

磁気フィルターを横切る電子の輸送機構の解明

野村一成*・内藤裕志**・福政修**

Study of Electron Transport across a Magnetic Filter

Issei NOMURA, Hiroshi NAITOU and Osamu FUKUMASA

Abstract

Electron transport across a magnetic filter is studied by the 2-dimensional particle simulation. It is found that low energy electrons diffuse much faster than high energy electrons. Dominant electron diffusion mechanism is found to be ExB -drift where E is the thermally excited low frequency electrostatic fluctuation field and B is the filter magnetic field. Because high energy electrons have large Larmor radii, those particles are immobile by ExB -drift by averaging out short wavelength fluctuations (Finite Larmor radius effect). Large gradient B drift of high energy electrons can also contribute to smooth out the effect of small scale fluctuations. Electrostatic fluctuation spectrum around the lower hybrid frequency is observed experimentally. Electron diffusion in the experiment may be dominated by these fluctuations.

1. はじめに

磁気フィルターとはシート状の空間的に局在した磁場であり、プラズマ中に挿入すると、磁気フィルターを横切る荷電粒子の輸送を変化させることにより、磁気フィルターの前後で異なるパラメータを持つプラズマを隣接して存在させることができる。磁気フィルターの磁場強度は質量の大きいイオンを磁化せず、質量の小さい電子を磁化する程度の大きさ選ばれている。通常、磁気フィルターを用いることにより、プラズマを高温、高密度の領域と、低温、低密度の領域に分割する。NB I 用水素負イオン源として注目されている体積生成型負イオン源においては、磁気フィルターを用いてH-生成の高効率化が行なわれている¹⁾²⁾。また、

磁気フィルターを用いた反応性プラズマの制御に関する研究も行われている³⁾。磁気フィルターには、高速の電子を反射し易く、低速の電子を透過し易い性質があることが実験的に知られている。しかし、何故、電子が磁気フィルターを横切る拡散に速度依存性が生じるかの物理機構の解明は十分でない。現在のところ、次の二つの考え方が有力視されている。

(I) 電子は、クーロン衝突によって磁気フィルターを透過する。磁場中において、電子はイオンと衝突して電子のラーマー半径 ρ_e 程度移動する。電子がイオンと衝突するとき、電子はイオンの長距離クーロン場によって徐々に偏向を受ける。

ここで、散乱角度 $\chi \geq 90^\circ$ の場合の衝突断面積 σ_{e1} および衝突周波数 ν_{e1} を次式⁴⁾に示す。

$$\sigma_{e1} = \pi e^4 / m_e^2 v_e^4 \quad (1)$$

$$\nu_{e1} = n_e \sigma_{e1} v = n_e \pi e^4 / m_e^2 v_e^3 \quad (2)$$

ここで、 m_e は電子の質量、 v_e は電子の速度、 n_e は電子

*大学院電気電子工学専攻

**電気電子工学科

密度である。また、拡散係数 D_e は次式⁹⁾で与えられる。

$$D_e = \rho_e^2 \nu_{ei} = n_e \pi e^2 / B^2 v_e \quad (3)$$

ここで、 B は磁場強度である。上式より、磁場中における電子の拡散係数 D_e は v_e^{-1} に比例する。従って低速電子の方がクーロン衝突による拡散が大きくなり、磁気フィルターを透過し易いと考えられる。

(II) 電子は、磁気フィルター中に存在する揺動電場 E とフィルター磁場 B との $E \times B$ ドリフトによる拡散により磁気フィルターを透過する⁶⁻⁹⁾。低速電子は高速電子に比べてラーマー半径が小さいため磁場中に局所的に存在する揺動電場 E の影響を大きく受ける。そのため、 $E \times B$ ドリフトによる拡散の速度も大きくなると考えられる。また、 $E \times B$ ドリフトによる拡散係数 D_d は次式により与えられる。

$$D_d = (v_d \tau)^2 / \tau = v_d^2 \tau \quad (4)$$

ここで、 v_d は $E \times B$ ドリフト速度を表わし、 τ は電子から見た波の存在時間を表わす。高速電子における、 v_d の値は、有限ラーマー半径効果により、単に $E \times B$ で評価した値より小さくなる。なお、一様磁場中の低周波の揺動(対流胞)が関係する $E \times B$ ドリフトによる拡散の粒子のエネルギー依存性については文献 [10] で論議されている。

本論文においては、(II)の考え方に重点をおいて研究を進めた。また、主に粒子シミュレーションにより磁気フィルターを横切る電子の輸送機構の解明を試みた。粒子シミュレーションによる研究を重視した理由は以下のとおりである。プラズマ研究において、実験と理論に加えてコンピューターシミュレーション(計算機実験)が研究方法として重要である。その理由は、プラズマが基本的に多体系であり、その非線形な振舞を理論のみで解析および予言することが非常に困難なこと、実験では不可能な測定が系に影響を与えず可能であること、初期条件・境界条件の設定が比較的自由であり多様な条件下でのシミュレーションが可能であること、などによる。研究は大型計算機(核融合科学研究所 FACOM VP-200E)を用いた粒子シミュレーションにより行った。また、体積生成型負イオン源の実験において、磁気フィルター近傍におけるプラズマ中の揺動電場の測定を試みた。その結果、電子の $E \times B$ ドリフトに寄与と思われる低域混成波の周波数近傍の揺動を測定した。

