

プラズマ中の三極渦

核融合科学研究所 田中 雅慶 (Masayoshi Tanaka)
National Institute for Fusion Sciences

1 はじめに

磁場中のプラズマは渦の宝庫である [1, 2]。その理由は、磁化プラズマ中には $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトが存在するからであると言って良い。 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトとは、プラズマの内部電場 $\mathbf{E}$ が電場と磁場 $\mathbf{B}$ の両方に垂直な方向 ($\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 方向) に流れをつくる効果のことである。通常、プラズマは電子の流失を止めるように正の電位になっているが、この電位による径方向電場が、 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトによってプラズマを周方向に回転させる。つまり、磁化プラズマそれ自身が回転流体である。また、同じ効果によるプラズマの回転は波動が励起されても発生する。いま、2 次元的に局在した電位の摂動を考えると、この摂動電位に伴う電場が $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトによって局所的なプラズマの回転を作り出す。言い換えれば、局在するポテンシャル (静電波) は渦であると言える。このように内部電場と磁場の存在はいたるところに渦を作り出す原因となる。この渦が、物質や運動量、エネルギーなどの輸送に深くかかわっているため、プラズマ中の渦研究は通常流体の場合にもまして重要なのである。

上に述べたように、プラズマの渦を論じる場合、その発生因はほぼ例外なく $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトである。従来の研究では、不均一ポテンシャルを生成する静電波の存在が重要である考え、代表的な静電波であるドリフト波の渦形成が集中的に調べられてきた。ところが、最近観測された三極渦は、予想される $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 回転とは完全に逆方向に回転していたのである。この常識の通じない渦を調べていくうち、プラズマと中性粒子が共存する系における渦形成という新しい現象が見えてきた。この講究録では、その概要を報告する。

2 三極渦の形成と反 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 回転

弱い発散磁界中でプラズマ生成を行うと、ある条件下で図 1 に示すような構造が観測される。この画像は、円柱状のプラズマを装置端から磁力線方向観測したものである。プラズマは 2.45GHz のマイクロ波による電子サイクロトロン共鳴加熱によって生成・維持されているが [3]、この構造はプラズマの生成と同時に自発的に形成され、マイクロ波入射によってプラズマが維持されている間は定常に存在する。白く見えているところは高密度領域で、周辺部の密度に比べると 3-4 倍高い値になっている。また、この構造は磁力線方向にほぼ一様で、2 次元的な構造であることも分っている。

プラズマの流れ場は図 2 に示すようになっている [4]。また、図 2 の背景は同じ平面内におけるイオン密度分布の等高線図を示している。図に示すように $(x, y) \simeq (\pm 5\text{cm}, 0)$ 付近を中心に約 $10\text{cm} \times 5\text{cm}$ の広がりをもつ二つの高密度領域が存在している。密度の二次元分布とプラズマの発光パターンとを比較すると、発光強度分布は密度分布のパターンと非常に良く一致することが分かる。速度ベクトル場のパターンは、密度勾配による拡散流と渦を形成する回転流の重畳したものとして観測されるためやや不鮮明になっているが、密度ピークを中心に時計方向に回転する流

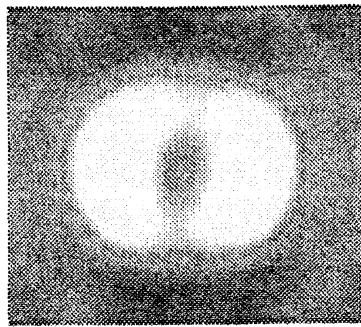


図 1: 磁力線沿って観測した三極渦の CCD 画像

れと、中心部の密度が減少している領域の反時計回転方向の流れが確認できる。ここで矢印の長さは速度の大きさを示しているが、イオン音波速度 ($C_s \approx 2.3 \times 10^5 \text{ cm/s}$) の大きさと比較して、ゆっくりとした流れ ($v \sim 0.1 - 0.3 C_s$) である。

