

26aB12P

Rf Power Absorption and Electromagnetic Field Pattern in a Helicon Plasma Excited by a Flat Antenna

K. P. Shamrai^{a)} and S. Shinohara^{b)}^{a)} Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences, 47 Prospect Nauki, Kiev 03680, Ukraine^{b)} Interdisciplinary Graduate School of Engineering Sciences, Kyushu University, Kasuga, Fukuoka 816-8580, Japan

A helicon source excited by a flat antenna through a dielectric window, which is a sort of magnetic field enhanced ICP, can produce dense plasmas over a broad range of operation parameters [1]. In this report, we examine the rf power absorption and field profiles for a large source, 75 cm diam and 486 cm long, which is explored by one of the authors (SS) at JAXA (Japan Aerospace Exploration Agency).

The fields in plasma are found to be a superposition of the bulk helicon waves and the surface waves located at the plasma – window interface. However, the contribution of the surface waves is of minor importance, in contrast with the case of a small source [2], because they are damped within a few centimeters only from the window. The device length is so large that the effect of the helicon wave reflection from the end-plate opposing with the window is negligible for a majority of experimental conditions, and so no standing waves are formed and the antenna works in purely radiative regime. For this reason, the dependence of the plasma loading resistance on density turns out to be smooth, as distinct from that for the small source which is multi-peaked as being dominated by the cavity resonances [2]. The resistance computed for a single-loop $m = 0$ antenna of radius 13 cm and a quartz window of 3 cm thickness is shown in Fig. 1. It has a peak at small densities that increases in magnitude and moves to higher densities with increasing magnetic field. The power absorption is strongly nonuniform, both radially and axially. It occurs in a cylindrical, a few cm wide layer extending from the antenna over a distance of a few tens cm.

The rf field profiles are found to be strongly nonuniform as well. Figure 2 shows the profile of the axial B_z -field computed for Ar pressure of 2 mTorr and the driving frequency of 7 MHz. One can see that the magnetic field peaks along two wave cones, one diverging from the antenna while another converging towards the axis. The cone of converging helicon waves gives rise to the magnetic field focus on axis, so that the absolute maximum of the field occurs at a distance about 50 cm from the window. Beyond the focusing region, the wave cone diverges as reflected from the center.

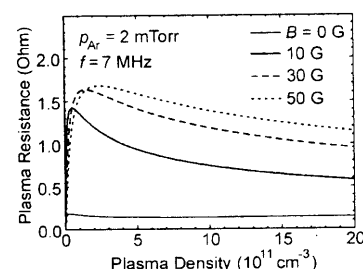
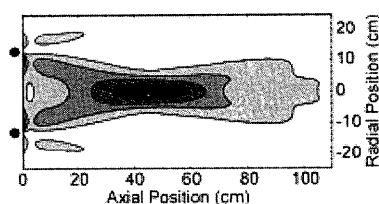
[1] S. Shinohara, S. Takechi and Y. Kawai: Jpn. J. Appl. Phys. **35** (1996) 4503.[2] S. Shinohara and K. P. Shamrai: Meeting Abst. Phys. Soc. Jpn. **58** (Issue 1, Part 2) (2003) 240.

Fig. 1. Plasma resistance vs plasma density.

Fig. 2. Contour plots of $|B_z|$ at $n = 1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ and $B = 50 \text{ G}$. Antenna ring is shown on the left by the black circles. Contours are spaced by $0.2 |B_z|_{\text{max}}$.

26aB13P

対向入射電子流直径に依存する無衝突磁化プラズマダイナミクス

Magnetized Collisionless-Plasma Dynamics Depending on Opposed Electron-Flow Diameter

高土 与明, 飯塚 亨, 大原 渡, 畠山 力三

東北大院工

TAKADO Tomoaki, IITSUKA Tohru, OOHARA Wataru, HATAKEYAMA Rikizo

Department of Electronic Engineering, Tohoku University

筆者らはこれまでに、無衝突磁化プラズマ中に背景プラズマよりも大直径の電子流入射を行うことにより、プラズマの非線形応答、電子・イオン密度の増加、プラズマの状態分岐等の現象が発生することを示してきた。非線形応答、密度上昇は背景プラズマよりも小直径の電子流を入射する実験¹⁾においても確認されているが、境界条件が異なるために単純な比較はできない。そこで今回は境界条件を統一して、入射する電子流の直径だけを変化させて実験を行った。

背景プラズマは接触電離Kプラズマで、軸方向に $B = 0.2 \text{ T}$ の一様磁場が印加されている (図1)。対向電極にはBaOを塗布したNi板カソードを設置し、これを加熱することで電子入射を行う。入射する電子流直径は背景プラズマ直径 (5.2 cm) よりも大きい場合 (10 cm) と小さい場合 (1 cm) について実験し、その直径はBaOを塗布する面積を変えることで制御した。カソードに印加する電圧、電流を V_k , I_k とする。

直径 10 cm, 1 cm の電子流入射における I_k , I_+ (I_+ : プローブの正飽和電流) のカソード電圧 V_k 依存性を図2に示す。両直径の場合において V_k を負に印加していくと、プラズマ中に電子が入射され始め、それに伴いイオン・電子密度の顕著な上昇が見られる。ここで、 V_k を空間電位とほぼ等しい値 ($\approx -3.5 \text{ V}$) にすると、プラズマの状態が数 kHz 以下の低周波揺動を伴う不安定状態と、揺動のない安定状態の間を遷移する状態分岐現象が見られた。状態遷移はカソード近傍から発生していることが確認されたため、低周波揺動はカソード近傍で励起されていると考えている。さらに、安定状態においてはカソード前面に電子入射を抑制するポテンシャルディップが形成されており (図3)、電子入射が抑制されると安定状態、電子入射が行われていると不安定状態になることがわかった。これより、プラズマ電位構造形成が荷電粒子の供給・排出を自己制御することが状態分岐の原因であると考えている。

1) R. Hatakeyama, M. Sato, W. Oohara, and T. Takado, *Bifurcation Phenomena in Plasmas*, eds. S. -I. Itoh and Y. Kawai (Kyushu University, Japan, 2002) pp. 128-144.

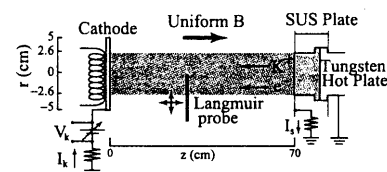


図1: 実験装置概略図。

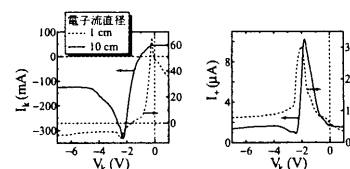


図2: カソード電圧依存性。

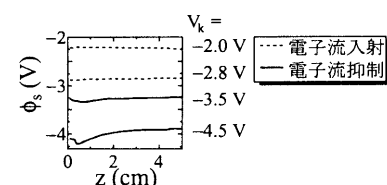


図3: ポテンシャルディップ