2. シミュレーションモデル及び実験装置

2.1 シミュレーションモデル

Z 方向に一様性を仮定した二次元モデルを採用する。(Fig.1) シミュレーション領域は X-Y 平面内で矩形をし、 Δ を格子幅とすると、 $L_x \times L_y = 128\Delta \times 64\Delta$ の格子状に区切られている。ここで、 L_x 、 L_y はそれぞれ X、Y 軸方向のシステム長である。電子およびイオンは Z 方向に無限に長い超粒子で表わされる。磁気フィルターは、 $X = 1/2 L_x$ にあり、磁場は Z 軸方向を向き Y 方向に一様で X 方向に変化する強度分布をもつ磁場でモデル化されている。X 方向の磁場強度の変化は、次式により与えられる (Fig.2)。

$$B_z(X) = B_0 \times (\exp(-(X-X_0)^2/2a_B^2)) \quad (5)$$

ここで、 $X_0 = 64\Delta$ 、 a_B は磁気フィルターの幅を表わす特徴的な量であり、 B_0 は磁気フィルター中心部での磁場強度である。シミュレーションでは、全ての量は規格化されているため、 B_0 の代わりに磁気フィルター中心での磁場の強さを表わす量として、 ω_{ce}/ω_{pe} を用いる。ここで、 ω_{ce} は電子サイクロトロン角周波数で、 ω_{pe} は電子プラズマ角周波数である。また、 a_B の値を変えることにより、磁気フィルターの幅を変えることができる。境界条件は、以下の通りである。X = 0、 L_x でポテンシャルは両端接地 ($\phi = 0$) とし粒子は完全反射とした。Y 方向はポテンシャル、粒子共に周期境界条件を施した。初期条件は以下の様にした。電子およびイオンは、空間的に一様に分布し、速度分布はマクスウェル分布に従う。また、本シミュレーションで用いた粒

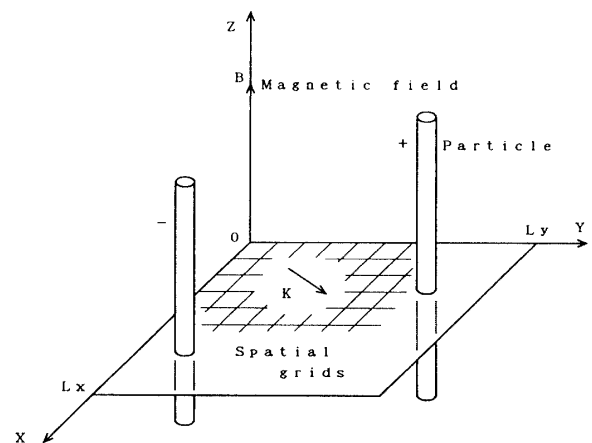


Fig.1 Schematic diagram of the simulation model.

子数は、電子131072個、イオン131072個である。電子とイオンの質量比は1/1836とした。デバイ長は 2Δ とした。

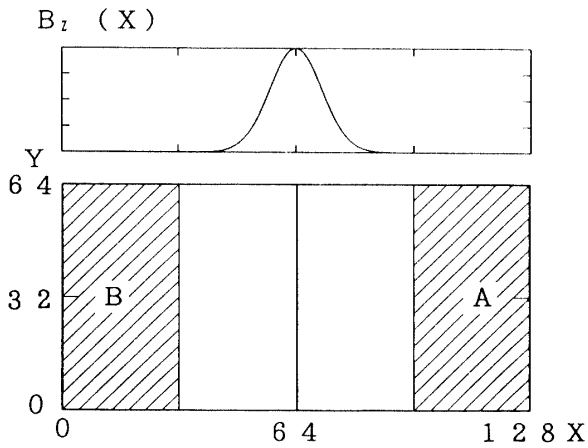


Fig.2 Schematic diagram of the system divided by a magnetic filter.

2.2 実験装置

Fig.3に実験装置の概略を示す。放電容器は、直径162mm、長さ300mmのステンレス製円筒容器である。また、容器外周にはフェライト永久磁石（表面磁束密度約1

KGauss)を並べ、16極のカusp磁場を構成しプラズマを閉じ込めている。

放電は、この容器を陽極とし、熱陰極（タングステン、直径0.5mm、長さ100mmを2本直列に接続）との間の直流アーク放電により水素プラズマを生成している。放電電圧 $V_d=80V$ 、放電電流 $I_d=2A$ 、水素ガス圧力 $P=2.9mTorr$ で実験を行った。プラズマのパラメータ及び電子エネルギー分布関数の測定は、軸方向に可動なラングミュアプローブにより行った。

また、プラズマ中における揺動電場の測定も、ラングミュアプローブにより行った。容器に対して直流バイアスされたラングミュアプローブに流れる電流を調べ、それに重畳する交流成分のみを求めた。さらにその周波数スペクトルを求めるため、測定された交流成分をデジタルメモリー (IWATUS, DM-703, サンプリング間隔、 $5 \times 10^{-8}SEC$, 2048点) に取り込んだ。そして、それをパーソナルコンピューターに取り込んでフーリエ変換¹⁾を行い周波数スペクトルを求めた。

