Helicity 積分について

伊 藤 博

(阪 大 ・ 工)

(1983年9月26日 受 理)

Theory of Helicity Integrals

H. Ito[^]

(Received September, 26, 1983)

Abstract

A new helicity integral which denotes the degree of knottedness of the plasma current is introduced with respect to confined plasmas. Time evolutionary equations of both magnetic and current helicities are derived in case of the presence of the electric resistivity. Both integrals decrease with respect to the time when the system is enclosed by a perfectly conducting rigid wall.

§ 1. まえがき

核融合の理論分野において注目を浴びているものの一つに, helicity 積分がある。すなわちベクトルポテンシャル $\mathbf{A}$ と磁場 $\mathbf{B}$ のスカラー積の空間積分であり, それが不変量であることから, 特に変分的手法の中によく使用されている。文献によるとこの磁気 helicity が時間的または流れにそって不変量であることを示したのは Woltjer¹⁾ が最初であり, これに続いて Moffatt²⁾, 独立に J. B. Taylor³⁾ ということである。この量は離散的モデルならば磁力線のからみ合いの割合を示すことになるけれど, 連続的分布では物理的に極めてとらえにくい。そのためその物理像をとらえるより, 例えば変分の副条件に使用してみてその結果から逆に本質を調べようという動きが現在も続いているといってよい⁴⁾。例えば全磁気エネルギーを変分関数にとり, K 積分 (磁気 helicity) を副条件にすると容易に磁場と電流の force-free の式が出ることはよく知られている。しかしながら真空中に存在するひとつの電流環を考えたとなると, 明らかに K 積分は存在しない。前出の Moffatt の論文

はもともと流体の渦輪の理論であり、K積分の発祥は流れの速度場と渦度のスカラー積の体積積分からきている。ついで彼はそれをMHD理論にもちこみK積分の不変性を証明しているけれど、渦輪同志のからみ合わせの度合という定義を忘れるわけにいかない。一方プラズマにおいて最も重要な関係は電流と磁場であり、ベクトルポテンシャルは直接観測を行わない量である。さらに必要なことは非可逆過程、すなわち、プラズマの比抵抗値とか粘性などが存在する時、K積分のような量がどのように変化するかということに最も興味があるが、今日まで明確にはされていないようである。この論文では、磁気helicity について著者が考えたことと、それに代わるもう一つの不変量を導き、非可逆過程におけるK積分の時間変化を論じることにする。

§ 2. M積分の導入

磁気helicity 積分は

$$K = \int_V \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} d\tau \quad (1)$$

で定義される。この不変性は多くの人によって証明されているけれど、最も厳密なのは、Moffattのそれである。ここでは証明そのものが目的ではないが、新しい不変量の導入のために繰り返してみる。一般に、

$$\frac{DK}{Dt} = \int_V \frac{D}{Dt} \left(\frac{\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}}{\rho} \right) \rho d\tau + \int_V \frac{(\mathbf{A} \cdot \mathbf{B})}{\rho} \frac{D}{Dt} (\rho d\tau)$$

$$\text{とかけ,} \quad \frac{D}{Dt} (\rho d\tau) = 0 \quad \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla = \frac{D}{Dt} \right)$$

$$\text{から,} \quad \frac{DK}{Dt} = \int \frac{D}{Dt} \left(\frac{\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}}{\rho} \right) \rho d\tau \quad (2)$$

を計算するのが流体力学の一般的手法である。そこで、

$$\frac{D}{Dt} \left(\frac{\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}}{\rho} \right) = -\frac{1}{\rho^2} \frac{D\rho}{Dt} (\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}) + \frac{1}{\rho} \frac{D}{Dt} (\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}) \quad (3)$$

の右辺の第二項を計算することにする。

$$\frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}) = -2\mathbf{E} \cdot \mathbf{B} - \text{div}(\mathbf{E} \times \mathbf{A}) \quad (4)$$

Helicity 積分について

であるから

$$\frac{D}{Dt} (\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}) = -2 \mathbf{E} \cdot \mathbf{B} - \operatorname{div}(\mathbf{E} \times \mathbf{A}) + (\mathbf{v} \cdot \nabla)(\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}). \quad (5)$$

