MHD 緩和現象が支配するプラズマのエネルギーバランスモデル

吉 田 善 章

(東京大学工学部)

(1991年5月7日受理／1991年6月20日改訂原稿受理)

A Model of Energy Balance in a Plasma Dominated by the MHD Relaxation Process

Zensho Yoshida

(Received May 7, 1991 / Revised Manuscript Received June 20, 1991)

Abstract

Recent experiments into the ULQ (ultra low q) regime of toroidal discharges found a significant level of resistance anomaly, which enhances the inductive power influx even in a higher electron temperature regime, and a part of the excess of the energy input goes directly into ions, resulting in anomalous ion heating. The relaxation process simultaneously affects the electron energy confinement because of perturbed magnetic fields. Simple zero-dimensional energy balance equations have been studied with modeling the resistance anomaly, direct ion heating and associated enhanced energy loss self-consistently. The ion heating mechanism is based on a viscous dissipation of fluctuations in the relaxation process. There is a possibility of applying a turbulent plasma to ion heating in start-up phase of a tokamak reactor.

Keywords :

MHD relaxation, anomalous transports, anomalous heating, anomalous resistance, ion viscosity, ULQ, plasma heating.

1. はじめに

1980年代, RFP (逆転磁場ピンチ) に代表される常磁性 (paramagnetic) 磁場配位の研究が大きな関心を集めた背景には, J. B. Taylor¹⁾ 等によって提唱された極小エネルギー状態の概念があった。即ち, 所謂 Taylor 状態は, プラズマが自発的な運動によって自ら形成するエネルギー極小の状態であって, 先天的に安定であり, 極めて自然の理に叶ったプラズマ閉じ込め磁場を与えるであろうと言う予測である。結果的には, この樂觀に対して自然は冷淡であったと言わざるを得ない。

Department of Nuclear Engineering, University of Tokyo, Tokyo 113.

確かに Taylor 状態はプラズマが自ら形成する構造の1つであり、実は1950年代に宇宙プラズマの研究者達が指摘していた Woltjer 状態²⁾を実験室系に於て実現したものに他ならない。この状態は一種のアトラクターとしてプラズマを引きつける性格を持つことが種々の実験や理論、シミュレーションで検証され³⁾、その自己形成 (MHD 緩和現象) のメカニズムに光が当てられてきた。これは前述の研究努力がもたらした真に学術的な成果である。簡単に述べれば、Taylor 状態 (Woltjer 状態) は、プラズマの揺らぎに伴う内発的な電場 (ダイナモ効果) が形成する一種の固有状態であり、この構造の形成・保持は揺らぎ (不安定性) を介して開放される磁気自由エネルギーの速やかな散逸 (エントロピー生成) によっている。こうしたシステムが、その内部に熱エネルギーを効率よく閉じ込める性質を持つのか否か、これは Taylor 状態が自己形成する類のものかどうかとは一応別次元の問題であり、核融合研究の立場からは、この間にこそ冷静な解答を求めなくてはならない。

直感的にはプラズマの電磁的な揺らぎは磁気面を破壊し、特に電子の熱伝導のチャンネルからのエネルギー損失を増大させる。つまりダイナモ効果は Taylor 状態の構造の形成・保持に必要である一方で、熱エネルギーを逃がす効果を持ち、いわば両刃の剣であると考えられる。一方、最近多くの RFP や ULQ の実験でプラズマの異常抵抗と、磁気揺動に関連したイオンの直接加熱のデータが示されている⁴⁾。従って、1つの方向性として、磁気揺動の影響をその熱伝導に受けにくいイオンに注目して、イオン直接加熱の効果を最適化して行くことが考えられよう。本論文では ULQ 実験のデータベースをもとに、MHD 緩和現象、異常抵抗、イオン直接加熱、及び電子、イオンエネルギー閉じ込めを、MHD 緩和時間を基本パラメータとして、自己無撞着にモデル化することを試みる。更に、ピンチ系の放電をプラズマ閉じ込めとしてより、むしろプラズマ加熱の手段として考える可能性について検討する。

