

В.Ф. ВІРКО, Ю.В. ВІРКО

Інститут ядерних досліджень НАН України  
(Просп. Науки, 47, Київ 03680; e-mail: y.v.virko@gmail.com)

## ВПЛИВ НЕОДНОРІДНОГО МАГНІТНОГО ПОЛЯ НА ГЕЛІКОННИЙ РОЗРЯД, ЗБУДЖУВАНИЙ РІЗНИМИ АНТЕНАМИ

УДК 533.9, 533.9.07

---

*Досліджено вплив неоднорідного магнітного поля, яке зростає з віддаленням від індукційної антени, на геліконний розряд, збуджуваний на азимутально симетричній моді геліконних хвиль  $m = 0$  антенами двох типів. Показано, що коли розряд утворюється петльовою антеною, яка вводить ВЧ енергію через бокову границю плазми, перпендикулярно до зовнішнього магнітного поля, іонізація зосереджена на периферії розряду. В цих умовах, накладання неоднорідного поля зменшує втрати іонізуючих електронів на стінку і призводить до збільшення генерації плазми. При збудженні розряду планарною антеною вздовж магнітного поля, основна іонізація відбувається у внутрішній, пріосьовій області плазми. В цьому випадку зростання густини плазми в неоднорідному полі, якщо воно має місце, може бути наслідком контракції плазми у магнітному полі, силові лінії якого сходяться до осі.*

*Ключові слова:* геліконний розряд, неоднорідне магнітне поле, індукційні антени.

### 1. Вступ

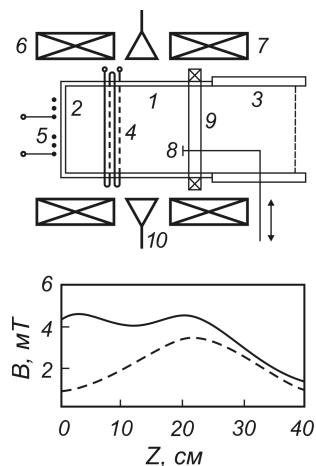
Геліконний розряд на азимутально-симетричній моді геліконних хвиль може бути утворений за допомогою індукційних антен двох різних типів. Однією з них є одно- або двохвиткова петльова антена, яка охоплює циліндричну кварцову розрядну камеру. Інша, так звана “планарна” антена являє собою плоску спіраль з кількох витків, розташовану на плоскому діелектричному (кварцовому) вікні в торці камери. Обидві антени створюють високочастотне магнітне поле паралельне до зовнішнього магнітного поля і, таким чином, збуджують азимутально симетричну геліконну хвилю  $m = 0$  ( $m$  – азимутальне число) [1, 2]. Відмінність цих двох типів антен полягає у тому, що петльова антена вводить електромагнітну енергію в розряд з периферії плазми, перпендикулярно до силових ліній зовнішнього магнітного поля, в той час, як

потік ВЧ енергії від “планарної” антени спрямований вздовж поля, паралельно до осі камери.

Свого часу було виявлено, що при зменшенні стаціонарного магнітного поля в області розміщення індукційної антени, коли з віддаленням від антени поле зростає, концентрація плазми у геліконному розряді при тій самій введеній ВЧ потужності може бути збільшена в кілька разів, порівняно з випадком однорідного поля. Вперше це явище спостерігалось Ф. Ченом та ін. [3] у розряді, утвореному першою азимутальною модою  $m = 1$  геліконних хвиль, а згодом було підтверджено і для розряду з  $m = 0$ , збуджуваному петльовою антеною [4–6]. Хоча механізм такого збільшення концентрації не був остаточно з’ясованим, в роботі [5] було зроблено припущення, що одна з причин полягає у відриві області генерації плазми від стінки камери. Тим самим зменшуються втрати гарячих електронів, які утворюються в тонкому зовнішньому шарі плазми внаслідок периферійного поглина-

