методом кореляційної рефлектометрії та ін. Вивчення цих характеристик важливе при визначенні умов утворення внутрішніх і краєвих транспортних бар'єрів, які зумовлюють перехід в режим покращеного утримання плазми в магнітній пастці, при створенні умов самоочищення плазми від домішок, при створенні оптимальних умов для плазмових технологій.

### 2. Особливості поширення і відбиття незвичайної хвилі при $f_{ce} > f_0$

Особливості поширення і відбиття незвичайної хвилі в магнітоактивній плазмі поперек зовніш-



**Рис. 1.** Залежність коефіцієнта заломлення від  $V$ : *a* – звичайної хвилі (крива 1) і незвичайної хвилі при  $U = 1, 1, 1, 2; 1, 5; 2; 4$  (криві 2–6 відповідно), *б* – незвичайної хвилі при  $V$  від 0 до 1,  $U = 1, 054; 2; 4$

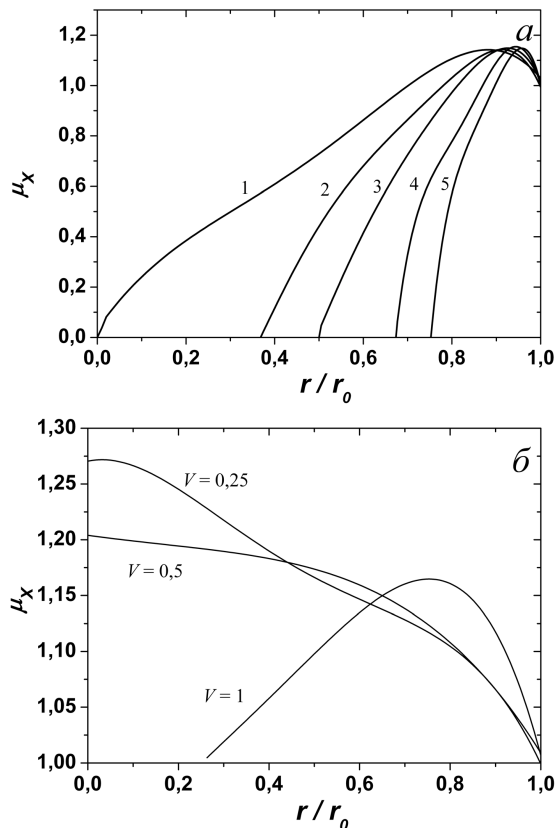
нього магнітного поля витікають із залежності коефіцієнта заломлення хвиль від значень магнітного поля і густини плазми (рис. 1, *a, б*):

$$\mu_x = \left[ \frac{U^2 - (1 - V)^2}{U^2 - (1 - V)} \right]^{1/2}, \quad (1)$$

де  $U = (f_{ce}/f_0)$ ,  $V = (N(r)/N_{cr})$ ,  $N(r)$  і  $N_{cr}$  – густина і критична густина для зондуючої частоти  $f_0$ ,  $r$  – радіус плазми. Функція  $\mu_x(V)$  зростає з ростом густини, досягає максимуму при:

$$V = -(U^2 - 1) + \sqrt{U^2(U^2 - 1)}, \quad (2)$$

за подальшого зростання  $V$  зменшується, переходить через  $\mu_x(V) = 1$  при  $V = 1$  і сягає нуля, коли  $V$  прямує до  $1 + U$ . Радіальна залежність коефіцієнта заломлення вздовж хорди зондування плазми в перпендикулярному до осі перерізі торсатро-

