

修士論文

複数の X-line を形成する 磁気リコネクションでの電子加速

Electron Acceleration during Magnetic Reconnection
with multiple X-lines

湯村 翼 Yumura Tsubasa



修士論文

複数の X-line を形成する
磁気リコネクションでの電子加速

*Electron Acceleration during Magnetic Reconnection
with Multiple X-lines*

湯村 翼

Yumura Tsubasa

東京大学大学院 理学系研究科
地球惑星科学専攻
宇宙惑星科学大講座

2008 年 1 月 28 日

要旨

高エネルギー粒子の生成は、宇宙プラズマにおける最大の問題の 1 つである。磁気リコネクションは、地球磁気圏や太陽から高エネルギー天体に至るまであらゆるスケールの宇宙プラズマにおいて高エネルギー粒子の生成源として注目される。人工衛星のその場観測やシミュレーションを用いた研究により、磁気リコネクションでの様々な電子加速メカニズムが提唱されてきた。しかしそれらの先行研究で行われたシミュレーションでは、初期に単一の X-line を形成するモデルを主に用いてきた。磁気圏尾部や惑星間空間の観測から磁気リコネクションにおける複数の X-line の形成が示唆されており、複数の X-line と電子加速の関連性を示唆する観測結果もあるが、これまでのシミュレーションで複数の X-line の効果は考慮されていない。

本研究では磁気リコネクションにおいて複数の X-line の形成が電子加速メカニズムに与える効果を解明することを目的とし、初期に任意の数の X-line を形成するモデルを用いて 2 次元粒子シミュレーションを行った。シミュレーションでは複数の X-line の形成により複数の磁気島が生成され、リコネクションの発展の中で磁気島は合体した。電子加速は磁気島合体に対応して起こった。多数の磁気島が生成され磁気島合体が多段階に分かれる場合には、電子加速も多段階に分かれて起こった。加速された高エネルギー電子の空間分布を調べたところ、多段階の電子加速によって磁気島を取り囲む多重リング状の分布を形成することを発見した。電子の加速領域を調べた結果、X-line、pileup 領域、磁気島合体領域の 3 つの領域が電子加速領域となっていた。磁気島合体領域は複数の X-line の形成によって生まれる領域であり、電子加速領域となることは本研究が初めて発見した。超高エネルギー電子の生成機構とそれらへの各加速領域の寄与を明らかにするため電子の軌道と加速履歴を調べた。その結果、超高エネルギー電子の生成には X-line での加速が不可欠であることがわかった。しかし X-line での加速のみで超高エネルギーに達する電子はごく僅かで、超高エネルギーまで到達した多くの電子は X-line での加速後に pileup 領域や磁気島合体領域でさらなる加速を受けていた。

初期 X-line 数や計算領域の大きさなどの計算設定の依存性を調べるため、様々な計算設定の下でシミュレーションを実行し結果を比較した。初期 X-line 数の異なる計算では、最終時刻での電子エネルギースペクトルはよく似た形を示すが、電子が 3 つの加速領域で得るエネルギーには差が生じた。計算領域の大きさの異なる計算を比較した結果、計算領域が大きいほど電子の得るエネルギーは増加し、高エネルギー電子は多く生成された。エネルギースペクトルは磁気リコネクションのスケールに依存し、計算領域の大きさの異なる場合でも合体の途中の磁気島の大きさが同じ状態の時に比較するとスペクトルはよく一致した。本研究における最大スケールの計算では磁気島合体領域での電子加速の規模が大きくなり、非熱的電子が多数生成された。

Abstract

Production of energetic electrons is one of the most interesting topics in space plasma physics. Magnetic reconnection has a significant role to produce highly energetic particles in any scale space plasmas. The electron acceleration mechanism during magnetic reconnection has been studied by numerical simulation up to today. In these simulations, the models of reconnection with only single X-line has been used. However, the *in situ* observations in the magnetotail and in the interplanetary space has been suggested reconnection with multiple X-lines.

In this study, I focused on the effect of multiple X-lines on electron accelerations and carried out two dimensional electromagnetic full particle simulations with multiple X-lines. In the reconnection with multiple X-lines, the electron accelerations corresponds to the magnetic islands coalescences. In the case of multistep coalescences, electrons were accelerated at multiple stages. These accelerated electrons spatially formed multiple ring distribution due to the multiple stage accelerations. While the X-lines and the pileup regions worked as acceleration regions. I found out that electron were also accelerated at the magnetic islands coalescence regions. For the production of extremely energetic electrons, the acceleration at the X-lines was necessary at the first phase of reconnection. These electrons usually were further accelerated up to extremely energetic ones at the pileup regions and the coalescence region.

I carried out simulations with different numbers of initial X-lines. The electron energy spectra at the final state was almost the same in each simulation. I also carried out in different system sizes. The larger the system size was, the more electrons gained energy and the more highly energetic electrons were produced. The energy spectra depended on the scale of reconnection. In the largest simulation in this study, the acceleration at the coalescence regions evolved largely and led to production of substantial suprathermal electrons were produced.

目次

要旨	i
Abstract	ii
目次	iii
第1章 序論	1
1.1 磁気リコネクション	2
1.2 宇宙プラズマにおける磁気リコネクション	6
1.3 磁気リコネクションでの電子加速	9
1.4 複数の X-line を形成する磁気リコネクション	15
1.5 本研究の目的	17
第2章 シミュレーション	18
2.1 粒子シミュレーション	19
2.2 設定	20
2.3 スーパーコンピュータ	22
第3章 複数の X-line の効果	24
3.1 磁気島合体	25
3.2 複数 X-line と電子加速	34
3.3 X-line での電子加速	41
3.4 pileup 領域での電子加速	44
3.5 磁気島合体領域での電子加速	46
3.6 高エネルギー電子のリング分布	49
3.7 電子軌道追跡	54
第4章 パラメータ設定依存性	56
4.1 初期 X-line 数依存性	57
4.2 計算領域依存性	62
4.3 ガイド磁場の有無依存性	70
4.4 初期電流層厚さ依存性	77
4.5 イオンと電子の質量比依存性	81

目次

第 5 章 結論	85
付 録 A 複数の X-line を形成する磁気リコネクションの時間発展	90
謝辞	100
参考文献	102

第1章 序論



宇宙最高エネルギー粒子は、 10^{20} eV を超えるエネルギーを持つ。この粒子はいつ、どこで、どのように加速されたのか。

17 世紀初頭、Galileo Galilei は初めて望遠鏡を使って宇宙を観測した。神秘的な宇宙の姿は多くの人を魅了すると同時に数多くの謎をもたらし、科学者は宇宙に目を向け始めた。宇宙を見る望遠鏡は今やそれ自身が宇宙に身を置き、可視光のみならず広い波長域の光を観測する。そのような宇宙科学の発展の過程で、Kristian Birkeland は宇宙空間がプラズマで満たされていることを予測し、Hannes Olof Alfvén は宇宙プラズマの理論を組み上げ宇宙科学の発展の一役を担った。現在では宇宙の物質の 99.9 % 以上がプラズマであることがわかり、プラズマと磁場から宇宙を理解する新たな時代が訪れている。

その一方で、地球大気、地球電磁気の研究者は興味の対象を電離圏からしだいに高高度へと広げてゆき、地球科学の一分野として地球磁気圏と惑星間空間の宇宙プラズマを研究するようになった。宇宙プラズマを地球近傍で研究することの最大の恩恵は探査機によるその場観測が可能なことである。宇宙プラズマ観測の歴史は世界初の人工衛星として 1957 年に打ち上げられた Sputnik 1 号に始まり、今日まで数多くの探査機がプラズマの採取や電磁場の測定により宇宙プラズマの生の情報を取得してきた。その場観測の対象は地球近傍に留まらず、太陽系の惑星電磁圏へと向かっている。

そのような背景を持つ宇宙プラズマの歴史において最も大きな問題の 1 つが粒子加速である。粒子加速のメカニズムは望遠鏡による観測と探査機によるその場観測の協力を持ってしても未だ完全な解明には至っていないが、ショック、乱流、そして磁気リコネクションという 3 つの現象が高エネルギー粒子生成を担う機構として注目される。

本研究は、磁気リコネクションによる電子加速メカニズムの解明を目指した。先行研究で用いられていた単一な X-line を形成する設定に疑問を抱き、宇宙空間で存在し得る複数の X-line が電子加速に与える効果について調べた。

1.1 磁気リコネクション

磁気リコネクションとはその名の通り、プラズマ中で磁力線が繋ぎ換わる現象である。磁気リコネクションは磁場の構造を変化させるとともに磁場のエネルギーをプラズマの運動エネルギーに変換する役割を担っており、プラズマ物理において最も重要な現象のひとつとされる。電磁流体力学 (magnetohydrodynamics: MHD) 的な磁気リコネクションモデルの原型は Sweet-Parker 型リコネクション [Sweet, 1958; Parker, 1963] と Petschek 型リコネクション [Petschek, 1964] によりつくられた。Sweet-Parker モデルは図 1.1 に示される磁気リコネクションの 2 次元平面モデルである。Ohm の法則は

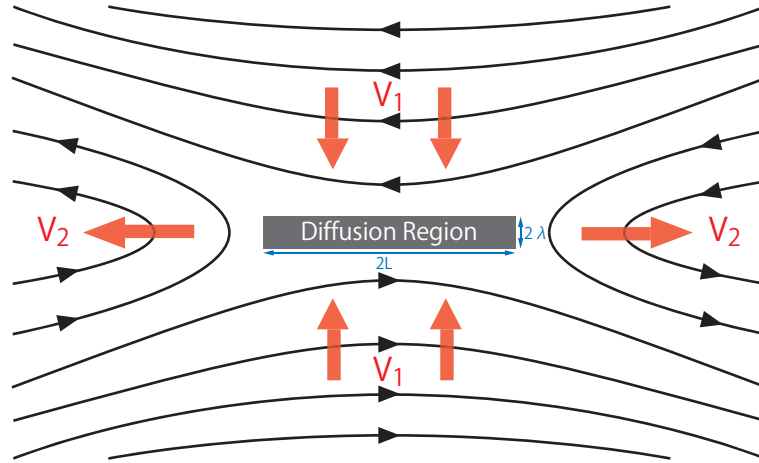


図 1.1: Sweet-Parker 型リコネクションの概念図. 黒線は磁力線, 黒色の矢印は磁場の向き, 赤色の矢印はプラズマの移動を示す. 中央部の矩形は磁気拡散領域を示す.

$$\mathbf{E} + \frac{\mathbf{V} \times \mathbf{B}}{c} = \frac{4\pi}{c} \eta \mathbf{j} \quad (1.1)$$

で表される. ここで η は電気抵抗度 $\eta = (\mu\sigma)^{-1}$ である. 流入領域では

$$E_0 = \frac{V_1 B_1}{c} \quad (1.2)$$

拡散領域では

$$\begin{aligned} E_0 &= \eta j_0 \\ &= \frac{B_1}{c\lambda} \end{aligned} \quad (1.3)$$

となる. ここでは Ampère の法則 $4\pi \mathbf{j} = c \nabla \times \mathbf{B}$ を用いた. 以上より

$$\frac{V_1 B_1}{c} = \eta \frac{B_1}{c\lambda} \quad (1.4)$$

$$V_1 = \frac{\eta}{\lambda} \quad (1.5)$$

を得る. プラズマを流体として扱う際の運動方程式は

$$\rho (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} = \frac{\mathbf{j} \times \mathbf{B}}{c} - \nabla p \quad (1.6)$$

で表される. ここでは, ∇p は十分小さく無視できるものとする. 流出流の運動方程式は

$$\frac{c B_1}{4\pi \lambda} B_2 = \frac{\rho V_2^2}{L} \quad (1.7)$$

である。ここで, Gauss の法則 $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ より得られる

$$\frac{B_1}{cL} = \frac{B_2}{c\lambda} \quad (1.8)$$

を用いると

$$V_2 = \frac{B_1}{\sqrt{4\pi\rho}} = V_A \quad (1.9)$$

が得られる。 V_A は Alfvén 速度である。連続の式 $\nabla \cdot (\rho\mathbf{V}) = 0$ から

$$\frac{V_1}{\lambda} = \frac{V_2}{L} \quad (1.10)$$

が得られ, 流入速度 V_1 は

$$\begin{aligned} V_1^2 &= \frac{\eta V_A}{L} \\ V_1 &= \frac{V_A}{\sqrt{R_m}} \end{aligned} \quad (1.11)$$

となる。 R_m は磁気 Reynolds 数 $R_m = LV_A/\eta$ である。1.2 よりリコネクションレート

$$E^* \equiv \frac{E_0 c}{V_A B_1} = \frac{1}{\sqrt{R_m}} \quad (1.12)$$

が得られ, 磁気レイノルズ数に依存する。無衝突である宇宙プラズマでは磁気レイノルズ数は非常に大きく, リコネクションレートは効果的なエネルギー変換ができるほど大きくならない。

この問題を解決するため Petschek (1964) は流入領域と流出領域の境界に生じるスローショックの効果を考慮した図 1.2 に示すモデルを考えた。Petschek モデルでは拡散領域が小さくなり全ての流入プラズマが拡散領域を通るわけではないが, 磁場からプラズマへのエネルギー変換は拡散領域の他にスローショック面 (図 1.2 の青破線) でも行われる。Petschek タイプでは, リコネクションレートの最大値は

$$E_{max}^* = \frac{\pi}{8 \log(M_A^2 R_m)} \quad (1.13)$$

となる。ここで M_A は流入領域での Alfvén Mach 数 $M_A = V_1/V_A$ である。宇宙プラズマの典型的な磁気 Reynolds 数の下で Petschek モデルのリコネクションレートは $0.01 \sim 0.1$ 程度となり, Sweet-Parker モデルで得られる $10^{-5} \sim 10^{-4}$ 程度のリコネクションレート比べると大きな値を得られる。Petschek リコネクションレートの導出はここでは省略したが, 例えば, Priest and Forbes (2000) に詳しく記述される。

MHD スケールの磁気リコネクションの駆動では異常電気抵抗の存在が鍵となるが, その異常電気抵抗が発生する原因は大きな問題である。リコネクションの成長はティアリングモード不安定性によるが, その段階まで成長させるメカニズムに

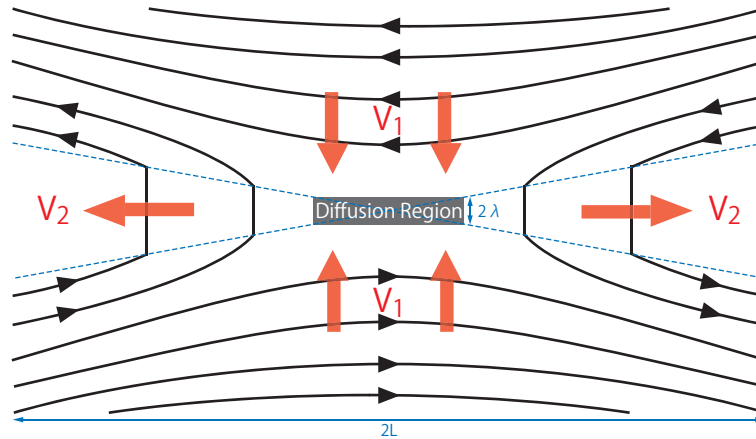


図 1.2: Petschek 型リコネクションの概念図. 中央で交差する青色の破線はスローショック面を示す.

については解決に至っていない. 磁気リコネクションの素早い駆動 (quick magnetic reconnection triggering: QMRT) を引き起こす可能性として lower-hybrid drift instability (LHDI) の効果が期待される [Shinohara and Fujimoto, 2005; Shinohara et al., 1998; Tanaka, 2004; Tanaka et al., 2005, 2006]. 厚い電流層においてもイオンと電子の温度非等方性の効果 [Haijima et al., 2008] が QMRT を引き起こす可能性が示唆される.

磁気リコネクションの研究は, 近年の計算機の発展に伴いシミュレーションとともに発展してきた. 「Geospace Environment Modeling (GEM) reconnection challenge」 [Birn et al., 2001] では MHD [Birn and Hesse, 2001; Otto, 2001], Hall-MHD [Ma and Bhattacharjee, 2001; Birn and Hesse, 2001; Otto, 2001; Shay et al., 2001], ハイブリッド [Kuznetsova et al., 2001; Shay et al., 2001], 全粒子 [Pritchett, 2001; Hesse et al., 2001] コードを使用してシミュレーションを行い比較した. 「Newton Challenge」 [Birn et al., 2005] ではローブ磁場が電流層を押す駆動型リコネクションをモデル化し, MHD [Galsgaard, 2000; Birn et al., 1996] Hall-MHD [Huba, 2003] ハイブリッド [Hesse et al., 1996; Yin et al., 2001] 全粒子 [Pritchett, 2001; Hesse et al., 2001; Hoshino et al., 2001a; Lapenta and Brackbill, 2000] コードを使用して比較した. この他, 適合細分化格子 (adaptive mesh refinement: AMR) を用いた粒子シミュレーション [Fujimoto, 2005; Fujimoto and Machida, 2006] やプラズマを粒子として取り扱わずに Vlasov 方程式を用いた運動論的シミュレーション [Schmitz and Grauer, 2006] も実行されている.

1.2 宇宙プラズマにおける磁気リコネクション

地球の固有磁場が支配的である地球磁気圏と呼ばれる領域では、さまざまな形で磁気リコネクションが存在する。地球磁気圏は人工衛星を用いた直接観測によってプラズマの振る舞いを理解できる貴重な領域であり、これまで IMP, ISEE, GEOTAIL, Cluster など多くの人工衛星がプラズマと電磁場のその場観測を行い、その描像を明らかにしてきた。

Dungey (1961) は地球の固有磁場と惑星間空間磁場 (interplanetary magnetic field: IMF) がつながった開放的境界をもつ磁気圏モデルを提唱した (図 1.3)。IMF が南向きのとき昼側の磁気圏界面では地球の固有磁場と惑星間空間磁場の磁気リコネクションが起こる。磁気圏の夜側は、双極子磁場は引き伸ばされ尾のような形状を成すため磁気圏尾部と呼ばれる。磁気圏尾部では赤道面付近のプラズマシートを挟む反並行磁場が形成され磁気リコネクションが起こる。これは磁気圏尾部リコネクションと呼ばれる。磁気圏尾部リコネクションは、磁気圏で最も重要な現象のひとつであるサブストームと深く関係している。磁気圏尾部リコネクションのプラズマシートとローブの境界で生じるスローショックがプラズマシートを加熱することが示唆されている [Saito et al., 1995]。磁気圏界面での太陽風プラズマと磁気圏プラズマの混合は、磁気圏物理の重要な問題のひとつである。低緯度磁気圏界面 (low latitude boundary layer: LLBL) では太陽風プラズマと磁気圏プラズマの速度勾配が Kelvin-Helmholtz 不安定を成長させ、渦が巻き上がることが発見された [Hasegawa et al., 2004]。この Kelvin-Helmholtz 渦はプラズマの輸送と混合

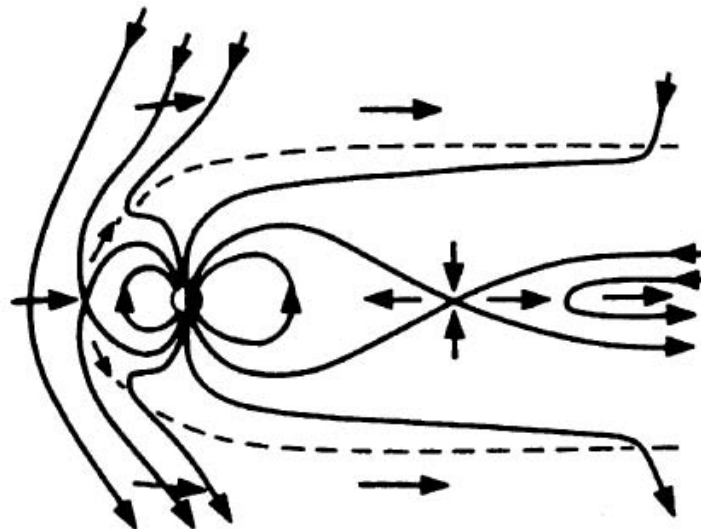


図 1.3: 開放的境界をもつ地球磁気圏モデル. Cowley (1985) より引用.

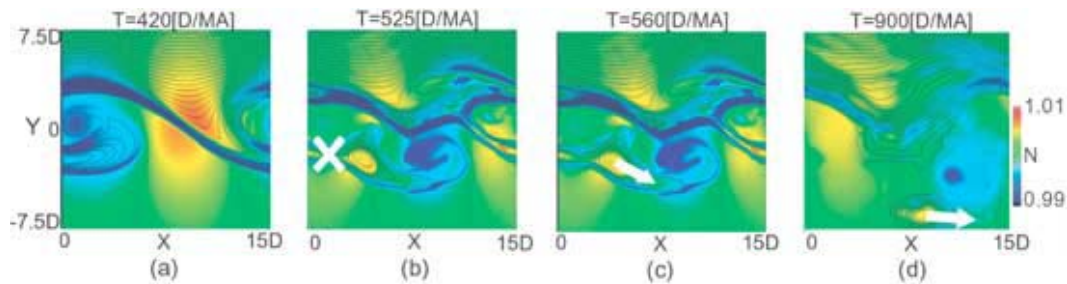


図 1.4: Kelvin-Helmholtz 渦中の磁気リコネクション. Nakamura and Fujimoto (2005) より引用.

を担っている可能性があり、複雑な渦構造の中で磁気リコネクションが発生することがシミュレーション [Nakamura and Fujimoto, 2005; Nakamura et al., 2006] (図 1.4) 及び GEOTAIL 衛星の観測 [Nishino et al., 2007] から示唆されている. 磁気圏界面ではフラックスロープが輸送される flux transfer event (FTE) が観測される [Russell and Elphic, 1978]. FTE の生成は磁気リコネクションで生成される二次的磁気島との関係が示唆される [Drake et al., 2003; Eastwood et al., 2007]. 磁気圏の外惑星間空間は太陽から吹き出る太陽風プラズマで満たされる. 惑星間空間でも磁気リコネクションが発見され, ACE, WIND, Cluster 衛星の観測では $390 R_e$ を超える極めて長い X-line の構造を捉えた [Phan et al., 2006].

太陽では, コロナ中の反平行磁場が磁気リコネクションを起こす. 太陽での磁気リコネクションは大規模な爆発現象である太陽フレアを引き起こす. 太陽プラズマは地上望遠鏡や ようこう, TRACE, RHESSI などの太陽観測衛星で観測され, 磁場とプラズマの構造の視覚的な理解を我々にもたらした. ようこう衛星の観測により, 太陽表面における磁気リコネクションの理解は飛躍的に発展した. 寿命の長い太陽フレアの軟 X 線望遠鏡による観測ではループの先が尖ったカスプ型の構造が捉えられた [Tsuneta et al., 1992] (図 1.5a). カスプ型ループはその上空で磁気リコネクションが起きていることを示しており, 太陽フレアが磁気リコネクションによって発生している証拠である. 寿命の短い太陽フレアの観測でもフレアループの上空に硬 X 線源が発見され [Masuda et al., 1995] (図 1.5b), 寿命の長い太陽フレアと同様に磁気リコネクションによって発生していることが解明された. 最近ではひので衛星による高時間分解能・高空間分解能の観測が次々と新しい成果を出し, 太陽彩層中で磁気リコネクションが普遍的に発生することを示唆する発見もされた [Shibata et al., 2007]. 太陽コロナ中の磁気リコネクションにより, 太陽上空側のプラズモイドが放出されるコロナ質量放出 (coronal mass ejection: CME) が引

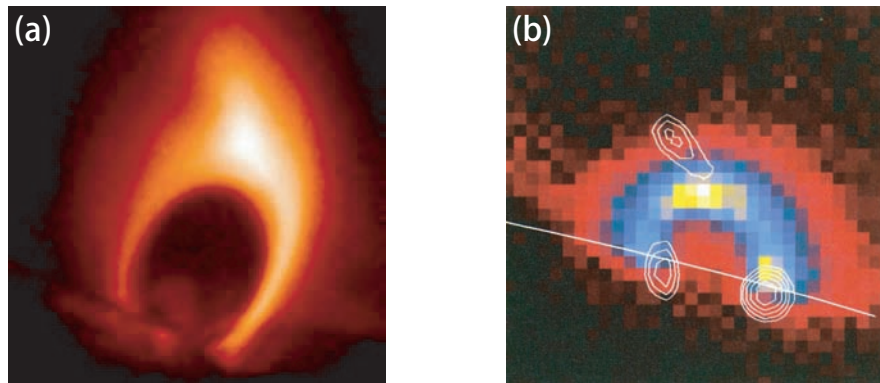


図 1.5: ようこう衛星の軟 X 線望遠鏡 (SXT) と硬 X 線望遠鏡 (HXT) がとらえた太陽表面の磁気ループ. (a) 1992 年 2 月 21 日に SXT で観測したカスプ型磁気ループ. (b) 1992 年 1 月 13 日に観測した磁気ループ. カラーは SXT, 白い等高線は HXT の観測結果を示す. 提供: 宇宙航空研究開発機構 (JAXA)

き起こされる. CME は地球に到達すると大規模な磁気嵐を引き起こすため太陽プラズマのみならず磁気圏プラズマにおいても興味深い現象である.

磁気リコネクションが注目される領域は太陽系に限らない. 原始惑星系円盤 (図 1.6a) の内部では磁気拡散の担い手として磁気リコネクションが注目される [Sano and Inutsuka, 2001]. パルサーやマグネターとよばれる高エネルギー天体の磁気圏でも磁気リコネクションが議論される [e.g. Coroniti, 1990; Kirk and Skjæraasen, 2003]. パルサーは 10^8T 程度の強磁場を持つ中性子星である (図 1.6b). 10^{-5}T 程度の地表面での地球磁場, 10^{-1}T 程度の太陽磁場と比べ極めて強い. さらにパルサーよりも 3 桁大きい 10^{11}T 程度の超強磁場をもつ天体はマグネターとよばれる. これらの高エネルギー天体磁気圏を対象とし, 電子-陽電子のペアプラズマにおける相対論的磁気リコネクションが研究されてきた [e.g. Blackman and Field, 1994; Zenitani and Hoshino, 2005a,b,2007]. 強磁場天体中の磁気リコネクションは, 莫大な磁場エネルギーが解放される巨大フレアに関与しているであろうと考えられている. 2004 年 12 月 27 日にマグネターであろう軟ガンマ線リピーター (soft gamma-ray repeater: SGR) 1806-20 が引き起こした巨大フレアでは, GEOTAIL 衛星に搭載された低エネルギープラズマ粒子計測機 (LEP) [Mukai et al., 1994] の検出器はフレアによるガンマ線を強いノイズカウントとして捕らえた [Terasawa et al., 2005]. 磁気圏尾部リコネクションの解明を目的として打ち上げられ期待通りの活躍を収めた磁気圏探査衛星は, 天体磁気圏のリコネクション現象においても大発見をもたらした.

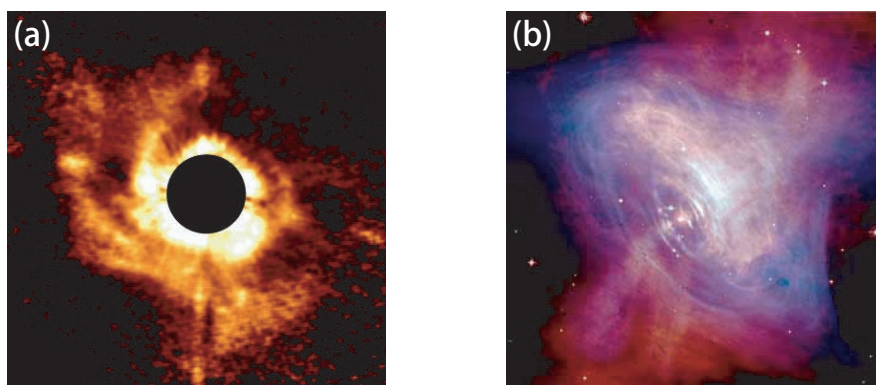


図 1.6: (a) すばる望遠鏡がとらえたぎょしゃ座 AB 星の原始惑星系円盤. (b) かに星雲. Chandra 衛星の X 線観測 (青色) に Hubble 宇宙望遠鏡の光学観測 (赤色) を重ねたものである. 中心には「かにパルサー」と呼ばれる中性子星が存在する. 提供: (a) 国立天文台 (b) NASA

1.3 磁気リコネクションでの電子加速

磁気リコネクションが大きく注目される理由に, 宇宙プラズマにおける重要な粒子加速源となっていることが挙げられる. 人工衛星によるプラズマ粒子の観測では, 1 MeV を超える高いエネルギーを持った電子が捉えられ, 高エネルギー電子は磁気圏尾部リコネクションで加速されることが強く示唆された [e.g. Sarris et al., 1976; Terasawa and Nishida, 1976; Baker and Stone, 1977]. GEOTAIL 衛星は磁気圏遠尾部に到達する軌道を持ち, 磁気リコネクションと電子加速の関係性の解明に大きく貢献した [e.g. Hoshino et al., 2001a,b; Nagai et al., 1998](図 1.7). GEOTAIL 衛星の観測データの統計的解析により, 磁気圏尾部リコネクションと高エネルギー電子の描像が明らかにされた [Imada, 2005; Imada et al., 2005](図 1.8). WIND 衛星は磁気圏尾部リコネクションの拡散領域を通過した際に電子のエネルギー増加を観測した [Øieroset et al., 2002].

このような観測事実に対し, 電子加速メカニズムを説明づけるべく数多くのモデルが提唱されてきた. Speiser (1965) では 電流層中の荷電粒子の軌道が考察された. x - y 平面に広がり x 方向の反平行磁場 B_0 に挟まれた電流層を考える. 電流層中の磁場は $B_x(z) = B_0 z/d$, $B_y = B_z = 0$ とし, y 方向の電場が一様一定に存在す

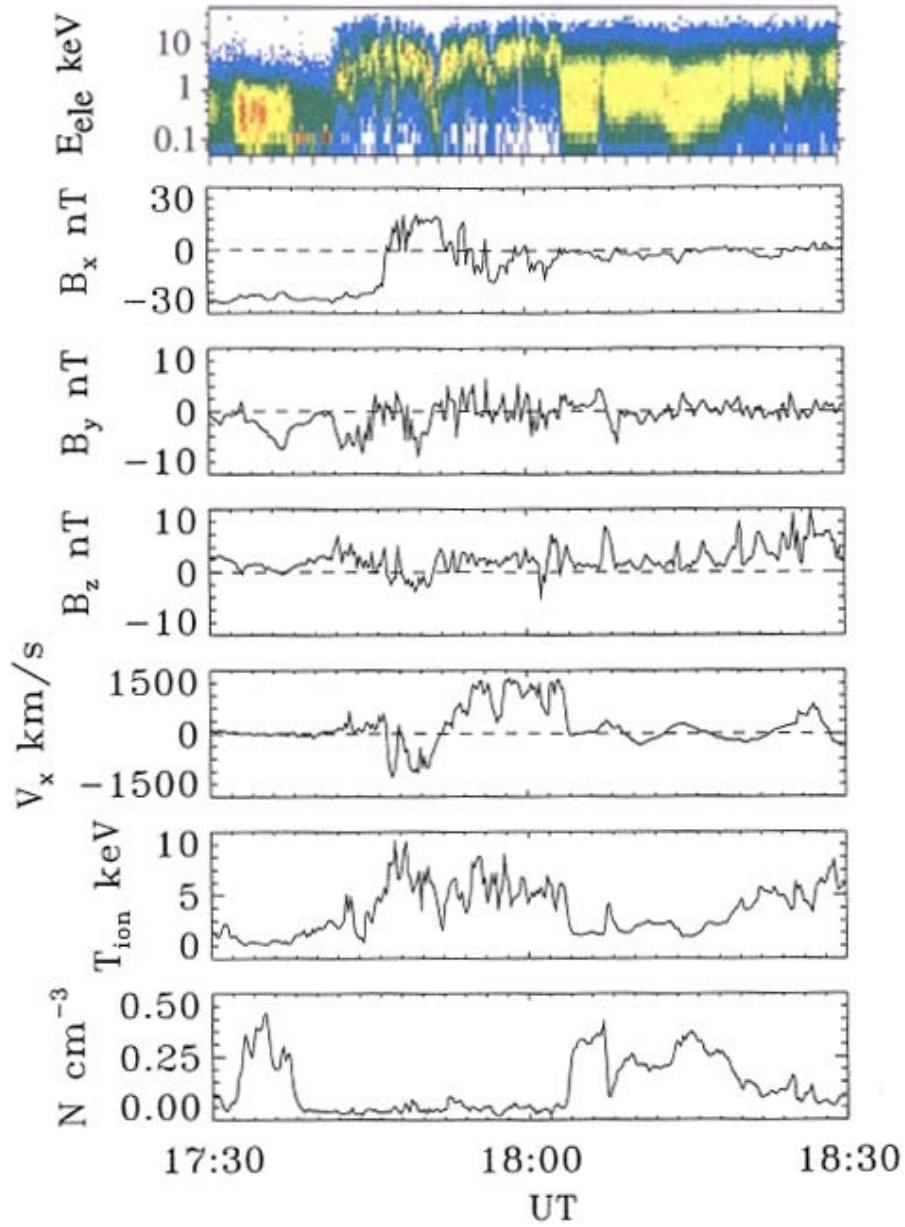


図 1.7: GEOTAIL 衛星が 1996 年 12 月 10 日に観測した磁気リコネクション.
Hoshino et al. (2001b) より引用.

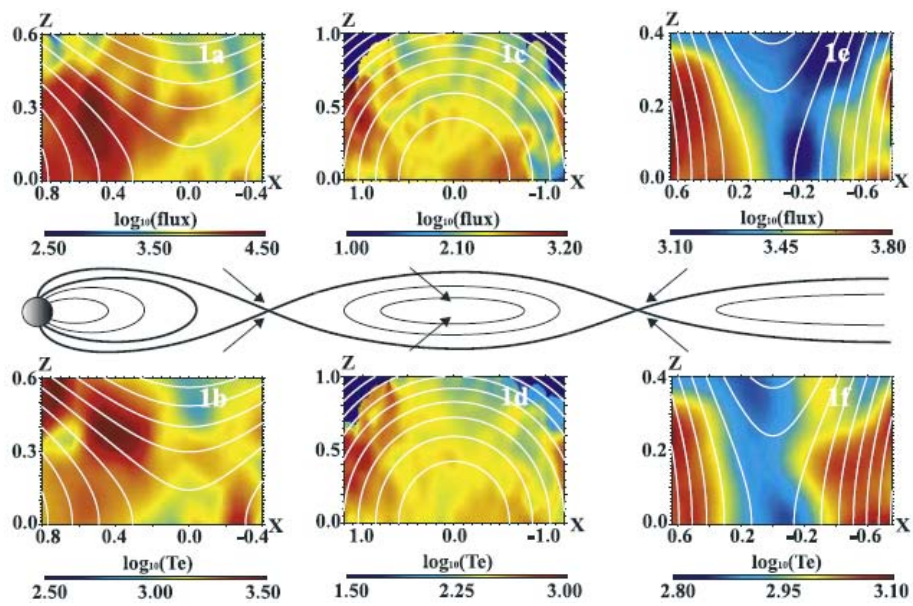


図 1.8: 磁気圏尾部リコネクションと高エネルギー電子の平均的描像. Imada et al. (2005) より引用.