© В.Ф. ВІРКО, Ю.В. ВІРКО, 2019

ISSN 2071-0194. Укр. фіз. журн. 2019. Т. 64, № 3



**Рис. 1.** Схема експериментального пристрою: 1 – розрядна камера, 2 – кварцове вікно, 3 – металева секція, 4 – петльова антена, 5 – планарна антена, 6 – 7 – котушки магнітного поля, 8 – плоский ленгмюрівський зонд, 9 – діамантна петля, 10 – 8-мм інтерферометр. Внизу – аксиальні розподіли однорідного (суцільна крива) та неоднорідного (штрихова крива) магнітного поля при струмі котушок 7,5 А

ння геліконних хвиль і хвиль Тревелліса–Гулда [7]. Проте, в деяких інших експериментах [8, 9] суттєвого підвищення генерації плазми в неоднорідному магнітному полі не спостерігалось, так само як не виявлено існування шару енергійних електронів на границі плазми. Деяке збільшення густини автори роботи [8] пояснювали простою контракцією плазми вздовж магнітних силових ліній, які сходяться до осі розряду.

Геліконний розряд з планарною антеною має істотні переваги при практичній реалізації джерела плазми для технологічних застосувань. По-перше, він не потребує окремої розрядної камери [1] і оброблювана поверхня може бути розміщена безпосередньо навпроти кварцового вікна з антеною, що значно спрощує компоновку обладнання. По-друге, така антена не має протяжності вздовж магнітного поля, вона є локалізованим джерелом і збуджує в напрямку поширення хвиль неперервний спектр хвильових чисел. Тому планарна антена не створює додаткових “антенних” резонансів, які також спричиняють стрибки концентрації і ускладнюють підтримання стабільного режиму розряду. Внаслідок цих переваг розряд з планарною антеною все ширше впроваджується в плазмово-технологічних процесах. Можливість удосконалення такого розряду шляхом використа-

ння неоднорідного магнітного поля мала б важливе значення.

Результати попередніх досліджень, виконаних в різних експериментальних умовах, є недостатніми. Одні з них вказують на позитивний вплив неоднорідного поля на розряд з планарною антеною – розширюється діапазон напруженостей, в якому можливе підтримання стабільного розряду, полегшується його запалення, збільшується концентрація плазми [10]. Разом з тим, в деяких інших експериментах концентрація в неоднорідному полі майже не змінювалась [11]. Мета теперішньої роботи полягала у порівнянні впливу неоднорідного магнітного поля на геліконний розряд при його збудженні у однакових експериментальних умовах як петльовою, так і планарною антеною в області слабких магнітних полів  $B_0 < 10$  мТ.

## 2. Експериментальний пристрій

Експериментальна установка, зображена на рис. 1, складалась з циліндричної кварцової розрядної камери 1 діаметром 14 см і довжиною 23 см, яка з одного боку була закрита плоским кварцовим вікном 2 товщиною 12 мм. З протилежного краю камера сполучена з металевою секцією 3 такого ж діаметра і довжиною 14 см, яка закінчувалась решіткою з перфорованого мідного листа, через яку здійснювалась відкачка. Двохвиткова петльова антена 4 діаметром 15 см розташована на відстані 6 см від кварцового вікна. Чотирьохвиткова планарна антена 5, зовнішнім діаметром 9,5 см і внутрішнім діаметром 5,5 см, розміщена впритул до вікна. Обидві антени виготовлені з мідної трубки діаметром 4 мм і охолоджувались водою.

Розрядна камера вміщена в поздовжнє магнітне поле, утворюване системою з двох котушок, 6 та 7, внутрішнім діаметром 23 см і довжиною 12 см кожна, розміщених на відстані 8 см одна від одної. При послідовному живленні обох котушок однаковим струмом 7,5 А в межах розрядної камери утворювалось приблизно однорідне магнітне поле з індукцією 4,5 мТ. При вимиканні лівої котушки 6 виникало неоднорідне поле, яке зростало з віддаленням від антени, як це показано унизу на рис. 1 штриховою лінією. Котушки живились струмом від стабілізованого джерела ЛІПС-35. Через стандартний ємнісний узгоджувальний пристрій антени приєднувались до ВЧ генератора частотою 13,56 МГц і потужністю до 1 кВт. Вели-

чина падаючої та відбитої потужностей (ступінь узгодження) вимірювалась направленим відгалужувачем у складі генератора. Експерименти проводились в аргоні при тиску 0,65 Па.