3. 結果及び考察

3.1 シミュレーション結果

3.1.1 粒子軌道

磁気フィルターの粒子軌道に対する影響を調べるた

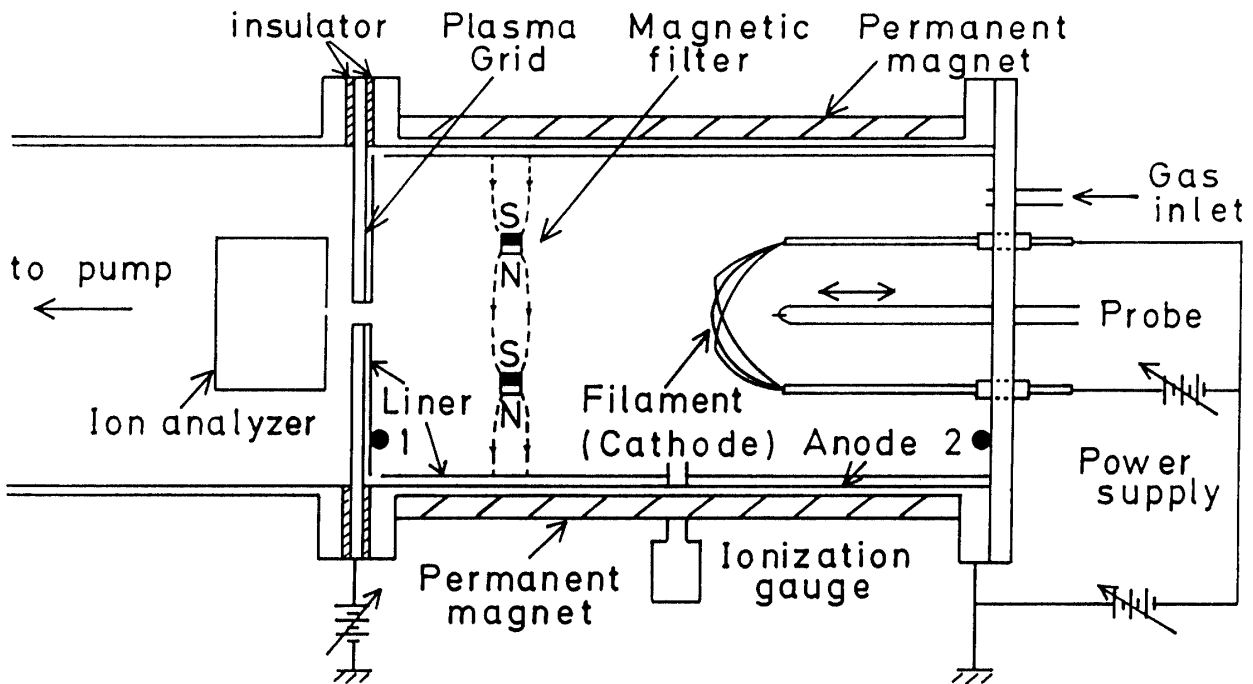


Fig.3 Schematic diagram of the multicusp plasma source equipped with a moveable magnetic filter and a plasma grid.

め、電子の粒子軌道を測定した。その結果を Fig.4 に示す。また、磁気フィルターの中心部における磁場強度は $\omega_{ce}/\omega_{pe}=0.5$ であり、磁気フィルター幅は、 $a_B=10$ とした。

Fig.4(a) は、磁場なしの領域にある電子が磁気フィルターに反射されている様子を示した。電子の軌道は、磁気フィルターにより大きく曲げられている。ほとんどの電子がこのように、磁気フィルターにより反射されている。

Fig.4(b) は、磁気フィルターに捕捉されている電子の軌道を示したものである。磁気フィルター磁場の大きさは空間的に変化しているため捕捉された電子は、磁気フィルター面に沿って磁場に直角方向に磁場勾配ドリフトしている。さらに、微小ではあるが磁気フィルターに対して直角方向に変位していることが確認さ

れる。これは、電子が電場の影響を受け $E \times B$ ドリフトにより変位したものと考えられる。しかし、電子が比較的高エネルギーであるので、そのラーマー半径が大きく、さらに磁場勾配ドリフト速度も大きい。そのため、電子のラーマー運動の軌道およびドリフト軌道に沿って、短波長の揺動電場が平均化され、X 軸方向の変位も比較的が小さくなっている。

Fig.4(c) は、低エネルギーの電子の軌道を示したものである。Fig.4(c) に示される電子の軌道は磁場勾配ドリフトしながら磁気面に対して垂直方向に大きく変位している。この変位は、主に磁場中に存在する Y 軸方向の揺動電場 E_y と Z 軸方向の磁場 B_z による $E_y \times B_z$ ドリフトに起因するものと考えられる。(この場合、 $E_y \times B_z$ の方向は磁気フィルターを横切る方向に生じる) 低速の電子は高速の電子に比べてラーマー半径が小さいため、磁場中に局所的に存在する揺動電場 E_y の影響が大きくなる。よって、より低エネルギーの電子の方が $E_y \times B_z$ ドリフトによる拡散も大きくなると考えられる。

電子が磁気フィルターを通り抜けるには、磁場なし領域にある電子がフィルター磁場に捕捉され、拡散的にフィルター磁場中を移動し、最終的に磁気フィルターを透過する必要がある。

3.1.2 透過する電子の磁気フィルター幅による影響

ここでは磁気フィルター幅を変化させ、磁気フィルターを透過した電子の速度分布を求めた。Fig.2 のシステム内で、斜線で示された領域 A と領域 B を考える。t=0 で A の領域にある電子が磁気フィルターを透過して B の領域に入った電子の累積数を計数する。Fig.5 では、縦軸に透過した電子の累積数を示し、横軸は速度(熱速度で規格化している)である。なお、速度は、粒子が最初に領域 B に到達したときの速度である。t ω_{pe} =1200, 2400, 3600, 4800 までの速度分布を同一の図に表わし、速度分布の時間的変化を調べた。

また、Fig.5(a) は、フィルター幅が、最も狭く $a_B=10\Delta$ の場合である。同図(b) は、 $a_B=12\Delta$ の場合であり、同図(c) は、 $a_B=14\Delta$ の場合である。

Fig.5(a) の場合、多くの低速電子が磁気フィルターを透過しているのが観測される。また、高速度の領域に透過電子数のピークが観測される。これは、捕捉された電子の中で特に高速の電子はラーマー半径が磁気フィルター幅程度であるため、1回のクーロン衝突によって磁気フィルターを透過するためと考えられる。