とする. 電流層中の電子の運動方程式は

$$\frac{d^2x}{dt^2} = 0 \quad (1.14)$$

$$\frac{d^2y}{dt^2} = -\frac{e}{m_e}(E_y + v_{ez}\frac{B_0}{d}z) \quad (1.15)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2z}{dt^2} &= \frac{e}{m_i}v_{ey}B_x \\ &= \frac{ev_{ey}B_0}{m_ed}z \end{aligned} \quad (1.16)$$

となる. (1.15) 式を積分すると

$$v_{ey} = -\frac{e}{m_e}(E_y t + \frac{B_0}{2d}z^2) + v_{ey}(0) \quad (1.17)$$

となる. 電子は電流層中に存在するため $|z| < d$ に制限される. 電子は電場 E_y によって $-y$ 方向に加速され, 等加速度運動を行う. (1.16) は Airy の微分方程式

$$y'' - xy = 0 \quad (1.18)$$

の形をとる. その解は WKB 近似により求まるが, 本論文では詳しい導出は省略する. Airy の微分方程式の解である Airy 関数

$$A_i(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \cos\left(\frac{t^3}{3} + xt\right) dt \quad (1.19)$$

$$B_i(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \sin\left(\frac{t^3}{3} + xt\right) dt \quad (1.20)$$

より z は

$$z_1 = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \cos\left(\frac{t^3}{3} + \frac{ev_{ey}}{m_ed}t\right) dt \quad (1.21)$$

$$z_2 = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \sin\left(\frac{t^3}{3} + \frac{ev_{ey}}{m_ed}t\right) dt \quad (1.22)$$

と求まる. ここで重要なのは v_{ey} が負のとき z が振動解をとり, v_{ey} が小さくなるにつれ振動は減衰することである (図 1.9). 振動の周波数は

$$\omega_{ez} = \sqrt{-\frac{ev_{ey}B_0}{m_ed}}, \quad (1.23)$$

である. 十分時間が経った場合, (1.17) より $-v_{ey}$ は時間に比例して大きくなり, z_1 及び z_2 の振幅は減衰する. 結局, 電流層中の電子は z 方向に振動しながら $-y$ 方向に加速され, 時間が経つにつれ $-v_{ey}$ は大きくなり z 方向の振動は減衰していく (図 1.10). 電流層で磁気リコネクションが起こると, 状況は変わる. X-line 付近で

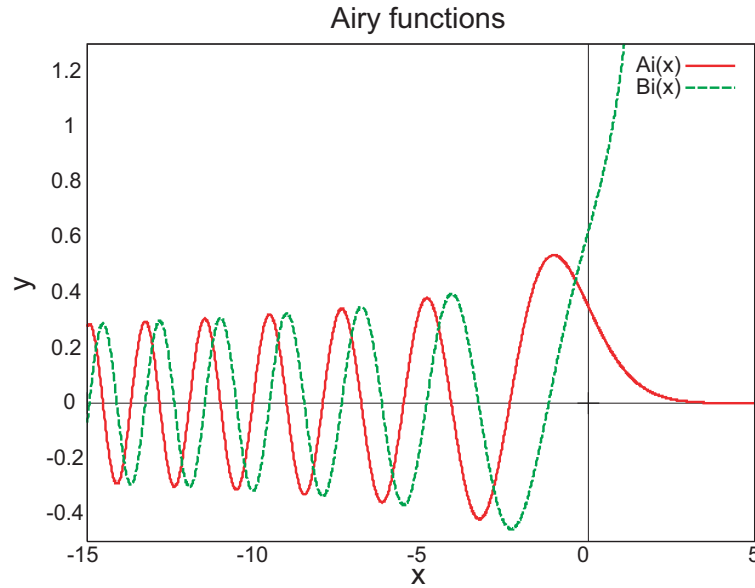


図 1.9: Airy 関数 A_i と B_i . x が負のとき解は振動し, x が小さくなるにつれ振動は減衰する.

は磁場の z 成分が出現する. そのため, サイクロトロン運動をしながら y 方向の電場を受けて加速される (図 1.11). この運動は Speiser 運動と呼ばれる. このとき, y 方向に ΔY_e だけ進む時に静電ポテンシャルを得られる. 電場を打ち消すような de Hoffman-Teller 系で考えると導出は簡単となるが, 導出の詳細は省略する. 導出は Cowley (1985) に詳しく記述される. ΔY_e は,

$$\Delta Y_e = -\frac{2E_y m_e}{eB_z^2} \quad (1.24)$$

電子が得るエネルギーは

$$\begin{aligned} \Delta W &= -eE_y \Delta Y_e \\ &= \frac{2m_e E_y^2}{B_z^2} \end{aligned} \quad (1.25)$$

となる.

近年では計算機の発展によりシミュレーションが盛んに実行されてより詳細な議論が可能になった. テスト粒子シミュレーション [e.g. Sato et al., 1982; Kliem, 1994] では X-line 近傍での加速電子の軌道がより詳しく調べられた. 磁気圏尾部の磁場構造の下での粒子のカオス的運動も考察された [Büchner and Zelenyi, 1989]. 粒子シミュレーションの結果は GEOTAIL 衛星の観測と比較された [Hoshino et

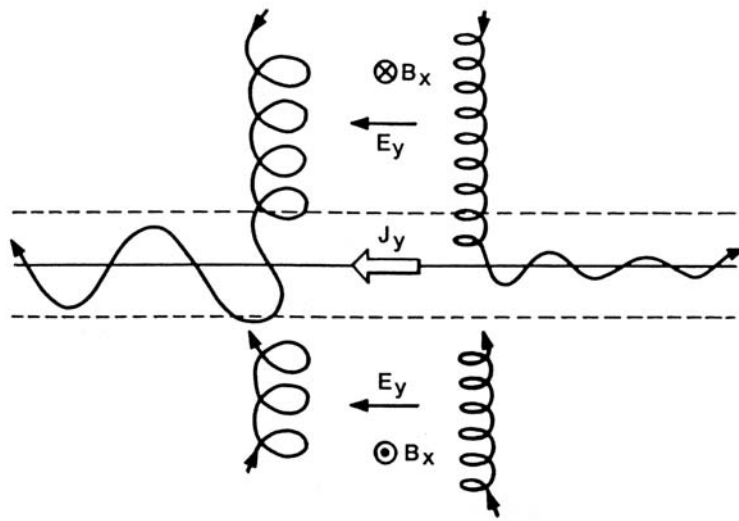


図 1.10: 電流層中の荷電粒子の運動. Cowley (1985) より引用.

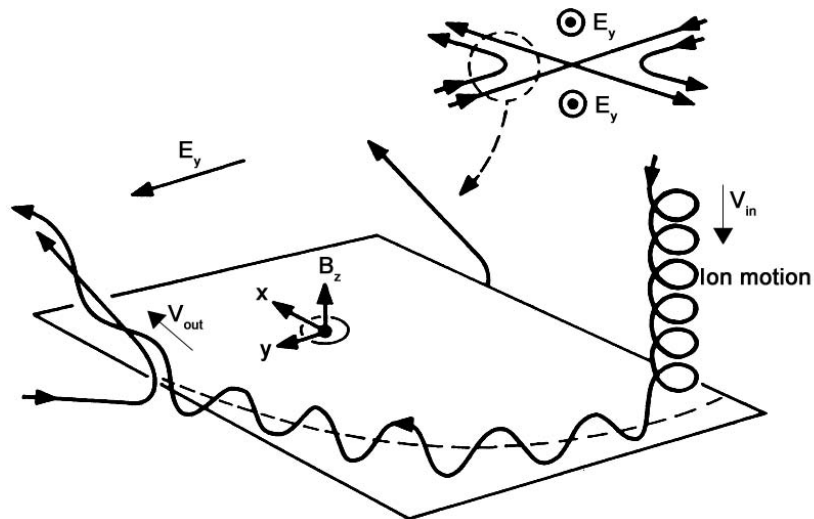


図 1.11: X-line 付近での Speiser 運動. Cowley (1985) より引用.

al., 2001a,b]. 粒子シミュレーションの結果は X-line で加速されることを示すとともに X-line 以外の領域でも電子加速が起こることを示唆している. Hoshino et al. (2001b) は X-line での加速の後に pileup 領域でさらに加速されることを示唆した. pileup 領域では磁場の非一様性と湾曲によってプラズマが磁場勾配ドリフトと湾曲ドリフトするため, ドリフトの方向に生じるリコネクション電場によって加速が起こる. さらに, 駆動型リコネクションのシミュレーションでは電子は X-line に到達する前に流入領域で波と共鳴し波乗り加速を受けていることを示唆した [Hoshino, 2005]. Drake et al. (2006b) は磁気島が縮む際に磁気島内部の電子が Fermi 加速によってエネルギーを得ることを主張した. 電流層電流と平行方向のガイド磁場が存在する場合についても考察された [e.g. Pritchett, 2006a,b; Pritchett, and Coroniti, 2004] セパトリクス沿いに生じた密度希薄領域で磁力線方向の加速が起こる [Drake et al., 2003,2005; Pritchett, 2006b]. X-line 近傍だけではなくプラズマシート全体で MHD 乱流による電子加速が起こるという考察もある [Ambrosiano et al., 1988].

1.4 複数の X-line を形成する磁気リコネクション

磁気リコネクションが起こると磁氣的に中性な X-line が形成される. 複数の X-line が形成される場合, X-line に挟まれて磁気島が存在する. 複数の磁気島が存在するときには, 磁気島合体が起こる [Finn and Kaw, 1977]. 磁気島合体の様子はシミュレーションの実行により確認された [e.g. Pritchett and Wu, 1979; Biskamp, 1982] (図 1.12). 近年では粒子シミュレーション [e.g. Pritchett, 2007; Birn and Hesse, 2007] によって磁気島合体が考察され, 複数の磁気島が合体する大規模なシミュレーション [Daughton and Karimabadi, 2007] も実行された. 磁気島合体に応じて電子加速が起こることも示唆された [Saito and Sakai, 2006].

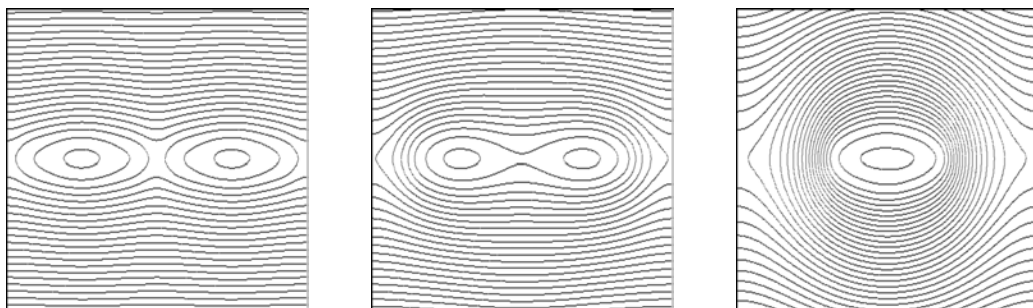


図 1.12: 磁気島合体の様子. 黒線は磁力線を表す.

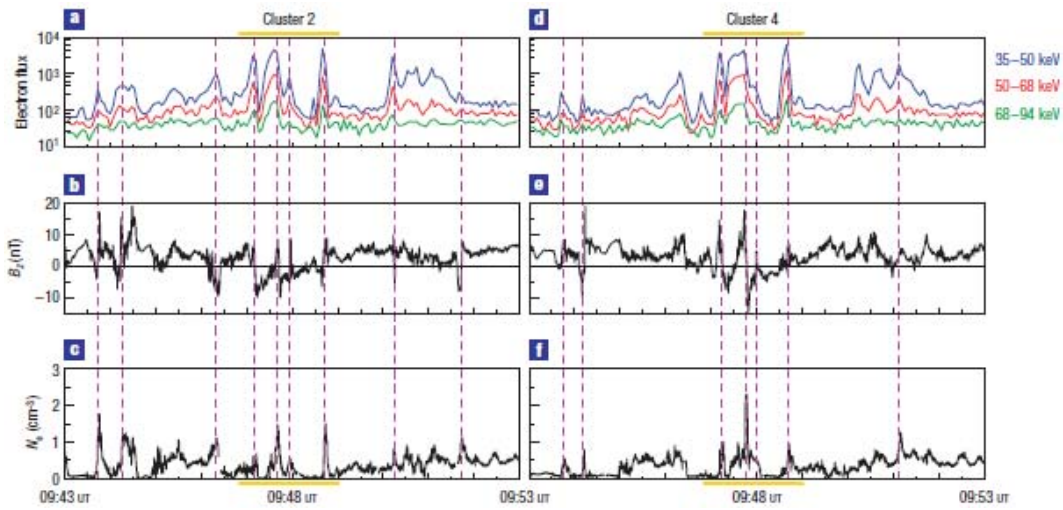


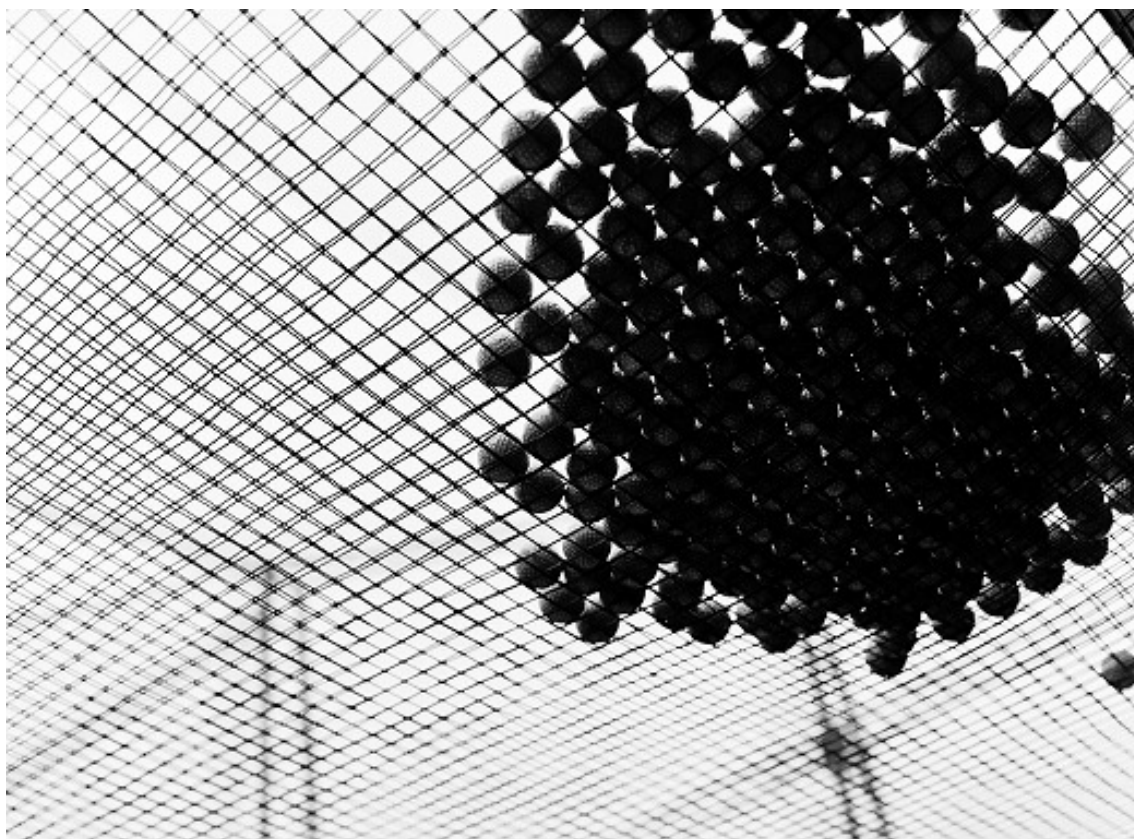
図 1.13: Cluster 衛星が観測した磁気島と高エネルギー電子の関係. 電子密度が高く B_z の正負が逆転する領域は磁気島である. 高エネルギーの電子は磁気島内に存在する. Chen et al. (2007) より引用

複数の X-line が同時に存在する証拠は磁気圏尾部 [Eastwood et al., 2004] や太陽風中 [Gosling et al., 2005] など実際の宇宙空間でも観測されている. Chen et al. (2007) では複数の X-line が同時に存在する磁気圏尾部を Cluster 衛星が観測した (図 1.13). 複数の磁気島内で高エネルギー電子密度が高くなっていたことから, 複数の X-line と電子加速の関連性を示唆している.

1.5 本研究の目的

本研究では、複数の X-line の存在が磁気リコネクションでの電子加速に与える効果に着目した。磁気リコネクションでの電子加速は、多くの先行研究によって様々なメカニズムが提唱されてきた。しかしそれらの先行研究では初期に単一の X-line を与えるモデルが主に用いられていた。複数の X-line は観測からその存在が確認されており、Saito and Sakai (2006) や Chen et al. (2007) のように電子加速との関連を示唆する結果も得られているが、複数の X-line が電子加速に与える効果についてはこれまで考察されていない。本研究は、複数の X-line が存在する磁気リコネクションにおける電子加速メカニズムの解明を目的とし、初期条件に複数の X-line が形成されるモデルを用いて磁気リコネクションの粒子シミュレーションを行った。第 2 章では実行したシミュレーションの概要を説明する。第 3 章では複数の X-line の存在が電子加速に与える効果について考察する。第 4 章では初期に与える X-line の数、計算領域の大きさ、ガイド磁場の有無、初期の電流層の厚さ、イオンと電子の質量比の異なるシミュレーションの結果を比較しそれらの依存性について考察する。本研究で得られた結論は第 5 章に纏める。

第2章 シミュレーション



本研究では、数値シミュレーションの手法を用いた。本章では実行した数値シミュレーションの概要を説明する。

2.1 粒子シミュレーション

プラズマは無数の荷電粒子で構成されている。これらの荷電粒子の運動を全て考慮してプラズマの振る舞いを再現することは現在の計算機環境においては非現実的であり、シミュレーションを行うためにプラズマをより簡単に扱う必要がある。具体的には、プラズマを流体或いは粒子として扱う。MHD シミュレーションではプラズマを流体として扱い、MHD 方程式を解く。粒子 (全粒子) シミュレーションではプラズマを粒子として扱う。ハイブリッドシミュレーションでは、注目する粒子種を粒子として、その他の粒子種を流体として扱う。イオンを粒子として、電子を流体として扱うことが多い。Vlasov シミュレーションは、Vlasov 方程式を用いることで粒子としての取り扱いをしない運動論的シミュレーションを実現している。本研究では電子加速現象の解明に最も適当である粒子シミュレーションを行った。

粒子シミュレーションでは、プラズマ粒子間の相互作用を全て解くことは莫大な計算量が必要となる上、プラズマ中に含まれる莫大な粒子の数も問題となる。計算コストを抑え、粒子シミュレーションを実現可能にするため particle-in-cell (PIC) 法が用いられる。PIC 法では多数のプラズマ粒子をまとめて超粒子という代表的な 1 つの粒子で表す。超粒子はデバイ長程度の有限な大きさを持ちデバイ長程度の領域に含まれるプラズマを代表する。それぞれの粒子が位置と速度を持つが、超粒子間に働くクーロン力は直接解かない。シミュレーション空間に離散的に定義された格子点に電磁場が割り当てられ、その電磁場が粒子に与える力を解く。超粒子は有限の大きさを持つため、格子点への電荷分配への重みをつける形状関数を定義する。電磁場は Maxwell 方程式

$$\nabla \times \mathbf{B} = c\mu_0\mathbf{J} + \frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.4)$$

を解いて得られる。得られた電磁場を粒子の運動方程式

$$m\frac{d\mathbf{v}}{dt} = q(\mathbf{E} + \frac{1}{c\gamma}\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (2.5)$$

$$m = \gamma m_0 \quad (2.6)$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (2.7)$$

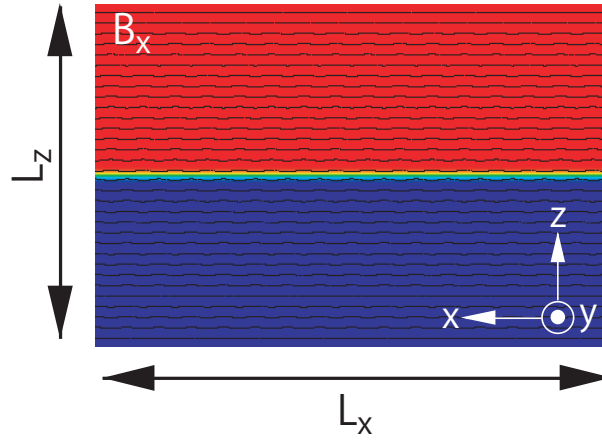


図 2.1: 座標系と Harris による初期の反平行磁場構造.

に代入し粒子の速度と位置を決める. 運動方程式の展開は Buneman-Boris 法を用いた. 粒子の情報を電磁場へ寄与させる物理量は電荷密度 ρ と電流密度 $\mathbf{j}$ である. Maxwell 方程式に ρ と $\mathbf{j}$ を代入して再び解く. この過程を繰り返すことでプラズマの振る舞いを再現する.

2.2 設定

本研究では, 空間 2 次元の粒子シミュレーションを行った. 座標系は地球磁気圏尾部における GSM 座標系に合わせ, ロープ磁場に平行な成分を x , 電流層電流の方向を y , 電流層に垂直な成分を z とし, 座標軸は電流層中心で $z = 0$ とした (図 2.1). シミュレーションは x - z 面内で行った. y 方向には計算面と同じ状態が無限に続く周期境界とした. x 方向の境界は周期境界条件を用いた. z 方向の境界は固定境界条件を用いた. ただし, 境界から出ていく粒子は再び z の中心から注入した.

電流層の初期構造は Harris (1962) による平衡解

$$B_x(z) = B_0 \tanh\left(\frac{z}{d}\right) \quad (2.8)$$

$$n(z) = \frac{n_0}{\cosh^2(z/d)} \quad (2.9)$$

を用いた.

磁気リコネクションの駆動原因は 1.1 節で既述したように未解明である. ただし, 電子加速メカニズムに注目する際には磁気リコネクションの駆動は磁場に初期擾

乱を与える場合が多い。本研究でも磁場に初期擾乱を与えた。GEM Reconnection Challenge [Birn et al., 2001] で定められた磁場擾乱

$$\psi(x, z) = \psi_0 \cos\left(\frac{2N_m \pi x}{L_x}\right) \cos\left(\frac{\pi x}{L_z}\right) \quad (2.10)$$

を用いた。 ψ は y 方向の磁気フラックスであり、磁場は $\mathbf{B} = y \times \nabla \psi$ で与えられる。ただし、初期状態で与える磁気擾乱の波長が長い場合、(2.10) の擾乱が非現実的な現象を起こすことを確認した。そのため Gauss 関数を使用した擾乱

$$A_y = A_0 \exp\left(-\frac{x^2 + z^2}{2w^2}\right) \quad (2.11)$$

を与えた。

本論文では、物理量を定数で規格化して表した。用いた定数、変数の意味と規格化定数を表 2.1 に示す。

表 2.1: 定数, 変数の意味と規格化定数

定数	意味	規格化定数
c	光速	—
Ω_{ci}	イオンサイクロトロン周波数	—
ω_{pe}	電子プラズマ周波数	—
λ_i	イオン慣性長 ($= c/\omega_{pe}$)	—
V_A	Alfvén 速度	c
B_0	反平行磁場の強さ	—
n_0	電流層のプラズマ密度の最大値	—
$L_x(L_z)$	$x(z)$ 方向の計算領域の大きさ	λ_i
d	電流層厚さの半分	λ_i
B_G	ガイド磁場の強さ	B_0
N_m	初期の X-line (磁気島) 数	—
λ_m	初期の X-line の間隔 (磁気島の長さ)	λ_i
変数	意味	規格化定数
t	時刻	Ω_{ci}^{-1}
$x(z)$	$x(z)$ 座標	λ_i
$\mathbf{B}$	磁場	B_0
$\mathbf{E}$	電場	$B_0 V_A$
$\mathbf{V}$	速度	V_A
N_e	電子密度	n_0
$\mathbf{J}$	電流密度	$n_0 V_A$

計算中のパラメータは、以下に示す通りである.

$$\frac{n_{lobe}}{n_{cs}} = 0.1 \quad (2.12)$$

$$\frac{\omega_{pe}}{\Omega_{ce}} = 1 \quad (2.13)$$

$$\frac{T_{ics}}{T_{ecs}} = 8 \quad (2.14)$$

下記のパラメータは、特に記述が無い場合以下に示す通りである.

$$\frac{m_i}{m_e} = 100 \quad (2.15)$$

$$d = 0.5\lambda_i \quad (2.16)$$

$$B_G = 0 \quad (2.17)$$

$$\Delta x = \Delta z = \frac{1}{32}\lambda_i \quad (2.18)$$

$$\Delta t = \frac{1}{640}\Omega_{ci}^{-1} \quad (2.19)$$

2.3 スーパーコンピュータ

本研究は、宇宙航空研究開発機構 (JAXA) 宇宙科学研究本部 (ISAS) 宇宙科学情報解析センターの Space Science Simulator (SSS)(図 2.2) を使用して行った. SSS は NEC 製のベクトル並列計算機 SX-6 であり、総 CPU 数 128、総主記憶容量 1 TByte 理論演算性能 1152 Gflops を持つ. 本研究では最大 32 個の CPU と 256 GByte の主記憶容量を使用して計算を行った.



図 2.2: Space Science Simulator の概観. 提供：宇宙航空研究開発機構 (JAXA)

第3章 複数の X-line の効果



複数の X-line を形成する磁気リコネクションでは、過去に研究されてきた単一の X-line を初めから形成する場合とは異なる電子加速の構造が見られた。本章ではそれらの特徴について記述する。

また、本章で結果を議論する計算の設定を表 3.1 に示す。その他のパラメータはこれら全ての計算で $m_i/m_e = 100$, $d = 0.5$, $B_G = 0$ である。

表 3.1: 3 章で議論する計算設定

	計算 1	計算 2	計算 3	計算 4	計算 5
$L_x \times L_z$	48×32	24×32	96×48	48×32	48×32
N_m	8	4	16	4	1
λ_m	6	6	6	12	48

3.1 磁気島合体

複数の X-line を形成する場合の最も大きな特徴は磁気島の合体である。磁気島合体の仕方は、初期 X-line 数や計算領域の大きさの設定によって異なる様相を示した。磁気島は磁力線の構造と電子密度 (図 3.1 ~ 5) 等からわかる。その時間変化から合体の様子を知ることができる (図 3.6)。或いは、磁気中性面 ($z = 0$) における B_z を見てもよい。 B_z を Fourier 変換し特定の波長成分の振幅を比較すると卓越する磁気島数は明瞭である (図 3.7)。

計算 1 では、まず、初期に与えた擾乱によって X-line が 8 つ形成され、磁気島が 8 つできた。これら 8 つの磁気島は 3 つと 5 つが合体し 2 つの磁気島となる。この 2 つの磁気島も 1 つの大きな磁気島へと合体する。磁気島数 $8 \rightarrow 2$, $2 \rightarrow 1$ の 2 段階合体が起こった (図 3.1)。

計算 2 は x 方向の計算領域の大きさが計算 1 の半分で初期に 4 つの X-line を形成する計算である。この計算では計算 1 のように 2 段階に分かれた合体は起こらず、4 つの磁気島が 1 度に合体した (図 3.2)。

計算 3 は計算領域の大きさが x 方向、z 方向ともに計算 1 の 2 倍で初期に 16 つの X-line を形成する本研究で最も大きな計算である。16 個の磁気島は 2 ~ 3 個ずつの合体を経て 2 つの磁気島へと合体した。その後、2 つの磁気島が合体した (図 3.3 ~ 5)。磁気島数 $16 \rightarrow 2$ の合体は複雑な過程を経ていたが、まとめて一段階の合体として取り扱う。これは、後に行う電子加速に関する議論をしやすいするためである。

計算 4 では計算領域の大きさを計算 1 と同じにし、初期 X-line 数を 4 に変えた。まず、初期擾乱によって生成した 4 つの X-line が大きく成長した。これは図 3.7 を見るとよくわかる。これまで紹介した計算と異なった特徴である。その後は

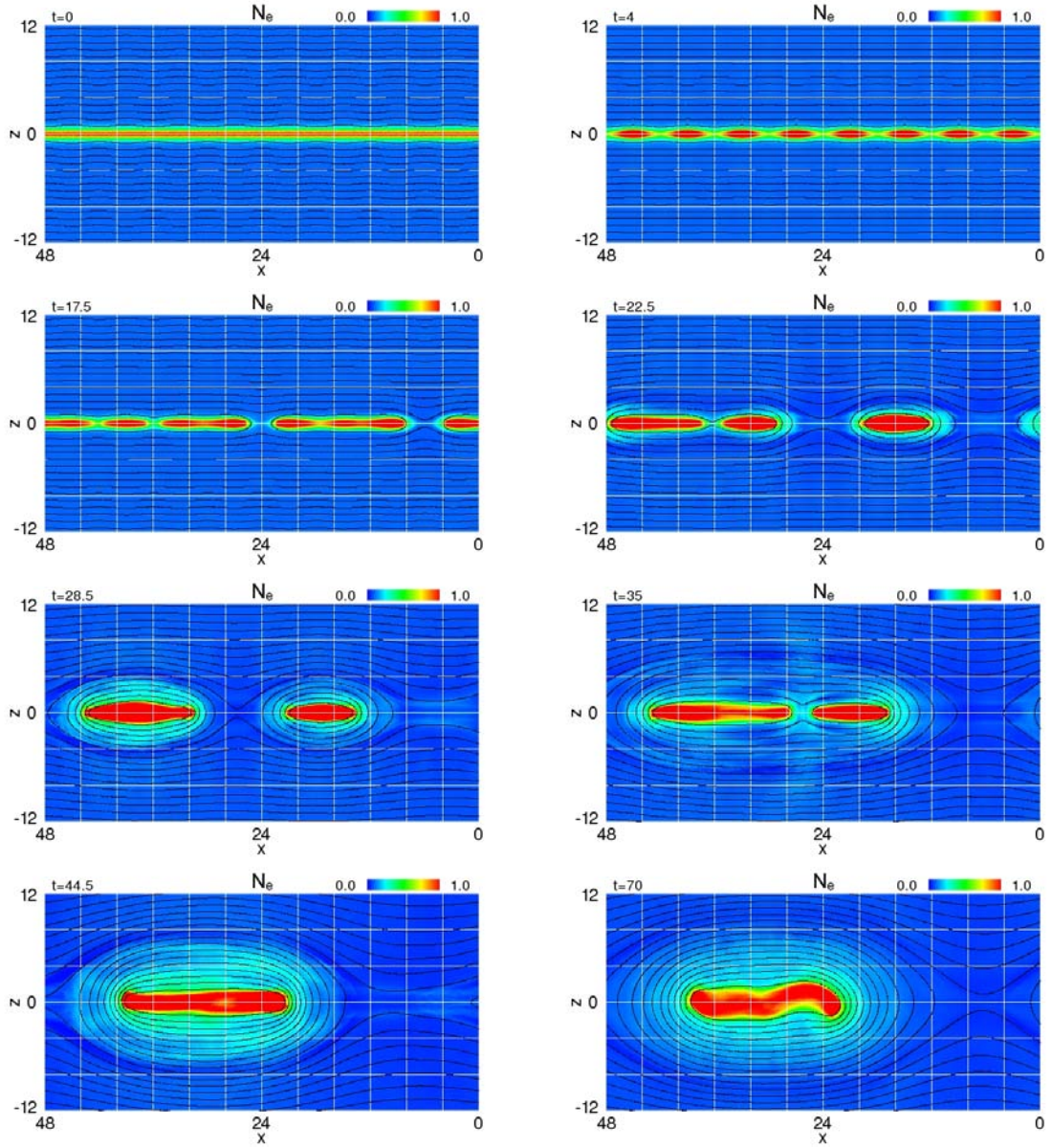


図 3.1: 計算 1 における電子密度の時間発展. 黒線は磁力線を示す.

磁気島数 $4 \rightarrow 2 \rightarrow 1$ と 2 段階に分かれて合体した.

磁気島の数 は 磁場の z 成分と関係する. 磁場の z 成分を Fourier 変換して波数ごとの振幅を求め, その時刻において最も卓越する波数が磁気島の数である.

磁気リコネクションの成長は reconnected flux

$$\psi_{rec} = \int_{x_o}^{x_x} B_z dx \quad (3.1)$$

により見積もられる (図 3.8). ここで x_o と x_x はそれぞれ o-line と x-line の x 座

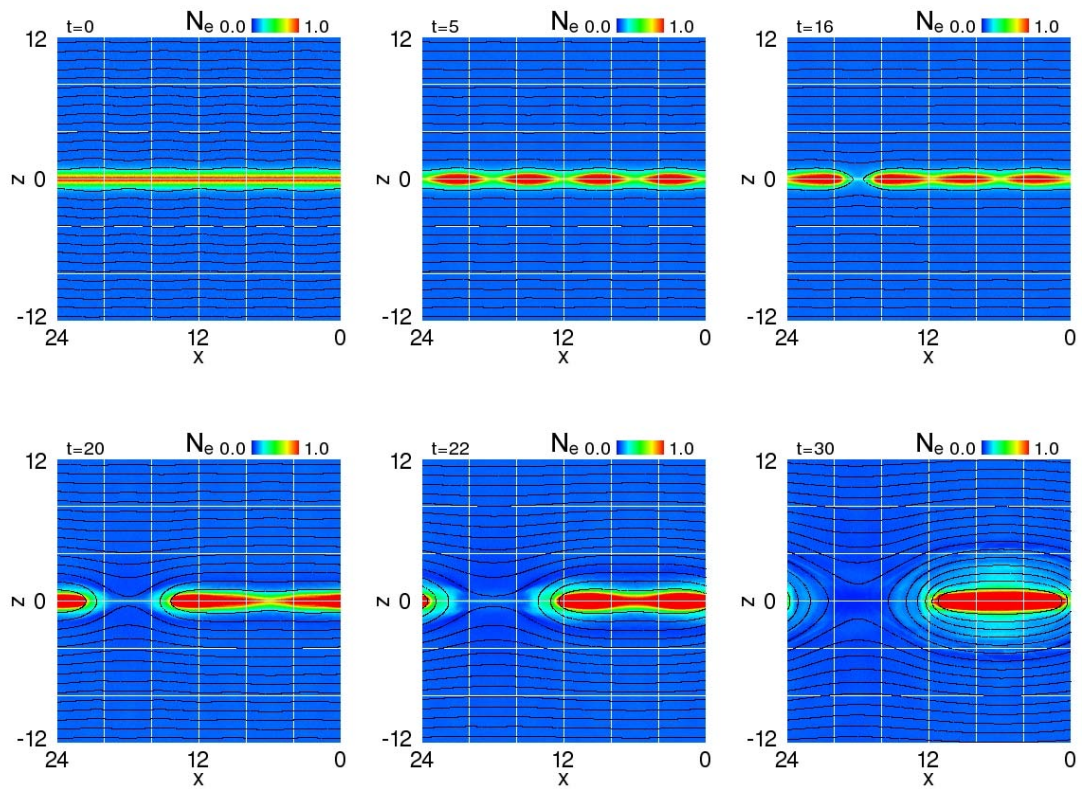


図 3.2: 計算 2 における電子密度の時間発展.

