

局所開放系における
磁気リコネクションの緩和過程

総合研究大学院大学
数物科学研究科
核融合科学専攻

北端 秀行

目次

1	序論	3
1.1	局所開放系における緩和過程	3
1.2	速いリコネクション	4
1.2.1	磁気リコネクションは何故重要か？	4
1.2.2	速いリコネクション	6
1.2.3	駆動型リコネクション	9
1.3	研究の目的と概要	10
2	磁気リコネクションの緩和過程	12
2.1	概要	12
2.2	シミュレーション・モデル	13
2.2.1	モデル	13
2.2.2	初期条件	16
2.2.3	境界条件	16
2.3	シミュレーション結果	19
2.3.1	磁気リコネクションのインパルスの性質	19
2.3.2	エネルギー緩和過程	22
2.3.3	外部フローの依存性	23
2.3.4	磁気島の成長と崩壊	26
2.4	まとめ	28
†	Figures	30
3	電流層の微細構造の変化	52
3.1	概要	52
3.2	シミュレーション・モデル	53

3.3	シミュレーション結果	54
3.3.1	電流層の微細構造の変化	54
3.3.2	プラズマ・ジェットの加速機構	58
3.3.3	下流域の構造変化	60
3.4	まとめ	62
†	Figures	64
4	結論	87
¶	謝辞	89
¶	参考文献	90

第 1 章

序論

1.1 局所開放系における緩和過程

外部から継続的にエネルギーが供給されるような開いた局所系において、プラズマのエネルギー解放と構造形成に、間欠性や回帰性といった興味深い性質があるということが最近のシミュレーション研究から見つかっている [1, 2]。天羽、佐藤 (1994) はゴムをくるくる振じて飛ばすおもちゃのプロペラ飛行機にみるような、ゴム紐の運動に着目し、これを磁力線に置き換えてその振舞いを調べた。ゴムをねじっていくと終いには、巻き上げられたゴム紐に結び目状の塊ができる。これはゴム紐に貯えられた張力エネルギーが間欠的により低いエネルギーの形状へと遷移することに因る。磁力線の場合もまた、両端で互いに逆向きの回転運動を定常的に加えることによって振じ上げられた磁力線が、断続的に磁気エネルギーを解放することで振じれがほどけた様な状態へと構造を変え、秩序の破壊と形成が間欠的に繰り返されるのが新たに発見された [1]。この研究は外部から定常的にエネルギーが供給される磁気プラズマの局所開放系において、系内にある一定量以上に磁場のエネルギーが蓄積されるとパースト的にエネルギーを解放し、間欠的なエネルギー解放とトポロジー変化を繰り返した後に元の構造に回帰するという、間欠性及び回帰性が存在することを示したものである。

このように、グローバルな磁気流体プラズマの振舞いにおいて、間欠性及

び回帰性という注目すべき特性が示されたわけであるが、エネルギー変換やトポロジー変化を生み出す基本原理はその系内でローカルに生じている磁気リコネクションである。もちろん別の複雑な要素が非線形に作用して創り出した現象であることは言うまでもないが、我々はこの鍵となる磁気リコネクションに着目する。プラズマは非線形であるが故にさまざまな階層をその系の応答時間のスケールに応じてもっており、そのような階層間の共通の性質としてプラズマのエネルギー解放と構造形成に間欠性が存在するものと考えられる。本研究では、磁気プラズマにおけるエネルギー解放機構の基本プロセスに眼を向け、その重要な素過程である磁気リコネクションにおいても、その緩和過程に間欠的な性質を見つけることができるのではないだろうか？という推察のもとに研究を行う。

1.2 速いリコネクション

1.2.1 磁気リコネクションは何故重要か？

最初に磁気リコネクションについて簡単に説明する。磁力線はガウスの法則 $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ を満たしているために途中で切り離すことができない。ところが電気抵抗が存在する条件の下で、反対の方向を向いた2本の磁力線を一点で押しつけてやると、2本の磁力線はその点で切れると同時に、別の磁力線と即座につなが換わる。この磁力線の結び換えのプロセスのことを磁気リコネクションという。

磁気リコネクションは次の二つの点から非常に重要な現象である。ひとつはこの磁気リコネクションを介して磁力線はそのトポロジーを自由に変えることができる。これは異なる起源のプラズマが混り合うのを可能にし、そのため粒子、エネルギーの輸送を考える上で大切なプロセスである。また、磁気リコネクションはエネルギー変換の観点からも重要である。Figure 1.1 で表しているような磁場エネルギー、熱エネルギー、運動エネルギーのエネルギー変換の関係があり、磁気リコネクションはこの中で蓄積された磁場のエネルギーを熱及び運動エネルギーへすばやく変換する重要なプロセスである。

例えば系外から自由磁場エネルギーがポインティング・フラックス (1) として系内に供給され、そこで蓄積された磁場のエネルギーが磁気リコネクションを通じてジュール加熱 (2)、プラズマ加速 (3) によってそれぞれ熱エネルギー、運動エネルギーへとすばやく変換されるというものである。

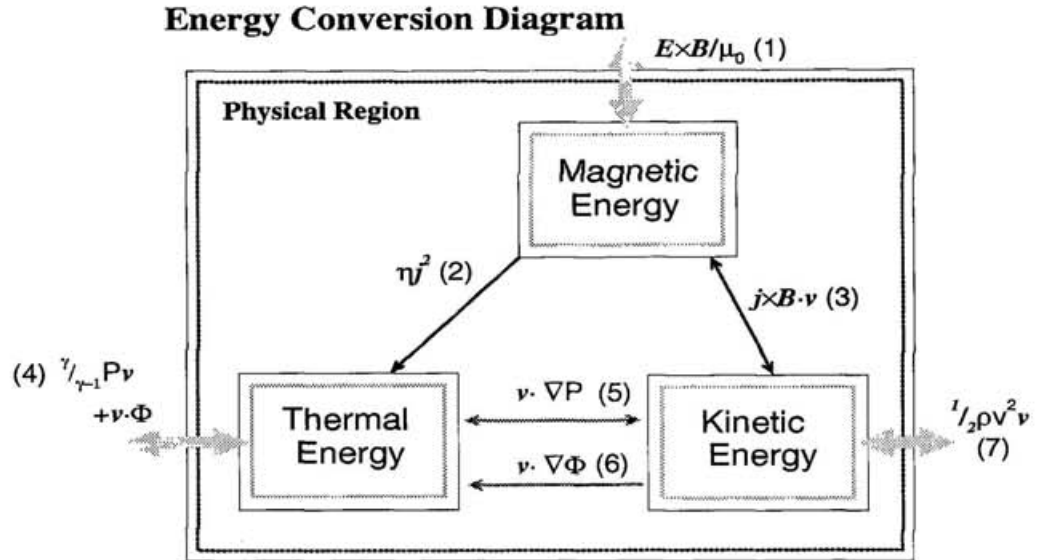


Figure 1.1: エネルギー変換図

$$\dot{\epsilon}_{input}^m = -\frac{1}{\mu_0} \int (\mathbf{E} \times \mathbf{B}) \cdot d\mathbf{s} \quad (1.1)$$

$$\dot{\epsilon}_{joule} = \int \int \eta j^2 dx dy \quad (1.2)$$

$$\dot{\epsilon}_{accel} = \int \int \mathbf{v} \cdot \mathbf{j} \times \mathbf{B} dx dy \quad (1.3)$$

$$\dot{\epsilon}_{input}^k = -\frac{1}{2} \int \rho v^2 \mathbf{v} \cdot d\mathbf{s} \quad (1.4)$$

$$\dot{\epsilon}_P = \int \int \mathbf{v} \cdot \nabla P dx dy \quad (1.5)$$

$$\dot{\epsilon}_{visc} = \int \int \mathbf{v} \cdot \nabla \cdot \Phi dx dy \quad (1.6)$$

$$\dot{\epsilon}_{input}^t = - \int \left(\frac{\gamma P}{\gamma - 1} \mathbf{v} + \mathbf{v} \cdot \Phi \right) \cdot d\mathbf{s} \quad (1.7)$$

$$\Phi = 2\nu \left(e_{ij} e_{ij} - \frac{1}{3} (\nabla \cdot \mathbf{V})^2 \right) \quad (1.8)$$

η は電気抵抗、 ν は粘性係数、 γ は断熱定数を表し、(1)~(7) はそれぞれ (1) は境界を越えて供給される磁場のエネルギー、(2) はジュール加熱、(3) はプラズマ加速による仕事量、(4) は境界を越えて供給される熱エネルギー、(5) はプラズマの圧縮による仕事量、(6) は粘性加熱、(7) は境界を越えて供給される運動エネルギー、の変換率を表している。

1.2.2 速いリコネクション

磁気リコネクションの研究はこれまで数多くの研究者によって活発に行われてきた。しかし今日なお未解決の問題が残されている。それはリコネクション・レート、すなわちリコネクションの反応速度、が極めて速いリコネクションのメカニズムが十分に解明されていないことである。この速いリコネクションと密接に関連したバースト的な現象が実際に自然界や実験室プラズマにおいて観測されている。

自然界では、例えば宇宙プラズマにおける太陽フレアや X 線ジェット [3]、磁気圏嵐 (サブストーム) 等が考えられる。最近では特に太陽に関して、科学衛星 "ようこう" 等の観測データから、極めて強い爆発的なエネルギー解放を伴った活動的な太陽の姿が一段と明らかなものとなってきた。太陽フレアが起こると一度に大量のエネルギーが放出され、数 keV ~ 数 MeV にまで電子が加速される。太陽フレアが磁気リコネクションに因るものかどうかはまだ確定していないが、磁気リコネクション説を裏付ける興味深いデータとして、時間スケールの共通性があげられる。フレア現象はマイクロフレアから巨大アーケードと呼ばれるものまでそのサイズによっていくつかに分類され

ているが、時間スケールをアルベン時間で表現すると、 $10 \sim 100\tau_A$ とすべて同程度となることがわかってきた [4]。また磁気圏サブストームに関しては、観測衛星 GEOTAIL 等によって地球の磁気圏尾の物理過程が明らかになってきており、数十キロ電子ボルトにも及ぶ粒子フラックスのバーストが断続的に観測されている [5]。

また、核融合の実験室プラズマではトカマクで観測されている鋸歯状振動が考えられる。これは中心部のプラズマの温度が急速に落ちる現象で、この時の磁気面の崩壊がダイナミックな構造変化を引き起こす [6, 7]。例えば、JET トカマクでは $\sim 100\mu\text{sec}$ で急落する。

いずれの場合も古典的な拡散時間のスケールに比べて数桁以上も短い時間スケールでの現象であり、'速いリコネクション' 無しには説明がつかないように思われる。このような背景のもとで、現在もリコネクション・レート、すなわちリコネクションの反応速度に注目した研究が盛んに行われている。

それでは次に、リコネクション・レートに関してどのような問題点が存在するのかを概観する。磁気流体方程式において、オームの法則をファラデーの式に代入して電場を消去すると、

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \nabla \times (\eta \mathbf{j}) \quad (1.9)$$

ここで電気抵抗 η は空間的に一様であると仮定する。またアンペールの式から

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \eta \nabla^2 \mathbf{B} \quad (1.10)$$

この第一項は磁場の対流項、第二項は磁場の拡散項を示しており、この大きさの比はルンキスト数 S として、

$$S = \frac{\nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B})}{\eta \nabla^2 \mathbf{B}} \sim \frac{LV_A}{\eta} \quad (1.11)$$

と表される。 V_A はアルベン速度、 L はシステムサイズである。ルンキスト数は二つの特性時間の比としても表すことができる。すなわち、アルベン時間 $\tau_A \equiv L/V_A$ と、電気抵抗による拡散時間 $\tau_R \equiv L^2/\eta$ によって、

$$S = \frac{\tau_R}{\tau_A} \quad (1.12)$$

となる。ルンキスト数は通常きわめて大きい値であり、例えばトカマク・プラズマでは $S \sim 10^6$ 、太陽フレアでは $S \sim 10^{11}$ である。従ってアルベン時間 τ_A と電気抵抗による拡散時間 τ_R の2つの特性時間は十分に分離されていると考えてよい。

歴史的にリコネクションの理論としては異なる2つの考え方が存在している。Sweet[8]、Parker[9]の電流層モデルとPetschekのスローショックモデルである[10]。これらのモデルはリコネクション点の形状にその特徴があり、Sweet-ParkerモデルはY型、PetschekモデルはX型形状をしている。いずれも理想化した非圧縮性の線形解析から導かれたもので、散逸領域、つまりリコネクション点付近の電流層上の構造も無視されたモデルである。

リコネクション・レートは無次元量として慣習的にアルベン・マッハ数で示され、上流のフロー速度を v_0 とするとアルベン・マッハ数 M_0 は、

$$M_0 = v_0/v_A \quad (1.13)$$

と表される。この2つのモデルによるリコネクション・レートは順に、

$$\text{Sweet-Parker rate ; } M_{SP} = S^{-\frac{1}{2}} \quad (1.14)$$

$$\text{Petschek rate ; } M_P = \frac{\pi}{8 \ln S} \quad (1.15)$$

で与えられる。ともにルンキスト数(電気抵抗 η)に依存しており、 S が大きいとリコネクション・レートは上がらず、太陽フレアのような爆発的な現象

を説明することはできない。Petschek レートは Sweet-Parker レートに比べ電気抵抗の依存性が弱いため比較的高いリコネクション・レートを実現できる。しかし Petschek 理論は電気抵抗がある臨界値より小さくなる領域では成り立たないことが示されている [11]。

1.2.3 駆動型リコネクション

現実的に磁気プラズマの振舞いはきわめて非線形な現象である。複数の物理量が互いにフィードバックをかけながら発展し、しばしば予期し得ない新たな秩序を形成する。数式を用いたこれまでの解析的手法では、磁気リコネクションのような強い非線形性をもつ現象には歯が立たない。そこで計算機シミュレーションが有用され、発展してきた。

駆動型リコネクションは佐藤、林 (1979)[12] が提唱したモデルで、反平行磁場配位の外側から磁気中性面に流れ込むプラズマ・フローが駆動原因となり磁気リコネクションが誘発されるというものである。磁気リコネクションは局所的な現象であり、それを取り囲むプラズマの振舞いによって大きく左右される。駆動原因となる外部・フローは周囲のプラズマの非線形な時間発展の結果生じるものであり [13]、リコネクションの初期条件としては多彩な形態が存在し得ると考えられる。核融合プラズマにしても宇宙プラズマにしても静的な平衡状態であることは稀であり、非平衡な状態である。とすれば駆動型リコネクションは最も本質的な磁気リコネクションであるということが出来る。駆動型リコネクションはこれまでの MHD 研究から電気抵抗による時間スケール τ_R に比べてずっと短い時間で磁気リコネクションが生じ、そのリコネクション・レートは相対的に電気抵抗には依存せず外部からの駆動フローの大きさによって決定されるということが明らかになっている。そしてこの結果は電気抵抗モデルに関係なく成り立つことが支持されている [12, 14]。さらに最近では無衝突プラズマの粒子シミュレーションにおいても同様の結果が示されている [15]。

駆動型磁気リコネクションの研究成果はプラズマの圧縮性をきちんと考慮

した計算によって成し得た成果である。リコネクション・レートの議論をする時にプラズマの圧縮性が重要な要素であることをトカマクの鋸歯状振動に関するこれまでのシミュレーション研究から振り返ってみる。

Park et al. は非圧縮性モデルを使い、Kadomtsev[16] が提案した鋸歯状振動におけるリコネクション・モデルでシミュレーションを行った結果、リコネクション点の形状が典型的な Y 型 (Sweet-Parker 型) となり高いリコネクション・レートは実現できないことが示された [17]。Aydemir は Park 同様非圧縮性モデルではあるが、オームの法則に電子の慣性項及び圧力勾配項を導入することで計算をおこなった。その結果、Kadomtsev モデルにおいてリコネクション点の形状が Y 型から X 型へと変化し、比較的高いリコネクション・レートを実現した [18]。この他にもオームの法則に電子の慣性項等の 2 流体的な効果を加えることで速いリコネクションを実現しようとする研究が行われている [19, 20]。

一方、佐藤、渡辺 (1989) は圧縮性を考慮した純粋な MHD モデルを使ってトカマクの鋸歯状振動を調べた結果、電気抵抗による時間スケール τ_R に比べてずっと短い、アルベン時間 τ_A に近い時間スケールでの速いクラッシュを実現した。そしてプラズマの圧縮性がリコネクション・レートに果たす役割の重要性が示され、リコネクション・レートは圧縮性を考慮すると電気抵抗にはほとんど依存しないが、逆に非圧縮性の場合は電気抵抗に強く依存するということが論文の中で指摘されている [21]。また後に駆動型磁気リコネクションの素過程において、プラズマの圧縮性がリコネクション・レートに依存していることが示され、圧縮性の重要性が確かめられている [14]。

1.3 研究の目的と概要

本研究は継続してエネルギーが供給される局所開放系において、長時間スケールで駆動型磁気リコネクションの緩和過程を解析することで磁気プラズマのエネルギー解放の素過程である磁気リコネクション現象そのものに間欠的性質が存在するのかどうかを調べることを目的とする。これまで駆動型磁

気リコネクションは古典的なリコネクション理論に比べてずっと高いリコネクション・レートが実現できることを示してきた。しかし極めて強い爆発的な現象を理解するにはまだ十分とは言えない。もし駆動型磁気リコネクションの緩和過程に新たな間欠的な性質が見つければ、速いリコネクションのさらなる理解にも通じる興味ある課題である。なお、本研究は物理的な基本プロセスを明らかにするという趣旨のもとに、シミュレーションの計算領域に対称性を仮定したコード(対称コード)を採用し、高精度な長時間スケールでのシミュレーションを駆使して研究を行う。

次に、本論文の構成とその流れを紹介する。序論に引き続き第2章では、最初にシミュレーション計算で用いたモデル、初期条件、境界条件を説明する。そしてその後、これまでにない長時間スケールのシミュレーションを行った結果、新たに発見した衝撃的でかつ間欠的な磁気リコネクションの緩和過程について紹介し、その物理的成因について考察する。また、第3章では磁気リコネクションの初期成長段階におけるプラズマの振舞いを詳細に調べ、その結果について電流層の微細構造の変化、プラズマ・ジェットの加速機構、そして下流域の構造変化という3つの観点から解析をおこなう。そして最後に第4章で結論を述べる。

第 2 章

磁気リコネクションの緩和過程

2.1 概要

これまでも磁気リコネクションのシミュレーション研究は国内外を問わず活発に行われてきた。その多くはリコネクション・レート, すなわちリコネクションが起こる速さが飽和レートに到達する、いわば初期成長段階での計算であり、主にリコネクション点近傍の構造変化に着目し、議論されてきた。これまでに得られた結論から、磁気リコネクションが始まるとリコネクション・レートは上昇し、その後次第に飽和段階へと移る。しかし、この飽和した状態が真に定常解なのか? さらにその後の振舞いは? という疑問には必ずしも答えられてはいない。継続的に長い時間計算を続けることが非常に困難であることがその大きな原因である。

ではなぜ、長時間スケールでのシミュレーションが困難であるかというと、リコネクション・レートが飽和レートにまで到達すると、その駆動レートが高いほど強いプラズマのフローが生じ、数値的な不安定を生じる。開放系での計算では系外へ出て行こうとする物理的な波は反射して来ないように境界条件を設定しなければならないが、強いフローがそれを困難にしている。しかし本研究では、この障壁を打破るために安定なコードを開発し、従来の計算に比べて遥かに長い時間スケールでのシミュレーションを可能にすることに成功した。これによって、我々はリコネクションの飽和後の振舞いに注目

し、' 間欠性を観る' という新たな視点に立って、これまでにない長時間スケールにおける磁気リコネクションの緩和過程を調べる。

ところで、本研究を行うにあたって従来の MHD 駆動型磁気リコネクションの研究から、その飽和レートは駆動している外部フローの大きさに対応して決まることがすでに知られており、そのピーク値も飽和レベルであると信じられてきた。しかし、驚くべきことに、長時間スケールで MHD 駆動型磁気リコネクションの振舞いを調べた結果、間欠的に磁場構造が著しく変化することによって、リコネクション・レートのピーク値が飽和レートの 10 倍を超えるような衝撃的な緩和過程を発見した [22]。

2.2 シミュレーション・モデル

2.2.1 モデル

開いた局所系における MHD 駆動型磁気リコネクションの緩和過程を調べるためにスーパーコンピュータ (NEC SX-3) を用いて過去に例を見ない長時間におよぼ高精度の数値計算を行う。シミュレーションは 2 次元空間における圧縮性抵抗性 MHD 方程式に基いて計算を行う。ここで、宇宙プラズマにおいても、核融合プラズマにおいても磁気リコネクションはプラズマの 3 次元振舞いの中でみられる物理現象であるのにもかかわらず、なぜ 2 次元のモデルで説明できるのかというと、磁気リコネクションの条件は磁場成分が反平行であることが本質的であり、たとえ 3 次元的な磁場構造をもっている中でもその中で起こる磁気リコネクション過程そのものは 2 次元面に射影することができるからである。

また、MHD 理論では磁気リコネクションの必要条件は反平行の磁場成分が存在することと同時に、電気抵抗 η が存在することである。しかし我々が用いる一流体の MHD 方程式の枠組では電気抵抗は一意的には決まらず、重要なパラメータであるにもかかわらず、他の物理機構から与えなければならない。佐藤、林 (1979)[12] は電気抵抗のモデルとして、異常抵抗モデルを使って駆動型磁気リコネクションの先駆的研究を行った。異常抵抗モデルではブ

ラズマ電流の関数として電気抵抗を与えている。しかし本研究では、最もシンプルなモデルである、空間的に一様な電気抵抗モデルで計算を行う。

ところで、一様な電気抵抗モデルでは異常抵抗モデルに比べてリコネクション点付近の散逸領域(電流層)の構造が複雑に変化するために、計算には高分解能が要求される。そのため今回行ったすべてのシミュレーション計算において、電流層を横切るグリッド数としては10ポイント以上与えるものとする。シミュレーション・ボックスのサイズやそのメッシュ数に関しては、いくつかのケースにおいて値を変えて計算を行っているが、論文の中で主に示される代表的な典型例ではX-Y面上の矩形シミュレーション・ボックスのサイズは $-60 \leq x \leq 60, 6 \leq y \leq 6$ とし、 $\partial/\partial z = 0$ と仮定する。そしてグリッド数としては $0 \leq x \leq 60, 0 \leq y \leq 6$ で $N_x \times N_y = 188 \times 122$ とする。なお、計算結果の数値的なチェックのために、同じ条件のもとでグリッド数を2倍近くに増やして $N_x \times N_y = 288 \times 222$ として計算を実行し、問題がないことを確認する(シミュレーション結果の最後を参照)。また、計算スキームは佐藤、林(1979)[12]に基礎を置いており、空間微分は2次精度の中心差分、時間積分としては4次精度のルンゲ・クッタ・ジル法を用いて計算を行う。スキームを安定させるために適時、強制的にスムージングをおこなう。

MHD駆動型磁気リコネクションのシミュレーションを行う上で、プラズマの圧縮性は欠かすことのできない要素の一つである。MHD駆動型磁気リコネクションの躍動的な振舞いの中で、プラズマの圧縮性が果たす役割の重要性については、すでに佐藤、林、etc. (1992) [14]の中で示されており、圧縮性が重要であることは言うまでもないが、さらにもう一つ、MHD駆動型磁気リコネクションのエネルギー緩和過程を調べる上で欠かすことのできない要素として、“長時間スケール”での解析がまさしく重要であることを後に示される結果から強く主張する。

次に、具体的な計算モデルの説明に移る。ここでの計算に用いる基礎方程式は以下の圧縮性抵抗性磁気流体(MHD)方程式である。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) \quad (2.1)$$

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla P + \mathbf{j} \times \mathbf{B} + \nu \left(\nabla^2 \mathbf{v} + \frac{1}{3} \nabla (\nabla \cdot \mathbf{v}) \right) \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E} \quad (2.3)$$

$$\frac{dP}{dt} = -\gamma P \nabla \cdot \mathbf{v} + (\gamma - 1) (\eta \mathbf{j}^2 + \Phi) \quad (2.4)$$

$$\mu_0 \mathbf{j} = \nabla \times \mathbf{B} \quad (2.5)$$

$$\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B} + \eta \mathbf{j} \quad (2.6)$$

$$\Phi = 2\nu \left(e_{ij} e_{ij} - \frac{1}{3} (\nabla \cdot \mathbf{V})^2 \right) \quad (2.7)$$

$$e_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.8)$$

$$\eta = \text{const.} \quad (2.9)$$

ここで用いた変数は慣習的な表記法に準じており、 η は電気抵抗、 ν は粘性係数、 γ は断熱定数、そして μ_0 は透磁率を表している。電気抵抗 η (2.9) は定数で、空間的に一様に与えている。そしてオームの式 (2.6) は純粋な MHD モデルで計算している。

我々は、プラズマ密度 ρ の微細構造の変化は、この論文の中で示される結果の本質には影響を及ぼさない、ということを手前ですでに確かめた上で、連続の式 (2.1) を解く代わりに $\rho = \text{const.}$ と仮定した計算結果を示す。よって、プラズマの圧縮性は圧力方程式 (2.4) の中で表現される。プラズマの密度を解かない理由は、密度を解けば電流層付近で激しく変化するために短波長の波が発生し、そのために計算結果がクリアでなくなることが挙げられる。またそれらを正確に記述するにはかなりの精度が必要となることから、グリッド数の節約、つまりは計算時間の節約にもなるからである。

2.2.2 初期条件

プラズマの初期配位は以下に示すハリス平衡解を仮定する。

$$B_x(y) = B_{x0} \tanh(y/L) \quad (2.10)$$

$$P(y) = P_0 \operatorname{sech}^2(y/L) + P_1 \quad (2.11)$$

$$j(y) = j_0 \operatorname{sech}^2(y/L) \quad (2.12)$$

$$B_z(y) = B_{z0} \quad (2.13)$$

$$\rho = \rho_0 \quad (2.14)$$

ここで、 B_{x0} , B_{z0} と ρ_0 , P_1 は定数であり, $P_0 = B_{x0}^2/2\mu_0$, $j_0 = B_{x0}/\mu_0 L$ と表すことができる。また、各変数、磁場 B_x 、電流 j_x 、圧力 P 、密度 ρ のそれぞれの空間分布として、fig.2 に表すシミュレーション・ボックスの Y 軸で切った断面図を Fig.2.1 に示す。また、各変数の規格化単位を Table I に挙げる。

2.2.3 境界条件

Figure 2.2 に表した X-Y 平面のシミュレーション・ボックスを使い、磁気リコネクションの数値計算を行う。計算コードは対称コードを用い、ミラー条件を仮定することで実際の計算は四分の一の計算領域、Fig.2.2 でいうと $0 \leq x \leq 60$, $0 \leq y \leq 6$ を計算領域とする。つまり本研究は対称性を仮定したコードを用いて基本的な物理プロセスを明らかにするという趣旨のもと研究を行う。

まず最初に前節で説明した反平行磁場の初期配位を与える。上下の境界(流入境界)から対称的にプラズマ・フローを流入させることで、フローのぶつかる、磁気的に中性な X 軸上の真中、つまり原点で磁気リコネクションが誘発

