

氏 名	渡 辺 芳 人
授 与 学 位	工 学 博 士
学位授与年月日	平成元年 3 月 24 日
学位授与の根拠法規	学位規則第 5 条第 1 項
研究科, 専攻の名称	東北大学大学院工学研究科 (博士課程) 電子工学専攻
学 位 論 文 題 目	ミラー型磁場中プラズマ流における電位形成
指 導 教 官	東北大学教授 佐藤 徳芳
論 文 審 査 委 員	東北大学教授 佐藤 徳芳 東北大学教授 安達 三郎 東北大学教授 小野 昭一 東北大学助教授 畠山 力三

## 論 文 内 容 要 旨

### 1. 序論と理論的背景 (第 1 章, 第 2 章)

プラズマ中に形成される磁力線に沿った静電ポテンシャルの問題は, 宇宙プラズマ中の粒子加速現象, 核融合プラズマ閉じ込め装置やプラズマプロセス装置中で生じる緒現象と関連して重要かつ興味深いものである。

高速プラズマ流が単純に収束するミラー磁場に入射する場合, イオンのピッチ角分布は磁力線方向に大きくシフトしているのに対して, 電子のピッチ角分布はほとんど等方的なため, イオン密度は磁力線に沿って増加する傾向を示し, 電子密度はむしろ減少する傾向を示す。Alfvén と Rulthammar<sup>1)</sup>によればこのような場合には, 電荷分離を補正しプラズマ中での準電荷中性条件を満たすような, 磁力線に沿った電場が必要である。このような考えをもとにして, オーロラ粒子の加速機構を解明するためにより詳細な理論的検討がいくつかなされているが,<sup>2) 3)</sup>実験的に調べた例は極めて少なく, 正確な議論ができるほどの実験結果はまだ得られていない。

本研究においては, ミラー磁場に入射されたプラズマ流中の電位分布の時間・空間発展を, ミラー比  $R_m$ , プラズマ流速  $V_0$ , 終端電極電位  $\phi_r$  等のパラメータを変えて詳細に測定し, この配位における電位形成過程を初めて明らかにした。<sup>4)</sup>

### 2. 実験方法とプラズマの基本特性 (第 3 章)

実験は本学の「 $Q_r$ マシン」と呼ばれる装置で行われた。カリウムのプラズマ流は, ステンレ

ス製放電管一端のプラズマ源で生成され、単純に収束するミラー磁場 ( $R_m=1\sim 7$ ) に入射される。プラズマ流は  $Z=270\text{cm}$  ( $Z$ : プラズマ源からの距離) の位置の直径  $8\text{cm}$  の電極で終端されるが、この電極には直流電圧またはパルス電圧  $\phi_T$  を印加することができる。プラズマ源でのイオン加速電圧  $\phi_0/e$  を増加させることによりイオンのピッチ角を磁力線方向に大きくシフトさせることができ、プラズマ流速  $V_0$  [ $\equiv (2\phi_0/M)^{1/2}$ ,  $M$ : イオンの質量] を任意に変化させることができる。主なプラズマパラメータとしては、プラズマ密度  $n\sim 10^8\text{cm}^{-3}$ , 電子温度  $T_e\sim 0.15\text{eV}$ , プラズマ半値幅直径  $\sim 4\text{cm}$  であり、また荷電粒子の平均自由行程はプラズマ長よりも十分に長く無衝突プラズマと言える。電位分布を測定するためにエミッシブプローブ法を用いたが、特にその時間進展の測定には  $1\ \mu\text{sec}$  程度の時間分解能を持つ測定法を用いた。<sup>5)</sup>

### 3. 実験結果と考察 (第4章, 第5章)

高速プラズマ流  $V_0/C_s=20$  ( $C_s=(T_e/M)^{1/2}$ ) を  $R_m=7$  のミラー磁場に入射して、電位分布の時間進展を調べた (図1)。プラズマ流が磁場の収束領域を通過するとき ( $t=160\sim 200\ \mu\text{sec}$ ) に、電位  $\phi$  の空間的な上昇が観測される。そこで形成される電位差  $\Delta\phi_c$  は  $10.7T_e/e$  となり、強磁場領域では  $\phi$  は再び一定となる。

高電位領域における磁力線と水平方向の電子エネルギー分布関数  $f(E)$  には2つのピークが存在する。(図1, 挿入図)。この2つのピークのエネルギー差は観測された  $e\Delta\phi_c$  に対応しており、このことから高エネルギーのピークは  $\Delta\phi_c$  の電位差により加速されてきた電子によるものと考えられる (これらの加速された電子もプラズマ流前面の両極性電位により反射される)。また、もう一つのピークはプローブ電位がプラズマ空間電位に等しくなる所に存在しており、あるエネルギー幅を持った低エネルギー電子の存在を示している。この低エネルギー電子は高電位領域の電荷中性条件を満たすために Self-consistent に生成された捕捉電子であると考えられ、その生成原因としては二流体不安定性が考えられている。