2. 異常抵抗, 異常加熱, 異常輸送のモデリング

RFP や ULQ 等のピンチ系の放電 (プラズマ中で安全係数 $q < 1$) では、MHD 緩和現象がプラズマ中の電流分布の構造を支配するのが特徴であり、この場合著しい異常抵抗が観測される^{5,6)}。即ち放電を行うための周回電圧は、電子温度から算出される電気抵抗率と平均電流によって計算される値より遥かに大きい。単純にエネルギーバランスの観点から見れば、異常抵抗の存在は、トランスからの入力電磁エネルギーをより激しく散逸する (一旦熱エネルギーに代える) 何等かのメカニズムがプラズマ中に存在することを意味している。従って、このようなピンチ放電は、高温・低電気抵抗の場合でも、多大の電磁エネルギーを電源から吸収できる。良く識られているように正常な電気抵抗率を仮定する限り、トカマク型の放電では高温になるに従ってジュール発熱が小さくなり、炉心条件にまでプラズマを加熱するには NBI 等の追加加熱が必要であるが⁷⁾、もし十分に大きな異常抵抗があれば、トランスからの誘導電磁エネルギー入力のみでプラズマを高温にまで加熱できる可能性がある。勿論これは、何等かのメカニズムで散逸される入力エネルギーが効率よくプラズマ中に閉じ込められればの話である。

ピンチプラズマの異常抵抗に関しては様々な理論モデルが提案されている．大別すれば，2流体的なMHD現象の枠で説明しようとするもの^{8,9)}と，電子の高速成分による運動量輸送と関連づけようとするモデル¹⁰⁾の2つがある．後で述べるように，異常抵抗現象とあいまって観測されるイオンの直接加熱は前者の理論の傍証と考えられる．一方，後者は近年ZT-40Mに於けるRFP実験と呼応して提案されており，RFPプラズマのエッジに洩れ出して来る高速 (supra-thermal) 電子の観測をその根拠としている．もしこの後者の機構がRFPの異常抵抗を与えているとすると，電子の平行摩擦熱流束は電子の速度の3次のモーメントで与えられるので，高速電子のモーメント損失 (2次のモーメント) に起因する異常抵抗があると言うことは，同時に非常に大きな電子の熱損失があることを意味する筈である．従って，この機構による異常抵抗が最小化されない限り，RFP放電の核融合への応用は可能性が極めて小さくなる．本論文ではULQ放電を主に扱うが，実験的に観測される異常抵抗は，前者の流体力学的散逸 (粘性) の枠で充分に説明できる．

ここでは流体力学的な物理モデルの範囲で異常抵抗，異常加熱及び異常輸送を自己無撞着に定式化しよう．流体力学的な系のエネルギーは磁気エネルギーと流体的な運動エネルギーの和で与えられ，両者は電子の式 (一般化されたオームの法則) に於けるダイナモ項 $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ と，イオンの式 (運動量保存則) に於ける電磁力の項 $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ によって結びついている．但し， $\mathbf{v}$ は速度， $\mathbf{B}$ は磁束密度， $\mathbf{j} = \mu_0^{-1} \nabla \times \mathbf{B}$ は電流密度を表す．熱的なエネルギーは，散逸の項及び熱力学的自由エネルギーの行う仕事の項によって上記の力学的な項と結びつく．ここではプラズマは非圧縮且つ等温に近いとして，後者の仕事は無視する．プラズマの全領域を Ω ，その表面を Σ とすると， Ω 内の力学的エネルギーの時間変化は

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega} \left(\frac{B^2}{2\mu_0} + \frac{\rho v^2}{2} \right) dx + \int_{\Sigma} \mathbf{S} \cdot \mathbf{n} d\sigma = - \int_{\Omega} (\nabla \cdot \Pi) \cdot \mathbf{v} dx - \int_{\Omega} \eta j^2 dx \quad (1)$$

