

Ю.В. КОВТУН, І.Б. ПІНОС, О.М. ОЗЕРОВ, А.І. СКИБЕНКО, Є.І. СКИБЕНКО,
В.Б. ЮФЕРОВ

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

НВЧ ПРИСТРІЙ НА ОСНОВІ БОЧКОПОДІБНОГО РЕЗОНАТОРА ДЛЯ ВИЗНАЧЕННЯ СЕРЕДНЬОЇ ГУСТИНИ І ПРОФІЛЯ ПЛАЗМОВОГО УТВОРЕННЯ

УДК 533.9, 533.9.082.74

Наведено опис НВЧ резонаторного пристрою, призначеного для вимірювання густини плазми. Запропоновано метод визначення функції радіального розподілу густини по вимірюванню зсуву резонансних частот двох типів коливань. Проведені експерименти показали, що пристрій придатний для вимірювання параметрів плазми в діапазоні густини 10^9 – 10^{11} см⁻³.

Ключові слова: НВЧ резонатор, плазма, функція радіального розподілу, резонансна частота, густина.

1. Вступ

Дослідження з фізики плазми та її застосувань проводяться в досить широкому діапазоні значень її густини, починаючи від 10^9 см⁻³ до 10^{15} см⁻³ і вище. Кожен піддіапазон густини плазми вимагає своїх методів і засобів вимірювання. Якщо для проведення експериментів в інтервалі густин 10^{13} – 10^{15} см⁻³ діагностичний набір практично вже визначено [1–7], то для початкової стадії 10^9 – 10^{11} см⁻³ зазначеного вище діапазону набір засобів і методів визначений тільки частково. У більшості випадків маючи на увазі малі значення густини плазми і лінійних розмірів для їх дослідження, зазвичай, використовують зонди, робота яких заснована на безпосередньому контакті з плазмою, що призводить до забруднення плазми частинками матеріалу зонда і в багатьох випадках вимагає додаткового їх калібрування. Таким чином, виникає необхідність розвитку методів дослідження, що дозволяють проводити вимірювання гу-

стини 10^9 – 10^{11} см⁻³ плазмових утворень і потоків всередині магнітного об'єму і поза ним безконтактним способом з урахуванням фізичних і технічних особливостей експериментальних установок і пристроїв. Такого роду завдання, як буде показано нижче, можуть бути вирішені за допомогою НВЧ методів діагностики плазми.

Для дослідження плазми зазначеної вище густини 10^9 – 10^{11} см⁻³ в плазмових установках різного типу застосовуються резонаторні методи [8–16], в яких вібратором є плазмова камера або її частина, що збуджується на коливаннях високих мод. Такі методи відрізняються порівняно простою процедурою вимірювань, дозволяють вимірювати густину у великих об'ємах, коли плазмова частота багато менша від частоти НВЧ сигналу. Серед резонаторних методів рядом переваг вирізняються ті, які засновані на використанні бочкоподібних резонаторів [9–11], оскільки володіють більш розрідженим порівняно з закритими резонаторами спектром частот і незначними радіаційними втратами з торців. Відомий спосіб [9] вимірювання радіального розподілу густини за допомогою відкритого бочкоподібного резонатора, в якому за допомогою систе-

© Ю.В. КОВТУН, І.Б. ПІНОС, О.М. ОЗЕРОВ,
А.І. СКИБЕНКО, Є.І. СКИБЕНКО,
В.Б. ЮФЕРОВ, 2015

ми отворів зв'язку з збуджуючим і приймальним хвилеводами збуджувались сім піків коливань, що мають різні каустики. Однак через технічну і математичну громіздкість в налаштуванні приладу і обробці отриманих сигналів метод важко використовувати на практиці. Тому були сформульовані основні вимоги до створюваного НВЧ пристрою на основі бочкоподібного резонатора для визначення середньої густини і профілю плазмового утворення: 1) пристрій повинен дозволити вимірювання густини плазми в діапазоні від 10^8 см^{-3} до 10^{11} см^{-3} за час 5–10 мс або в стаціонарному режимі; 2) для виключення впливу зовнішнього магнітного поля робоча частота ω повинна задовольняти умову $\omega \gg \omega_{He}$, де ω_{He} – електронна циклотронна частота в максимумі магнітного поля; 3) резонаторний пристрій повинен бути по можливості коротким і в той же час мати низькі радіаційні витрати з торців.

