

氏 名	はたけ やま りき ぜう 島 山 力 三
授 与 学 位	工 学 博 士
学位授与年月日	昭和 5 1 年 3 月 2 5 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 電子工学専攻 (博士課程)
学位論文題目	ミラー磁場によるプラズマの捕足
指 導 教 官	東北大学教授 八田 吉典
論 文 審 査 委 員	東北大学教授 八田 吉典 東北大学教授 長尾 重夫 東北大学教授 柴田 幸男 東北大学教授 安達 三郎 東北大学助教授 佐藤 徳芳

論 文 内 容 要 旨

磁場によるプラズマ閉じ込めを目的とした核融合研究は、最近世界的に各方面から特に注目され、又、極めて活発化してきている。この制御核融合実験に用いられる磁場配位は、本質的に各種の不均一磁場から成立していて、それによるプラズマ不安定波の発生及びプラズマ輸送現象の変化に関する研究は、プラズマ閉じ込め上非常に重要で、解決されねばならない問題が多数ある。又、高温の核融合プラズマ生成の為に、各種の加熱法が提案され、特に均一磁場中で実験的に確かめられてきているが、今後は、プラズマ閉じ込めを考えに入れた加熱の研究が重要であると言われている。ここにも、磁場の不均一を考慮した研究の進展が望まれる。すなわち、従来、外部磁場のないプラズマ及び均一磁場中プラズマ内で解決されていた現象を、そのまま不均一磁場中に適用できないし、又、不均一磁場を導入することにより、現象が全く新しい様相を呈してくる

可能性もある。

ここに、著者の研究の目的は、不均一磁場中プラズマの基礎的性質を明らかにすることであり、特にイオンの分布関数の変化に起因する現象を解明することにある。

最初に、“不均一磁場による粒子軌道の変化”に注目し、無衝突プラズマ流に対する不均一磁場の効果を調べた。

発散型磁場配位においては(第1章)、磁場が弱くなるにつれてイオンの磁力線方向のエネルギー分布関数は、磁場加速を示唆するような変形を示し、これは、(1)分布関数のピーク値が減少する、(2)その形が太くなる、(3)ピークを与えるエネルギーの値が高エネルギー方向に移行する、という特徴を持つことを見出した。これをイオンに対する軌道論により説明することを試みた。すなわち、Qマシンプラズマのホットプレートから放出されるイオンを“half-maxwell”分布とし、無衝突プラズマに対するLiouville's theorem, 磁気能率及びエネルギー保存則を用いると、イオン分布関数の空間的変形を求めることができ、その結果は図1-2に示されるように、実験結果の(1), (2), (3)の内容とよく一致することが確かめられた。以上の発散型磁場による磁力線方向のイオン加速に起因するエネルギー分布関数の変形は、発散型磁場に沿って伝搬するグリッド励起波の伝搬速度及び規格化された減衰距離(δ/λ , λ は波長)が空間的に序々に増加してゆくという実験結果と矛盾しないことも見出した。

収束型磁場配位の時は(第2章)、入射プラズマイオンの分布関数を制御して、無衝突ミラー

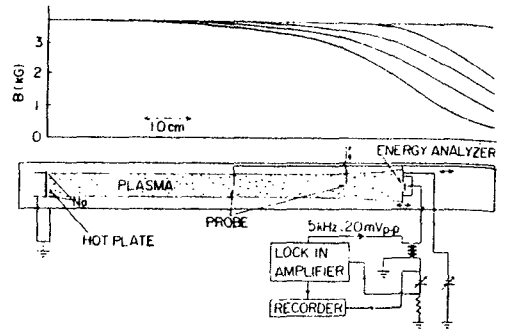


図1-1 実験装置の概略。図の上側は、代表的な発散型磁場配位である。

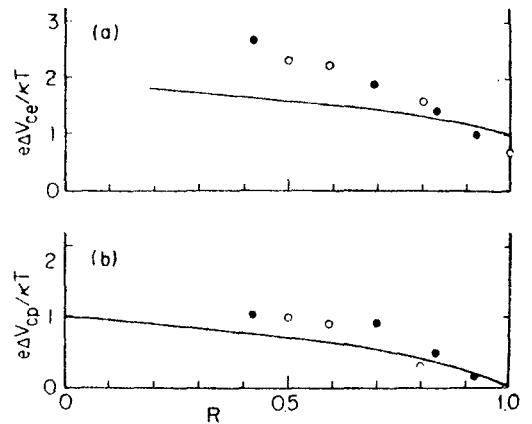


図1-2 磁力線方向のイオンの分布関数の広がり ΔV_{ce} 及びピークシフト ΔV_{cp} の磁場の発散度 $R (= B/B_0)$ に対する依存。均一磁場中($B = B_0$)のイオン分布関数の高エネルギー側テールより求められた温度 kT (≈ 0.22 eV)で規格化されている。実線は理論曲線である。