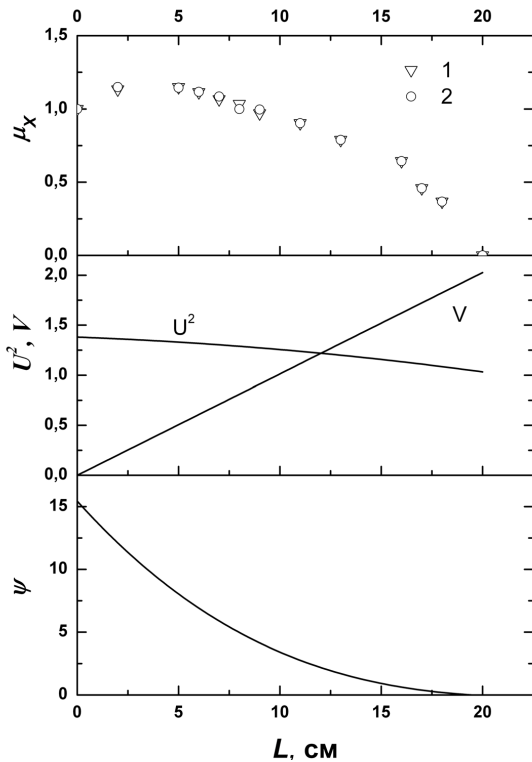


**Рис. 2.** Радіальна залежність  $\mu_x$  при зондуванні в перерізі У-ЗМ з внутрішнього боку (більшого магнітного поля)  $B_0 = 0, 72$  Т, зондуюча частота  $f_0 = 18$  ГГц і  $N(r) = N_0[1 - (r/r_0)^2]$ , де  $N_0$  – густина плазми на магнітній осі,  $r_0 = 19$  см – відстань від магнітної осі до краю плазми; *a* – криві 1, 2, 3, 4, 5 відповідають  $V_0 = 2; 3; 3, 5; 4; 5$ , *б* –  $V_0 = 0, 25; 0, 5; 1$

на У-ЗМ з внутрішнього боку (більшого магнітного поля) зображена на рис. 2, *a, б* ( $B_0 = 0, 72$  Т,  $f_0 = 18$  ГГц,  $N_{cr} = 4, 02 \cdot 10^{12}$  см<sup>-3</sup>). Проте при зондуванні плазми в торсатроні необхідно врахувати, що напрямок сумарного магнітного поля не збігається з віссю і становить з нею кут  $\psi = \arctg(\xi_h/(1 + \xi_t))$ , де  $\xi_h$  і  $\xi_t$  – коефіцієнти полярної і тороїдальної неоднорідності магнітного поля [9]. При  $\psi < 0, 1\pi$ :

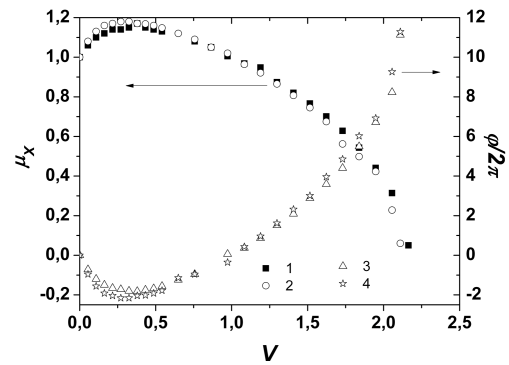
$$\mu_x = \left[ \frac{U^2 \cos^2 \psi - (1 - V)^2}{U^2 \cos^2 \psi - (1 - V)} \right]^{1/2}. \quad (3)$$

На рис. 3 наведено залежності величин  $U$ ,  $V$ , кута  $\psi$  від відстані від краю плазми і вплив цього

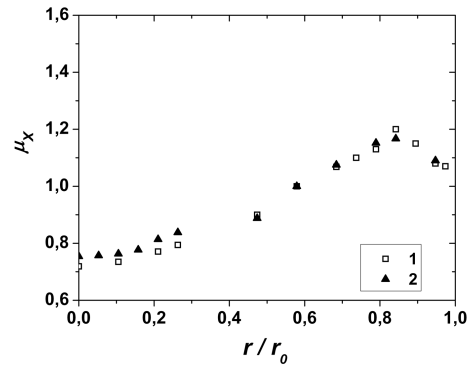


**Рис. 3.** Залежності від глибини  $L$  входження променя в плазму ( $f_0 = 18$  ГГц,  $N_{cr} = 4,02 \cdot 10^{12}$  см $^{-3}$ ,  $N_0 = N_{cr}(1+U)$ ): верхній –  $\mu_x(L)$  при нормальному падінні променя на плазму (1) і при падінні під кутом  $\psi$  (2), середній –  $U^2(L)$  і  $V(L)$ , нижній –  $\psi(L)$ ,  $L$  – відстань від границі плазми