Для вимірювання параметрів плазми було використано плоский ленгмюрівський зонд 8 діаметром 3,5 мм, з охоронним кільцем зовнішнім діаметром 6 мм та внутрішнім діаметром 4 мм. Зонд орієнтований перпендикулярно до силових ліній магнітного поля і міг переміщуватись по діаметру камери на відстані 18 см від кварцового вікна. Перевагою такого зонда є незалежність площі збору іонів від потенціалу  $i$ , як наслідок, добре виражене насичення іонного струму. Методи ВЧ компенсації для запобігання впливу коливань потенціалу плазми на характеристики зонда [11] не використовувались. Поздовжня електронна температура  $T_e$  визначалась із початкової ділянки електронної гілки характеристики. Концентрація плазми обчислювалась з густини іонного струму насичення  $j_i$  за формулою Бома:  $n_e = j_i(0,5eC_s)^{-1}$ , де  $C_s = (T_e/M_i)^{1/2}$  – швидкість іонного звуку. Із зондової характеристики визначався також потенціал плаваючого зонда  $\varphi_{пл}$ . Реєстрацію радіального розподілу плаваючого потенціалу  $\varphi_{пл}$  можна було здійснювати приєднуючи зонд до високоомного (10 МОм) входу самописця.

Одночасно, плоский зонд був використаний для якісного дослідження розподілу амплітуди високо-частотних коливань потенціалу плазми. Для цього з електронного струму зонда за допомогою резонансного контура виділялась змінна складова  $i_{ВЧ}$  частотою 13,56 МГц, яка після детектування реєструвалась двокоординатним самописцем в залежності від радіального положення зонда. Амплітуда цього сигналу при фіксованій напрузі на зонді якісно відображає амплітуду коливань потенціалу плазми на даному радіусі.

Для вимірювання магнетизму плазми на поверхні камери, на відстані 18 см від кварцового вікна, розміщена діамагнітна петля 9, яка складалась із 100 обергів дроту і була електростатично екранована від плазми. Імпульс е.р.с. індукції, який виникав внаслідок зміни магнітного поля при вимиканні розряду, інтегрувався активним інтегратором і реєструвався запам'ятовуючим осцилографом С8-17. Вимикання здійснювалось шляхом подачі запираючої від'ємної напруги на сітку вихідного тетрода ВЧ генератора.