される。流入境界における境界条件は圧力と密度については境界で初期値に固定し、その他はすべて $\partial/\partial y = 0$ と置いている。流入フローは境界上で強制的に垂直な電場 E_{z0} を駆動することによって、 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトを通じてプラズマのフローを流入させている。ここで注意しなければならないことは、境界近くの磁場は流入フローの影響でその値は変動することから、駆動電場 E_{z0} が常に固定されることで、流入フローの大きさもまた変化しているということである。

流入フローは次の境界条件によって決定している。

$$\begin{cases} E_z = E_{z0}(\text{const.}) \\ v_z = 0 \\ \mathbf{E} \cdot \mathbf{B} = 0 \end{cases} \quad (2.15)$$

また、流入境界において駆動電場 E_{z0} は次のように与えられている。

For $t \leq t_1$,

$$E_{z0}(x, t) = \begin{cases} \frac{E_{z0}}{2} \left[1 - \cos\left(\frac{|x| - V_0 t}{V_0 t_1}\right) \pi \right], & |x| \leq V_0 t, \\ 0, & |x| \geq V_0 t, \end{cases} \quad (2.16)$$

for $t \geq t_1$,

$$E_{z0}(x, t) = \frac{E_0}{2} \left[1 - \cos\left(\frac{|x|}{V_0 t_1}\right) \pi \right] \quad (2.17)$$

流入フローの領域はいきなり与えるのではなく、数値的安定を保つために流入境界中央、すなわち Fig.2.2 では $(x, y) = (0, 6), (0, -6)$ から少しずつ広

げており、 V_0 は境界上における流入領域が x 方向に広がる速度である。また、駆動電場の強度についても、いきなり与えるのではなく、立ち上がり時間 t_1 をかけてゆっくり E_{x0} にまで達するよう工夫している。Table II に典型例における主なパラメータの値を示す。

次に、左右の流出境界について説明する。序論でも述べたように磁気リコネクションの長時間シミュレーションを開放系モデルで行うことは容易なことではない。磁気リコネクションによって発生する強いプラズマのジェット流が物理領域に反射して来ないように境界条件を設定しなければならない。そのために、Fig.2.2 で示したように左右の境界、 $-60 \leq x \leq -50$ 及び $50 \leq y \leq 60$ の領域に『吸収領域』を設けて人工的に物理的な波を滑らかに減衰することによって理想的な開放系を実現できるよう工夫を行っている。物理領域は $-50 \leq x \leq 50$, $-6 \leq y \leq 6$ である。また減衰方法は吸収領域を通じて各物理変数ごとに定めた収束値にまで減衰を行っている。その減衰項は $-\zeta(x)(f - f^{fix})$ として表される。

$$\zeta(x) = \zeta_0 \left(1 - \cos \frac{\pi (|x| - x_0)}{2\Delta} \right) \quad (2.18)$$

f は物理変数、 f^{fix} はその収束値、 ζ_0 は減衰係数をそれぞれ表し、 $\zeta_0 = 1.0$ と置いている。また Δ は吸収領域の x 幅を示し、 $|x| - x_0$ は物理境界からの侵入距離を表す。 x_0 は物理境界の x 座標で、Fig.2.2 では $x_0 = 50$ である。

減衰をおこなっている変数はプラズマのフローのみで、特に磁場に対して減衰をおこなうと数値的不安定が起りやすい。密度を定数とすると、具体的に各物理変数 f としてはプラズマのフローの3成分 (V_x, V_y, V_z)、圧力 P 、磁場の3成分 (B_x, B_y, B_z) に相当する。まず、プラズマのフローに対しては3成分すべてにおいて減衰をおこない、収束値は $f^{fix} = 0$ とする。その他の変数、圧力 P と磁場の3成分については基本的には減衰をおこなわない。特

に磁場に対して減衰をおこなうと数値的不安定が生じ易い。但し、大きなプラズモイドが下流域へ走る際は磁場が抜けにくいので吸収領域の入口 ($x=50.0, y=0.0$) における B_y が $B_{y_i} \geq B_{x0}$ という条件 (経験的) を満たす場合には磁場の Y 成分 B_y にのみ減衰を行う。収束値は $f^{fix} = 0$ とする。

2.3 シミュレーション結果

2.3.1 磁気リコネクションのインパルスの性質

従来の計算に比べて遥かに長い時間スケールでシミュレーションを行った結果、局所開放系において、継続的にエネルギーが供給されているにもかかわらず、極めて衝撃的かつ間欠的なエネルギー緩和過程を発見した。Figure 2.3 は今回のシミュレーション結果のハイライトとも言うべきもので、X-point での電場 E_z の時間発展を示している。 E_z は X-point における磁気フラックスの変換率に相当し、リコネクション・レートを表している。

Figure 2.3 の拡大した部分でわかるように、磁気リコネクションが始まるとそのリコネクション・レート E_z は上昇し、その後次第に飽和する。(Time $\sim 400\tau_A$.) 従来の MHD 駆動型リコネクションでは、数値的不安定が生じるために計算はせいぜい時刻 $Time = 400 \sim 500\tau_A$ までしか実行されておらず、その飽和レートは境界で駆動している電場 E_{z0} で決まり、 E_z のピーク値も飽和レベルであると信じられてきた。しかし Fig.2.3 に示されているように、 E_z が飽和レート E_{z0} に到達した後、さらに計算を続けた結果、リコネクション・レートは急に減少し、そしてその後 $Time \sim 2000\tau_A$ で驚くべきことに、瞬間的にリコネクション・レートのピーク値が駆動レートの 10 倍を超える値にまで急上昇し、なおかつそのような鋭いピークが繰り返し断続的に発生することがわかった。これは断続的ではあるが非常に速いリコネクションが実現していることを意味している。

また、Fig.2.4 にリコネクションに伴って発生したプラズマ・ジェット の最大値 v_{xmax} の時間発展を示す。ここでも鋭いパルスの時間変化を見ることができ、Fig.2.3 にみる X-point における E_z のピーク値とまったく一致した

時刻に初期の平衡解における典型的なアルベン速度の10倍を超えるような爆発的なプラズマ・ジェットが発生していることがわかる。

では、このような衝撃的かつ間欠的な変化の下で、いったいどのような現象が起こっているのだろうか？それを明らかにするために磁場構造の変化を調べる。Figure 2.5 は磁力線の長時間スケールでの振舞いをプロットしたものである。時刻 $T = 200\tau_A$ では上下の境界から与えた外部フローによって十分に磁気リコネクションが成長している。その後次第にリコネクション・レートは飽和状態へと近づく (Fig.2.3)。そして時刻 $T \sim 500\tau_A$ で突然、電流層の中央付近に磁気島が発生し、時刻 $T \sim 1850\tau_A$ にかけて徐々に成長する。このことから、Fig.2.3 の初期段階を経た飽和後のリコネクション・レートの減少は磁気島の発生に因ることがわかる。その後、時刻 $T = 1958\tau_A$ では磁気島のクラッシュが発生し、磁気島は分断されて2つのプラズモイドが左右の境界へと走り去る。そして再び真ん中に新たな磁気島が形成されて成長している (時刻 $T = 2800\tau_A$)。つまり、磁気島が生まれ、成長し、壊れるという一連の現象が繰り返されるという磁場構造の変化が存在することで Fig.2.3 にみるリコネクション・レートの間欠性が生まれ、磁気島のクラッシュの瞬間に、正に速いリコネクションが実現しているということがわかった。。

さらにクラッシュの瞬間に注目して、その前後について詳しく調べる。Figure 2.6 は磁力線の衝撃的なパルスの瞬間の振舞いを示したものである。非常に短い時間間隔でプロットしているにもかかわらず、著しい磁場構造の変化がみられる。時刻 $T = 1953\tau_A$ では十分に成長した磁気島が外部からの流入フローによって圧縮されている。そして時刻 $T = 1958\tau_A$ で、クラッシュが起こり、それによって作られたプラズモイドが x 軸上を下流域へと走って、すぐ前方の磁力線とリコネクションを起こして消えていく。しかし、クラッシュの直後には新たな磁気島が発生しており、 $T = 1960\tau_A$ では、強いプラズマ・フローが存在するために下流域の磁力線が湾曲してしまっている。そして時刻 $T = 1965\tau_A$ の図からは中央でまた新たな磁気島が成長していることがわかる。

Figure 2.7 は衝撃的なパルスの瞬間のプラズマ・フローについてその振舞いを示したもので、Fig.2.6 と同時刻の振舞いをプロットしている。これを見ると時刻 $T = 1958\tau_A$ のクラッシュの瞬間から爆発的に強いプラズマ・ジェットが吹き出しており、しばらくの間もなお、強いプラズマのフローが発生していることがよくわかる。

次に、電流 j_z 、電場 E_z 、圧力 P の3つのパラメータのクラッシュ前後の振舞いを示した鳥瞰図をそれぞれ Fig.2.8, Fig.2.9, Fig.2.10 に示す。これらはすべて同時刻の4つの図からなり、値の大きさを色の変化で表現している。

最初に、Fig.2.8 は垂直電流 j_z の振舞いをプロットしたものである。ここでは初期条件で与えた電流 j_z の大きさは眼では認識できないほど小さく表現されている。時刻 $T = 1850\tau_A$ は磁気島が最も成長した時の図で、この後に最初のクラッシュが起こる。また、時刻 $T = 1958\tau_A$ はクラッシュの瞬間の j_z を示し、その中央付近で強い電流のピークが現われている。この j_z のピーク値はこの瞬間に141にまで達しており、初期値が1であることから考えると恐ろしく大きな値にまで成長している。そしてこのピークは ηj を通して衝撃的な E_z の上昇をもたらしている。また時刻 $T = 1960\tau_A$ や $T = 1965\tau_A$ の図は、クラッシュの直後に発生した新しい磁気島周辺の j_z の振舞いが示されている。

Figure 2.9 は垂直電場 E_z の鳥瞰図をプロットしたものである。ここで注意すべきことは境界で駆動している電場 E_{z0} の大きさもまた眼で見えないほど小さいということである。クラッシュの時刻 $T = 1958\tau_A$ の E_z の大きさは $T = 1850\tau_A$ の E_z に比べてずっと大きな電場が発生している。驚くべきことに、下流域での E_z のピーク値が11.6で、これは Fig.2.8 に見ることのできる、ピークしたオーミック電流 j_z が支える X-point 近くの電場 $E_z = 0.7$ に比べて16倍以上にも昇っている。この X-point での電場をしのぐ下流域での巨大な電場 E_z は Fig.2.7 において爆発的なプラズマ・ジェットが発生していることから、 $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ 項によってもたらされていることが理解できる。このことは磁場のエネルギーの解放がジュール熱として散逸されるより、プラズ

マ加速により、運動エネルギーへ変換される方が支配的であることを示唆している。時刻 $T = 1960\tau_A$ では、 E_z の最大値はさらに 12.8 にまで増加しており、引き続き大きな電場が現われていることが示されている。また、時刻 $T = 1850\tau_A$ を除いて符合が逆向きの E_z が存在しているが、これはプラズモイドの前後で B_y の符合が逆向きになることによって生じている。

Figure 2.10 は圧力 P の鳥瞰図をプロットしたものである。この4つの図から磁気島に閉じ込められた熱いプラズマが、クラッシュを通じて系外へ放出されていく様子がよく示されている。また、時刻 $T = 1960\tau_A$ 、及び $T = 1965\tau_A$ の図からクラッシュ直後に発生した磁気島のところで圧力が鋭くピークしており、またそれが成長していることがわかる。

2.3.2 エネルギー緩和過程

外部から継続的に磁気フラックスが供給されることによって、系内に蓄積された磁場の自由エネルギーが磁気リコネクションを通じていかに緩和されるかを長時間スケールで調べる。磁気リコネクションは、磁場のエネルギーが、熱および運動エネルギーへすばやく変換される、エネルギー変換過程であり、磁気エネルギーから熱エネルギーへの変換はジュール熱 ηj を通しておこなわれ、磁気エネルギーから運動エネルギーへはアンペア力によるプラズマの加速 $\mathbf{v} \cdot \mathbf{j} \times \mathbf{B}$ によって変換される。

Figure 2.11(a) では系内全領域における磁気エネルギーから熱エネルギーへのエネルギー変換率、

$$\int \eta j^2 : dx dy \quad (2.19)$$

が破線で示されており、さらに、系内全領域における磁気エネルギーから運動エネルギーへのエネルギー変換率、

$$\int \mathbf{v} \cdot (\mathbf{j} \times \mathbf{B}) : dx dy \quad (2.20)$$

が実線でプロットされている。この衝撃的なインパルス相においては、まさしく磁場構造の急激な変化に伴った強い異常散逸が生じていることがわかる。

そして注目すべき点は、磁場のエネルギー散逸の経路として、ジュール熱よりもプラズマ加速による散逸の方が支配的であるということである。

Figure 2.11(b) は系内に蓄積された全磁場エネルギーの変化率, dW/dt ;

$$W = \int \frac{B_2}{2} : dx dy \quad (2.21)$$

の時間発展を示している。

外部から磁場のエネルギーが継続的に供給されている中で、ゆっくりと系内に磁気エネルギーが蓄積される相と、その後突然にその蓄えられた磁気エネルギーがバースト的に解放される相とが交互に現れ、緩和過程における磁気リコネクションのインパルス性を示している。また、Fig.2.11(a) からわかるように、この衝撃的な磁場エネルギーの散逸はジュール加熱による熱エネルギーへの変換と、それにもまして支配的であるプラズマ加速による運動エネルギーへの変換によって生じている。

2.3.3 外部フローの依存性

今回発見した、このような衝撃的かつ間欠的なエネルギー緩和過程は、いったい何が原因となって生じているのだろうか？その物理的成因を明らかにするために外部パラメータの依存性を探る。駆動型磁気リコネクションでは、境界でプラズマ・フローを強制的に流入させることで磁気リコネクションを誘起している。我々はこの物理的に重要な外的要因である流入フロー (外部フロー) に関して、次の2つのパラメータに着目し、その依存性を調べる。

- (1). 駆動電場 E_{z0} の大きさ

$$E_{z0} = 0.01 \sim 0.1$$

- (2). 外部フローの流入領域 (E_{z0} の駆動領域)

$$X_{size} = 25, 50$$

外部フローの大きさは境界で駆動電場 E_{z0} を与えることにより、 $\mathbf{v} = \mathbf{E} \times \mathbf{B}$ の関係式から決められているので、(1) では駆動電場 E_{z0} の大きさを、0.01 ~

0.1 の範囲で、いくつか値を変えて計算し、その影響を調べる。また、(2)では Fig.2.12 で示したように境界における外部フローの流入領域 (X_{size})、すなわち E_{z0} を駆動している領域、を $X_{size} = 25$ (吸収領域+5) と $X_{size} = 50$ (吸収領域+10) の2種類のケースで計算を行い、比較する。

(1) 駆動電場 E_{z0} の依存性

Figure 2.13 は駆動電場 E_{z0} の依存性をみるために、原点における電場 E_z の時間発展を比較したものである。破線は境界で与えている駆動電場 E_{z0} の大きさを示している。

外部フローの流入領域は $X_{size} = 25$ に固定し、駆動電場 E_{z0} の大きさを上から順番に、それぞれ $E_{z0} = 0.02$, $E_{z0} = 0.04$, $E_{z0} = 0.06$ のケースで調べている。最初に、クラッシュが発生する時刻に注目して比較してみると、3つのケース共、ほぼクラッシュの起こる時間は一致していることがわかる。次に衝撃的なパルス相における E_z のピーク値を比較すると、駆動電場 E_{z0} の値が大きくなるほど比例してそのピーク値は増加する傾向がみられる。また、さらにインパルス相の時間幅に注目すると、これはピーク値の傾向とは逆に、駆動電場 E_{z0} の値が大きくなるほどインパルス相の時間幅は短くなっている。このことはピーク値が増加する傾向と併せて、駆動電場 E_{z0} の値を上げると、インパルスの性質が強まることが Fig.2.13 から理解される。

(2) 外部フローの流入領域の依存性

Figure 2.14 は外部フローの流入領域を変えた2つのケースについて Fig.2.13 同様、原点における電場 E_z の時間発展を比較したものである。破線は境界で与えている駆動電場 E_{z0} の大きさを示している。

今度は、駆動電場 E_{z0} の大きさを $E_{z0} = 0.06$ に固定し、外部フローの流入領域を $X_{size} = 25$ (上図) と、ちょうどその2倍の $X_{size} = 50$ (下図) を

比べて違いを調べる。クラッシュの発生している時刻に注目すると、上図の小さなサイズの場合、最初のクラッシュが時刻 $T \sim 1000\tau_A$ で起こっているのに対し、下図の領域を倍に拡大したケースでは最初のクラッシュは時刻 $T \sim 2000\tau_A$ であり、発生時刻もまたちょうど2倍、遅くなっていることに気がつく。つまり、クラッシュの発生する時刻は外部フローの流入領域に依存していることがわかる。またピーク値については、外部フローの流入領域が大きい方がずっと高いピーク値を実現していることがわかる。

外部フローの依存性に関して、その傾向をもっと明確にするために今回行ったパラメータ・ランの結果を Fig.2.15 及び Fig.2.17 にまとめた。Figure 2.15 は駆動電場 E_{z0} 、すなわち外部プラズマ・フローに対して、インパルス相における電場 E_z のピーク値の依存性をまとめたものである。黒丸は外部フローの流入領域が $X_{size} = 25$ の計算結果、三角印は $X_{size} = 50$ のケースの計算結果を表している。流入領域の異なる双方のケースとも、駆動電場 E_{z0} に比例してパルスのピーク値は増大する傾向がみられ、各ピーク値の比はほとんど外部フローの流入領域の比に一致していることがわかる。さらに注目すべき点として、駆動電場が $E_{z0} \leq 0.01$ では、ピーク値がほとんど消えてしまい、インパルスの性質が失われていることが理解できる。この $E_{z0} = 0.01$ のときの原点上の E_z の振舞いを Fig.2.16 にプロットする。外部フローの流入領域は $X_{size} = 25$ であり、破線は境界で与えている駆動電場 E_{z0} の大きさを示している。この Fig.2.16 にみるように時刻 $T \sim 1500\tau_A$ 辺りまでは多少の揺らぎが見つかるが、その後はほとんど駆動レート $E_{z0} = 0.01$ に沿って遷移し、定常的な振舞いを示していることがわかる。

次に、駆動電場 E_{z0} 、すなわち外部プラズマ・フローに対するパルスの時間幅の依存性を調べたものを Fig.2.17 にプロットする。表示記号の意味は Fig.2.15 と同じである。ピーク値の依存性とは逆に、駆動電場 E_{z0} が大きいほどパルスの時間幅は減少しており、流入領域の違いによる変化はほとんどみられないという結果を示している。

2.3.4 磁気島の成長と崩壊

磁気リコネクションの緩和過程における間欠性は磁場構造の周期的変化、すなわち磁気島の成長と崩壊の繰り返しによって生み出されている。従って磁気島の振舞いに着目し、その成長と崩壊の要因を探ることは磁気リコネクションのインパルスの性質を理解する上で重要である。

Figure 2.18 は磁気島が成長するにつれてその大きさが時間的にどのように変化するかを調べるために、 X 軸上の磁気島の中心から端までの長さを磁気島の幅として定義し、この時間発展をプロットしたものである。磁気島は発生直後の初期段階において急速に短時間で成長するが、やがてその成長率は急にずっと低いレベルに減少し、2段階的に成長していることがわかる。それからもう一つ注目すべき点として、クラッシュ後、繰り返し発生する磁気島の最大成長幅はすべてについてほとんど一致しているということである。つまり、クラッシュ直前の磁気島の大きさはいずれも同じであることを示している。では何故、磁気島はいつも同じサイズにまで成長すると壊れるのだろうか？

ここで前節において、外部フローの流入領域の依存性を調べた結果を思い起こしてみたい。クラッシュの発生する時刻は外部フローの強さには無関係で、流入領域に依存するということがあった。それでは、外部フローの流入領域と磁気島の最大成長幅との関係に着目することにする。Figure 2.19 は初回のクラッシュ直前における、磁気島が最も成長した時刻での磁力線の形状を示している。上図は流入領域が $X_{size} = 25$ 、下図は $X_{size} = 50$ のケースであり、Fig.2.14 の計算例に対応している。明らかに磁気島の最大成長幅は外部フローの流入領域に依存し、流入領域を2倍にすると、磁気島の最大成長幅も約2倍になっていることがわかる。

ところで、磁気島が発生するという事は磁場の形状が O-point になるということで、磁気島の両端には必ずリコネクション点が存在する。そして磁気島が成長する原因は、その両端のリコネクション点から磁気島内に磁気フラックスが供給されるからである。従って、我々は磁気島のクラッシュの原

因を探るために磁気島端の X-point におけるリコネクション・レート、すなわち磁気島端の X-point における電場 E_z の振舞いを調べる。

Figure 2.20 を見ると、磁気島端での X-point における E_z は最初のクラッシュが起こる前に減少し、磁気島が最も成長する時刻 $T = 1850\tau_A$ の直前では E_z が消えている。つまり、時刻 $T = 1850\tau_A$ ではもう磁気島内に流入するフラックスは存在しないことを示している。これは、磁気島の最大成長幅が外部フローの流入領域に依存することを考えると、クラッシュの発生機構は次のように理解することができる。磁気島が成長するにつれて、磁気島両端のリコネクション点は自ずと X 方向の下流側へ引きずられる様に移動し、他方、境界上の外部フローの流入領域が局在化していることから (Fig.2.12)、磁気島がある一定サイズ以上に大きくなると、磁気島両端のリコネクション点には上流からの磁気フラックスが供給できなくなり、そのためにリコネクション・レートは減少すると考えられる。従って、磁気島はその両端からのエネルギー供給が途絶えることで成長は止まり、同時に左右から支えられていた力が失われることになる。そして上下からの流入フローによって磁気島の中央部分が圧縮されていることから左右に膨張し、終いにはクラッシュに到る。

以上の考察は、磁気島発生の原因については明らかではないが、何らかのきっかけで小さな磁気島が発生すると、その成長に関しては磁気島両端における磁気リコネクションが重要であり、外部フローによる磁気フラックスが供給されることによって、テアリング・モードと比べてずっと速い成長を遂げることを示している。(Fu and Lee[23] もインパルス性はずっと低い磁気リコネクションの間欠的振舞いを述べている。しかし彼らの計算では計算領域が不十分なために、磁気島端が途中で計算領域から外れており、それが結果に強く影響を及ぼしていると思われる。また、Biskamp はインパルスの性質については議論していないが、電流層内に磁気島が形成されることを示した上で、磁気島はテアリング不安定性が成長することによって生まれると結論づけている [24]。)

次に、磁気島内に貯められる磁気フラックスの量に着目する。Figure 2.21 は磁気島内に蓄積された磁気フラックスの積分値; $\int_0^\delta B_y dx$ (δ : width of island) の時間発展を示している。外部フローの強さを変えても磁気島の大きさは変わらないが、貯えられる磁気フラックスの量は外部フローの強さに依存し、外部フローが強いほど磁気島内により大きな磁気エネルギーが貯えられることになる。

最後に一連の計算結果が数値的に正しいことを証明するために、グリッド数を大幅に増やした計算をまったく同じ条件で行ったが、ほぼ同様の結果が得られた。結果を Fig.2.3 との比較で Fig.2.22 に示す。また、境界の影響を調べるためにシミュレーション・ボックスの大きさを変えて計算を行ったが、ほとんど変化は見られなかった。

2.4 まとめ

長時間スケールで計算が可能な安定したコードの開発をし、局所開放系において MHD 駆動型磁気リコネクションのシミュレーションを行った結果、継続的にエネルギーが供給されているにもかかわらず、極めて衝撃的かつ間欠的なエネルギー緩和過程を発見した。驚くべきことにリコネクション・レートのピーク値が瞬間的に駆動レートの 10 倍を超える値にまで到達しており、磁気リコネクションの強いインパルスの性質を捉えることができた。

また、この時の磁場構造の変化を調べてみると、リコネクション点付近に突然発生した磁気島の振舞いが磁気リコネクションの間欠性に重要な役割を果たしており、磁気島の発生、成長、そして崩壊の一連の現象が繰り返されることによって、バースト的なエネルギー緩和現象が繰り返し起こることがわかった。そして系内に蓄積された磁気エネルギーの変化を長時間スケールで調べたところ、ゆっくりとした磁気エネルギーの蓄積相とバースト的に解放される相とが交互に繰り返される様子が見られた。このゆっくりとした蓄積相は磁気島が成長していく段階と一致し、一方、エネルギーの急激な解放相は十分に成長した磁気島のクラッシュの瞬間に相当していることがわかつ

た。また、磁気島内に貯められた磁気エネルギーの爆発的な解放はジュール加熱を介して熱エネルギーへと変換されるより、プラズマ加速によって運動エネルギーへ変換される方がより支配的であることがわかった。

この衝撃的な緩和過程の物理的成因を明らかにするために外部パラメータの依存性について調べた結果、1) クラッシュの起こるタイミングは外部フローの流入領域に依存している。2) クラッシュによるリコネクション・レートのピーク値は外部フローが強いほど、また流入領域が大きいほど高いレートを実現する。3) 逆に外部フローがある臨界値を下回ると、磁気リコネクションの緩和過程に間欠的性質は失われ、ほとんど定常的な状態に落ち着く。4) 磁気島の成長はテアリング的な不安定性によるものではなく、その両端にできたりコネクション点から磁気フラックスが供給されることによって成長し、発生直後に急速に成長するということが明らかになった。そしてさらにこの衝撃的な速いリコネクションを実現しているリコネクション・レートの継続時間を調べたところ、5) 外部フローが強いほど継続時間は短くなり、パルスの性質がより強くなる傾向が見られた。

Table I: 各物理変数の規格化単位

Variable	Normalization unit
Magnetic field	B_{x0}
Plasma density	ρ_0
Spatial length	L
Velocity	$V_A \equiv B_{x0}/(\mu_0\rho_0)^{1/2}$
Time	L/V_A
Current	$B_{x0}/\mu_0 L$
Electric field	$B_{x0}V_A$
Pressure	$B_{x0}^2/2\mu_0$
Resistivity	$\mu_0 LV_A$
Viscosity	$\rho_0 LV_A$

Table II: 典型例における各パラメータの値 (1)