プラズマ流が終端電極に到達すると ( $t\geq 220\ \mu\text{sec}$ ), 電位分布には  $\phi_T$  の影響が強く現れる。 $\phi_T\leq \text{floating potential}$  の場合には、磁場の収束領域に形成される電位差は徐々に小さくなり、定常状態では  $\Delta\phi_{c0}\sim 0.2\Delta\phi_c$  ( $\sim 2T_e/e$ ) となる。この電位差は電子がボルツマン平衡にあるとして理解できる程度である。それに対して、 $\phi_T>\text{floating potential}$  の場合には、電子電流が吸収され、プラズマ柱全体に渡って電位が上昇し、磁場の収束領域に形成される電位差が大きくなる ( $t\sim 300\ \mu\text{sec}$ )。その後、弱磁場領域の電位が

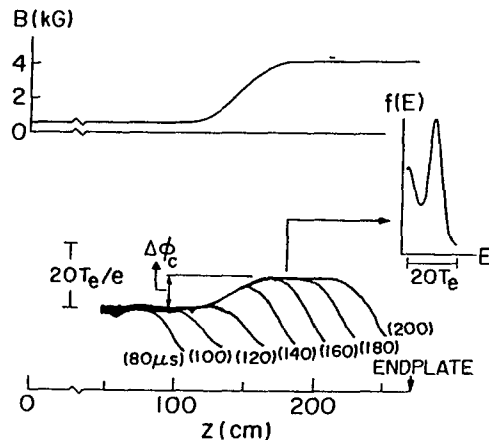


図1 高速プラズマ流 ( $V_0/C_s=20$ ) を ( $R_m=7$ ) に入射した場合の電位の時間・空間進展と  $Z=180\text{cm}$ ,  $t=180\ \mu\text{sec}$  での電子エネルギー分布関数  $f(E)$

再び下がり、定常状態では磁場の収束領域に電位差が集中するようになる。

次に、高速プラズマ流中に形成される三次元電位構造について調べた。高速プラズマ流が磁場の収束領域を通過するとき ( $t=160\sim 200\ \mu\text{sec}$ )、プラズマ流は磁束管の径が狭くなるのに従って半径方向に絞られる。このときの二次元電位構造 ( $r-Z$ ) と磁力線分布には強い相関があることが明らかにされた。

定常状態における電位構造にも磁力線分布との強い相関が見られたが、終端電極電位  $\phi_T$  の影響も大きい。 $\phi_T \leq \text{floating potential}$  の場合には電位の起伏が小さく、中心軸上の磁力線に沿った電位差も、軸外の磁力線に沿った電位差も電子温度程度と小さい。それに対して、 $\phi_T > \text{floating potential}$  として電子電流を吸収すると電位の起伏が大きくなる。 $\phi_T = 10\text{V}$  の場合の等電位線分布と磁力線分布を図2に示す。中心軸上の電位は磁場強度の増加とともに単調に上昇し、磁場の収束領域に形成される電位差

は  $\Delta\phi_{CO} \sim 11\text{Te}/e$  となる。それに対して、弱磁場領域における  $r = 3\text{cm}$  の磁力線に沿った電位差は  $\Delta\phi_{CO} \sim 30\text{Te}/e$  となって、中心軸上の電位差の3倍程度となる。この磁力線上では、磁場を横切って半径方向に拡散したプラズマのみが存在しているため、プラズマ密度は中心軸上に比べて非常に小さいが、電子が受ける電位加速の効果は中心軸上よりも大きくなっている。

#### 4. 結論 (第6章)

高速プラズマ流 ( $V_0/C_s > 10$ ) がミラー磁場 ( $R_m = 7$ ) を通過する時に、磁場強度の空間的增加とともに上昇する沿磁力線

電位分布が得られた。電子の多くはその時に形成される電位差 ( $> \text{Te}/e$ ) により加速され、磁場の収束領域を通過する。高電位領域の電子エネルギー分布関数には、この電位加速された高エネルギー電子と、低エネルギーの捕捉電子が観測された。また、三次元電位構造を測定することによ