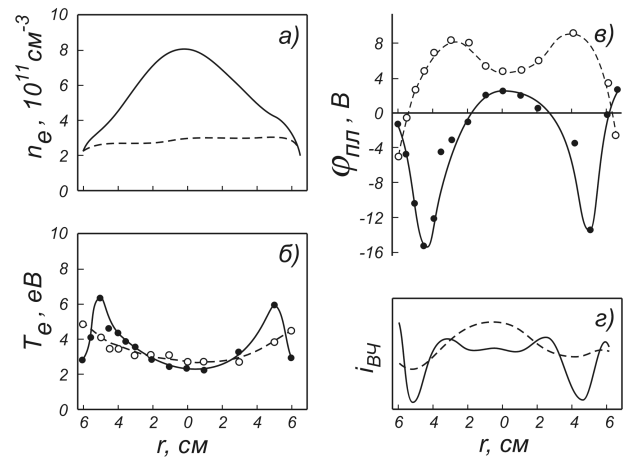


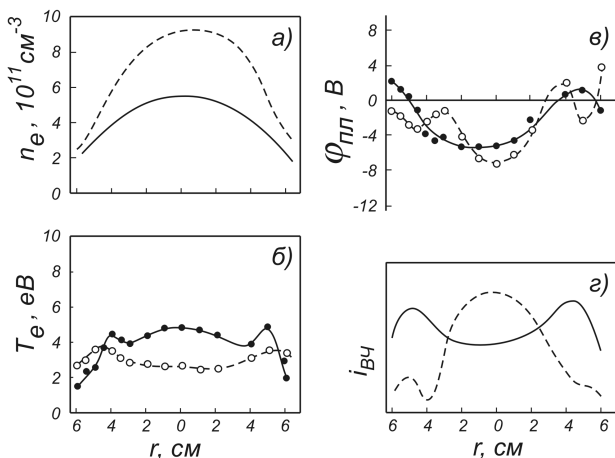
Рис. 2. Збудження розряду петльовою антеною. Радіальні розподіли концентрації  $n_e$ , температури  $T_e$ , плаваючого потенціалу  $\varphi_{пл}$  та амплітуди ВЧ коливань електронного струму зонда  $i_{ВЧ}$  – що якісно відображає розподіл коливань потенціалу плазми – в однорідному (штрихові криві) та в неоднорідному (суцільні криві) магнітному полі

Середня по діаметру густина плазми могла вимірюватись за допомогою 8-мм інтерферометра 10, розміщеного в середній площині розрядної камери, в проміжку між магнітними котушками.

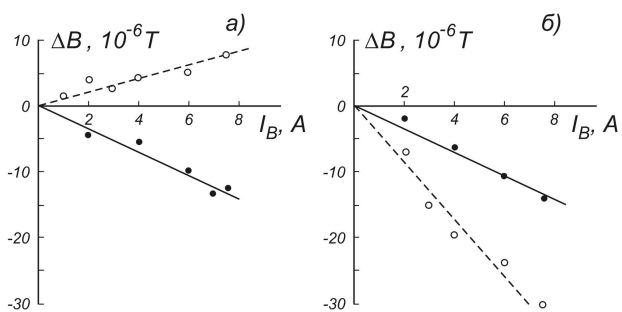
### 3. Результати вимірювань

Радіальні розподіли параметрів плазми при збудженні розряду петльовою антеною зображені на рис. 2. Штрихові криві і світлі кола показують результати, одержані при розряді в однорідному магнітному полі індукцією 4,5 мТ (при струмі котушок 7,5 А). Суцільні криві та чорні крапки відносяться до випадку неоднорідного поля, коли ліва котушка 6 на рис. 1 була вимкнена. Виміри проводились при поглинутій ВЧ потужності  $\sim 1$  кВт. Графік рис. 2, а показує розподіл іонного струму насичення при потенціалі зонда  $U_z = -30$  В, перерахований в концентрацію плазми  $n_e$  (температура електронів  $T_e$  наближено приймалась рівною 4 еВ).

Як видно з кривих, в неоднорідному полі густина плазми збільшується по всьому перерізу розряду. Електронна температура  $T_e$  (рис. 2, б) в обох випадках – і в однорідному, і в неоднорідному полі – досягає максимальних значень на периферії плазми. В неоднорідному полі (суцільна крива) температура зростає вдвічі і досягає 6,5 еВ на



**Рис. 3.** Збудження розряду планарною антеною. Радіальні розподіли параметрів плазми  $n_e$ ,  $T_e$ , плаваючого потенціалу  $\varphi_{пл}$  та амплітуди ВЧ коливань електронного струму зонда  $i_{ВЧ}$  в однорідному (штрихові криві) та в неоднорідному (суцільні криві) магнітному полі



**Рис. 4.** Діамагнітний сигнал розряду з петльовою (а) та планарною (б) антеною. Зміна  $\Delta B$  індукції зовнішнього магнітного поля у плазмі при розряді в однорідному (штрихові прямі) та в неоднорідному (суцільні прямі) полі в залежності від струму  $I_B$  магнітних котушок