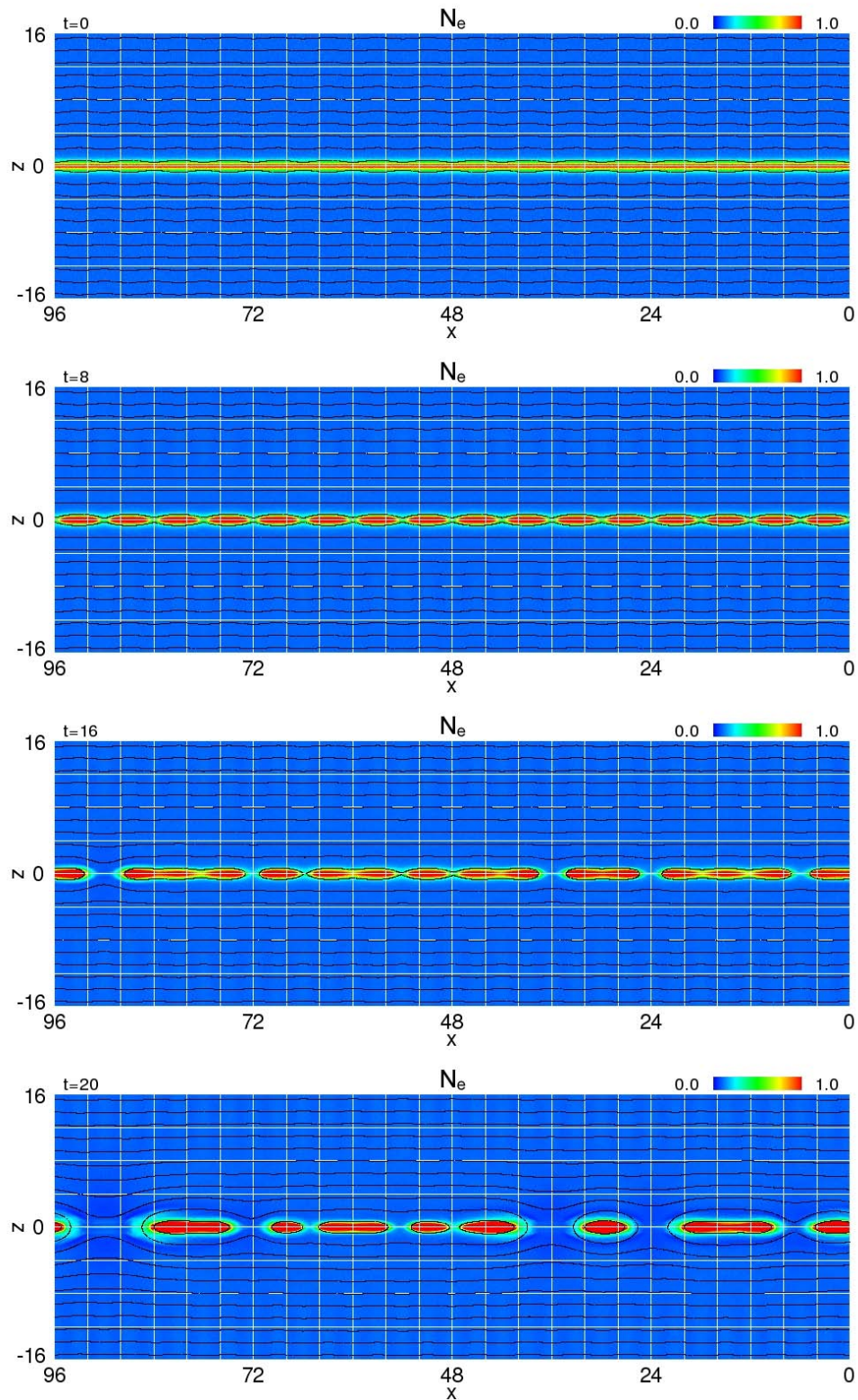


図 3.3: 計算 3 における電子密度の時間発展 (1).

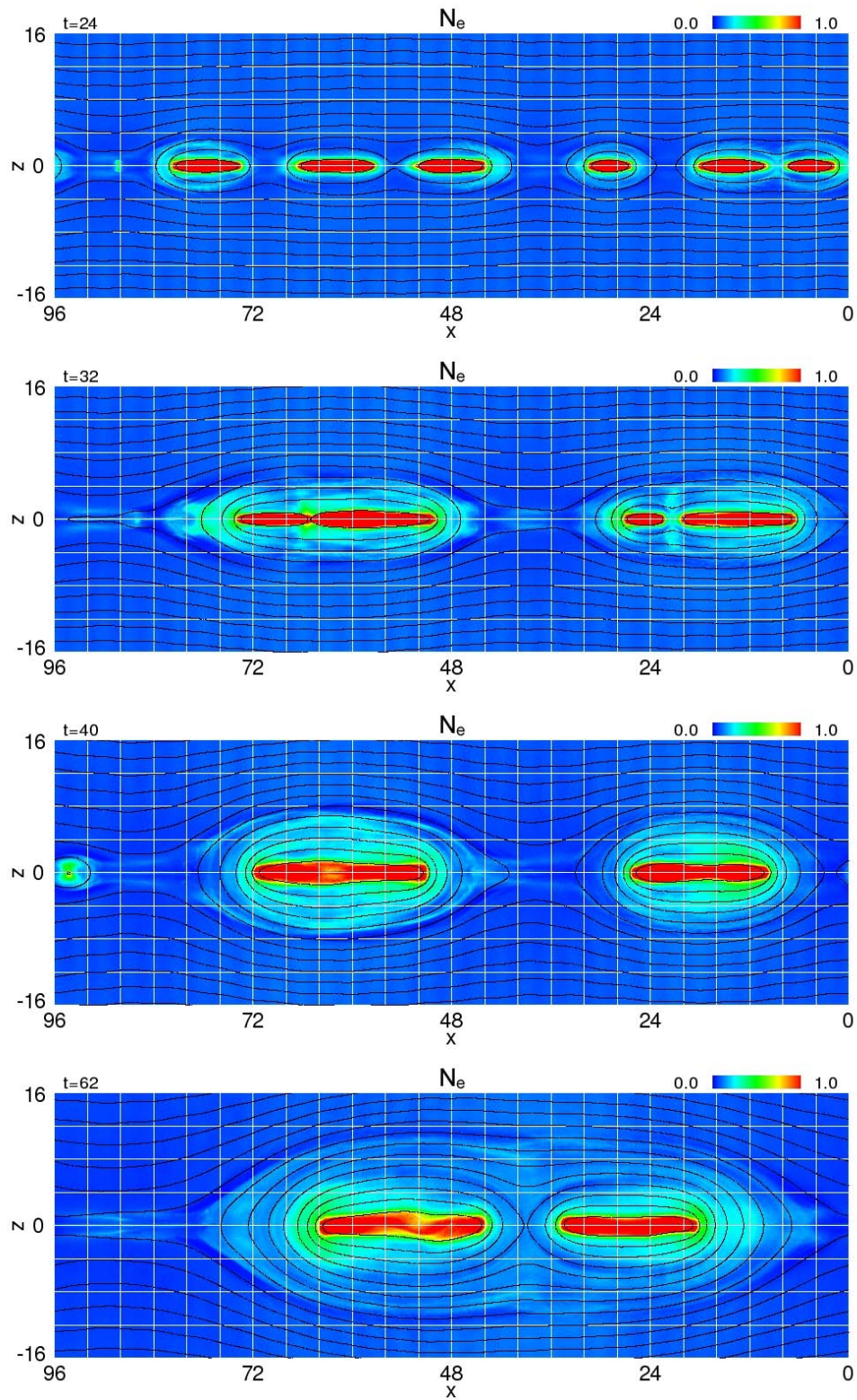


図 3.4: 計算 3 における電子密度の時間発展 (2).

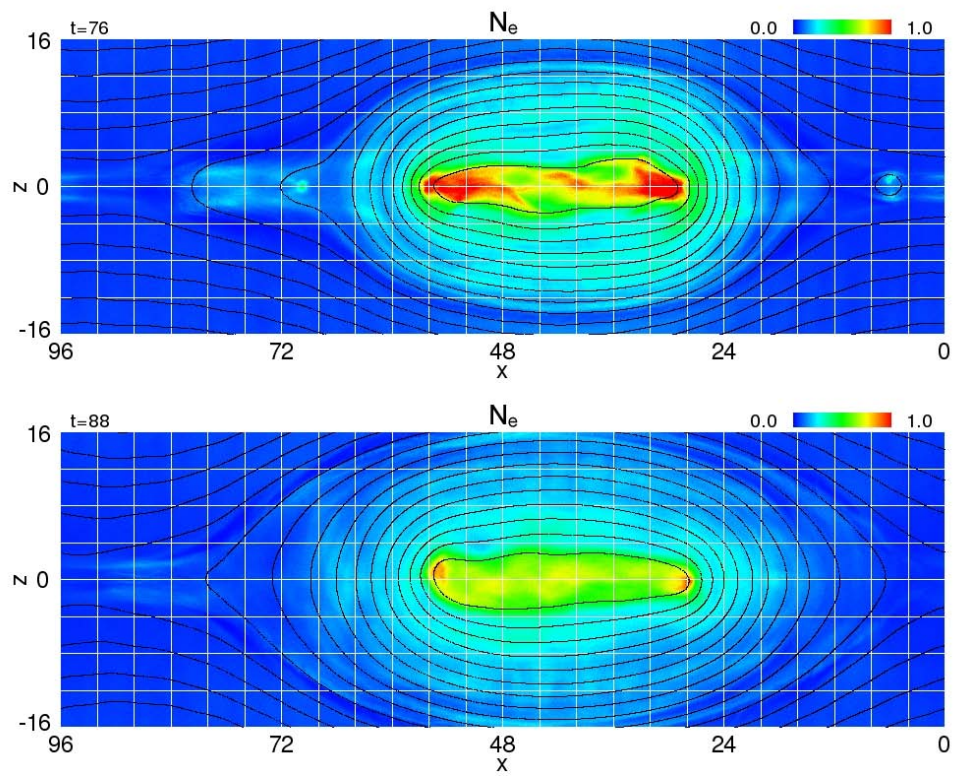


図 3.5: 計算 3 における電子密度の時間発展 (3).

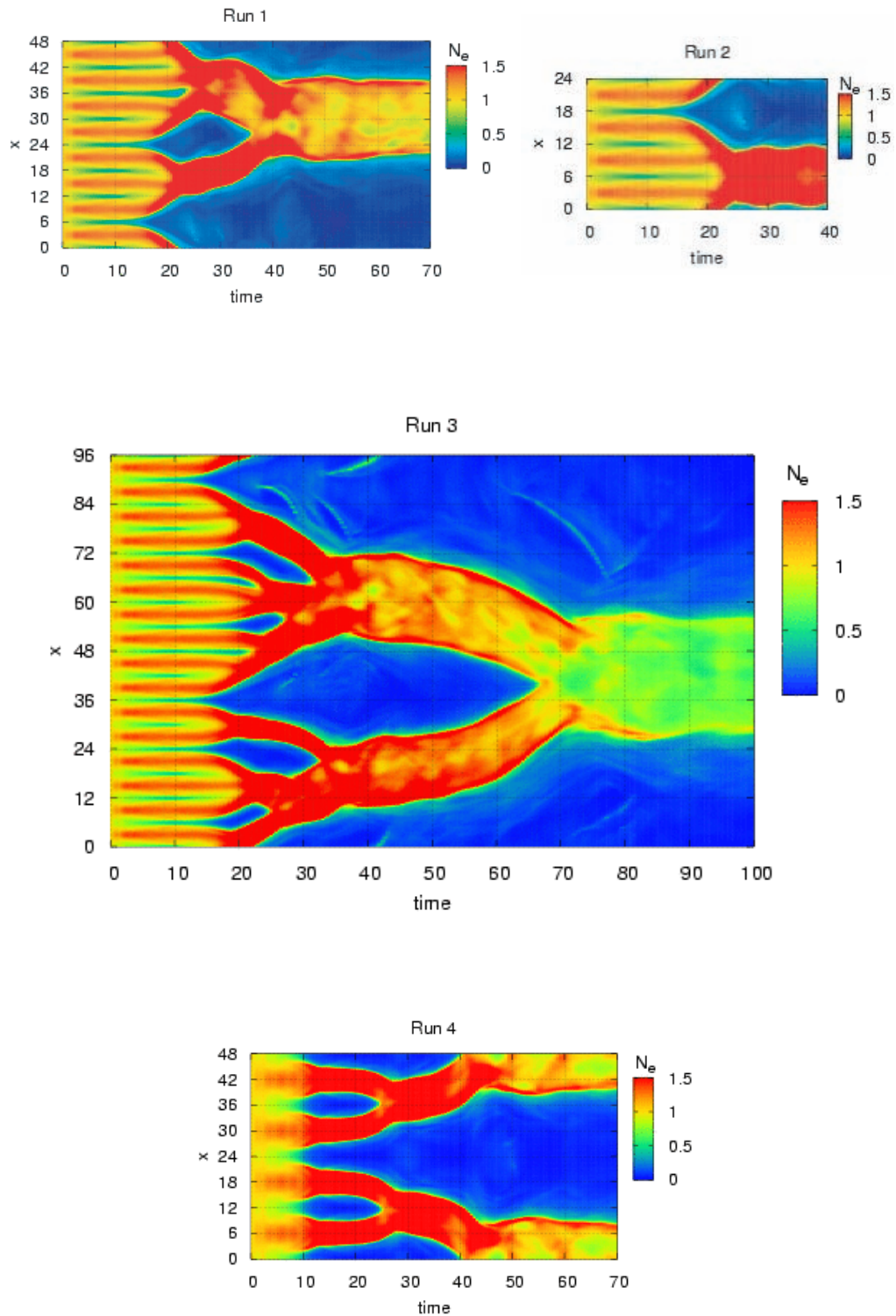


図 3.6: 磁気中性面の電子密度の時間発展.

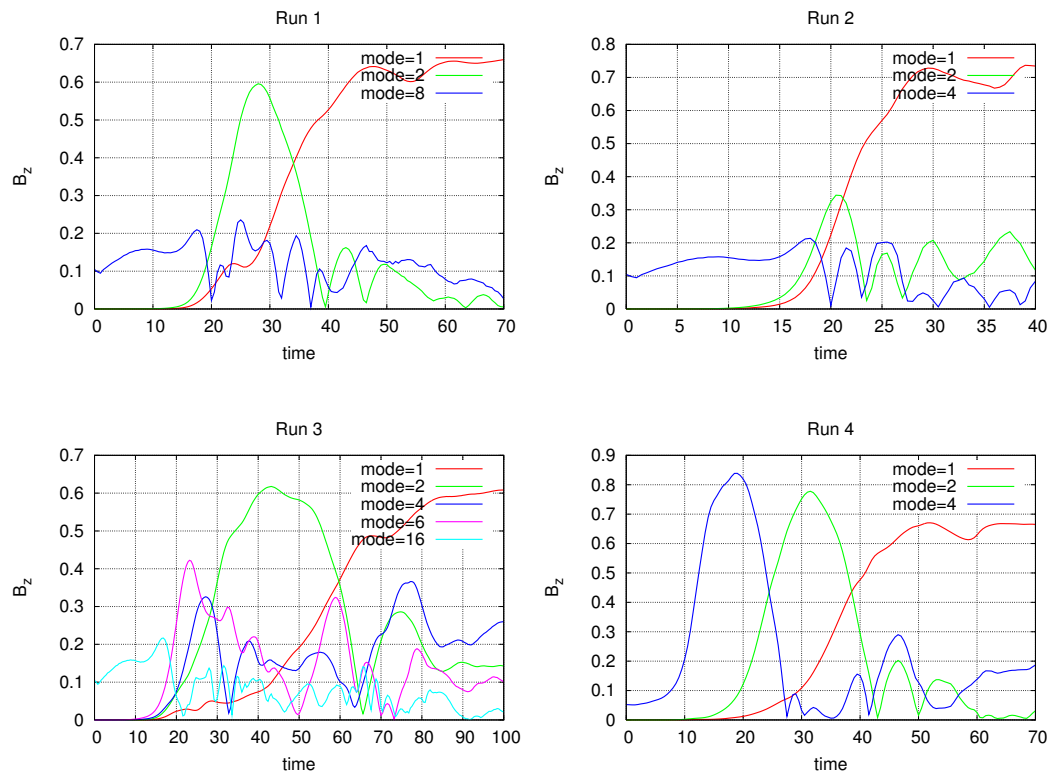


図 3.7: Fourier 変換によって求めた磁場の z 成分の特定波数成分の振幅. 卓越する波数は磁気島数と一致し, 卓越する波数が入れ替わる時刻は合体時刻を意味する.

標である。

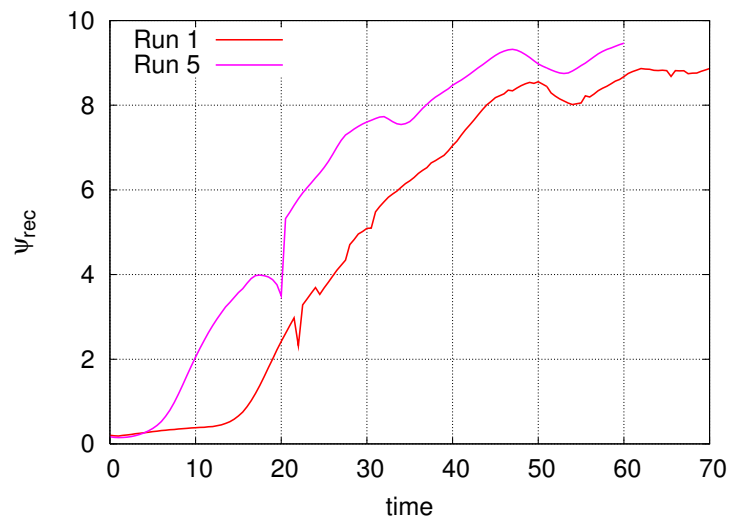


図 3.8: 単一の X-line と複数の X-line の計算の reconnected flux の時間発展. フラックスの成長時刻は異なるが, 飽和値はほぼ等しい.

3.2 複数 X-line と電子加速

複数の X-line を形成する場合, 単一の X-line を初めから形成する場合とは異なる電子加速の様相を示す. 特に, 計算 1 や計算 3 のような多段階の磁気島合体を経由する場合は興味深い特徴が得られる. 本節以降では, 計算 1 の結果を中心に複数 X-line の磁気リコネクションにおける電子加速の特徴を議論する.

任意の時刻で取得した全電子のエネルギースペクトルを図 3.9 に示す. 横軸のエネルギーは $\varepsilon = \gamma - 1$ で表す. ε は電子質量エネルギー $m_e c^2$ で規格化したエネルギーである. 電子のエネルギー増加は磁気島合体に対応していた. $t = 10$ ではほぼ初期状態のままであった電子エネルギーは, $t = 30$ までに大幅に増加した. $t = 10 \sim 30$ はちょうど磁気島の 1 段階目合体の時刻に対応する. このとき最高エネルギーをもつ電子は $\varepsilon \sim 20$ まで加速される. $t = 30 \sim 34$ は 1 段階目と 2 段階目の磁気島合体の合間であり, エネルギースペクトルの形状はほとんど変わっておらずエネルギー増加はほとんどなかった. $t = 34 \sim 40$ の 2 段階目の磁気島合体時にもエネルギーは増加した. 最高エネルギー電子は $\varepsilon \sim 25$ まで加速されるが, 同エネルギーの電子数が数倍に増える, 或いは同電子数のエネルギーが数 ε 増える程度であり, 1 段階目合体時の電子加速によるスペクトルの劇的な変化と比較すると変化は小さい.

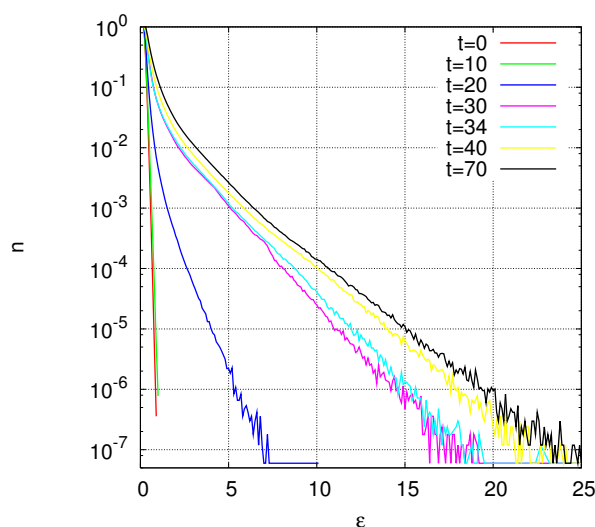


図 3.9: 電子エネルギースペクトルの時間発展. 横軸はエネルギー $\varepsilon = \gamma - 1$, 縦軸は全電子数で規格化した全電子数である. エネルギーの幅は 0.1ε としている. 電子のエネルギー増加は磁気島合体に対応する. $t = 10 \sim 30$ は 1 段階目, $t = 34 \sim 40$ は 2 段階目の磁気島合体に対応する.

電子エネルギースペクトルでは系全体のエネルギー増加を調査したが、電子加速メカニズムの理解のためにはエネルギー増加を担う加速領域を特定する必要がある。場からプラズマへのエネルギー伝達は、電場がプラズマに及ぼすクーロン力が担う。すなわち、リコネクションの一連の過程でプラズマが得るエネルギーは

$$W = \int \int \mathbf{J}_e \cdot \mathbf{E} ds dt \quad (3.2)$$

と定義できる。ds は微小面積である。電子加速の起こる時間帯は、仕事量

$$\frac{dW}{dt} = \int \mathbf{J}_e \cdot \mathbf{E} ds \quad (3.3)$$

を用いる。つまり $\mathbf{J}_e \cdot \mathbf{E}$ が大きい場所ほど電子を加速している。加速領域の定義は $\mathbf{J}_e \cdot \mathbf{E}$ が大きい値を示す領域とする。各時刻での $\mathbf{J}_e \cdot \mathbf{E}$ を調べた (図 3.10)。また、電子加速の方向を知るために $J_{ex}E_x$, $J_{ey}E_y$, $J_{ez}E_z$ を調べた (図 3.11 ~ 13)。先行研究より加速領域とされる X-line と pileup 領域では $\mathbf{J}_e \cdot \mathbf{E}$ は大きくなっており本研究のシミュレーションでも加速領域となっていたことが確認できた。これらの領域では y 方向の電子加速が大きくなっており、提唱される加速モデルと一致する。加えて 2 段階目の磁気島合体の最中である $t = 34$ においては、合体する磁気島間の磁気リコネクションが起こる領域で $\mathbf{J}_e \cdot \mathbf{E}$ が大きくなっていた (図 3.12 左下)。この新たに発見された加速領域を磁気島合体領域と呼ぶことにする。磁気島合体加速の詳細は後の節で触れるが、まさしく複数の X-line の効果によって生まれたものである。

それぞれの電子加速領域における電子加速メカニズムを理解するために、条件を定め加速領域を定義する (表 3.2)。この条件を用いて加速領域を特定した結果の例を図 3.14 に示す。定めた条件は、特定したい加速領域とよい一致を示した (図 3.14)。

表 3.2: 加速領域の条件。

	X-line	pileup 領域	磁気島合体領域
$J_{ey} \cdot E_y$	> 0.01	> 0.01	> 0.01
E_y	> 0	> 0	< 0
B_z	< 0.3	> 0.3	< 0.3
B_x	< 0.5		
N_e	< 0.3		< 0.3

3 つの加速領域の合計とそれぞれの領域での dW/dt と W の時間変化、加速領域面積 S_{acc} 、各領域の平均の $J_{ey}E_y$, J_{ey} , E_y を図 3.15 に示す。電子エネルギースペクトルの特徴からは電子加速が起こる時間帯は磁気島合体に応じることが分かつ

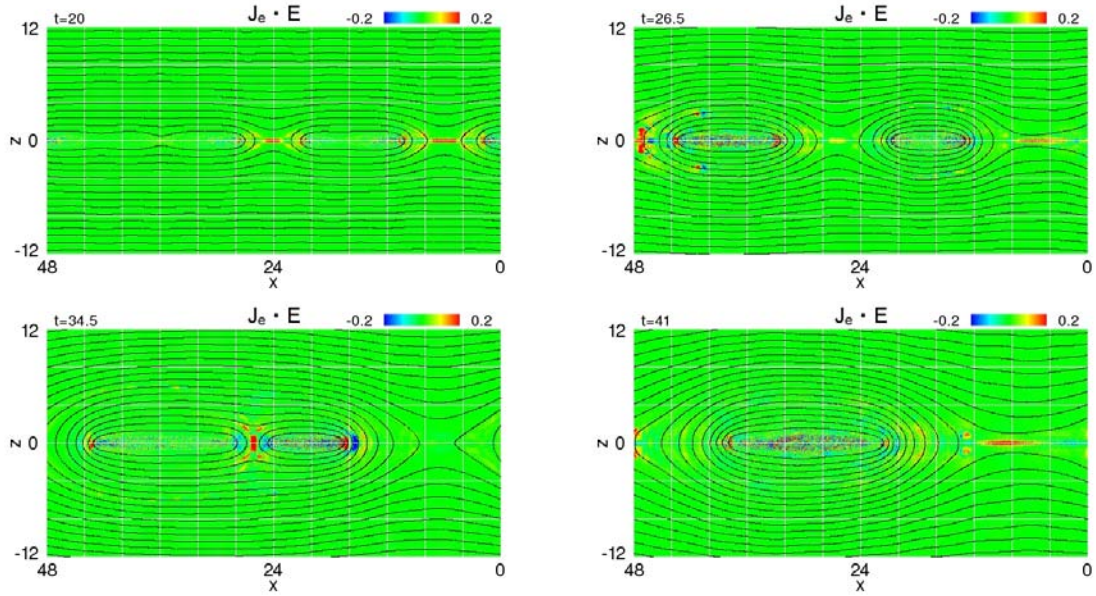


図 3.10: $J_e \cdot E$ のスナップショット. X-line 近傍と pileup 領域は値が大きい電子加速領域である. 加えて, 磁気島合体中である $t = 34.5$ では磁気島合体領域も電子加速領域となる.

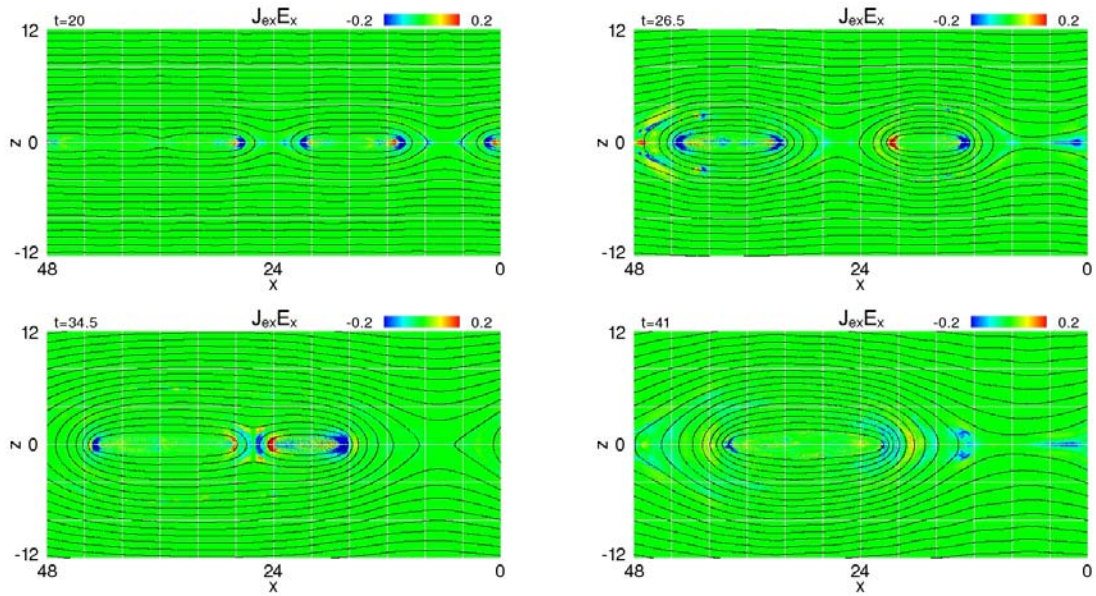
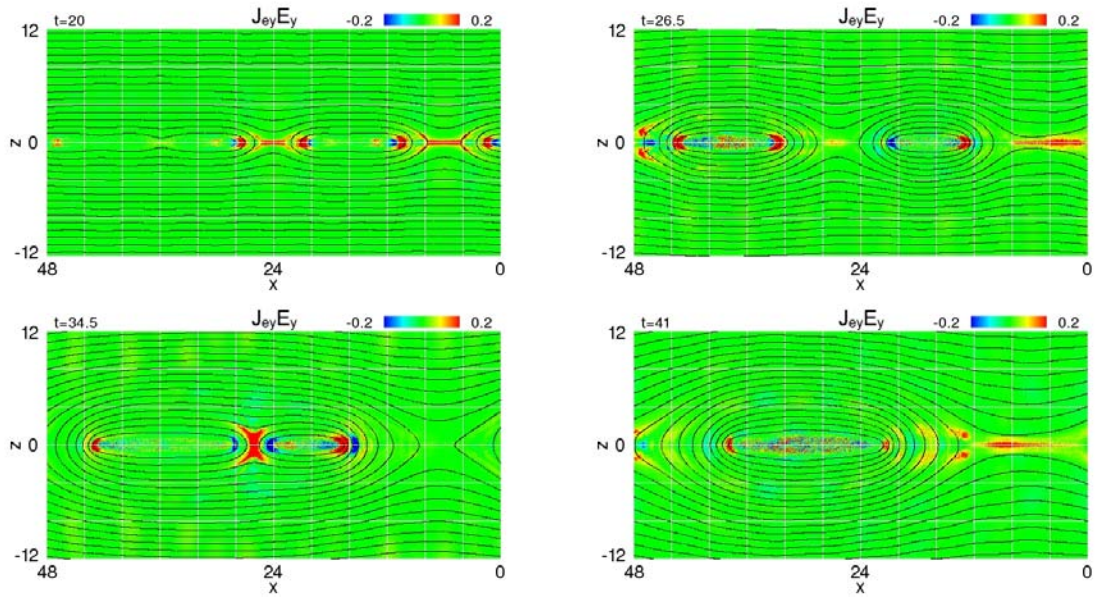
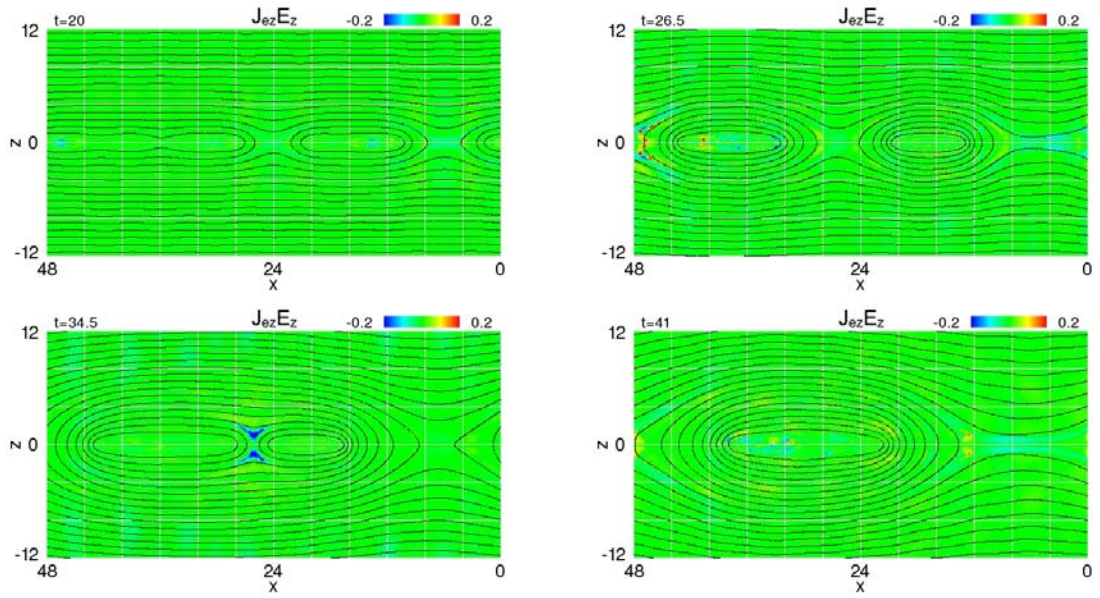


図 3.11: $J_{ex} E_x$ のスナップショット.

図 3.12: $J_{ey}E_y$ のスナップショット.図 3.13: $J_{ez}E_z$ のスナップショット.

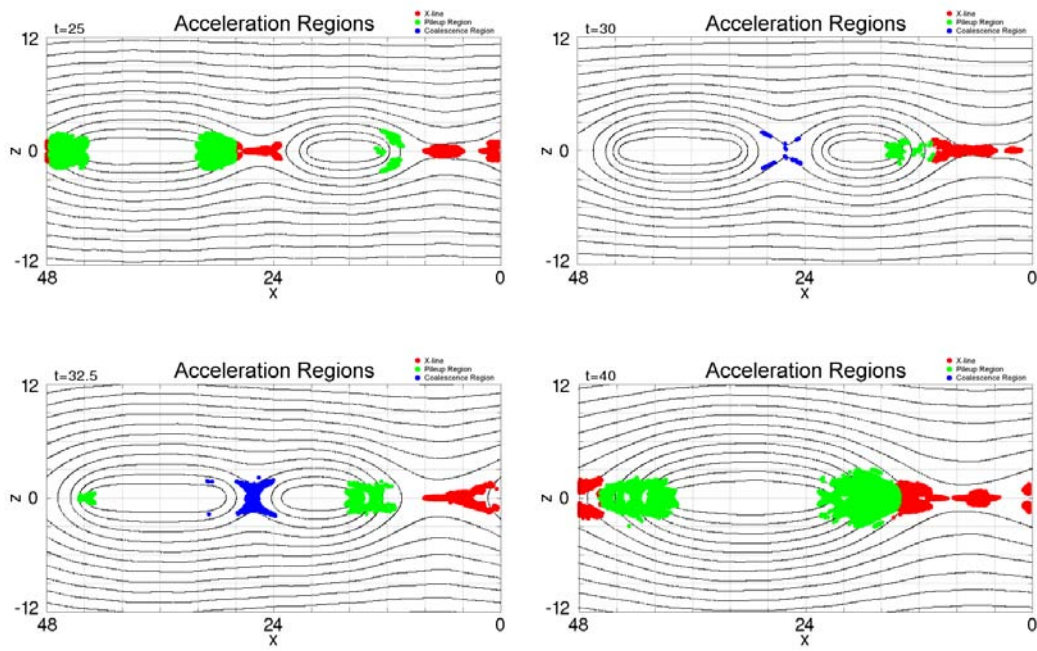


図 3.14: 表 3.2 の条件によって判定された加速領域. 赤色は X-line, 緑色は pileup 領域, 青色は磁気島合体領域での加速領域を示す.

たが, dW/dt の時間変化をみるとその特徴をより詳細に知ることができる. 磁気島の 2 段階合体に応じ, 電子加速が活発な時間帯ははっきりと 2 段階に分かれた. 電子のエネルギー増加への寄与が最も大きい加速領域は pileup 領域で, dW/dt の値及び W の最終値は X-line の 2 倍程度であった. 磁気島合体領域での加速は 2 段階目合体時の序盤で短時間起こり, その全体への寄与は他の 2 つの領域での加速と比較すると非常に小さい. これらの領域による違いは S_{acc} によって説明される. S_{acc} の時間変化をみると, 合計及び加速領域ごとの dW/dt の時間変化の特徴とよい対応関係が見られたことからわかる. pileup 領域と X-line における $J_{ey}E_y$ の平均値を比較するとあまり違いがないことから, 単位面積当たりの加速に違いはない. J_{ey} と E_y の平均値の比較も同様である. 単位面積当たりの加速という視点では, エネルギー増加への寄与が最も小さかった磁気島合体領域での加速が一番大きい. また, X-line では pileup 領域に比べて電子加速のピーク時刻が 1,2 段階目ともに少し遅い. これは X-line ではエネルギーの低いローブの電子を加速するためエネルギーの伝達効率がのに対し, pileup 領域ではすでに X-line である程度加速された電子も存在するため磁気島合体の序盤から加速電場に良い応答を示すからだと考えられる.