E_0	V_0	t_1	η	ν	γ	B_{x0}	P_1
0.06	0.24	250	5×10^{-3}	10^{-3}	2	0	10^{-2}

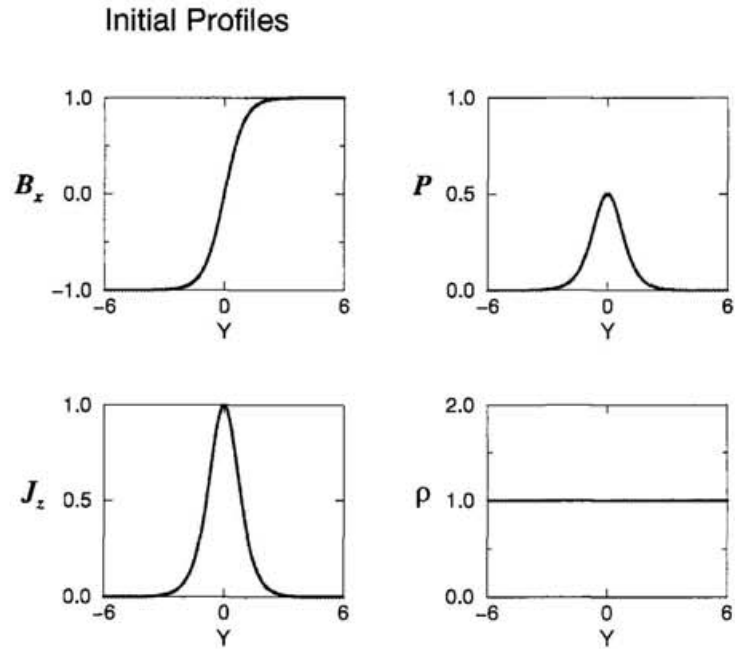


Figure 2.1: 初期配位における磁場 B_x 、電流 j_z 、圧力 P 、密度 ρ の空間分布

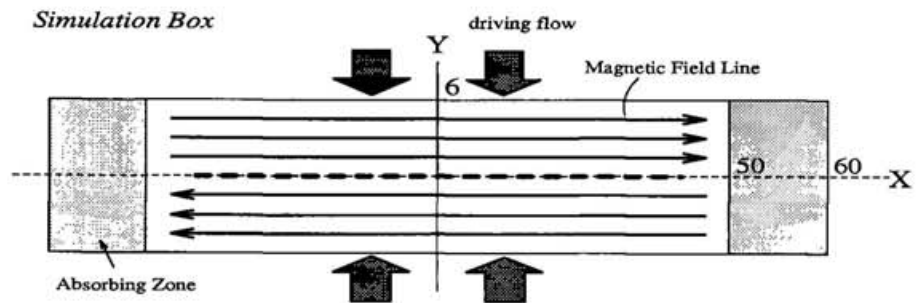


Figure 2.2: シミュレーション・ボックスの模式図

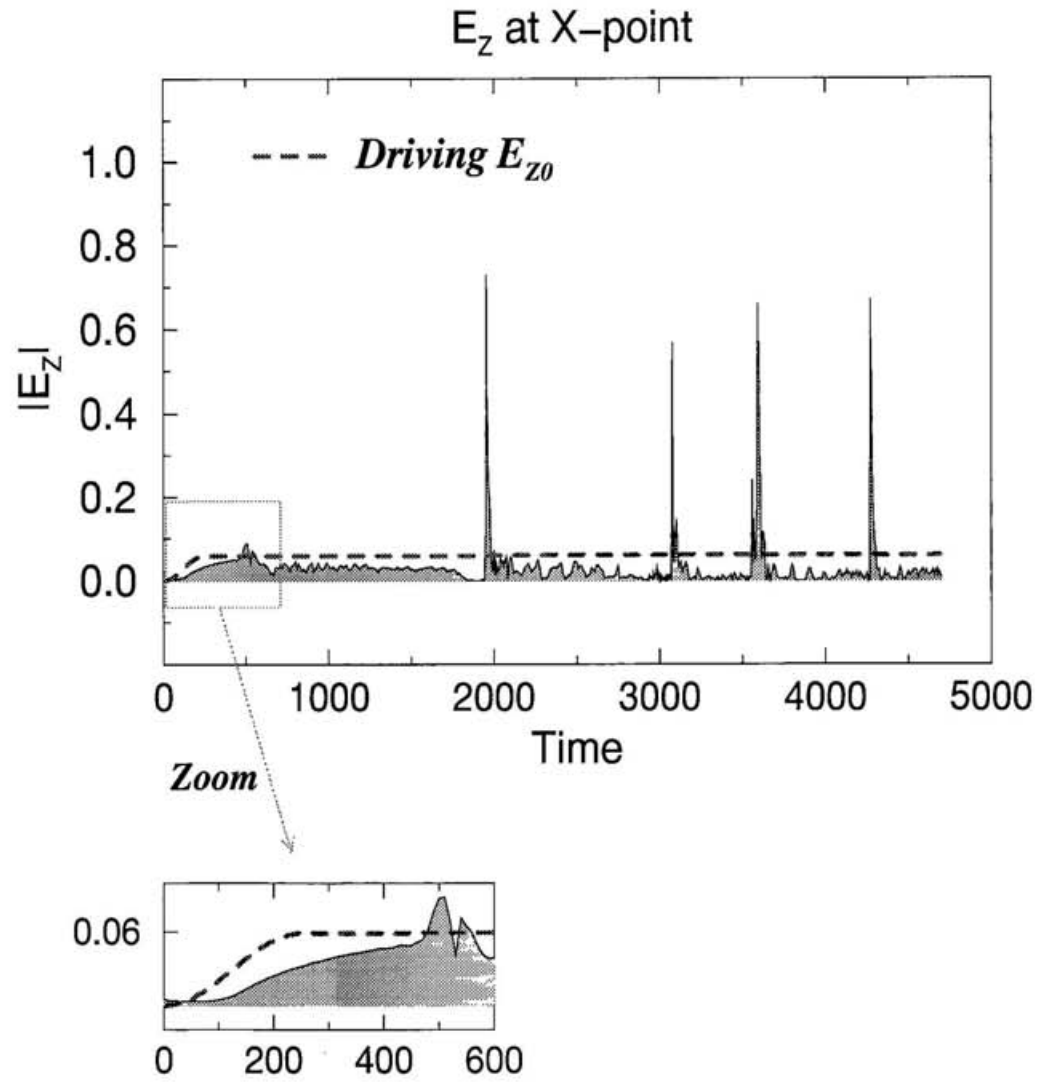


Figure 2.3: X-point における電場 E_z の時間発展 ; $E_{z0} = 0.06$, $X_{size} = 50$

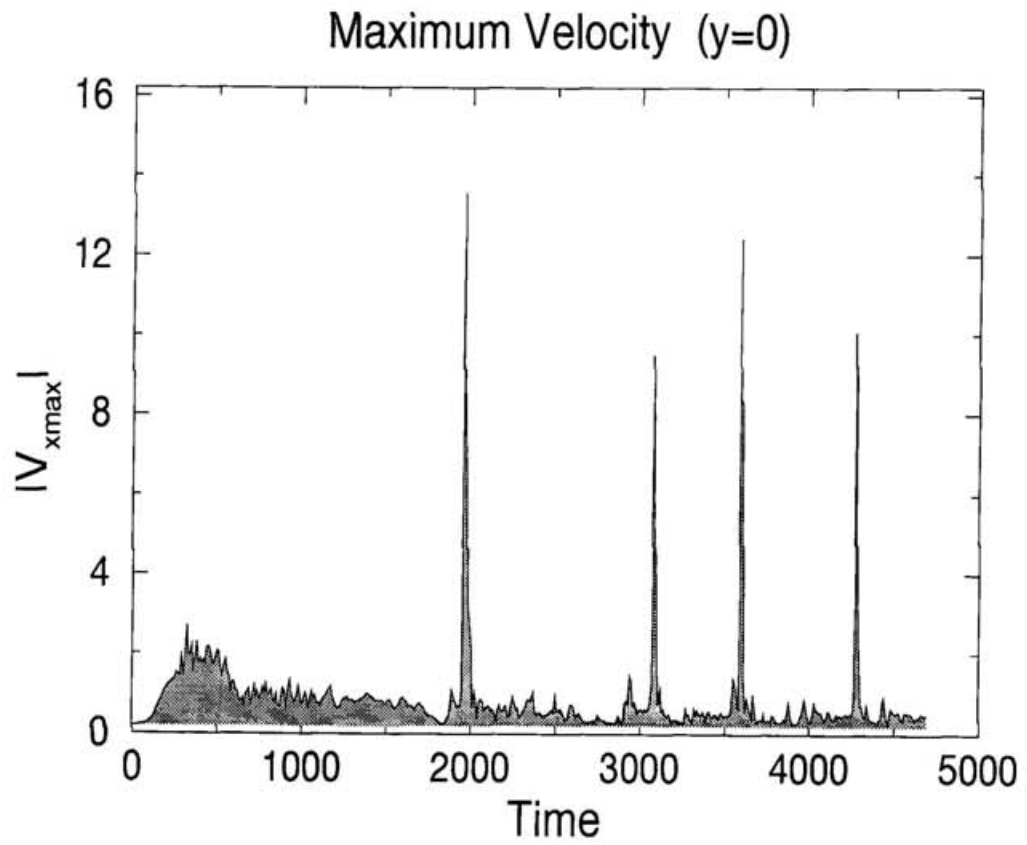


Figure 2.4: 磁気リコネクションによって発生するプラズマ・ジェットの最大値 v_{xmax} の時間変化; $E_{z0} = 0.06, X_{size} = 50$

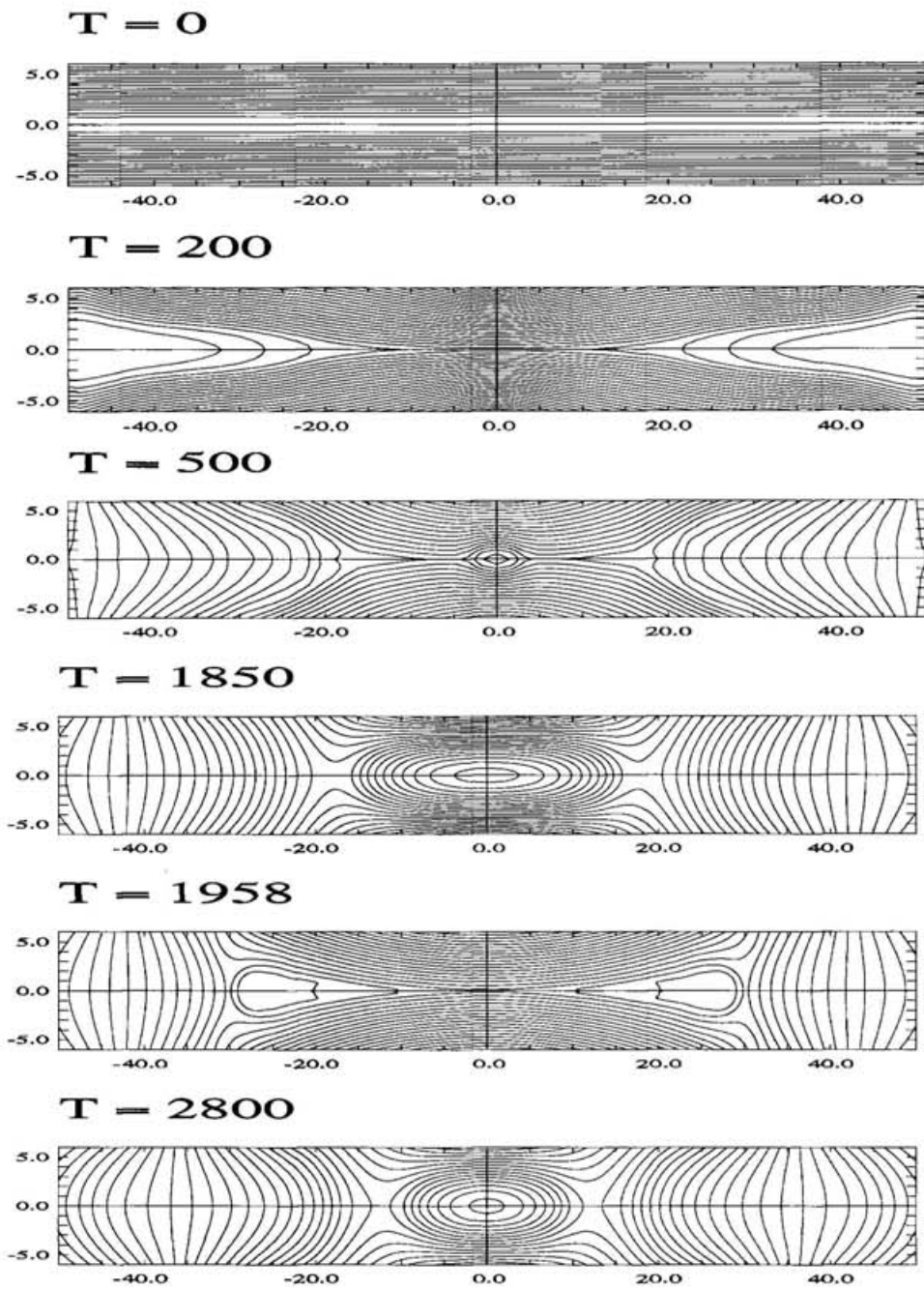


Figure 2.5: 長時間スケールで見た磁力線の時間的振舞い

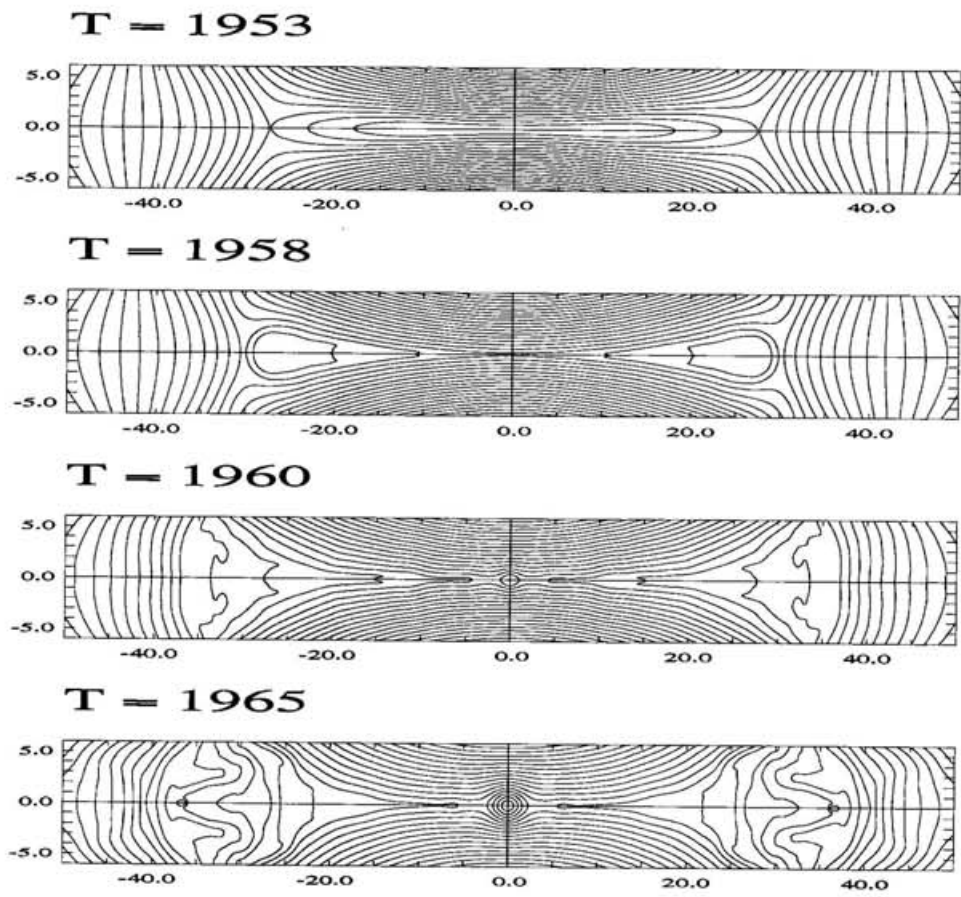
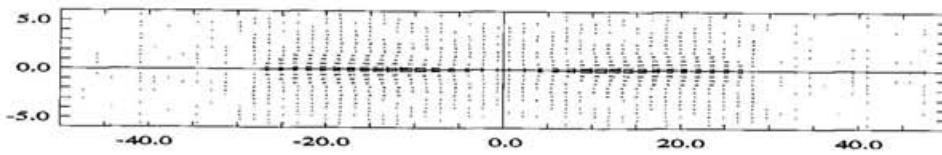
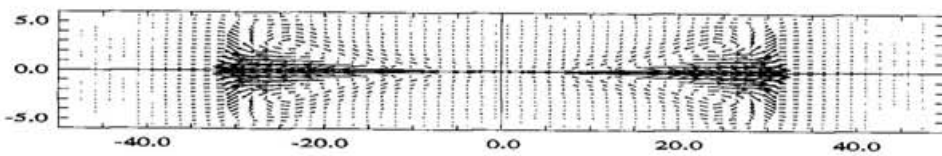


Figure 2.6: インパルス相における磁力線の時間的振舞い

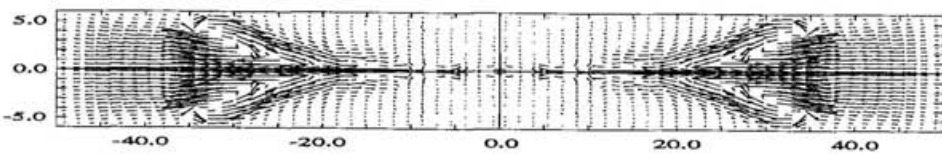
T = 1953



T = 1958



T = 1960



T = 1965

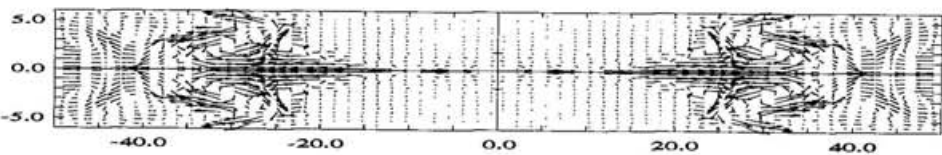


Figure 2.7: インパルス相におけるプラズマ・フローの時間的振舞い

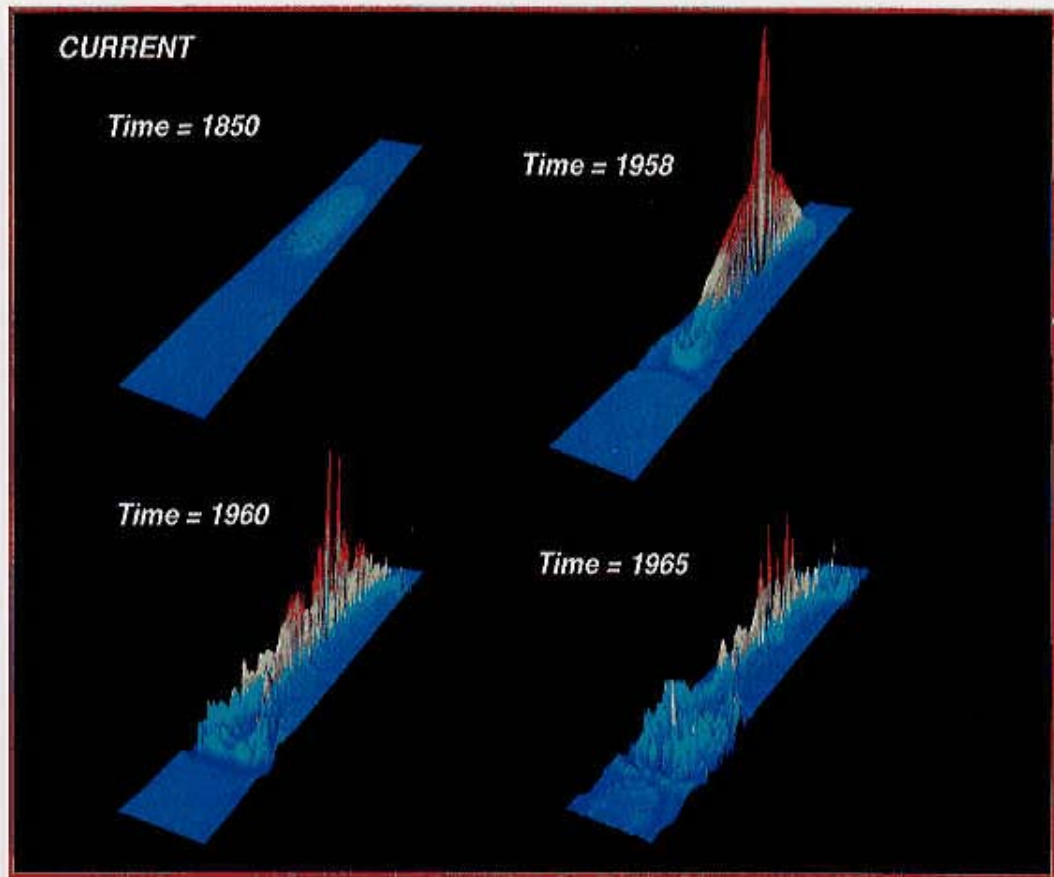


Figure 2.8: インパルス相における
プラズマ電流 J_z の鳥瞰図

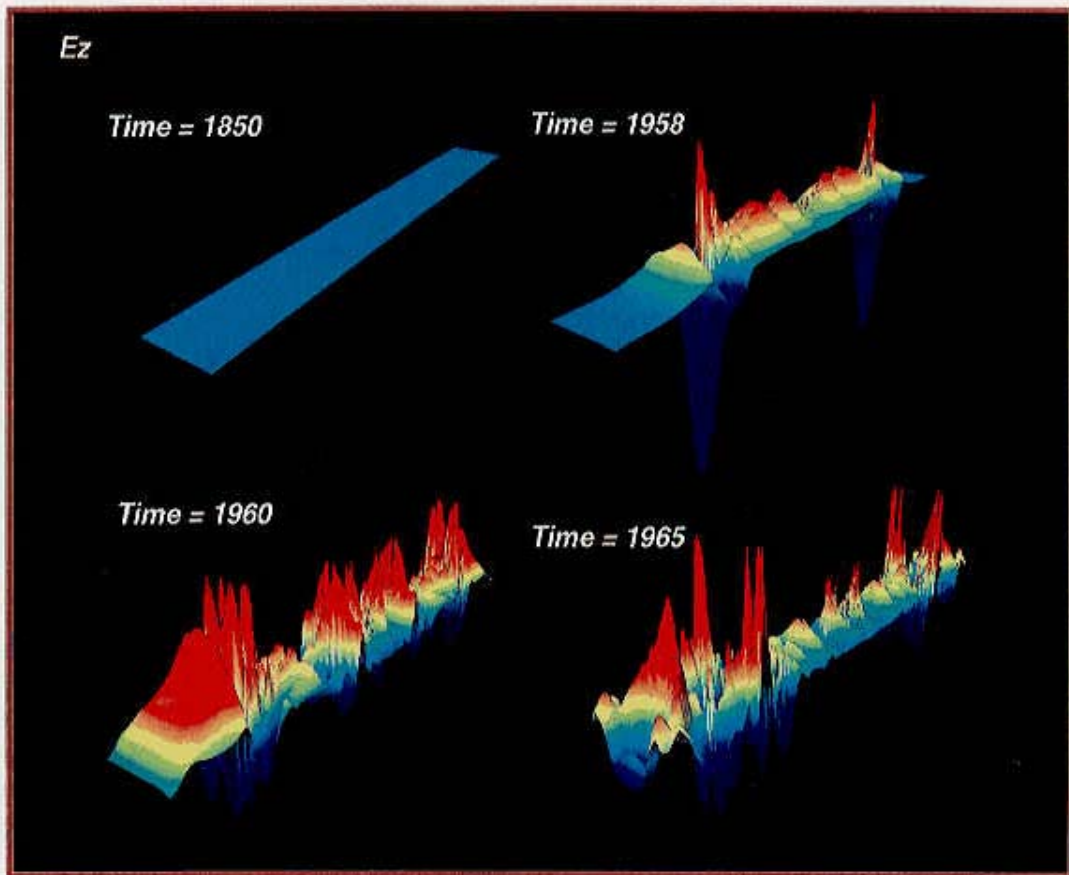


Figure 2.9: インパルス相における
電場 E_z の鳥瞰図

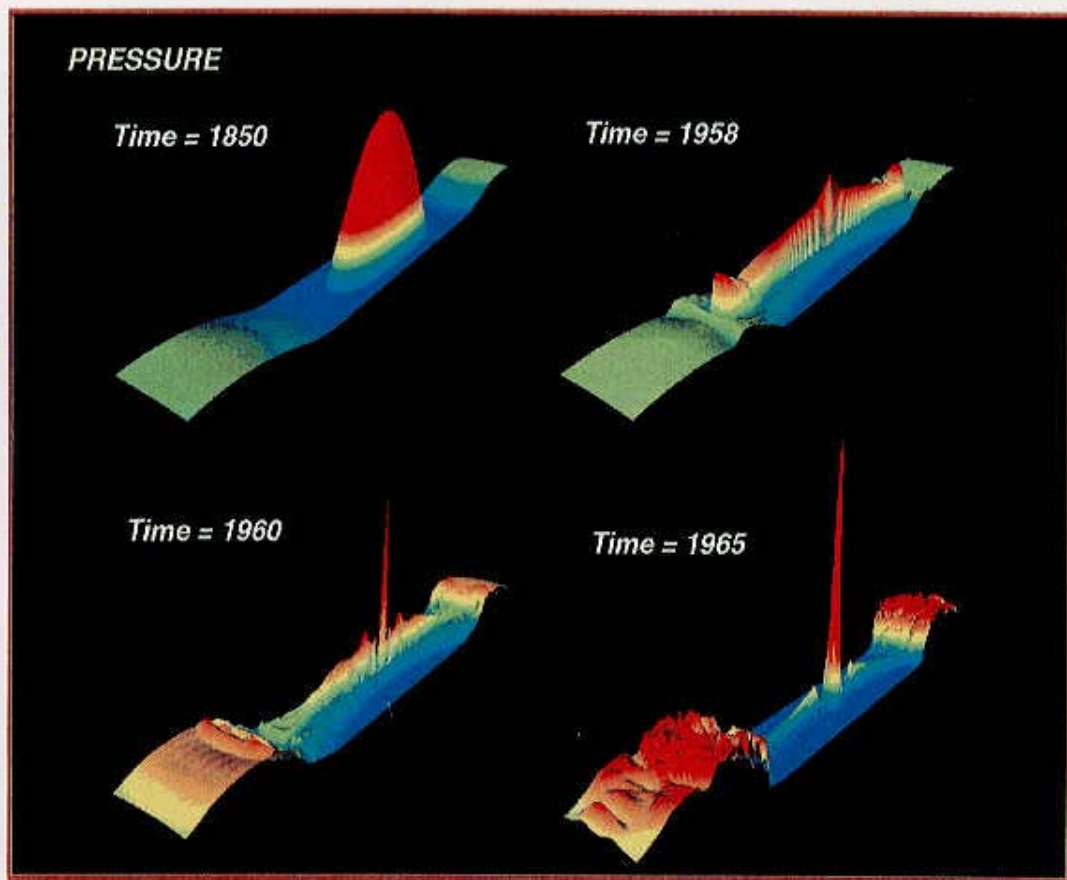


Figure 2.10: インパルス相における
プラズマ圧力 P の鳥瞰図

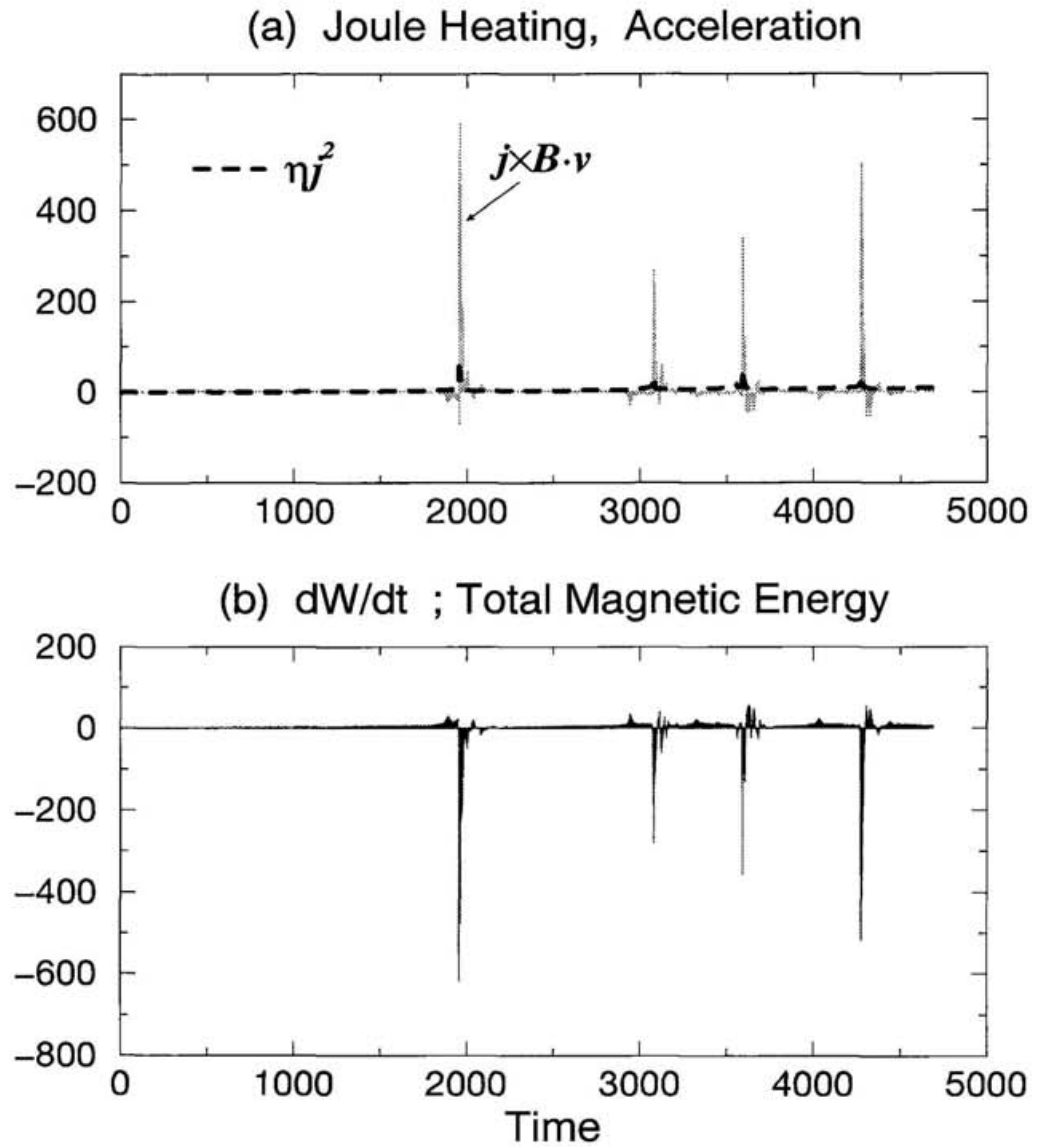


Figure 2.11: 系内におけるエネルギー変換率の時間変化 ;