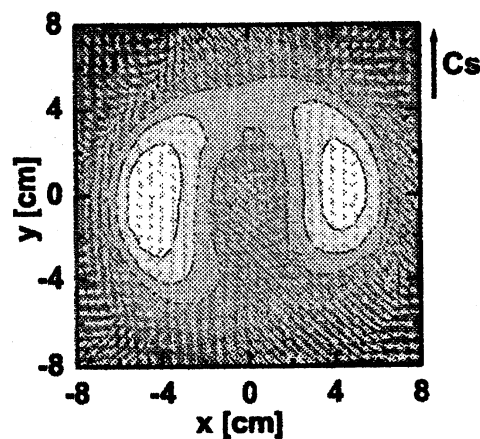


図 2: 磁場に垂直な平面内でのプラズマの流れ場

得られた速度ベクトル場から渦度分布を計算すると、正 (反時計方向回転) と負 (時計方向回転) の渦度が交互に並んだ渦構造であることが明らかになった (図 4 参照)。即ち、観測された二つの密度ピークに負の渦度が集中し、中心の密度のくぼみ部分に正の渦度が集中する三極渦構造である [5]。三極渦は 1990 年代に通常流体や海洋で発見されたものであるが、プラズマ中で三極渦を観測したのは本実験が初めてである。

この渦構造のポテンシャル分布は通常のプラズマで観測されるように上に凸の正電位で、ポテンシャルのピーク位置はプラズマ密度のピーク位置とほぼ一致している。このポテンシャル分布から求めた $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 回転は観測されたプラズマの回転と完全に逆であることが分った。このことは、この渦の回転を支配している力は電場ではなく、それ以外の力であることを意味している。また、磁場を反転させると渦の回転方向も逆になるため、渦の回転機構は、電場以外の力 $\mathbf{F}$ による $\mathbf{F} \times \mathbf{B}$ ドリフトであると予想された。これまで、電場以外の力による渦の形成は観測された例がない。

電場以外の力の発生原因を調べていく中で、三極渦が存在するときは常に中性粒子密度分布が深い凹構造を持つという注目すべき事実が明らかになった。通常、中性粒子はプラズマと共存しているが、実験室プラズマの場合、その断面にわたってほぼ一様に分布している。プラズマは中性粒子と衝突を繰り返すことになるが、その効果はプラズマの運動たいして散逸効果を付加するのみ

である。しかし、背景の中性粒子分布に空間構造があれば、その密度勾配による平均流が存在し、プラズマと相互作用することによって、一方向の運動量輸送を行うことができる。即ち、プラズマに対する力の発生源となることが可能になる。もしポテンシャルが上に凸の領域で中性粒子の密度分布が下に凸であるような構造を形成していたら、電場とは逆向きの力の発生が可能である。

この点を確認するため、中性粒子分布測定を行った。可視光測定によって決定した中性粒子密度の二次元分布を図3示す。図は、渦構造が形成される場合とされない場合の中性粒子密度分布を比較している。プラズマに対する中性粒子の供給は真空容器壁からの中心へ向かう粒子束であり、中心部に行くにしたがって電離されプラズマとなって、主に磁力線方向へ損失する。したがって、渦構造が形成されない場合でも、図3(a)に示すように中性粒子密度は中心付近で少し減少するような傾向を示すが、通常はその減少量は少ない。一方、渦構造が形成されたときは、図3(b)に示すように中心部の密度減少が著しく、非常に急峻な密度勾配を持つ凹構造を形成していることがわかる。

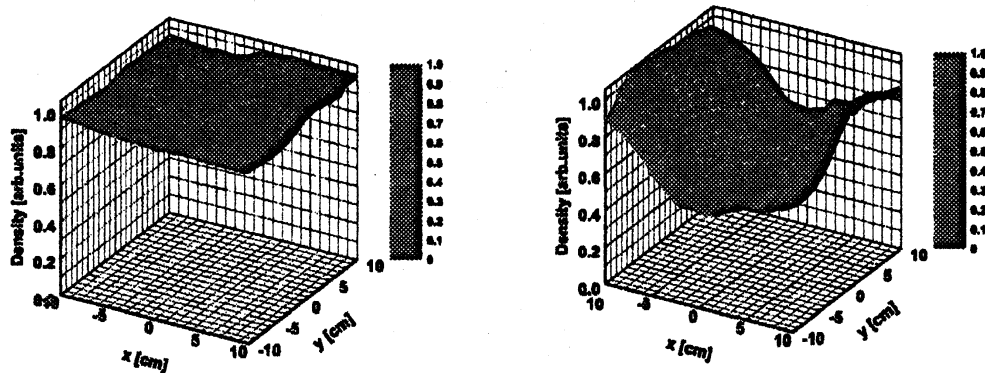


図 3: 二次元中性粒子密度分布。左図: 渦が形成されない場合 (9×10^{-3} Torr)。右図: 渦が形成される場合 (2.8×10^{-2} Torr)。