кута на коефіцієнт заломлення. На графіку функції  $\mu_x(V)$  треба виділити дві області: перша – від краю до шару, де  $V = 1$ , друга – де  $1 < V < 1 + U$ . На першій  $\mu_x > 1$ , на другій  $\mu_x < 1$ . Якщо найбільша густина менша  $V = 1 + U$ , враховуючи те, що фазовий зсув хвилі пропорційний  $(1 - \mu_x)$ , під час переходу з однієї області в іншу змінюється фазовий зсув незвичайної хвилі з від'ємного на додатний (див. рис. 4). Точка зміни знака при переході відповідає  $V = 1$ . Якщо плазмовий шар непрозорий, то при відбитті хвилі зміна знака фази не виділяється. Треба також відзначити, що коли в неоднорідному магнітному полі параметр  $U$  переходить через одиницю, змінюється умова відбиття з  $V = 1 + U$  на  $V = 1 - U$ , або навпаки  $U < 1$ . При наближенні  $U$  до 1 зверху максимум  $\mu_x$  зсувається до  $V = 0$  у відповідності з формулою (2), рис. 1, а, б. Якщо  $U \rightarrow 1$  зверху, то  $\mu_x = 0$  при  $V = 2$ . В околі  $U = 1$  залежність густини



**Рис. 4.** Залежність від  $V$  коефіцієнта заломлення  $X$ -хвилі (криві 1, 2) і фазового зсуву (криві 3, 4) при інтерферометрії плазми при значенні  $U^2 = 1,3$  на внутрішній границі плазми (криві 1, 3) і при середньому значенні по хорді зондування (криві 2, 4)



**Рис. 5.** Радіальна залежність коефіцієнта заломлення  $X$ -хвилі, враховуючи радіальний розподіл магнітного поля (1) і при заміні його локальних значень середньою величиною вздовж траєкторії зондування (2)

ни відсічки від  $U$  зазнає розриву: при  $U < 1$  вона лінійно прямує до нуля, а при  $U > 1$  – лінійно зростає від 2 до  $1 + U$ . При  $U < 1$  залежність  $\mu_x(V)$  не є неперервною: область від  $V = 1 - U$  до  $V = 1 - U^2$  непрозора. Ця властивість створює певні обмеження під час застосування незвичайної хвилі при рефлектометрії. При незначній зміні магнітного поля вздовж області вимірювань доцільно використовувати частоту зондування  $f_0$  меншу від найменшого значення  $f_{ce}$ , а також замість локальних значень  $U$  вживати середнє значення вздовж хорди зондування (рис. 5).

### 3. Похиле зондування незвичайною хвилею

У деяких випадках необхідно використовувати похиле зондування плазми. Похиле зондування зви-

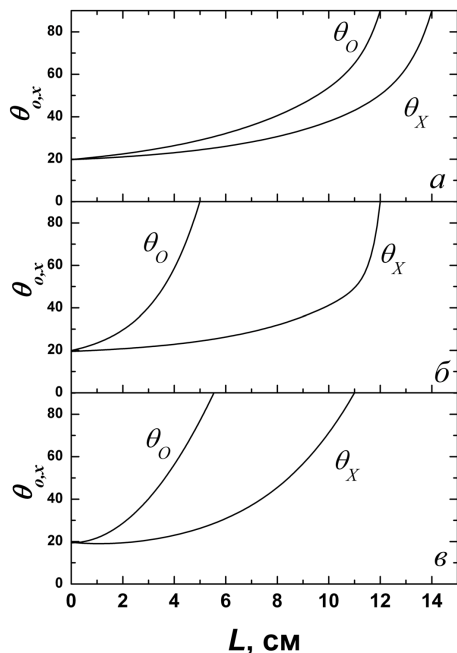


Рис. 6. Зв'язок кутового зміщення променя і відстані від границі плазми для звичайної і незвичайної хвиль при  $V = 0,25$  (а); 1 (б); 2 (в) і кута входу в плазму  $20^\circ$