反射に起因する巨視的(特に、イオン電流密度)の空間的、時間的変化を調べた。まず、収束型磁場領域に入射するイオンが“half-maxwell”分布の時には、パルス的に入射されたプラズマに対する反射プラズマの“塊り”が図2-4のように初めて明瞭に観測され、パルス幅が十分広い時には、反射プラズマが過渡状態から定常状態へ移る時間経過が、その空間分布と共に観測された(図2-3)。入射イオンがホットプレート前面のシースにより、磁力線方向に電位加速を受けた“truncated-max-

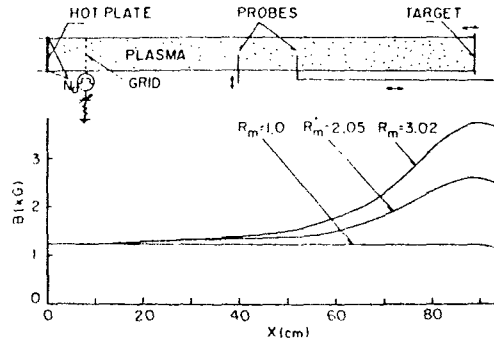


図2-1 実験装置の概略。発散型磁場配位のミラー比 R_m は約3まで連続的に変えることができる。Xはホットプレートからの距離を表わす。

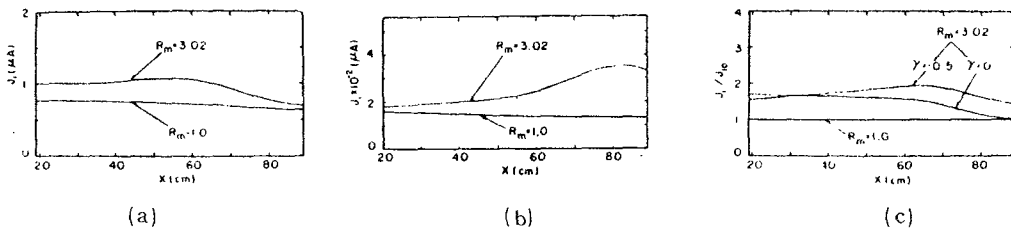


図2-2 軸方向イオン電流密度分布。(a)は入射イオンの分布関数が“half-maxwell”に近い時、(b)は相当加速された“truncated-maxwell”の時に対応する実験条件の下での測定結果。(c)は理論曲線で、 γ はホットプレート温度で規格化されたプラズマ電位。

well”分布の時には、ミラー反射を示すプラズマパルスの密度は極めて小さくなった。

定常実験の時には収束磁場の途中にイオン電流密度分布のピークが出現することが観測されるが、このピークの振舞は入射イオンの分布関数に依存していることが判明し(図2-2(a)及び(b))、イオンに対する電位加速と磁場減速に起因していると結論された。

以上の実験結果は全て、無衝突プラズマに対するイオンの軌道論に基いた詳細なる計算により、定量的にも説明できた。すなわち、ホットプレート直後で電位加速を受けたイオンは、収束型磁場により磁力線方向の速度が徐々に減速される結果、任意の位置でのイオン分布関数は、反射されずに到達したイオンと、そこを通過し更に磁場の強い領域にまで達してから反射されてもどってくるイオン群から成るという“truncated”ロスコーン分布であると考えられる。これを速度空間

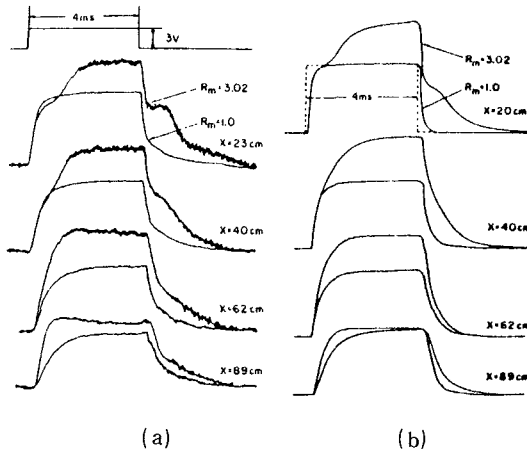


図 2-3 パルス実験におけるイオン電流密度の時間及び空間分布 $J_i(x, t)$ の測定結果。実験条件は図 2-2(a)と同じである。入射プラズマのパルス幅は 4 msec と広い場合である。