第一項は

$$\frac{D\rho}{Dt} (\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}) = \rho (\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}) + (\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}) (\mathbf{v} \cdot \nabla \rho)$$

となるから(3), (4), (5)をまとめて

$$\int \frac{D}{Dt} \left(\frac{\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}}{\rho} \right) \rho d\tau = \int \left\{ -\frac{1}{\rho} (\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}) (\dot{\rho} + \mathbf{v} \cdot \nabla \rho) - 2 \mathbf{E} \cdot \mathbf{B} \right. \\ \left. - \operatorname{div}(\mathbf{E} \times \mathbf{A}) + (\mathbf{v} \cdot \nabla)(\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}) \right\} d\tau$$

と計算される。積分の括弧内は連続の方程式を用いて

$$(\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}) \operatorname{div} \mathbf{v} - 2 \mathbf{E} \cdot \mathbf{B} - \operatorname{div}(\mathbf{E} \times \mathbf{A}) + (\mathbf{v} \cdot \nabla)(\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}) \\ = \operatorname{div} \{ (\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}) \mathbf{v} - \mathbf{E} \times \mathbf{A} \} - 2 \mathbf{E} \cdot \mathbf{B}$$

と書きかえられる。そこで

$$\int \frac{D}{Dt} \left(\frac{\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}}{\rho} \right) \rho d\tau = -2 \int \mathbf{E} \cdot \mathbf{B} d\tau + \int_S \{ (\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}) \mathbf{v} - \mathbf{E} \times \mathbf{A} \} d\mathbf{S}$$

器壁の上で

$$\mathbf{v} \cdot d\mathbf{S} = 0, \quad \mathbf{E} \times d\mathbf{S} = 0, \quad \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = 0$$

という条件で表面積分は零となり，一般化オームの式，

$$\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = \eta \mathbf{j}$$

を使うと

$$\frac{D}{Dt} \int_V (\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}) d\tau = -2 \eta \int_V \mathbf{j} \cdot \mathbf{B} d\tau \quad (6)$$

が導かれる。そこで右辺の積分

$$M = \int \mathbf{j} \cdot \mathbf{B} d\tau \quad (7)$$

をM積分と名付けることにする⁵⁾。

§ 3. 磁気流体的不変量

現在までに取り上げられている不変量は次のような形をしている。2つのベクトルを, $\mathbf{X}$, $\mathbf{Y}$ として

$$\mathbf{Y} = \text{rot } \mathbf{X}$$

という関係があるとする

$$I = \int \mathbf{X} \cdot \mathbf{Y} \, d\tau \quad (8)$$

という積分を定義する。

$$\mathbf{X} = \mathbf{U}, \quad \mathbf{Y} = \text{rot } \mathbf{U} = \mathbf{W}$$

$$\mathbf{X} = \mathbf{A}, \quad \mathbf{Y} = \text{rot } \mathbf{A} = \mathbf{B}$$

とおくとそれぞれ渦, および磁力線の helicity が得られる。(8)の積分の特徴は表面積分が零ということである。このような類推によると前出のM積分のほかに

$$\int \mathbf{j} \cdot \text{rot } \mathbf{j} \, d\tau = \int \mathbf{j} \cdot \mathbf{F} \, d\tau \quad (9)$$

も同様な性質があることが容易に想像できる。

(8)の形のほかに実は

$$\int \frac{1}{2\mu} B^2 \, d\tau \quad (10)$$

も, プラズマの比抵抗が零であれば保存することが簡単に証明できる。しかし不変量が存在するからといって, それぞれが本質的に意味があるとはかぎらない。例えば Woltjer の取り上げた

$$\int \mathbf{B} \cdot \mathbf{v} \, d\tau \quad (\mathbf{v} = \mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e)$$