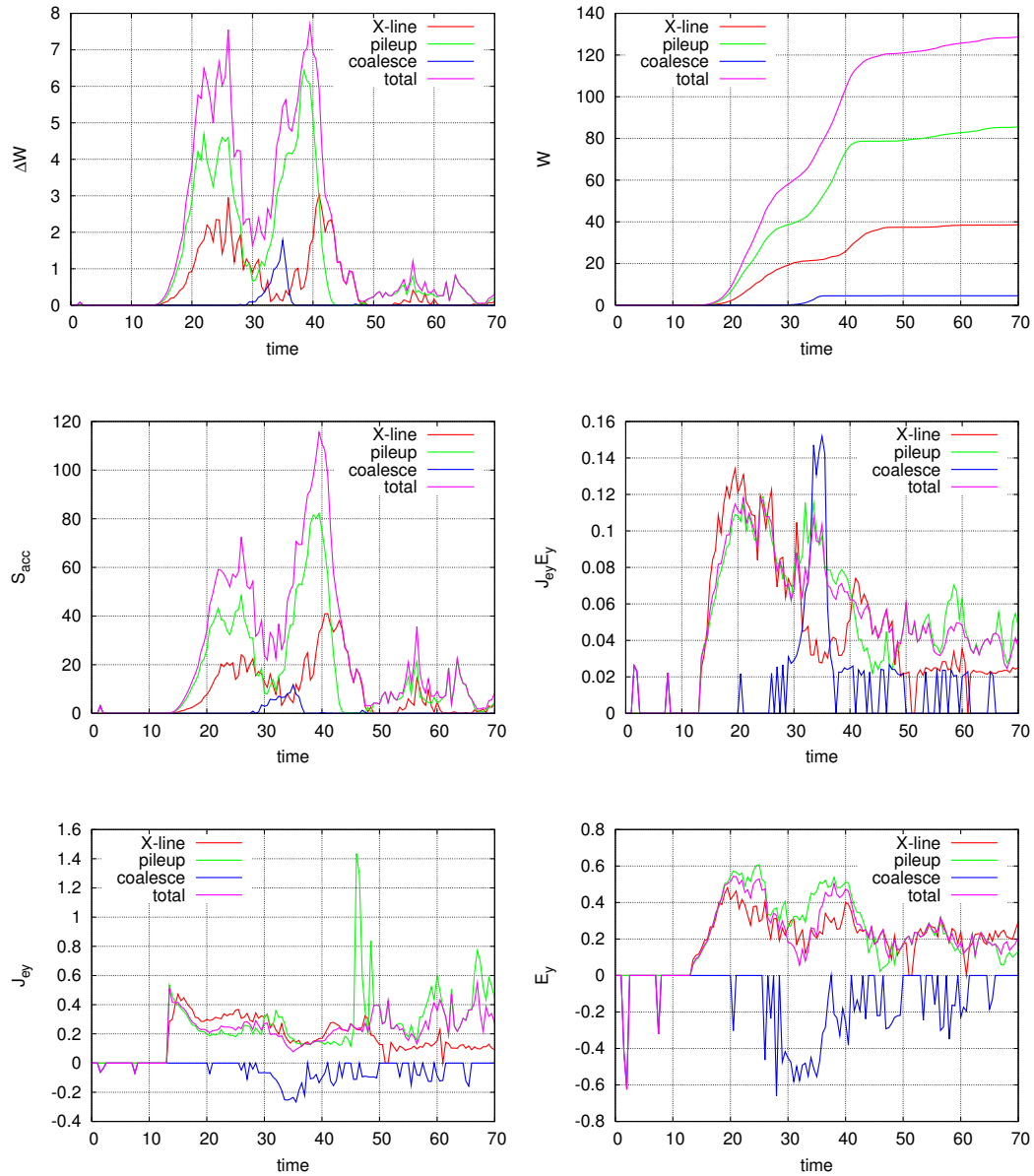


図 3.15: 各加速領域での dW/dt (上段左) と W (上段右), 各加速領域の面積 (中段左) と領域中の平均の $J_{ey}E_y$ (中段右), J_{ey} (下段左), E_y (下段右). 電子に与えるエネルギー量が最も大きいのは pileup 領域である. このエネルギー量の差を生むのは電流や電場の強さではなく加速領域の面積である.

3.3 X-line での電子加速

X-line 近傍では磁気リコネクションにより発生する誘導電場が電子を加速する。X-line で電子エネルギースペクトルを取得した (図 3.16)。1 段階目合体中の $t = 20 \sim 30$ に大幅な電子加速が起こった。 $t=30$ のスペクトルより, 1 段階目合体中に非常に多くの高エネルギー電子が生成され, エネルギーの高いものでは ε が 10 を超える電子も生成された。一方, 2 段階目合体時は 1 段階目ほどの電子加速は起こらなかった。磁気島合体の合間の $t = 34$ に比べて 2 段階目合体の終盤 $t = 40$, 合体終了後の $t = 50$ の方が若干高エネルギー電子は増えているものの, $t = 30$ のような大幅なエネルギー増加ではない。リコネクション電場の時間変化をみると 1 段階目合体の方が強い電場が生じていた (図 3.16)。このため高エネルギー電子の生成に差が生じた。X-line での電子速度分布関数は全体的に $-y$ 方向にシフトしていた。磁気島合体中には電子は光速近くまで大幅に加速された (図 3.17, 18)。複数の X-line が同時に存在していた時, それぞれの X-line で同様に電子加速が起こっていた (図 3.19)。

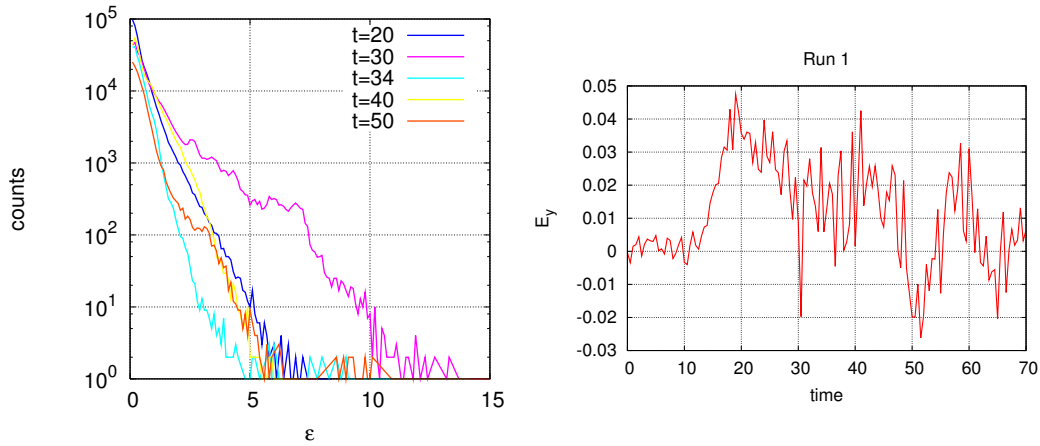


図 3.16: X-line における電子エネルギースペクトルと電場の時間変化。スペクトルは $4 < x < 8$, $-0.5 < z < 0.5$ で取得した。電場は X-line の中心での値である。1 段階目合体中の $t = 20 \sim 30$ に大幅な電子加速が起こる。2 段階目合体時は 1 段階目ほどの電子加速は起こらない。

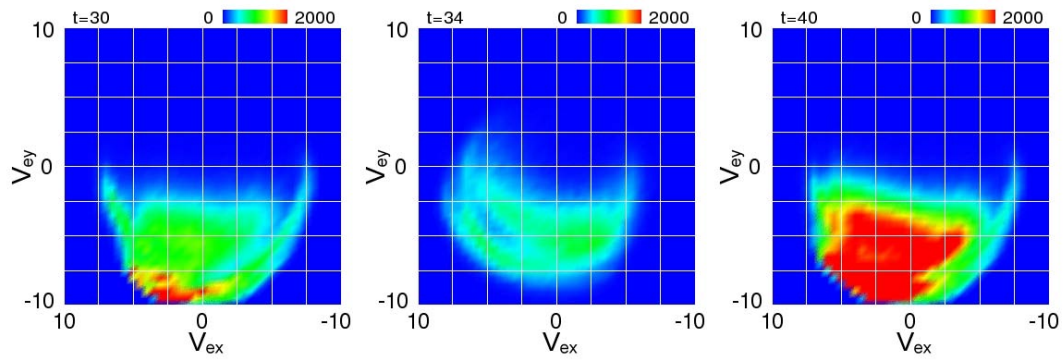


図 3.17: X-line での x - y 2 次元電子速度分布関数の時間変化. 磁気島合体時刻には $-y$ 方向に加速された電子が増加した.

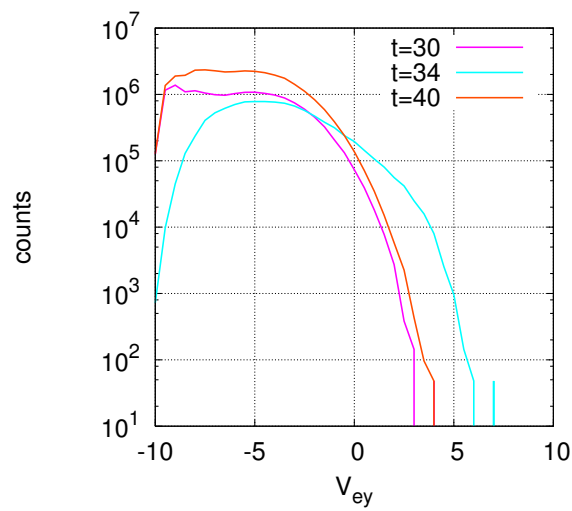


図 3.18: X-line での y 方向 1 次元電子速度分布関数の時間変化. 磁気島合体時刻には光速に近い速度を持つ電子が増える.

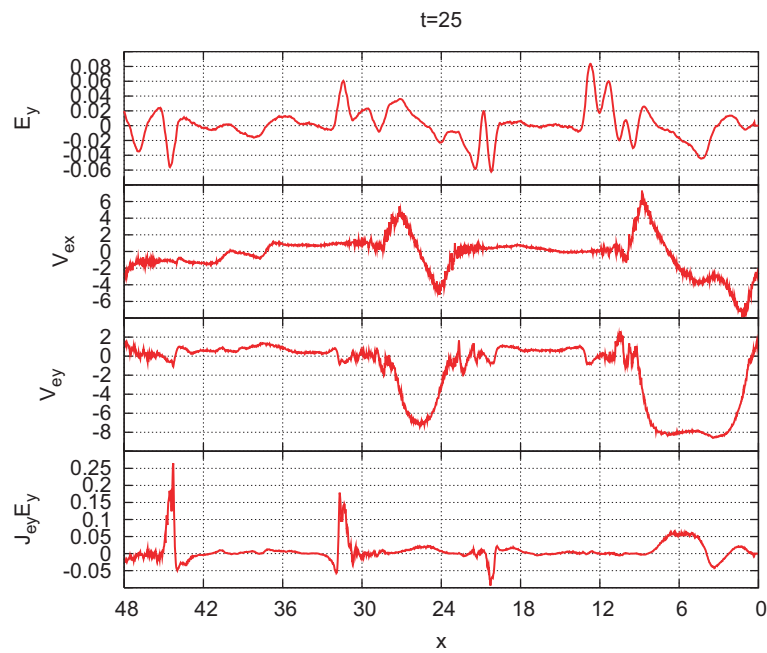


図 3.19: $t=25$ における磁気中性面 ($z=0$) でのパラメータ. 上から E_y , V_{ex} , V_{ey} , $J_{ey}E_y$. $0 < x < 8$ と $22 < x < 28$ の 2 つの領域は X-line である. $-y$ 方向への強い加速は双方の X-line において見られた.

3.4 pileup 領域での電子加速

pileup 領域は z 方向の磁場が強い磁気島の端の領域である。pileup 領域はリコネクションジェットによって排出された磁力線が積み重なって出来る。このとき、磁力線の移動に伴い電場

$$\mathbf{E} = -\mathbf{V} \times \mathbf{B} \quad (3.4)$$

が生じる。また、pileup 領域は磁場の勾配と湾曲を持つため電子は ∇B ドリフトと磁場勾配ドリフトをする。このドリフトの方向は電場と逆であるため、電子は加速を受ける。

図 3.20 に pileup 領域の移動と電場を示す。磁気島合体時の pileup 領域の移動が大きな電場を生み出した。磁気中性面での $|B_z|$ と E_y の時間変化を比較すると $|B_z|$ の大きな領域と E_y の大きな領域はよく対応しており、pileup 領域の加速が起きていることを確認できる (図 3.21)。電子が加速を受けた方向はドリフト方向である $-y$ 方向であるが、 z 方向の磁力線の周りをサイクロトロン運動しているため電子は磁力線に垂直な方向への加熱を受けた (図 3.22)。

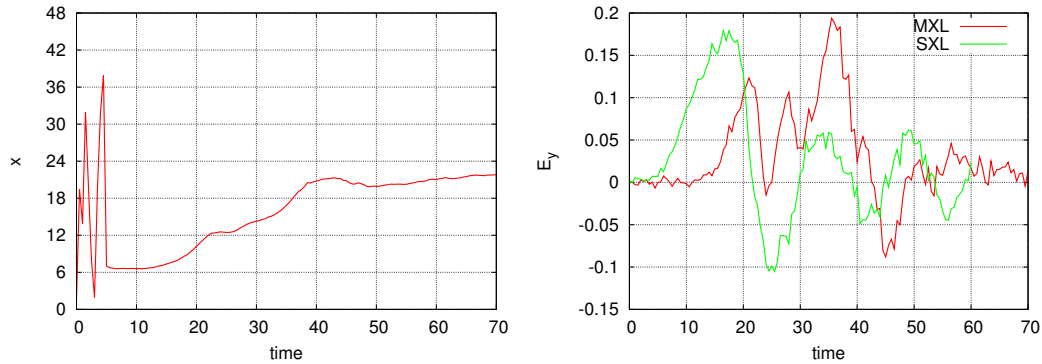


図 3.20: pileup 領域の移動と電場の時間変化. pileup 領域は、 B_z の最も大きな地点とした。

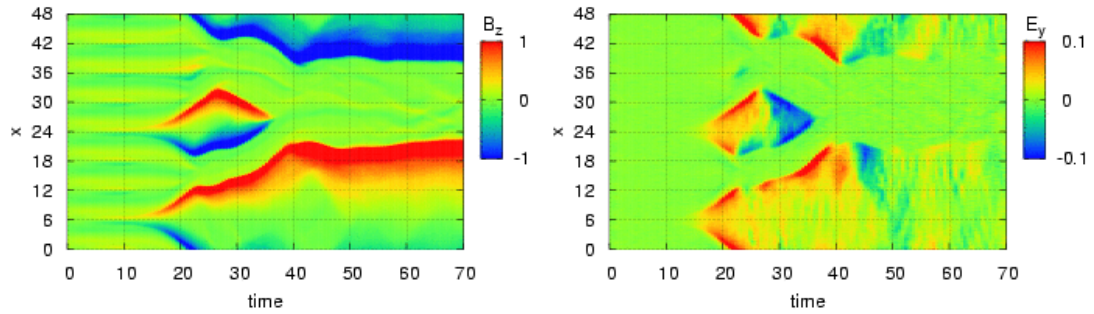


図 3.21: 磁気中性面での B_z と E_y の時間変化. $|B_z|$ の大きな領域は pileup 領域である. pileup 領域では磁気島合体時に加速電場である E_y が強くなる.

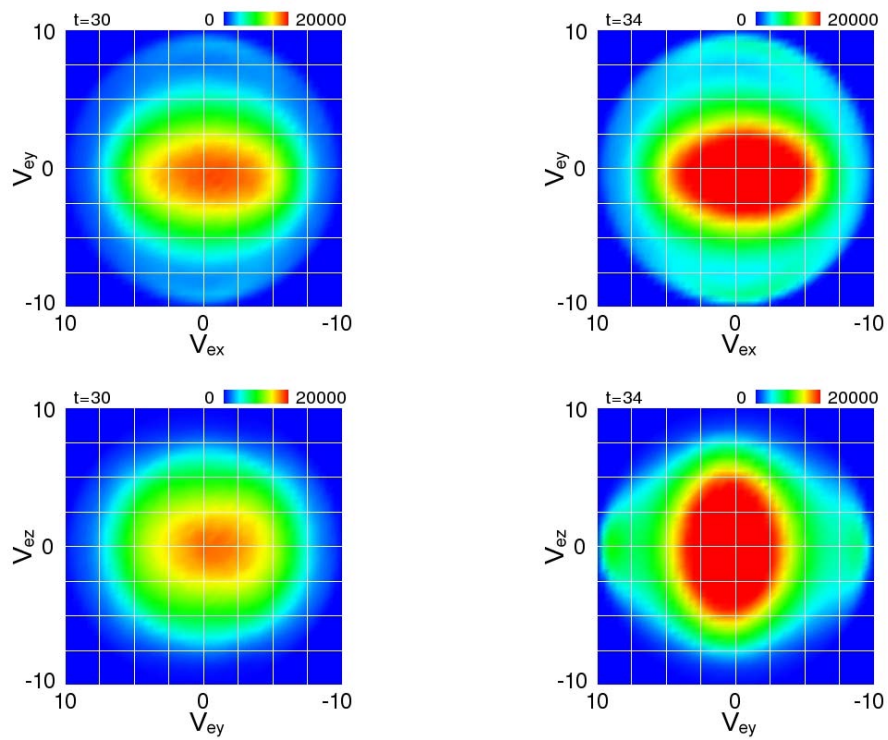


図 3.22: pileup 領域での x-y と y-z 2 次元電子速度分布関数の時間変化. $t = 34$ は pileup 領域で電子加速が起きている時刻である. 電子加速の結果, 磁力線に垂直な方向に加熱された.

3.5 磁気島合体領域での電子加速

磁気島合体領域での加速は、複数 X-line を形成する場合のみに現れる本研究で新たに発見した電子加速領域である。磁気島合体領域で電子エネルギースペクトルを取得した (図 3.23)。図 3.23 右はスペクトル取得時間の高エネルギー電子 ($\varepsilon > 1$) のスナップショットで、白枠の矩形はスペクトル取得領域である。磁気島合体中の $t = 34$ のスペクトルは磁気島合体前後と比べて大幅な電子加速が起っていた。2次元電子速度分布関数よりその加速方向は y 方向であることがわかった (図 3.24)。 $x = 28$ の z 軸に平行な面におけるパラメータを取得した (図 3.25)。加速領域は磁気島合体時にできる X-line であった。 $-y$ 方向の電場によって加速されており、加速の頂点は X-line にあたる。 z 方向にはリコネクションジェットが噴き出しており、X-line でその流れは逆転した。これらの特徴は 3.3 節で取り扱った X-line での加速と同様の構造を示しており、磁気島合体領域での電子加速は X-line の形成によるものである。

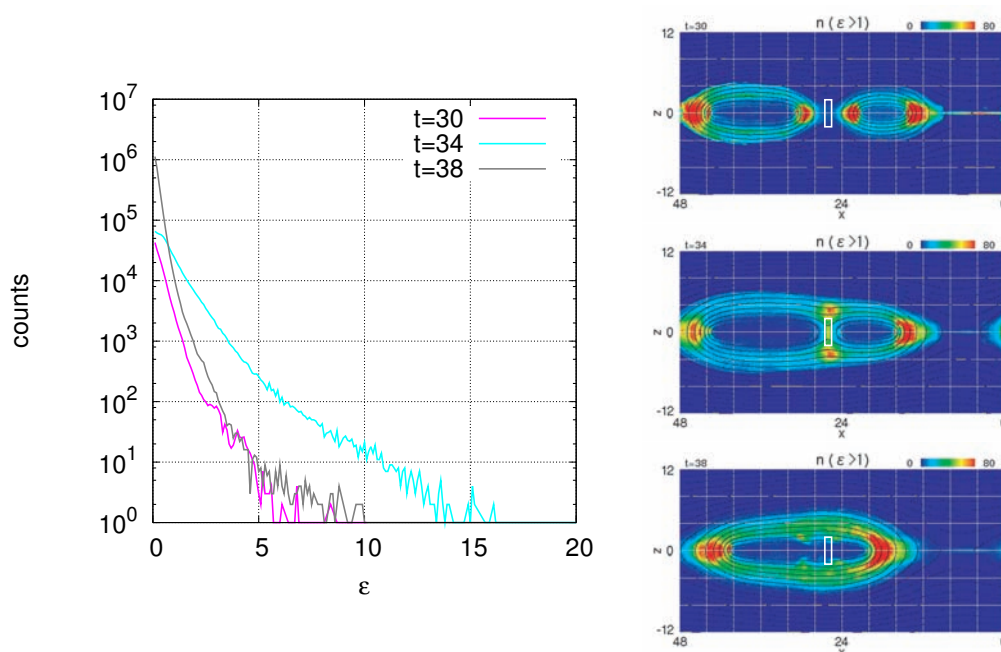


図 3.23: 磁気島合体領域での電子のエネルギースペクトル (左) とスペクトル取得時間の高エネルギー電子 ($\varepsilon > 1$) のスナップショット。右図中の白枠の矩形はスペクトル取得領域である。磁気島合体中に電子のエネルギーが増加した。

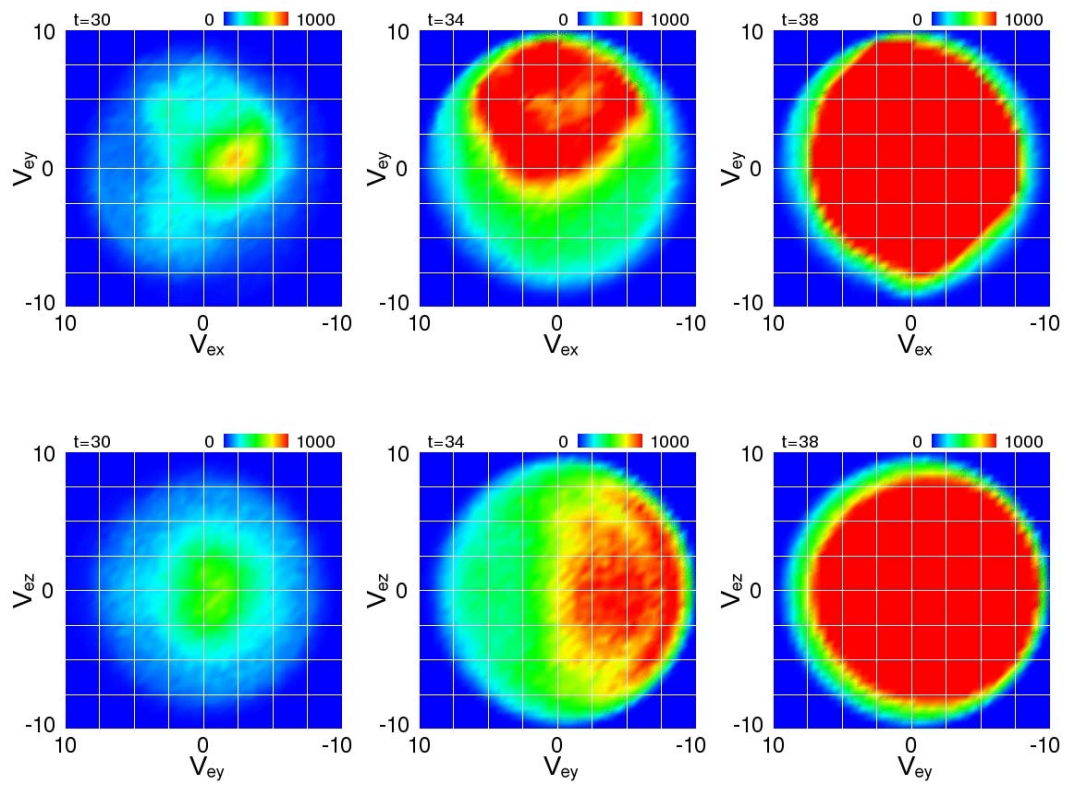


図 3.24: 磁気島合体領域での x - y と y - z 2 次元電子速度分布関数の時間変化. 磁気島合体時刻に電子は y 方向に加速された.

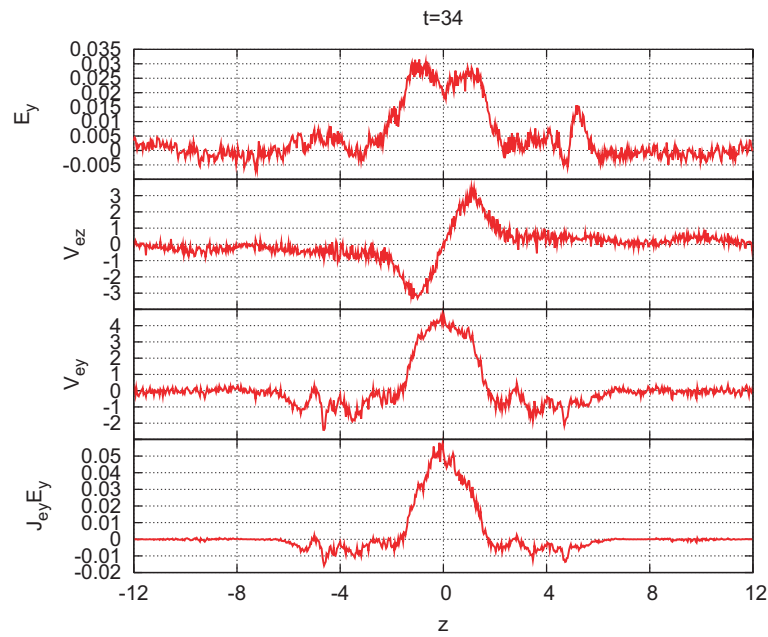


図 3.25: $x = 28$ でのパラメータ. X-line での加速と同様の構造と y 方向の加速があることを示しており, 磁気島合体領域での電子加速は X-line の形成によるものである.

3.6 高エネルギー電子のリング分布

前節まで、磁気リコネクションにおける電子加速領域を特定し、それらの加速メカニズムについて議論した。加速メカニズムの完全な理解には、生成された高エネルギー電子の空間的な分布を知ることは重要である。

まず、より単純な単一の X-line の場合について考える。磁気リコネクションの序盤に X-line で加速された電子は、アウトフローによって磁気島の周囲へと運ばれた。その結果、磁気島を取り囲むリング状の空間分布を形成した (図 3.26)。このようなリング状の分布の形成は、先行研究 [Hoshino et al., 2001a; Pritchett, 2006; Fu et al., 2006] においても示唆されていた。

一方、複数の X-line を形成する場合には異なる分布となる。計算 1 では、1 段階目合体中に 2 つの X-line で加速された高エネルギー電子が 2 つの磁気島を囲み、2 つのリングを形成した。それら 2 つのリングは 2 段階目合体の際に 1 つのリングへと合体した。この 2 段階目合体中にも X-line で電子加速が起こり、そこで生成された高エネルギー電子はすでに形成されたリングの周りを取り囲むようなリング状に分布し、2 重のリング状の分布が形成された (図 3.27)。この 2 重リング分布はまさに複数の X-line がもたらす特徴的な構造である。

また、よりエネルギーの高い $\varepsilon > 5$ の電子の分布をみると外側のリングにはほとんど存在しなかった (図 3.28)。外側のリングを形成する電子は 2 段階目合体時に X-line で加速された電子であり、2 段階目合体時の X-line での加速は $\varepsilon < 5$ 程度の電子を生成していたことがわかる。計算 3 においても同様に $\varepsilon > 1$ と $\varepsilon > 5$ の電子の空間分布を調べると、計算 1 と同様に $\varepsilon > 5$ の高エネルギー電子は外側には存在しなかった (図 3.29)。

これらの結果は、2 段階目合体における X-line での電子加速は 1 段階目合体時と比べて領域が与えるエネルギー量が少ないだけでなく生成する高エネルギー電子のエネルギーも小さいことを示している。

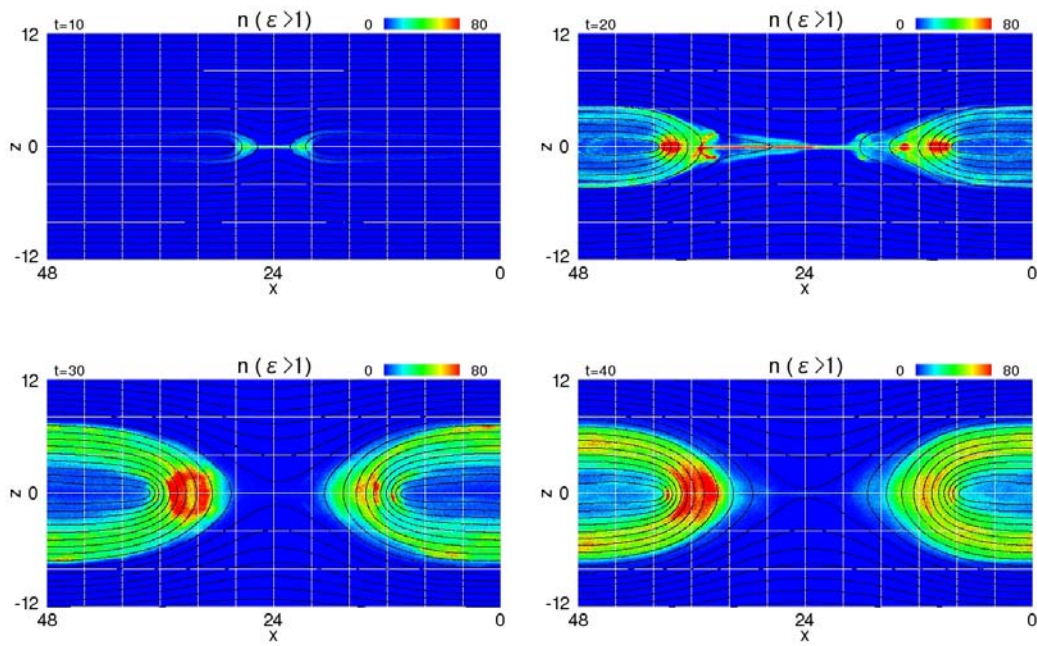


図 3.26: 計算 5 の各時間での高エネルギー電子 ($\epsilon > 1$) の分布. X-line で加速された電子は磁力線沿いに移動し, 磁気島を取り囲むリング状の分布を成す.

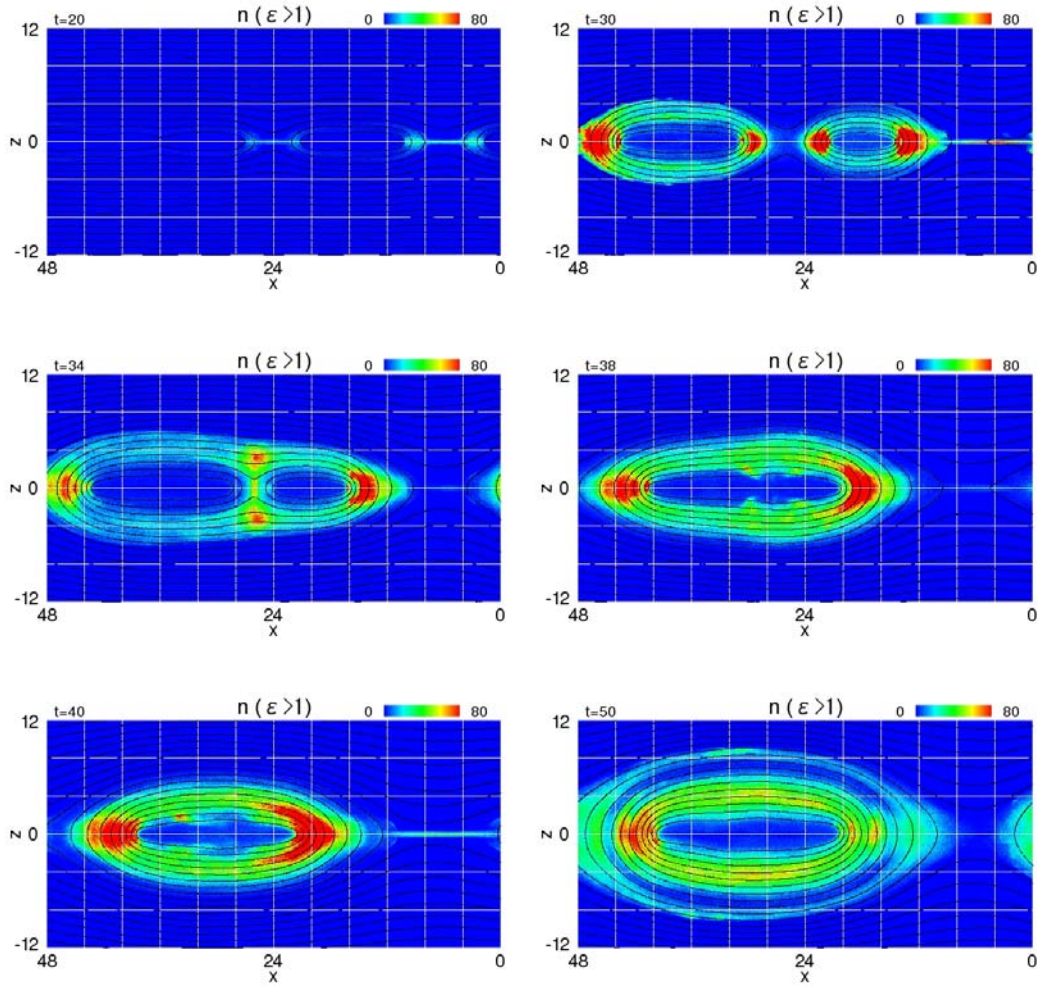


図 3.27: 計算 1 の各時間での高エネルギー電子 ($\epsilon > 1$) の分布. 1 段階目合体時に X-line で加速された電子がリングを形成し, その後 2 段階目合体時にその外側に同様にリングを形成し 2 重のリング構造が形成される.

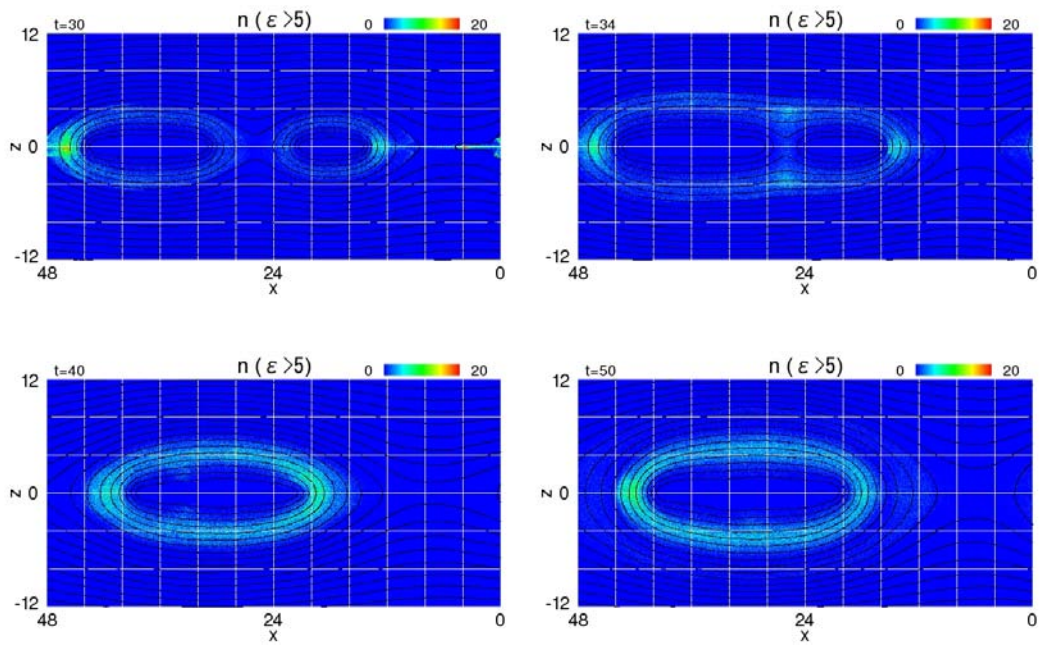


図 3.28: 各時間での高エネルギー電子 ($\epsilon > 5$) の分布. 電子は内側のリングにしか存在しない. この結果は外側のリングの生成源である 2 段階目合体時の X-line での加速は $\epsilon < 5$ の電子しか生成しないことを示す.