と計算される．但し ρ は質量密度， η は抵抗率， Π は応力テンソル¹¹⁾ である． $\mathbf{S}$ はポインティングベクトルであり，この項がトランスによる電磁エネルギー入力 ($I_p V_L$; I_p はプラズマ電流， V_L は周回電圧) を表す．ダイナモ効果 $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ が異常抵抗を与えるためには粘性及び (ないし) 抵抗散逸が大きくなりなくてはならないことが分かる．下付き 0 で平均量，1 で変動量を表し，揺動の場の散逸を

$$\begin{aligned} \int_{\Omega} (\nabla \cdot \Pi) \cdot \mathbf{v} dx + \int_{\Omega} \eta j_1^2 dx &= \frac{1}{\tau_{\text{MHD}}} \int_{\Omega} \left(\frac{B_1^2}{2\mu_0} + \frac{\rho v_1^2}{2} \right) dx \\ &\approx \frac{1}{\tau_{\text{MHD}}} \int_{\Omega} \frac{B_1^2}{2\mu_0} dx \end{aligned} \quad (2)$$

と書き，MHD緩和時間 τ_{MHD} を定義する．ここで揺動の場のエネルギーの内，磁気エネルギーに対して運動エネルギーは無視できるとした．しかしその散逸においては，イオンの平行粘性係数が大きいので，運動

エネルギーの粘性散逸が重要な寄与をする⁹⁾。準定常状態では(1)の左辺の時間変化の量は0である。異常抵抗が大きいと言うことは、(1)の右辺の散逸を揺動による散逸(2)が支配することを意味する。従って

$$-\int_{\Sigma} \mathbf{S} \cdot \mathbf{n} \, d\sigma \approx \frac{1}{\tau_{\text{MHD}}} \int_{\Omega} \frac{B_i^2}{2\mu_0} \, dx \quad (3)$$

を得る。この式によって異常抵抗、MHD緩和時間 τ_{MHD} 及び磁気揺動レベルが関係づけられる。

駆動型磁気再結合過程がMHD緩和現象を支配する場合¹²⁾、 τ_{MHD} は $10\tau_A \sim 100\tau_A$ (τ_A :アルフベン時間)程度の大きさを持つと考えられる¹³⁾。駆動型の磁気再結合では、非常に速い揺動の散逸が駆動された再結合領域の中で起こり、磁気ヘリシティがほとんど保存している時間スケール内で磁気自由エネルギーの散逸を引き起こし、Woltjer状態を形成すると考えられている。この場合、揺動のエネルギー散逸の中で支配的な寄与をするのはイオンの粘性による散逸である⁹⁾。即ち、

$$-\int_{\Sigma} \mathbf{S} \cdot \mathbf{n} \, d\sigma \approx \int_{\Omega} (\nabla \cdot \Pi) \cdot \mathbf{v} \, dx \quad (4)$$

と書くことができる。この式によって揺動を介してイオンに入るパワーが評価できる。

一方、磁気揺動の存在はプラズマのエネルギー閉じ込めに深刻な影響を与える。破壊された磁気面を介して損失される電子の熱エネルギーは

$$q_B^e = -\chi_B^e n_{e,0} k \nabla T_{e,0} \quad (5)$$

$$\chi_B^e = v_{\text{th}}^e L_r \left\langle \left(\frac{B_{r,1}}{B_0} \right)^2 \right\rangle \quad (6)$$