Fig.5(b) の場合、Fig.5(a) で観測された高速度の領域におけるピークが認められない。これは、磁気フィルターの幅が広まったため、磁気フィルターを透過す

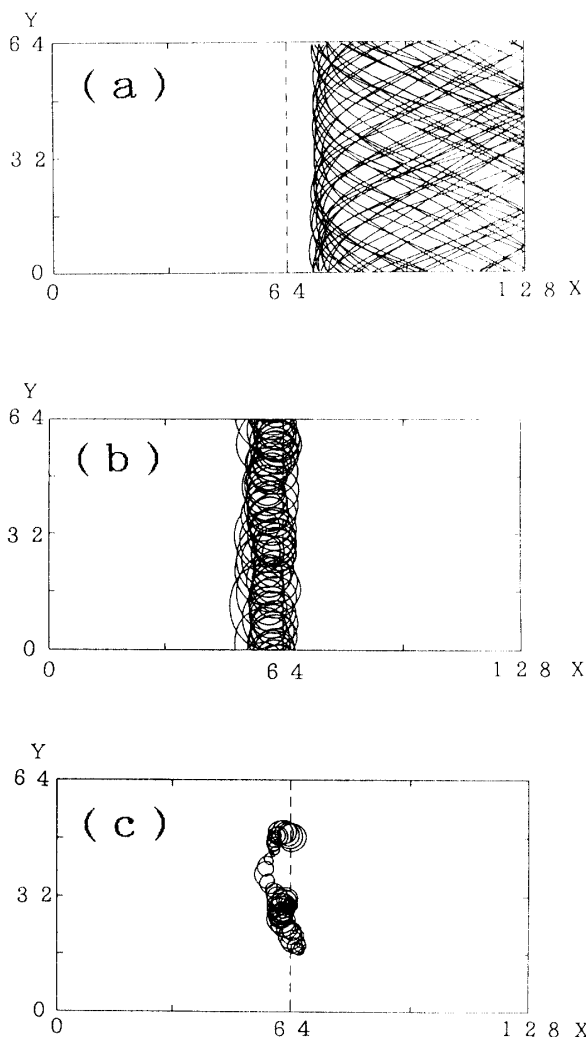


Fig.4 Examples of Electron orbits.

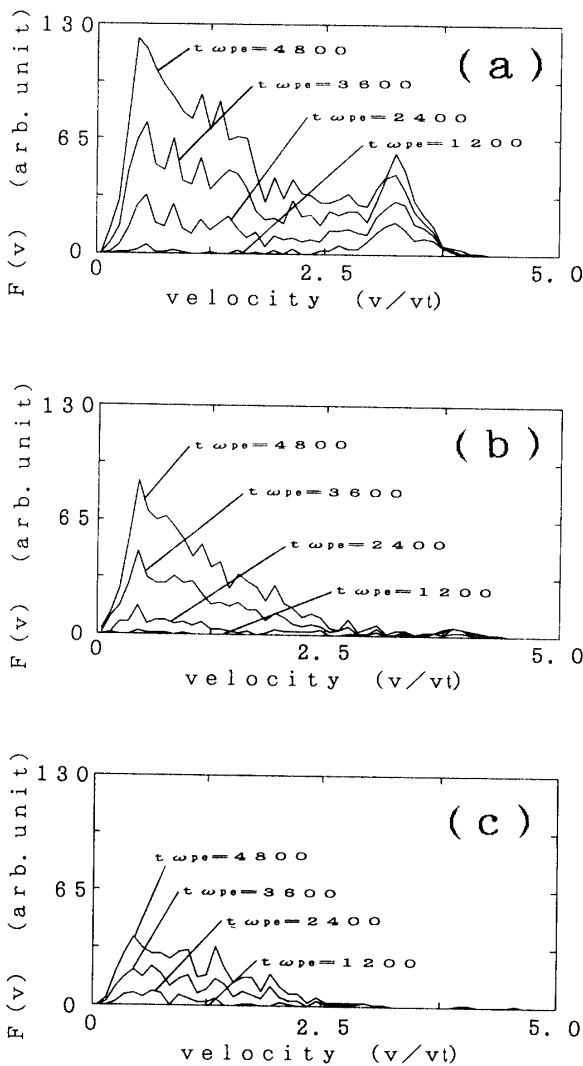


Fig.5 Accumulated velocity distribution of electrons which passed across the magnetic filter. (a) $a_B=10\Delta$ ($a_B/\rho_e=2.5$), (b) $a_B=12\Delta$ ($a_B/\rho_e=3.0$), (c) $a_B=14\Delta$ ($a_B/\rho_e=3.5$).

るために2回以上のクーロン衝突が必要となり、透過する高速電子が大きく減少したと考えられる。従って、高速の電子は磁気フィルターによりほぼ遮断され、低速の電子がおもに透過している。

Fig.5(c)の場合、Fig.5(a), (b)の場合と比べ全体的に透過した電子の数は減少している。高速の電子はほとんど磁気フィルターを透過せず、低速の電子が主に透過しているのが分かる。また、低速電子の中でも、より低速の電子の透過率が大きくなっている。

フィルター中心部における磁場強度で電子の熱速度から算出したラーマー半径 ρ_e と磁気フィルターの半値幅 a_B の比率を求めると、Fig.5(a)の場合、 $a_B/\rho_e=2.5$ 、同図(b)の場合、 $a_B/\rho_e=3.0$ 、同図(c)の場合、 $a_B/\rho_e=$