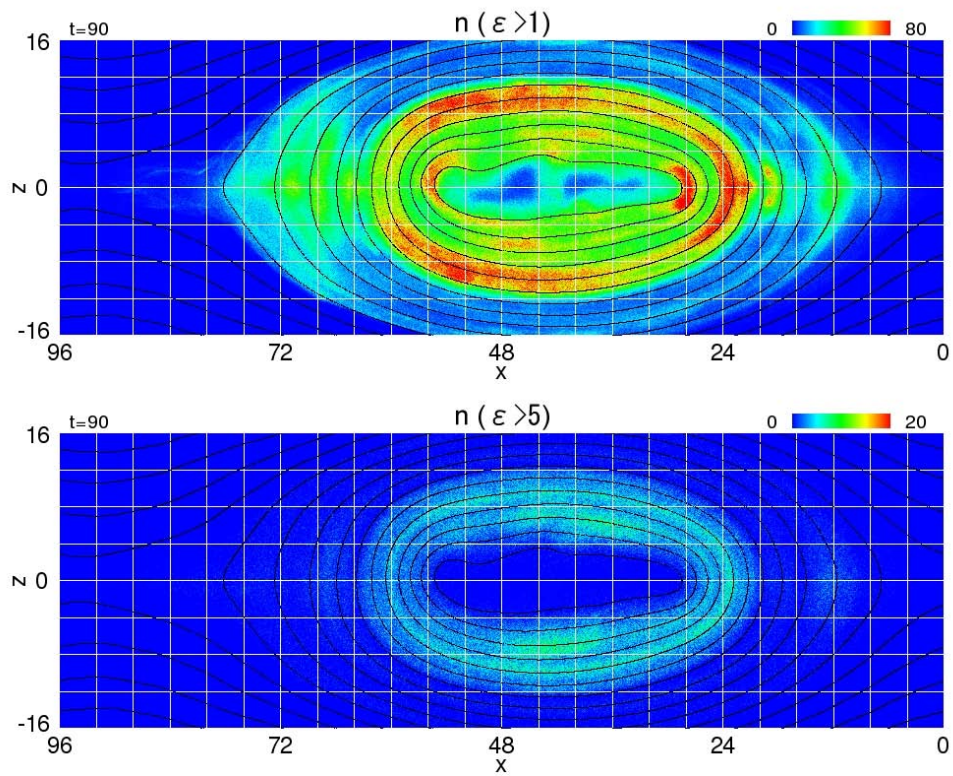


図 3.29: 計算 3 における高エネルギー電子数. 上が $\epsilon > 1$, 下が $\epsilon > 5$. 計算 3 においても計算 1 と同様に $\epsilon < 5$ の高エネルギー電子は外側には存在しない.

3.7 電子軌道追跡

電子加速メカニズムの解明において、高エネルギー電子の軌道を調べるのは最も直接的な手段である。 $t = 70$ (最終時刻) で 100 個程度存在した $\varepsilon \leq 25$ の超高エネルギー電子のうち無作為に 30 個選択し、それらの座標と速度を全時間に渡って記録し軌道と加速履歴を調べた。

30 個のうち 29 個は 1 段階目合体時に X-line で加速を受けた。この加速のみで $\varepsilon \sim 25$ に到達した電子はごく僅かであり、ほとんどの電子は $\varepsilon \sim 15$ まで到達する程度の加速を受けた。それらの電子は、2 段階目合体時に pileup 領域と磁気島合体領域でさらなる加速を受けて $\varepsilon \sim 25$ に到達した。pileup 領域で加速を受けた電子は 24 個、磁気島合体領域で加速を受けた電子は 4 個であった。2 段階目合体時に X-line で加速された電子は 1 個あった。この電子は 1 段階目合体時に X-line で加速されなかった電子である。結局 30 個全ての電子は X-line で加速され、超高エネルギー電子の生成には X-line での加速が不可欠であるといえる。

3 つ全ての加速領域で加速を受けた電子の軌道と加速履歴を図 3.30 に示す。

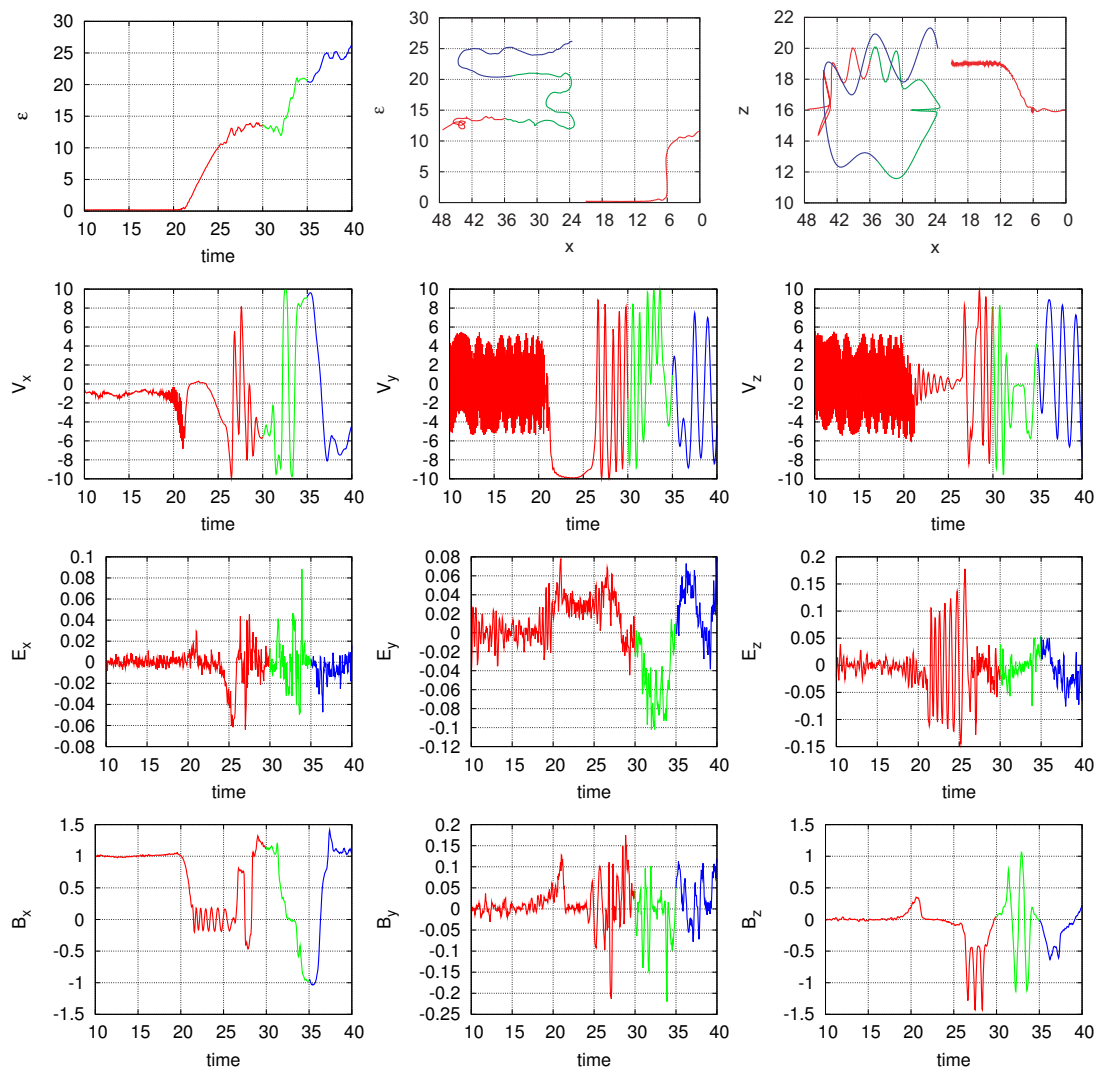
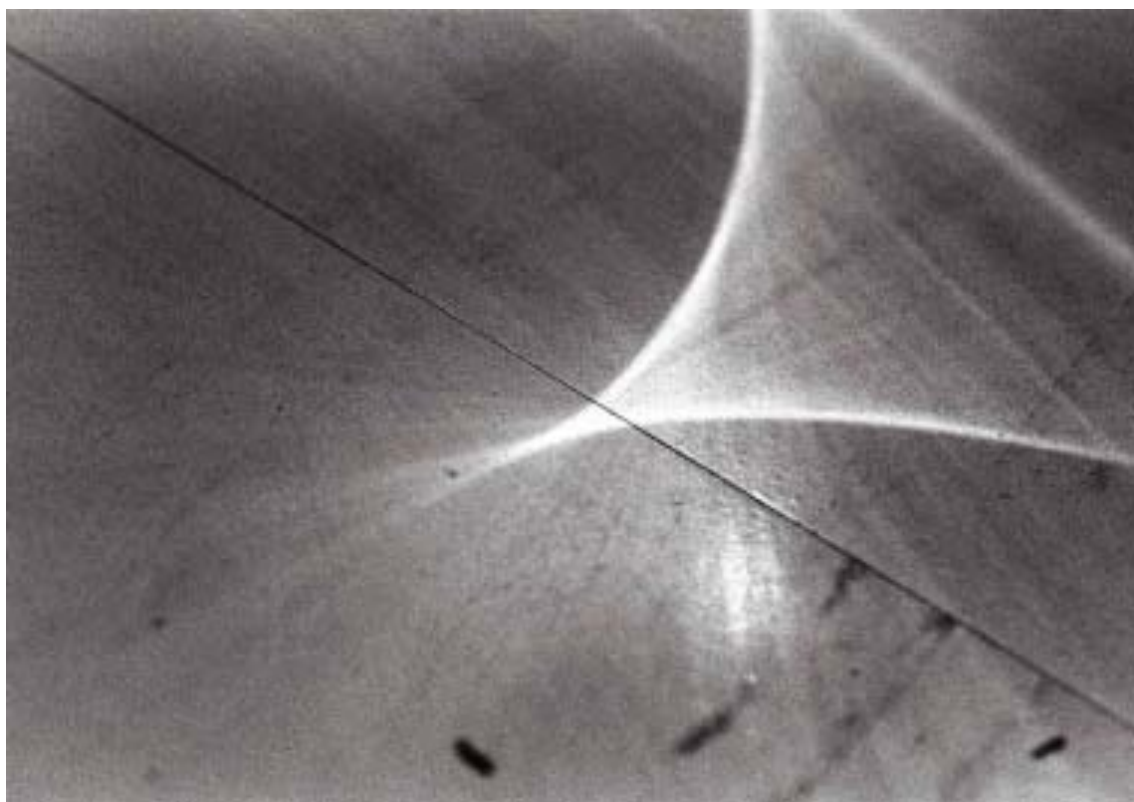


図 3.30: 3 つ全ての加速領域で加速を受けた超高エネルギー電子の軌道. 1 段目左は電子のエネルギーの時間発展を示す. 電子は 3 段階で加速されている. 1 段目中央は電子の x 座標とエネルギー, 1 段目右は電子の空間座標である. 電子加速時の座標とより 1 段階目の加速は X-line, 2 段階目は磁気島合体領域, 3 段階目は pileup 領域で起こったものである. 2 段目は電子の速度, 3,4 段目は電子の位置における電場, 磁場である.

第4章 パラメータ設定依存性



本研究では初期 X-line 数, 計算領域の大きさ, ガイド磁場の有無, 電流層の厚さ, イオンと電子の質量比の異なる計算を行った. 本章ではそれらの依存性を考察する.

4.1 初期 X-line 数依存性

複数の X-line を形成するという設定の下で行う本研究において, 初期 X-line 数の依存性は最も考察すべき事項の 1 つである. 本節では初期 X-line 数の異なる 3 つの計算について議論する. 計算の設定は表 4.1 に示す. 各計算での最終的な電子エネルギースペクトルを図 4.1 に示す. 各計算で最高到達エネルギーは $\varepsilon > 25$ 程度であり大きく変わらない. 各エネルギーでの電子数は計算 1 と計算 5 ではほとんど差がなく, それらのスペクトルは良く似た形を示した. 一方, 計算 4 では $\varepsilon < 2$ 程度のエネルギー帯では他の 2 つの計算と変わらないが, $\varepsilon > 2$ の高エネルギーの電子数は他の 2 つの計算と比べて少なく, その差は $\varepsilon = 5$ では 2 倍程度, $\varepsilon = 15$ では 3 倍程度とエネルギーが高くなるほど大きくなった. 各計算の全加速領域合計の dW/dt の時間変化を比較した (図 4.2). 計算 1 で加速が 2 段階に分かれることは既に述べたが, 計算 4 では加速は 3 段階に分かれた. 2, 3 段階目の加速は計算 1 と同様に磁気島合体に対応する. 1 段階目の加速は初期擾乱によって形成する 4 つの X-line の成長によるものである. 計算 5 では $t = 5 \sim 30$ の大きな加速の後, $t = 30 \sim 40$ にも再び小規模な加速が起こっていた. 磁気島の伸縮が起こり, その際に電子加速が起こるためである. W の飽和状態では, 計算 1 と 4 の値が近く, 計算 5 は他の計算より値が小さかった. 加速領域毎の比較も行った. X-line での加速の比較 (図 4.3) では単一の X-line を形成する計算 5 が dW/dt の最大値, W の飽和値とともに他の計算を上回った. 計算 1 と計算 4 では dW/dt の最大値はほぼ等しいが, 大きい dW/dt が継続する時間が異なり, W の最大値は計算 1 が上回った. W の飽和値は大きい順に計算 5, 1, 4 であった. 初期 X-line 数で記述すると 1, 8, 4 であり, 単純な規則性はないように思える. しかし, 計算 1 の初期 X-line 数は 8 であるが, 初期擾乱による 8 つの X-line はそれほど成長しないまま 1 段階目の合体に突入するため, 初期 X-line 数 2 の場合に近いと考えられる. このことは, 電子加速が 2 段階であることから言える. 実質の初期 X-line 数で記述すると W の飽和値の大きい順番は 1, 2, 4 であり, 実質の初期 X-line 数が少ないほど X-line での加速が働くという結果が得られた.

pileup 領域での加速 (図 4.4) では, dW/dt の最大値が最も大きいのは計算 4 であった. W の飽和値は大きい順に計算 4, 1, 5 となり X-line と逆の順番であった. 実質の初期 X-line 数が多いほど pileup 領域での加速が働くという結果が得られた.

磁気島合体領域での加速 (図 4.5) は, 計算 1 では 2 段階目合体時にのみ起こったが, 計算 4 では 2 回の合体でともに起こった. 磁気島合体加速が起こる条件として合体前の複数の X-line が十分成長していることが必要であると言える.

表 4.1: 4.1 節で議論する計算設定

	計算 1	計算 4	計算 5
$L_x \times L_z$	48×32	48×32	48×32
N_m	8	4	1
λ_m	6	12	48

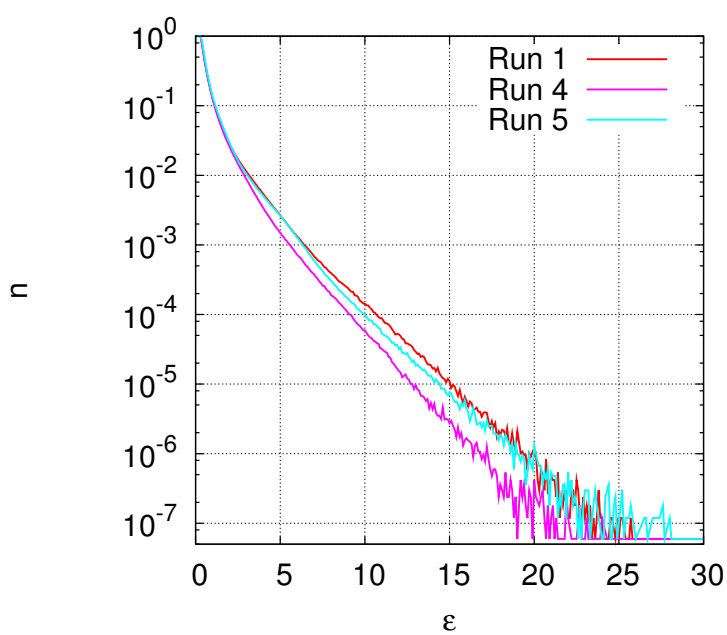


図 4.1: 初期 X-line 数の異なる計算の最終状態での電子エネルギースペクトル. 計算 4 がややエネルギーが低い, 大まかにみると同じである.

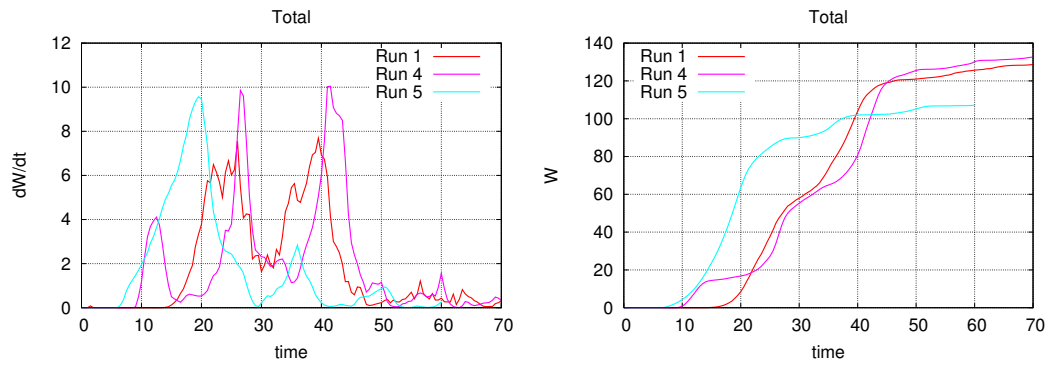


図 4.2: 全加速領域での dW/dt と W . 複数の X-line を形成する計算 1 と計算 4 では多段階の電子加速が起こる. 計算 4 では初期擾乱で与えた X-line が大きく成長するため電子加速が起こり, 3 段階の加速が起こる. dW/dt の最大値はほぼ同じである.

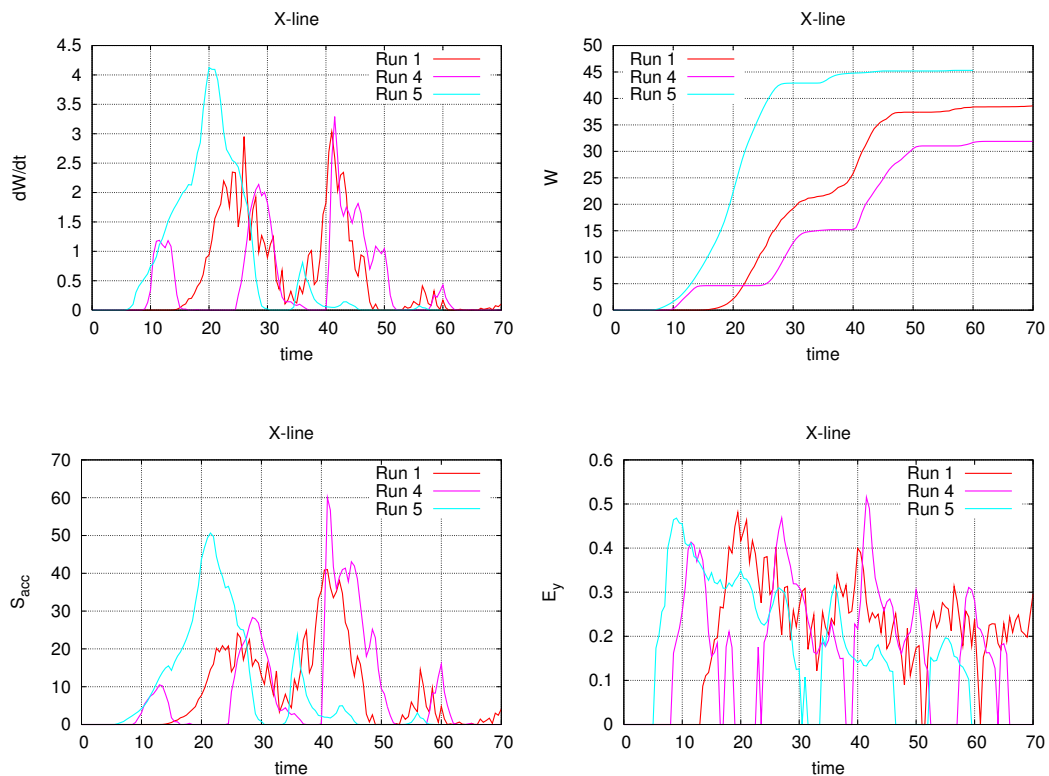


図 4.3: 初期 X-line 数が異なる計算における X-line での加速の比較. X-line での加速は初期 X-line 数が 1 である計算 5 が卓越する.

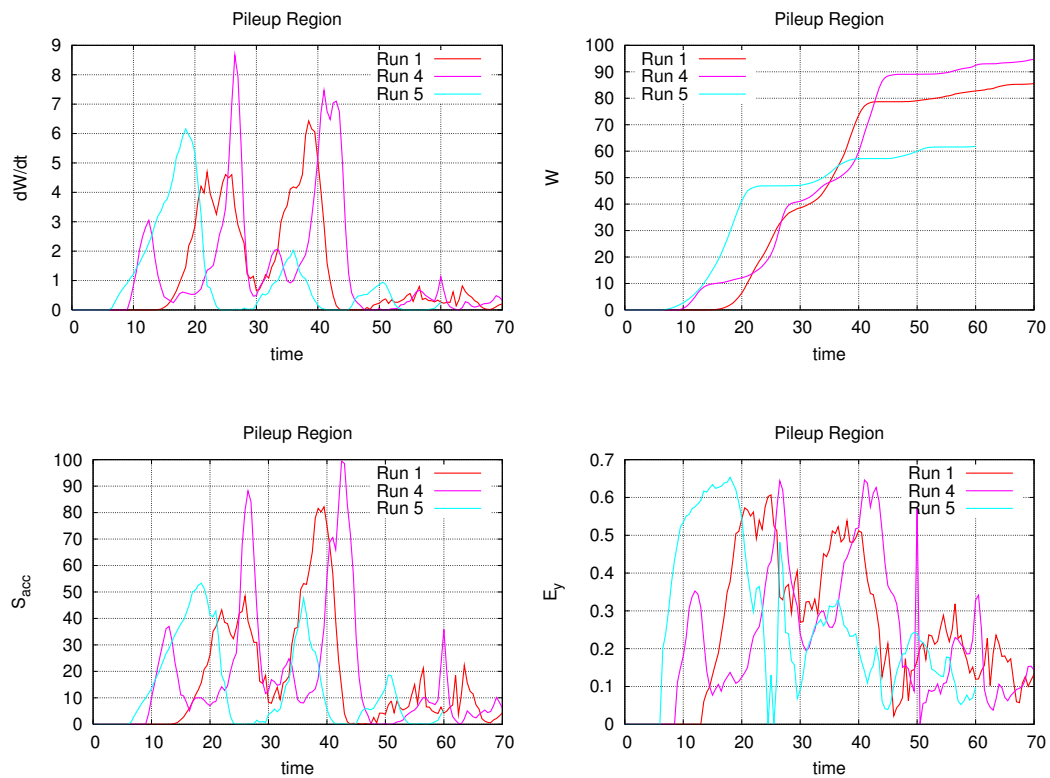


図 4.4: 初期 X-line 数が異なる計算における pileup 領域での加速の比較. 複数の X-line を形成する計算 1 と計算 4 が卓越する.

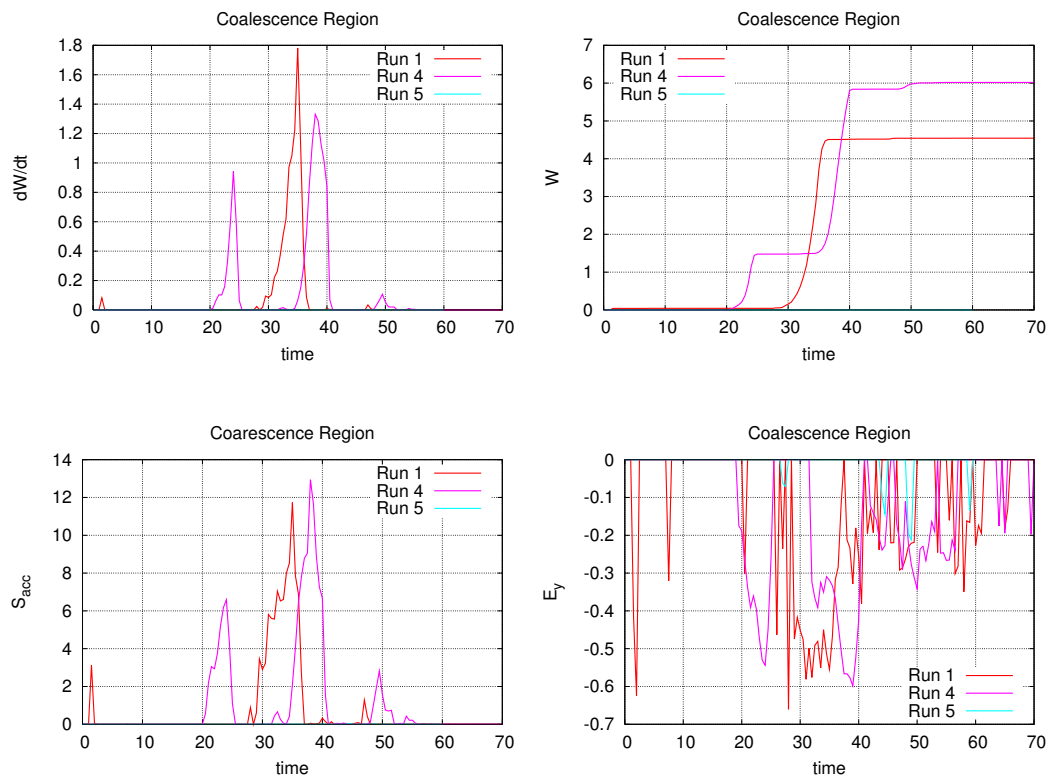


図 4.5: 初期 X-line 数が異なる計算における磁気島合体領域での加速の比較. 計算 4 では 2 回の合体とともに磁気島合体領域での加速が起こる.

4.2 計算領域依存性

シミュレーション研究を行う上で、計算領域の大きさの決定は1つの課題である。他のパラメータと同様に、現実を反映するシミュレーションを有限な計算機資源のもとで実行できるよう決めなければならない。

本節では計算領域の大きさの異なる4つの計算について議論する。ただし初期に形成する X-line の間隔は一定とした。計算の設定は表 4.2 に示す。各計算での

表 4.2: 4.2 節で議論する計算設定

	計算 1	計算 2	計算 3	計算 6
$L_x \times L_z$	48×32	24×32	96×48	12×32
N_m	8	4	16	2
λ_m	6	6	6	6

最終的な電子エネルギースペクトルを図 4.6 に示す。計算領域が大きいほど高エネルギー電子が増えているのが明らかである。 $\varepsilon < 10$ においては、計算 1, 2, 3 は L_x と n が線形関係にあるが、計算 6 は線形関係で推定される n より少なかった。 $\varepsilon > 10$ では、計算 1 と 2 のスペクトルがほぼ平行な形をとったのに対し、計算 3 では高エネルギー側が平行から外れる形のスペクトルであった。高エネルギー側では Maxwell 分布から外れた非熱的電子が生成され、それらの分布は冪乗に従うことが磁気圏尾部の観測 [e.g. Hoshino et al., 2001b; Øieroset et al., 2002] 及びシミュレーション [e.g. Pritchett, 2006a; Fu et al., 2006] から示唆されている。電子エネルギースペクトルの裾を $n < 10^{-5}$ の範囲と定義し、スペクトルの裾を

$$n \propto \varepsilon^{-\alpha} \quad (4.1)$$

でフィッティングし冪指数 α を求めた (図 4.7)。冪指数は、計算 1 で $\alpha = 8.2$ 、計算 2 で $\alpha = 8.3$ と近い値となった。計算 3 では $\alpha = 7.2$ であり他の計算と比べてハードなスペクトルを形成した。人工衛星での観測 [Øieroset et al., 2002] で得られた非熱的電子のスペクトルの冪指数は拡散領域の中心で $\alpha \sim 3.8$ 、拡散領域の周辺で $\alpha \sim 4.7$ であった。本研究のシミュレーションではそれらよりも大きい値を得た。ただし観測されたスペクトルは 100 keV 程度であったのに対し、シミュレーションでは $\varepsilon \sim 30$ である。これは、 $m_e c^2 = 511$ KeV より 15 MeV もの高エネルギーに相当する。そのため冪指数の単純な比較のみでの考察は困難である。

各計算の全加速領域合計の dW/dt の時間変化を比較した (図 4.8)。計算領域が大きいほど dW/dt の最大値、 W の飽和値ともに大きいという傾向が得られた。複数の磁気島合体を経由する計算 1, 3 では電子加速は2段階に分かれたが、計算 3 は加速時間が非常に長く、1 段階目加速の継続時間が計算 1 の 2 段階加速を合わ

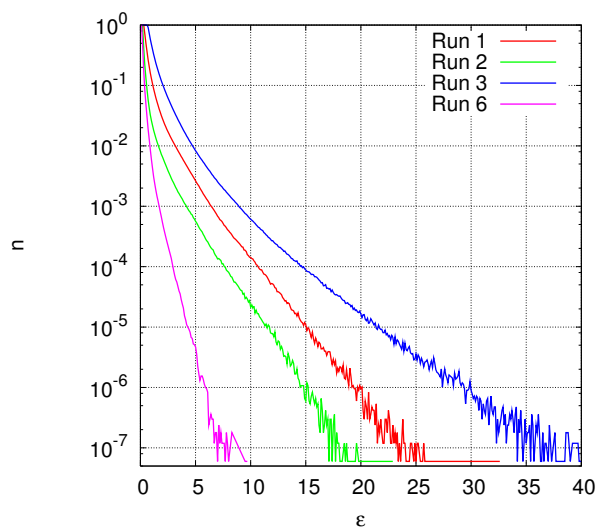


図 4.6: 計算領域の大きさの異なるの計算の電子エネルギースペクトル. 計算領域
 が大きいほど高エネルギー電子が多い.

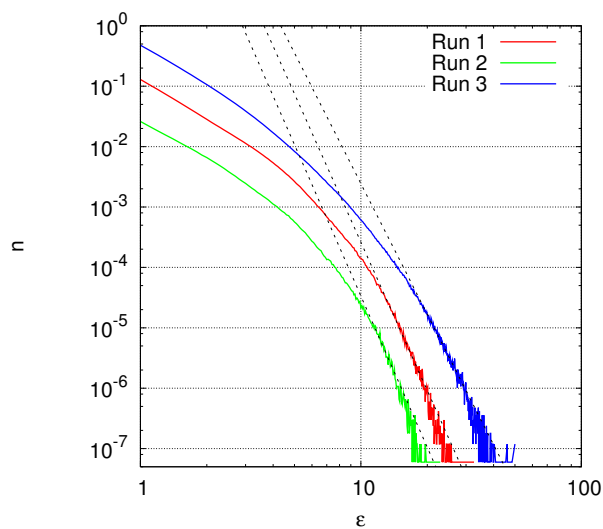


図 4.7: 両対数グラフで表示した計算領域の大きさの異なる計算の電子エネルギー
 スペクトル. 黒色の破線はスペクトルの裾を冪乗の関数 $\varepsilon^{-\alpha}$ でフィッティングした
 ものである. 計算 3 ではスペクトルがよりハードになった.

せた時間にほぼ等しい。ただし、計算領域の大きさが異なるため、加速効率を考えるとときには同面積での W を比較しなければならない。そのため、比較する値を電流層領域の面積で規格化した。電流層領域の面積は

$$S_{cs} = L_x \times 16d \quad (4.2)$$

と定義した。本論文中では電流層面積で規格化した値は * を付けて表すこととする。 dW^*/dt を比較すると最大値は近づいたが、加速継続時間が異なるため W^* の飽和値は計算領域の大きさに依存した。X-line での加速の比較 (図 4.9) では計算 3 の W^* の飽和値は計算 1 の約 2 倍となり、一方、pileup 領域での加速の比較 (図 4.10) では約 3 倍となった。計算 3 の X-line での加速で、2 段階目の加速時の電場がそれほど強くならず 1 段階目の加速時ほどエネルギーを得られなかったからであると考えられる。pileup 領域での加速の比較では、 $t < 25$ において計算 6 を除く 3 つの計算で W^* が非常によい一致を示した。磁気島合体領域での加速 (図 4.11) は、合体が多段階に分かれない計算 2, 6 では見られず、2 段階合体が起こる計算 1 では加速は見られるものの他の加速領域での加速に比べると規模が小さく全体のエネルギー増加への寄与はあまりなかった。しかし計算領域の最も大きい計算 3 では計算 1 に比べて非常に大規模な加速が起こった。 W^* の飽和値は 0.57 程度に達し、X-line での加速の 1/4 程度ものエネルギー増加を担っている。また、磁気島合体領域での加速が超高エネルギー電子の生成において重要であることは前章で述べた通りである。計算 3 のスペクトルの裾がハードな冪則に従っていたのは強い磁気島合体領域加速によってエネルギーの高い非熱的電子が多数生成された結果であると考えられる。

また、計算 1 の $t = 30$ と計算 2 の $t = 30$ を比較すると、非常によく一致した (図 4.12)。このとき計算 1 は 1 段階目合体が終了し 2 つの磁気島ができている。計算 2 は 4 つの磁気島が合体し 1 つになっている。計算 2 の x 方向の計算領域の大きさは計算 1 の半分なので、2 つの磁気島はほぼ同じスケールである。エネルギースペクトルは磁気リコネクションのスケールによって決まるといえる。

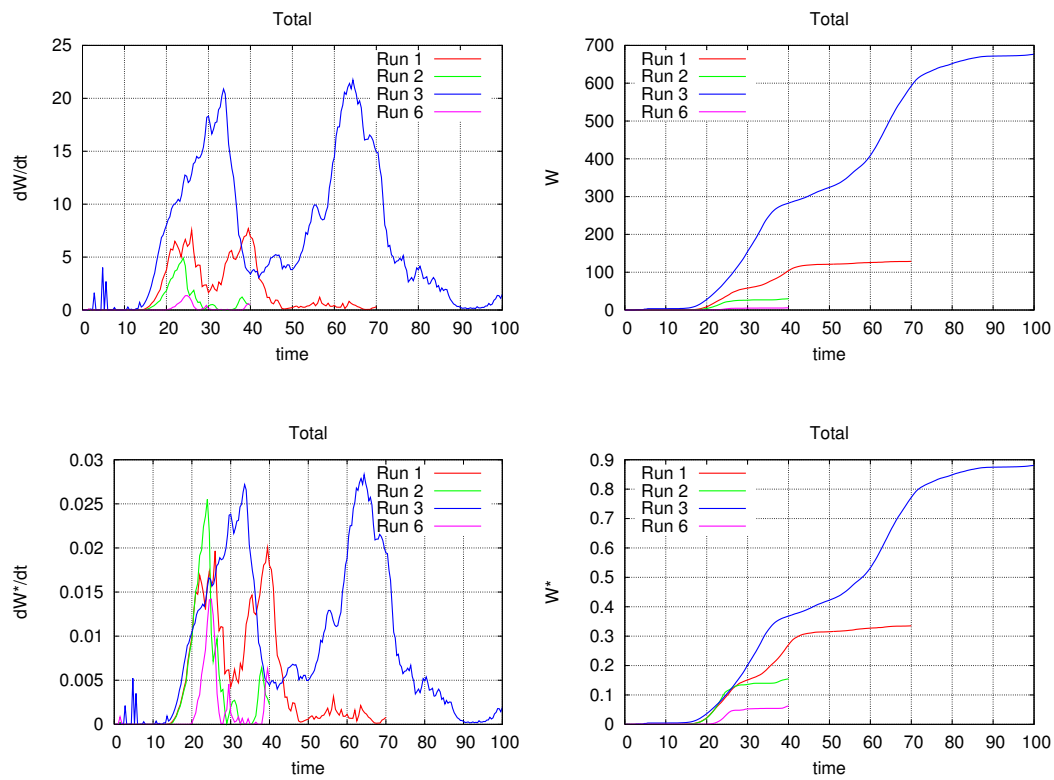


図 4.8: 上段は全領域での dW/dt と W . 計算領域の大きさが異なるため, それらを電流層領域面積で規格化した (下段). 規格化しても電子加速は計算領域の大きさに依る.