2. Характеристики бочкоподібного резонатора

Цим вимогам може задовольнити бочкоподібний резонатор, збуджений на частоті $f = 38 \cdot 10^9$ Гц. В такому резонаторі критична довжина хвилі дорівнює

$$\lambda_{cr.} = \frac{2\pi a_0}{\varepsilon_{nm}} \left(1 - \frac{z_q^2}{2r_0 a_0} \right), \quad (1)$$

де a_0 – радіус резонатора в його середньому перерізі; r_0 – радіус твірної; z_q – відстань від середнього перерізу до площини перерізу, де дана довжина хвилі є критичною; ε_{nm} – n -й корінь функції Бесселя m -го порядку (m – азимутальне модове число, n – радіальне модове число). З (1) випливає, що коливання, які поширюються в середній частині резонатора, відбиваються від вузьких торцевих частин і це визначає високу радіаційну добротність, яка дорівнює

$$Q = \frac{1}{2l} \left(\frac{\pi \lambda^3}{a_0} \right)^{1/2} \left(1 + \sqrt{\frac{a_0}{r_0 - a_0}} \right) \exp \left(\frac{\pi l^2}{a_0 \lambda} \right), \quad (2)$$

і значно перевищує добротність, зумовлену витратами в стінках. Конструктивні особливості і габарити резонатора (див. рис. 1) такі: малий радіус $a_0 = 64$ мм, довжина $l = 120$ мм, радіус твірної $r_0 = 150$ мм вибраний з урахуванням того,

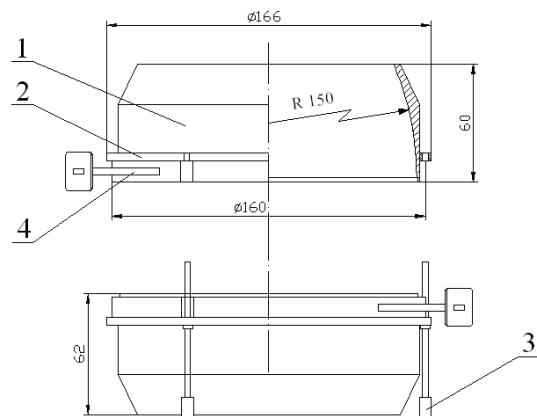


Рис. 1. Схематичне зображення двосекційного бочкоподібного НВЧ резонатора: 1 – секція резонатора; 2 – кільце захоплення; 3 – стягуючий гвинт; 4 – знімний НВЧ ввід

що радіаційні витрати мінімальні при відношенні $(r_0/a_0 \sim 2)$.

Резонатор виконаний у вигляді двох секцій, що забезпечує зручність його розміщення і регулювання, а також додаткове розрідження спектра збуджуваних коливань. Збудження резонатора і виведення сигналу з нього здійснювалися через два отвори діаметром 1,8 мм, які розташовані поблизу середнього перерізу і зміщені по азимуту на 90° один щодо одного, а по довжині на 10 мм від середньої площини пристрою. Для підведення і виведення коливань до отворів приєднувалися хвилеводні збуджувачі. На відміну від розподіленого способу зв'язку [9] за допомогою отворів, розміщених по периметру резонатора, який розрахований на збудження коливань низьких порядків, при використанні даного варіанта зв'язку (двоточкового) збуджувалися коливання високих порядків. Відомо [8], що структура поля однойменних коливань типу ТМ і ТЕ в поперечному перерізі бочкоподібного резонатора близька до структури поля циліндричного резонатора, що описується виразом

$$E = E_0 J_m \left(\varepsilon_{m,n} \frac{r}{a_0} \right) \cos m\varphi e^{-\beta z^2}, \quad (3)$$

де E – напруженість електричного поля в об'ємі бочкоподібного резонатора, E_0 – напруженість поля на осі резонатора або нормований множник, r, φ, z – циліндричні координати, J_m – функція Бесселя, β – деяка константа, чисельне значення якої визначається геометрією резонатора і ти-