は実はM積分の中に含まれるべきものである。M積分がK積分と並んで必要と考えられる根拠の一つは変分原理にある。著者は既にK積分ならびにM積分を副条件として平衡解を求める変分原理を導入した⁵⁾。それは

$$\delta \left(\int P \, d\tau + \beta \int \frac{1}{2\mu} B^2 \, d\tau + \frac{\alpha}{2} \{ K \text{ or } M \} \right) = 0 \quad (11)$$

とかけ, 軸対称系, 直線ヘリカル系, FRCについていままで知られている解をすべて求め得るとい

Helicity 積分について

うことである。注目すべきことは副条件がK積分であってもM積分であっても同じ結果を得るという点にある。(11)の解で特に軸対称の解を示しておく。円柱座標系で

$$\begin{aligned} j_r + \alpha B_r &= 0 \\ j_z + \alpha B_z &= 0 \\ j_\theta + \alpha B_\theta &= r \frac{dP}{d\psi} \quad (\psi = r A_\theta) \end{aligned} \quad (12)$$

ここで α は

$$\alpha \mu = -\frac{dI}{d\psi} \quad (I = r B_\theta) \quad (13)$$

で与えられる。ラグランジュの未定常数 α は壁までプラズマがあればそこまで一定であるが、リミターなどの存在で電流が $r = r_s$ までしか存在しなければそこから先は零となり、($r < r_s, r > r_s$ で I は一定)、真空磁界にうまくつながることとなる。いずれにせよプラズマの内部ですら、ポロイダル方向ではforce-freeの状態が実現しており、K積分の理論がforce-freeの条件によく使用されていることと関連が深い。しかし平衡配位におけるforce-freeの実現は系の対称性から来ていることを注意しておく。

§ 4. M積分の意義と不変性

M積分が電流の結び具合と関係していることはむしろK積分の磁力線のもつれ具合よりもっと具体的に説明できる。第一図のような電流環とそのつくる磁界

第1図

を考える。このような単一の電流環では磁界のベクトルは常に直交する。すなわち

$$\int \mathbf{j} \cdot \mathbf{B} d\tau = 0$$

である。ところが第二図のように二つの電流環がからみ合っていると積分は零とならず、相互の電流の向きが図のようなら

第2図

$$\int \mathbf{j} \cdot \mathbf{B} d\tau > 0$$

となる。一般にビオサバールの定理により、

$$M = \int \mathbf{j} \cdot \mathbf{B} d\tau = \frac{1}{4\pi} \int \frac{\mathbf{R} \cdot [\mathbf{j}(\mathbf{r}) \times \mathbf{j}(\mathbf{r}')] }{R^3} d\tau d\tau'$$

$$\mathbf{R} = \mathbf{r} - \mathbf{r}'$$

もし $\mathbf{r} \in C_i$, $\mathbf{r}' \in C_j$ という二つの電流環 C_i , C_j についていうなら

$$M = \frac{1}{4\pi} (\mathbf{j}_i \cdot \mathbf{j}_j) \oint_{C_i} \oint_{C_j} \frac{\mathbf{R} \cdot d\mathbf{l}_i \times d\mathbf{l}_j}{R^3} = \alpha_{ij} (\mathbf{j}_i \cdot \mathbf{j}_j) \quad (14)$$

とかける。 $\mathbf{l}_i$, $\mathbf{l}_j$ は C_i , C_j の切線ベクトルである。 α_{ij} の値は位相幾何学的に言えば第三

図のようになる。(14)式を一般化して

第3図

$$M = \sum_{m>n} \alpha_{mn} \mathbf{j}_m \cdot \mathbf{j}_n \quad (15)$$

とかけ、例えば核融合装置のすべてについてモデル的、位相幾何学的にすぐ計算できるものである。

次にM積分の不変性について論じよう。K積

分は既に証明したようにかなり広い条件で不変

性が証明できた。M積分の方は必ずしもそうではなく、結論をいってしまえば平衡プラズマ中において保存する。したがってむしろ核融合研究においてK積分以上に注目すべき量ということができよう。このような量を扱うのにプラズマの二流体モデルが適当である⁶⁾。すなわちイオンと電子の二成分系でその重心速度は系が平衡にあるとして零であり、存在するのは相対速度のみとする。

$$\rho \mathbf{V} = \rho_i \mathbf{v}_i + \rho_e \mathbf{v}_e = 0$$

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e \quad (16)$$

ここでプラズマの電気的中性を仮定して $n_i = n_e = n$ とした。イオン、電子の質量をそれぞれ、 M , m にすると

$$\mathbf{j} \cdot \mathbf{B} = ne\mathbf{v} \cdot \mathbf{B} = \frac{e}{M+m} \rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{B}$$