この結果は、三極渦が中性粒子のくぼみに”閉じ込められている”ことを示しており、渦の形成機構にイオン-中性粒子間の相互作用が本質的に関与していることを意味している。従来プラズマ中の渦発生機構はプラズマだけで閉じていると考えられてきたが、本実験はプラズマが中性粒子と共存して渦を形成する最初の例である。

中性粒子の急峻な密度勾配は、中性粒子の拡散流 $v_n = -D_{\text{eff}} \nabla \log n_n$ を生む。ここで D_{eff} は実効的な拡散係数を表している（中性粒子の平均自由行程は渦の大きさと同程度なので、古典的な拡散係数からのずれ（増加）を考慮して、実効的な拡散係数を導入した）。渦が形成されるプラズマの電子温度は $2\text{-}3\text{eV}$ 程度であり、このような状況では、イオン-中性粒子間の相互作用は荷電交換反応が支配的である [6]。この反応によって、内向きの中性粒子流れは、内向きの運動量を持ったイオンに変化する。一方、同じ反応でイオンは中性粒子に変化し運動量を失うことになるが、正味の運動量収支はイオンに働く力を与える。荷電交換反応を通して、中性粒子が輸送する単位時間、単位体積当たりの運動量は $P_{n \rightarrow i} = \nu_{ni} M n_n v_n$ (ν_{ni} は中性粒子のイオンに対する荷電交換衝突周波数) である。一方、イオンが失う運動量は $P_{i \rightarrow n} = \nu_{in} M n_i v_i$ (ν_{in} はイオンの中性粒子に対する荷電交換衝突周波数) となる。

荷電交換反応に伴う運動量輸送を考慮すると、イオンの運動方程式は次のように記述できる [7]。

$$Mn_i \left[\frac{\partial \mathbf{v}_i}{\partial t} + (\mathbf{v}_i \cdot \nabla) \mathbf{v}_i \right] = en_i(\mathbf{E} + \mathbf{v}_i \times \mathbf{B}) - \nabla p_i - \nu_{in} M n_i (\mathbf{v}_i + D_{\text{eff}} \nabla \log n_n), \quad (1)$$

ここで、単位時間、単位体積当たりの衝突回数は $\nu_{ni} n_n = \nu_{in} n_i$ という関係が成り立つことを利用した。イオンの運動方程式 (式 (1)) より、磁場に垂直な速度成分は

$$\mathbf{v}_\perp = \frac{1}{\omega_{ci}^2 + \nu_{in}^2} \left[\frac{e}{M} (\omega_{ci} \mathbf{e}_z \times \nabla_\perp \phi - \nu_{in} \nabla_\perp \phi) + v_{Ti}^2 (\omega_{ci} \mathbf{e}_z \times \nabla_\perp \log n_i - \nu_{in} \nabla_\perp \log n_i) + (\omega_{ci} \nu_{in} D_{\text{eff}} \mathbf{e}_z \times \nabla_\perp \log n_n - \nu_{in}^2 D_{\text{eff}} \nabla_\perp \log n_n) \right], \quad (2)$$

と解くことができる。ここで、 ω_{ci} はイオンサイクロトロン周波数である。上式の導出にあたって、非線形項 $\mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v}$ は簡単のために省略した。この近似はイオン流速がイオン音波速度より十分小さいときに適用でき、実験結果とも矛盾しない。