- (a) Joule heating ηj^2 (破線) とプラズマ加速 $\mathbf{v} \cdot \mathbf{j} \times \mathbf{B}$ (実線)
- (b) 磁場のエネルギー変換率 ; dW/dt

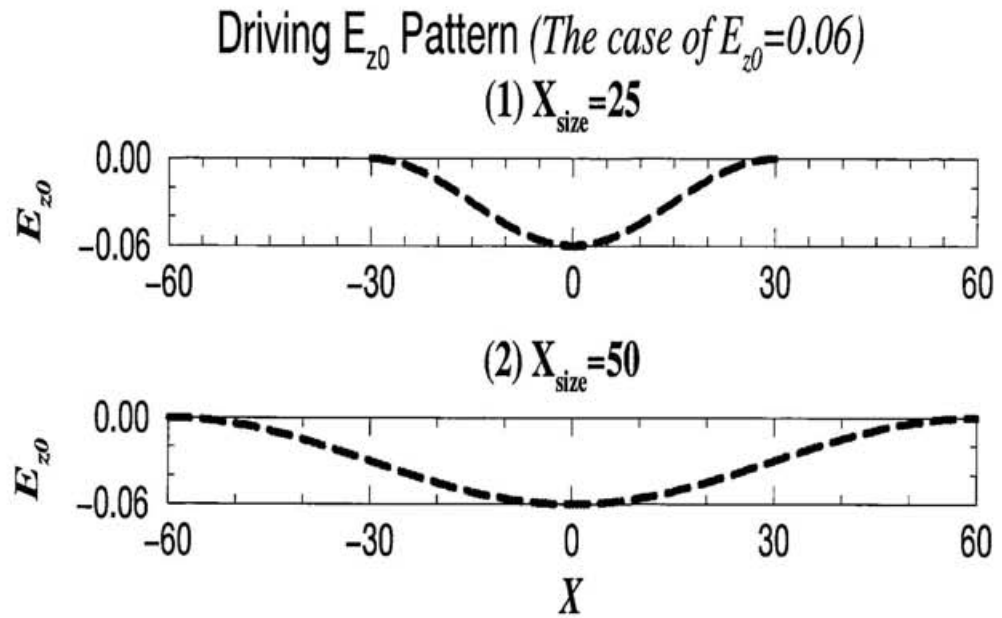


Figure 2.12: 駆動電場 E_{z0} の境界上のプロフィール; 上が領域 $X_{size} = 25$ の場合、下が領域 $X_{size} = 50$ の場合

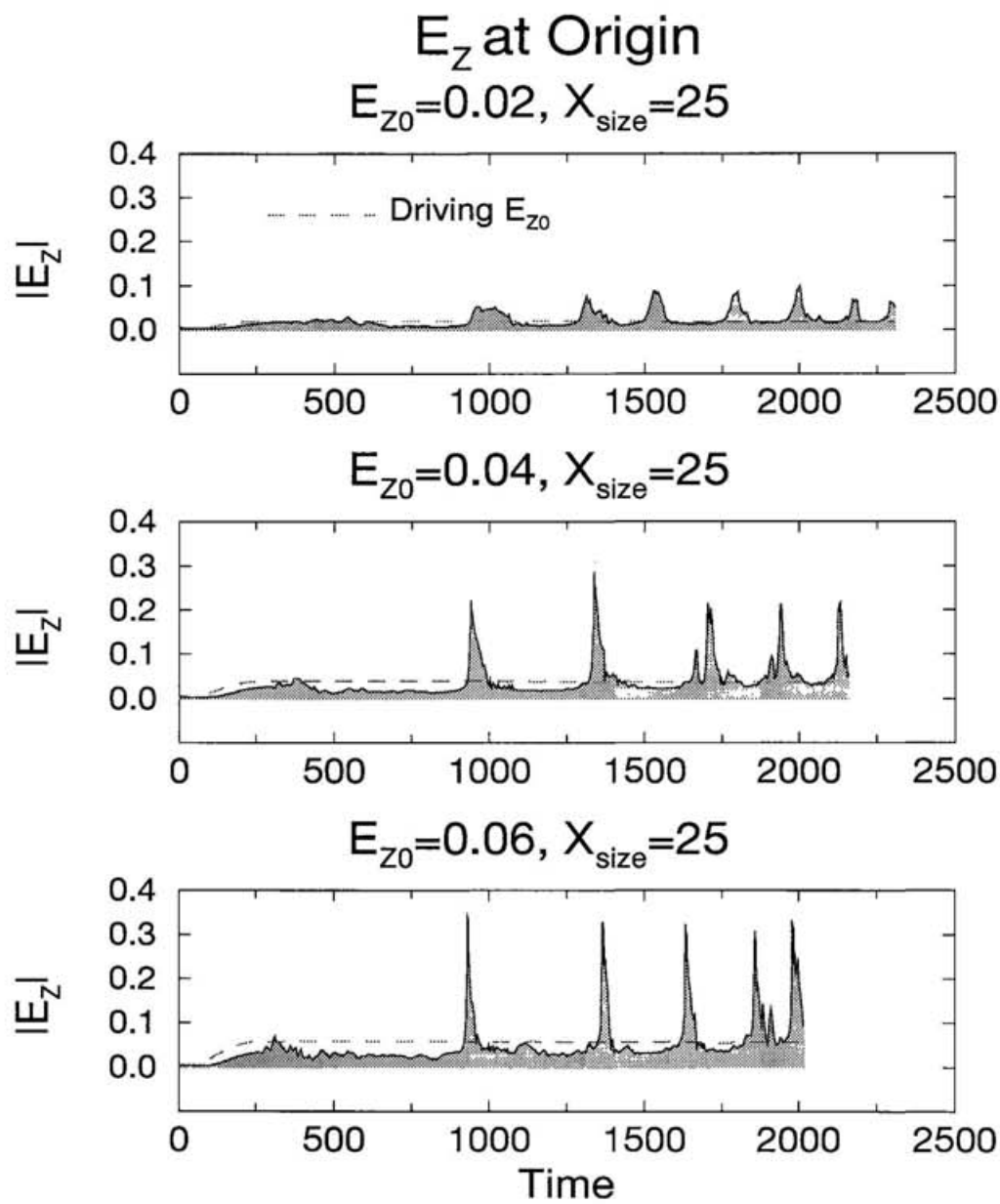


Figure 2.13: 駆動電場 E_{z0} に対する E_z の時間発展の依存性 ; $X_{size} = 25$

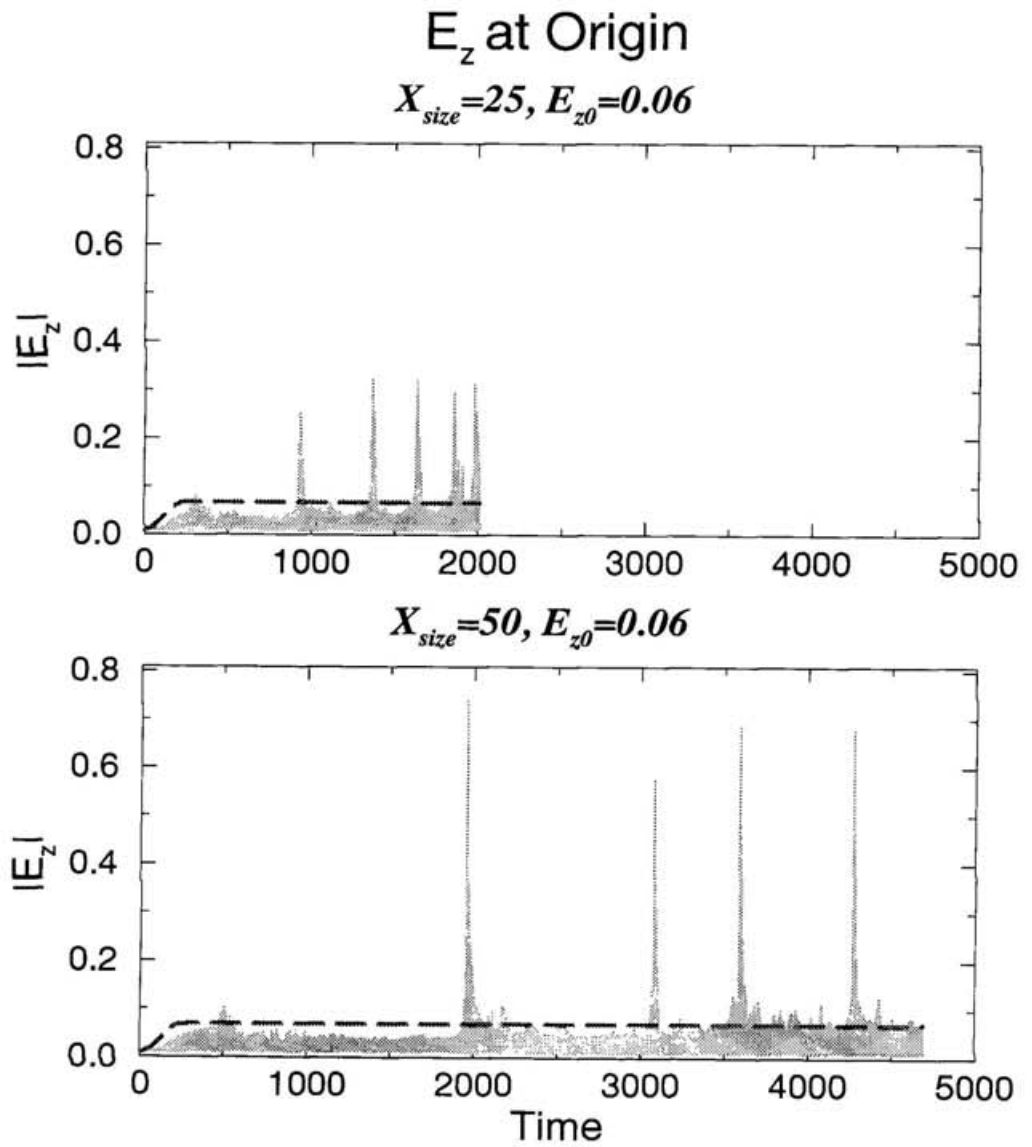


Figure 2.14: 境界での外部フローの流入領域 X_{size} に対する E_z の時間発展の依存性; $X_{size} = 25$ (上図)、 $X_{size} = 50$ (下図), 共に $E_{z0} = 0.06$

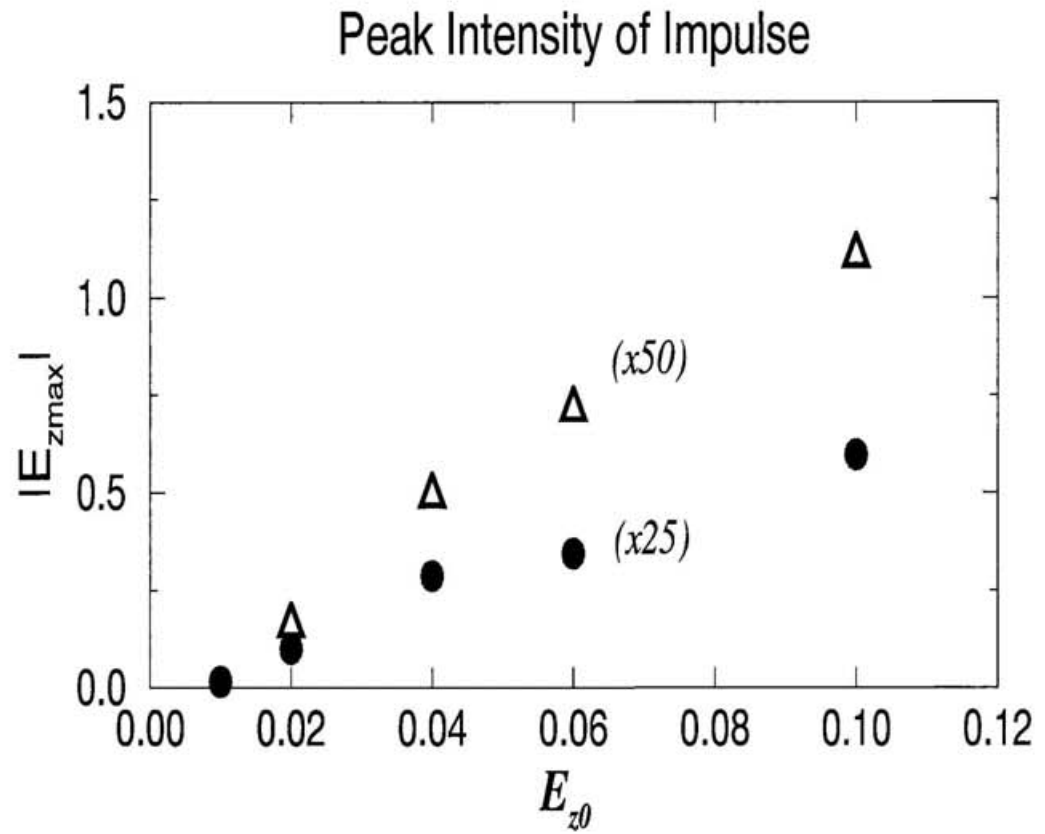


Figure 2.15: 駆動電場 E_{z0} に対するピークの最大値 E_{zmax}

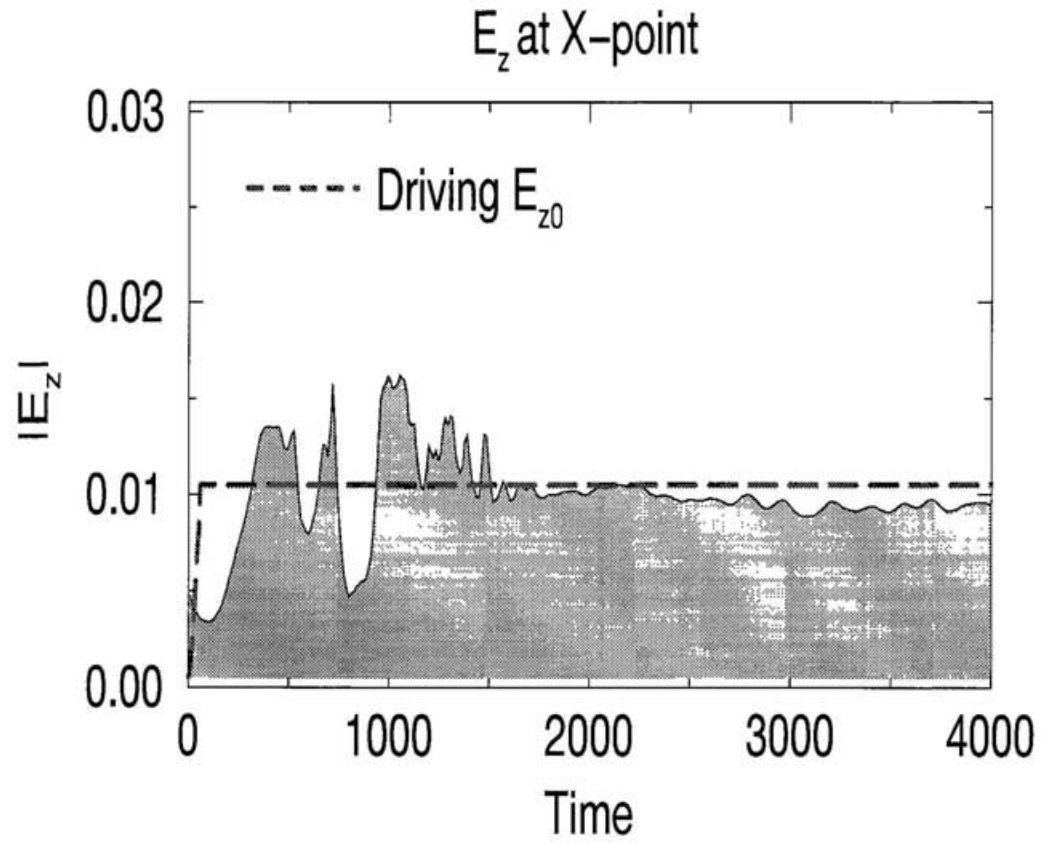


Figure 2.16: X-point における電場 E_x の時間発展 ; $E_{z0} = 0.01, X_{size} = 25$

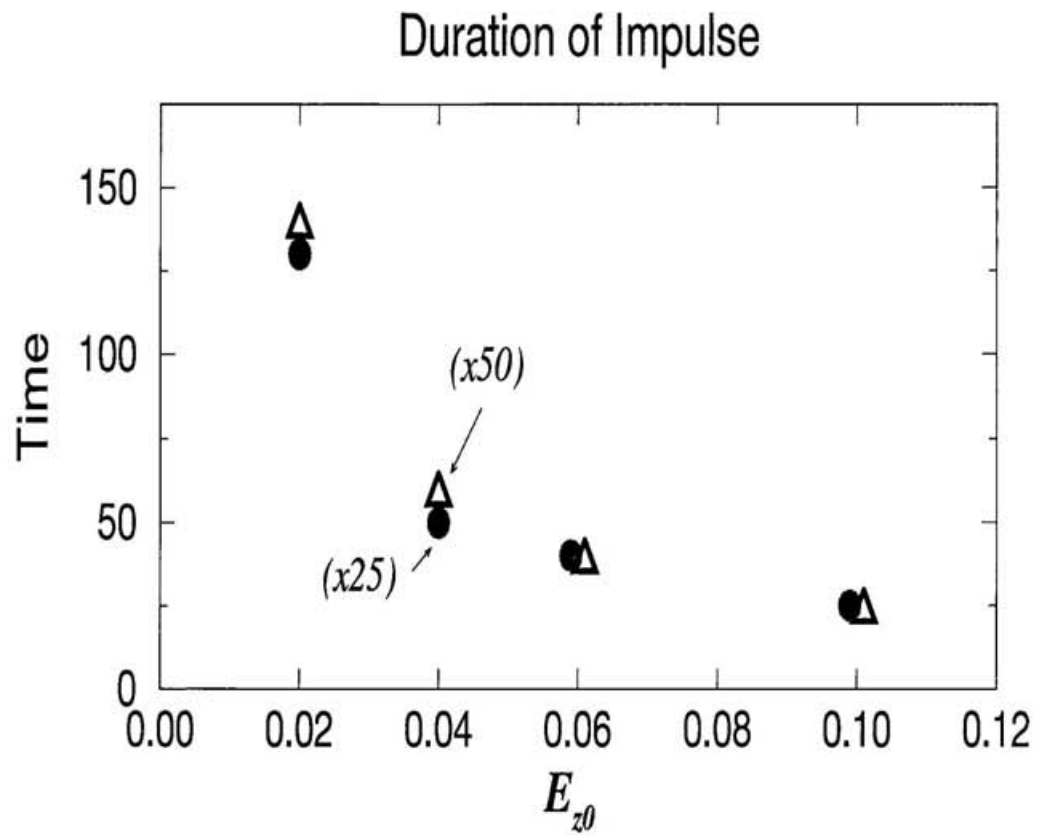


Figure 2.17: 駆動電場 E_{z0} に対するパルスの継続時間

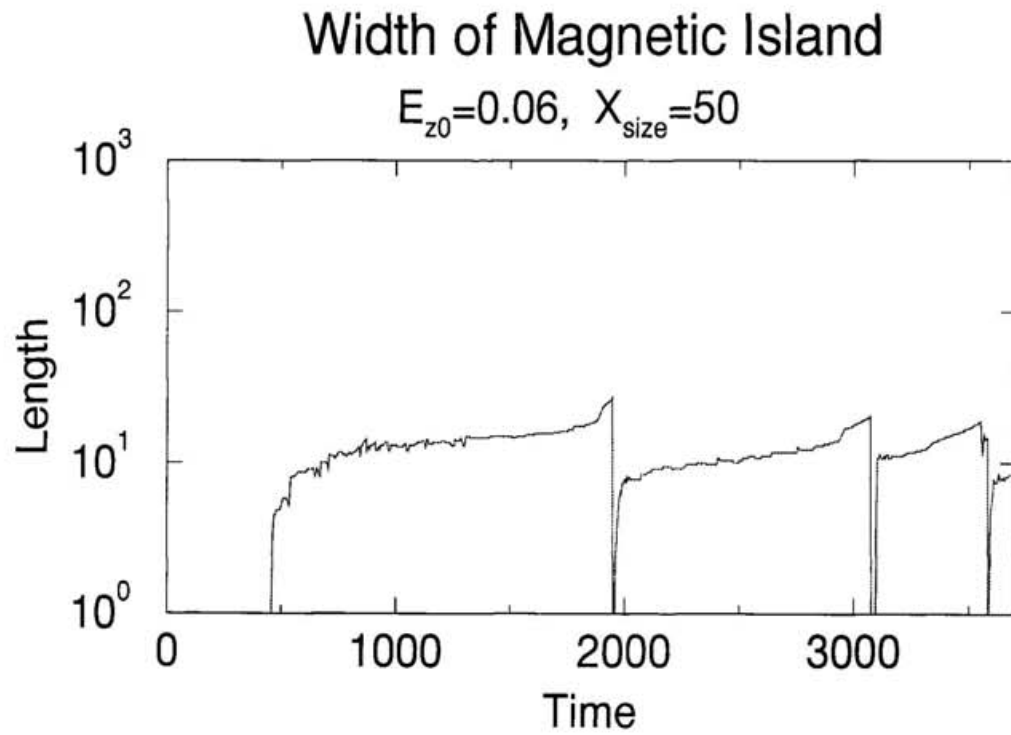
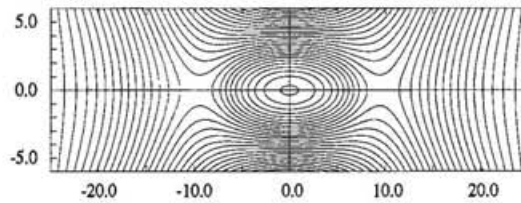


Figure 2.18: 磁気島の大きさ (X 軸上における原点から磁気島端までの距離) の時間発展 ; $E_{z0} = 0.06, X_{size} = 50$

Maximum Size of Magnetic Island

$$Time = 760\tau_A ; X_{size} = 25$$



$$Time = 1850\tau_A ; X_{size} = 50$$

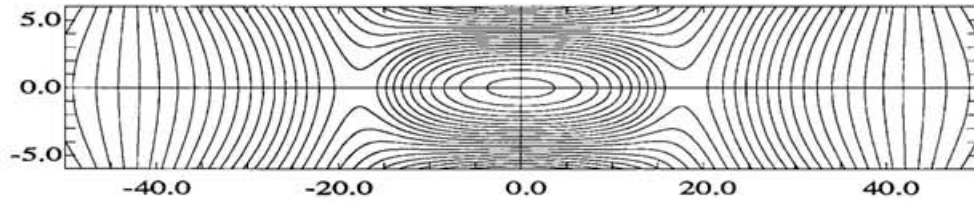


Figure 2.19: 外部フローの流入領域の違いによるクラッシュ直前の磁気島の大きさの比較; $X_{size} = 25$ (上図)、 $X_{size} = 50$ (下図), 共に $E_{z0} = 0.06$