と評される。但し、 $n_{e,0}$ は電子密度(平均値)、 $T_{e,0}$ は電子温度(平均値)、 k はボルツマン定数、 v_{th}^e は電子の熱速度、 L_r は揺動磁場の相関距離で、ここではプラズマの半径 a 程度の大きさを持つと仮定する。 $B_{r,1}$ は揺動磁場の径方向成分で、 $B_{r,1}^2$ は B_1^2 で抑えられ、(3)で評価される。イオンに関してはその熱速度が小さいので、磁場の乱れの影響は小さい。要点は揺動によって直接加熱されるイオンと、揺動の影響で熱を失う電子がどの様に共存するのと言う問題である。電子、イオンの各々に対して次のようなパワーバランスの式を立てる。

$$dW^e/dt = P_{\text{OH}} - P_{\text{loss}}^e + P_{\text{ie}}, \quad (7)$$

$$dW^i/dt = P_{\text{VD}} - P_{\text{loss}}^i - P_{\text{ie}}. \quad (8)$$

但し、 W^e 、 W^i は各々電子及びイオンの熱エネルギー密度、 $P_{\text{OH}} = \eta j^2$ はジュール発熱、 P_{VD} は粘性による

発熱で (4) により評価される． P_{ie} はイオンと電子の温度緩和を表す；

$$P_{ie} = (3/2) n_e k (T_i - T_e) / \tau_{ie} \quad (\text{W/m}^3),$$

$$\tau_{ie} \approx 5.6 \times 10^{30} \frac{(m_e T_i + m_i T_e)^{3/2}}{(m_e m_i)^{1/2} \ln \Lambda n_e} \quad (\text{sec}). \quad (9)$$

ここで T_i と T_e はイオン及び電子の温度， m_i と m_e はイオン及び電子の質量を表す．温度は keV 単位で，その他の量は MKS 単位で表す． P_{loss}^e ， P_{loss}^i は各々電子及びイオンのエネルギー損失を表し，

$$P_{\text{loss}}^e = W^e / \tau_{\text{NA}} + W^e / \tau_B^e + P_r, \quad (10)$$

$$P_{\text{loss}}^i = W^i / \tau_{\text{NA}} + W^i / \tau_B^i \quad (11)$$

とおく． P_r は制動輻射や不純物輻射による損失パワーを表し， $T_e < 0.1$ keV では不純物輻射が大きい．制動輻射は

$$P_{\text{br}} = 5.35 \times 10^{-37} Z_{\text{eff}}^2 n_e^2 T_e^{1/2} \quad (\text{W/m}^3)$$

で与えられる．磁場の乱れによる異常輸送を表す τ_B^e は (5)，(6) より

$$\tau_B^e \approx 5.66 \times 10^{-8} \frac{a}{T_e^{1/2} (B_{r,1}/B_0)^2} \quad (\text{sec}) \quad (12)$$

と計算される．但し， a はプラズマの小半径に相当するスケールである．その他のメカニズムによるエネルギー損失は τ_{NA} で表現され，ここでは仮に Neo-Alcator 則をとる；

$$\tau_{\text{NA}} = 2 \times 10^{-22} n_e a R^2 q_a \quad (\text{sec}). \quad (13)$$

但し， R は大半径， q_a は表面の安全係数である．イオンの直接加熱と電子のエネルギー損失によって， $T_i > T_e$ の hot-ion モードが導かれ，イオンのエネルギー損失は冷たい電子との温度緩和によって支配される．次節では以上のモデルに基づき，ULQ プラズマの異常抵抗，異常加熱，異常輸送の関係を実験データと対比しながら議論する．

3. 実験データとの比較

本節では ULQ 実験で観測される異常抵抗について前節のモデルを当てはめ，異常加熱及び異常輸送との関係について検討する．先ず ULQ 放電の実効的な抵抗のスケールリングについて述べよう．ここで実効抵抗率を

$$\eta^* = (V_L / I_P) / (2 R / a^2) \quad (\Omega m)$$

と定義する．REPUTE-1の実験においては，電子温度は100 eVのオーダーであり，従って古典的な電気抵抗率 η^{cl} は $1 \mu\Omega m$ のオーダーとなるが， η^* は $10 \mu\Omega m$ のオーダーであり，ほぼ1桁大きい異常抵抗が観測される．REPUTE-1におけるULQ放電の代表的なパラメータは $a = 0.22$ m, $R = 0.82$ m, $I_P \sim 200$ kA, $B_t \sim 3$ kG, $n_e \sim 10^{19} m^{-3}$, $T_i \sim 500$ eV, グローバルなエネルギー閉じ込め時間は $10 \mu sec$ のオーダーである(表1参照)．全エネルギー損失の内，放射損失の占める割合は30%～50%である¹⁸⁾．