式 (2) の右辺カッコ内第一項は電場による項、つまり $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトを表し、 $\nu_{in} \nabla \phi$ の項が電場方向への衝突によるドリフトを表す。磁場中の無衝突プラズマでは $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトがイオンの運動を決定し、衝突性の ($\nu_{in} \gg \omega_{ci}$) プラズマでは電場の方向へ流されていくことを表している。三極渦の形成されるプラズマでは $\nu_{in}/\omega_{ci} \sim 1$ 程度で、両者が同等にイオンの運動を決めていると考えることができる。第二項はイオンの圧力に起因する項で、 $\omega_{ci} \mathbf{e}_z \times \nabla \log n_i$ の項がイオン反磁性ドリフトをあらわす。イオン温度は十分低いので、この項は無視することができる。そして、第三項は、中性粒子との荷電交換反応による実効的な力を表す項である。 $\omega_{ci} \nu_{in} D_{\text{eff}} \mathbf{e}_z \times \nabla \log n_n$ の項はこの実効的な力による磁場に垂直な方向のドリフトを表している。

水平コード ($y=0$) 上では、物理量の周方向変化は径方向変化と比べると十分小さく ($\partial/\partial r \gg (1/r)\partial/\partial \theta$)、イオン流速の周方向成分は水平コード上では以下のような単純な形に書き下すことができる [5]。

$$\frac{v_y}{C_s} \approx \frac{\omega_{ci} C_s}{\omega_{ci}^2 + \nu_{in}^2} \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{e\phi}{T_e} \right) + \frac{D_{\text{eff}}}{C_s^2/\nu_{in}} \frac{\partial}{\partial r} (\log n_n) \right]. \quad (3)$$

ここで右辺第一項は $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフト、第二項は実効的な力による $\mathbf{F} \times \mathbf{B}$ ドリフトを表している。

イオン-中性粒子の荷電交換反応が支配的なプラズマでは、磁場に垂直なプラズマの流れは電場ではなく、中性粒子密度分布によって決まる。その場合、渦度分布そのものも中性粒子密度分布によって決定されることになる。式 (2) の rot を取ると、磁場に垂直な断面内の渦度の二次元分布 $\omega_z(x, y)$ は以下ようになる [8]。

$$\omega_z = \frac{\omega_{ci}}{\omega_{ci}^2 + \nu_{in}^2} \left[\nabla_\perp^2 \left(\frac{e}{M} \phi + \nu_{in} D_{\text{eff}} \log n_n \right) \right] \quad (4)$$

式 (4) の右辺第一項は $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトによる渦度、第二項は中性粒子の実効的な力による $\mathbf{F} \times \mathbf{B}$ ドリフトから決まる渦度を表している。式の見通しをよくするため $\omega_{ci}/(\omega_{ci}^2 + \nu_{in}^2)$ の空間依存性は弱いとした。この仮定を置かない場合は式 (4) の右辺に項が付加されるが、その影響は小さい。前節の考察の結果から、三極渦構造が形成されるプラズマでは、式 (4) の右辺カッコ内第二項が第一項より十分大きいとすると、渦度の表式は次のように与えられる。即ち、渦度分布は中性粒子分布のみによって決定され、

$$\omega_z \simeq \frac{\omega_{ci} \nu_{in} D_{\text{eff}}}{\omega_{ci}^2 + \nu_{in}^2} \nabla_\perp^2 \log n_n \quad (5)$$

となる。別の言い方をすれば、中性粒子密度の対数 $\log n_n(\mathbf{r})$ が係数を除いて磁場に垂直な流れの流線関数となることを示している。

図4に中性粒子密度分布から求めた渦度分布(左図)と、方向性プローブで測定した二次元速度ベクトル場から計算した渦度分布(右図)を示す。中性粒子密度分布の二階微分は、高速フーリエ変換を利用し、ノイズに相当する短波長モードを削除している。図に示すように、中心に正の渦度が集中し、その両側に負の渦度が分布する三極渦構造が確認できる。また、図4(右図)とほぼ一致する渦度分布パターンが得られている。つまり渦度分布は中性粒子分布により決定されていることを示している。この結果は、中性粒子密度勾配に起因する実効的な力がイオンのダイナミクスを決定しているということの有力な証拠である。