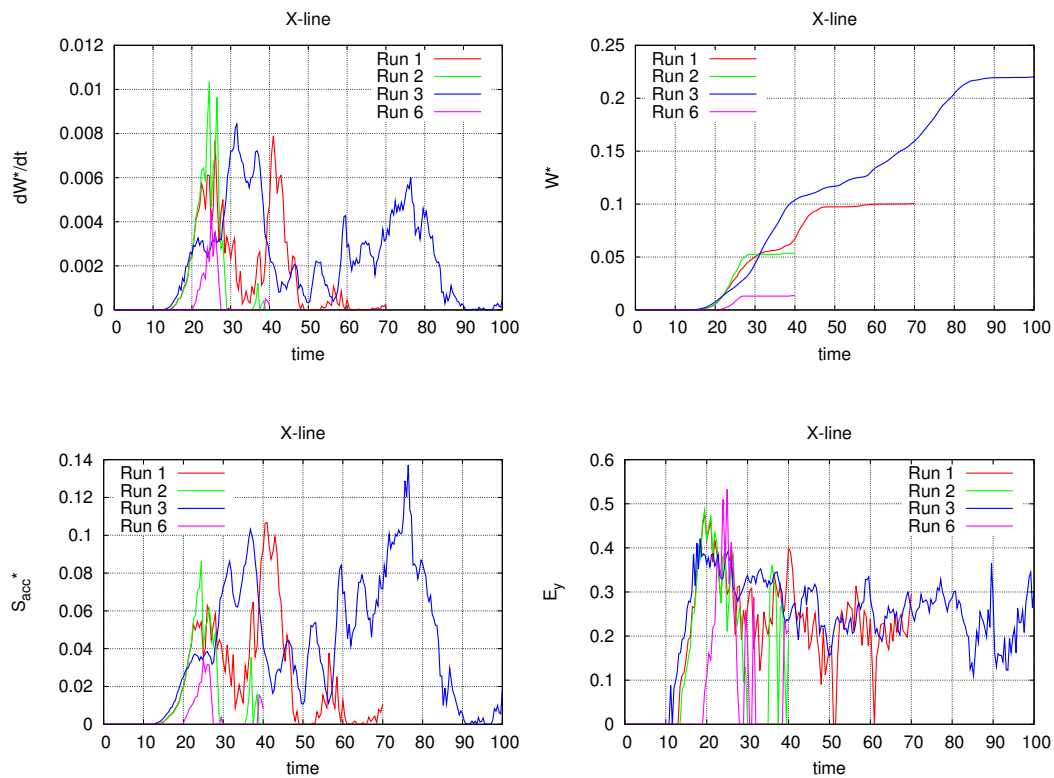


図 4.9: 計算領域の大きさの異なる計算における X-line での加速の比較. dW^*/dt の最大値はほぼ同じで継続時間が異なる.

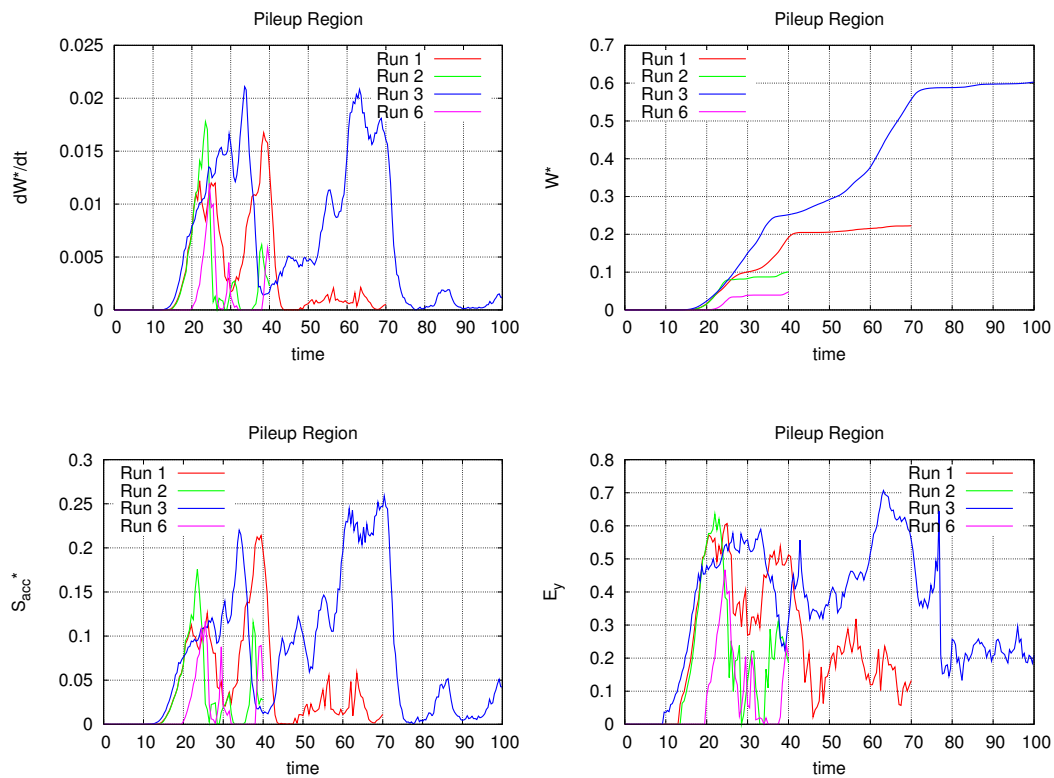


図 4.10: 計算領域の大きさの異なる計算における pileup 領域での加速の比較.
 dW^*/dt の最大値はほぼ同じで継続時間が異なる.

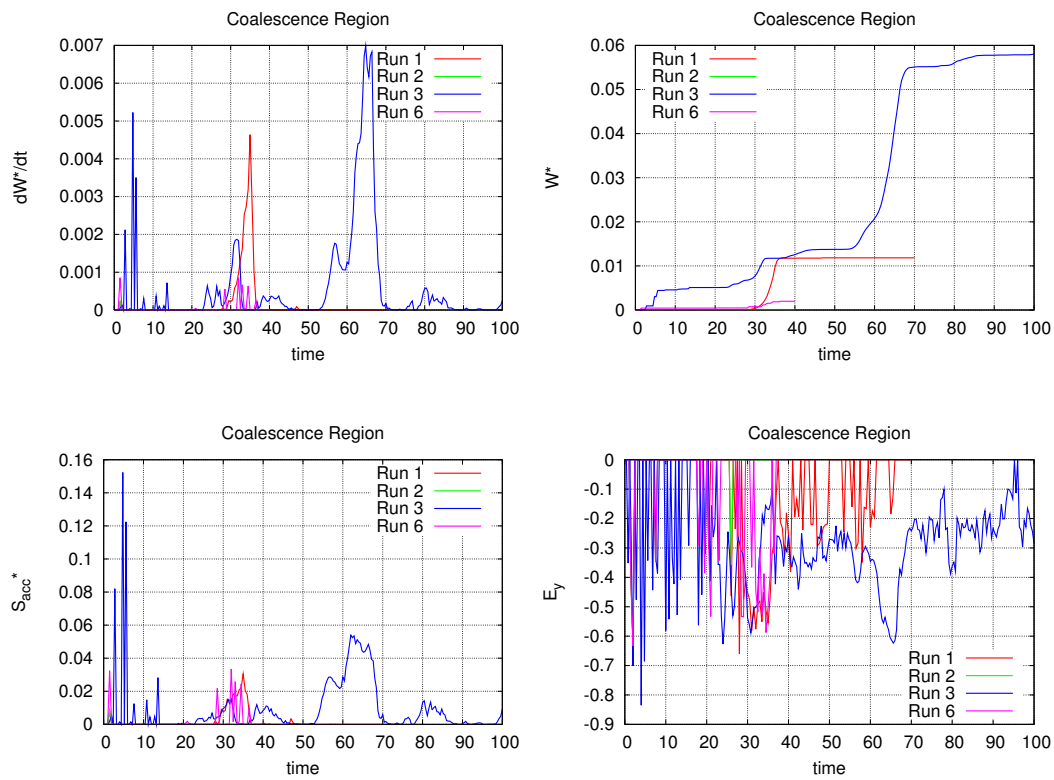


図 4.11: 計算領域の大きさの異なる計算における磁気島合体領域での加速の比較. 計算 1 では他の加速領域に比較して小さいエネルギーしか与えなかったが, 計算 3 では他の加速領域と比較しても無視できない程度のエネルギーを与えた.

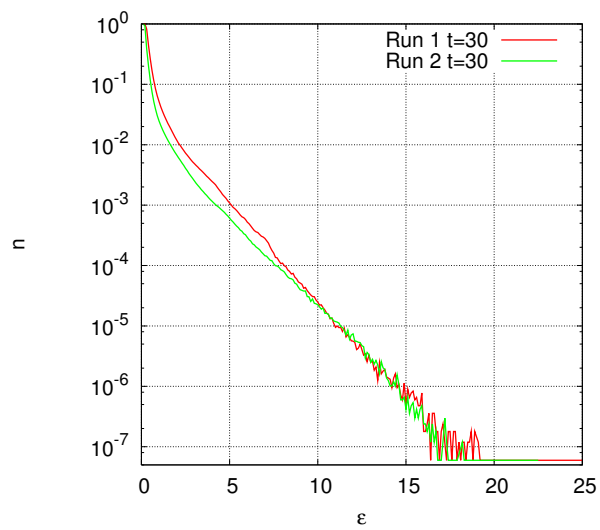


図 4.12: 計算 1, 2 の $t=30$ の電子エネルギースペクトル. 計算 1 は 1 段階目の磁気島合体が完了した時刻, 計算 2 は磁気島合体が完了し電子加速が飽和した時刻である. 2 つのスペクトルはよい一致を示している.

4.3 ガイド磁場の有無依存性

初期条件として与える y 方向の磁場のことをガイド磁場と呼ぶ。計算 7 では反平行磁場の強さ B_0 の 0.5 倍の強さのガイド磁場を設定した (表 4.3)。ガイド磁場が存在する場合、磁気島合体の様相は大きく異なった。ガイド磁場が存在しないとき、磁力線のはほぼ x - z 平面内の 2 次元的構造を持つが、磁場が y 方向成分を持つとき、磁力線はらせん状の 3 次元的構造を持つ。2 次元面で見るとき、磁気島はねじ曲がった構造となった。磁気島合体を経由するとその構造はさらに複雑になり、合体後の磁気島内部は激しい乱流となった (図 4.13)。磁気島の構造はガイド磁場の効果を強く反映したが、磁気島合体の仕方は、ガイド磁場が無い場合と変わらなかった (図 4.14,15)。初期に一樣に与えた B_y は、磁気島が形成されると磁気島内部で強くなった (図 4.16)。

表 4.3: 4.3 節で議論する計算設定

	計算 1	計算 7
B_G	0	0.5

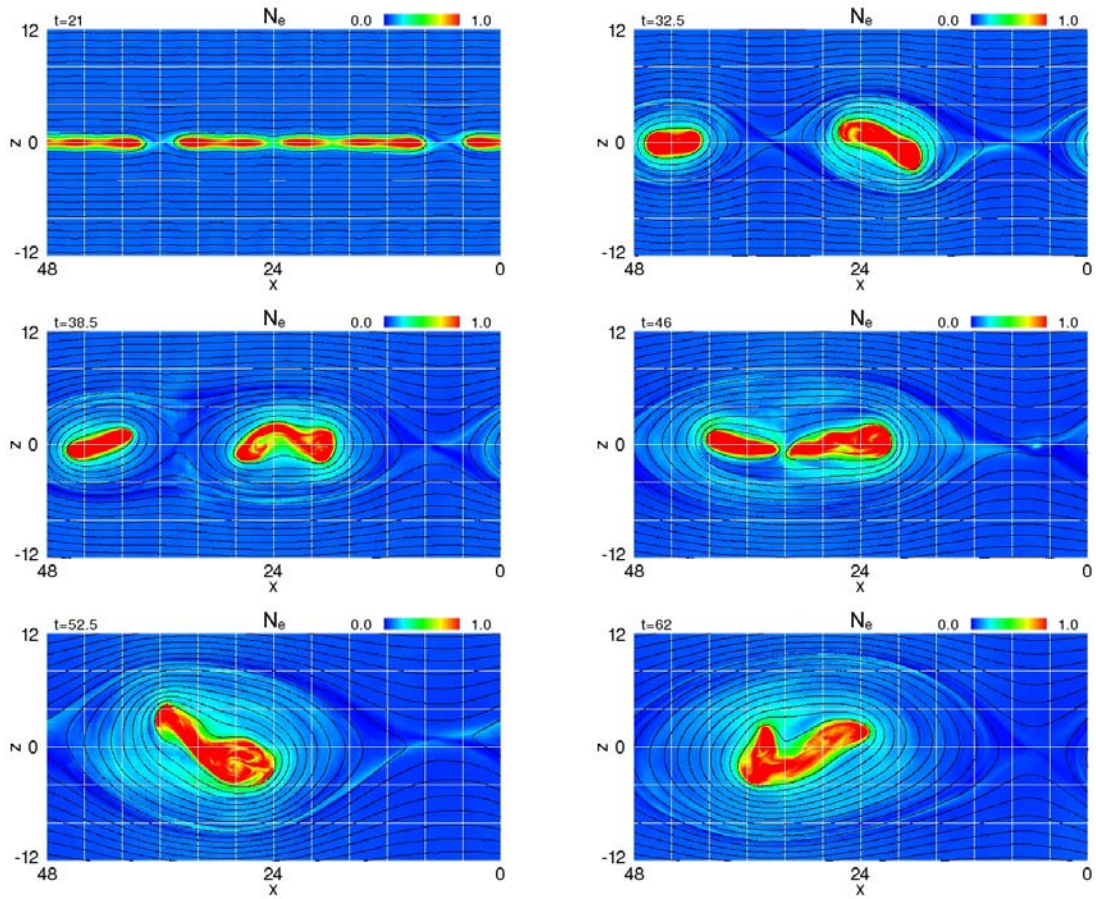


図 4.13: 計算 7 における電子密度の時間発展. ガイド磁場の効果により, 磁気島合体の様子が大きく変わる.

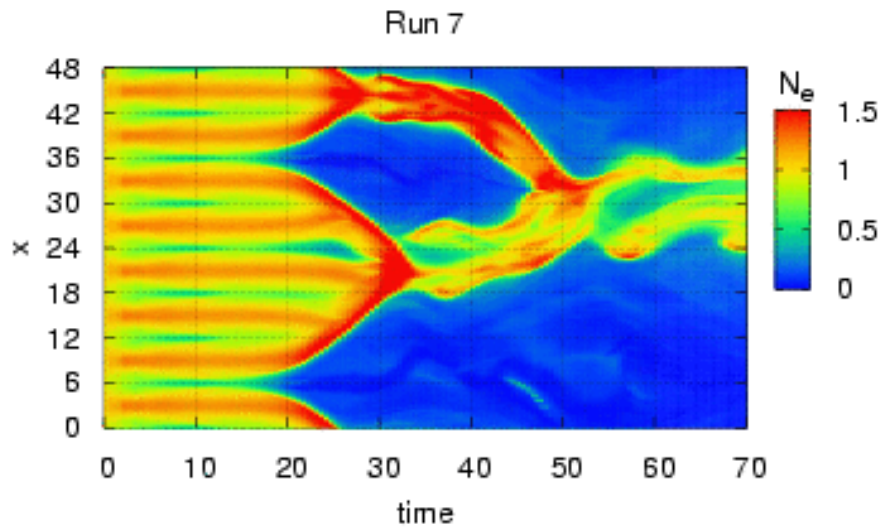


図 4.14: 計算 7 の磁気中性面での電子密度の時間発展.

ガイド磁場の有無の異なる計算での電子エネルギースペクトルを比較すると、2つのスペクトルはほとんど一致した (図 4.17). しかしながら電子加速のメカニズムはガイド磁場の効果により大きく変わった (図 4.18 ~ 21). X-line, 磁気島合体領域での加速は見られたが, pileup 領域での加速は顕著ではなくなった. また, 乱流状態となった磁気島内部で $|\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}|$ は大きくなった. 磁気島の淵では $J_{ex}E_x$ がまだ模様となって見えた (図 4.19). これは, ガイド磁場が存在する場合の先行研究 [Drake et al., 2003; Pritchett, 2006b] で主張された, セパトリクス沿いに出来る加速領域であると考えられる. 加速の方向も磁場と平行方向であることから, 先行研究の結果を支持している.

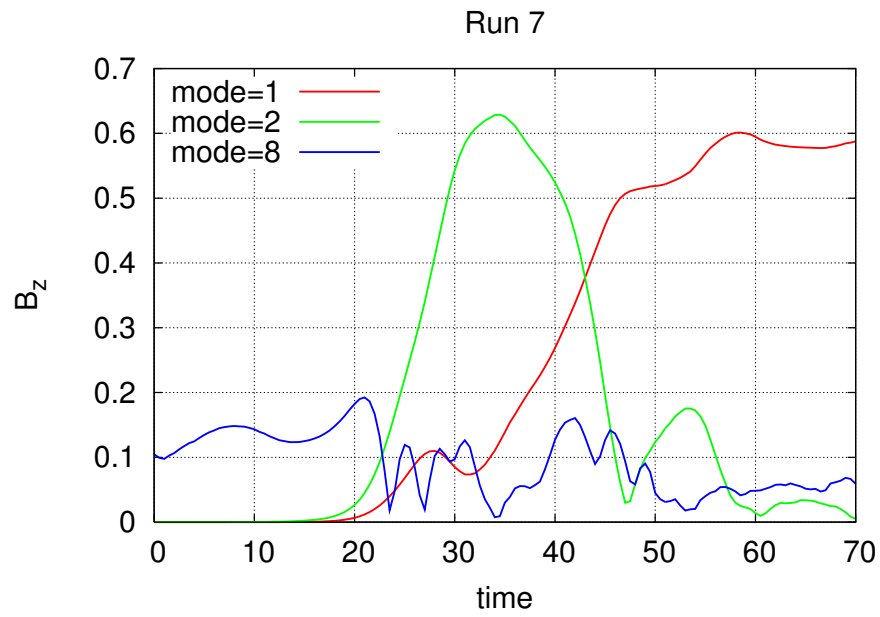


図 4.15: Fourier 変換によって求めた計算 7 の磁場の z 成分の特定波数成分の振幅.

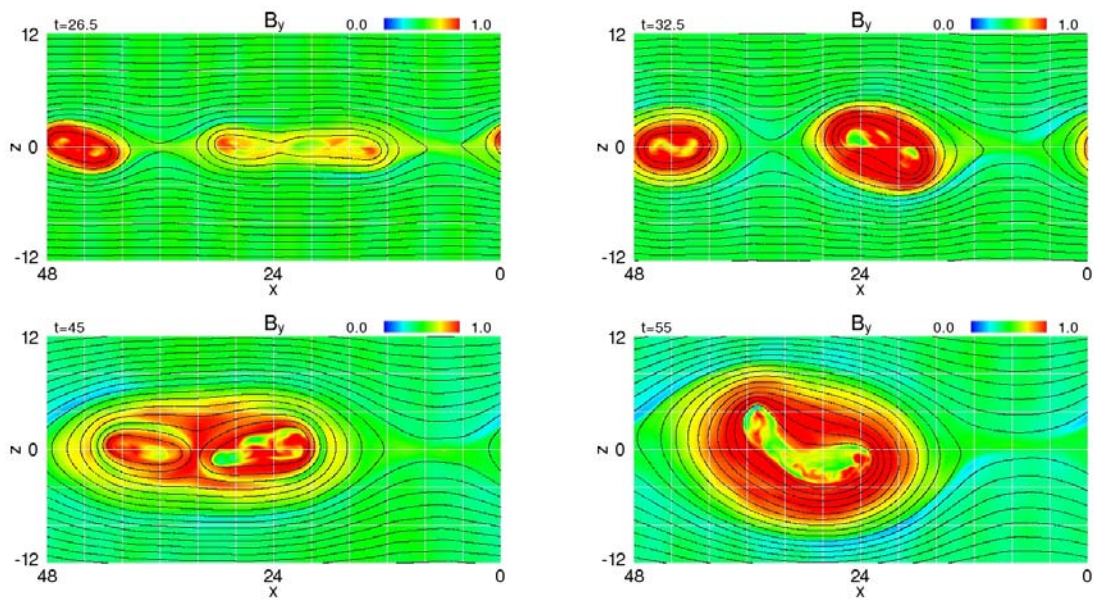


図 4.16: 計算 7 における B_y の時間発展.

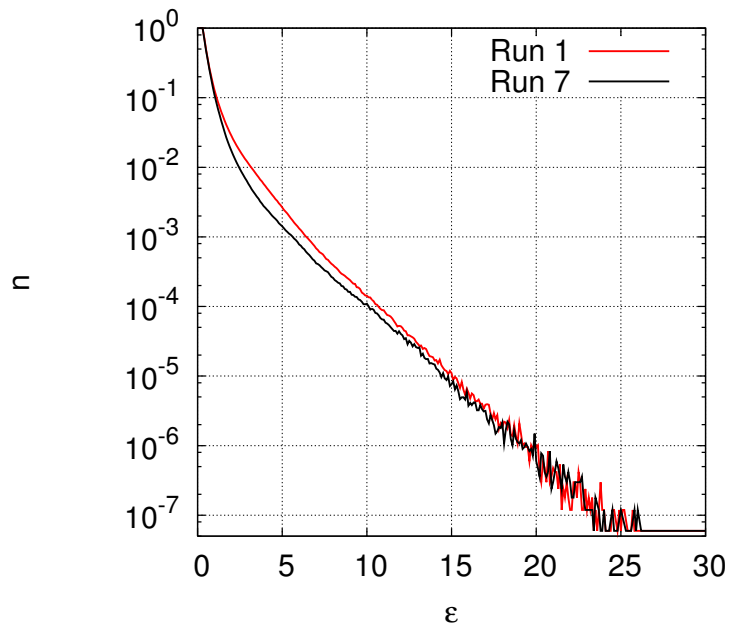


図 4.17: ガイド磁場の有無の異なる計算の電子エネルギースペクトル.

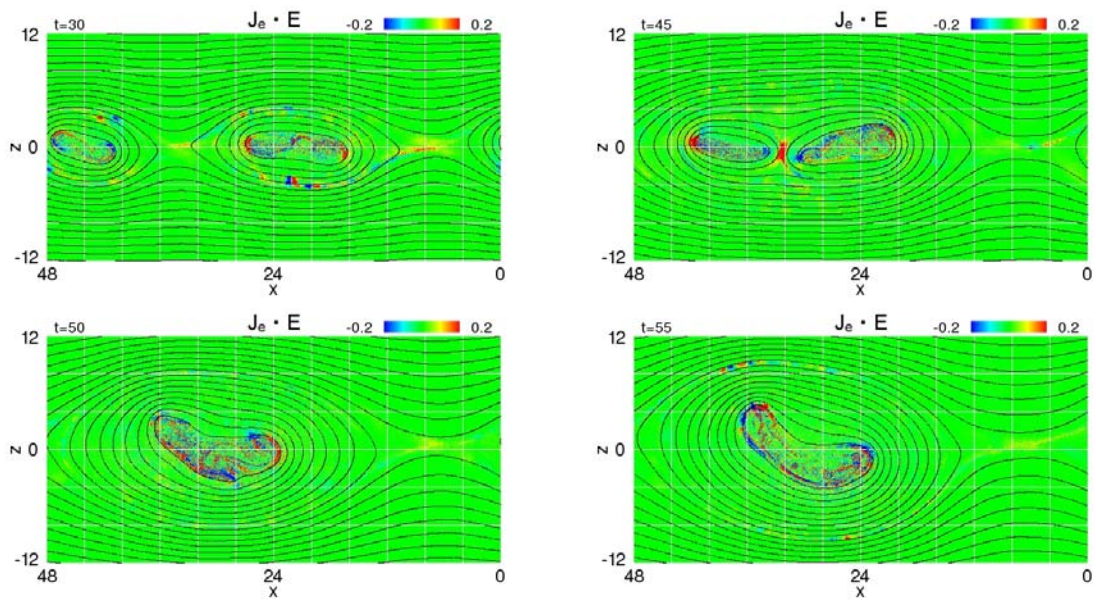
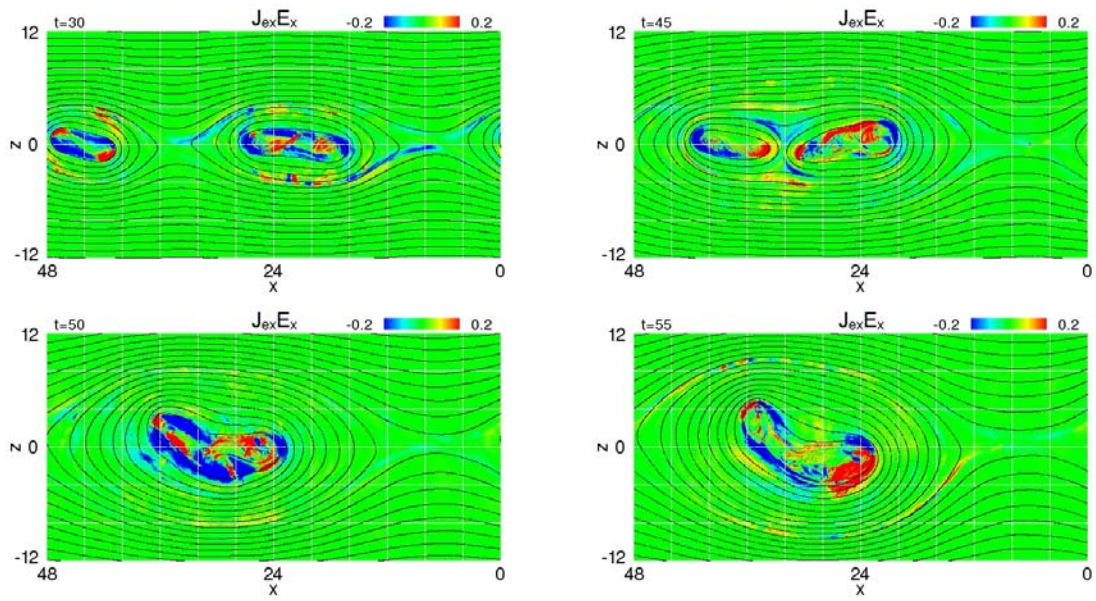
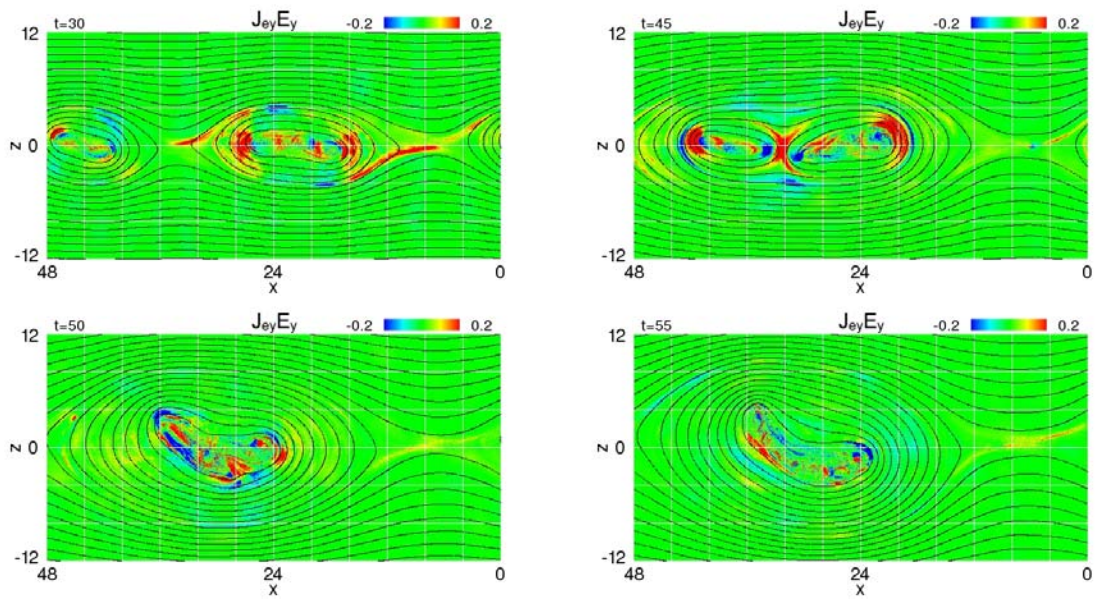
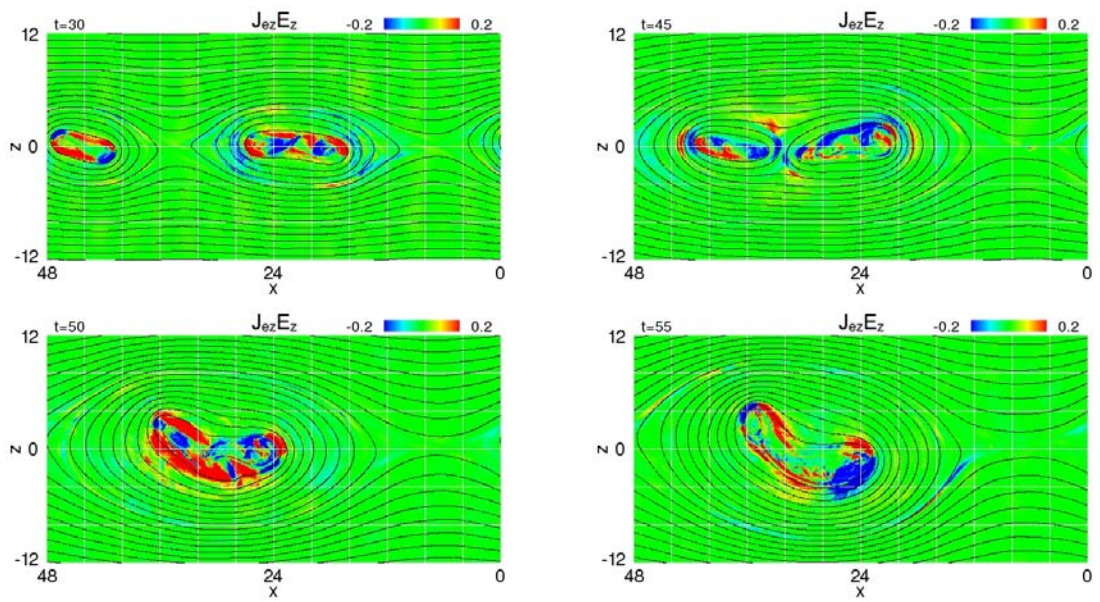


図 4.18: 計算 7 における $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$ の時間発展.

図 4.19: 計算 7 における $J_{ex}E_x$ の時間発展.図 4.20: 計算 7 における $J_{ey}E_y$ の時間発展.

図 4.21: 計算 7 における $J_{ez}E_z$ の時間発展.

4.4 初期電流層厚さ依存性

これまで議論してきた計算は、初期の電流層の厚さをイオン慣性長としていた。これは、宇宙プラズマ中の電流層では薄い状態にあるといえる。初期の電流層の厚さの依存性を調査するため、電流層をイオン慣性長の 2 倍と厚くして計算を行った。電流層を厚くした結果、磁気島合体の様相は変わり初期擾乱で与えた X-line が

表 4.4: 4.4 節で議論する計算設定

	計算 1	計算 2	計算 4	計算 8
$L_x \times L_z$	48×32	24×32	48×32	48×32
d	0.5	0.5	0.5	1
λ_m	$6 = 12 d$	$6 = 12 d$	$12 = 24 d$	$12 = 12 d$

成長し磁気島合体が駆動するまで長い時間がかかった (図 4.22)。計算 4 は同じ計算領域の大きさで同じ磁気島数の計算であるが、計算 4 では 4 つの磁気島が 2 段階合体したのに対し、計算 8 では 4 つの磁気島が一度に合体した。計算 8 の合体の様子は計算 2 によく似ている (図 4.23)。電流層の厚さの異なる計算の電子エネ

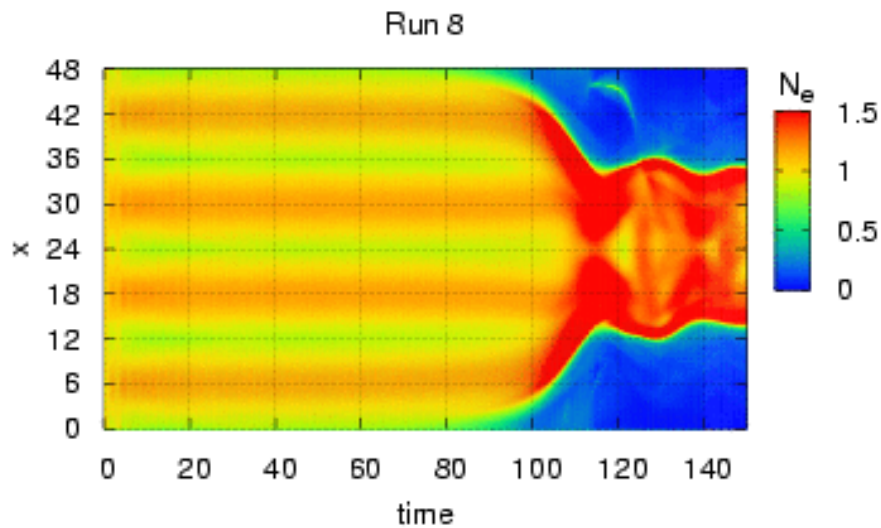


図 4.22: 計算 8 の磁気中性面での電子密度の時間発展。

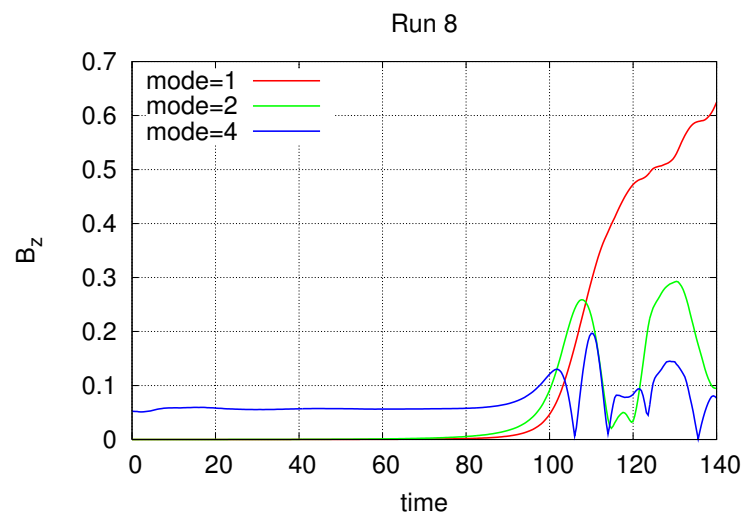


図 4.23: Fourier 変換によって求めた計算 8 の磁場の z 成分の特定波数成分の振幅.

ルギースペクトルを比較では, 電流層を厚くした場合高エネルギー電子数は数倍程度少なかった (図 4.24). 電子が得るエネルギーの比較でも, 各加速領域ごとの比較でも合計でも電流層の厚い場合にはエネルギーが小さくなった (図 4.25 ~ 26).