これらのパラメータが前節のモデルによって旨く説明できることを示そう． $\tau_{MHD} \approx 50 \tau_A$ とすると(3)より磁気揺動レベルは5%程度と評価され，実測される磁気揺動レベルに近い値が得られる．この場合(10)，(12)，(13)で与えられる電子のエネルギー閉じ込め時間は $10 \mu sec$ のオーダーとなる．Neo-Alcator則で与えられるエネルギー閉じ込め時間は1 msecのオーダーであるが，磁気揺動による異常輸送のために電子のエネルギー閉じ込めは著しく劣化することが妥当にモデル化されたことがわかる(図1参照)．一方，(9)，(11)で与えられるイオンのエネルギー閉じ込め時間は $100 \mu sec$ のオーダーとなり(図2参照)，こ

図1. モデル(12)，(13)による電子の実効的なエネルギー閉じ込め時間．但し， $T_i = 0.5$ keV, $\tau_{MHD} \approx 50 \tau_A$, 磁場の揺動レベルを5%と仮定した．

図2. モデル(9)，(11)によるイオンの実効的なエネルギー閉じ込め時間．但し， $n_e = 2 \times 10^{19} m^{-3}$, $T_e / T_i = 0.5$ の水素プラズマを仮定した．

れは電子による冷却が効いている．また，イオンへの直接加熱パワーを(4)から評価し，電子及びイオンのパワーバランスを(7)，(8)によって計算すると図3を得る．図中，網かけした領域で電子のパワーバランスが正となり，斜線の領域でイオンのパワーバランスが正となる．両者の重なった領域でイオン及び電子の双方が正のエネルギー収支を持つ．このグラフから $T_i \approx 700$ eV, $T_e / T_i \approx 0.1$ 程度となることが示され，実験的に得られた値に近い．

Rechester-Rosenbluthの評価(6)は屢々過大な電子エネルギー損失を与えることがトカマク実験で指摘されているが，もしそうであればモデルによる電子温度はもう少し高く修正される．一方，上記の計算では異常抵抗によるエネルギー散逸は全てイオンに入ると仮定しているが，電子によって散逸される部分¹⁹⁾を考えるとイオン温度はもう少し低くなり，電子温度が高めになる．またここではイオンの荷電交換ロスなど

図3. モデル(7), (8)によるイオン及び電子のパワーバランス. $n_e = 2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $\tau_{\text{MHD}} \sim 50 \tau_A$, 磁場の揺動レベルを5%と仮定した. 網かけした領域で電子のパワーバランスが正となり, 斜線の領域でイオンのパワーバランスが正となる. 両者の重なった領域でイオン及び電子の双方が正のエネルギー収支を持つ.

図4. ULQ 放電の実効抵抗率 η^* の磁束密度 B_t に対するスケーリング.

も無視している. しかし, 基本的には実験で観測される hot-ion モードが, 前節で示した緩和モデルによって旨く表現されることがわかる.

4. 異常抵抗のスケーリングとその外挿

本節では ULQ 放電の異常抵抗の実験的なスケーリングと, そのスケーリングを外挿した場合に予測される異常抵抗の効果について考察する. 論点はイオン直接加熱とエネルギー損失の関係が, 今日までに得られているデータから推測して, 更に高温プラズマの領域でどのような効果を持ち得るかという問題である.