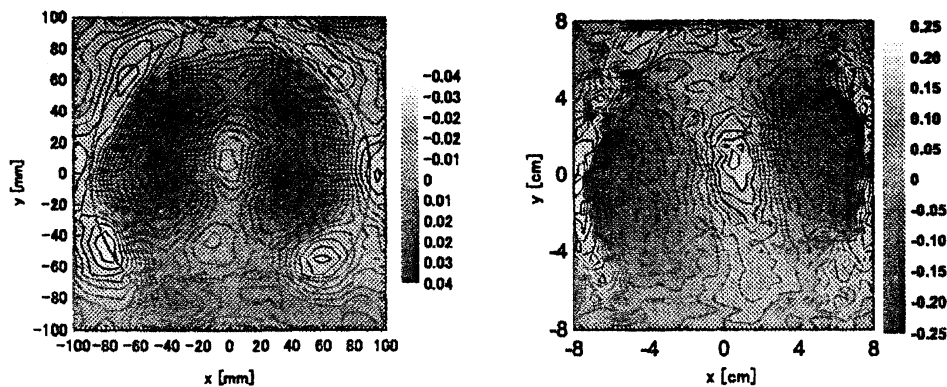


図4: 三極渦構造の渦度分布。左図: 中性粒子分布から求めた渦度分布 ($\nabla_{\perp}^2 \log n_n$)。右図: イオン流速ベクトル場から求めた渦度分布 ($\text{rot } \mathbf{v}$)。両者はほぼ一致するパターンを示している。

3 非線形定常解としての三極渦

Vranješ (ルーベン大、ベルギー) との共同研究により、三極渦の解析解を求めた [7]。プラズマ中の渦を記述する方程式として有名な長谷川・三間方程式は Poisson 括弧 $[\nabla^2 \phi, \phi]$ 構造を有しており、その定常解は非線形方程式でありながらも Poisson 括弧式の恒等式を用いて求めることができる [?]。Larichev らはこの性質を利用してドリフト波の双極渦解を求めた。

ここでは、イオンと電子の二流体からなる回転する円柱磁化プラズマを考え、イオンの運動を記述する非線形方程式が Poisson 括弧構造を有していることを示す。さらに、その特解として、三極構造の非線形定常解が存在することを示す。最初に、 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトと反磁性ドリフトのみで回転するプラズマを考え、その後に中性粒子による実効的な力を考慮した場合に拡張する。

一様な外部磁場 $\mathbf{B} = B\mathbf{e}_z$ の向きに z 軸をとり、プラズマの密度 $n_0(r)$ と周方向回転速度 $\mathbf{v} = v_0(r)\mathbf{e}_\theta$ は半径方向に変化しているとする。上に述べたように、最も簡単な場合を考え、イオンは電場と圧力によって駆動されるとする。中性粒子による実効的な力はあとで考慮する。イオンと

電子は以下に示す連続の式および運動方程式に従う。

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n\mathbf{v}) = 0 \quad (6)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \right) \mathbf{v} = \frac{e}{M} (-\nabla\phi + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (7)$$

電子の特徴的な時間に比べて十分遅い現象を考えているので、電子は Boltzmann の関係式に従ってポテンシャル変化に即座に反応すると考える。イオンの速度を定常な 0 次部分 $\mathbf{v}_0$ と摂動部分 $\mathbf{v}_1$ の和 $\mathbf{v} = \mathbf{v}_0 + \mathbf{v}_1$ として表す。 $\mathbf{v}_0$ は $\mathbf{v}_0 = (1/B)\mathbf{e}_z \times \nabla\phi_0$ と書ける。ここで ϕ_0 は 0 次のプラズマポテンシャルである。イオンの運動方程式の両辺に $\mathbf{e}_z \times$ を掛け整理すると、摂動部分は形式的に

$$\mathbf{v}_1 = \frac{1}{B}\mathbf{e}_z \times \nabla\phi_1 + \frac{1}{\Omega}\mathbf{e}_z \times \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \right) \mathbf{v} \quad (8)$$