から

$$\frac{1}{\rho} (\mathbf{j} \cdot \mathbf{B}) = \frac{e}{M+m} \mathbf{v} \cdot \mathbf{B} = k \mathbf{v} \cdot \mathbf{B}$$

の流れ $\mathbf{v}$ にそう時間変化を計算する。磁界および相対速度の時間変化は

$$\frac{D\mathbf{B}}{Dt} = -\text{rot } \mathbf{E} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{B} \quad (17)$$

および

$$\frac{D\mathbf{v}}{Dt} = e \left(\frac{1}{m} + \frac{1}{M} \right) \left(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} - \eta \mathbf{j} \right) - \frac{(M+m)^2}{Mm} \nabla \left(U + \frac{P}{\rho} \right) \quad (18)$$

である。(18)式において比抵抗に比例する項は変分では出てこないことに注意しておく。K積分の場合と同様に一般化オーム則を仮定するとM積分の時間変化は

$$\begin{aligned} \frac{D}{Dt} M &= \int \frac{D}{Dt} \left(\frac{1}{\rho} \mathbf{j} \cdot \mathbf{B} \right) \rho d\tau \\ &= \int \left[-\frac{(M+m)^2}{Mm} k (\mathbf{B} \cdot \nabla) P + \mathbf{j} \cdot (-\text{rot } \mathbf{E} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{B}) \right] d\tau \end{aligned}$$

とかける。この積分内の第二項は一般化オーム則を使って以下のようにかきかえられる。

$$\begin{aligned} &\mathbf{j} \cdot \{ -\eta \text{rot } \mathbf{j} + \text{rot}(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{B} \} \\ &= -\eta \mathbf{j} \cdot \text{rot } \mathbf{j} + \mathbf{j} \cdot \{ -\mathbf{B} \text{div } \mathbf{v} + (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{v} \} \\ &= -\eta \mathbf{j} \cdot \text{rot } \mathbf{j} + k \{ \rho \mathbf{v} \cdot (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{v} - \rho (\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}) \text{div } \mathbf{v} \} \\ &= -\eta \mathbf{j} \cdot \text{rot } \mathbf{j} + k \left\{ \frac{1}{2} \text{div}(\rho v^2 \mathbf{B}) - \frac{1}{2} v^2 \mathbf{B} \cdot \nabla \rho - (\mathbf{v} \cdot \mathbf{B})(\text{div } \rho \mathbf{v} - \mathbf{v} \cdot \nabla \rho) \right\} \end{aligned}$$

この最後の関係で

$$\mathbf{B} \cdot \nabla \rho = \mathbf{j} \cdot \nabla \rho = 0 \quad (19)$$

$$\text{div } \mathbf{j} = \text{div } \rho \mathbf{v} = 0 \quad (20)$$

という二つの条件を使うとM積分の時間変化は

$$\frac{DM}{Dt} = -\eta \int \mathbf{j} \cdot \text{rot } \mathbf{j} d\tau + \int \left\{ -e \left(\frac{1}{m} + \frac{1}{M} \right) \mathbf{B} \cdot \nabla P + \frac{1}{2} \frac{e}{M+m} \text{div}(\rho v^2 \mathbf{B}) \right\} d\tau$$

とかける。右辺の二番目の積分は $\mathbf{B} \cdot \mathbf{n} = 0$ という条件で消え、結局

$$\frac{DM}{Dt} = -\eta \int \mathbf{j} \cdot \text{rot } \mathbf{j} d\tau = -\eta \int \mathbf{j} \cdot \mathbf{I} d\tau \quad (21)$$