図4は様々な実験装置(表1)で得られた η^* のデータをプロットしたものである. このデータは $0.15 T < B_t < 0.7 T$, $30 \text{ kA} < I_p < 300 \text{ kA}$, $T_e < 800 \text{ eV}$, $0.016 \text{ m}^3 < \text{volume} < 1.07 \text{ m}^3$ の範囲をカバーする. HBTX-1C では η^*/η^{cl} が 10^2 のオーダーになること

表1. 様々な実験装置による ULQ 実験の基本的パラメータ

MACHINE	$R(\text{m})$	$a(\text{m})$	$B_t(\text{T})$	$I_p(\text{kA})$	$T_e(\text{eV})$
REPUTE-1	0.82	0.22	< 0.35	< 300	< 350
REPUTE-1Q	0.55	0.15	< 0.70	< 140	---
TORIUT-6	0.33	0.05	< 0.40	< 30	---
STP-3M	0.50	0.09	< 0.35	< 50	---
OHTE	1.24	0.187	< 0.39	< 140	< 240
HBTX-1C	0.80	0.26	< 0.25	< 210	< 800

が報告されている. HBTX-1C は比較的小さなトロイダル磁場を持ち(表1参照), 非常に大きな異常抵抗と, 同時に高いイオン温度($> 1 \text{ keV}$)が観測されている. 興味深いことに ULQ 放電の実効抵抗率はトロイダル磁場 B_t と強い相関を持つ. 実験的に η^* と B_t の関係は

$$\log \eta^*(\mu\Omega\text{m}) = 0.60 - 1.0 \log B_t(T)$$

(14)

と表される(相関係数=0.89)。表1のパラメータと比較すると、 η^* と他のパラメータ T_e や装置スケール等との相関は非常に小さく、 B_t が η^* をスケールリングする支配的なパラメータであることが分かる。

このスケールリング則の理論的な解釈は未だつかないが、数値的には(3)のモデルに対して $\tau_{MHD} \approx 10 \tau_A \sim 100 \tau_A$ とおくと、 η^* のデータは $10^{-1} \times B_0 \sim 10^{-3} \times B_0$ のオーダーの磁気揺動レベルに対応し、ULQのMHD緩和における揺動レベルの評価として妥当な値と考えられる。揺動レベルの決定因子として考えられるものは、平衡配位の構造、磁気レイノルズ数、駆動電場強度等があるが、定量的な評価を与え得る理論は未だ無いようである。特に駆動電場は揺動を引き起こす原因の1つであり、また異常抵抗からの結果でもあるために、この問題の本質的な非線型性を与える因子と考えられる。

第2節で述べたMHD緩和モデルとスケールリング(14)を用いて、高温領域における異常抵抗の効果について予測し、この現象の核融合への応用の可能性と物理的課題について議論しよう。(14)をほぼ1桁外挿すると、10 T程度の磁場に対して $0.4 \mu\Omega m$ 程の異常抵抗率が得られる。仮に $a = 1 m$, $R = 8 m$ とすると、 $q_a \sim 0.6$ に対して $I_p \sim 10 MA$ 、従って600 MW程度の入力パワーが得られることになる。一方 $\tau_{MHD} \approx 10 \tau_A \sim 100 \tau_A$ が仮定できるとすると、磁気揺動レベルはやはり $10^{-3} \times B_0$ のオーダーとなる。この揺動レベルと仮定 $\tau_{MHD} \approx 10 \tau_A \sim 100 \tau_A$ が妥当であれば、逆に上記の異常抵抗が得られる筈である。(12)を用いると10 keVの電子温度に対して100 ms以下程度の電子エネルギー閉じ込め時間となる。図3と同様のパワーバランスの計算を行うと $T_i = 25 keV$ のhot-ionモードの状態が得られる。勿論予測されるエネルギー閉じ込め時間が極めて小さいので、このままでは着火条件には至らないが、トカマクモードヘシフトすれば着火条件を満たす可能性がある。