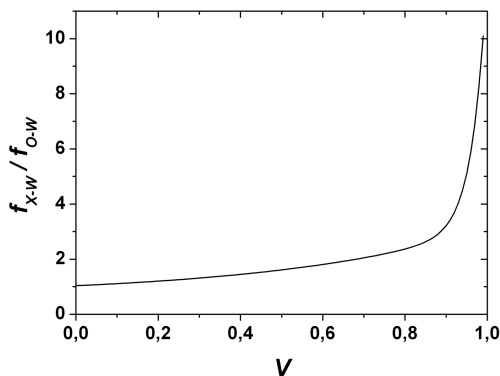


Рис. 7. Залежність відношення доплерівських зсувів частоти незвичайної і звичайної хвиль від  $V$

чайною і незвичайною хвилями дозволяє визначити просторовий розподіл густини і індукції магнітного поля. Особливості рефракції незвичайної хвилі і визначення просторового розподілу густини і магнітного поля досліджувались в роботі [11].

Похилене зондування також використовується при доплерівській рефлектометрії, за допомогою якої діагностуються багато характеристик плазми і визначаються дисперсійні залежності  $\omega(k)$ , просто-

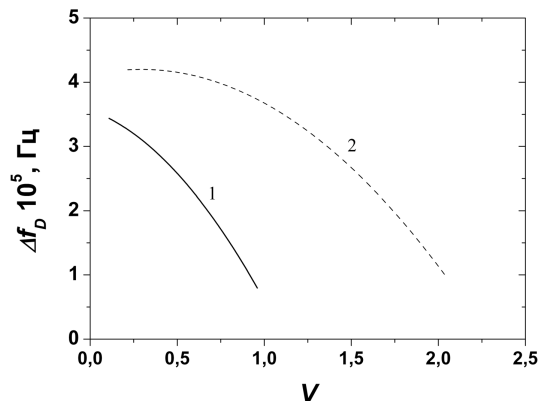


Рис. 8. Залежність частотного зсуву звичайної (1) і незвичайної хвилі (2) від  $V$

ровий розподіл пологої, радіальної швидкості переміщення плазмових шарів та електричного поля, ширину швидкості і електричного поля [1, 12]. При цьому, коли  $\mu_x > 1$ , кут нахилу зменшується, і рефракція стає від'ємною. При похилому зондуванні плазми в точці повороту променя густина менша від критичної густини і може бути визначена із співвідношення:

$$r_0 \sin \theta_0 = r_1 \mu_x^{(1)} \sin \theta_1 = \dots = r_k \mu_x^{(k)} \sin \theta_k. \quad (4)$$

Використовуючи (4), можна відтворити траєкторію променя, тобто зміну кута при збільшенні відстані від краю плазми, пам'ятаючи, що в точці повороту  $\theta_{o,x} = 90^\circ$  (рис. 6, а, б, в). Відзначимо, що промінь незвичайної хвилі при  $f_0 < f_{ce}$  глибше проходить в плазму і менше відхиляється від початкового напрямку в порівнянні з звичайною хвилею. При  $\mu_x > 1$  кут  $\theta_i$  зменшується порівняно з  $\theta_0$ , тобто має місце від'ємна рефракція.