と与えられる。ここで、 $\Omega = eB/M$ はイオンサイクロトロン周波数を表す。これを繰り返し法で解く。線形近似した $\mathbf{v}_1$ として $\mathbf{v}_1 = (1/B)\mathbf{e}_z \times \nabla\phi_1$ を得るので、式 (8) の右辺に代入すると、非線形項を含んだ速度 $\mathbf{v}_1$ として

$$\mathbf{v}_1 = \frac{1}{B}\mathbf{e}_z \times \nabla\phi_1 + \frac{1}{\Omega}\mathbf{e}_z \times \left[\frac{\partial}{\partial t} + \left(\mathbf{v}_0 + \frac{1}{B}\mathbf{e}_z \times \nabla\phi_1 \right) \cdot \nabla \right] \left(\mathbf{v}_0 + \frac{1}{B}\mathbf{e}_z \times \nabla\phi_1 \right) \quad (9)$$

を得る。一方、連続の式において密度を 0 次部分 n_0 と摂動部分 n_1 の和 $n = n_0 + n_1$ と考えると

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}_1 \cdot \nabla \right) n_1 + n_0 \nabla \cdot \mathbf{v}_1 + \mathbf{v}_1 \cdot \nabla n_0 + \mathbf{v}_0 \cdot \nabla n_1 = 0 \quad (10)$$

を得る。式 (9) を式 (10) に代入し、整理すると最終的に

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{B}(\mathbf{e}_z \times \nabla\phi_1 \cdot \nabla) \right] [(1 - \rho^2 \nabla^2) \phi_1 - \rho^2 \nabla^2 \phi_0 - \psi_0] + \frac{1}{B}(\mathbf{e}_z \times \nabla\phi_0 \cdot \nabla) (1 - \rho^2 \nabla^2) \phi_1 = 0 \quad (11)$$

となる。ここで、 C_s はイオン音波速度を、 $\rho = C_s/\Omega$ はイオンの等価 Larmor 半径を、 $\mathbf{v}_* = -e\theta\rho C_s n'_0/n_0 \equiv e\theta\psi'_0/B$ はイオン反磁性ドリフト速度を表している。 $\psi_0(r) = (T_e/e) \ln n_0(r)$ はイオン反磁性ドリフトを駆動する実効的なポテンシャルとみなすことができる。さらに整理すると ϕ_1 に関する非線形方程式を得る。

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{B}\mathbf{e}_z \times \nabla(\phi_1 + \phi_0) \cdot \nabla \right] [(1 - \rho^2 \nabla^2) (\phi_1 + \phi_0) - (\phi_0 + \psi_0)] = 0 \quad (12)$$

これは、ある与えられた 0 次の密度分布とポテンシャル構造 $n_0(r), \phi_0(r)$ の中で、 $E \times B$ ドリフトによって軸対称に回転している円柱プラズマの摂動、ポテンシャル $\phi_1(r, \theta)$ の非線形発展を記述する方程式である。 ϕ_1 が求まれば他の物理量の非線形発展も ϕ_1 と関連付けて求まるので、以後 ϕ_1 について定常状態で取り得る構造を考える。

ここで、 $\mathbf{e}_z \times \nabla g \cdot \nabla f = [g, f]$ という関係に注目すると、定常状態 ($\partial/\partial t = 0$) で式 (12) は Poisson 括弧を用いて次のように表される。

$$\frac{1}{B}[\phi_1 + \phi_0, f] = 0, \quad f = (1 - \rho^2 \nabla^2) (\phi_1 + \phi_0) - (\phi_0 + \psi_0) \quad (13)$$

一般に $[g, f] = 0$ は $f = f(g)$ または $g = g(f)$ であれば恒等的に満たすことができる。ここでは G を定数として $f = -G(\phi_1 + \phi_0)$ なる特解を考える。関数 f 内に含まれる ϕ_0, ψ_0 は共に r のみに依存するので $-(\phi_0 + \psi_0) = F(r)$ とおくと、式 (13) より

$$(\nabla^2 + \kappa^2) \phi = F(r) \quad (14)$$

を得る。ここで $\phi = \phi_1 + \phi_0$, $\kappa^2 = -(1 + G)$ である。また、長さは ρ で規格化し、 $\rho \nabla$ を新たに ∇ と表した。ポテンシャル ϕ の r, θ 依存性を、軸対称な成分と非軸対称な成分に分けて $\phi = \phi_a(r) \cos m\theta + \phi_s(r)$ と考える。このとき r のみに依存する部分と $\cos m\theta$ に比例する部分はそれぞれ次のように表される。