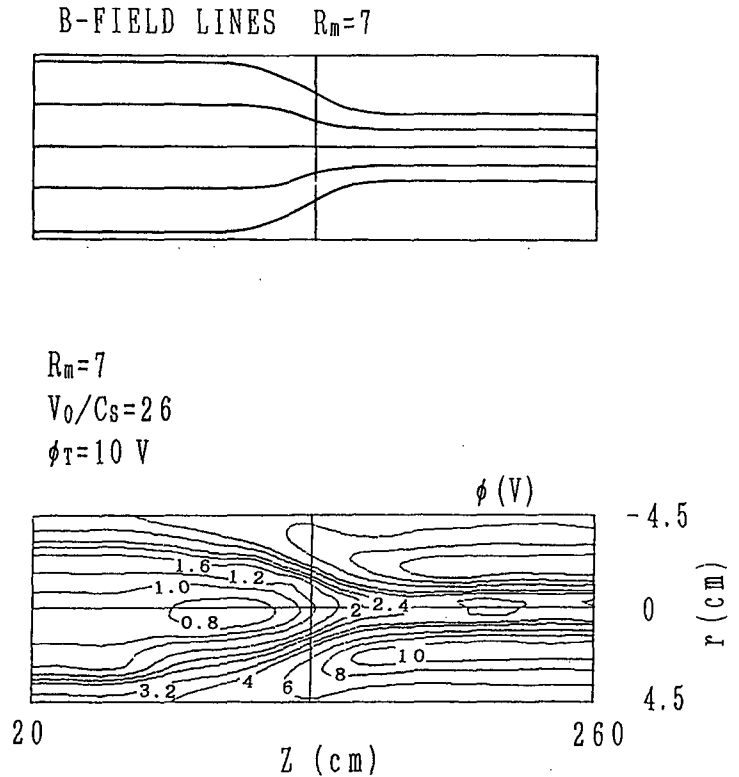


図2 ミラー磁場 ( $R_m = 7$ ) に入射された定常高速プラズマ流 ( $V_0/C_s = 26$ ) 中の等電位線分布,  $\phi_T = 10\text{V}$ , (上)磁力線分布, (下)等電位線分布。

り、磁力線分布と強い相関がある電位構造が得られた。定常状態における電位構造は終端電極電位  $\phi_T$  にも強く依存し、境界（終端電極）を通してプラズマ中を流れる電流の影響が非常に大きいことが明らかにされた。

<参考文献>

- 1) H. Alfvén and C.-G. Fälthammar, *Cosmical Electrodynamics*, 2nd ed., (Oxford University Press, New York, 1963), p.163.
- 2) Y. Serizawa and T. Sato, *Geophys. Res. Lett.* 11, 595 (1984); Y. Serizawa T. Sato, *Phys. Fluids* 29, 2753 (1986).
- 3) H. Washimi and I. Katanuma, *Geophys. Res. Lett.* 9, 897 (1986).
- 4) N. Sato, Y. Watanabe, R. Hatakeyama, and T. Mieno, *Phys. Rev. Lett.* 61, 1615 (1988).
- 5) H. Fujita and S. Yagura, *Jpn. J Appl. Phys.* 22, 148 (1983).

## 審査結果の要旨

プラズマ中における電位構造の解明とその制御は、核融合プラズマの閉じ込め、プラズマプロセスに關与する荷電粒子のエネルギー分布、磁気圏・宇宙空間プラズマ中の電子加速機構などに関連して、益々重要な研究課題となってきている。特に、磁場の空間分布との關係に大きな関心がよせられ、数多くの理論的・実験的研究が進められてきた。本論文は、磁場強度が空間的に増加するミラー型磁場中にプラズマを磁力線に沿って入射した場合におけるプラズマ電位形成に関する実験的研究をまとめたもので、全編6章よりなる。

第1章は序論であり、歴史的背景および研究の意義・目的を述べている。

第2章では、本研究に関連する理論・計算機シミュレーションの結果を概観し、それらの特質を吟味している。

第3章では、実験方法およびプラズマの基本特性を述べている。実験装置は接触電離プラズマ発生装置(Qマシーン)を改良したものであり、接触電離が起こる熱板に電圧を加えイオンを加速するとともに、さらにその直前に置かれたグリッド状熱電子放出電極からの電子を加えて無衝突プラズマ流を生成している。プラズマ密度は $(0.5-1.0) \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ 、プラズマ直径は約4 cm、電子温度は0.15 eV前後である。プラズマ流は磁力線に沿って強磁場方向へ進み、そのマッハ数は32まで変えられる。磁場のミラー比の最大値は7.5である。電位の測定には熱電子放出探針が用いられている。

第4章では、実験結果が述べられている。プラズマ流が磁場増加領域に到達すると、その領域では明確なプラズマ電位上昇( $\Delta\phi_c$ )が観測され、 $e\Delta\phi_c/T_e$ ( $e$ : 電子の電荷量,  $T_e$ : 電子温度)がボルツマン平衡から予測される値を大きく上まわることが示されている。この値はマッハ数、ミラー比とともに大きくなる。また、プラズマ流が正の電位に保たれている終端電極に到達すると、さらに大きな値になることが示されている。電位の三次元構造、それに伴う不安定現象などについても詳細な結果が述べられている。これらは注目すべき成果である。

第5章では、実験結果の考察が行われ、得られた沿磁力線電位構造が電子とイオンの速度の磁力線に対するピッチ角分布の差に起因することを述べ、さらに終端電極の効果、三次元構造などについて討論している。

第6章は結論である。

以上要するに本論文は、ミラー型磁場中に入射されたプラズマ中における電位形成過程および電位構造を実験的に調べ、プラズマ電位形成の主要因の一つを検証し、さらにその詳細を明らかにしたもので、プラズマ理工学、電子工学の発展に寄与するところが少なくない。

よって、本論文は工学博士の学位論文として合格と認める。