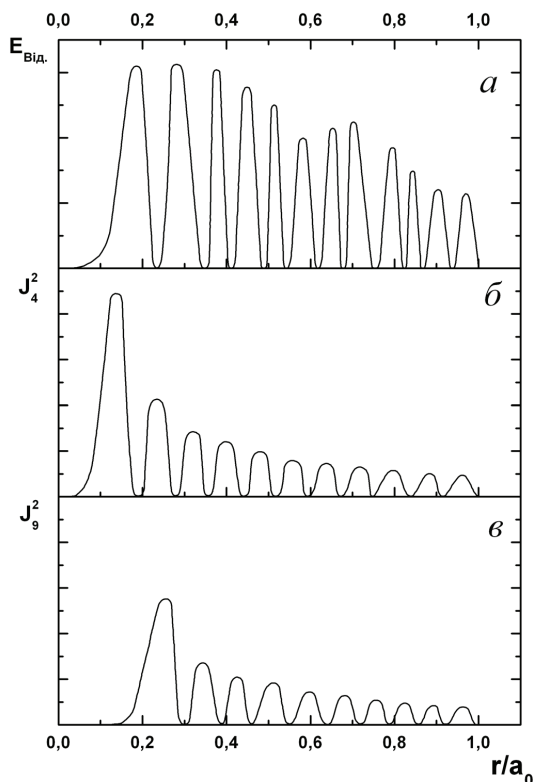


Рис. 2. Радіальний розподіл НВЧ поля в резонаторі: а – інтегральний розподіл; б – коливання типу $E_{4,11}$; в – коливання типу $E_{9,9}$

пом коливань. Враховуючи те, що резонатор є коротким, і вважаючи густину плазмового потоку (утворення) незмінною по всій довжині резонатора, зсув частоти резонатора за наявності плазми можна представити у вигляді:

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{1}{2} \frac{\bar{N}}{N_{cr.}} \frac{V_p \int_{V_{res.}} E^2 N dV}{\int_{V_p} N dV \int_{V_{res.}} E^2 dV} = \frac{1}{4} \frac{\bar{N}}{N_{cr.}} \frac{a_2^2 \int_0^{a_0} N J_m^2 \left(\varepsilon_{m,n} \frac{r}{a_0} \right) r dr}{\int_0^{a_0} N r dr \int_0^{a_0} J_m^2 \left(\varepsilon_{m,n} \frac{r}{a_0} \right) r dr}, \quad (4)$$

де \bar{N} – середня густина плазми, $N_{cr.}$ – критична густина плазми, V_p – об’єм, що зайнятий плазмою, $V_{res.}$ – об’єм резонатора. Радіальне і азимутальне модові числа (m і n) пов’язані між собою співвідношенням

$$n = \frac{m}{\pi} \left\{ \text{tg arccos} \left[\frac{m \lambda_{cr.}}{2 \pi a_0 \left(1 - \frac{z_q^2}{2 r_0 a_0} \right)} \right] \right\} -$$

$$- \text{arccos} \left[\frac{m \lambda_{cr.}}{\pi a_0 \left(1 - \frac{z_q^2}{2 r_0 a_0} \right)} \right] \quad (5)$$

Таким чином, при заданих розмірах резонатора і довжині хвилі збуджуваних коливань існує обмежене число пар цілих чисел m і n , що задовольняють умову збудження заданого типу коливань в резонаторі. Визначення типу коливань в резонаторі проводилося методом малих збурень за допомогою поглинаючої кульки діаметром 1 мм, що пересувалась вздовж осі резонатора і по радіусу [12]. Добротність системи визначалася з півширини резонансної кривої і виявилася рівною $Q \sim 10^5$. В резонаторі надійно збуджувалися практично два типи коливань відповідно на частотах $f_1 = 38,42$ ГГц ($\lambda_1 = 0,7808$ см) і $f_2 = 38,106$ ГГц ($\lambda_2 = 0,7873$ см); амплітуди інших спостережуваних резонансів були істотно менше – приблизно на порядок від амплітуди вказаних мод. Вимірювання проводились послідовно на одному типі коливань. Це досяглося специфічним для бочкоподібного резонатора розрідженням спектра, а так само тим, що конструкція у вигляді двох секцій дозволяла обмежити збудження мод з поздовжніми струмами. В результаті збудження практично одного резонансу в смузі перестроювання з півшириною $\delta f = 150$ кГц стало можливим на кожному типі коливань виміряти зсув резонансної частоти в інтервалі $\delta f = 0,2\text{--}100$ МГц. Ідентифікація спостережуваних типів коливань проводилась шляхом прямого вимірювання розподілу поля на кожному зі збуджуваних резонансів описаним вище методом і шляхом зіставлення з формулою (5). Було встановлено, що спостережувані коливання відповідають розподілу поля, відповідно, $E \sim f_{4,11}$ і $E \sim f_{9,9}$. Для дослідження плазми визначальне значення має радіальний розподіл поля, який наведено на рис. 2. Вимірювання розподілу поля вздовж осі резонатора показує, що воно зосереджено поблизу екваторіальної площини.