На основі ефекту Доплера при похилому зондуванні розвинутий метод визначення кутової і лінійної швидкості обертання плазмових шарів. Для визначення доплерівського зсуву частоти зондуюча хвиля направляється на плазму під деяким кутом до перпендикуляра до межі границі в точці падіння і відбивається в відповідності з рівнянням (4). Якщо в шарі плазми є флуктуації, то такий шар діє як відбиваюча дифракційна ґратка. Згідно з принципом Бреґа відбивається сукупність променів різних порядків, що відрізняються частотами, які задовольняють рівняння дифракції

Брегга [7, 8]:

$$mk = k_0 (\sin \theta_i - \sin \theta_s), \quad (5)$$

де  $k$  – хвильове число флуктуацій,  $m$  – дифракційний порядок,  $k_0$  – хвильове число зондуючої хвилі,  $\theta_i$  і  $\theta_s$  – кути падіння та розсіювання.

Випромінююча антена нахилена до відбиваючого шару відповідно (5) і може приймати відбитий промінь  $(-1)$  порядку дифракції з частотою, зсунутою відносно зондуючої, і амплітудою, значно меншою від амплітуди падаючої хвилі. Хвильове число відбитого сигналу  $(-1)$  дифракційного порядку  $K_f = -2k \sin \theta_0$ . Зсув частоти відбитого сигналу:

$$\Delta f_{\theta_i} = -\frac{2f_0}{c} \mu_{o,x}(r_{\text{ref}}) v_p, \quad (6)$$

де  $\theta_i$  – кут падіння хвилі,  $\mu_{o,x}$  і  $v_p$  – коефіцієнти заломлення і швидкість обертання відбиваючого шару радіусом  $r_{\text{ref}}$ . Враховуючи, те що доплерівський зсув прямо пропорційний швидкості і коефіцієнту заломлення, при тому самому значенні швидкості зсув частоти тим більший, чим більший коефіцієнт заломлення. Отже, порівняння зсуву частоти  $X$ -хвилі і  $O$ -хвилі показує, що відношення доплерівських зсувів частоти  $\frac{f_d(X-W)}{f_d(O-W)} = \frac{\mu_x}{\mu_o} > 1$  сильно зростає в околі  $V = 1$  (рис. 7 і 8). Похиле зондування  $x$ -хвилею дозволяє досліджувати шари з густиною, в  $(1 + V)$  рази більшою за критичну. Для визначення швидкості обертання в будь-якому шарі (по формулі (6)) вимірюється зсув  $\Delta f$ , розраховується густина  $N(r)$  за результатами фазової рефлектометрії, враховуючи відому залежність  $B(r)$  (по формулі (1)) розраховується  $\mu_x(r)$ . Радіус відбиття розраховується як  $r_{\text{ref}} = r_0 \sin \theta_0 / \mu_x(r_{\text{ref}})$ .

Щоб відбиття відбувалось в шарі з заданою величиною  $\mu_x(r)$ , кут падіння визначається з рівняння (4), як  $\Phi = \arcsin\left(\frac{\mu_x(r)}{r_0}\right)$ , беручи до уваги, що при відбитті  $\theta_{o,x} = 90^\circ$ .

Необхідно відзначити, що ширина променя, крутість хвильового фронту і відбиваючого шару стають причиною розширення спектра хвильових чисел згідно з формулою [10]:

$$\Delta k = \frac{2^{3/2}}{w \left[ 1 + \left( w^2 \frac{k_0}{\rho} \right)^2 \right]^{1/2}}, \quad (7)$$

де  $w$  – ширина мікрохвильового променя,  $w = 2$  см,  $k_0$  – хвильове число,  $\rho$  – радіус кривизни відбиваючого шару. Наприклад, на У-ЗМ при  $k_0 = 2$  см $^{-1}$ ,  $\rho = 2$  см ширина спектра хвильових чисел розсіяного сигналу  $\Delta k = 1$  см $^{-1}$ .

#### 4. Висновки

НВЧ-рефлектометрия на незвичайній хвилі з частотою  $f_0 < f_{ce}$  має такі переваги:

- розширюється інтервал прозорості до густини, яка не перевищує значення  $N_{cr}(1 + U)$ ;
- при похилому зондуванні звичайною і незвичайною хвилею можна визначити профіль густини і магнітного поля при зміні кута входження в плазму;
- при однакових кутах входження в плазму для незвичайної хвилі можна досягти шарів з більшою густиною;
- при доплерівській рефлектометрії зміщення частоти незвичайної хвилі більше, ніж при тому самому куті для звичайної хвилі.