відстані 1,5–2 см від стінки, тоді як біля осі вона становить лише 2,3 еВ. Плаваючий потенціал  $\varphi_{пл}$  (рис. 2, в) набуває від’ємних значень на периферії плазми, досягаючи в неоднорідному полі величини  $\varphi_{пл} = -13 \text{--} -15$  В, що також свідчить про наявність енергійних електронів у цій області. На осі розряду плаваючий потенціал позитивний і становить  $\varphi_{пл} = +3 \text{--} +5$  В у якісній відповідності з розподілом електронної температури. Розподіл амплітуди високочастотної складової електронного струму  $i_{ВЧ}$ , зображений на рис. 2, г у довільному масштабі, вказує на те, що амплітуда коливань потенціалу плазми на периферії менша, ніж в приосьовій області, особливо в неоднорідному полі.

Результати аналогічних вимірювань у розряді з планарною антеною наведені на рис. 3. Як і на попередньому рисунку, штрихові криві і світлі кола відповідають розряду в однорідному полі, суцільні криві і чорні кола – у неоднорідному. Привертає увагу висока ефективність планарної антени, яка при достатній ВЧ потужності вже в однорідному полі забезпечує навіть більшу концентрацію плазми, ніж петльова антена в неоднорідному полі. Разом з тим, одержання такого розряду при використанні планарної антени в однорідному полі напруженістю 4,5 мТ і при поглинутій потужності  $\sim 1$  кВт істотно утруднене. Для його запалення доводиться значно зменшувати магнітне поле і поступово, збільшуючи одночасно і поле, і ВЧ потужність та контролюючи узгодження, досягати заданих параметрів. При перевищенні певної критичної величини однорідного магнітного поля розряд зривається і відбита потужність надмірно зростає.

З рис. 3, а видно, що застосування неоднорідного поля в наших експериментальних умовах не збільшує концентрації розряду з планарною антеною. Навпаки, густина плазми у неоднорідному полі істотно зменшується. Але на противагу випадку однорідного поля, у неоднорідному (суцільні криві) розряд легко узгоджується в широкому діапазоні магнітних полів.

Радіальний розподіл електронної температури на рис. 3, б не виявляє значного підвищення  $T_e$  на периферії порівняно з внутрішньою областю плазми. Відповідно, плаваючий потенціал приймає найбільші від’ємні значення біля осі розряду (рис. 3, в). Амплітуда високочастотної складової електронного струму, яка якісно відображає розподіл коливань потенціалу плазми (рис.3, г), в однорідному полі має максимум на осі, а в неоднорідному полі вона приблизно однакова по перерізу розряду.

На рис. 4 наведені результати дослідження магнітних властивостей плазми у розряді з петльовою антеною (рис. 4, а), та з планарною антеною (рис. 4, б). Сигнал діамагнітної петлі був прокалібрований у відсутності плазми за допомогою однорідного магнітного поля котушок з відомим струмом. Якщо при раптовому вимиканні розряду зовнішнє магнітне поле дещо збільшувалось, то це свідчило про те, що за наявності плазми індукція була зменшена на величину  $-\Delta B < 0$  (діамагнетизм). У протилежному випадку присутність пла-

зми збільшувала зовнішнє поле на  $+\Delta B > 0$  (парамагнетизм). На графіках показано залежність величини  $\Delta B$  від струму  $I_B$  в магнітних котушках в однорідному полі (штрихові прямі) і в неоднорідному полі (суцільні прямі). Зміною ВЧ потужності середня по перерізу концентрація плазми, вимірювана мікрохвильовим інтерферометром, підтримувалась приблизно постійною і становила  $\sim 4,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ . Як видно з рис. 4, а, розряд з петльовою антеною в однорідному полі виявляє парамагнітні властивості, які в неоднорідному полі змінюються на діамагнетизм. На протипагу цьому, плазма розряду з планарною антеною (рис. 4, б) в обох випадках є діамагнетиком.