3. Визначення середньої густини і профілю плазмового утворення

З виразу (4) для зсуву резонансної частоти заданого типу впливає, що відношення частотних зсувів двох типів коливань дорівнює

$$\frac{\Delta f_1}{\Delta f_2} = \frac{A_f^{(1)}}{A_f^{(2)}} = \frac{\int_0^{a_0} N(r) J_{m_1}^2 r dr \int_0^{a_0} J_{m_2}^2 r dr}{\int_0^{a_0} J_{m_1}^2 r dr \int_0^{a_0} N(r) J_{m_2}^2 r dr}. \quad (6)$$

До цього можна підібрати функціональну залежність $N(r)$, що забезпечує виконання даної рівності. В проведених дослідженнях радіальний розподіл густини плазми було представлено у вигляді:

$$N(r) = N_{\max} e^{-\left(\frac{r}{a_1}\right)^2}, \quad (7)$$

де N_{\max} – максимальна густина плазми, a_1 – радіус плазми. В цьому випадку величина форм-фактора дорівнює

$$A_f = \frac{k^2}{1 - e^{-k^2}} \frac{\int_0^{a_2} e^{-\left(\frac{r}{a_1}\right)^2} J_m^2 r dr}{\int_0^{a_0} J_m^2 r dr}, \quad (8)$$

де $k = a_2/a_1$, a_2 – поперечник усереднення плазмового потоку (утворення). З урахуванням рівнянь (7, 8) відношення (6) набуває вигляду

$$\frac{\Delta f_1}{\Delta f_2} = \frac{\int_0^{a_2} e^{-\left(\frac{r}{a_1}\right)^2} J_{m_1}^2 r dr \int_0^{a_0} J_{m_2}^2 r dr}{\int_0^{a_0} J_{m_1}^2 r dr \int_0^{a_2} e^{-\left(\frac{r}{a_1}\right)^2} J_{m_2}^2 r dr}. \quad (9)$$

Видно, що, вимірюючи частотний зсув різних типів коливань, з формули (9) можна знайти характерний розмір плазми. Аналогічним чином може бути визначений характерний розмір для функції розподілу густини, представлені в будь-якому іншому вигляді. Відзначимо, що радіальний розподіл напруженості електричного НВЧ поля, що представляється функцією Бесселя високих порядків (в даному випадку $J_{4,11}$ і $J_{9,9}$) з нулем поля на осі резонатора, не чутливий до плазми в деякій приосьовій області, яка тим більше, чим вище порядок функції Бесселя. Зважаючи на це, усереднення густини плазми проводиться не по всьому об'єму, а починаючи з деякого радіуса b_0 . Тому функція розподілу густини плазми для даної моди m набуває вигляду:

$$\bar{N}_m = \frac{N_{\max} a_1^2}{b_1^2 - b_0^2} \left[e^{-\left(\frac{b_0}{a_1}\right)^2} - e^{-\left(\frac{a_2}{a_1}\right)^2} \right], \quad (10)$$

де b_0 – радіус області, в межах якої напруженість НВЧ поля для даного типу коливань нехтовно мала. З рівняння (10) випливає, що для обох типів коливань відношення середніх густин виражається так:

$$\frac{\bar{N}_{m_1}}{\bar{N}_{m_2}} = \frac{a_2^2 - b_{01}^2}{a_2^2 - b_{02}^2} e^{-\left(\frac{b_{01}}{a_1}\right)^2} e^{-\left(\frac{b_{02}}{a_1}\right)^2}. \quad (11)$$

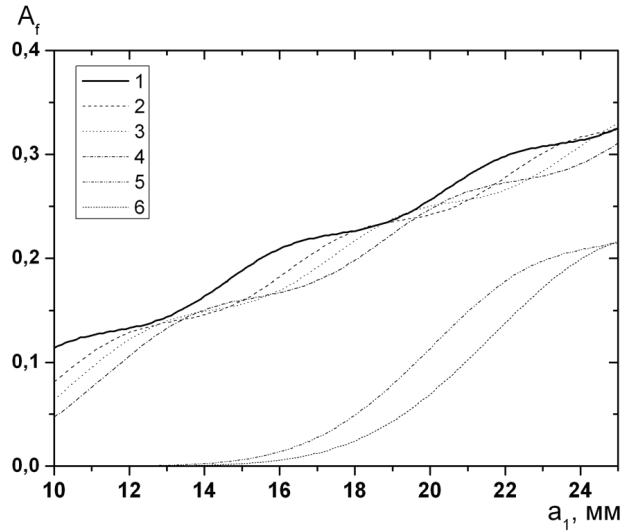


Рис. 3. Залежність форм-фактора від характерного розміру плазми при радіальному розподілі густини вигляду $N(r) = N_{\max} e^{-\left(\frac{r}{a_1}\right)^2}$ для коливань типу: 1 – $E_{3,13}$; 2 – $E_{4,13}$; 3 – $E_{4,12}$; 4 – $E_{4,11}$; 5 – $E_{9,10}$; 6 – $E_{9,9}$