1. G.D. Conway, Nucl. Fusion **46**, S665 (2006).
2. K.A. Lukin, O.S. Pavlichenko, R.V. Kulik *et al.*, in *Proceedings of International Symposium on Physics and Engineering of Millimeter and Submillimeter Waves* (Kharkov, 1994), p. 682.
3. K.A. Lukin, A.A. Mogyła, V.P. Palamarchuk *et al.*, *Telecom. Rad. Eng.* **70**, 883 (2011).
4. M. Gilmore, W.A. Peebles, and S. Nacquin, *Rev. Sci. Instrum.* **72**, 293 (2001).
5. А.И. Скибенко, О.С. Павличенко, Р.О. Павличенко, И.П. Фомин, *ФП* **20**, 13 (1994).
6. S. Nacquin, L. Meneses, L. Cupido *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **75**, 383 (2004).
7. L.G. Askinazi, V.V. Bulanin, M.V. Gorochov *et al.*, in *Proceedings of the 31st EPS Conference on Plasma Physics* (London, 2004), Vol. 28G.794, p. 95.
8. G.D. Conway, J. Schirmer, S. Klunge *et al.*, *Plasma Phys. Contr. Fusion* **46**, 951 (2004).
9. А.В. Прокопенко, А.И. Скибенко, И.Б. Пинос, Вісник Харківського Національного Університету ім. В.Н. Каразіна №794, серія фізична: Ядра, частинки, поля **1(37)**, 95 (2008).
10. M. Hirsch, E. Holzhauser *et al.*, *Plasma Phys. Contr. Fusion* **43**, 1641 (2001).
11. Л.А. Душин, А.И. Скибенко, И.П. Фомин, *ЖТФ* **41**, 1640 (1971).
12. D.A. Sitnikov, A.I. Skibenko, M.I. Tarasov *et al.*, *Probl. At. Sci. Technol.* N 1, 188 (2011).
13. А.И. Скибенко, *ТВТ* **11**, 6 (1973).

Одержано 23.07.12

А.И. Скибенко

СВЧ-РЕФЛЕКТОМЕТРИЯ ПЛАЗМЫ  
НЕОБЫКНОВЕННОЙ ВОЛНОЙ С ЧАСТОТОЙ,  
МЕНЬШЕЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ЦИКЛОТРОННОЙ

Резюме

Получены сравнительные зависимости коэффициентов преломления обыкновенной и необыкновенной волн от профилей плотности и магнитного поля при различных условиях зондирования плазмы. Проанализированы преимущества использования для диагностики магнитоактивной плазмы необыкновенной волны с частотой, меньшей циклотронной частоты электронов, учитывались условия зондирования в тороиде У-3М. Исследована рефракция микроволнового потока при наклонном зондировании, учтена полоидальная составляющая магнитного поля. Установлено, что величина доплеровского сдвига частоты необыкновенной волны при отражении от подвижного слоя плазмы превышает аналогичный сдвиг обыкновенной волны.

A.I. Skibenko

UHF REFLECTOMETRY OF PLASMA  
BY EXTRAORDINARY WAVES WITH A FREQUENCY  
BELOW THE ELECTRON CYCLOTRON FREQUENCY

Summary

Comparative dependences of the refractive index on the profiles of a plasma density and a magnetic field are found for ordinary and extraordinary waves under various conditions of plasma probing. Advantages of using the extraordinary wave (X-wave) with a frequency below the electron cyclotron frequency for the diagnostics of a magnetoactive plasma are analyzed with regard for the experimental conditions on a U-3M toratron. The refraction of microwaves at the oblique plasma probing is studied taking the poloidal component of a magnetic field into consideration. The Doppler shift of an X-wave reflected from the moving plasma layer is found to exceed that of an ordinary wave (O-wave).