#### 4. Обговорення результатів

Як видно з рис. 2, а, в неоднорідному полі при збудженні розряду петльовою антеною концентрація зростає по всьому перерізу плазми, тобто, збільшується число заряджених частинок на одиниці довжини плазмового стовпа  $N = 2\pi \int_0^R n_e(r)rdr$ . Це підтверджує, що в наших експериментальних умовах збільшення густини відбувається через зростання іонізації, а не є наслідком простої контракції плазми вздовж силових ліній магнітного поля, як це, можливо, спостерігалось в роботі [8]. В останньому випадку, поряд із збільшенням концентрації на осі повинна була зменшуватись концентрація на периферії розряду. Причину підвищення темпу іонізації видно з радіального профілю температури на рис. 2, б. В той час, як в однорідному полі максимальна температура  $T_e = 5 \text{ eV}$  спостерігається безпосередньо біля стінки розрядної камери, в неоднорідному полі вона зростає, і на відстані 1,5–2 см від стінки досягає 6,5 eV.

Зауважимо, що хоча на периферії концентрація плазми менша, ніж на осі, кількість електронів з енергією, що перевищує потенціал іонізації аргону, тут (внаслідок різниці температур) в десятки разів більша і тому основна іонізація зосереджена на периферії плазми. Ця область відокремлена від стінки прошарком більш холодної плазми з температурою 3–4 eV. Така ізоляція також є наслідком стикування плазми в магнітному полі, але її основний ефект полягає, на наш погляд, у зменшенні втрати гарячих електронів на стінку, що спричиняє додатковий нагрів і додаткову генерацію плазми. В роботі [8] автори не спостерігали істотного підвищен-

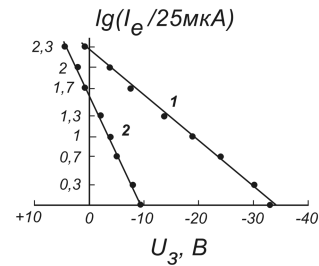


Рис. 5. Зондові характеристики у плазмі розряду з петльовою антеною в неоднорідному магнітному полі

ня температури на краю розряду. Оскільки застосований нами зонд не мав належної ВЧ компенсації [12], сумніви відносно наявності периферійного шару з підвищеною температурою (6,5 eV) можуть бути пов'язані з імовірним спотворенням зондової характеристики коливаннями потенціалу, що призводить до завищення температури [12].

Проте, таке спотворення, як правило, супроводжується відхиленням електронної гілки характеристики від експоненціального зростання, внаслідок чого характеристика в напівлогарифмічному масштабі втрачає прямотинність. На рис. 5 наведені логарифми початкових ділянок електронного струму (від 25 мкА до 5 mA) для двох характеристик, які відповідають на рис. 2, б точкам суцільної кривої з радіальними координатами  $r = 5 \text{ см}$  (пряма 1,  $T_e = 6,5 \text{ eV}$ ) та  $r = 0$  (пряма 2,  $T_e = 2,3 \text{ eV}$ ).

Як видно з графіків, обидві характеристики є лінійними в межах двох порядків зміни електронного струму. Окрім того, як показує суцільна крива рис. 2, г, амплітуда ВЧ коливань потенціалу на осі розряду істотно перевищує амплітуду на радіусі  $r = 5 \text{ см}$ . Але температура 2,3 eV на осі навряд чи є завищеною, тобто, наявні коливання потенціалу не вплинули на її вимірювання. Тим меншого впливу слід очікувати біля стінки на  $r = 5 \text{ см}$ , де амплітуда коливань – можливо, саме внаслідок поглинання хвиль в цій області – значно менша.

Додатковим підтвердженням наявності периферійного шару гарячих електронів у неоднорідному полі є високий від'ємний потенціал плаваючого зонда в цій зоні, як зображено на рис. 2, в суцільною кривою. Ці дані повністю підтверджують наші попередні результати, одержані в роботі [5]. Імовірною причиною їх розбіжності з результатами, отриманими у [8], окрім відмінності в параметрах розряду і типу антени (у [8] використана “скру-

чена” антена моди  $m = +1$ ), може бути те, що у згаданих експериментах плазма витікає з джерела в дрейфову камеру значно більшого діаметра і, таким чином, навіть в однорідному полі вона позбавлена контакту зі стінкою. Тому контракція плазми в неоднорідному полі не впливає на баланс енергійних електронів і не створює додаткової іонізації.