E_z at the edge of Island

$$E_{z0}=0.06, X_{size}=50$$

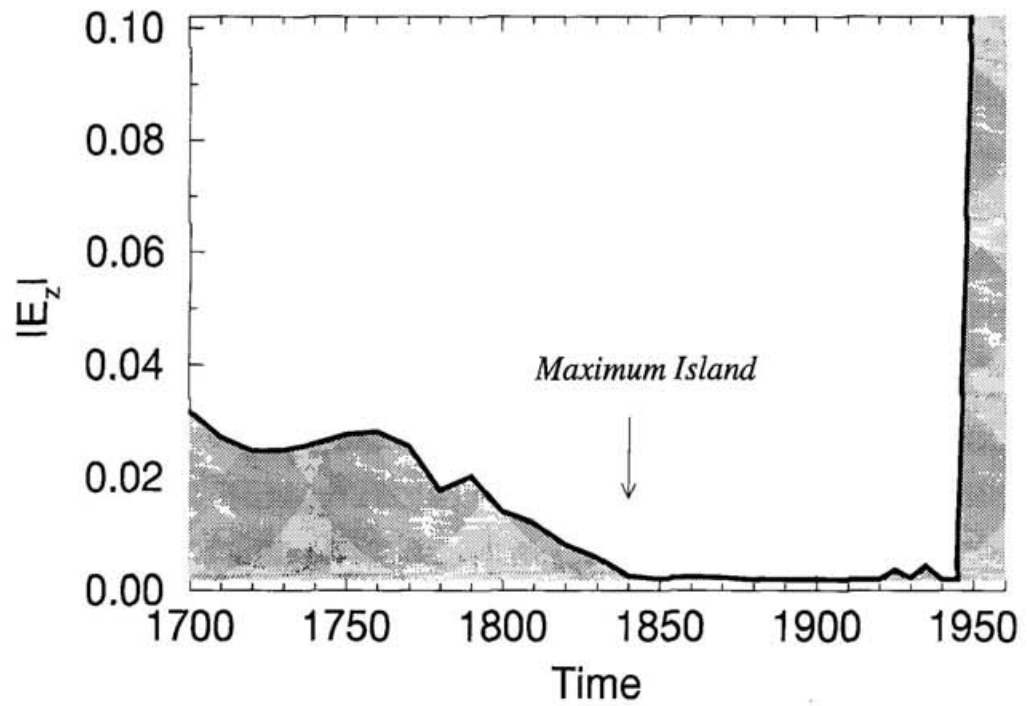
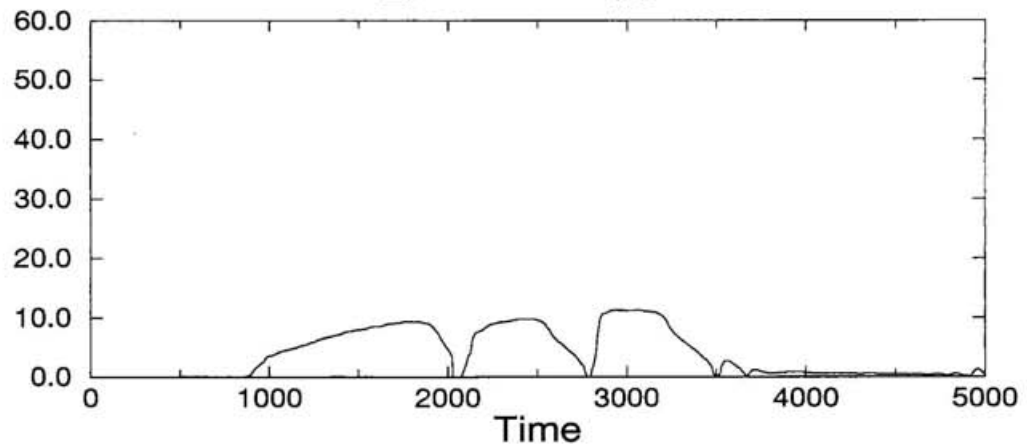


Figure 2.20: クラッシュ直前の X-point における E_z の時間変化; $E_{z0} = 0.06, X_{size} = 50$

Total Flux of Magnetic Island

(a) $E_{z0}=0.02$, $X_{size}=50$



(b) $E_{z0}=0.06$, $X_{size}=50$

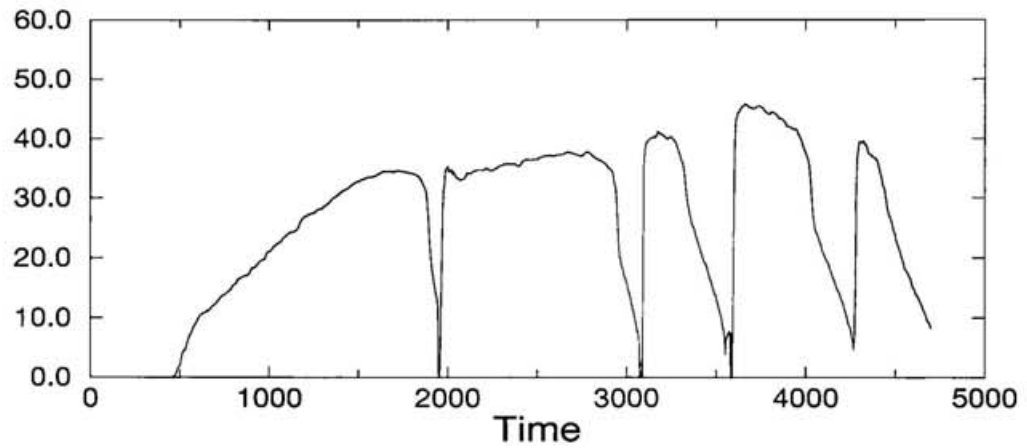


Figure 2.21: 磁気島内に閉じ込められた磁気フラックスの積分値; $E_{z0} = 0.02$ (上図)、 $E_{z0} = 0.06$ (下図), 共に $X_{size} = 50$

E_z at X-point (Check)

$$E_{z0}=0.06, X_{size}=50$$

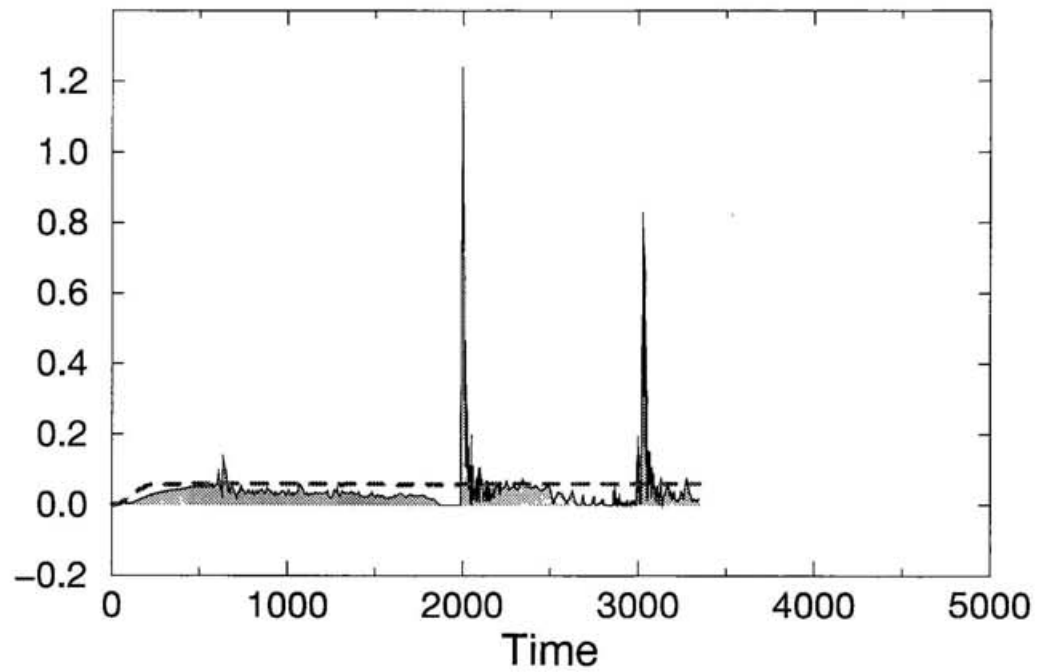


Figure 2.22: X-point における電場 E_x の時間発展 ; $E_{x0} = 0.06, X_{size} = 50$
Fig.2.3 との比較、グリッド数 $N_x \times N_y = 288 \times 222$ のケース

第 3 章

電流層の微細構造の変化

3.1 概要

MHD 駆動型磁気リコネクションの初期成長段階に今一度焦点をあて、一様電気抵抗モデルを用いて、リコネクション点付近の微細構造を詳細に調べる。ここで言う初期成長段階とは、リコネクション・レート、つまりリコネクション点での電場 E_z が境界で与えている駆動電場 E_{z0} に到達するまでの段階のことであり、2章で述べたような長時間スケールの視点から見ると磁気島が発生するまでの初期の振舞いに相当する。従って本章では従来のシミュレーション結果を踏まえて、磁気リコネクションが駆動され、磁気島が発生するまでの初期成長段階の振舞いの中で、とりわけ電流層の微細構造の変化、プラズマ・ジェット加速機構、下流域の構造変化という3つの注目すべき観点から解析を行う。なお、計算は初期条件に空間的に一様な縦磁場 $B_z = 2.0$ を与えたケースを中心に行い、結果を解析するにあたっては随時、縦磁場の影響を調べるために $B_z = 0$ のケースと比較している。

その結果、電流層の微細構造については、縦磁場の存在する条件の下でリコネクション点近傍の構造に興味深い変化が見つかり、リコネクション・レートの成長との相関関係も見られた。またプラズマ・ジェットの加速機構においては、プラズマは電流層上でのみ加速力を受け、ジェットの加速機構としては圧力勾配による力が支配的であることがわかった。そして下流域の構造

に関してはダイナミカルに変化することによって、蓄積された磁気エネルギーが熱エネルギーや運動エネルギーへとエネルギー変換を通じて緩和されるよりも、圧倒的に磁場のポインティング・フラックスとしてパースト的に解放される過程を発見した。

ところで、この3章で示される計算結果は新たなシミュレーションによるもので、計算モデルは2章で用いたモデルとは少し初期条件等に違いがある。そこでまず最初に、シミュレーション・モデルの異なる部分について3.2節で説明する。そして3.3節でシミュレーション結果、3.4節でまとめを述べる。

3.2 シミュレーション・モデル

初期条件、境界条件等、計算モデルは基本的には2章で説明したものをを用いている。しかしいくつかの異なる点があるので、ここでは前章との相違点に関してのみ説明を加える。

まず、シミュレーション・領域とグリッド数に関して、物理領域は $-25 \leq x \leq 25, -6 \leq y \leq 6$ 、吸収領域は $25 \leq |x| \leq 30$ 、そしてグリッド数は $0 \leq x \leq 30$ と $0 \leq y \leq 6$ で $N_x \times N_y = 288 \times 622$ としている。これは2章における計算と比べて遥かに多いグリッド数であり、高い精度の計算であると言うことができる。また、用いた方程式には違いが無いが、密度については(2.1)の連続の式を解いており、逆に粘性に関しては考慮せず $\nu = 0$ と仮定している。なお境界条件では、流入境界における駆動電場 E_{z0} の与え方に違いがあり、次のように置いている。

For $t \leq t_1$,

$$E_{z0}(x, t) = \begin{cases} \frac{E_{z0}}{2} \left[1 - \cos\left(\frac{|x| - V_0 t}{V_0 t_1}\right) \pi \right], & |x| \leq V_0 t, \\ 0, & |x| \geq V_0 t, \end{cases} \quad (3.1)$$

for $t \geq t_1$,

$$E_{z0}(x, t) = \begin{cases} -E_0, & |x| \leq V_0(t - t_1), \\ -\frac{E_0}{2} \left[1 - \cos\left(\frac{|x| - V_0 t}{V_0 t_1}\right) \pi \right], & V_0(t - t_1) \leq |x| \leq V_0 t, \\ 0, & |x| \geq V_0 t. \end{cases} \quad (3.2)$$

特徴としては駆動電場 E_{z0} の立上り時間が短く、境界での E_{z0} の空間プロファイルは時刻 $Time = 310\tau_A$ を超えると物理領域では完全にフラットになり、境界条件は $E_z = E_{z0}$ となる。Table III に典型例における主なパラメータの値を示す。

Table III: 典型例における各パラメータの値 (2)

E_0	V_0	t_1	η	ν	γ	B_{z0}	P_1
0.02	0.1	60	5×10^{-3}	0	2	2.0	10^{-2}

3.3 シミュレーション結果

3.3.1 電流層の微細構造の変化

Figure 3.1 はリコネクション点 (X-point) における電場 E_z の時間発展をプロットしたもので、駆動電場 E_{z0} が異なる 3 つのケース $E_{z0} = 0.01$, $E_{z0} = 0.02$, $E_{z0} = 0.04$ について計算を行っている。破線は境界で与えている駆動電場 E_{z0} の値を示している。前章でも述べたが、X-point における電場 E_z はリコネクション・レートを意味し、駆動型磁気リコネクションではリコネク

シヨンの飽和レートは駆動電場 E_{z0} で与えられる。Figure 3.1 の3つの図は正にそのことを表しており、 E_{z0} の大きさを変えてもリコネクション・レート E_z は飽和レート(破線)まで到達している。 $E_{z0} = 0.01$ のケースではリコネクション・レートは一度オーバーシュート気味に増加し、その後緩やかに変化して駆動レートに沿った定常的な振舞いを示している。 $E_{z0} = 0.02$ のケースでは、緩やかな2ステップの成長が見られ、最初の成長段階ではわずかに飽和レベルにまで到達できずに、その後過渡的な段階においてリコネクション・レートは一時的に減少するが、2回目の成長で駆動レートに到達し、飽和レベルに落ち着いている。 $E_{z0} = 0.04$ のケースではさらに2ステップ的の傾向が強まり、過渡的な段階を経て2回目の成長によって飽和レートに到達している。また、 $Time \sim 800\tau_A$ では磁気島が発生したために急激にレートが落ちている。

次に、電流層の振舞いに注目する。磁気リコネクションが起これると X-point 付近に電流層が形成される。この電流層の水平方向(X方向)の長さがどのように時間発展するかについて調べた。Figure 3.2 は Fig.3.1 と同じ3種類の駆動電場のケースについてプロットしている。すべてのケースで初期に電流層が縮む傾向にあり、このことは磁気リコネクションが進むにつれてリコネクション点近傍の形状がいわゆる Y 型から X 型へと変化していることを示している($\sim 400\tau_A$)。 $E_{z0} = 0.01$ のケースではその後緩やかに増加し、最終的に時刻 $T = 1050\tau_A$ でその値が 4.3 を示している。 $E_{z0} = 0.02$ のケースでは、最初 $E_{z0} = 0.01$ のケースと同じようなスロープを描いて減少した後、再度電流層の長さは拡大している。つまりリコネクション点の形状は Y 型から X 型になり、その後再び Y 型へと構造を変化していることを意味している。時刻 $T \sim 700\tau_A$ から緩やかに減少し時刻 $T = 920\tau_A$ でその値は 6.2 を示している。駆動電場が $E_{z0} = 0.04$ になると、一度縮んだ後の立上りの勾配がますます急になり、Y 型 \rightarrow X 型 \rightarrow Y 型と変化した後 Fig.3.1 の E_z が飽和するのに対応して電流層の長さも一定に落ち着いている。なお、その収束値は時刻 $T = 700\tau_A$ で 7.2 である。このように駆動電場 E_{z0} の値が大きいとリコ

ネクション点近傍の形状が Y 型 → X 型 → Y 型へと変化する傾向があり、収束する電流層の長さも E_{z0} に比例して大きくなることがわかる。

Figure 3.3 は $E_{z0} = 0.02$ のケースにおける Y 型 → X 型への電流層の構造変化を表した鳥瞰図で、時刻 $T = 200\tau_A$ と $T = 400\tau_A$ で比較したものである。上図の時刻 $T = 200\tau_A$ の時には十分リコネクションが成長しており、Y 型のスローモード・ショックの構造が鮮明に現れている。そしてその後、Y 型 → X 型に構造を変化し、時刻 $T = 400\tau_A$ でもっとも縮んだ状態となっている。なお、図の中央に見る電流層のピーク値がリコネクション点であり、 η_j を通してリコネクション・レートを担っている (Fig.3.1)。

次に、磁気リコネクションによって発生するプラズマ・ジェット的时间発展を Fig.3.4 に表す。これは X 軸上 (電流層上) におけるプラズマ・フローの最大値 V_{xmax} をプロットしたものである。電流層の時間変化と比較すると、この Fig.3.4 は Fig.3.2 に非常に良く一致した振舞いを示しており、このことは電流層の長さが長いほどそれに比例して発生するプラズマ・ジェットの値が大きくなっていることを示している。すなわち磁場の形状で言うと、X 型よりむしろ Y 型である方が強い大きなジェットを発生し、磁場のエネルギーをより速く解放することができることを示唆している。このプラズマ・ジェットのピーク値は駆動電場 E_{z0} に比例して高くなり、 $E_{z0} = 0.04$ のケースでは初期配位における典型的なアルペン速度で規格化した値で 1.5 に達している。

さらに、系内の磁場エネルギーのエネルギー収支を調べた結果を Fig.3.5 に示す。系内に入ってくる磁場のポインティング・フラックス、系外へ出ていく磁場のポインティング・フラックス、ジュール熱による熱エネルギーへの変換率、そしてプラズマ加速による運動エネルギーへの変換率についてそれぞれプロットしている。流入するポインティング・フラックスは正に境界からの外部フローによって供給されている磁気エネルギーに相当し、流出するポインティング・フラックスは磁気リコネクションによって発生したプラズマ・フローが流れるのに伴い系外へ放出される磁場のエネルギーである。 $E_{z0} =$

0.01, $E_{z0} = 0.02$ のケース共、系内に供給された磁気エネルギーはほとんどエネルギー変換することなく系外へ放出されており、ジュール熱やプラズマ加速によるエネルギー変換率は相対的に小さな値となっている。これは縦磁場 B_z の効果によって、その分相対的にポインティング・フラックスの値が大きくなっていることに因る。Figure 3.6 に $E_{z0} = 0.02$ のケースにおいてポインティング・フラックスに隠れたジュール加熱やプラズマ加速のエネルギーを示している。また流出するポインティング・フラックスに着目すればわかるように、駆動電場 E_{z0} が大きくなるほどバースト的に磁気エネルギーが系外へ解放されている。このことは Fig.3.7 に示した系内に蓄積された磁気エネルギーの変換率を見ればより顕著に現われている。駆動電場が大きくなるにつれて急激に磁気エネルギーが蓄積され、急速に解放していることがわかる。

さて、ここまで縦磁場 $B_{z0} = 2.0$ のケースで議論してきたが縦磁場の存在しない $B_{z0} = 0$ の場合では果たしてどうだろうか？ 駆動電場 $E_{z0} = 0.02$ のケースで比較する。Figure 3.8 はリコネクション・レートの時間発展をプロットしたものである。この図からは初期変動が無く、非常にスムーズに駆動レートに達していることがわかる。Figure 3.9 の電流層の長さの変化を見てもこの図からは Y 型から X 型への移行は見られない。しかしながら、縦磁場の無い計算では粘性による効果を入れてないためにリコネクション点付近では磁場が無いがために数値的に不安定になりやすく、これ以上計算を続けることができなかった。また、Fig.3.10 はプラズマ・ジェットの最大値の時間変化を表している。Figure 3.4 の中央の図と比べて縦磁場の無い方が大きなジェットが発生しており、初期の典型的なアルペン速度の 2 倍を超えている。さらに Fig.3.11 は Fig.3.5 と同じく系内のエネルギー変換率の時間変化を表している。この図を見るとジュール加熱によるエネルギー変換とプラズマ加速による変換が同じくらいの比率で起こり、ポインティング・フラックスとしてではなく熱エネルギーや運動エネルギーに変換されることによって磁場のエネルギーが散逸されていることがわかる。そして磁気エネルギーの

供給量であるポインティング・フラックスの流入量との対比からダイナミックなプラズマの振舞いを伺うことができる。また、縦軸のスケールに注目すると Fig.3.5 では縦磁場 B_z の効果が強くて、そのためにこのようなプラズマの振舞いが埋もれていることが理解できる。

3.3.2 プラズマ・ジェット加速機構

$E_{z0} = 0.02$ 、 $B_{z0} = 2.0$ のケースを取り上げて具体的に $X - point$ 付近の構造変化を調べる。特に電流層上におけるプラズマ・ジェットの加速機構に注目して解析を行う。まず、最初に X 軸上の電流 j_z の空間プロフィールを Fig.3.12 に示す。上図は時刻 $Time = 100 \sim 400\tau_A$ で $100\tau_A$ ごとにプロットしており、下図は時刻 $Time = 400 \sim 700\tau_A$ までの $100\tau_A$ ごとにプロットしている。時刻 $Time \sim 200\tau_A$ までは j_z は成長し、ピーク値が上昇している。 $Time = 200 \sim 400\tau_A$ では電流層の長さが徐々に短くなり、ピーク値も減少している。また、 $Time = 200\tau_A$ になると電流層の端に相当する場所で逆向きの電流 J_z が現われている。時刻 $Time \sim 400\tau_A$ からは一転して電流層の長さは伸び始め、ピーク値は上昇し、逆向きの j_z も強くなっていることがわかる。電流層の長さの振舞いは Fig.3.2 ($E_{z0} = 0.02$) で示した時間変化に則している。

次に、 X 軸上のプラズマ・ジェット V_x の空間プロフィールを Fig.3.13 に示す。Figure 3.12 と同様に、上図は時刻 $Time = 100 \sim 400\tau_A$ で $100\tau_A$ ごとにプロットしており、下図は時刻 $Time = 400 \sim 700\tau_A$ までの $100\tau_A$ ごとにプロットしている。 V_x の X 軸上の構造は Fig.3.12 で示した j_z の構造に類似しており、 $X-point$ 上の原点から下流側へ向けて、プラズマ・ジェットの強さが加速しているが、電流層の端に相当する辺りで急激にブレーキが掛かり V_x の値は極端に小さくなっていることがわかる。電流層が収縮するとジェットの加速領域は狭まり、そのためにピーク値は減少している。逆に電流層が伸びると加速領域が拡がり、プラズマ・ジェットのピーク値は上昇している。従って、プラズマ・ジェットの強さは電流層の長さに依存しており、

電流層の端ではジェット加速を妨げる何らかのブレーキ作用が働いていることが理解できる。

電流層上ではアンペア力 $J \times B$ や 圧力勾配による力 ∇P がいったいどのように働いているのだろうか？電流層を含む X 軸上においてその力関係を調べる。Figure 3.14 は 時刻 $Time = 200\tau_A$ (上図) と 時刻 $Time = 500\tau_A$ (下図) の結果を示している。両方共、三角印は ∇P を表し、丸印は $J \times B$ の値を表している。また実線はそれらを足し合わせた値を示している。正の値はプラズマを下流側へ加速する方向の力を示し、負の値は減速に作用する力を表している。 $Time = 200\tau_A, 500\tau_A$ の両ケース共、電流層でプラズマを加速している力は、圧力勾配による力 ∇P が圧倒的に効いており、また電流層の端では ∇P はプラズマを加速する方向に作用しているものの、それを上回る大きな $J \times B$ がプラズマを減速する方向へ作用している。そして、電流層の下流側では ∇P と $J \times B$ が互いに打ち消し合っており、 $Time = 200\tau_A$ では僅かに加速力が働いているが、 $Time = 500\tau_A$ の下流域では、その構造は極めて複雑であるにもかかわらず、完全に相殺していることがわかる。

ではいったいアンペア力 $J \times B$ において、どの成分がプラズマの減速に寄与しているのだろうか？それを明らかにするために $J \times B$ を成分に分解して、その内訳を Fig.3.15 に示す。時刻 $Time = 300\tau_A$ (上図)、 $Time = 400\tau_A$ (真中)、 $Time = 500\tau_A$ (下図) と時刻を変えて調べている。まず電流層に着目すると、2つの成分のうち $J_z B_y$ は電流層の端のところで符号が逆転し、減速に寄与している。これは Fig.3.12 で示した J_z の電流層での振舞いに注目すれば、電流層の端で逆符号の J_z がリコネクションした磁場 B_y とでつくったアンペア力であることが理解できる。しかし電流層では常に $J_y B_x$ の成分が減速に寄与しており、 $J_z B_y$ に比べて圧倒的に大きい。また、下流域に注目すると、 $J_y B_x$ によって興味深い衝撃的な構造がつくられており、時間が経過するにつれて、その数は増えていることがわかる。

では縦磁場 $B_{z0} = 0.0$ の時はどうであろうか？ $Time = 200\tau_A$ における電流層上でのアンペア力 $J \times B$ と圧力勾配による力 ∇P の力関係を Fig.3.16

に示す。 $B_{z0} = 0.0$ であるからアンペア力 $J \times B$ の成分はもちろん $J_z B_y$ のみである。縦磁場 $B_{z0} = 0.0$ の場合も下流域では力が互いに相殺してほとんど働いておらず、電流層上でのみ強い加速と急激な減速が隣接しているという Fig.3.14 と同じ振舞いを示しており、加速の原理も圧力勾配項が支配的である。しかし縦磁場 $B_{z0} = 2.0$ のケースとはブレーキングの原理に違いがみられる。つまり、縦磁場の下では $J_y B_z$ がその働きを担っていたのが縦磁場がないと圧力勾配項がその代わりを演じていることがわかる。

3.3.3 下流域の構造変化

電流層から下流域の構造変化に興味を移して解析を行う。最初に縦磁場 B_z に着目する。Figure 3.17 は X 軸上の B_z の空間プロフィールで、3種の線は時刻 $Time = 300\tau_A, 400\tau_A, 500\tau_A$ のケースをそれぞれ表している。前述した Fig.3.15 の $J_y B_z$ の変化に対応して、下流域で B_z のこぶの数が時間と共に成長していることがみられる。Figure 3.18 はこのような変化を下流域での B_z の鳥瞰図で調べたものである。下流域でショック構造が発生している様子が示されており、ショック層の数が増えるにつれて個々の溝が浅くなる傾向が見られる。

次に圧力 P に着目する。Figure 3.19 は時刻 $Time = 100\tau_A \sim 160\tau_A$ における X 軸上の圧力 P の空間プロフィールを示している。リコネクション・レートが成長している初期の立上り段階において圧力 P のピークが時間と共に下流側へ移動していく様子が見てとれる。このような初期段階における速い圧力構造の変化はすでに指摘されている [25]。そして逆向きのピークについてもその溝は徐々に深くなり、例えば $Time = 160\tau_A$ のケースでは $x \leq 11$ の領域でプラズマを加速し、それより下流側ではプラズマを減速するというように、分岐点が明確に現われていることがわかる。このことは Fig.3.14 の上図における ∇P の振舞いを裏付けている。

Figure 3.20 は時刻 $Time = 300\tau_A, 400\tau_A, 500\tau_A$ における X 軸上の圧力 P の空間プロフィールを示している。下流域 $x \geq 10$ に注目すると Fig.3.17 で

示した B_z の振舞いによく似た構造が現われていることに気がつく。このことは Fig.3.14 の下図の中で、電流層より下流側では縦磁場 B_z の構造が極めて複雑であるにもかかわらず、それに対応する形で圧力 P の複雑な構造が力の均衡を保っていたことを思い起こせば理解できる。Figure 3.21 は鳥瞰図によって圧力 P の構造を調べたものである。下流域の熱いプラズマがショック構造を残して外へ逃げて行く様子が見られる。