При збудженні типу коливань, відповідного $E = J_0$, середнє значення густини відповідає усередненню по всій області, зайнятої плазмою, тобто

$$\bar{N} = N_{\max} \frac{a_1^2}{a_2^2} \left[1 - e^{-\left(\frac{a_2}{a_1}\right)^2} \right]. \quad (12)$$

Крім того, це значення \bar{N} може бути визначено через середнє значення густини, отримане при збудженні іншого типу коливань, відповідного $E = J_m$:

$$\bar{N} = \bar{N}_m \left(1 - \frac{b_0^2}{a_2^2} \right) e^{-\left(\frac{b_0}{a_1}\right)^2}. \quad (13)$$

Максимальне значення густини плазми пов'язано з вимірюваним зсувом частоти співвідношенням

$$N_{\max} = \frac{2}{A_f} \frac{\Delta f}{f} N_{\text{ср.}} \frac{a_2^2 - b_0^2}{a_1^2} e^{-\left(\frac{b_0}{a_1}\right)^2}. \quad (14)$$

Результати розрахунку інтегральних співвідношень у формулі (8) для різних функцій Бесселя (пиків коливань) залежно від характерного розміру плазми наведено на рис. 3. Форм-фактор змінюється у діапазоні 10^{-6} –0,216 для коливань типу $E_{9,10}$, $E_{9,9}$ та 0,047–0,329 для коливань $E_{3,13}$, $E_{4,13}$, $E_{4,12}$, $E_{4,11}$. З урахуванням значень $E(r)$ для кожного типу коливань визначені

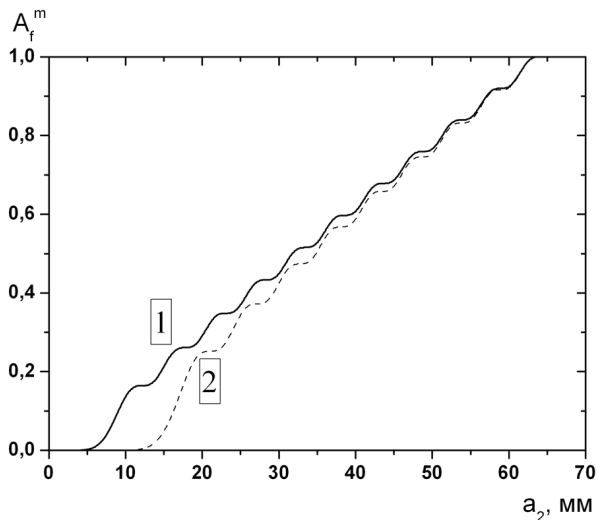


Рис. 4. Залежність форм-фактора від радіуса плазми при рівномірному розподілі густини для пари коливань: 1 – $E_{4,11}$; 2 – $E_{9,9}$

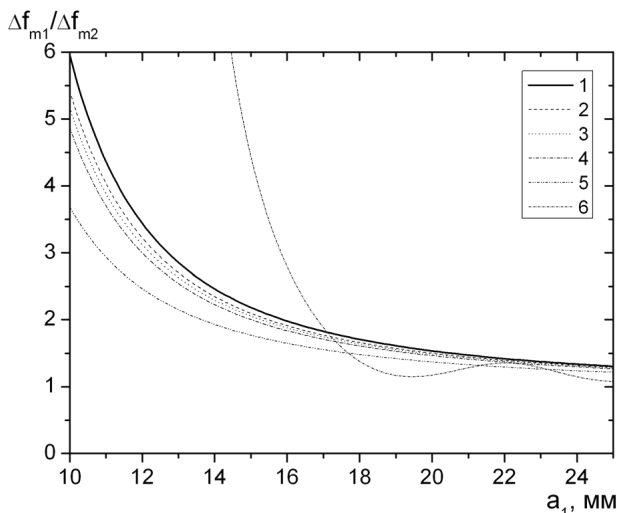


Рис. 5. Залежність співвідношень зсувів частот двох типів коливань від характерного розміру плазми при радіальному розподілі густини плазми виду $N(r) = N_{\max} e^{-(r/a_1)^2}$ для коливань типу: 1 – $E_{3,12}$ і $E_{9,9}$; 2 – $E_{4,13}$ і $E_{9,9}$; 3 – $E_{4,12}$ і $E_{9,9}$; 4 – $E_{4,11}$ і $E_{9,9}$; 5 – $E_{4,11}$ і $E_{9,10}$; 6 – при рівномірному розподілі густини плазми з радіусом a_1 для пари коливань $E_{4,11}$ і $E_{9,9}$