Вплив неоднорідного магнітного поля на розряд з планарною антеною, має істотні відмінності. По-перше, неоднорідність не призводить до збільшення концентрації плазми, як це було у попередньому випадку. Навпаки, як видно з рис. 3, а (суцільна крива) в наших експериментальних умовах в неоднорідному полі густина плазми зменшується. Можливою причиною є те, що в наших дослідах планарна антена знаходиться далі на краю магнітної системи і при вимиканні лівої котушки  $b$  вона виявляється розміщеною в занадто слабкому магнітному полі (див. рис. 1). Через більше відношення магнітних полів у місці вимірювання концентрації ( $z = 18$  см) і в місці розташування планарної антени ( $z = 0$ ) (пробкове відношення) явище відбивання плазми може мати більше значення, порівняно з випадком петльової антени.

Разом з тим, умови запалювання і підтримання розряду з планарною антеною, як уже зазначалось, в неоднорідному полі значно покращуються, що знаходиться у відповідності з результатами інших робіт [3, 5]. Радіальні розподіли температури і плаваючого потенціалу на рис. 3, б, в вказують на те, що при збудженні розряду планарною антеною, діаметр якої менший за діаметр розрядної камери, генерація плазми відбувається переважно у внутрішній області розряду, яка навіть в однорідному магнітному полі не має істотних втрат іонізуючих електронів на стінку. З цієї причини додаткове стикування плазми в неоднорідному полі не викликає додаткової генерації плазми.

Ці припущення підтверджуються вимірюваннями діаманетизму плазми. Як видно з рис. 5, а, в однорідному полі (штрихова пряма) плазма розряду, збудженого петльовою антеною, збільшує зовнішнє магнітне поле,  $\Delta B > 0$ . Це може бути у випадку, коли діаманетизм плазми повністю скомпенсований крайовим парамагнітним струмом, який виникає внаслідок контакту плазми зі стінкою. В той самий час, оскільки градієнт тиску всередині плазми спрямований назовні, дрейфовий струм також має парамагнітний напрям. В

неоднорідному полі границя плазми вивільняється і крайовий діаманетичний струм перевищує дрейфовий струм у внутрішній області плазми (суцільна пряма на рис. 5, а).

У випадку планарної антени, зображеному на рис. 5, б, як в однорідному, так і в неоднорідному полі плазма виявляє діаманетичні властивості,  $\Delta B < 0$ . Оскільки при вводі ВЧ потужності вздовж магнітного поля нагрів електронів і генерація плазми зосереджені у внутрішній частині розряду, то концентрація і температура електронів на периферії виявляються недостатніми для створення дрейфового струму, здатного зкомпенсувати діаманетизм плазми.

## 5. Висновки

Таким чином, в роботі підтверджено, що при збудженні геліконного розряду петльовою антеною моди  $m = 0$ , яка вводить ВЧ енергію з периферії плазми поперек магнітного поля, на границі плазми формується шар гарячих електронів. В однорідному магнітному полі цей шар знаходиться в контакті зі стінкою і плазма виявляє парамагнітні властивості. В неоднорідному магнітному полі, силові лінії якого сходяться до осі, ця область виявляється відокремленою від стінки, що супроводжується зростанням температури і погонної концентрації плазми внаслідок збільшення іонізації. Плазма при цьому стає діаманетиком.

При використанні планарної антени, яка збуджує розряд вздовж магнітного поля, як в однорідному, так і в неоднорідному полі основна генерація плазми відбувається у внутрішній області розряду. В обох випадках плазма виявляє діаманетичні властивості, що вказує на відсутність безпосереднього контакту області генерації плазми зі стінкою. В цих конкретних умовах накладання неоднорідного поля не призводить до зростання концентрації.