この数値例が示すように、MHD緩和が支配するプラズマはhot-ionモードを考えることにより、プラズマ加熱の有力な手段となる可能性を持つ。最も重要なパラメータはMHD緩和時間 τ_{MHD} である。同じ異常抵抗値を仮定すると、 τ_{MHD} が大きい場合は揺動レベルが大きくなり、逆に同じ揺動レベルを仮定すると、 τ_{MHD} が大きくなると異常抵抗値は(14)のスケールリングから小さい方にずれるであろう。前者の場合はエネルギー損失が大きくなりすぎてイオン加熱が十分に起こらない。後者の場合は入力パワーが小さくなる。所謂駆動型の磁気再結合がMHD緩和を支配する場合には $\tau_{MHD} \approx 10 \tau_A \sim 100 \tau_A$ の仮定は高温領域においても妥当であろう。一方、通常のテアリングモードの場合には、磁気レイノルズ数が時定数のスケールリングに入ってくる筈であるから、高温領域で τ_{MHD} は小さくなるであろう。イオンの異常加熱をhot-ionモードの加熱法として応用することは、磁気揺動が避けられないピンチ系実験が進むべき一つの新しい方向を与える可能性があり、緩和時間の解明がその物理的な主題となることが示された。

5. おわりに

MHD緩和の概念は宇宙プラズマの分野で導入されたWoltjer状態(自由減衰磁場)の構造の研究に始まる。MHD緩和は余剰の磁気エネルギーの開放によるエネルギー極小化(自己安定化)の自発的過程である

が、それは換言すれば、磁気エネルギーを速やかに熱化させる非線形過程と言ってもよい。宇宙プラズマの分野では太陽コロナの加熱メカニズムにMHD緩和が関与すると考えられている²⁰⁾。この自然界のプラズマの性質を核融合研究に旨く応用すれば効率の良いプラズマ加熱法に発展するかも知れない。ULQ放電はその一つの可能性である。

参 考 文 献

- 1) J.B. Taylor : Rev. Mod. Phys. **58** (1986) 741.
- 2) L. Woltjer : Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A. **44** (1958) 489.
- 3) 例えば吉田善章 : 核融合研究 **62** (1989) 319, 及びそこで引用した文献を参照.
- 4) T. Fujita *et al.* : Nucl. Fusion **31** (1991) 3.
- 5) K.F. Schoenberg, R.W. Moses, Jr. and R.L. Hagenson : Phys. Fluids **27** (1984) 1671.
- 6) REPUTE-1 Annual Report 1989, The University of Tokyo (1990).
- 7) D.R. Sweetman : Nucl. Fusion **13** (1973) 157.
- 8) C.G. Gimblett : Europhys. Lett. **11** (1990) 541.
- 9) Z. Yoshida : Nucl. Fusion **31** (1991) 386.
- 10) R.W. Moses, K.F. Schoenberg and D.A. Baker : Phys. Fluids **31** (1988) 3152.
- 11) S.I. Braginskii : in *Reviews of Plasma Physics*, Vol. 1, Consultants Bureau, New York (1965) 205.
- 12) T. Sato and T. Hayashi : Phys. Fluids **22** (1979) 1189.
- 13) R. Horiuchi and T. Sato : Phys. Rev. Lett. **55** (1985) 211.
- 14) H. Yamada *et al.* : Nucl. Fusion **27** (1987) 1169.
- 15) P.L. Taylor *et al.* : Nucl. Fusion **29** (1989) 92.
- 16) H.Y.W. Tsui, R.J. La Haye and J.A. Cunnane : Nucl. Fusion **30** (1990) 59.
- 17) K. Sato *et al.* : in *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1986* (Proc. 11th Int. Conf., Kyoto, 1986), Vol. 2, IAEA, Vienna (1987) 413. ULQ 実験については1987年プラズマ研究所共同研究.
- 18) H. Morimoto *et al.* : Nucl. Fusion **29** (1989) 1171.
- 19) Z. Yoshida : "Effect of Non-Uniform Resistivity Distribution and Resistance Anomaly of Current Systems" in *Proc. of U.S.-Japan Workshop on Numerical Simulation of Reversed Field Pinches*, San Diego, 1989 (SAIC-90/1165, SAIC, San Diego, 1989). 吉田善章 : 核融合研究 **60** (1988) 54.
- 20) 例えば E.N. Parker : Astrophys. J. **174** (1972) 499.