розміри центральної області, в якій зміна густини плазми не призводить до зміни резонансної частоти. Якщо за радіус цієї області прийняти радіус, де $E = 0,1E_{\max}$, то для $E \sim J_4 b_0 = 3,4$ мм, а для $E \sim J_9 b_0 = 9,3$ мм. Якщо ж вважати, що гра-

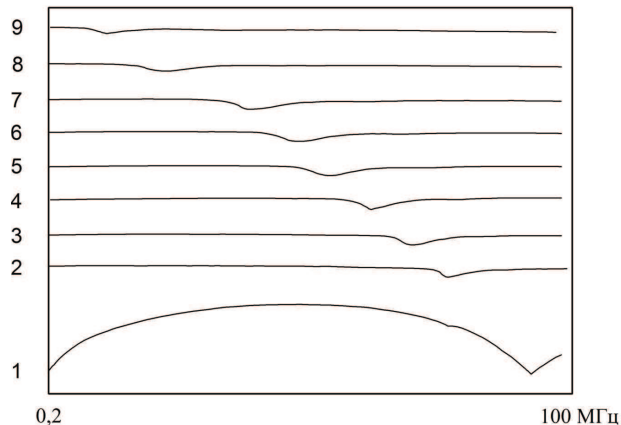


Рис. 6. Характерні осцилограми зміщення резонансу коливань типу $E_{9,9}$: 1 – зміна потужності випромінювання в межах зони генерації; 2 – 9 – положення резонансу при значеннях струму плазмотрона $I = 0; 0,4; 0,6; 0,8; 1,0; 1,2; 1,4; 1,6$ А

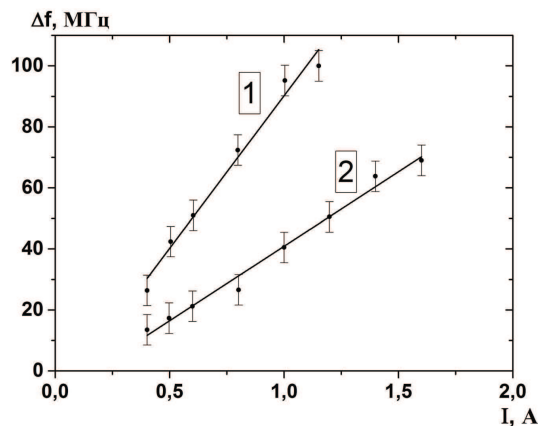


Рис. 7. Залежність зсуву резонансної частоти від струму плазмотрона для різних типів збуджуваних коливань: 1 – $E_{4,11}$; 2 – $E_{9,9}$

ничним є радіус, відповідний $r = 0,3E_{\max}$, то для $E \sim J_4 b_0 = 4,8$ мм, а для $E \sim J_9 b_0 = 11,2$ мм.

Аналогічно розрахунки проведені для випадку рівномірного розподілу густини плазми по радіусу. У цьому варіанті діаметр плазмового потоку (утворення) визначається із співвідношення зсувів частот двох типів коливань. При цьому форм-фактор A_f і відношення зсувів частот $\Delta f_{m1}/\Delta f_{m2}$ виглядають таким чином:

$$A_f^{(m)} = \frac{\int_0^{a_2} J_m^2 r dr}{\int_0^{a_0} J_m^2 r dr}, \tag{15}$$