Одержані результати підтверджують, що причиною підвищення концентрації плазми в геліконному розряді з неоднорідним магнітним полем є зменшення втрат іонізуючих електронів на стінках розрядної камери. При використанні планарної антени, діаметр якої менший за діаметр камери, або при витіканні плазми в дрейфовий об’єм значно більших розмірів зростання густини плазми може бути наслідком її контракції в неоднорідному магнітному полі.

1. J.E. Stevens, M.J. Sowa, J.L. Cecchi. Helicon plasma source excited by a flat spiral coil. *J. Vac. Sci. Technol. A* **13**, 2476 (1995).
2. V.F. Virko, V.M. Slobodyan, K.P. Shamrai, Yu.V. Virko. Helicon Discharge excited by a planar antenna in a bounded volume. *Problems of Atomic Sci. Technol.* **6**, 130 (2014).
3. G. Chevalier, F.F. Chen. Experimental modeling of inductive discharges. *J. Vac. Sci. Technol. A* **11**, 1165 (1993).
4. С.В. Брагинский, А.Н. Васильева, А.С. Ковалев. Геликонная плазма в неоднородном магнитном поле. *Физика плазмы* **27**, 741 (2001).
5. K.P. Shamrai, S. Shinohara, V.F. Virko, V.M. Slobodyan, Yu.V. Virko, G.S. Kirichenko. Wave stimulated phenomena in inductively coupled magnetized plasmas. *Plasma Phys. Control. Fusion* **47**, A307 (2005).
6. С.Н. Мордик, В.И. Возный, В.И. Мирошниченко, А.Г. Нагорный, Д.А. Нагорный, В.Е. Сторижко, Д.П. Шульга. Геликонный источник ионов в режиме высокой плотности плазмы. *ВАНТ* **5**, 208 (2006).
7. K.P. Shamrai, V.B. Taranov. Volume and surface rf power absorption in a helicon plasma source. *Plasma Sources Sci. Technol.* **5**, 474 (1996).
8. O. Grulke, A. Stark, T. Windisch, J. Zalach, T. Klinger. Plasma profiles in a cylindrical helicon discharge with converging magnetic source field. *Contrib. Plasma Phys.* **47**, 183 (2007).
9. X.M. Guo, J. Sharer, Y. Mouzouris, L. Louis. Helicon experiments and simulations in nonuniform magnetic field configurations. *Phys. Plasmas* **6**, 3400 (1999).
10. В.М. Слободян, В.Ф. Вирко, Г.С. Кириченко, К.П. Шамрай. Геликонный разряд, возбуждаемый плоской антенной вдоль магнитного поля. *ВАНТ* **4**, 235 (2003).
11. S. Shinohara, T. Motomura, K. Tanaka, T. Tanikawa, K.P. Shamrai. Large-area high-density helicon plasma sources. *Plasma Sources Sci. Technol.* **19**, 034018 (2010).
12. I.D. Sudit, F.F. Chen. RF compensated probes for high-density discharges. *Plasma Sources Sci. Technol.* **3**, 162 (1994).

Одержано 03.05.18

V.F. Virko, Yu.V. Virko

INFLUENCE OF NONUNIFORM  
MAGNETIC FIELD ON THE HELICON  
DISCHARGE EXCITED BY VARIOUS ANTENNAS

## Резюме

The influence of a nonuniform magnetic field, which increases with the distance from an inductive antenna, on a helicon discharge has been studied. The discharge was excited in the azimuthally symmetric mode of helicon waves,  $m = 0$ , making use of antennas of two different types. It is shown that if the discharge is produced by a loop antenna, which supplies the RF energy through the side boundary of plasma and perpendicularly to the external magnetic field, then the ionization is concentrated at the discharge periphery. Under those conditions, the imposing of a nonuniform magnetic field reduces the loss of ionizing electrons at the wall and enhances the plasma generation. If the discharge is excited with a planar antenna along the magnetic field, then the main ionization occurs in the inner plasma region around the axis. In this case, an increase in the plasma density, if any, may be a result of the plasma contraction in the magnetic field with force lines convergent to the axis.