次に電場 E_z に着目する。Figure 3.22 は時刻 $Time = 400\tau_A, 600\tau_A, 800\tau_A$ における X 軸上の電場 E_z の空間プロフィールを示している。境界で駆動している電場の大きさは $E_{z0} = 0.02$ である。この下流域の電場 E_z は時刻 $Time = 400\tau_A$ までの変化は比較的ゆっくりとした増加であるのに対し、 $Time = 400\tau_A$ から $Time = 600\tau_A$ にかけて急激に、例えば領域の先端では 0.025 も一気に増加しており、また $Time = 600\tau_A$ から $Time = 800\tau_A$ にかけては、もとに戻るよう大きく減少している。また、Fig.3.23 に電場 E_z の鳥瞰図をプロットした。これを見ても時刻 $Time = 600\tau_A$ において電場 E_z が特に下流域で大きく盛り上がっていることがよくわかる。Figure 3.24 はこの電場 E_z の変化によって下流域のプラズマのフロー・パターンがどのように変化しているかを調べたものである。

ところで、時刻 $Time = 400\tau_A$ の図を見ると非常にはっきりわかるが、電流層で加速されたプラズマ・ジェットがその出口で極端に減速し、磁力線に沿うかたちで両側に分かれてフローが流れている [26]。これは Fig.3.14 で示されたように電流層の端ではプラズマ・フローを減速させる方向にアンペア力 $J \times B$ が働いていることに因るものである

Figure 3.4 における X 軸上のプラズマ・ジェット (最大値; V_{zmax}) のグローバルな時間発展が示しているように、時刻 $Time = 400\tau_A$ では $V_{zmax} = 0.47$ であるが $Time = 600\tau_A$ 、 $Time = 800\tau_A$ はそれぞれ $V_{zmax} = 0.63$, そして 0.71 と V_{zmax} は時刻 $Time = 600 \sim 800\tau_A$ にかけて値が増加している。それにもかかわらず、下流域全体にわたって $Time = 400\tau_A$ から $Time = 600\tau_A$ になると相対的に強いプラズマのバーストが発生し、その後 $Time = 800\tau_A$ に

なるとフローは弱まって $Time = 400\tau_A$ の状態へ回帰している。つまり電場 E_z の振舞いに対応してバースト的にプラズマを系外へ放出していることを表している。ここで Fig.3.5 で示した $E_{z0} = 0.02$ のケースにおけるエネルギー変換率の時間変化を思い起こしてみる。ポインティング・フラックスとして入ってきた磁場エネルギーはほとんどが熱及び運動エネルギーに変換されずにポインティング・フラックスとして系外へ放出されていることを示している。この系外に流出するポインティング・フラックスの時間変化に注目すると、時刻 $Time \sim 600\tau_A$ でピーク値をもっている。従ってプラズマは余りある磁場エネルギーを下流域の構造を変化させることによって、バースト的に系外へ放出していることが理解できる。

Figure 3.25 は時刻 $Time = 500\tau_A$ におけるプラズマ密度の鳥瞰図である。プラズマ密度は連続の式 (2.1) で正確に解いており、その構造について紹介する。電流層から下流域にかけて深く削られた構造をしていることがよくわかる。これはリコネクションで発生したジェットによって削りとられたもので、この図からは少しわかりづらいがリコネクション点付近において非常に深い溝ができています。

3.4 まとめ

MHD 駆動型磁気リコネクションの初期成長段階に焦点を当て、一様電気抵抗モデルを用いてリコネクション点付近の微細構造を詳細に調べた。その結果電流層の構造に興味深い変化が見られることがわかった。リコネクション・レートは外部フローを大きくすると最初の成長では駆動レートを実現できなくなるが、電流層の構造を一時的に変化し、その上で再び成長を始めることによって2ステップ的に成長し駆動レートを実現することがわかった。その際のリコネクション点の形状は Y 型 \rightarrow X 型 \rightarrow Y 型と変化を見せ、X 型の時にレートは低く、リコネクション・レートが上がるにつれて形状は Y 型へと移行している。またリコネクションで生じるプラズマ・ジェットの大きさも電流層の長さが長いほど強いフローが発生することが示され、古典的

なりコネクション理論とは全く反対の振舞いが見られた。但し縦磁場の影響をみるために $B_z = 0$ の計算を行ったが電流層の構造に変化は見られなかった。

磁気リコネクションによって散逸領域から吹き出されるジェットがどのような加速機構によって発生するのかを探るために散逸領域の中央を横切る X 軸上において、プラズマに働く力を調べた。そして電流層でプラズマを加速しているのは磁場によるアンペア力よりも圧力勾配による力が支配的であることがわかった。また電流層で急激に加速されたプラズマは電流層の端で即座に減速される。このブレーキングの作用は縦磁場によるアンペア力の成分 $J_y B_z$ が担い、縦磁場がないと圧力勾配項が減速に働く。そして散逸領域において、急激な加速に続く減速が下流域にショック構造をつくるが、下流域ではアンペア力と圧力勾配項がその下流域での複雑な構造にもかかわらず、相殺し均衡が保たれていることがわかった。

さらに縦磁場が存在するケースではエネルギーの解放過程に特徴的な振舞いが観測される。系内に供給され蓄積された磁場のエネルギーは磁気リコネクションを通じて熱及び運動エネルギーへと変換され解放されることが知られている。しかしながら、縦磁場の効果によって系内に大量のポインティング・フラックスが供給されると、蓄積された磁気エネルギーはエネルギー変換による解放だけでは捌き切れずに散逸領域の下流域においてプラズマはその構造を躍動的に変化させ、磁気エネルギーのままポインティング・フラックスとしてバースト的に系外へ放出される過程が新たに見つかった。

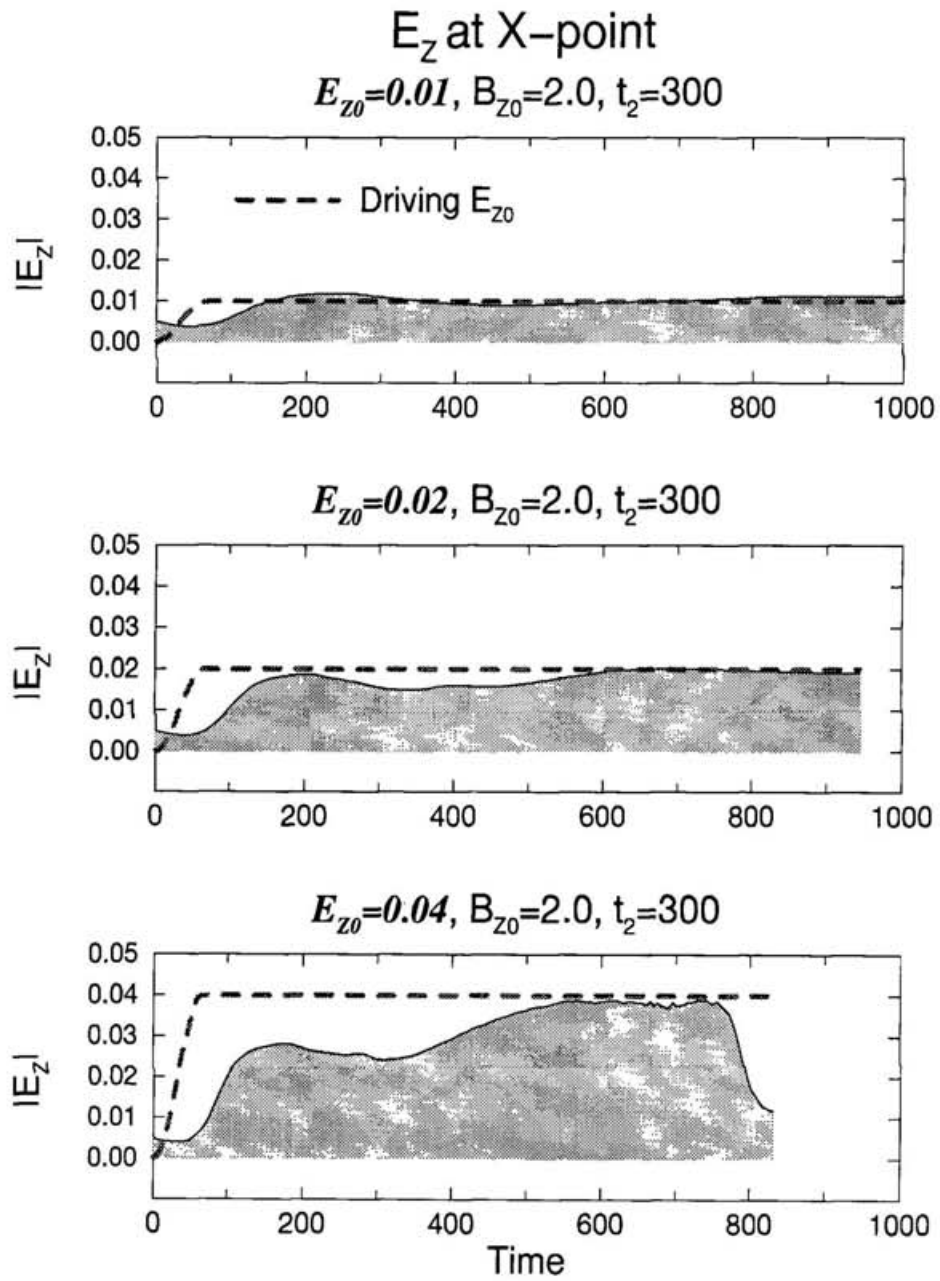


Figure 3.1: X-point における電場 E_z の時間発展

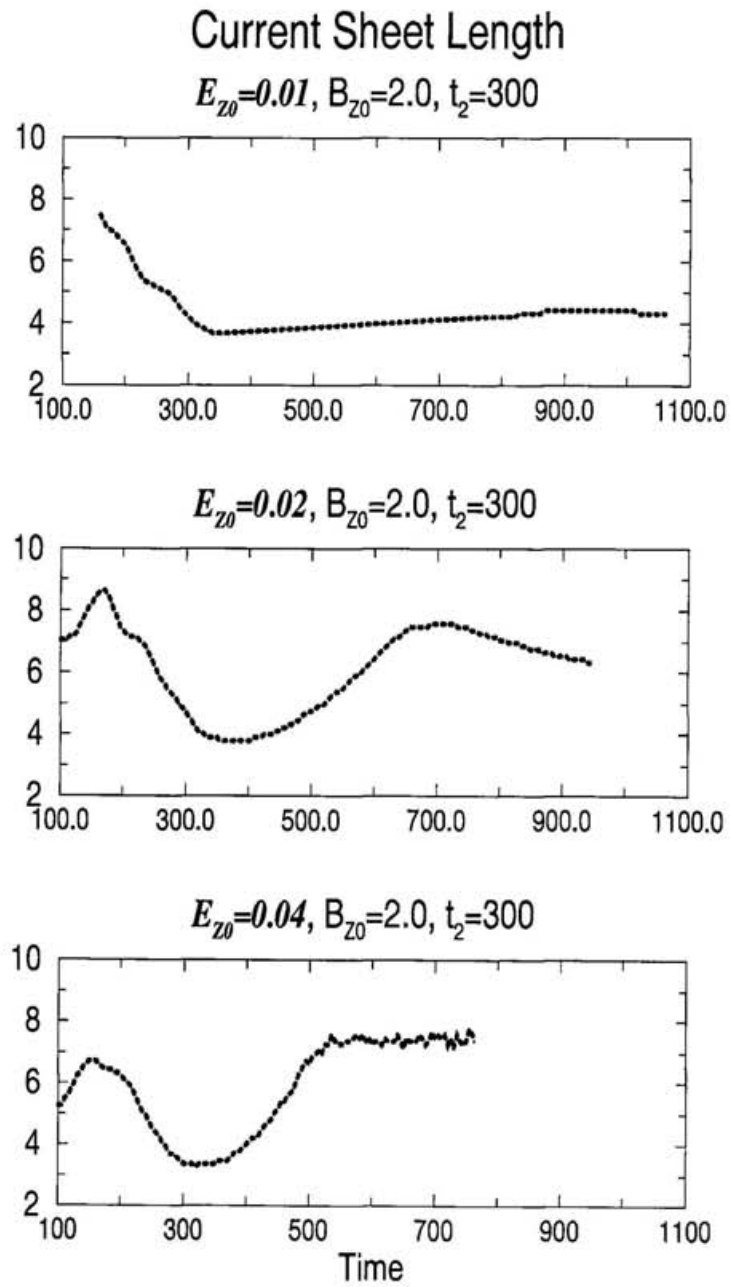


Figure 3.2: 電流層の長さ (X 方向) の時間変化

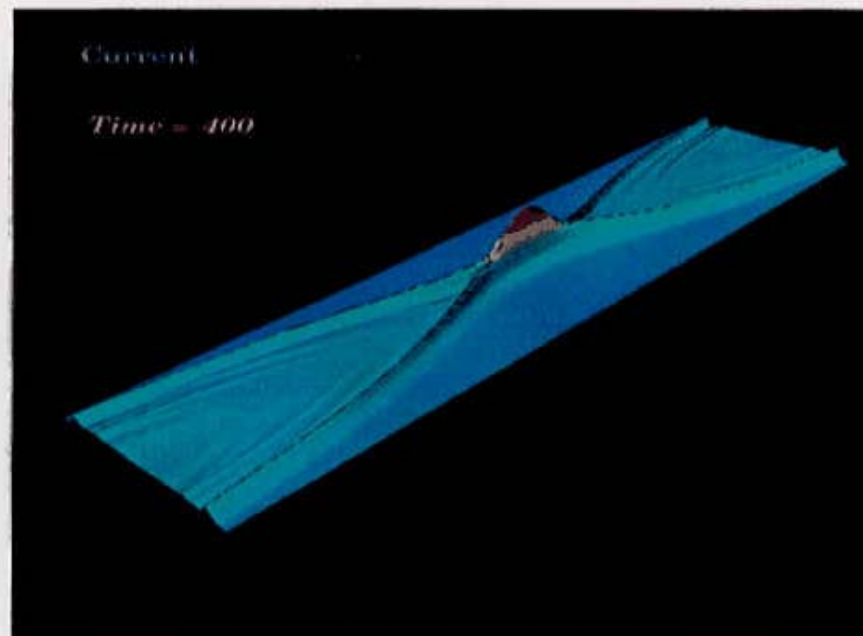
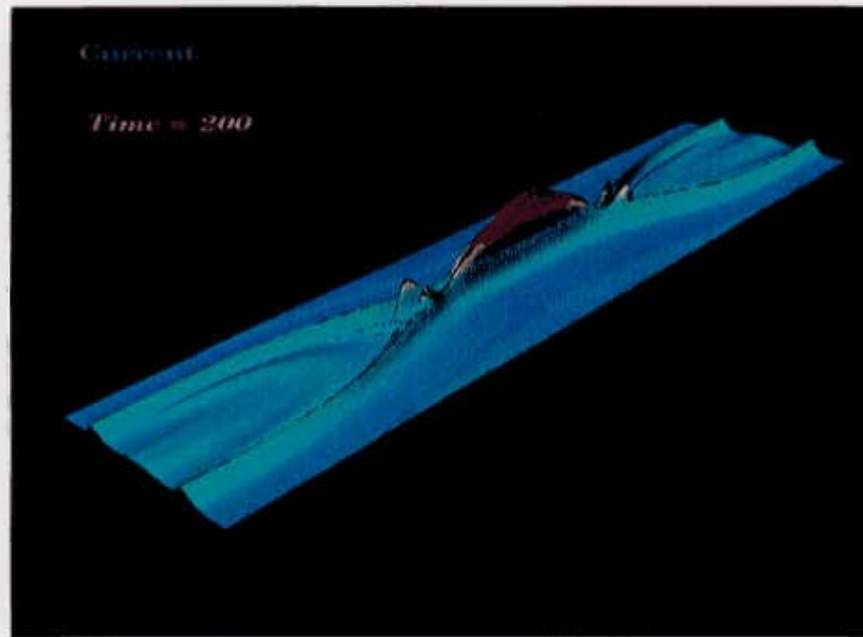


Figure 3.3: 電流層 J_z の構造変化、 $\tau_A = 200, 400$

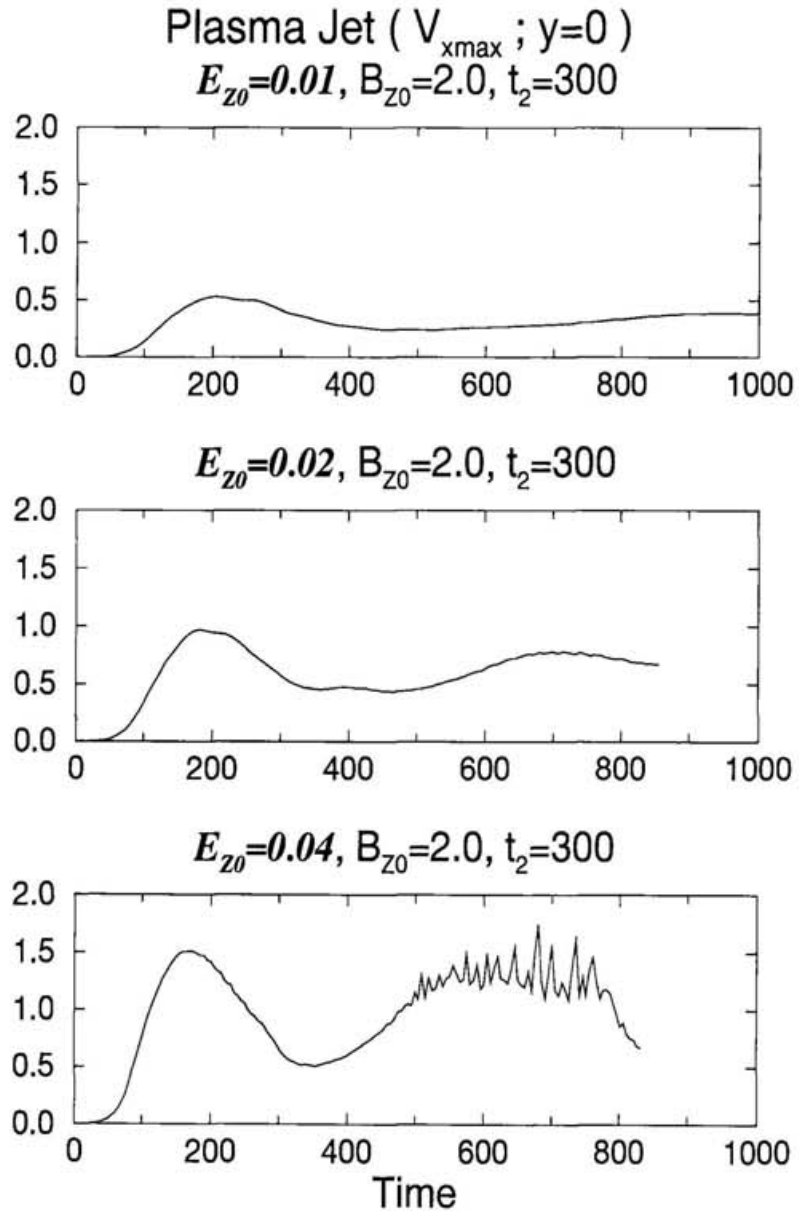


Figure 3.4: 磁気リコネクションによって発生するプラズマ・ジェットの最大値 v_{xmax} の時間変化

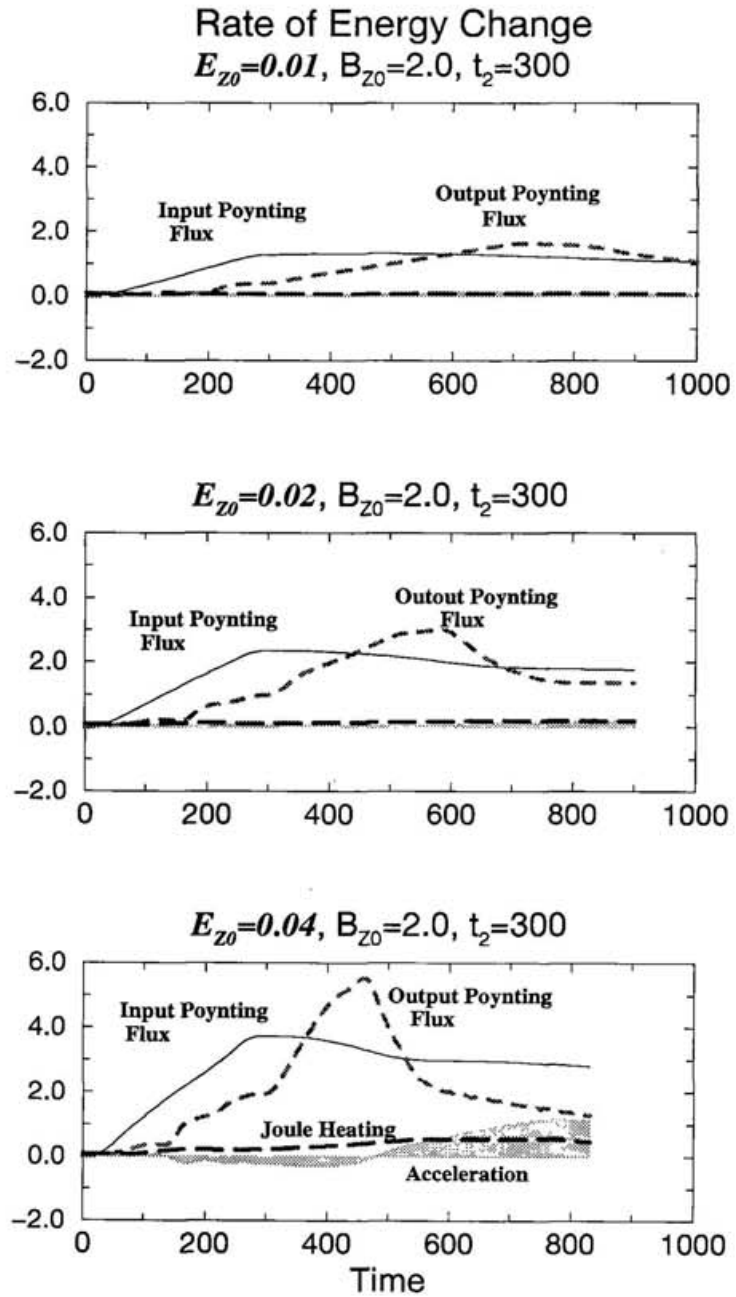


Figure 3.5: 系内におけるエネルギー変換率の時間変化

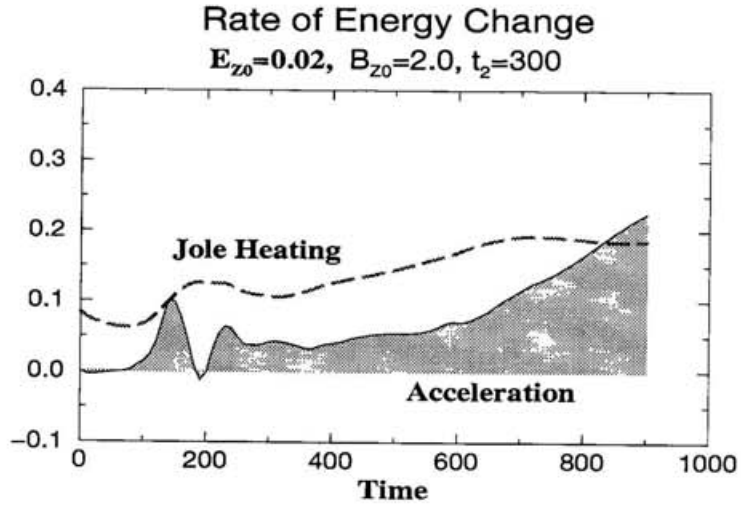


Figure 3.6: 系内におけるエネルギー変換率の時間変化

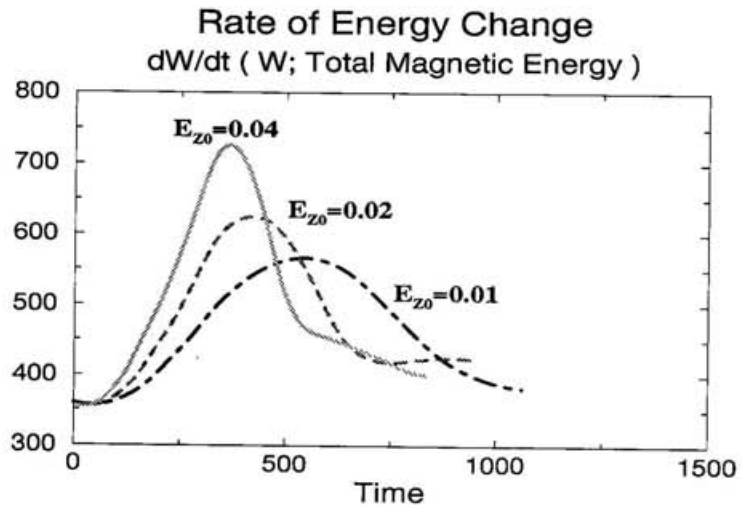


Figure 3.7: 磁場のエネルギー変換率 ; dW/dt

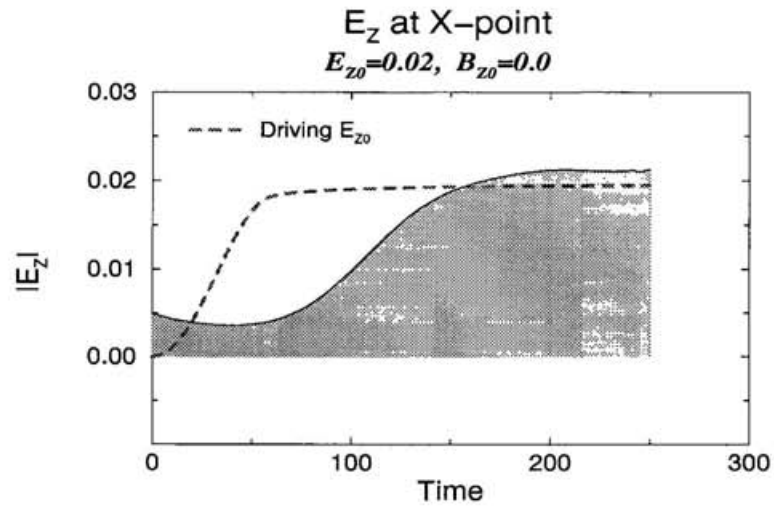


Figure 3.8: X-point における電場 E_z の時間発展 ; $B_{z0} = 0.0$, $E_{z0} = 0.02$

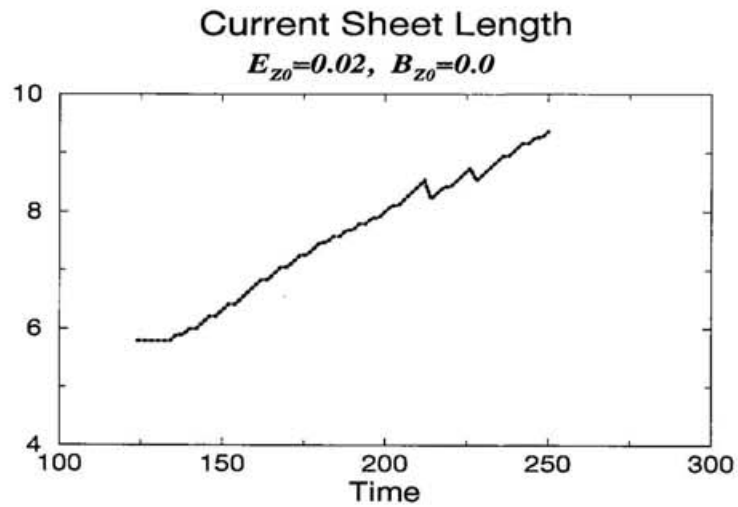


Figure 3.9: 電流層の長さ (X 方向) の時間変化 ; $B_{z0} = 0.0$, $E_{z0} = 0.02$

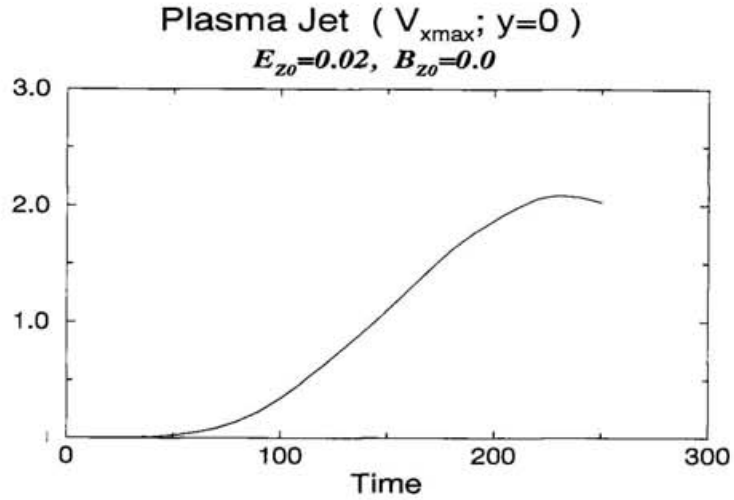


Figure 3.10: 磁気リコネクションによって発生するプラズマ・ジェットの最大値 v_{xmax} の時間変化; $B_{z0} = 0.0, E_{z0} = 0.02$