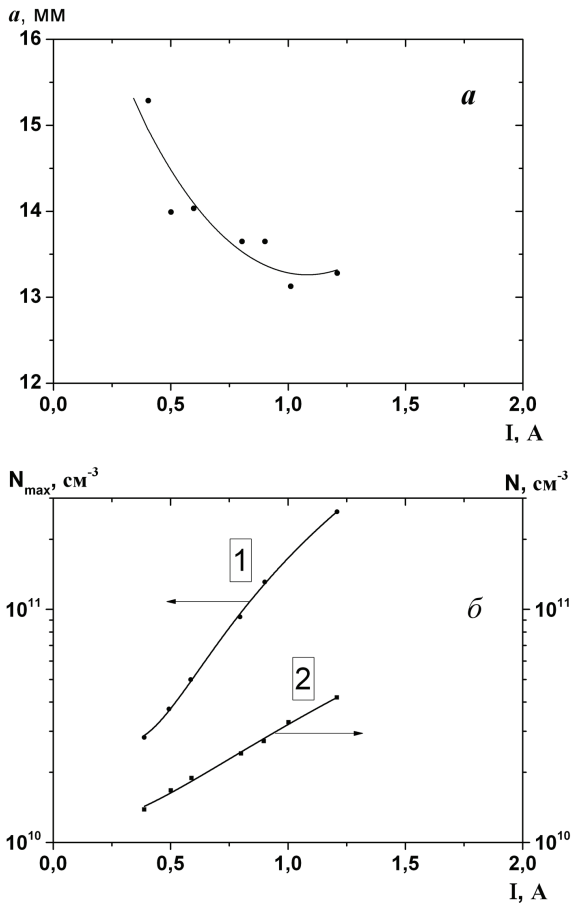


Рис. 8. Залежності: а – характерного розміру a плазми від струму плазмотрона; б – максимального (1) та середнього (2) значення густини плазми від струму плазмотрона

$$\frac{\Delta f_{m_1}}{\Delta f_{m_2}} = \frac{\int_0^{a_2} J_{m_1}^2 r dr \int_0^{a_0} J_{m_2}^2 r dr}{\int_0^{a_0} J_{m_1}^2 r dr \int_0^{a_2} J_{m_2}^2 r dr}. \quad (16)$$

Залежність $A_f = f(a_2)$ наведена на рис. 4 (величина форм-фактора змінюється від 0 до 1), а залежність $(\Delta f_{m_1}/\Delta f_{m_2}) = f(a_2)$ і $(\Delta f_1/\Delta f_2) = f(a_2)$ на рис. 5.

Попередні вимірювання за допомогою описаного вище методу і НВЧ пристрою проводилися на установці «Кристал-2» в штатному режимі (робочий газ водень, напруженість торієдного ведучого магнітного поля 0,1 Тл, струм розряду (дуги) плазмотрона від 2 до 12 А) [17, 18]. Вимірювальний резонатор розташовувався всередині утримуючого торієдного магнітного поля. Потік плазми створювався інжекцією з плазмотрона і поширюється уздовж внутрішньої осі торієда. Густина плазми

вимірювалася залежно від струму розряду плазмотрона. Для виконання НВЧ вимірювань були вибрані два резонанси, рознесені по частоті на 314 МГц. Характерні осцилограми, що ілюструють зсув резонансної частоти в залежності від струму плазмотрона наведено на рис. 6. Розмиття резонансів зумовлено флуктуаціями густини. Залежність зсуву частоти коливань типу $E_{4,11}$ і $E_{9,9}$ від струму плазмотрона наведена на рис. 7. Обробка вимірних величин частотних зсувів за допомогою формул (7), (9)–(12), (14) дозволила отримати значення максимальної і середньої густини плазми, характерного поперечного розміру $2a_1$ (див. рис. 8) плазмового утворення.

Середні значення густини, обчислені за частотними зсувами Δf_1 і Δf_2 обох типів коливань $E_{4,11}$ і $E_{9,9}$, відрізняються один від одного. Якщо відмінність середньої густини, виміряної по зсуву частоти для моди $E_{4,11}$, відрізняється від величини, що відповідає усереднюванню по всьому об'єму на 5–10 %, то вимір на $E_{9,9}$ дає відмінність у 1,5–1,7 раза при токах дуги плазмотрона $I > 0,6$ А. Основним джерелом похибки є неточність у визначенні типу коливань, оскільки коливання з великими модовими числами мало відрізняються за частотою і розподілом поля в резонаторі. У зв'язку з цим, шляхом чисельного експерименту було проведено дослідження дев'яти розрахункових залежностей при варіюванні модових чисел. Отримані результати свідчать про те, що ці похибки (відхилення) становлять приблизно 10 %, що менше розкиду, пов'язаного з невідтворністю умов експерименту.

4. Висновки

1. У результаті проведених досліджень запропонована розбірна конструкція бочкоподібного НВЧ резонатора, що дозволяє розміщувати його всередині магнітних систем досить складних просторових конфігурацій. Описаний пристрій призначено для вимірювань середньої, максимальної густини плазми і її профілю, як в камерних, так і в безкамерних плазмових пристроях при $N/N_{\text{кр}} \ll 1$. Раніше для цієї мети використовувалися або зондові способи вимірювання, або НВЧ вимірювання на більш довгих хвилях.

2. Запропоновано метод розрахунку просторового розподілу густини плазми за результатами вимірювання зсуву резонансних частот двох типів коливань з високими значеннями модових чисел.

3. Проведено обчислення форм-факторів для різних типів коливань і функціональної залежності відношення частотних зсувів від характерного параметра плазми.