となり、比抵抗 $\eta = 0$ でM積分は保存する。条件(20)は問題ないが、(19)の条件は既に述べ

たように少なくともプラズマが平衡であれば満足されるものである⁷⁾。

§ 5. KおよびM積分の時間変化

以上の議論でKおよびM積分は系が導体壁で囲まれ、プラズマの比抵抗が零であれば、時間的に保存することがわかった。さらに比抵抗が零でない時、これら helicity 積分が時間的に増大するのか減少するのかという問題は極めて興味があるけれど、今日までそのような仕事は見当たらないようである。KおよびM積分の時間変化を示す関係をもう一度示すと以下のようである。

$$\frac{D}{Dt} \int \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} d\tau = -2 \eta \int \mathbf{j} \cdot \mathbf{B} d\tau \quad (6)$$

$$\frac{D}{Dt} \int \mathbf{j} \cdot \mathbf{B} d\tau = -\eta \int \mathbf{r} \cdot \mathbf{j} d\tau \quad (21)$$

これらの関係を扱うためには電流とベクトルポテンシャル、あるいは電流の渦度と磁界との関係がわかることが必要である。これらの関係を示唆するものとして著者の二流体変分原理によって得られた一つの関係

$$\mathbf{v} = \nabla \phi - e \left(\frac{1}{m} + \frac{1}{M} \right) \mathbf{A} \quad (22)$$

が適当であろう。 $\mathbf{v}$ はイオンと電子の相対速度、 ϕ は速度ポテンシャルであり、 $\mathbf{A}$ はベクトルポテンシャルである。この関係は超電導におけるロンドンの式の一般化とでもいうべきもので、事実ロンドンの式を得ることができる。ただこの式を用いる時に注意すべきことがある。すなわちKおよびM積分はたとえば外部導体によって与えられたベクトルポテンシャルあるいは外部磁界は境界条件によって消去されているが、(22)式あるいはそれから導かれる関係には含まれているのである。そこで

$$\mathbf{A} = \mathbf{A}_0 - \mathbf{A}$$

として、 $\mathbf{A}_0$ は外部電流によるものとし、 $\mathbf{A}$ をプラズマ中の誘導場とすれば(22)式においてベクトルポテンシャルの符号をかえておく必要がある。その上で(22)式から電流を作り、磁界ベクトルとのスカラー積を作れば

$$\mathbf{j} \cdot \mathbf{B} = -\frac{e}{M+m} \rho \mathbf{B} \cdot \nabla \phi + \frac{e^2}{Mm} \rho \mathbf{A} \cdot \mathbf{B}$$

という関係が得られ、両辺の体積積分を行うと右辺第一項は境界条件と $\mathbf{B} \cdot \nabla \rho = 0$ という関係で零となる。そこで、

Helicity 積分について

$$\frac{D}{Dt} \int \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} d\tau = -2\eta \frac{e^2}{Mm} \int \rho \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} d\tau \quad (23)$$

という関係が導びかれる。もし ρ が定数とすれば ν を電子-イオン衝突数として上式は

$$\frac{D}{Dt} K = -\nu K$$

となり

$$K = K_0 e^{-\nu t} \quad (24)$$

が結論される。すなわち K 積分は時間とともに減少する。続いて M 積分の議論に入る。

$$\mathbf{j} = \frac{e}{M+m} \rho \mathbf{v}$$

の両辺の転回を作ると

$$\text{rot } \mathbf{j} = \mathbf{I} = \frac{e}{M+m} (\rho \text{ rot } \mathbf{v} + \nabla \rho \times \mathbf{v})$$

(22) 式から

$$\text{rot } \mathbf{v} = -e \left(\frac{1}{m} + \frac{1}{M} \right) (\mathbf{B}_0 - \mathbf{B})$$

さらに平衡の式から

$$(\nabla \rho \times \mathbf{v}) \cdot \mathbf{j} = 0$$

を考慮して

$$\mathbf{I} \cdot \mathbf{j} = \frac{e^2}{Mm} \rho (\mathbf{B} - \mathbf{B}_0) \cdot \mathbf{j}$$