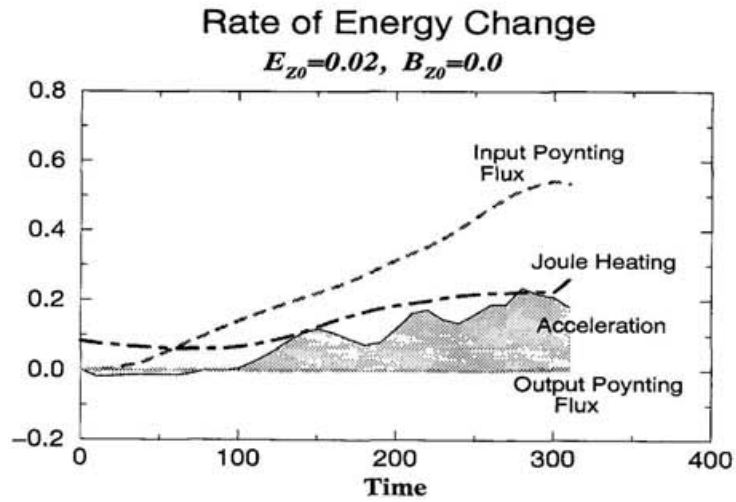
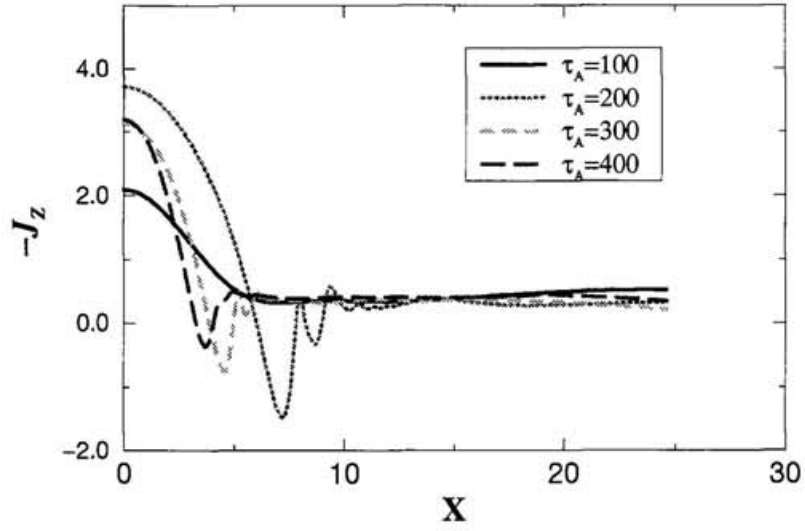


Figure 3.11: 系内におけるエネルギー変換率の時間変化; $B_{z0} = 0.0, E_{z0} = 0.02$

J_z -Profile on the sheet ($y=0$)

$E_{z0}=0.02, B_{z0}=2.0, t_2=300$



J_z -Profile on the sheet ($y=0$)

$E_{z0}=0.02, B_{z0}=2.0, t_2=300$

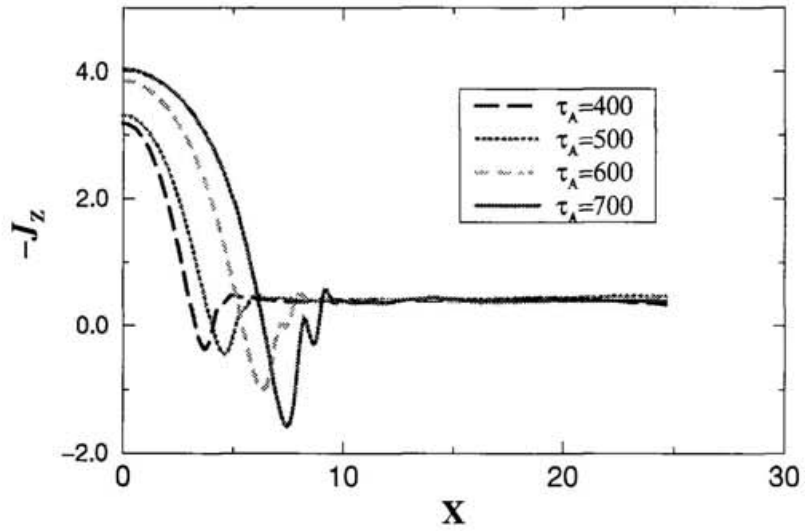
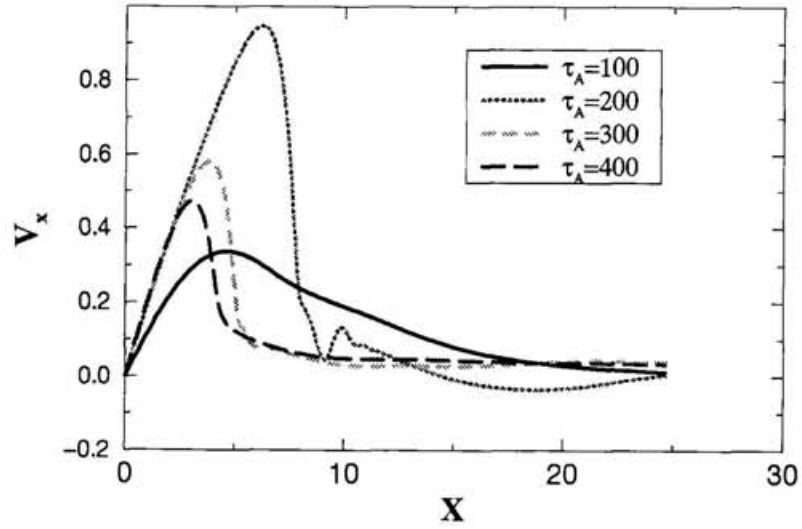


Figure 3.12: $J_z(y=0)$ の空間プロフィール

V_x -Profile on the sheet ($y=0$)

$E_{z0}=0.02, B_{z0}=2.0, t_2=300$



V_x -Profile on the sheet ($y=0$)

$E_{z0}=0.02, B_{z0}=2.0, t_2=300$

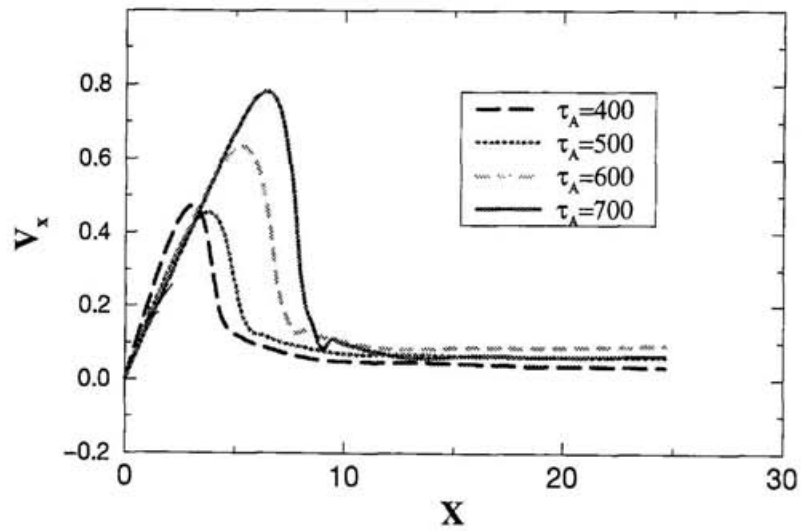


Figure 3.13: $V_x(y=0)$ の空間プロフィール

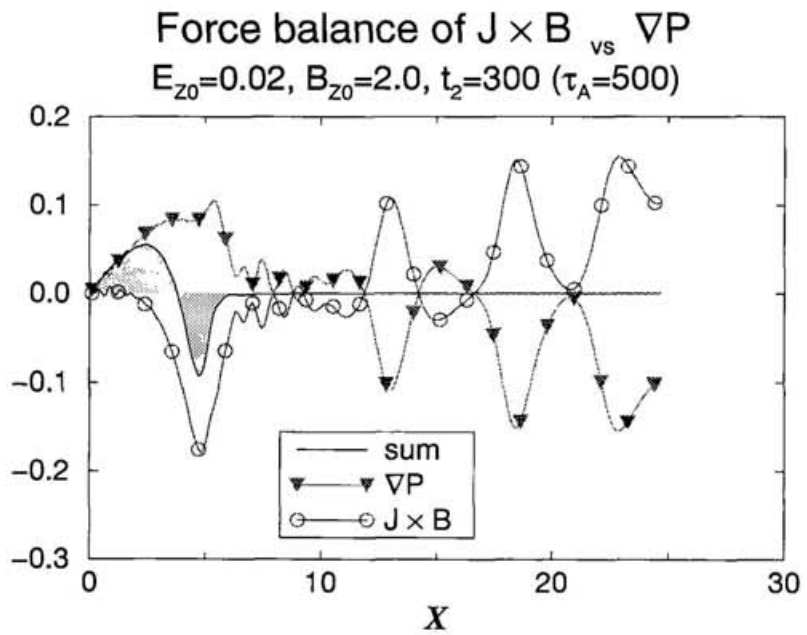
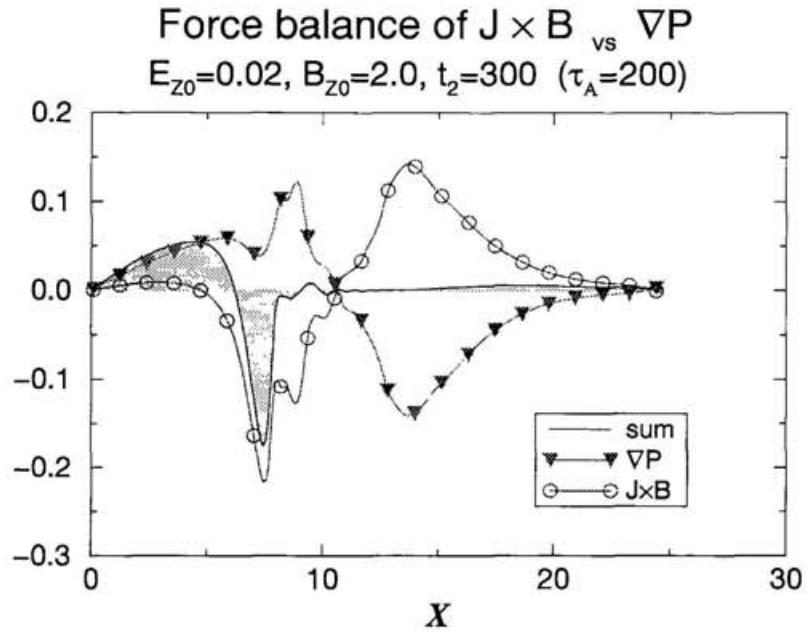


Figure 3.14: 散逸領域 (X 軸上) のプラズマの加速機構

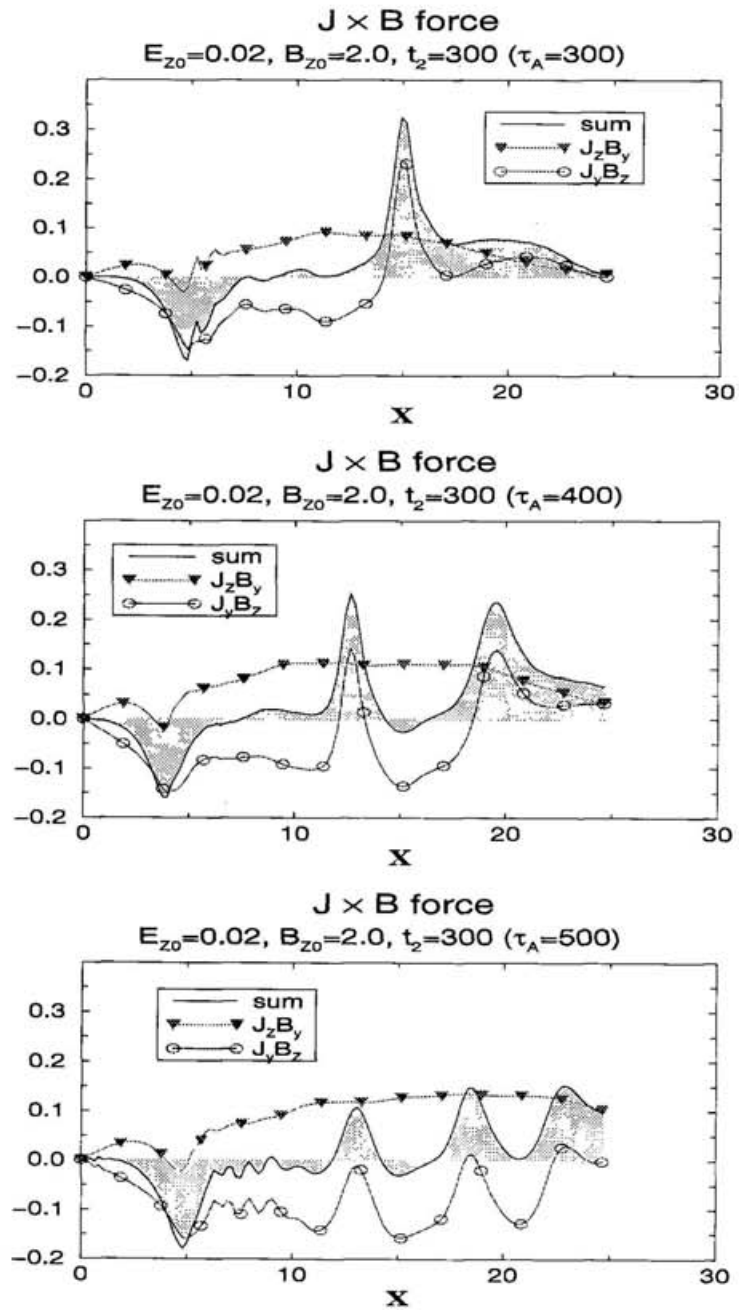


Figure 3.15: アンペア力 $J \times B$ force の内訳

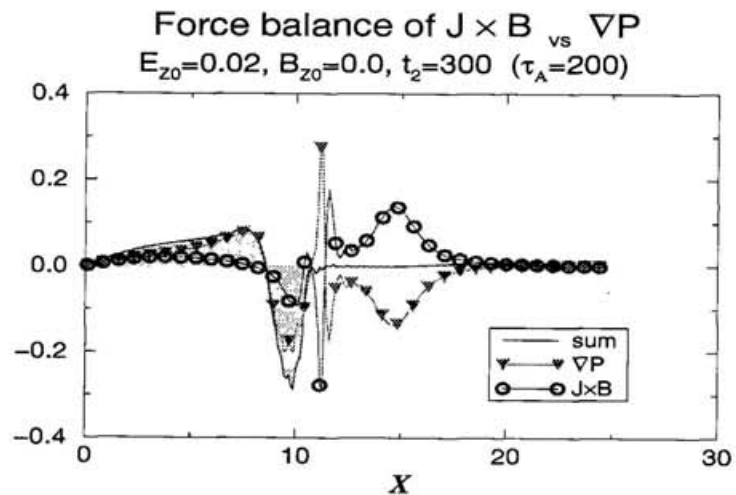


Figure 3.16: 散逸領域 (X 軸上) のプラズマの加速機構; $B_{z0} = 0.0, E_{z0} = 0.02$

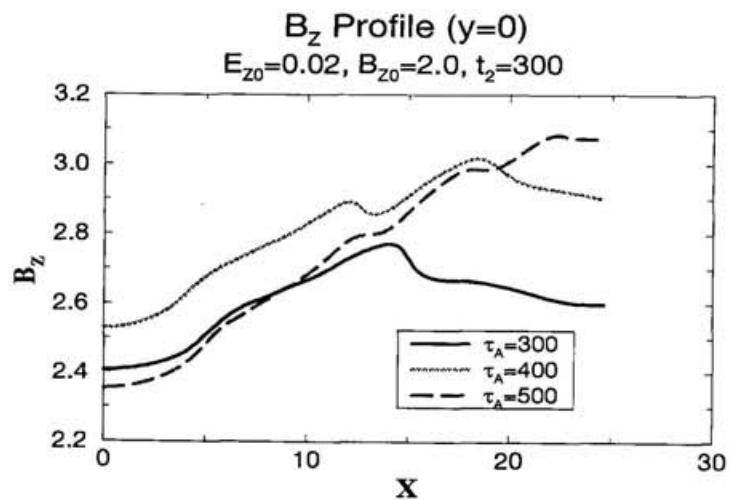


Figure 3.17: 磁場 $B_z(y=0)$ の空間プロフィール

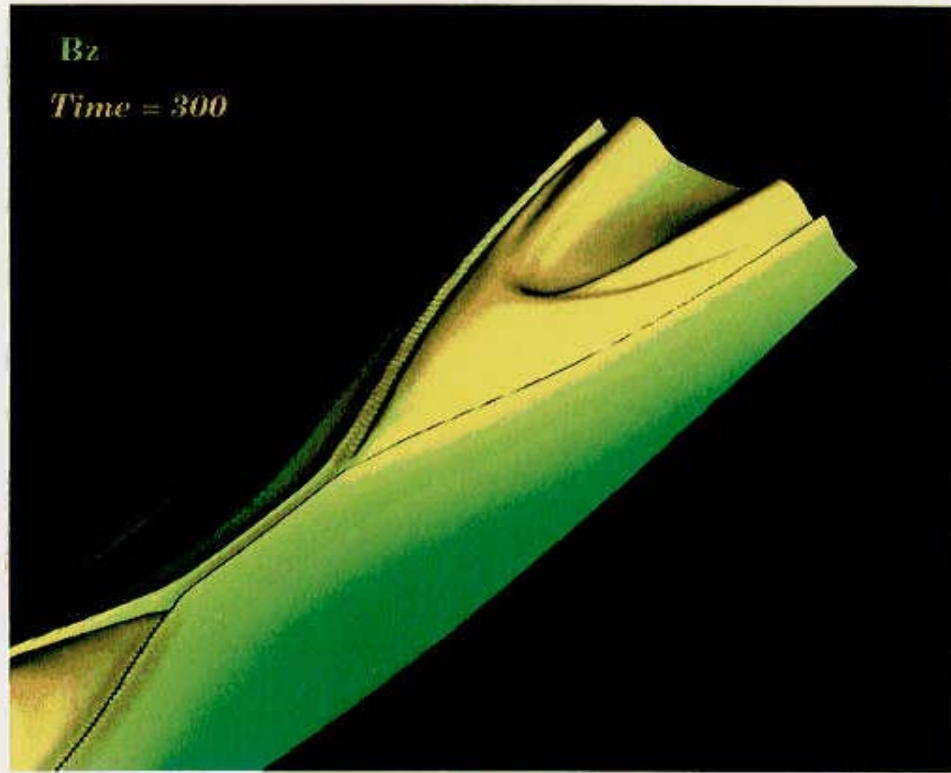
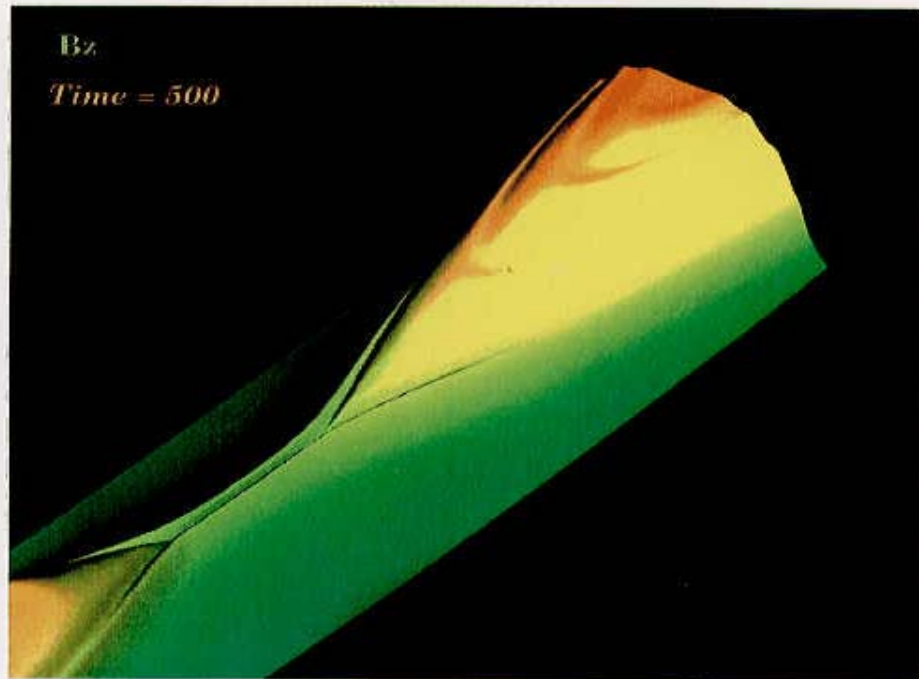
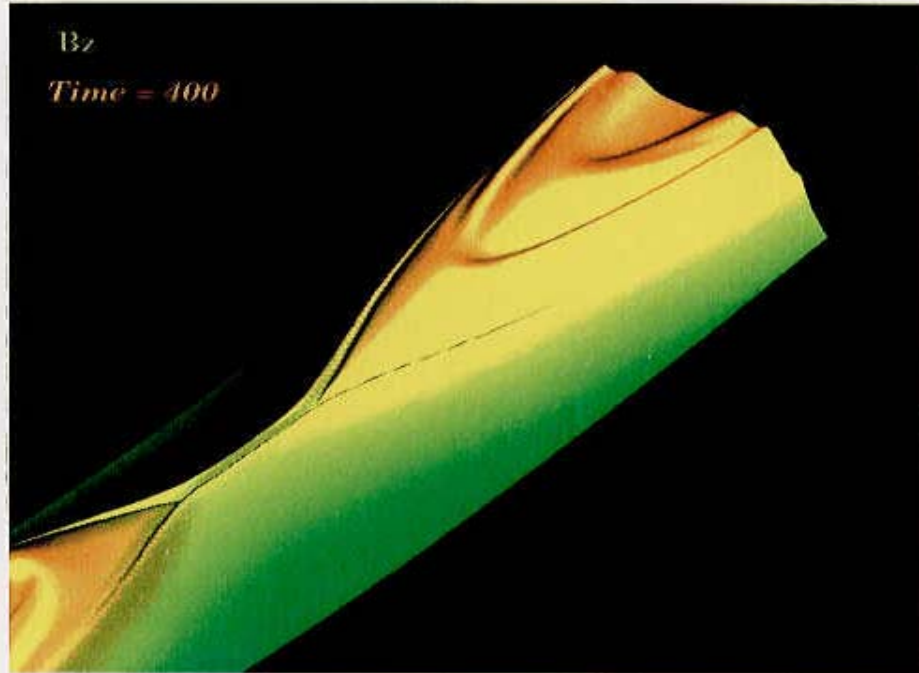