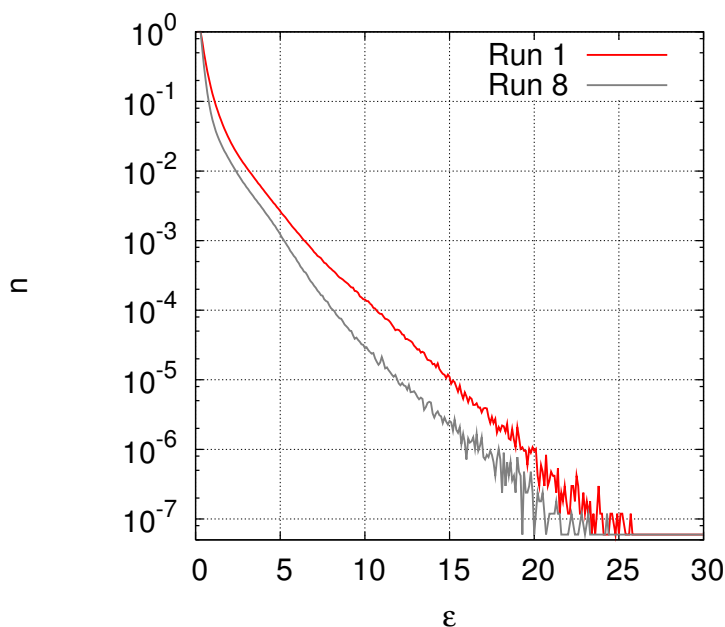


図 4.24: 初期の電流層厚さの異なる計算の電子エネルギースペクトル.

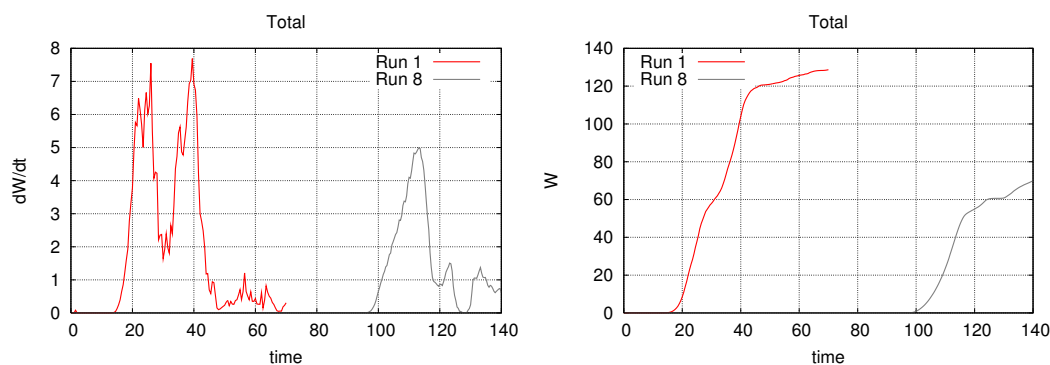


図 4.25: 初期電流層厚さの異なる計算での全加速領域での dW/dt と W .

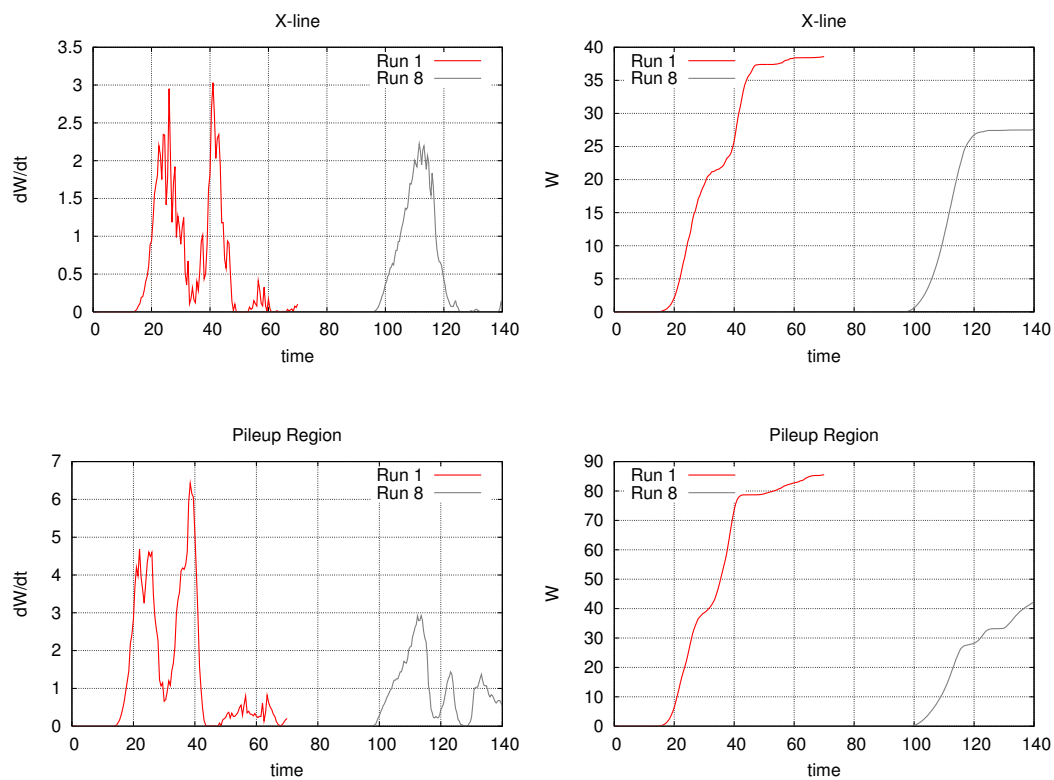


図 4.26: 初期の電流層厚さが異なる計算における x-line と pileup 領域での加速の比較.

4.5 イオンと電子の質量比依存性

プラズマは正と負の荷電粒子からなる。天体プラズマでは陽電子が正の荷電粒子として存在することもあるが、太陽系プラズマでは正の荷電粒子はイオンであり、そのイオンの多くは水素イオン（陽子）である。

水素イオンと電子の質量比が $m_{\text{H}^+}/m_e = 1836$ であるのは自然界において普遍であるが、シミュレーションを行う上でイオンと電子の質量比を小さく見積もることは計算コストを削減するための常套手段である。本論文でこれまで紹介してきた計算は全て $m_i/m_e = 100$ で行った。本節では質量比を大きくとり $m_i/m_e = 400$ として行った計算の結果を紹介し、質量比依存性について考察する。質量比の変化に対応していくつかのパラメータも変えた。質量比を大きくしても、磁気島合体の

表 4.5: 4.5 節で議論する計算設定

	計算 1	計算 9
m_i/m_e	100	400
$\Delta x/\lambda_i$	1/32	1/64
$\Omega_{ci}\Delta t$	1/640	1/2560
V_{Ai}/c	1/10	1/20

様子にあまり変化は見られなかった（図 4.27～28）。電子エネルギースペクトルの比較では、 $\varepsilon < 5$ では計算 9 の電子数が卓越したが、 $\varepsilon > 5$ では計算 1 の方が電子数が多くなり、高エネルギーになるにつれその差は開いた（図 4.29）。 dW/dt と W の比較では、2 段階目の加速で計算 9 の方がエネルギー増加は大きかった（図 4.30）。X-line でのエネルギー増加は合体の開始時間に差がある以外はほぼ同じであった。一方、pileup 領域での加速は 2 段階目の加速で計算 9 の dw/dt が卓越し、この差が合計のエネルギー増加の差となった（図 4.31）。

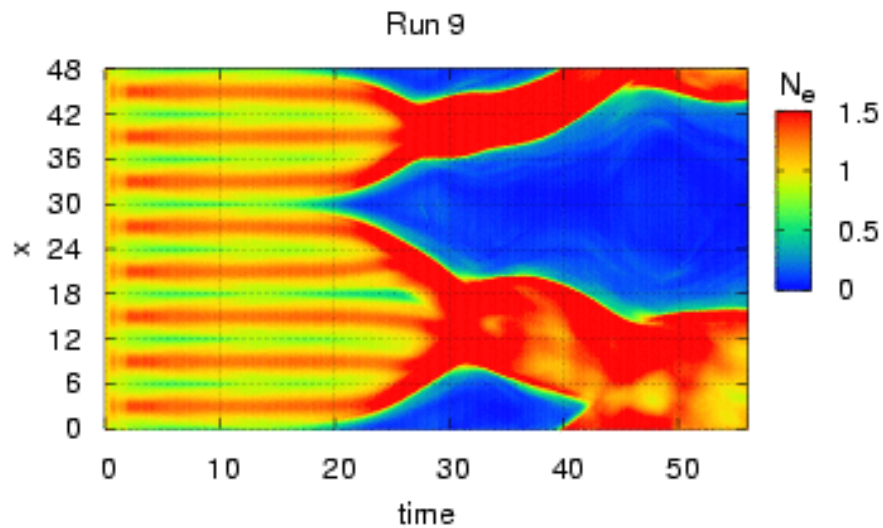


図 4.27: 計算 9 の磁気中性面での電子密度の時間発展.

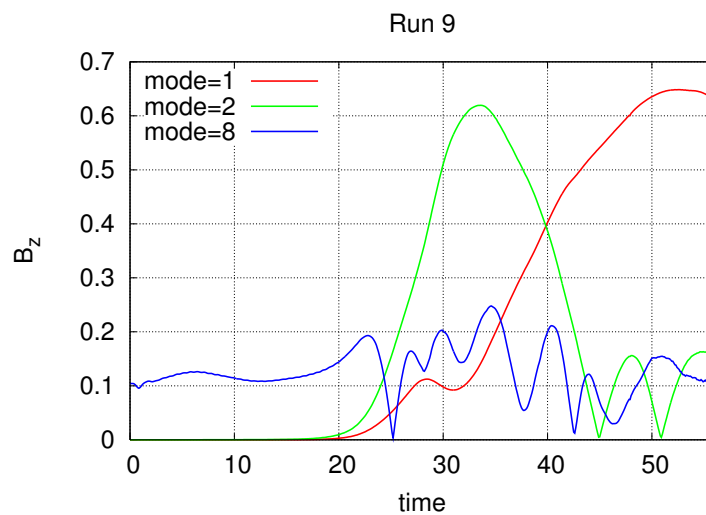


図 4.28: Fourier 変換によって求めた計算 9 の磁場の z 成分の特定波数成分の振幅.

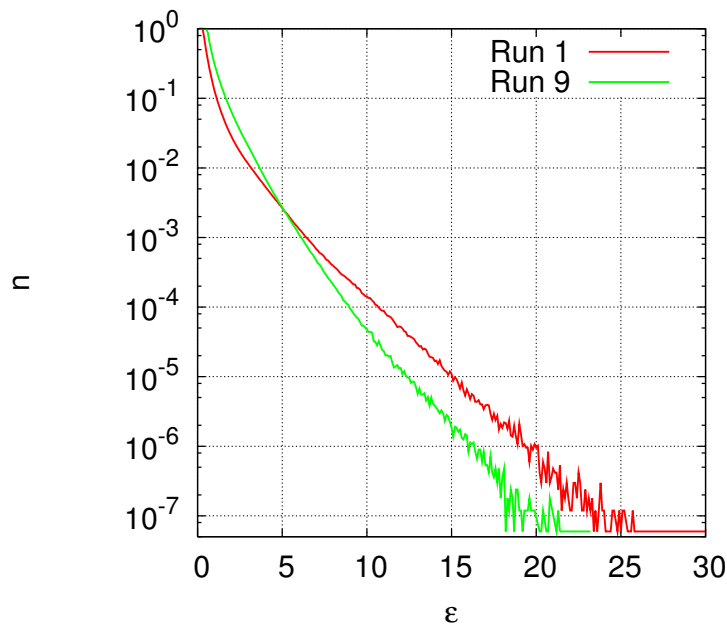


図 4.29: イオンと電子の質量比の異なる計算の電子エネルギースペクトル.

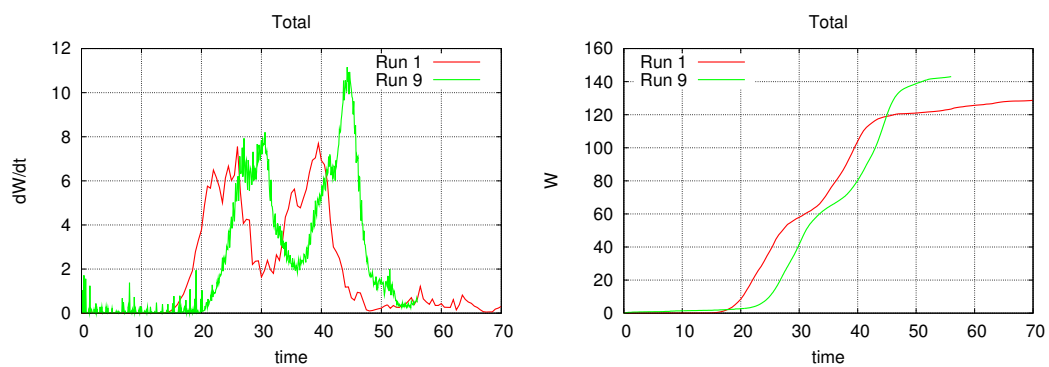


図 4.30: イオンと電子の質量比の異なる計算での全加速領域での dW/dt と W .

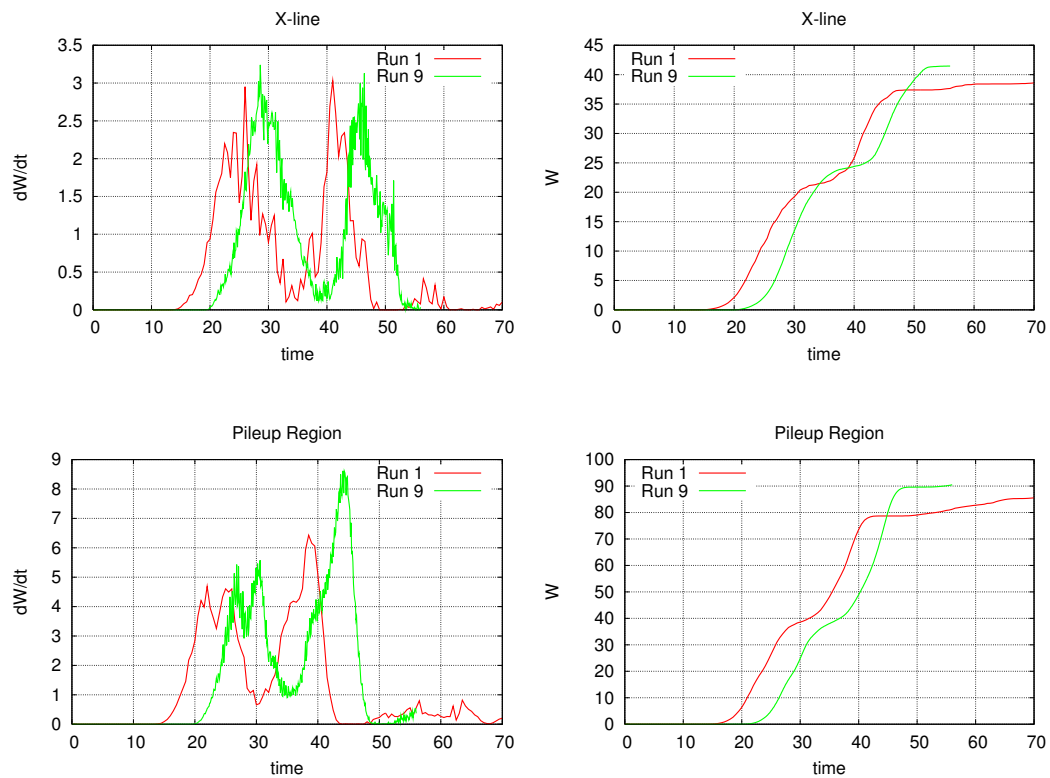


図 4.31: イオンと電子の質量比の異なる計算における x-line と pileup 領域での加速の比較.

第5章 結論



本研究では複数の X-line を形成する磁気リコネクションの 2 次元粒子シミュレーションを行い、電子加速メカニズムに与える複数の X-line の効果を解明した。

複数の X-line の形成により複数の磁気島が生成され、リコネクションの発展の中で磁気島は合体する。電子加速は磁気島合体に対応して起こる。多数の磁気島が生成され磁気島合体は多段階に分かれる場合には多段階電子加速が起こる。多段階の電子加速により、高エネルギー電子の空間分布は磁気島を取り囲む多重リングを形成する。電子の加速領域は X-line と pileup 領域であることが先行研究から示唆されているが、これらに加えて磁気島合体領域でも電子が加速される。それぞれの加速領域で電子が得るエネルギーの総量は pileup 領域での加速が最も大きい。高エネルギー電子生成機構とそれらへの各加速領域の寄与を解明するため電子の軌道と加速履歴を調べた。電子が超高エネルギーまで加速されるには X-line での加速が不可欠である。しかし X-line での加速のみで超高エネルギーに達する電子はごく僅かで、多くの電子は X-line での加速後に pileup 領域や磁気島合体領域でさらなる加速を受けて超高エネルギーまで到達する (図 5.1)。

複数の X-line を形成する磁気リコネクションのシミュレーションを様々な計算設定の下で実行し、結果を比較した。初期 X-line 数の異なる計算では、最終時刻での電子エネルギースペクトルはよく似た形を示すが、電子が 3 つの加速領域で得るエネルギーには差が生じる。計算領域の大きさの異なる計算を比較した結果、計算領域が大きいほど電子の得るエネルギーは増加し、高エネルギー電子は多く生成される。エネルギースペクトルは磁気リコネクションのスケールに依存し、計算領域の大きさの異なる場合でも合体の途中の磁気島の大きさが同じ状態の時に比較するとスペクトルはよく一致する (図 5.2)。本研究における最大スケールの計算では磁気島合体領域での電子加速の規模が大きくなり、非熱的電子が多数生成される。

本研究の結果を現実の宇宙プラズマに適応するとき、注意すべき点が幾つかある。まず、シミュレーション特有のパラメータ設定が挙げられる。イオンと電子の質量比は現実よりも小さい値を用いた。異なる質量比で行った計算結果の比較からは、実際には電子のエネルギーは低くなることが示唆される。電子のプラズマ周波数と電子のサイクロトロン周波数の比は 1 としたが、実際の地球磁気圏では本研究で用いた値より数倍から 10 倍程度大きい。この値は光速と Alfvén 速度の比を決定し、本研究では Alfvén 速度を現実よりも大きい値に設定していたことになる。空間の 3 次元性も考慮すべき事項である。2 次元シミュレーションではリコネクション面外の空間的制限を考慮しないため、電子加速が過大評価されている可能性がある。一方、計算領域の大きさや本研究で用いた周期境界条件などのシミュレーションに課される空間的な制限は磁気リコネクションの発展の妨げになるが、現実ではそれらの影響は受けない。磁気島合体領域での電子加速はリコネクションのスケールに依存するという本研究の結果から、現実にかかる大きなスケールのリコネクションでは磁気島合体領域の重要性が大幅に増すことが期待できる。

磁気リコネクションの理解には、シミュレーションが大きな役割を果たしてきた。その背景には、「半導体の集積密度は 18~24ヶ月で倍増する」という Moore の法

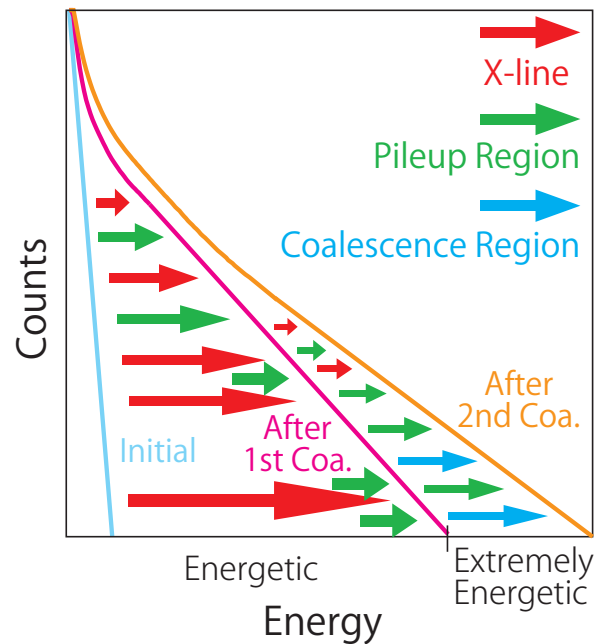


図 5.1: 2 段階の磁気島合体を経由する磁気リコネクションでの電子加速の概要. 1 段階目合体時には X-line と pileup 領域で電子加速が起こるが, 高エネルギー電子の生成には X-line での加速が支配的となる. 磁気島合体領域での加速は初期の X-line 数によるが, X-line の間隔が近い場合には初期擾乱で与えた X-line が十分成長しないため加速は起こらない. 2 段階目合体時には超高エネルギー電子生成には X-line は関与せず, pileup 領域と磁気島合体領域での加速が重要となる. 磁気島の多段階合体を経由する場合にはこれらのメカニズムを分割して理解できるが, 初めから単一の X-line を形成する場合にも同様に, 初期の加速は X-line が支配的で, その後のさらなる加速には pileup 領域が重要となると考えられる.

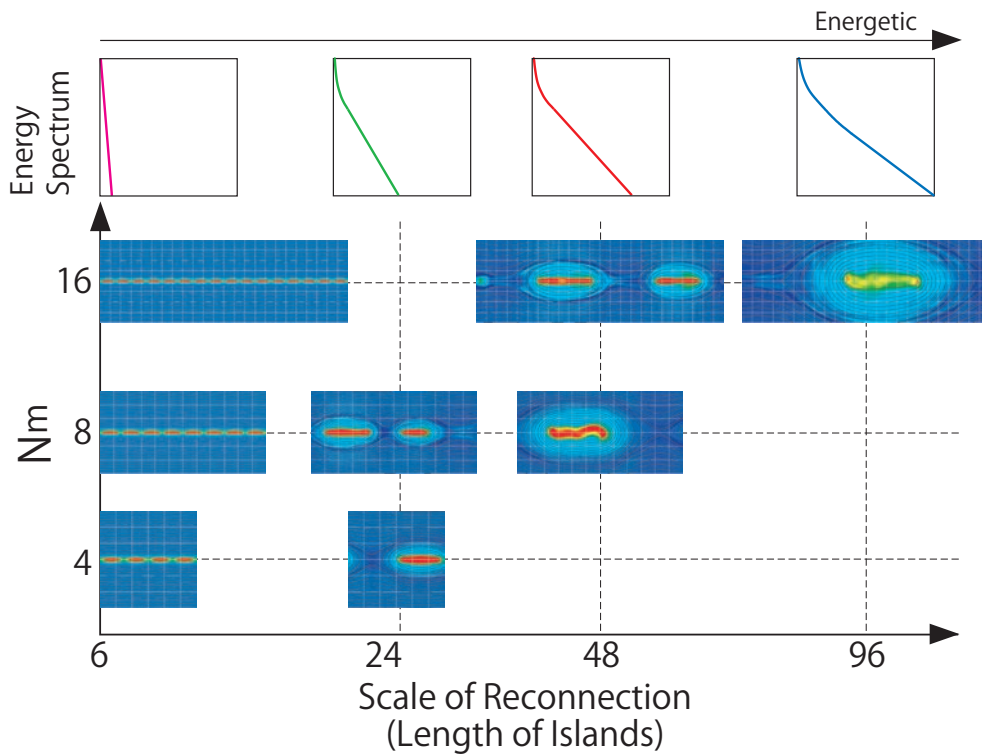


図 5.2: 電子エネルギースペクトルと磁気リコネクションスケールの比較. スペクトルは磁気リコネクションのスケールで決まり, リコネクションのスケールが大きいほどスペクトルは高エネルギーとなる. 計算領域の大きさの異なる計算でも磁気島の大きさが同じ状態で比較するとよく一致する.

則 [Moore, 1965] に基づくコンピュータの性能の飛躍的发展がある. 今後も指数関数的な发展が期待できるかどうかはともかく, 未来のコンピュータの发展について疑う余地はない. 同時に, 磁気リコネクションの構造はより精密に理解されていくであろう. こうした发展の中でシミュレーションが実パラメータに近づいていくにつれ磁気島合体領域での加速の重要性が高まることを期待する.

理論的な研究と相補的に, GEOTAIL, Cluster などの磁気圏探査衛星のその場観測もまた大きく貢献してきた. しかし, 理論的予測が確立されているにも関わらず計測機器の制限によって現象を捉えられないことも稀ではない. さらに, 複数衛星を使った同時多点観測の重要性が強く認識されている. これらの要求に応え, 宇宙プラズマのその場観測をより強力にする次なる探査として, 宇宙航空研究開発機構 (JAXA) の SCOPE 計画 (欧州宇宙機関 (ESA) と共同で CrossScale 計画 (図 5.3)) や, アメリカ航空宇宙局 (NASA) の MMS-SMART 計画などの次期磁気圏探査計画が進められている. これらの探査計画において高時間分解能のマルチスケール観測が実現されれば, 複数の X-line の詳細な構造や電子加速の現場をとらえる事が可能であろう.

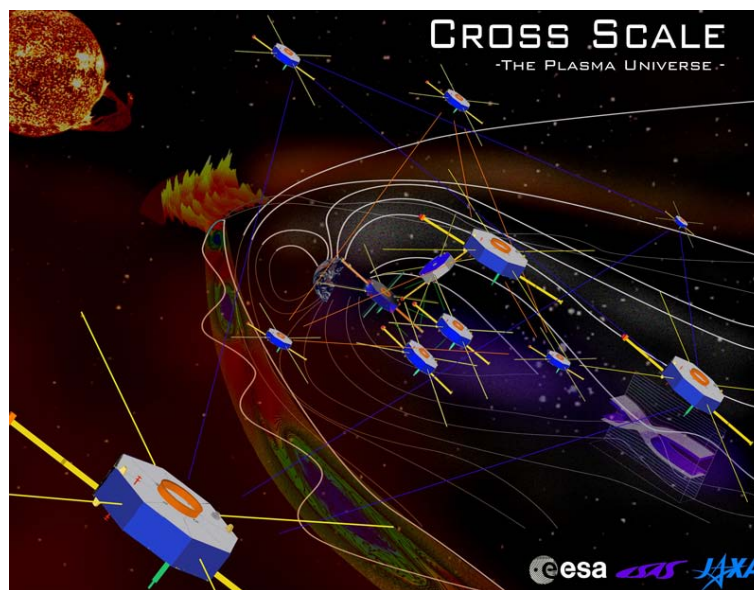


図 5.3: CrossScale 計画の概念図. 提供:宇宙航空研究開発機構 (JAXA).

付 録 A 複数の X-line を形成する 磁気リコネクションの時間 発展

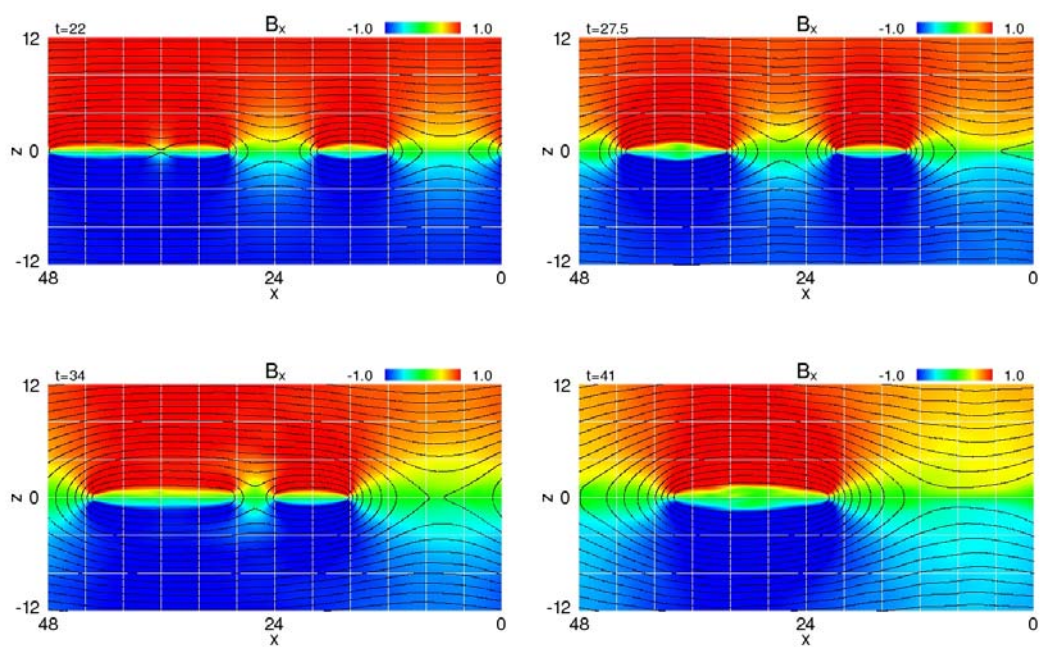


図 1.1: 計算 1 における x 方向磁場の時間発展.

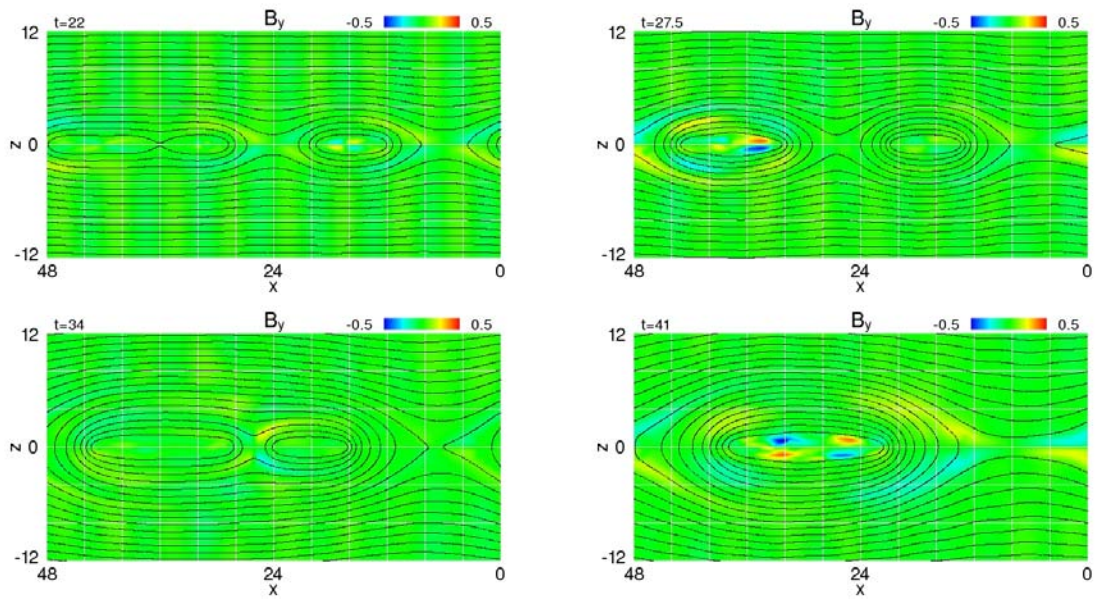


図 1.2: 計算 1 における y 方向磁場の時間発展.

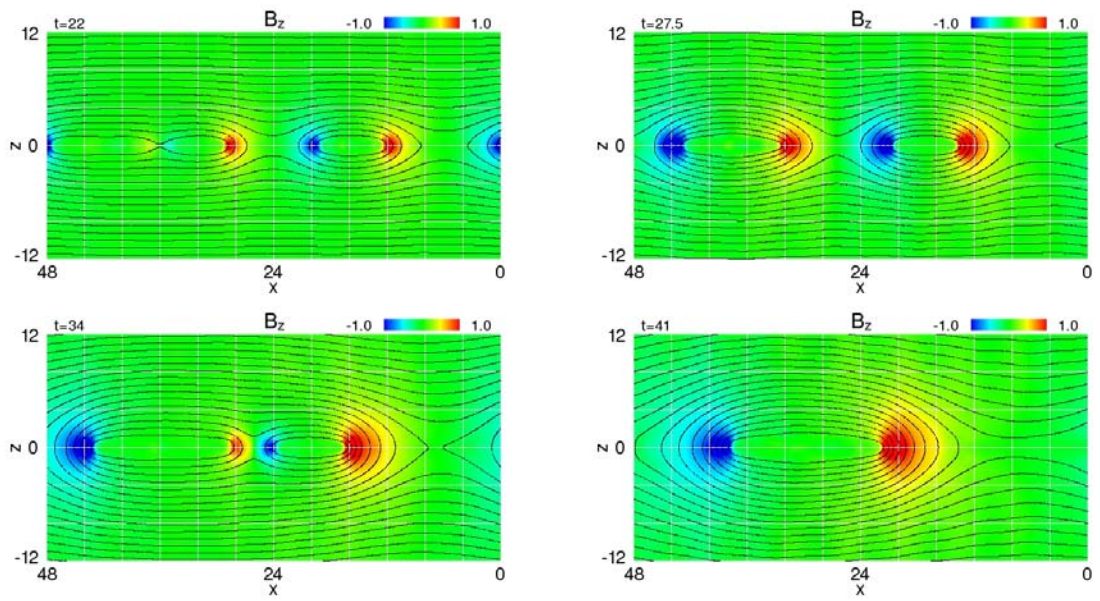


図 1.3: 計算 1 における z 方向磁場の時間発展.

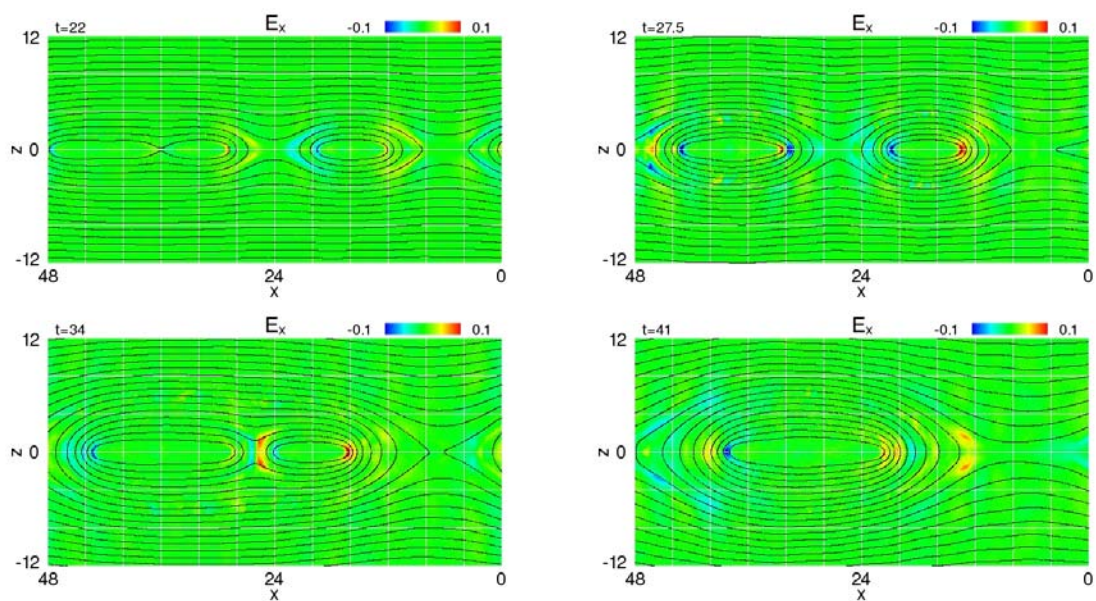


図 1.4: 計算 1 における x 方向電場の時間発展.