が得られる。両辺を積分すると真空磁界は消え、

$$\int \mathbf{I} \cdot \mathbf{j} d\tau = \frac{e^2}{Mm} \int \rho \mathbf{j} \cdot \mathbf{B} d\tau$$

となる。そこで

$$\frac{D}{Dt} \int \mathbf{j} \cdot \mathbf{B} d\tau = -\eta \frac{e^2}{Mm} \int \rho \mathbf{j} \cdot \mathbf{B} d\tau \quad (25)$$

が導かれる。K積分の場合と同様 ρ を定数とすれば

$$M = M_0 e^{-\frac{1}{2} \nu t} \quad (26)$$

が結論され、M積分も時間とともに減少するがその時定数はK積分のそれよりゆるやかである。

第4図

第5図

このような議論が成立するためには、例えば(6)式においてK積分とM積分の符号が同じでなければならない。例を軸対称トーラス系にとって確かめておく。第四図において真空トロイダル磁界 B_{t0} 、トロイダル磁界 B_t 、トロイダル電流 j_t 、ポロイダル磁界 B_p 、ポロイダル電流 j_p の向きが示してある。磁力線 B_t と B_p のからみ合いは正であり、電流 j_t と j_p のからみ合いも確かに正である。第五図にトロイダル電流の作る渦ベクトル Γ_t 、ポロイダル電流の渦ベクトル Γ_p および j_t 、 j_p の向きを示した。 Γ_t は一方向きであるが、 Γ_p は磁気軸を囲むポロイダル電流のピーク値に囲まれる領域の Γ_{p1} と電流値の下がる外の領域での Γ_{p2} は向きが反対である。すなわち Γ_{p1} と Γ_t は正にからみ合うけれど、 Γ_{p2} と Γ_t は負にからみ合う。しかし(25)式からわかるよう

に磁気軸近傍が密度が高いため全体として正になることが予想される。このように負のからみ合せの領域が存在するためM積分の時間変化はK積分のそれよりゆるやかになるのである。一方K積分もM積分もプラズマの密度が中心で高くなるほど減衰が大きく、逆に平坦なプロファイルほど、ゆるやかになる。現在この理論は不安定性と結びついていないけれど、非常に興味のあることである。

§ 6. あとがき

この研究はふりかえってみると電流の渦度の研究に始まり、またそれで終わったような気がする。すなわちFRCの理論研究を電流の渦度の立場から行っているうち、その平衡解に helicity が含まれていることに気付いた。そこで改めて変分原理を組み上げ、KおよびM積分を副条件に入れることに成功した。その上でK積分、M積分の時間変化を調べているうちにまた電流の渦度の議論をせざるを得なくなったのである。

helicity の文献を調べているうちに気付いたことがある。それは平衡配位と結びつける議論が少

Helicity 積分について

ないことで、もともと天体物理の研究者が関心をもっているからではないかと考える。天体現象は境界条件が簡単かわり、人間が細工することが不可能でそのため不変量を探したりまた関心をもつことになるのかもしれない。しかしこの研究によれば、各種の helicity はいままでいわれてきたような低ベータプラズマよりもむしろ高ベータ研究に必要な概念のように思われる、各種閉じ込め装置に共通な思想としてもっと研究されねばならないだろう。そのためには、ここで用いてきた従来の境界条件は再検討が必要であると考ええる。

参 考 文 献

- 1) L. Woltjer : Rev. Modern Phys. 32 No. 4 (1960) 914.
- 2) H. K. Moffatt : J. Fluid Mech. 35 part 1 (1969) 117.
- 3) J. B. Taylor : Proc. 5 th International Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nuclear Fusion Research, Tokyo Vol 1. (1974) 161.
- 4) A. Bhattacharjee and R. L. Dewar : Phys. Fluids 25 (1982) 887.
- 5) H. Itô : Jour. Phys. Soc. Japan (letter), 投稿中.
- 6) H. Itô : Progr. Theor. Phys. 48 No. 5 (1972) 1442.
- 7) H. Rund et al : J. Plasma Phys. 20. part 3 (1978) 329.