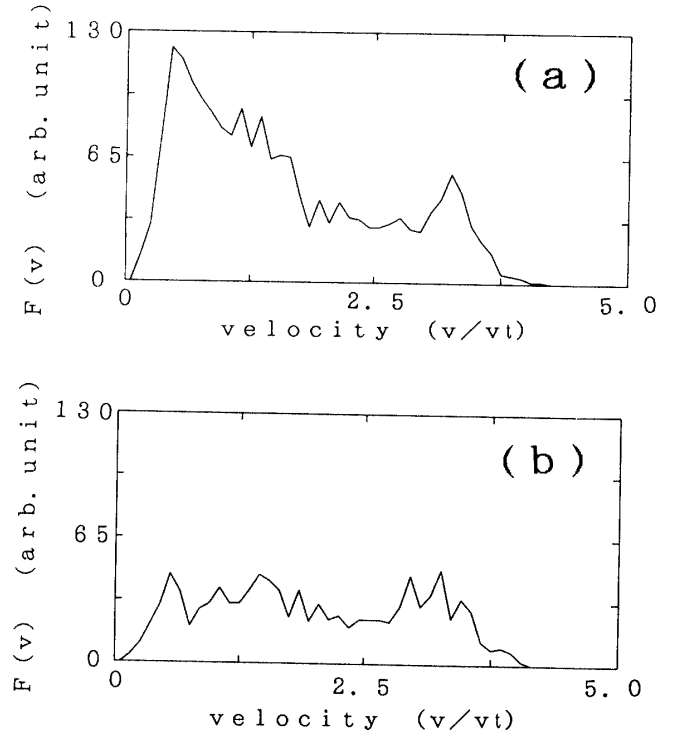


Fig.6 Accumulated velocity distribution of electrons which passed across the magnetic filter for the magnetic field parallel to Z (a), and for the tilted magnetic field at an angle $\theta=10^\circ$ to Z(b). Characteristic width of the magnetic filter is $a_B=10\Delta$ ($a_B/\rho_e=2.5$).

3.5である。

このシミュレーション結果では、 $a_B/\rho_e=2.5$ では多くの高速電子が透過している。しかし、 a_B/ρ_e の値を大きくすることにより、透過する高速の電子の数は減少してゆき、主に低速の電子が磁気フィルターを透過するという結果が得られた。

3.1.3 透過する電子の揺動電場による影響

次に、Z軸方向に向いていた磁力線の方をY-Z面内でY軸方向に10[deg.]傾斜させた。電子は磁力線方向には、非常に移動し易いため、Y軸方向に生じる短波長の揺動電場 E_y を打ち消す。これにより、 $E_y \times B_z$ ドリフトによる、電子の磁気フィルター透過の効果を減少させることができる。従って、磁場を傾けた場合の磁気フィルターを横切る電子の物理機構はクーロン衝突のみになる。このようにして磁力線をY軸方向に10[deg.]傾斜させ、3.1.2と同様のシミュレーションを行った。その結果を、Fig.6, 7, 8に示した。縦軸は透過した電子の累積数を示し、横軸は速度(熱速度で規格化している)である。また、 $t\omega_{pe}=4800$ (t:シミュ

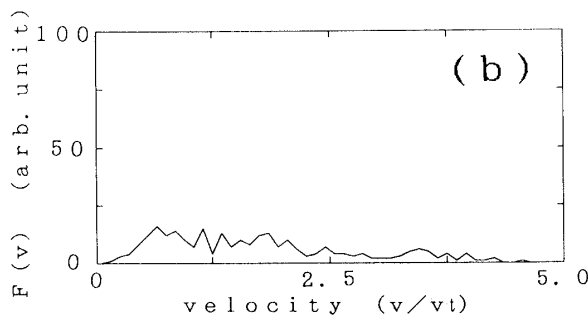
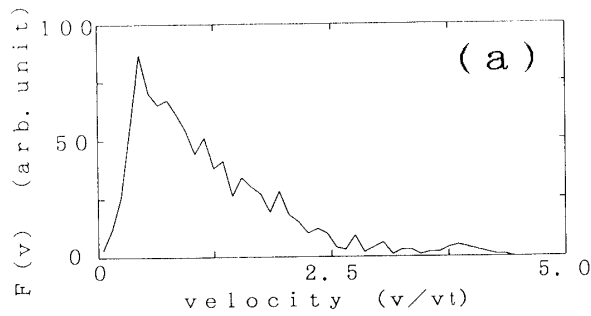


Fig.7 Accumulated velocity distribution of electrons which passed across the magnetic filter for the magnetic field parallel to Z (a), and for the tilted magnetic field at an angle $\theta=10^\circ$ to Z(b). Characteristic width of the magnetic filter is $a_B=12\Delta$ ($a_B/\rho_{te}=3.0$).

レーション時における経過時間, ω_{pe} : プラズマ角周波数)までとした. Fig.6は磁気フィルターの幅が狭く $a_B=10\Delta$ であり, Fig.7が $a_B=12\Delta$ の場合, Fig.8が $a_B=14\Delta$ の場合である. また, それぞれの図において, (a) は磁場の向きがZ軸方向の場合であり, (b) はY-Z面内でY軸方向に10[deg.]傾斜させた場合である.

Fig.6(a)の場合, 高速度の領域に, 透過した電子数のピークが観測される. このピークは同図(b)においても同様に観測される. 一方, 透過した低速電子の数は大きく減少している. このことにより, 低速の電子は低周波の揺動電場 E に起因する $E \times B$ ドリフトにより磁気フィルターを透過していると結論される.

Fig.7, 8の場合も同様に, (a)での透過した高速の電子の数は, (b)におけるそれとほぼ等しい. それに対して, 透過した低速の電子の数は図(a)と比べ図(b)においては激減している.