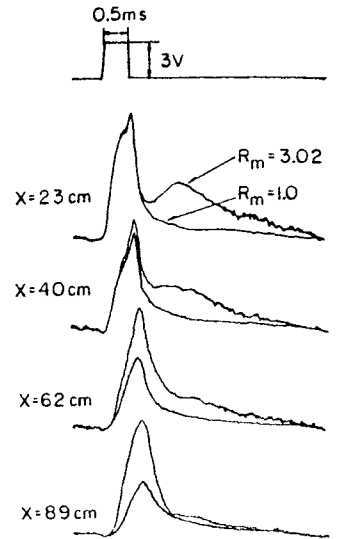


図 2-4 パルス幅が狭い時 (0.5msec) の $J_i(x, t)$ の測定例。他の実験条件は図 2-3 と同じ。

で積分して得られる巨視的量の空間及び時間的变化を実験結果と比較するのである。この時、入射イオンの分布関数を制御するという実験手法は、理論では電位加速の量(プラズマ空間電位)を変えることに対応している。図 2-2 の定常イオン電流密度分布のピークの入射分布関数に対する依存性、及び図 2-3 のパルス波形に関して理論と実験の一致が確認された。

次に、ミラー磁場によるプラズマの捕捉に関する研究を行った。捕捉が、イオン-イオンクーロン衝突による粒子軌道の攪乱に起因する実験では(第 3 章 1 節)、入射プラズマ密度が大きくなり、イオン-イオン衝突平均自由行程がプラズマ長以下になるとミラー捕捉を示す密度分布が定常及びパルス実験において得られた。特に、パルス実験では、ミラーミッドプレーン上で、一方のミラーポイントから入射されたプラズマによるイオン電流密度 $J_{i,0}$ と捕捉されたプラズマによるそれ J_i^* の比 $J_i^*/J_{i,0}$ が、プラズマ密度 n の関数として測定され、 n の増加と共に $J_i^*/J_{i,0}$ は最初大きくなっていった。これは、“half-maxwell” 分布をもつイオンが、一方のミラーポイントから入射された時、十分にイオン-イオン衝突が頻繁でミッドプレーン上ではマックウェル分布に緩和された時に著しいミラー捕捉が起こる、という定性的な理論的予測を裏付ける結果を与えた(図 3-2)。

最後に、ミラー磁場（第3章1節と同じ磁場配位，図3-1）によるプラズマの捕捉が波と粒子の非共鳴的な相互作用によるイオン軌道の攪乱によって生じるという独創的な実験を行った（第3章2節）。既知の方法，すなわち，プラズマ源と対向している他端にある小ターゲット（図3-1の大ターゲットの前面にあって，直径はプラズマ径の約4分の1）に電位 V_T を印加しプラズマ中に電子電流を流すことにより，イオンサイクロトロン周波数近傍の波（ $k_{\perp} \gg k_{\parallel}$ ）を励起した。 V_T が十分大き

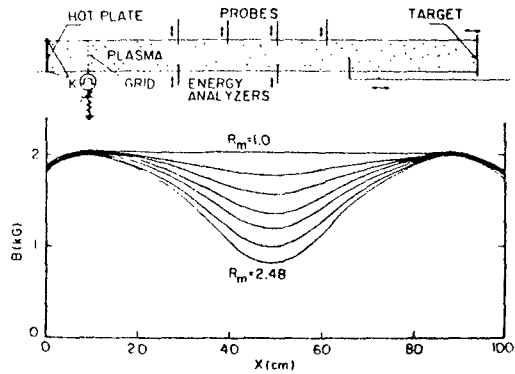


図3-1 実験装置の概略。ミラー比を変えても，ホットプレート及び終端ターゲット近傍の磁場の強さは変わらない。

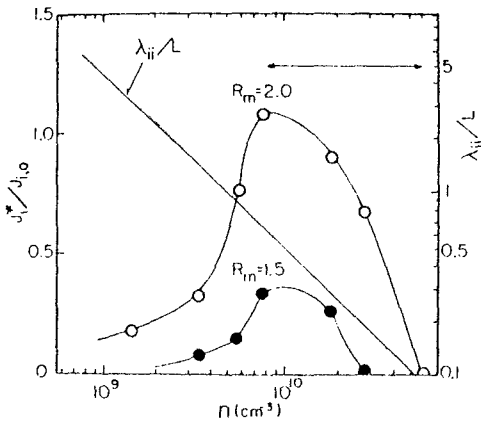


図3-2 密度 n に対するプラズマのミラー捕捉量 $J_i^*/J_{i,0}$ の変化。 λ_{ii} はイオン-イオン衝突の平均自由行程で， $T_i \approx 0.3$ eV，プラズマ長 $L = 80$ cmとして λ_{ii}/L は計算されている。測定は $X = 50$ cm（ミラーミッドプレーン上）にて成された。尚，矢印間（ \leftrightarrow ）の密度領域では，衝突による管径方向の粒子拡散をも考慮した詳細な考察を必要とする。