4. Виконано вимірювання середньої і максимальної густини плазми, а також характерного розміру плазмового утворення при варіюванні струму розряду плазмотрона установки "Кристал-2".

5. Шляхом чисельного моделювання проведена оцінка величини похибки методу визначення абсолютного значення та просторового розподілу густини плазми залежно від помилки у визначенні розподілу поля в резонаторі.

1. Л.А. Душин, А.И. Скибенко, *Микроволновые методы исследования плазмы. Препринт 211/р-065* (ФТИ АН УССР, Харьков, 1966).
2. Л.А. Душин, А.И. Скибенко, *Микроволновая интерферометрия плазмы. Препринт 212/р-066* (ФТИ АН УССР, Харьков, 1966).
3. А.И. Скибенко, *Исследование некоторых методов микроволновой диагностики плазмы. Диссертация* (Харьков, 1966).
4. В.Е. Голант, *Сверхвысокочастотные методы исследования плазмы* (Наука, Москва, 1968).
5. C. Laviron, A.J. Donne, M.E. Manso, and J. Sanchez, *Plasma Phys. Control. Fusion* **38**, 905 (1996).
6. H. Park, C.C. Chang, V.H. Deng *et al.*, *Rev. Sci. Instr.* **74**, 4239 (2003).
7. G.D. Conway, *Nucl. Fusion* **46**, s665 (2006).
8. Л.А. Вайнштейн, *Открытые резонаторы и открытые волноводы* (Советское радио, Москва, 1966).
9. И.Н. Москалев, А.М. Стефановский, *ЖТФ* **42**, 2311 (1972).
10. C. Kent, D. Sinnott, and P. Kent, *J. Appl. Phys.* **42**, 2847 (1971).
11. А.И. Скибенко, И.П. Фомин, *Источники низкотемпературной плазмы* Вып. 1, 112 (1975).
12. Ю.Н. Незовибатько, А.И. Скибенко, В.А. Скубко, И.П. Фомин, *ВАНТ. Серия Физика плазмы и проблемы УТС* **2(4)**, 35 (1975).
13. V.L. Berezhniy, V.S. Voitsenya, V.I. Ocheretenko *et al.*, in *Proceedings of the 3-rd International Symposium on*

Physics and Engineering of Millimeter and Submillimeter Waves (1998), Vol. 2, p. 700.

14. A.I. Skibenko, I.P. Fomin, I.B. Pinos *et al.*, *Plasma devices and operations* **11**, 229 (2003).
15. В.С. Войценья, А.И. Волошко, Л.А. Душин и др., *ЖТФ* **42**, 1848 (1972).
16. А.Д. Комаров, О.А. Лаврентьев, В.А. Потапенко и др., *ТВТ* **19**, 614 (1981).
17. Е.И. Скибенко, В.А. Супруненко, В.Б. Юферов, *Атомная энергия* **49**, 405 (1980).
18. Б.В. Гласов, В. И. Курносов, Э. А. Лысенко и др., *Физика плазмы* **11**, 1431 (1985).

Одержано 24.01.15

Ю.В. Ковтун, І.Б. Пінос, А.Н. Озеров,
А.И. Скибенко, Е.И. Скибенко, В.Б. Юферов

СВЧ УСТРОЙСТВО НА ОСНОВЕ
БОЧКООБРАЗНОГО РЕЗОНАТОРА
ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СРЕДНЕЙ ПЛОТНОСТИ
И ПРОФИЛЯ ПЛАЗМЕННОГО ОБРАЗОВАНИЯ

Р е з ю м е

Приведено описание СВЧ резонаторного устройства, предназначенного для измерения плотности плазмы. Предложен метод определения функции радиального распределения плотности по измерению сдвига резонансных частот двух типов колебаний. Проведенные эксперименты показали, что устройство пригодно для измерения параметров плазмы в диапазоне плотностей 10^9 – 10^{11} см⁻³.

Yu. V. Kovtun, I. B. Pinos, A. N. Ozerov,
A. I. Skibenko, E. I. Skibenko, V. B. Yuferov

MICROWAVE DEVICE ON THE BASIS
OF A BARREL RESONATOR FOR DETERMINING
THE AVERAGE DENSITY AND THE DENSITY
PROFILE IN PLASMA FORMATIONS

S u m m a r y

A microwave resonator device for measuring the plasma density is described. A method is proposed for determining the radial distribution function of the plasma density by measuring a shift of resonance frequencies for two oscillation modes. According to experimental results, the device is suitable for measuring the plasma density in the range 10^9 – 10^{11} cm⁻³.