以上の結果をまとめると, 磁力線を, Y-Z平面内に

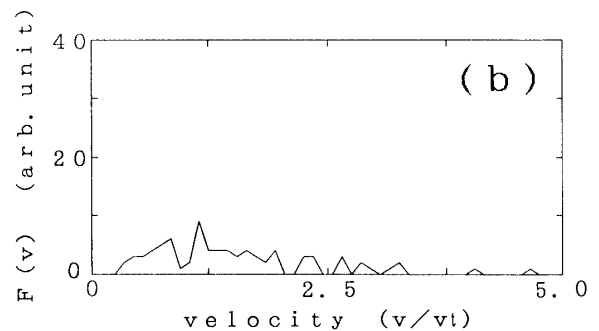
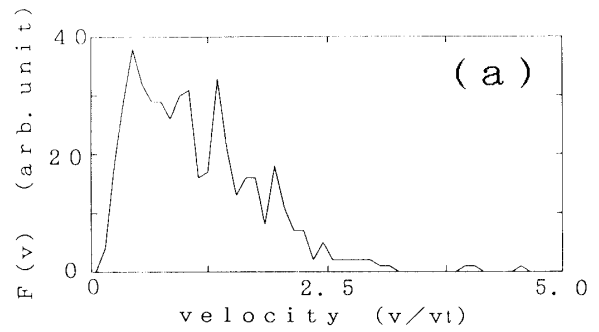


Fig.8 Accumulated velocity distribution of electrons which passed across the magnetic filter for the magnetic field parallel to Z (a), and for the tilted magnetic field at an angle $\theta=10^\circ$ to Z(b). Characteristic width of the magnetic filter is $a_B=14\Delta$ ($a_B/\rho_{te}=3.5$).

においてY軸方向に傾斜させた場合には, Y軸方向に生じていた揺動電場 E_y が打ち消されるため, 電子は主にクーロン衝突によって透過すると考えられる. このとき, 透過する低速電子が減少することから, 多くの低速電子はZ軸方向の磁場 B_z とY軸方向の揺動電場 E_y との $E_y \times B_z$ ドリフトによって磁気フィルターを拡散的に透過すると考えられる.

3.2 実験結果

3.2.1 磁気フィルターによる電子エネルギー分布関数の制御

実験装置内における電子エネルギー分布関数の軸方向分布を測定した. 電子エネルギー分布関数 $F(v)$ はラングミュアプローブ電流 i_p を測定し, ドゥルベステイン法により算出した. その結果を Fig.9に示す. 横軸は電子のエネルギーを表わし, 縦軸はそのエネルギーにおける電子の数を示す. Fig.9(a)は磁気フィルター

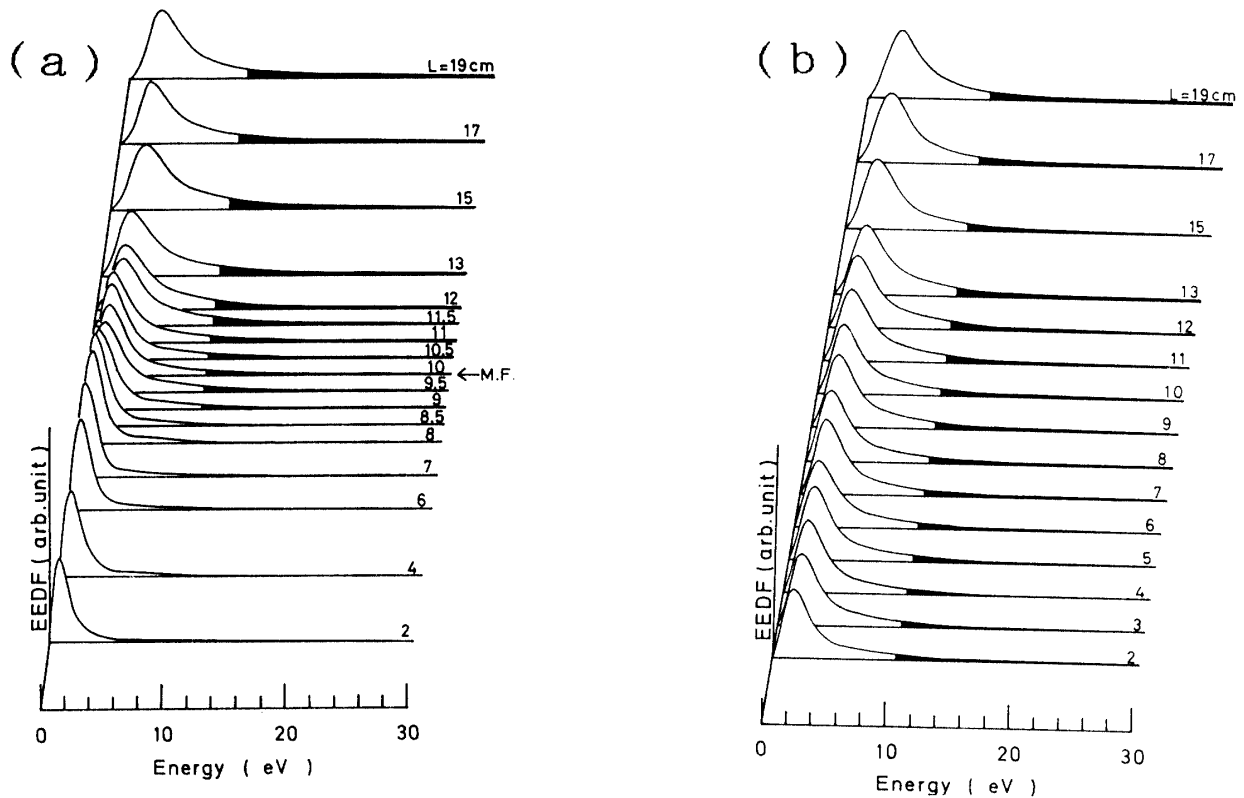


Fig.9 Axial variations of the electron energy distribution function in H_2 plasma (a) with a magnetic filter and (b) without a magnetic filter. (Experimental conditions are as follows: $V_d=80V$, $I_d=2A$, $P=2.9$ mTorr and $L_f=10cm$).