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \kappa^2 \right) \phi_s = F(r) \quad (15)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \kappa^2 \right) \phi_a \cos m\theta = 0 \quad (16)$$

式 (15) は左辺の斉次部分は 0 次の Bessel 方程式である。したがって軸対称成分は、0 次 Bessel 方程式の斉次解が $\phi_s(r) = a_0 J_0(\kappa r)$ であることから、

$$\phi_s = \frac{\pi}{2} Y_0(\kappa r) \int J_0(\kappa r) F(r) r dr - \frac{\pi}{2} J_0(\kappa r) \int Y_0(\kappa r) F(r) r dr \quad (17)$$

とあらわすことができる。一方、非軸対称成分は m 次の Bessel 方程式となり、 $r = 0$ で発散しない解は $\phi_a(r) = a_m J_m(\kappa r)$ である。よって、ポテンシャル ϕ は、これらをまとめて

$$\phi = \sum_m a_m J_m(\kappa r) \cos m\theta + \frac{\pi}{2} Y_0(\kappa r) \int J_0(\kappa r) F(r) r dr - \frac{\pi}{2} J_0(\kappa r) \int Y_0(\kappa r) F(r) r dr \quad (18)$$

と求まる。

ここで、 $F(r) = -(\phi_0 + \psi_0) =$ より $F(r)' e_\theta = -B(v_0 + v_*)$ であるから、 $F(r)$ の関数形は 0 次の速度分布から決定される。いま簡単のために方位角方向の回転は剛体的であるとする、 $F(r)$ の関数形として $F(r) = b(4 + \kappa^2 r^2)$ となる。Bessel 関数公式を用いて式 (18) の積分を計算することができる。その結果 $\phi_s = a_0 J_0(\kappa r) + br^2$ を得るので、 ϕ は以下のように求まる。

$$\phi = \sum_m a_m J_m(\kappa r) \cos m\theta + a_0 J_0(\kappa r) + br^2 \quad (19)$$

ここで、方位角方向にモード数として $m = 2$ を考える。境界条件として、プラズマ半径 r_0 の位置でポテンシャルは方位角方向に一定でなければならないから、 κ は $J_2(\kappa r_0) = 0$ を満たさなければならない。ここで注意すべきことは、三極渦は $m = 3$ に対する非線形定常解ではなく $m = 2$ モードと $J_0(\kappa r) + br^2$ で与えられる $m = 0$ モードが結合した解であるということである。 $m = 0$ モードの存在により、 $\theta = 90^\circ, 270^\circ$ 付近に見られるはずの極小値が見えなくなっている。

中性粒子の効果を取り入れると、イオンの運動方程式に

$$-\nu_{in} M n_i (v_i + D_{\text{eff}} \nabla \log n_n) \quad (20)$$

という項が付加される。この場合、式 (9) に相当する v_1 は

$$v_1 = \frac{1}{B} e_z \times \nabla \Phi_1 + \frac{1}{\Omega_{\text{eff}}} e_z \times \left[\frac{\partial}{\partial t} + \left(v_0 + \frac{1}{B} e_z \times \nabla \Phi_1 \right) \cdot \nabla \right] \left(v_0 + \frac{1}{B} e_z \times \nabla \Phi_1 \right) \quad (21)$$

となり、式 (9) の静電ポテンシャルを中性粒子の寄与も含む実効的なポテンシャル

$$\Phi_1 = \left(\phi_1 + \frac{T_n}{e} \ln n_n \right) \left(\frac{\Omega^2}{\Omega^2 + \nu_{in}^2} \right) \quad (22)$$

で置き換えた形になる。ここで、 $\Omega_{\text{eff}} = (\Omega^2 + \nu_{in}^2)/\Omega$ 、 T_n は中性粒子の温度である。従って中性粒子による実効的な力を考慮することは、ポテンシャルを式 (22) で置き換えて同様の計算を行えばよいことになる。最終的な結果を示すと、 $m = 2$ モードに対して、

$$\phi(r, \theta) = -\phi_n(r) + \phi_n(r_0) + b(r^2 - r_0^2) + a[J_0(kr) - J_0(kr_0)] + a_2 J_2(kr) \cos 2\theta \quad (23)$$