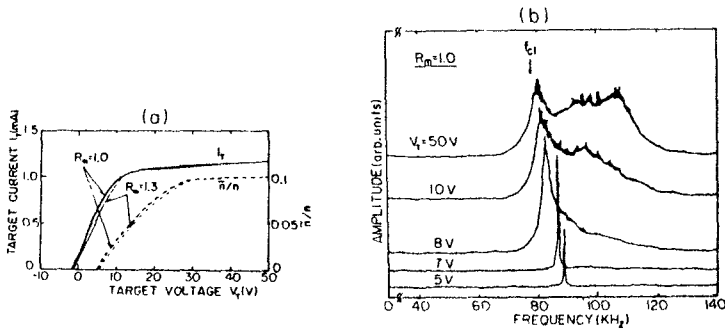


図3-3 振動の詳細。ターゲット電圧に対する電流及びプラズマ内のプローブで測定された振動の変動率の変化(a)，及びスペクトラムの変化(b)，(b)はターゲット電流を分析したもの。

い時には、この不安定波はイオンサイクロトロン周波数 f_{ci} 近傍にピークをもつ弱い乱流スペクトラムを呈し、その位相相関時間は非常に短くなった(図3-3)。この時、均一磁場配位では、イオンの磁場に垂直方向の分布関数はホットテールをもつ二成分温度マックスウェル型となるが、ホットイオンの占める割合は数%に過ぎない。しかし、これをミラー磁場にすると、振動のスペクトラムは均一磁場の時とほぼ変わらないが、ホットテールの密度が著しく増え、ミラー比1.3ではほぼ全体がホットイオンのマックスウェル分布となり、加熱度が1.0倍という極めて良い結果を得た(図3-4)。

この時、パルス実験を行うと(図3-5(b)), ミラーミッドプレーンにプラズマが入ってくると最初振動が現れ、これが飽和してからホットテールの形成が始ま

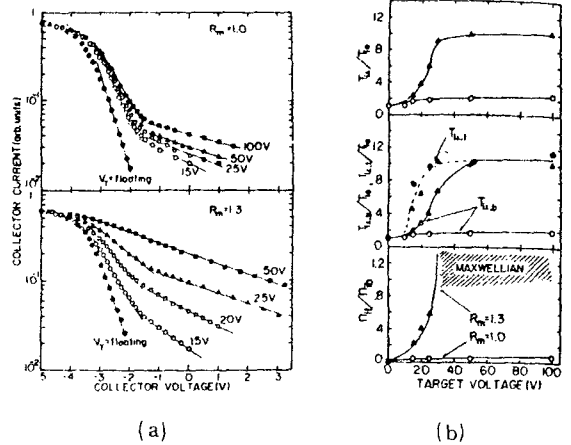


図3-4 (a) $X = 50 \text{ cm}$ における磁場に垂直方向のエネルギー分析器特性。分析器の径方向の位置はプラズマ断面の中心軸上である。 $n \approx 8.0 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ 。

(b) (a)をターゲット電圧に対して整理したグラフ。 T_{i0} は V_T が浮遊電位の時の値で、 $T_{i\perp}$ は平均温度。 $T_{i\perp, b}$ 及び $T_{i\perp, t}$ 、又 n_{ib} 及び n_{it} は各々バルク及びテールの温度、又は密度である。斜線領域は分布関数がmaxwellになっていることを表す。丸印は均一、三角印はミラー磁場に対する値。

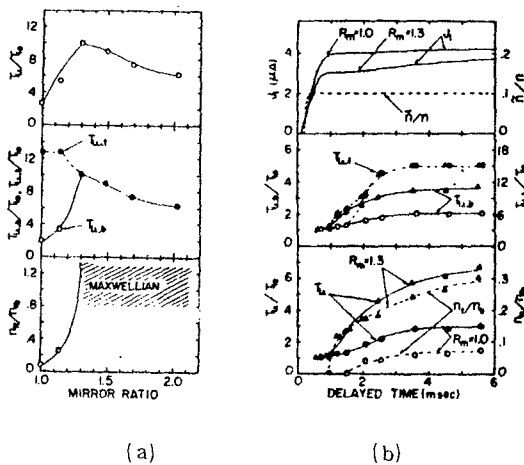


図3-5 (a) ミラー比による磁場に垂直方向のイオンエネルギー分布関数の変化。分析器の位置は図3-4と同じ。 $V_T (=100 \text{ V})$ は一定で $n \approx 8.0 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ 。