を設置した場合ある。なお、磁気フィルターはプラズマグリッドより10cmの位置に設置した。また、同図(b)は磁気フィルターを設置しない場合である。実験は放電電圧 $V_d=80V$ 、放電電流 $I_d=2A$ 、水素ガス圧 $P=2.9mTorr$ で行った。

Fig.9において、黒く塗り潰された部分が10eV以上のエネルギーをもった電子の分布である。Fig.9(a)と同図(b)を比較すると、磁気フィルターにより高速の電子が遮断されている様子がよく分かる。粒子シミュレーションの結果と同様に、この実験結果からも、磁気フィルターには、高速の電子を反射し易く、低速の電子を透過し易い性質があることが分かる。

3.2.2 プラズマ中の揺動電場

シミュレーション結果より、低速電子は主に磁場中に存在する揺動電場 E とフィルター磁場 B との $E \times B$ ドリフトにより磁気フィルターを透過すると考えられる。従って、磁気フィルターを横切る電子の輸送機構において、磁場中に存在する揺動電場 E が重要になってくる。特に電子が $E \times B$ ドリフトによって磁気フィ

ルターを透過するには、揺動電場の方向が磁場に対して垂直あり、かつ、その周波数が電子サイクロトロン周波数に比べて低いことが必要である。これらの条件を満たす揺動電場として低域混成波が考えられる。そこで実験において磁気フィルター直下及び近傍における低域混成波の存在を調べた。

実験では、プローブ電流 I_p に重畳する変動成分をプラズマ中の揺動電場と考え、実験的にその揺動電場の特性を調べた。

Fig.10にプローブバイアス V_p に対するプローブ電流 I_p を示した。また、その図の下部に、それぞれ、① $V_p=-20V$ 、② $V_p=0V$ 、③ $V_p=10V$ における、プローブ電流 I_p に重畳している交流成分を示した。これは、磁気フィルター直下で測定したものである。この結果から、プローブバイアスを正にすると、それに重畳する揺動の振幅も大きくなることが分かる。

また、Fig.11に揺動振幅の軸方向分布を示した。これから、プローブバイアスが零または負のときは、どの位置においても揺動振幅は小さい。しかし、プローブバイアスを正にした時は、磁気フィルター近傍にお

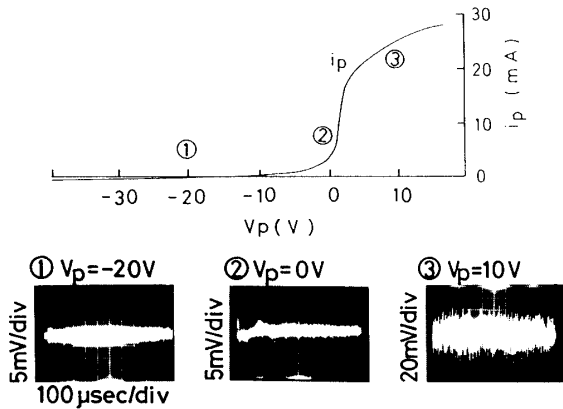


Fig. 10 Typical examples of fluctuation measured at $L=10\text{cm}$ in H_2 plasma, for three different probe bias potentials V_p . (Experimental conditions are the same as those in Fig. 9).

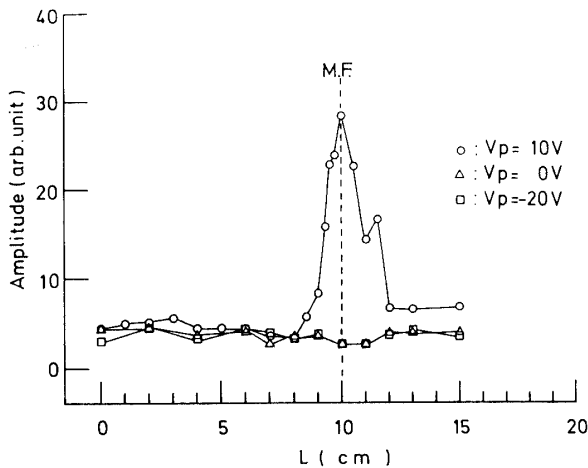


Fig. 11 Axial variations of fluctuation amplitudes for three different probe potentials V_p in H_2 plasma. (Experimental conditions are the same as those in Fig. 9).

いて揺動振幅が増大しているのが分かる。よって、磁気フィルター近傍において強い揺動電場が存在していると考えられる。更に、この揺動電場の特性を調べるため、ラングミュアプローブを磁気フィルター直下に置き、 $V_p=10\text{V}$ にしてそれに重畳している交流成分をフーリエ変換して周波数スペクトルを求めた。その結果を Fig. 12 に示す。この図から $1\sim 2\text{MHz}$ に強い揺動が観測される。

この $1\sim 2\text{MHz}$ の揺動電場は低域混成波ではないかと考え、その同定を試みた。近似した低域混成波の分散

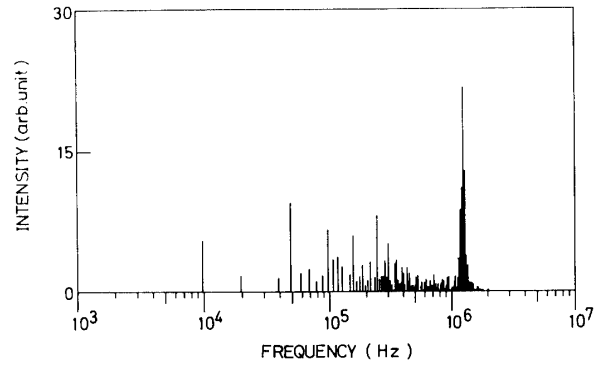


Fig. 12 Typical example of fluctuation spectrum in H_2 plasma. (Experimental conditions are as follows: $V_d=80\text{V}$, $I_d=2\text{A}$, $P=2.9\text{mTorr}$, $L_f=10\text{cm}$, $L=9.3\text{cm}$ and $V_p=10\text{V}$)