となる。ここで、 $\phi_n(r)$ は中性粒子密度の分布である。実験結果から $\phi_n(r)$ として

$$\phi_n(r) = a_n \exp(-c_n r^2) + b_n r^2 \quad (24)$$

とおいて、上式を計算すると図 5 が得られる。図に見られる三極構造は実験的に観測された密度パターンを非常によく再現している。

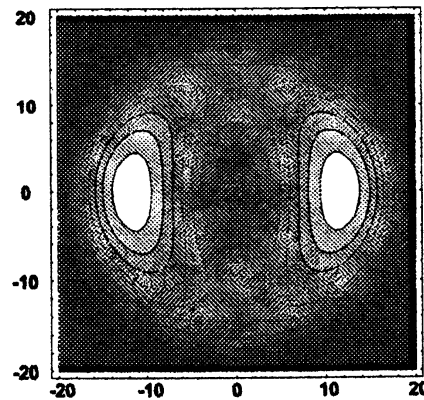


図 5: 中性粒子による実効的なポテンシャルが存在する場合の三極渦構造 (ポテンシャル分布) (図 2 参照)

中性粒子による実効的なポテンシャルを考慮した場合、渦の回転方向は静電ポテンシャルだけでは決まらないことに注意すべきである。通常の条件では静電ポテンシャルは上に凸、中性粒子による実効ポテンシャルは下に凸である。従って、 ϕ_1 に比べて $\ln n_n$ の項が優勢になれば、反 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 方向に回転する三極渦の存在が可能である。 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 回転するプラズマでも三極渦解は存在するが、実験では見つかっていない。

4 まとめ

磁化プラズマ中で、三極渦構造を観測した。三極渦構造が見つかったこと自体プラズマでは初めてのことであるが、プラズマ物理の観点からより大きなインパクトを与える発見は、反 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 方向に回転する渦の存在を明らかにした点である。従来、プラズマ渦の回転機構としては、もっぱら $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトだけが考慮され研究が行われてきたが、反 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 回転の存在は内部電場より

も優勢な力が存在していることを意味している。本実験は、その力の発現機構が中性粒子の流れと荷電交換反応であることを明らかにした。

通常、中性粒子の存在はイオンの運動に対する抵抗力を発生し、イオンのダイナミクスに対して散逸効果をもたらす。しかし、中性粒子の流れとプラズマが相互作用すると、その指向性の運動量がイオンに輸送され、実効的な力が発生する。この力は内部電場を凌ぐ場合があり、そのような場合はイオンのダイナミクスが質的に変化してしまう。このように、中性粒子の流れと共存するプラズマ中の構造形成は、従来の現象とは異なる新しい物理の舞台となる可能性を有している。

参考文献

- [1] M. Kono and M.Y. Tanaka. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 84, p. 4369, 2000.
- [2] K. Nagaoka, A. Okamoto, S. Yoshimura, M. Kono, and M. Y. Tanaka. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 89, p. 075001, 2002.
- [3] M. Tanaka, R. Nishimoto, S. Higashi, N. Harada, T. Ohi, A. Komori, and Y. Kawai. *J. Phys. Soc. Jpn.*, Vol. 60, p. 1600, 1991.
- [4] K. Nagaoka, A. Okamoto, S. Yoshimura, and M. Y. Tanaka. *J. Phys. Soc. Jpn.*, Vol. 70, p. 131, 2001.
- [5] A. Okamoto, K. Hara, K. Nagaoka, S. Yoshimura, J. Vranješ, M. Kono, and M. Y. Tanaka. *Phys. of Plasmas*, Vol. 10, p. 2211, 2003.
- [6] L. M. Chanin and M. A. Biondi. *Phys. Rev.*, Vol. 106, p. 473, 1957.
- [7] J. Vranješ, A. Okamoto, S. Yoshimura, S. Poedts, M. Kono, and M.Y. Tanaka. Vol. 89, p. 265002, 2002.
- [8] A. Okamoto, K. Hara, K. Nagaoka, S. Yoshimura, J. Vranješ, M. Kono, and M. Y. Tanaka. *J. Plasma Fusion Res.*, Vol. 78, p. 1143, 2002.