(b) パルスのプラズマが入射された時に測定されたイオン電流密度 J_i 、振動の変動率 \bar{n}/n 及び磁場に垂直のイオンエネルギー分布関数の時間的推移。プローブ及び分析器の位置は(a)と同じ。丸印は均一磁場、三角形はミラー磁場に対する値である。
 $n \approx 5.0 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ 。

り、やがてその温度が飽和してから、今度はそのテールの密度が増えてゆき、益々平均温度 $T_{i\perp}$ が大きくなってゆく時間的推移が観測された。これより、この現象は、真に不安定波による異方性加熱とミラー捕捉に起因していることが判明した。

理論的には波の相関時間の有限性を考慮した弱い乱流プラズマに対する準線形理論で記述される “stochastic heating” を考え、これによる計算結果は実験値に比べて大きな矛盾はない。そして、ミラーの時には、この相互作用による加熱と同時に閉じ込めが増長されることより、増強加熱が説明された。

ミラー比を更に大きくした時の加熱度の低下 (図 3-5(a)) も、振動スペクトラムがほぼ変わらないことと、この理論による非共鳴的相互作用を考えることより、定性的な理解を得ることができた。

尚、本実験で加熱の際に、磁場に垂直のイオン分布関数にテールが生じたがこの生成機構に関する詳しい議論は成されなかった。磁場のないプラズマ中のイオン音波乱流によるテールの生成に関しては、理論的な議論が幾分か成されてきているが、本実験の如く磁場があって、それに垂直の分布関数のテール生成についてはほとんど議論されていない現状である。

審査結果の要旨

核融合制御研究の基礎としてのプラズマ物理学の研究は近年著しい進歩をとげたが、主として磁場のない場合、または均一磁場の場合を取扱っており、核融合制御研究に実際に用いられるトラス磁場、ミラー磁場等、各種不均一磁場中のプラズマの性質の解明は未だ充分になされていない。本論文はこの点に着目して、ミラー磁場中のプラズマの性質、特にミラー磁場の軸にそってプラズマを導入した場合のプラズマのふるまいについて研究した結果をまとめたもので、序論および4章より成る。

序論では研究の目的および論文の構成について述べている。ついでミラー磁場を発散型磁場と収束型磁場とに分け、それぞれについて第1章および第2章で取扱っている。

まず第1章では、発散型磁場に、衝突の無視できるプラズマを磁場の軸にそって導入した場合のイオンのエネルギー分布関数の変化を測定し、ついで第2章では収束型磁場に、その軸にそって衝突の無視できるプラズマを導入した場合のプラズマの反射を、定常状態および過渡状態の両方にわたって詳細に観測している。これらの結果は、粒子軌道論にもとづいて計算した結果とよく一致しており、ミラー磁場中のプラズマの性質を理解する上に興味ある知見が得られている。

第3章は本論文の最も重要な部分で、ミラー磁場の軸にそって外部からプラズマを導入した場合の現象を取扱っている。まず、プラズマの密度を変化させて、装置の長さ(L)に比較してイオン-イオン衝突の平均自由行程(λ)が長い場合から短い場合にわたって、クーロン衝突によるプラズマの捕捉を観測し、 λ/L が1より大きい場合は捕捉はあまりおこらないが、 λ/L が1に近づくにつれて捕捉が急に増すことを明らかにして、これに定性的説明を与えている。しかし λ/L が1より小さい場合についてはまだ問題が残されている。

ついで、ミラー磁場中に導入された衝突の無視できるプラズマに、その軸方向に電流を流して不安定状態を誘起し、プラズマを乱流状態とした場合にイオンエネルギーの磁場に垂直な成分が乱流状態との相互作用によって増加する現象について実験している。そして、この加熱効果が、均一磁場の場合に比較して、ミラー磁場の場合に著しいことを、エネルギー分布関数の変化の比較を行いつつ明らかにしているが、これは重要な研究成果であるといえる。

第4章は結論をのべている。

以上要するに、本論文はミラー磁場の軸にそってプラズマを導入した場合のプラズマのふるまいを実験によって明らかにし、これに理論的検討を加えて興味ある知見を得たものであって、プラズマ物理学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。