式は次式¹²⁾である。

$$\omega_{LH}^2 = \omega_{p1}^2 / (1 + \omega_{pe}^2 / \omega_{ce}^2) \quad (6)$$

ここで、 ω_{p1} はイオンプラズマ周波数である。プラズマグリッドからの距離 L に対する、磁速密度 B (一様磁場)、電子密度 n_e 、低域混成波の周波数 f_{LH} を、table. 1 に示した。なお、実験装置内におけるプラズマ中の正イオンは、そのほとんどが H_3^+ であるという実験結果が得られている。よって、関係するイオンを H_3^+ の場合と、 H^+ の場合の両方を示した。

table. 1 より理論的に求められる低域混成波の周波数は、 $0.5\text{MHz}\sim$ 数 MHz の範囲にある。この周波数帯は実験によって測定された $1\sim 2\text{MHz}$ の揺動電場の周波数帯に近いことが分かる。また、この揺動電場は磁気フィルター近傍にのみ存在することが確認されている。これらのことから、実験によって測定された $1\sim 2\text{MHz}$ の揺動は、低域混成波であると考えられる。

4. おわりに

粒子シミュレーションおよび実験によって、磁気フィルターを横切る電子の輸送機構の解明を試みた。

以下にその結果を要約する。

(1) 粒子シミュレーションにおいては、電子はおもに Y 軸方向に生じる揺動電場 E_y と磁場 B_z による $E_y \times B_z$ ドリフトにより拡散的に磁気フィルターを透過する。高速電子はラーマー半径が大きく、磁場中に局所的に存在する揺動電場 E_y の影響が小さい。更に、高速電子は大きな磁場勾配ドリフトをするために、ドリフト軌道に沿って短波長の揺動を平均して感じ、 $E_y \times B_z$ ドリ

Table.1 Estimation of Lower hybrid frequencies for different position

L (cm)		8	9	10	11	12
B (Gauss)		14	38	60	46	15
ne (1/cm ³)		1.5×10^{10}	1.6×10^{10}	1.6×10^{10}	2.8×10^{10}	4.0×10^{10}
f _{LH} (Hz)	H ⁺	9.4×10^5	2.5×10^6	3.9×10^6	3.0×10^6	9.8×10^5
	H ₃ ⁺	5.3×10^5	1.4×10^6	2.3×10^6	1.7×10^6	5.7×10^5

フトの効果小さくなる。一方、ラーマー半径が小さく、磁場勾配ドリフトの小さい低速電子は局所的に存在する揺動電界 E_y の影響が大きいため $E_y \times B_z$ ドリフトによる拡散も大きい。

(2) 電子が $E \times B$ ドリフトにより磁気フィルターを透過するとき、磁場に対して垂直でかつ低周波の揺動電場 E が作用する。この揺動電場として低域混成波が考えられる。今回の実験により磁気フィルター中に低域混成波の周波数近傍の揺動の存在を確認することができた。そして、この揺動電場が電子の $E \times B$ ドリフトによる拡散の原因となっていると考えられる。

謝 辞

本研究では、核融合科学研究所の計算機システムを利用した。

この研究テーマに関心をもって頂くとともに御討論頂いた本学の崎山智司助手に感謝する。また、実験に御協力頂いた大学院生酒井広隆氏(現 中国電力)、種部智昭氏、聴講生の高木英幸氏(現 東ソー)、シミュレーションの研究において御協力頂いた大学院生 武藤浩二氏に感謝する。

参考文献

- 1) K.N. Leung, K.W. Ehlers, and R.V. Pyle: Rev. Sci. Instrum 56, 364(1985)
 - 2) K.N. Leung, K.W. Ehlers, and M. Bacal: Rev. Sci. Instrum 54, 56(1983)
 - 3) O. Fukumasa, H. Naitou, and S. Sakiyama: T. IEE Japan 111-A, 1057(1991)
 - 4) 内田岱二郎訳：プラズマ物理学入門, 丸善, (1983) p.141
 - 5) A. J. T. Holmes: Rev. Sci. Instrum. 53, 1517(1982)
 - 6) 内藤裕志, 西村 祐, 福政 修：日本物理学会 第45回年会, 2a-Q-9(1990)
 - 7) 福政 修, 内藤裕志, 酒井広隆, 高木英幸：プラズマ研究会資料, EP-91-9(1991)
 - 8) H. Naitou and O. Fukumasa: Proc. 8th Symp. Plasma Processing, p.133(Nagoya, 1991)
 - 9) H. Naitou, O. Fukumasa, I. Nomura and K. Mutou: Proc. 9th Symp. Plasma Processing, p.229(Fukuoka, 1992)
 - 10) H. NAITOU, T. KAMINURA and J.M. DAWSON: J. Phys. Soc. Jpn. 46, 258(1979)
 - 11) 南 茂夫：科学計測のための波形データ処理, CQ出版(1989), p.140
 - 12) K.N. Leung, N. Hershkowitz and K.R. Mackenzie: Phys. Fluids, 19, 1045(1976)
- (平成4年4月21日受理)

1) K.N. Leung, K.W. Ehlers, and R.V. Pyle: