

解説

炉心プラズマ閉じ込めにおける負磁気シアアの効果(2) 理論的研究

伊 藤 公 孝
(核融合科学研究所)
(1997年4月7日受理)

Effects of Negative Magnetic Shear in Fusion Plasma Confinement (2) Theoretical Research

ITOH Kimitaka
National Institute for Fusion Science, Toki, Gifu 509-52, Japan
(Received 7 April 1997)

Abstract

Theoretical investigations into the role of current profile control in the improved confinement is reviewed. In addition, the historical evolution of the study of toroidal confinement is surveyed, and the recent modelling of the reduced-negative shear mode is explained. Linear and nonlinear transport theory are discussed with a typical example of the latter taken from an investigations of the structural formation of plasma profiles and electromagnetic fields. Finally, the impact of these developments on ignition experiments is discussed.

Keywords:

negative magnetic shear, low magnetic shear, drift reversal, toroidal drift, instability, turbulent transport, improved confinement

1. 始めに

近年, H-mode の発見で幕をあけた種々の改善閉じ込めモードの研究は, プラズマの構造形成や輸送に関する理論に大きな潮流を生みだした[1]. 乱流輸送に関する理論研究の進歩につれて, L-mode に代表される異常輸送の説明の可能性が高まり, L/H 遷移等の改善モードの発生のモデルも開拓されている[2]. その進展を踏まえ, 電流分布制御(低・負磁気シアア化)による閉じ込め改善の予測が本誌にも掲載されている[3]. 最近, プラズマ電流分布を制御する実験技法が発展し, 電流分布制御による改善閉じ込めが試みられてきた[4,5]. 特に, 低・負磁気シアア化によって大型トカマクで顕著な改善

が観測され, 興味を集めている[5]. 低・負磁気シアアでの改善閉じ込めに関する理論的研究について, 最初に歴史的展望から始め, 核融合研究の伝統に則って解説する*).

2. 歴史的展望

C-stellarator などに見られた1960年代のボーム拡散を克服したのは, 大河トラスに代表される「平均磁気井戸」の概念である[6]. 閉じ込めを向上させる方法論として, 「出来るだけ完全な磁気面を作り, 安定性を改良する」ことが, 吉川等の spherator 実験での検証[7]を経て明確になった. 1970年代以降の研究では, 線形安定性の解析手法に進歩が見られた.

*) 理論に関する本解説は, 実験やシミュレーションまで併せた総合的解説の一部として元来用意されたものですが, 事情により, 単独の解説となったものです. そのため, カバーしきれていない重要な事柄があるかとは思いますがご容赦下さい.

安定性や、乱流輸送の理論の詳細については以下に述べるが、改善のためにおおむね二つの流れがあった。一つは「形」の追及であり、もう一つは「分布」の検討である。

形の改良は、非円形断面トカマクの実験に始まった。最も初期の非円形トカマク実験 TNT [8]では、捕捉粒子不安定性抑制の可能性[9]が研究動機の一つであった。その配位実証後、非円形断面は、Doublet, JET, JT-60U 始め ITER に至る、標準配位になった。低アスペクト比でも安定性は向上する。ASPERATOR T-3 [10]で実験されたのち、最近の START [11]まで実験は少ないが、NSTX 等多くの計画がその延長に位置する。さらに、三角度や bean 型の導入など、活発な研究が展開され、各々改善をもたらしている。

一方、プラズマの分布が安定性に影響することも理論的に知られていた。しかし、実際に分布を制御することは容易でなく、逆に、分布が変わりにくいのがプラズマだと考える立場が長い間主流であった。例えば、「profile consistency」仮説などがその最たるものである[12]。しかし、H-mode [13]の発見を皮切りとし、プラズマの分布が自発的に変動し閉じ込めが変わることが見い出され、分布効果の研究が重点になった[1,2]。

トカマクでは、プラズマ電流は閉じ込めのための根本的な物理量である。荷電粒子は、トロイダル磁場ではなく、ポロイダル磁場によって絶対捕獲されている[14]。実際、電流分布の安定性に及ぼす影響は、理論的研究のみならず、実験的にも確認されている[15]。トカマク実験の進展とくに改善閉じ込めの発見を顧みると、密度分布制御の果たした役割が大きかったことが判る。たとえば、(1) H-mode と中性粒子密度の抑制 (2) Super-shot と壁の degassing による尖った密度分布、などにあるように、密度分布を制御することで改善閉じ込めモードが得られてきた[1]。今後、電流維持に必要なパワーを、電流分布を制御することによって閉じ込めの改善法へと生かす工夫が一層重要になる。

3. 線形安定性

基礎として、線形安定性について触れておく。

3.1 捕捉粒子不安定性 (微視的モード)

捕捉粒子は、トロイダル磁場の弱い所に局在して、磁場不均一によるドリフト運動をする。捕捉粒子のトロイダル・ドリフトの向きは反磁性ドリフトと同じ向きである。その結果、波と捕捉粒子の共鳴が生じ、不安定化することになる。成長率は

$$\gamma \simeq (r/R)^{1/4} \sqrt{\omega \cdot \omega_M} \quad (1)$$

と与えられている[16]。ここで $\omega_M = n V_D / R$, V_D はトロイダル・ドリフト速度, n はトロイダルモード数である。

磁気シアアがあると、磁気シアアに比例したトロイダル・ドリフトが生まれる。Fig. 1 (a) に概念図を示す。例えば $q' > 0$ であると、反射点で外の磁気面にドリフトしてそこで磁力線に沿って運動する時、外側の磁気面では磁力線のピッチが緩く、内側にいたときに比較し、トロイダル方向に長く移動する。バナナ運動するとき、バナナ軌道を一周すると、バナナ中心はトロイダル方向に進んでいる。逆に

$$q' < 0 \quad (2)$$

であると、トロイダル・ドリフト速度 V_D を減らす結果になる。そのため、共鳴条件を満たす粒子が少なくなり、 ω_M が低下し、捕捉粒子不安定性を抑制することになる[16]。

非円形断面にすることや[9]、アスペクト比を極端に下げることで[17]、同様な改良効果が見られる。

3.2 バルーン・モード (微視的モード)

バルーン・モードは、圧力勾配が大きくなると、不安定になる[18]。(しばしば、理想 MHD バルーン・モードの線形安定性限界をもってトカマクの圧力限界が論じられている。その議論には問題があるが、この解説の主題ではないので別の機会に譲る。) 規格化された圧力勾配 $\alpha = -q^2 R \beta'$ に対し、磁気シアアの強い(普通の場合、線形安定限界を $\alpha \leq \alpha_c$ と書くと、概略 $\alpha_c \sim \frac{s}{2}$ という結果に近似される。($s = rq'/q$ は磁気シアアパラメータである。) その結果をまとめて、 $\beta_c = g_T I_p / aB$ と表現されている。さらに、総電流量を一定にしても、電流分布を制御して内部の q 値を変化させることは可能である。もし電流が中心にピークしていると、表面の q 値は一定でも、内部の q 値は低くなる。その結果、限界圧力勾配が高くなる。電流分布のピークの度合を内部インダクタンス ℓ_i で代表させると係数 g_T は $g_T \propto \ell_i$ のように振る舞う。

安定限界の表式 $\alpha_c \sim \frac{s}{2}$ は磁気シアアの強い所での近似式である。磁気シアアの弱い領域では、圧力勾配が大きくなるとふたたび安定になり、第二安定領域と呼ばれる[19]。さらに、磁気シアアが負の領域では、圧力勾配が高くなっても安定性が保たれる。これらの高ベータ値での安定性は、 q' に比例したトロイダル・ドリフトの低下、および、強い Shafranov shift によって磁場曲率の

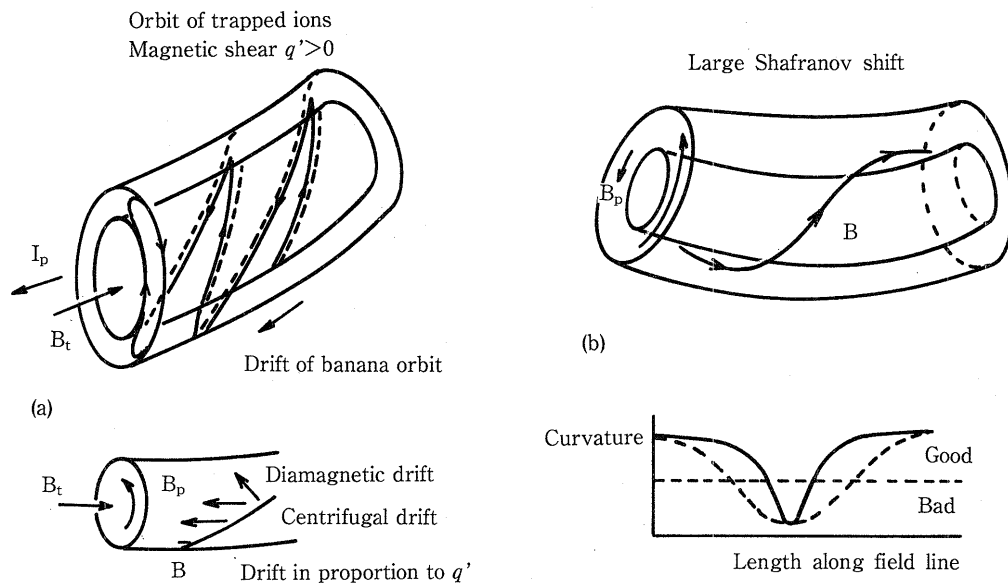


Fig. 1 Effect of magnetic shear on the toroidal drift (a). The drift orbit of trapped particles, which forms a banana orbit on the poloidal crosssection, drift in the toroidal direction. If the magnetic shear is positive, the drift distance is larger when particles stay in the outer magnetic surface. The toroidal drift direction coincides with the diamagnetic drift direction; i.e., the bad-curvature drift is enhanced. On the contrary, if the magnetic shear is negative, the toroidal drift is reduced. Influence of the Shafranov shift is shown in (b). As the Shafranov shift increases, the connection length in the bad curvature region becomes shorter.

悪い部分が狭くなる (Fig. 1 (b)) ことに基づくものと考えられている。

3.3 イオン温度勾配モード (微視的モード)

イオン温度勾配モードは、捕捉粒子不安定性やバルーニング・モードと似通って、悪いトロイダル曲率でも励起される不安定性である。そこで、上に述べたような q' に比例したトロイダル・ドリフトの低下が有効であり、負の磁気シアア $q' < 0$ での安定化が期待される [20, 21]。このモードは、イオン音波が密度・温度勾配や磁場勾配で変形をうけたものであって、分散関係を書くと、(詳細は [20] の議論に譲る)

$$\frac{k_{\parallel}^2 v_{\text{thi}}^2}{\omega^2} + k_{\perp}^2 \rho_i^2 + \frac{\omega - \omega_i}{\omega - (I + \eta_i)\omega_i} - \frac{\omega_M}{\omega} = 0 \quad (3)$$

$$\omega_M = \omega_{M0}(\cos\theta + s\theta\sin\theta)$$

となる。 $\eta_i = \nabla(\ln T_i)/\nabla(\ln n_i)$, $k_{\parallel}$, $k_{\perp}$ 波数, ρ_i はイオン回旋半径, ω_i はイオン・ドリフト周波数である。) θ はポロイダル角で, [20] には、磁場勾配ドリフト ω_M の磁気シアアに対する依存性をあからさまに示している。磁場勾配ドリフト ω_M が不安定化効果を持っている。磁気シアアが小さくなり、また負になると、 ω_M が平均と

して小さくなるのがわかる。不安定化効果を持つ磁場勾配ドリフトが実効的に減るわけである。(3) 式を解き成長率を求めた例が [20] に示されているので、それを Fig. 2 (a) に示す。

粒子シミュレーションによって直接トカマクの乱流を解析する試みも進んでいる。世界各国で熱心な研究が進められているが、代表的な例として [21] を挙げよう。半径 $r/a \sim 1/2$ 付近に強い揺動が励起される場合を描き出すことに成功している。磁気シアアの依存性が調べられ, [22] に論じられている。成長率の結果を Fig. 2 (b) に引用する。解析的な結果同様、磁気シアアが 0.3 以下に低下すると、成長率が低下することが確認され、解析の結果を支持している。特徴的なのは、磁気シアアが極端に低いところで成長率の顕著な窪みが観測されている事である。 $s \sim 0$ のパラメータで選択的に安定化が起きることも予想されている。その点は解析的表式 (3) からは予言されていなかった。分散式 (3) は、波長がプラズマの大きさよりずっと小さい場合に解析的に得られた結果である。実際の場合、波長が長くなって、プラズマの大きさに比べ無視できなくなると、解析的方程式は不十分になることがある。

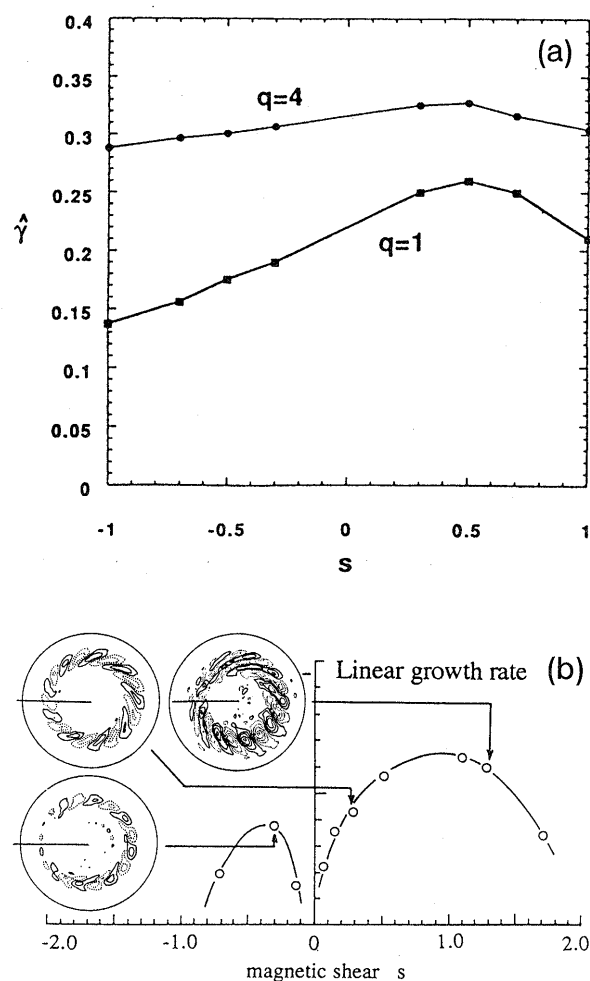


Fig. 2 Linear growth rate (normalized) of the ion-temperature gradient (ITG) mode as a function of the magnetic shear. Result of the analytic theory is given in (a) [20]. Particle simulation has also illuminated the influence of the low or negative magnetic shear on the growth rate (b). Mode pattern is also illustrated [22].

3.4 巨視的モード

上に述べた JIPP-T II の実験[15]でも議論されているが、テアリング・モードの線形不安定性には、有理面での電流密度勾配が寄与している。そこで、着目するモードの有理面（たとえば $(m/n = 2/1)$ モードであれば $q = 2$ の有理面）付近の電流分布を平坦化すれば、そのモードは安定化されるだろう[23]。有理面付近のみならず全体的分布も敏感な影響を与えることがある。トロイダル効果による $m = 1$ との結合で $m = 2$ テアリング・モードが受ける影響が論じられており、 $q(0) > 1$ となると $m = 2$ テアリング・モードが不安定化されることがあ

る[24]。

キンク・モードとテアリング・モードは類似の性質を持っているが、キンク・モードの場合、有理面がプラズマの外にあるので、有理面近傍の電流分布が問題になるのではなく、全体を平均した性質が反映する。電流分布がピークすると安定化する[25]。

$m/n = 1/1$ 内部モードは鋸歯状波との関連が重要視されている他、高エネルギー粒子の共鳴を通じ、fishbone mode と呼ばれるダイナミクスを示す[26]。磁気シアアの低下によってドリフト反転が起きれば共鳴不安定化が起きなくなり、fishbone mode は安定化に向かう。中心部の勾配が妨げられず、閉じ込めにも好ましい効果を持つことが指摘されている[27]。

圧力勾配で不安定になるバルーニングモード(短波長)は、電流分布が極端に平坦になると安定化される。しかし、巨視的なモードを考えると、キンクモードの安定化効果が小さくなり、内部キンクモード(internal kink mode)とバルーニングモードの結び付いたモードが問題になる。そのモードは、高ベータでは、磁気シアアが弱くなったために不安定化し、infern mode と呼ばれる。極端に平坦化し、 $q(0) \sim 1$ である電流分布の場合、不安定になる[28]。

4. 異常輸送に関する電流分布の効果

プラズマの配位の制御によって安定性が変化し、閉じ込めを改善できることについては、明確な実験検証がある。Fig. 3 に引用するのは Spherator の実験結果である。(a) (b) に示すように、垂直磁場を変化させ捕捉粒子を磁気井戸領域(a)または曲率の悪い領域(b)に閉じ込めることができる。それぞれの場合、プラズマが逃げ出し密度が低下して行く様を(c) (d) に示す。(a)の場合、深い磁気井戸によって、(c)に示すように、揺動が抑えられ閉じ込め時間が長くなる。(詳細は[7][29]を参照のこと。)

理論の課題は、プラズマの分布(温度、電流、密度、電場など)が互いに結び付いて発展している法則の解明である。その理解のために、第一に、各々の分布の発展を決める「輸送係数」の解明が必要である。次に、与えられた表式をもつシステムが如何なる発展をするか、解析を行う。

4.1 輸送係数

まず現状の解析法の例として、しばしば使われる gyro-Bohm モデル $\chi \sim \frac{\rho_p}{a} \frac{T}{eB} f(r)$ を見てみよう。ここで、 $f(r)$ は径方向分布を論ずる shape factor であり、経験的に議論されている。このアプローチでは、実験結果

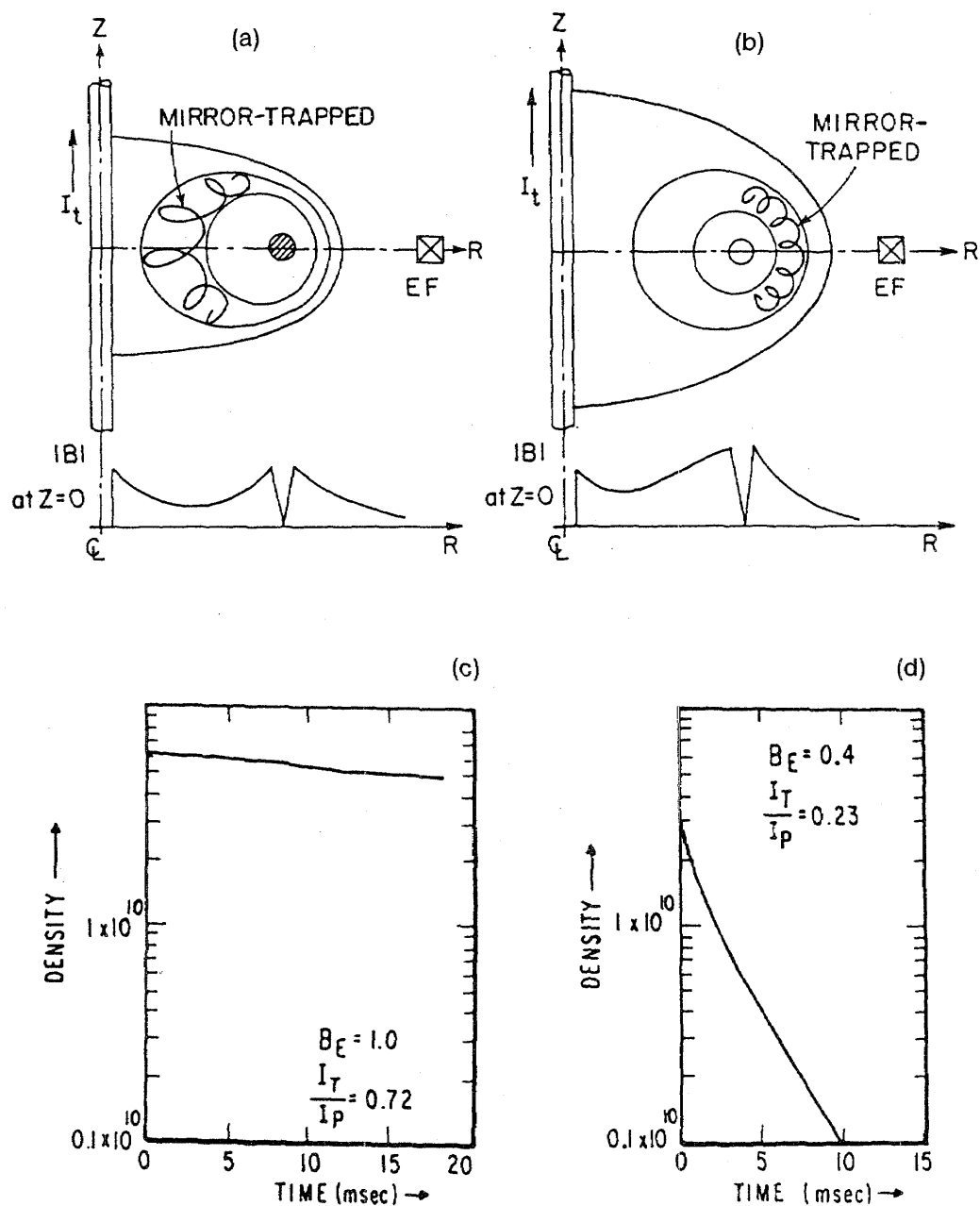


Fig. 3 By controlling the vertical field of Spherator, trapped particles are confined in the region of good curvature (a) or in bad curvature (b). Depending on the well depth, the plasma confinement time changes. In the case of good curvature (a), a long confinement is realized (c). In the situation of (b), the confinement is poor (d). (Quoted from [7].)

との比較を通じて、shape factor の表現を得ることが目的になろう。shape factor の関数形を複雑にすればするほど、実験との一致はよくなるだろうが、電流分布との相関や根拠は不明確なままである。

演繹的に輸送係数を導く研究も進んでいる。従来

$$\text{Kadomtsev formula } D \approx \gamma_L k_{\perp}^{-2} \quad (4)$$

(γ_L は微視的モードの線形成長率) がしばしば用いてきた。すると、線形安定性計算の結果から、電流分布の効果を議論することができる。上に述べたような説明から、電流分布が平坦 (または負の磁気シアア) になると、

輸送係数が低下すると予測される。

しかし、近年、JETでの分布データが豊富になって、輸送解析が進み、準線形理論との比較が進むに連れ、(4)式では実験の説明に困難が大きいことがわかってきた[30]。例えば、輸送係数の半径分布の説明が困難であることや、高 T_i モードのようにイオン温度勾配が強くなる改善閉じ込めに対し、逆に大きな輸送係数を予測するなど、簡単には解決できない問題があることがわかってきた。線形成長率をより正確に計算するという従来の研究方針を改め、むしろ非線形機構の理論を改訂することが急務である。

新しい乱流理論の考え方の例を紹介する。「自己維持乱流による輸送理論」が提示されている。プラズマでは、線形不安定が発達するというよりはむしろ、線形理論では安定とされるような状況でも、非線形不安定性がある、強い乱流状態になっていることが見いだされた[31]。非線形シミュレーションが行われ、矢木は理論的予測を確認している。その結果は[32]に報告されている。異常輸送係数（電子とイオンが同時に応答する短波長モード乱流による）として、表式

$$\chi = \frac{F(s, \alpha) \alpha^{3/2}}{1 + h(s, \alpha) \omega_{E1}^2} \left(\frac{c}{\omega_p} \right)^2 \frac{\nu_A}{qR} \quad (5)$$

が理論的に導かれた。無次元係数 $F(s, \alpha)$, $h(s, \alpha)$ は非線形乱流を解いて解析的に与えられる。 $\omega_{E1} = aE'_r/B\nu_{Ap}$ は電場構造による安定化効果を示し、H-mode など、電場効果でもたらされる改善閉じ込めと考えられる。

この理論的結果は、L-mode の輸送現象に理解を与える。グローバルな閉じ込め時間について、電流依存性はじめほかのスケール依存性も説明し、異常輸送係数の空間分布についても、妥当に見える形を与える[33]。普通のトカマク・プラズマでは、(4)式に従うと周辺ほど輸送係数が高くなる。(輸送係数がこうした性質を持つと、オーミック電流でプラズマ電流を維持する場合、電子温度分布があまり変わらないことになる。いわゆる profile resiliency が導かれる。)

(5)式に現われる係数 $F(s, \alpha)$ も、電流分布の効果を含んでいる。輸送係数の等高線を Fig. 4 に示す。磁気シアアの低い場合に、その係数が小さくなることが Fig. 4 に示されているが、それはバルーニング・モードの低シアアでの安定性と結び付いていることがわかった[34]。この結果、極端に ($s < 0.3$) 磁気シアアを弱くすれば、輸送係数が小さくなることが示された。なお、Fig. 4 から判るように、低磁気シアアの閉じ込め改善

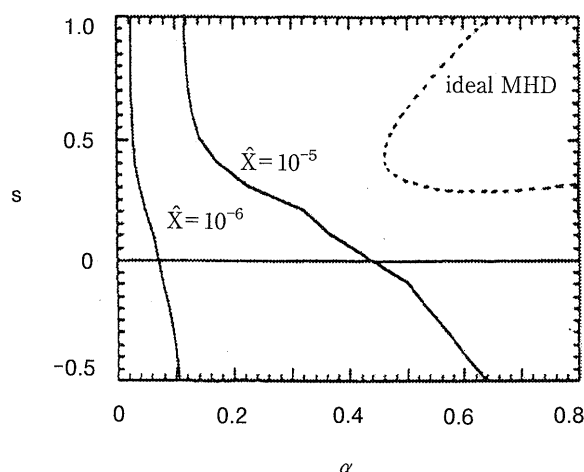


Fig. 4 Contour of the turbulent transport coefficient on the s - α diagram. Thermal conductivity is normalized. (Length and time are normalized to the plasma radius and poloidal Alfvén transit time, respectively.) Dotted line indicates the linear instability region against high- n ballooning mode [32].

を求めるには、(3章に示した線形安定性同様) 磁気シアアを負にする必要がないこともわかる。

粒子シミュレーションの場合、非線形応答の効果も直接観測することができる。3.3節に示した粒子シミュレーションは、(イオンのみ応答する乱流のシミュレーションであるが、) 磁気シアアが低下し ($s < 0.3$) または負になると揺動レベルが低下することを示している。Fig. 2 (b)には成長率の依存性が示されているが、揺動振幅についても同様な定性的依存性を示している[22]。上にも述べたが、揺動の波長がプラズマのスケール長に近づくと、 $s \sim 0$ で特異な振る舞いを示すことが見いだされている。場合によっては、 $q(r)$ 分布が極小値をとる位置 $r = r_{\min}$ で揺動レベルが抑えられることが粒子シミュレーションで見いだされている[22]。 $r = r_{\min}$ でどのような条件が満たされたとき、そこで揺動振幅が窪みを見せるのか、そして乱流輸送がいかなる法則に従うのか、今後の解明が待たれるところである。

特殊な有理面を境に巨視的対称性が代り、その磁気面が改善閉じ込めの内部境界として働く可能性が理論的に指摘されている[35]。乱流の性質の変化が $r = r_{\min}$ で生じ得ることを示したシミュレーション結果は、低次の有理面が顕著な性質を示しうることを確認している。局所的な理論を超えた発展が求められている。H-mode の理論を振り返ると、極端に勾配が強くなったところで電場分岐や揺動抑制など極めて興味深い現象が現れることが理論的に指摘された[2]。直接シミュレーションで検

証出来る日も近いと期待される。

4.2 分布制御の効果

輸送係数にたいする電流分布の持つ効果がわかると、プラズマの構造形成がどのように進むか解析することができる。プラズマの異常輸送には(5)のような非線形乱流や、(3)のようなイオン乱流などが影響するが、総合的に乱流解析をした結果はまだ得られていない。そこで、今までのところこの問題についてもっとも系統的に解析した例を紹介する。

電流分布の効果を定量的に評価するため、輸送解析が行われている[32]。電流分布を直接制御する方法には、電流駆動の分布を注意深く選んだり、電流値(電流が内部にしみ込む時間程度に)速く上昇させるなどの技法がある。間接的な方法としては、ブートストラップ電流の効果を活用するものがある。Fig. 5に挙げる例は、低域混成波を使った電流分布制御の例であり、中心部に弱・負磁気シアアが形成され、輸送障壁が形成されることが示されている。自発的に内部に輸送障壁ができることも示されている。圧力勾配が大きいと、低電流の場合、(1) Shafranov shiftが増え(2) ブートストラップ電流が増えプラズマ電流は平坦化する。(1),(2)いずれも輸送係数を低下させる。輸送係数が下がると圧力勾配が増す。そしてさらに Shafranov shift とブートストラップ電流が増える。このように電流分布の変化と閉じ込め改善の間に連鎖機構が働く。その結果、あるthresholdを超えると、閉じ込め状態はL-modeから離れ改善状態へと遷移する。内部輸送障壁を伴う改善が起きるしきい値は $\beta_p > 1$ となり、閉じ込め時間は、 $\tau_E(\text{thermal}) \sim (1 + \beta_p^4)^{0.19} \tau_E(\text{L-mode})$ という結果に集約される。この結果は、JT-60U等で観測されているHigh β_p -mode [36]に一つの説明を与えていると考えられる。ベレット入射で閉じ込め改善が見られることも広く知られているが、その場合も電流分布が平坦化している事が実験的にも確認されるようになってきた。

この例ではプラズマ内部に閉じ込めのよい領域が生まれることが示されている。イオン温度勾配乱流の場合、特殊な磁気面(q の極小位置)付近に局在した輸送障壁の可能性も指摘されている[22]。輸送法則の表式が得られれば、プラズマ分布の発展を解き実際に形成されるかどうか検討できよう。今後の検証に待つところである。

4.3 分岐ダイナミクス

定常状態の理解については、こうした説明を代表として、いくつかの考え方が提案されている。そして、ある磁気面が境界になって、その内側で輸送係数が低下する

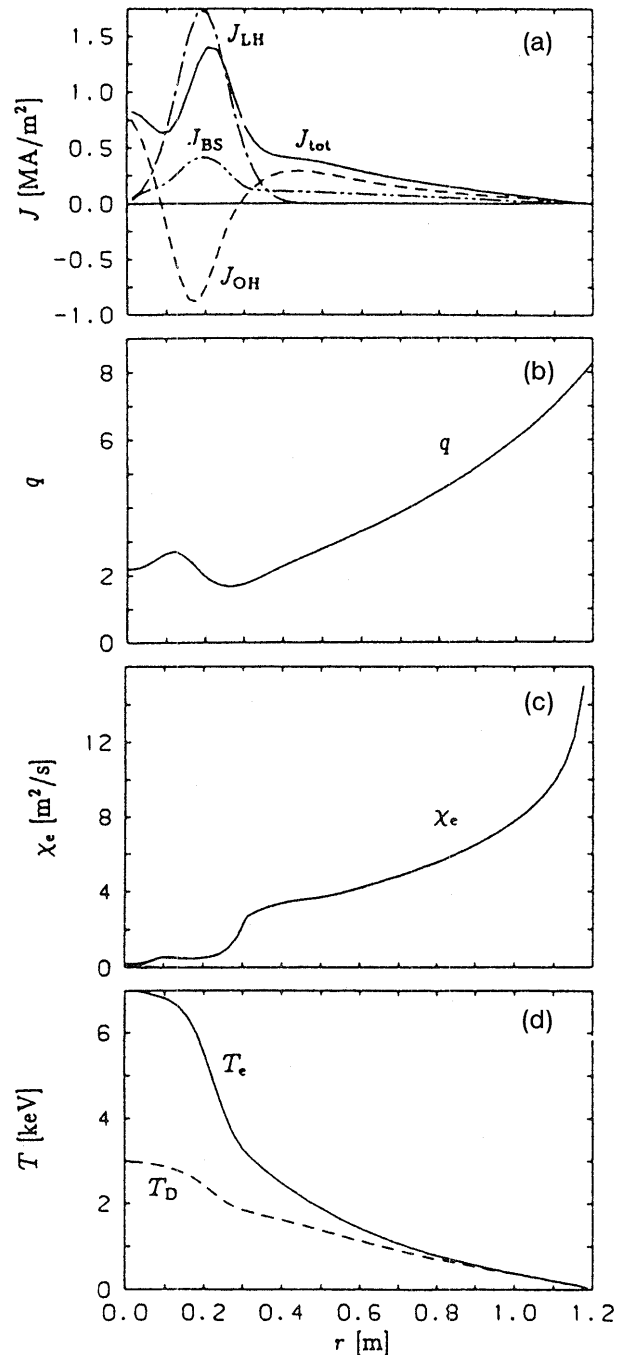


Fig. 5 Formation of the internal transport barrier by the current profile control. Off-axis current drive is applied (via LH waves) (a). The q -profile is modified and the weak-negative shear region appears (b). The transport barrier is formed (c), and the steep temperature gradient is induced (d). [33].

ことが可能であることが理論的に示されている。輸送シミュレーションの結果、その境界となる磁気面は、輸送係数の性質や保存則から自律的に定まっていることが示

されている。加熱分布の集中が改善にとって重要であることが示されるなど、輸送改善領域の形には、加熱などの強さや位置によって、変化があることも示された。空間構造だけみると、輸送障壁を説明できそうな理論[33]が生まれているといいたいくなるかもしれない。

しかし、ダイナミックスまで含め、改善モードの発展を正しく理解できたかどうかは、明らかではない。実験の報告[5]から見ると、輸送係数の変動は(H-mode transition ほど急ではないものの)時間的に急な変動を示しており、「分岐」の特性を示している。[33]の結果では、「柔らかい」分岐が得られており、H-modeのような「固い」分岐は得られていない。分岐の性質の説明は、まだまだ未熟である。(5)式に見られるように、電場勾配の効果も有効なので、電場分岐との協同現象とも考えられる。電場分岐の理論解析は[2]にまとめられている。定性的には電場勾配の効果は閉じ込め改善を加速し、分岐を強める。電場勾配を考えた線形安定性が議論され、それで改善閉じ込めを論ずる研究者もいるが、線形理論に留まっており、輸送理論としては未熟である。

分岐のダイナミックスは今後の問題である。さらに、実験の結果の評価も今後待つものと思われる。

5. 今後の発展

電流分布が閉じ込めに与える影響や、プラズマ温度の発展と結び付いた構造形成について理論的な描像が提案されている。プラズマの不安定性でもたらされる輸送の研究は進歩し体系化されており、電流分布制御の実験結果も、研究の伝統に沿って位置づけられるものである。線形安定性の物理については、1970年代の研究に基づいて考えられる。非線形理論の発展は最近活発であり、近年の改善閉じ込めモードの発見は、非線形非平衡系の理論を刺激する。こうした研究の先に、今後のプラズマ物理学の進展があるだろう。

電流分布の改善閉じ込めへの効果は、核融合への展望からも重要な現象である。プラズマの分布と輸送係数が結びついて形成され、幾つかの分布の間の遷移現象が生まれることが予想されている。プラズマの構造の自律的变化によって、核融合反応出力が変動し、それが輸送障壁の性質に強く影響する。この非線形結合が、今日観測されていないダイナミックスを核燃焼プラズマにもたらしことが理論的に指摘されている[37]。これは核融合炉の熱不安定の描像を改めるものである。将来の定常燃焼プラズマ実験で見られるであろう閉じ込め現象を予測するための鍵を握っている。核融合実験炉に応用するため

には十分な注意が必要だろう。

謝辞

本研究は伊藤早苗、福山 淳、矢木雅敏、他の方々と共同研究(九州大学応用力学研究所強磁場プラズマ・材料実験施設共同研究)に基づくものです。また、大河千弘、若谷誠宏、岸本泰明の諸氏との議論も参考にさせていただきました。研究の遂行にあたっては、文部省科学研究費、核融合科学研究所共同研究の援助も受けました。

参考文献

- [1] 改善閉じ込めの発見と制御に関する最近の研究の展望が次にまとめられている。S.-I. Itoh *et al.*, *J. Nucl. Materials* **220-222**, 117 (1995).
- [2] レビュー論文 K. Itoh, S.-I. Itoh, *Plasma Phys. Contr. Fusion* **38**, 1 (1996).
- [3] 伊藤公孝 他: *J. Plasma and Fusion Research* **69**, 1524 (1993).
- [4] K. Toi *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 1895 (1990).
- [5] F. M. Levinton *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4417 (1995), E. J. Strait *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4421 (1995).
- [6] T. Ohkawa *et al.*, *International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research* (1965, Culham) Vol.II, 531.
- [7] レビュー論文 S. Yoshikawa, *Nucl. Fusion* **13**, 433 (1973).
- [8] H. Toyama *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 18 (1976).
- [9] A. Glasser *et al.*, *Phys. Fluids* **17**, 181 (1974).
- [10] S. Nagao *et al.*, *International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research* (1974, Tokyo) Vol.II, 123.
- [11] A. Sykes *et al.*, *Nucl. Fusion* **32**, 694 (1992).
- [12] B. Coppi, *Plasma Phys. Contr. Fusion* **5**, 261 (1980).
- [13] F. Wagner *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **49**, 1408 (1982).
- [14] 吉川庄一, 飯吉厚夫: 核融合入門 (共立出版, 1972)
- [15] K. Toi *et al.*, *Nucl. Fusion* **19**, 1643 (1979).
- [16] B. B. Kadomtsev *et al.*, *Rev. Plasma Phys.* Vol.5 (Consultants Bureau, New York, 1970).
- [17] C. M. Roach *et al.*, *Plasma Phys. Contr. Fusion* **37**, 679 (1995).
- [18] レビューとして安積正史 他: 核融合研究 **66**, 494 (1991).
- [19] D. Lortz *et al.*, *Phys. Lett.* **68A**, 49 (1978).
- [20] Y. Kim, M. Wakatan, *Phys. Plasmas* **2**, 1012 (1995).
- [21] Y. Kishimoto *et al.*, *Phys. Plasmas* **3**, 1289 (1996).
- [22] Y. Kishimoto *et al.* in *Proc. 16th IAEA Fusion Energy Conference* (Montreal, 1996) paper IAEA-CN-64/DP-10.

- [23] A. Glasser *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 234 (1977).
- [24] R. J. Hastie, in *Theory of Fusion Plasmas (Proc. Workshop Varenna, 1987)* Editrice Compositori, Bologna, 231 (1988).
- [25] J. Wesson, *Nucl. Fusion* **18**, 87 (1978).
- [26] Liu Chen *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **52**, 1122 (1984).
- [27] T. Ohkawa, *Reduction of Turbulence by Sheared Toroidal Flow on a Flux Surface*, Research Report NIFS-484 (1996).
- [28] R. J. Hastie *et al.*, *Phys. Fluids* **30**, 1756 (1987).
- [29] M. Okabayashi, R. Freeman: *Phys. Fluids* **15**, 359 (1972).
- [30] J. W. Connor *et al.*, *Plasma Phys. Contr. Fusion* **35**, 319 (1993).
- [31] K. Itoh *et al.*, *Plasma Phys. Contr. Fusion* **36**, 279 (1994). S.-I. Itoh *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 1200 (1994).
- [32] M. Yagi, *J. Plasma and Fusion Research* **71**, 1123 (1995).
- [33] A. Fukuyama *et al.*, *Plasma Phys. Contr. Fusion* **37**, 611 (1995).
- [34] M. Yagi *et al.*, *J. Phys. Soc. Jpn.* **63**, 10 (1994).
- [35] S.-I. Itoh *et al.*, *Comments Plasma Phys. Contr. Fusion* **13**, 141 (1990).
- [36] Y. Koide *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 3662 (1994).
- [37] A. Fukuyama *et al.*, *Nucl. Fusion* **35**, 1669 (1995).