Figure 3.18: 下流域における
縦磁場 B_z の振舞い $\tau_A = 300, 400, 500$



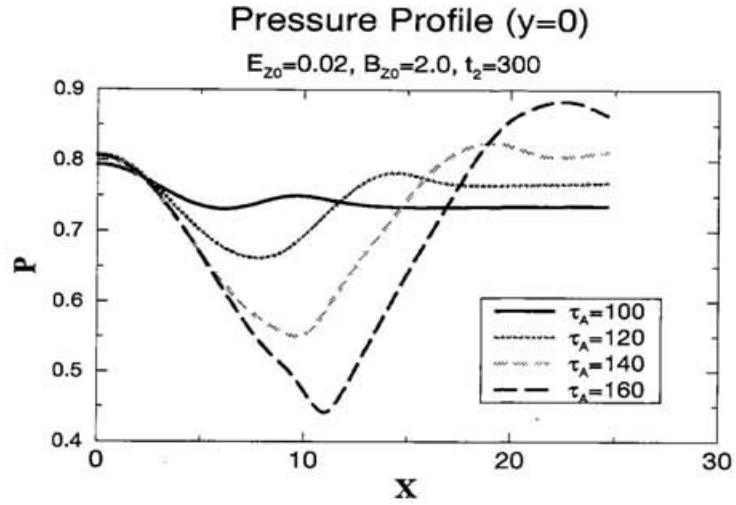


Figure 3.19: 圧力 $P(y=0)$ の空間プロフィール

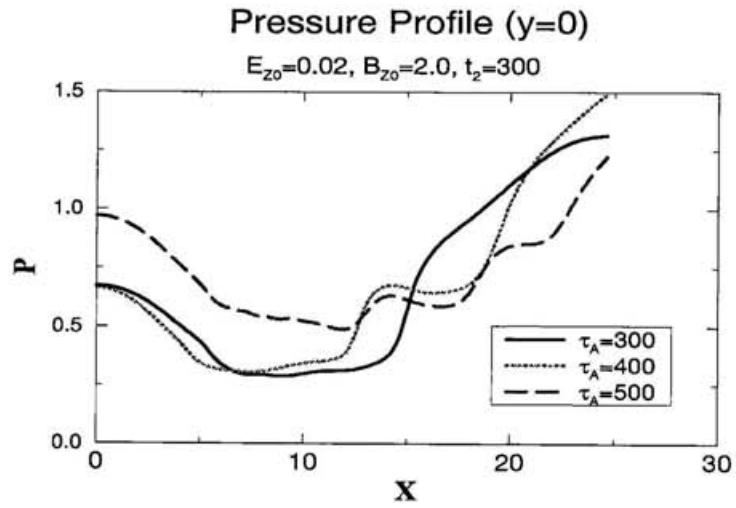


Figure 3.20: 圧力 $P(y=0)$ の空間プロフィール

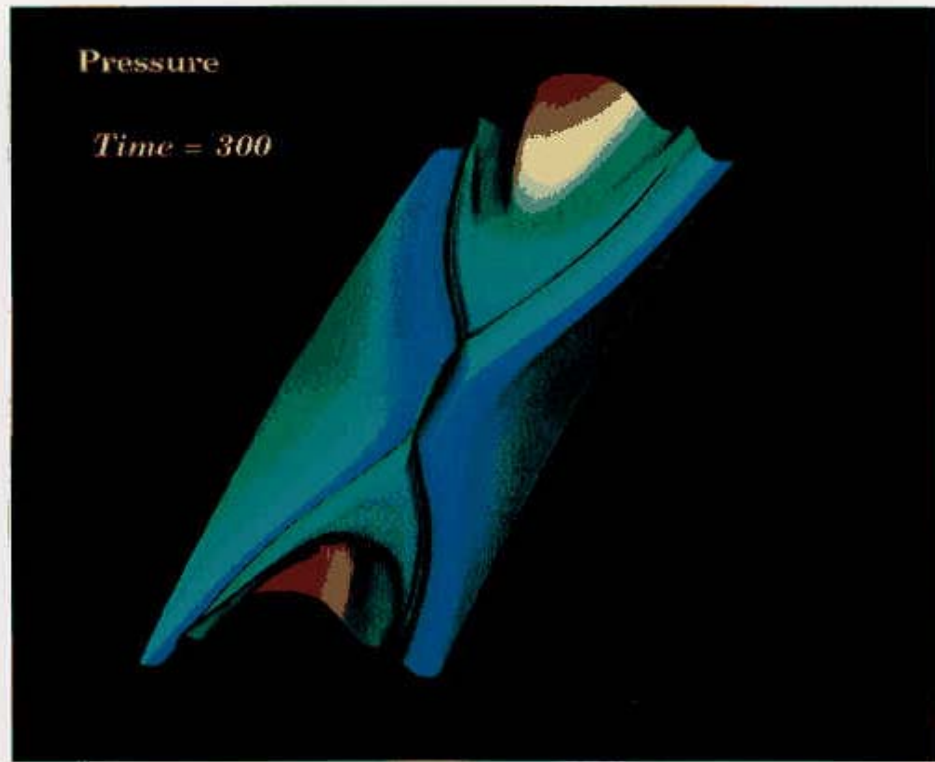
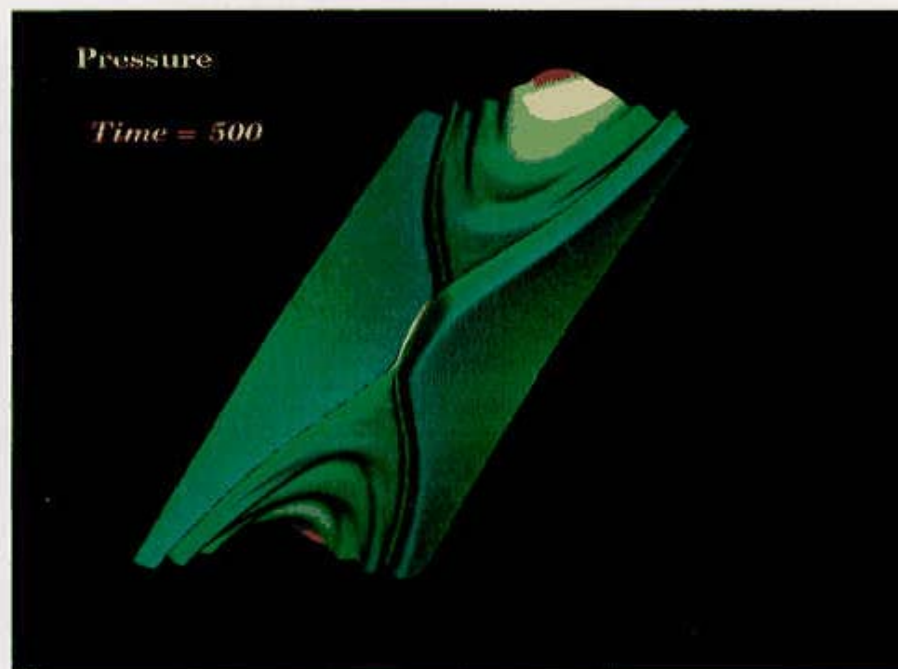
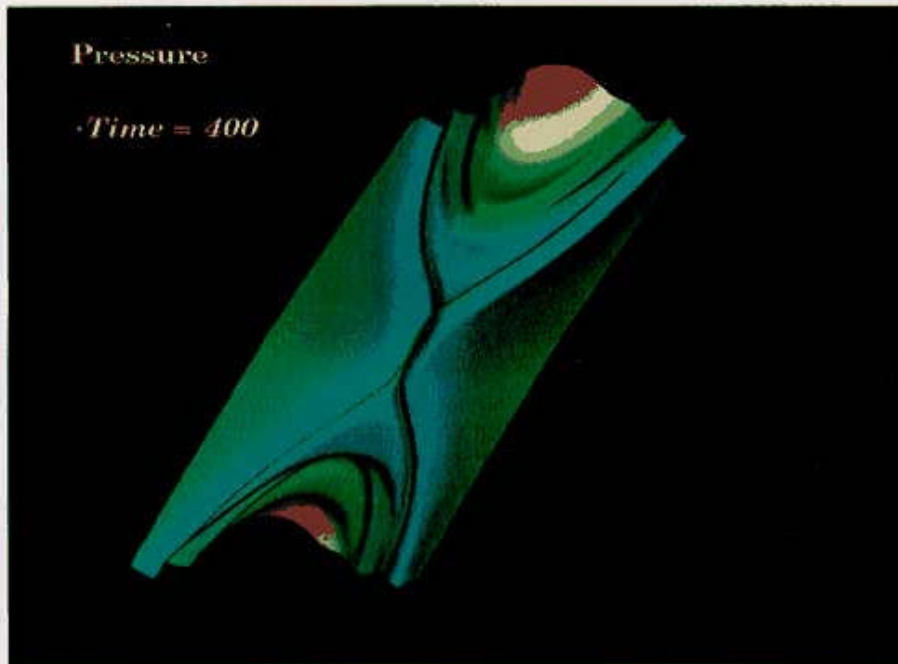


Figure 3.21: 下流域における
プラズマ圧力 P の振舞い
 $\tau_A = 300, 400, 500$



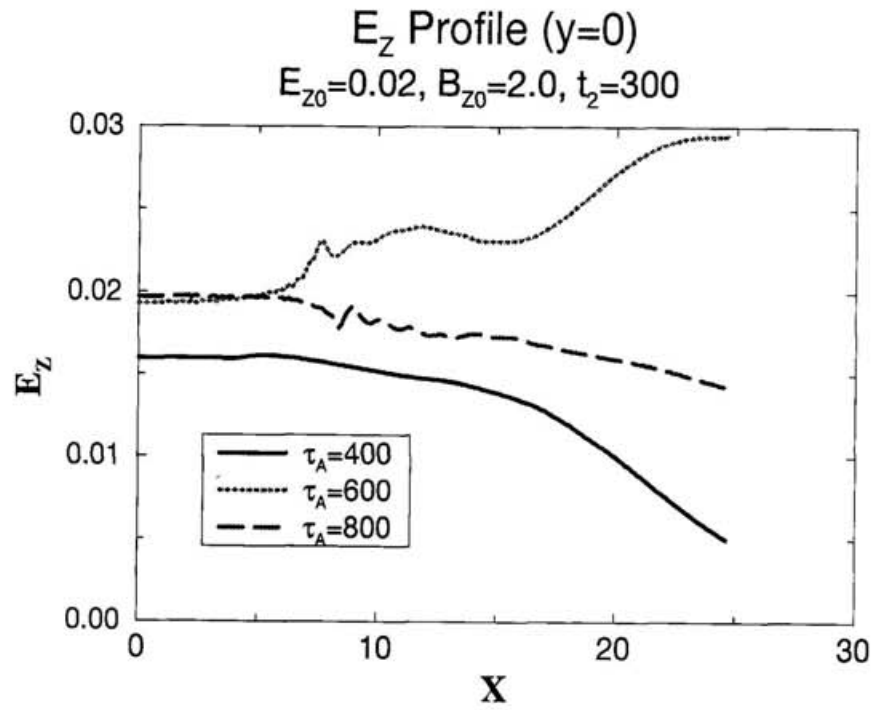


Figure 3.22: 電場 $E_z(y=0)$ の空間プロフィール

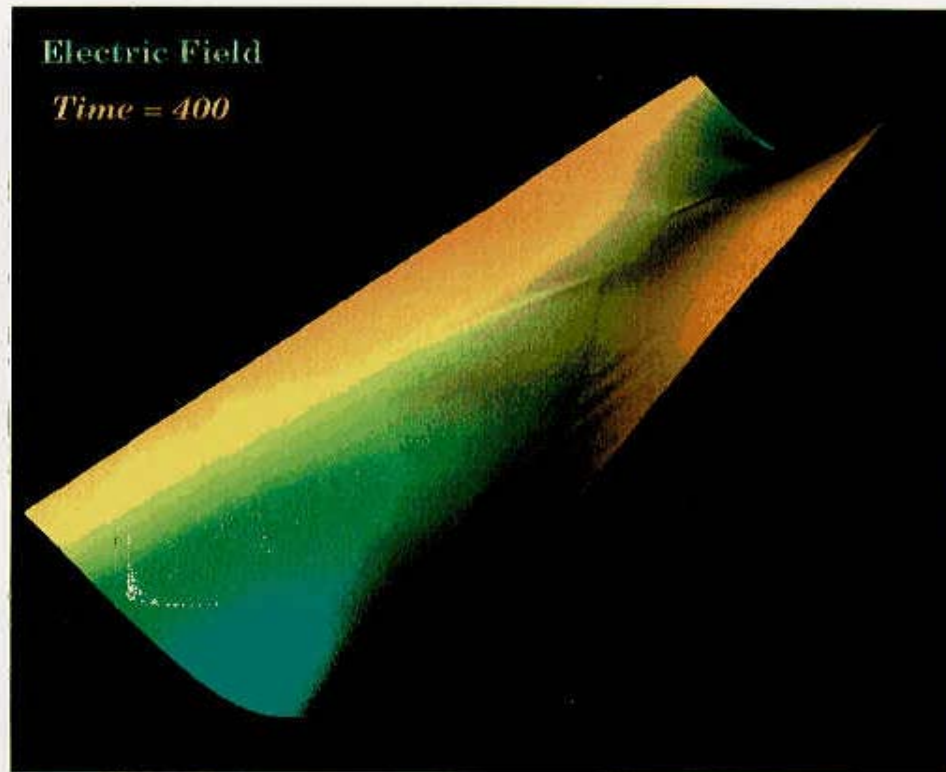
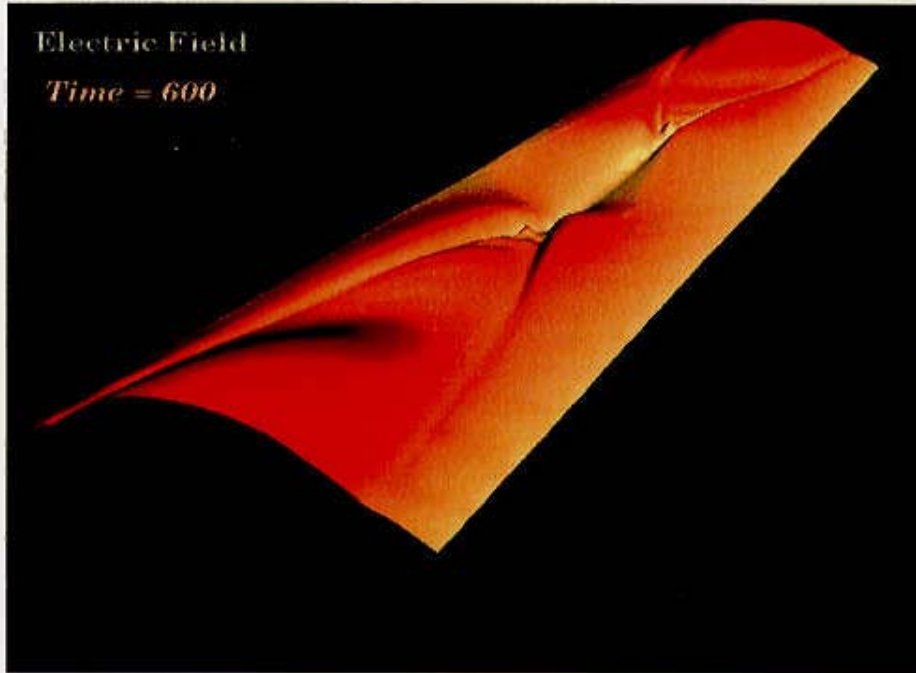


Figure 3.23: 下流域における
電場 E_z の振舞い $\tau_A = 400, 600, 800$

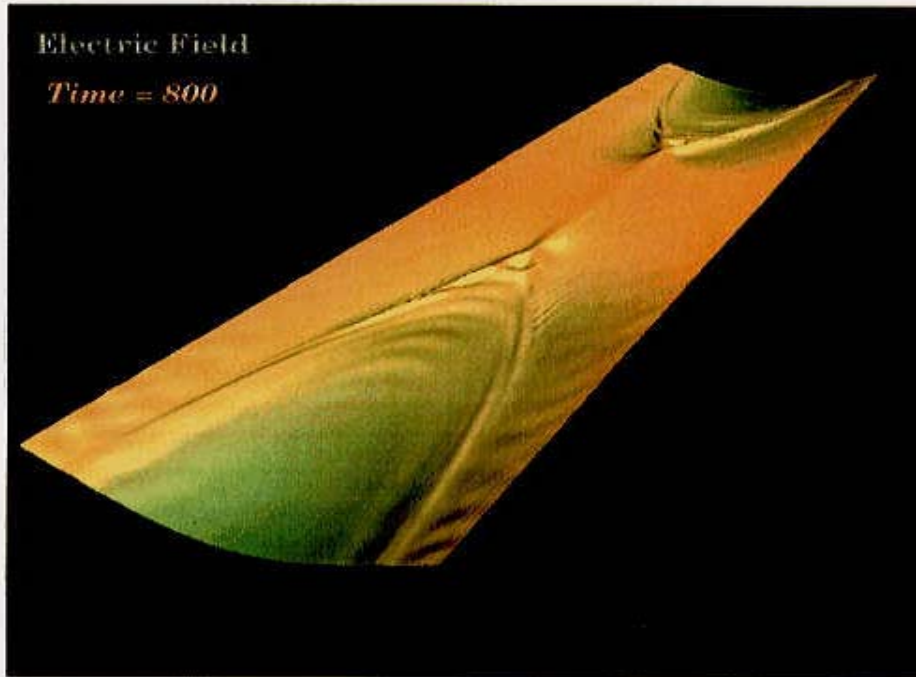
Electric Field

Time = 600

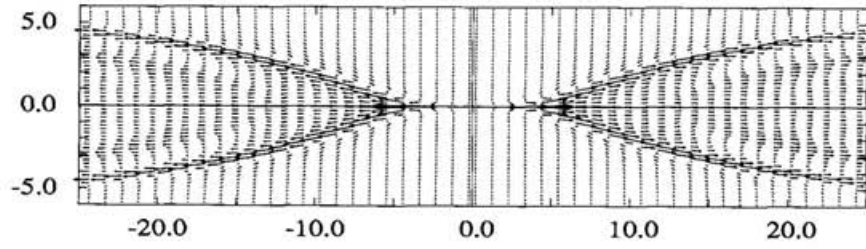


Electric Field

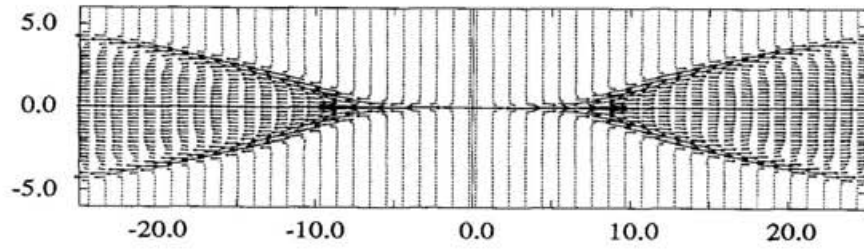
Time = 800



$Time = 400\tau_A$



$Time = 600\tau_A$



$Time = 800\tau_A$

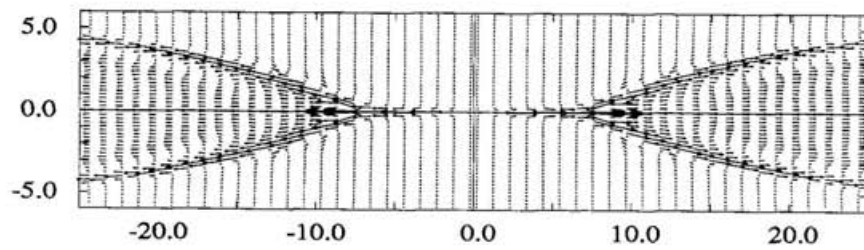


Figure 3.24: 下流域における断続的なバースト現象

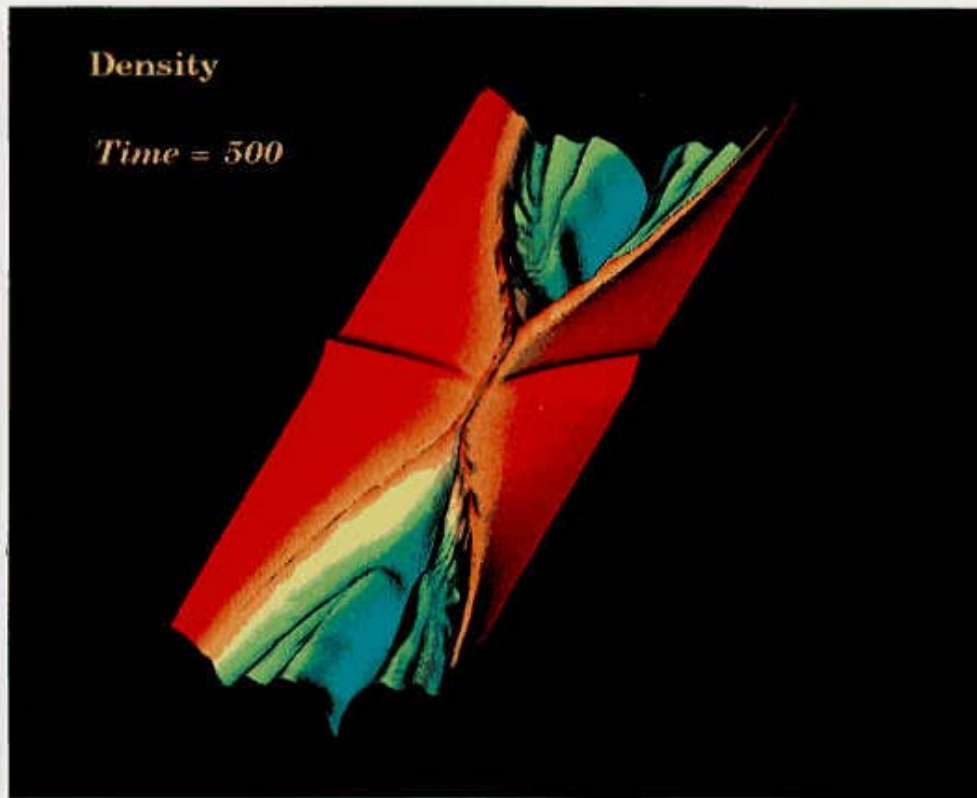


Figure 3.25: プラズマ密度 ρ の構造

第 4 章

結論

外部から継続してエネルギーが供給される局所開放系において磁気流体プラズマのエネルギー解放機構に眼を向け、その重要な基本プロセスである磁気リコネクションの緩和過程に関する研究を行った。長時間スケールのシミュレーションを実現することによって、これまで観ることのできなかつた駆動型磁気リコネクションの長時間的振舞いに、極めて強い衝撃性と間欠性を発見した。磁気リコネクションの反応速度に着目すると、リコネクション・レートは駆動レートの10倍を超えるレベルにまで成長し、純粋なMHDモデル、すなわち一般化したオームの法則に含まれる電子の慣性項や圧力勾配項を導入しなくても、通常のオームの法則を用いることで、非常に速いリコネクションが実現できることを見出した。これまでも駆動型磁気リコネクションは古典的なリコネクション理論に比べずっと速いリコネクションを実現できることが広く認識されているが、今回の結果は従来の定常モデルのリコネクションの議論から視点を変えた連続的な動的な立場で捉えたものであり、駆動型磁気リコネクションのインパルスの性質によって瞬間的に遥かに速いリコネクションが実現できることを示したものである。

ところで、速いリコネクションは当然ながら急激な磁場構造の変化を伴うが、この間の磁場構造を調べると、磁気島の発生、成長、崩壊という一連のサイクルが緩和過程の間欠性に結びついていることがわかった。そしてインパルス相において磁気島の成長に応じて蓄積された磁気エネルギーが、磁気

島のクラッシュの際の衝撃的なリコネクションを通して、主にプラズマ・フローの運動エネルギーへと変換されることによって異常緩和が生じていることがわかった。そしてさらに、クラッシュの物理的要因を明らかにするためにこの衝撃的なリコネクションに対する2つの外的パラメータ、駆動フローの強さとその流入領域の依存性について調べた結果、a) クラッシュの開始時間は駆動フローの流入領域で決まる。b) クラッシュによるリコネクション・レートのピーク値は駆動フローの強さ及び流入領域共に比例する。c) 流入領域とは無関係に駆動フローの強さが増すほどパルスの幅は短くなる。という性質が明らかになった。

一方、MHD 駆動型磁気リコネクションの初期成長段階の振舞いに関しても、一様電気抵抗モデルでリコネクション点付近の微細構造を詳細に調べた。その結果、縦磁場が存在する条件の下で、リコネクション・レートに呼応した電流層の構造変化とポインティング・フラックスによるバースト的エネルギー解放過程を見出した。さらに、磁気リコネクションによるプラズマ・ジェット加速機構を調べた結果、電流層上において主に圧力勾配による力がプラズマを加速し、且つ電流層の出口のところでジェットを減速するように働く。但し縦磁場があると、ジェットの減速には圧力勾配力ではなく、アンペア力がその役割を担っているということがわかった。

このように本研究の中で磁気流体プラズマのエネルギー解放機構の素過程である磁気リコネクションにおいてもその緩和過程に間欠性を見つけることができ、プラズマの階層間の共通の性質として間欠的性質が存在することが支持された。そして今回の磁気リコネクションの緩和過程においても、プラズマの秩序形成のプロセスとしてこれまでのシミュレーション研究から提起されている自己組織化のシナリオ [27];

1) 外系からエネルギーの供給 → 2) 非平衡状態 → 3) 非線形発展 → 4) 過飽和状態 → 5) 爆発的な異常散逸 → 6) エントロピーの系外への排出という展開で位置づけることができ、MHD の局所開放系における自己組織化現象と捉えることが可能である。

謝辞

お忙しい身でありながら研究者として常に先を歩まれ、深い考察と幅広い見知から時折鋭い助言を与えてくださった佐藤哲也教授に心より感謝いたします。佐藤先生の身近で学ぶことができ、真に有意義だったと思います。また、研究活動を行うにあたって日頃から暖かく見守っていただき、適切な助言と御指導をしてくださった林隆也教授に心から感謝いたします。ほんとうに三年間ありがとうございました。

そして多方面にわたり教育的指導をしてくださった渡邊國彦助教授、有益な議論、御指導をしてくださった堀内利得助教授にも心から感謝いたします。

それから何より研究所に来た当初から暖かく迎えてくださって、いつも身近にいて些細な質問や相談事に快く応えてくださった理論シミュレーション研究センターの皆さんに深く感謝いたします。

参考文献

- [1] H. Amo, T. Sato, A. Kageyama, and the Complexity Simulation Group, *Phys. Rev.E* 51, R3838-R3841 (1995).
- [2] T. Sato, H. Takamaru and the complexity simulation groupe, *Phys. Plasmas*, 2(10), 3605-3613 (1995).
- [3] K. Shibata, T. Yokoyama, M. Shimojo, *Adv.Space Res.*, 17(4/5), 197-200, (1995).
- [4] K. Shibata, *Adv.Space Res.*, 17(4/5), 9-18, (1995).
- [5] S. Machida, T. Mukai, Y. Saito, et.al, *Geo.Res.Lett.*, 21(11), 1027-1030, (1994).
- [6] A.W.Edwards, D.J.Campbell, et.al, *Phys.Rev.Lett.*, 57(2), 210-213, (1986).
- [7] K. McGUIRE, V. ARUNASALAM, et.al, IAEA-CN-47/A-VII-4, 421-431, (1986).
- [8] P.A.Sweet, *Proc.Astron.Union Symp. on Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics*, p425, (1958).
- [9] E.N.Parker, *Astrophys.J.Suppl.*, 77, (1963).

- [10] H.E.Petschek, in AAS/NASA Symp. on the Physics of Solar Flares, p425, (1964).
- [11] D. Biskamp, Phys.Lett., 87A(7), 1520-1531, (1982).
- [12] T. Sato and T. Hayashi, Phys. Fluids, 22, 1189–1201 (1979).
- [13] T. Sato, R. Horiuchi, K. Kusano, Phys.Fluids B, 1(1), 357-364, (1989).
- [14] T. Sato, T. Hayashi, K. Watanabe, R. Horiuchi, M. Tanaka, N. Sawairi, K. Kusano, Phys. Fluids B, 4, 450–457, (1992).
- [15] R. Horiuchi, T. Sato, Phys.Plasmas, 1(11), 3587-3597, (1994).
- [16] B.B.Kadomtsev, Sov.J.Plasma.Phys., 1(5), 389-391, (1976).
- [17] W. Park, D.A.Monticello, R.B.White, Phys.Fluids, 27(1), 137-149, (1984).
- [18] A. Y. Aydemir, Phys. Fluids B, 4, 3469-3472 (1992).
- [19] J. F. Drake and R. G. Kleva, Phys. Rev. Lett. 66, 1458-1461 (1991).
- [20] J. A. Wesson, Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, 1990, Washington D.C., (IAEA, Vienna, 1991) 2, p79.
- [21] T. Sato, Y. Nakayama, T. Hayashi, K. Watanabe, R. Horiuchi, Phys.Rev.Lett., 63(5), 528-531, (1989).
- [22] H. Kitabata, T. Hayashi, T. Sato, J. Phys. Soc. Jpn., submitted.
- [23] Z. F. Fu and L. C. Lee, J. Geophys. Res., 91, 13,373–13,383, (1986).
- [24] D. Biskamp, Phys.Fluids, 29(5), 1520-1531, (1986).
- [25] K. Kusano, Y. Suzuki, T. Sato, K. Nishikawa, Phys.Fluids B, 5(2), 357-364, (1993).

[26] L.C.Lee, M.Yan, Phys.Fluids B, 4(11), 3808-3810, (1992).

[27] T. Sato,BUTSURI, 50(5), 340-347 (1995).