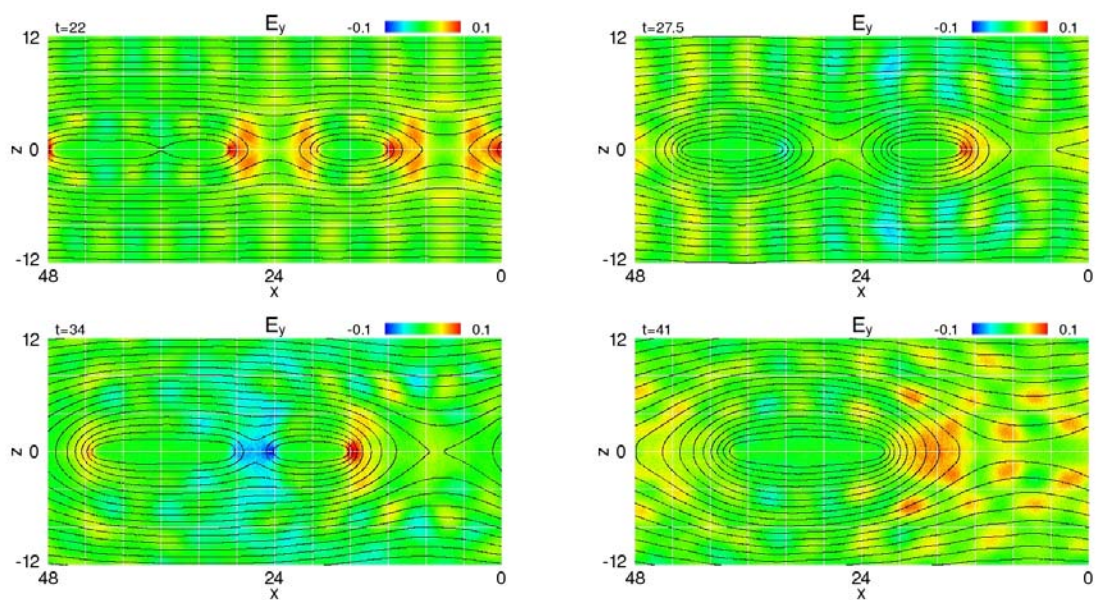


図 1.5: 計算 1 における y 方向電場の時間発展.

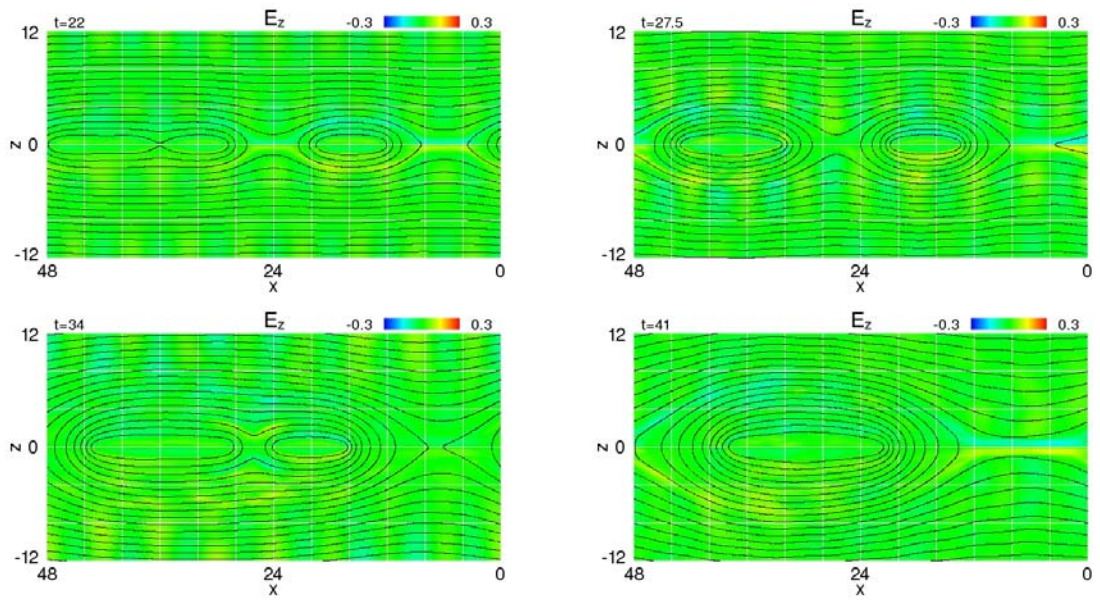


図 1.6: 計算 1 における z 方向電場の時間発展.

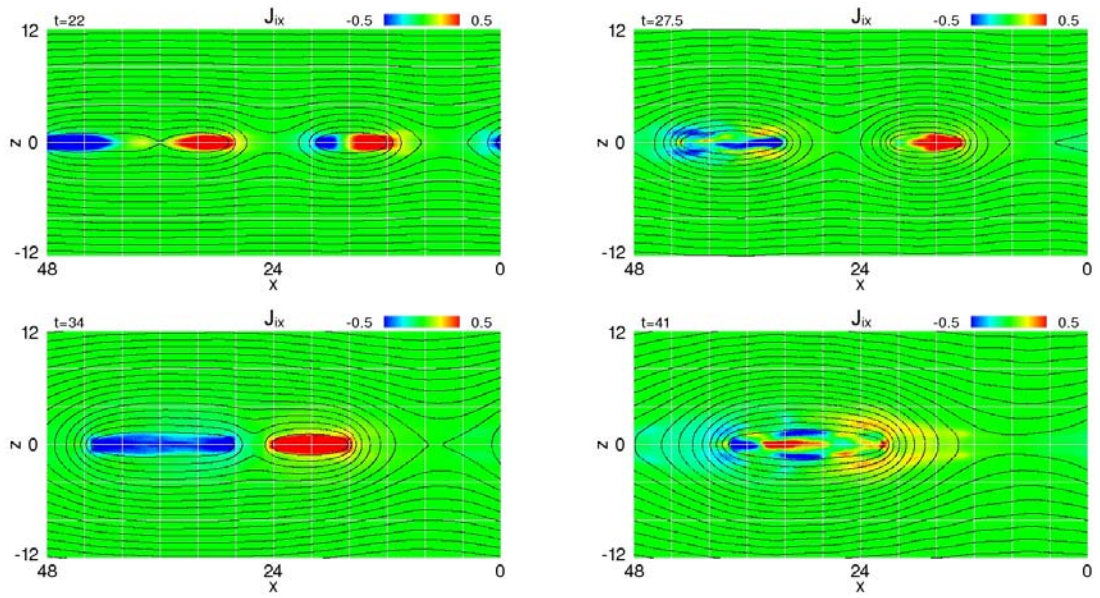


図 1.7: 計算 1 における x 方向イオン電流の時間発展.

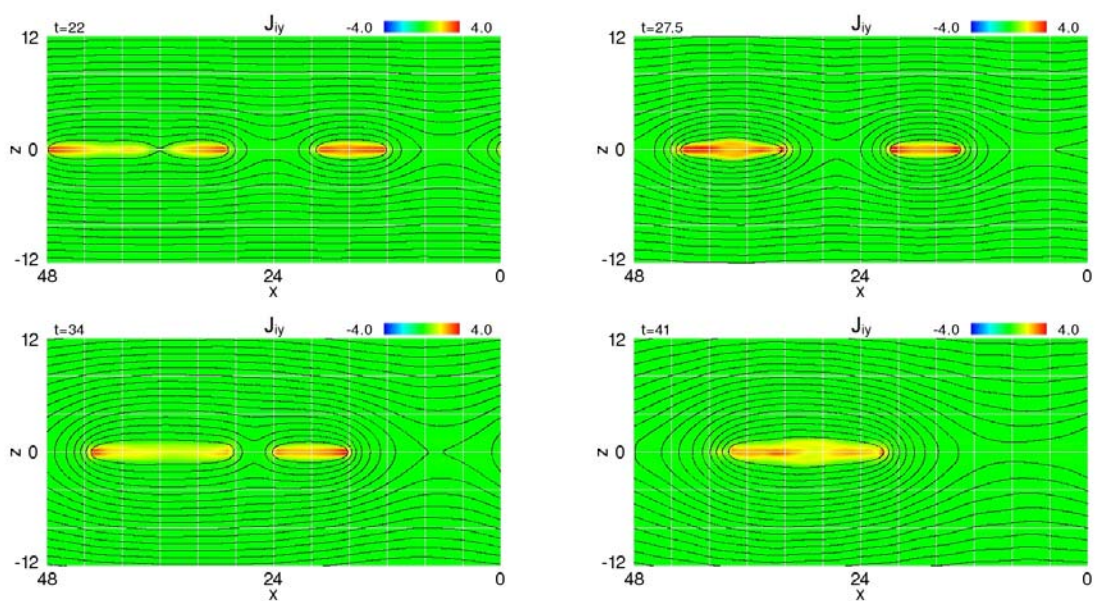


図 1.8: 計算 1 における y 方向イオン電流の時間発展.

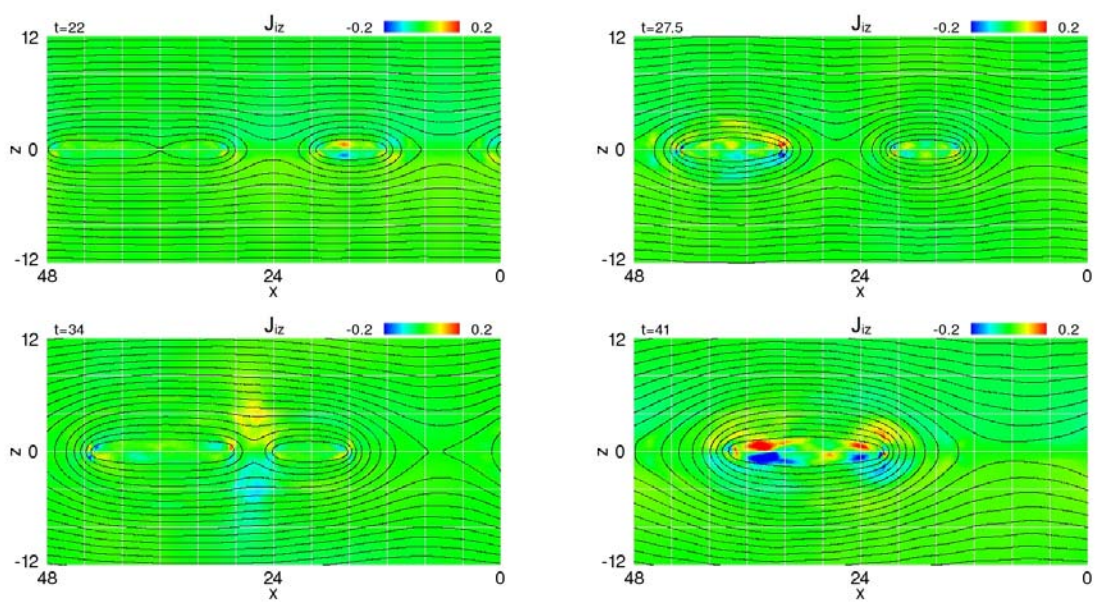


図 1.9: 計算 1 における z 方向イオン電流の時間発展.

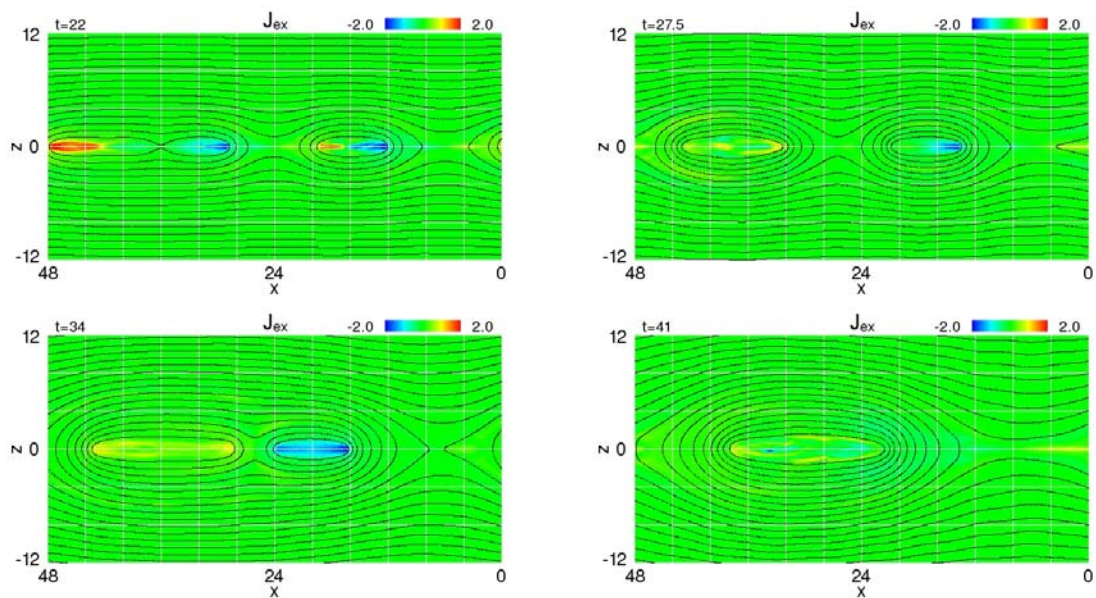


図 1.10: 計算 1 における x 方向電子電流の時間発展.

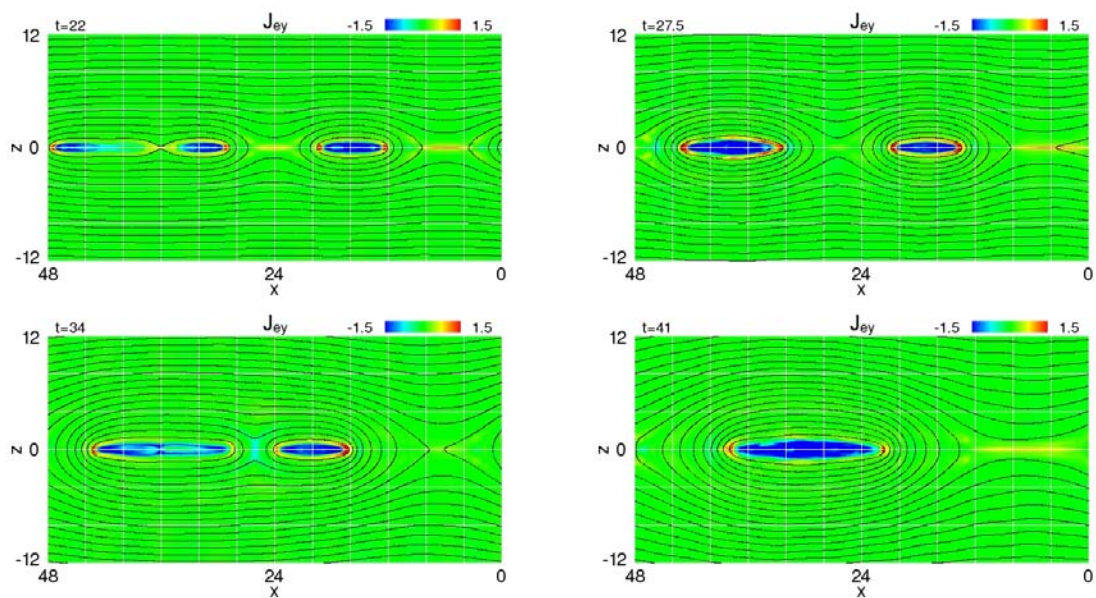


図 1.11: 計算 1 における y 方向電子電流の時間発展.

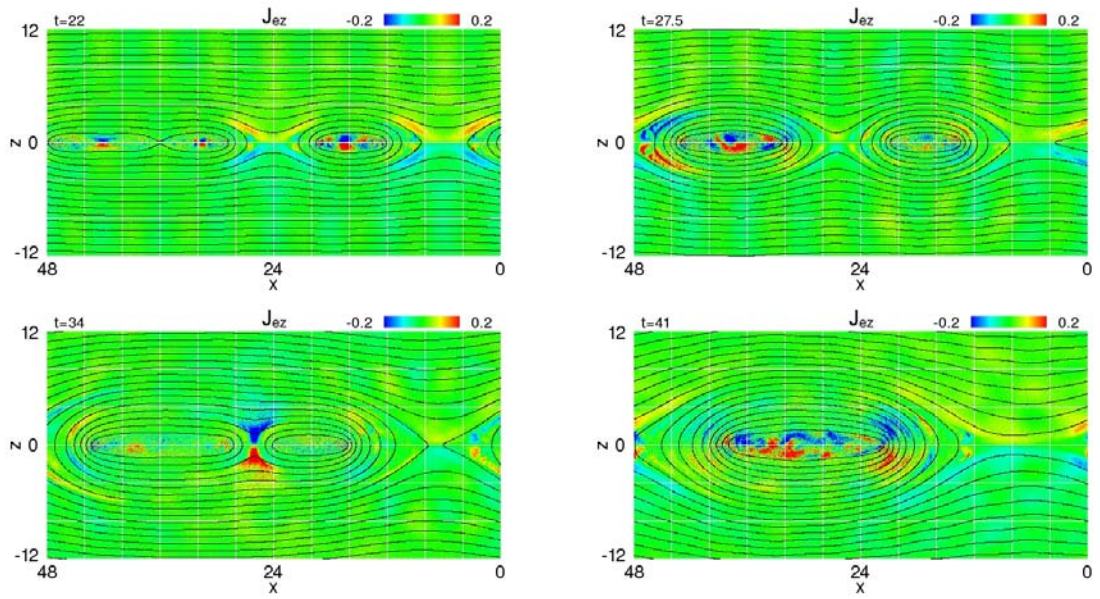


図 1.12: 計算 1 における z 方向電子電流の時間発展.

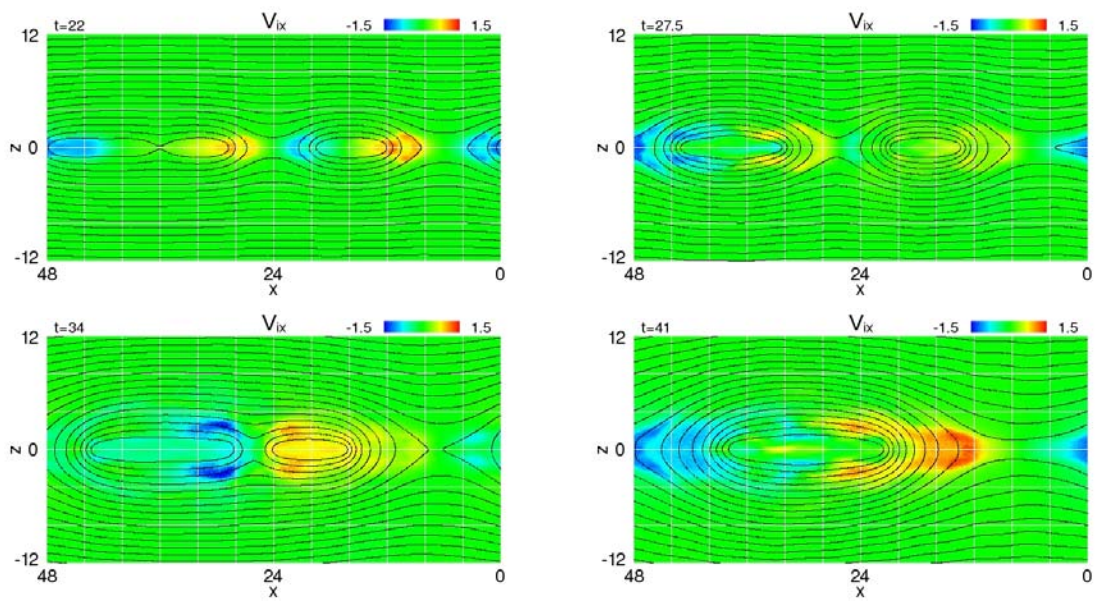


図 1.13: 計算 1 における x 方向イオン速度の時間発展.

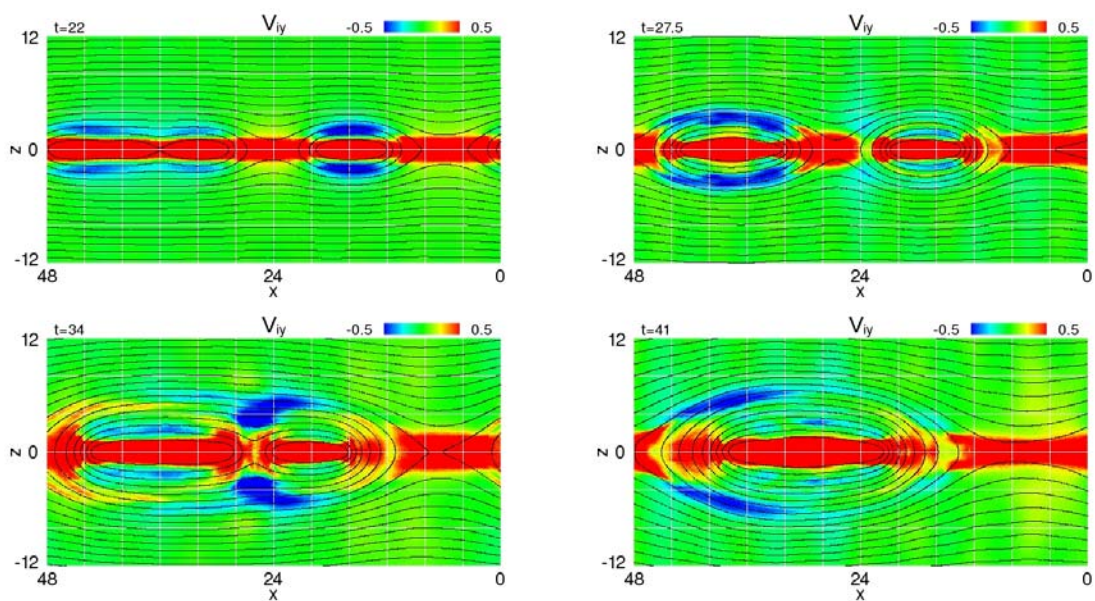


図 1.14: 計算 1 における y 方向イオン速度の時間発展.

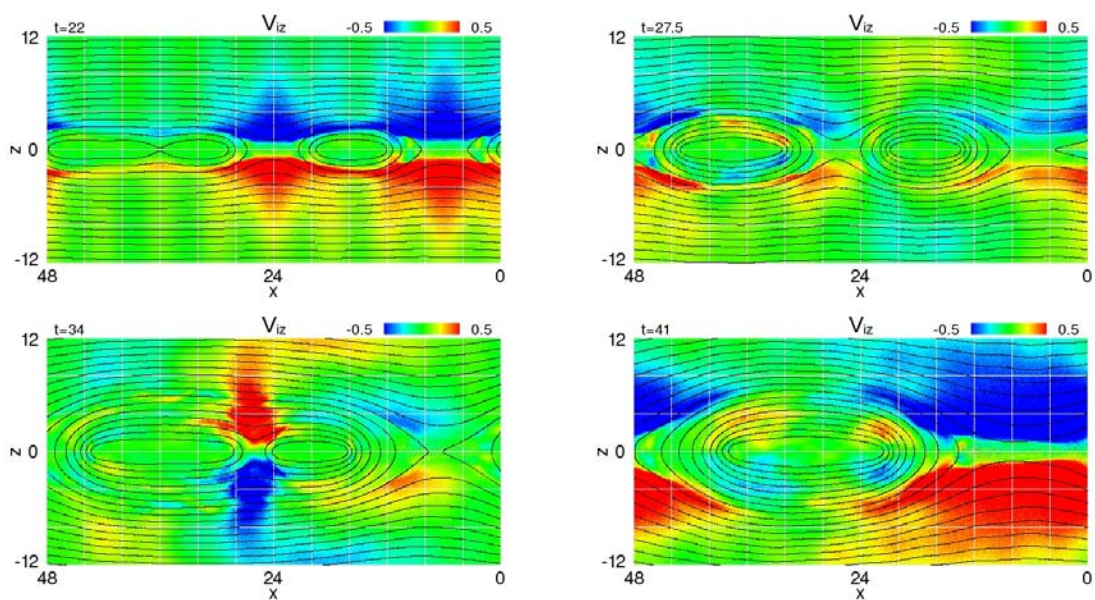


図 1.15: 計算 1 における z 方向イオン速度の時間発展.

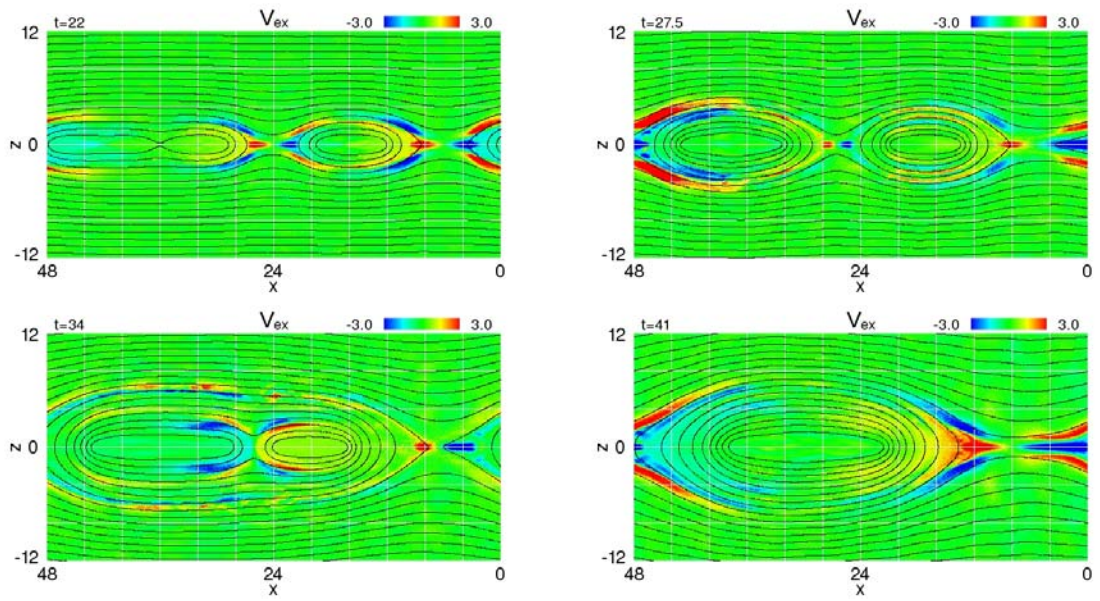


図 1.16: 計算 1 における x 方向電子速度の時間発展.

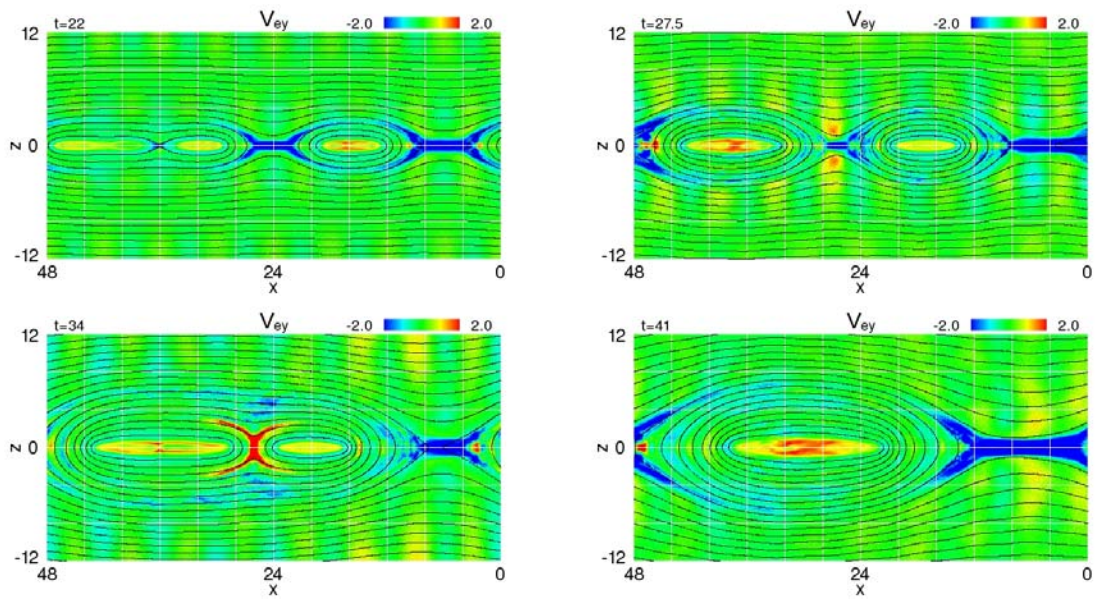


図 1.17: 計算 1 における y 方向電子速度の時間発展.

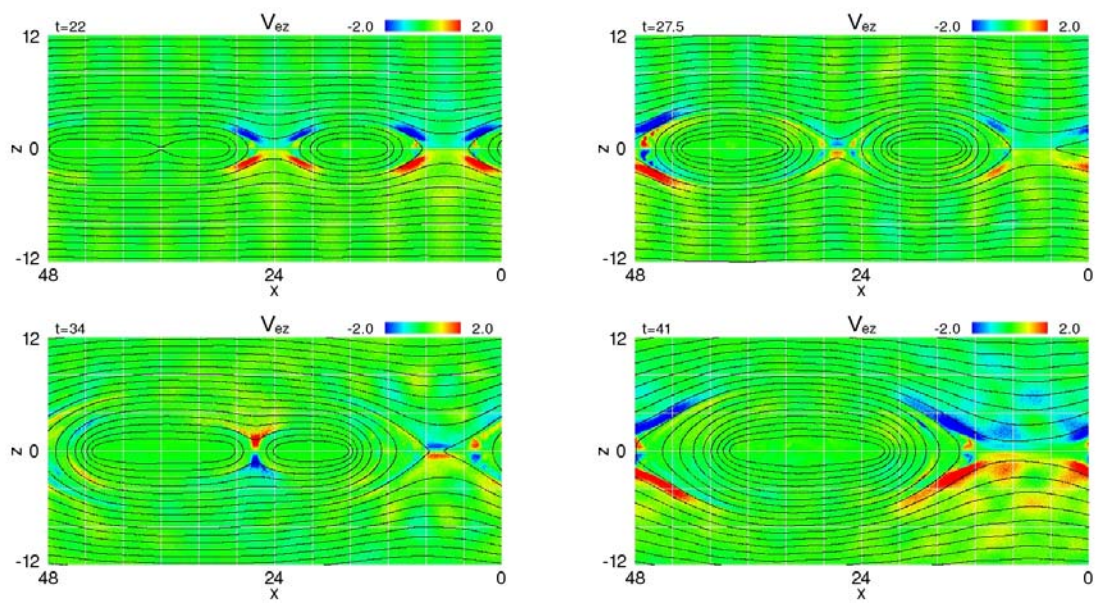


図 1.18: 計算 1 における z 方向電子速度の時間発展.

謝辞

本研究の実行及び本論文の執筆において多くの方より御指導と御協力を賜りました。厚く御礼申し上げますとともに、ここに感謝の意を表します。

宇宙航空研究開発機構 (JAXA) 宇宙科学研究本部 (ISAS) の篠原育准教授と藤本正樹教授には指導教員として 2 年間に渡って本研究を御指導して頂きました。

篠原准教授は宇宙プラズマにおける最大の未解明問題の 1 つである磁気リコネクションでの電子加速を複数の X-line の形成と結びつけて研究テーマとして提案して下さいました。このような世界を牽引する先進的なテーマを研究できたことを大変喜ばしく感じております。プラズマの粒子シミュレーションの手法についても一から丁寧に御教示下さいました。計算機の提供やスーパーコンピュータのアカウント取得など研究環境面においても取り計らって頂き、研究当初から不自由ない環境で研究活動を行うことができました。

藤本教授はご自身の多忙にもかかわらず、本研究の結果の考察について多大な時間を割いて議論して下さいました。藤本教授との議論は非常に刺激的で、度重なる議論は研究の飛躍的な進行をもたらしました。藤本教授の御助言は研究の節目において進むべき指標を提示して下さい、研究の方向性を定める大きな助けとなりました。また、研究活動において垣間見られる藤本教授のアグレッシブな姿勢は、一研究者として学ぶべき姿を示して下さいました。

ISAS の田中健太郎博士には計算機の使用法や計算結果の可視化手法などの本研究の基礎的な部分から、結果の議論まで多岐にわたり御指導を賜りました。田中博士との議論を通じて結果が示す意義と重要性を整理できました。

東京大学の星野真弘教授にはセミナーや学会に際し御助言頂き、激励の言葉を頂きました。磁気リコネクションの電子加速の研究者である星野教授からの激励は大きな励みとなりました。

ISAS の前沢洸教授、長谷川洋助教、西野真木博士、中村琢磨博士、ISAS 宇宙プラズマ研究系の皆様からはセミナーの際に多くの御助言を頂きました。研究発表の作法や技術に関しても皆様に御教示して頂きました。

ISAS の高田拓博士、関克隆氏には本論文の推敲にあたり多大な御協力を賜りました。貴重な時間を割いて御助言して頂きましたことに感謝致します。

ISAS の笠原慧氏、田中孝明氏には磁気圏物理、探査機及び観測機器に関する専門的な知識を広く深く御教示頂きました。

東京工業大学の浅野芳洋博士は本研究のシミュレーション結果と Cluster 衛星の磁気圏尾部観測との比較を提案して下さいました。浅野博士との共同研究を通じシミュレーション研究における観測との比較の意義と重要性を再確認しました。

アメリカ航空宇宙局 (NASA) Goddard 宇宙航空センターの銭谷誠司博士、Los Alamos 国立研究所の斉藤慎司博士、California 大学 Riverside 校の岡光夫博士には学会で私の発表を聞いて頂き、御助言頂きました。また、発表時間外にも時間をお取り頂き議論を行う機会を与えて下さいました。磁気リコネクションの研究者と

して海外で活躍する博士達の姿は研究活動において大きな励みとなりました。

東京工業大学長井研究室の皆様には研究の初期の頃から議論して頂き、議論を通じて磁気リコネクションやシミュレーションに対する知識と理解が深まりました。同じ磁気リコネクションの研究者である彼らとの議論は、研究に対する意欲の向上に繋がりました。

ISAS 宇宙プラズマ研究系の皆様には2年間の ISAS での研究生活を通じて研究に限らず様々な面で支えて頂きました。ISAS 宇宙プラズマ研究系の秘書の皆様には、研究活動に専念できるよう事務的な面から支えて頂きました。

北海道大学の渡部重十教授と倉本圭教授には大学4年生時に御指導頂きました。在学中には宇宙プラズマ物理学の基礎や惑星科学の醍醐味など多くのことを学び、それらが本研究を支える基盤となりました。

各章に載せた写真は、写真家の加藤真也氏から御提供頂きました。写真の掲載を快諾して下さったことに感謝致します。

本研究は ISAS 宇宙科学情報解析センターの Space Science Simulator を使用して行いました。潤沢な計算資源を提供して下さいたことに感謝致します。

参考文献

- Ambrosiano, J., W. H. Matthaeus, M. L. Goldstein, and D. Plante (1988). Test particle acceleration in turbulent reconnecting magnetic fields, *J. Geophys. Res.*, **93**, 14383–14400.
- Baker, D. N. and E. C. Stone (1977). Observations of energetic electrons /E no less than about 200 keV/ in the earth's magnetotail - Plasma sheet and fireball observations, *J. Geophys. Res.*, **82**, 1532–1546.
- Birn, J. and M. Hesse (2001). Geospace Environment Modeling (GEM) magnetic reconnection challenge: Resistive tearing, anisotropic pressure and hall effects, *J. Geophys. Res.*, **106**, 3737–3750.
- Birn, J. and M. Hesse (2007). Reconnection rates in driven magnetic reconnection, *Phys. Plasmas*, **14**, 2306–+.
- Birn, J., F. Iino, J. U. Brackbill, and M. Hesse (1996). A comparison of MHD simulations of magnetotail dynamics, *Geophys. Res. Lett.*, **23**, 323–326.
- Birn, J., J. F. Drake, M. A. Shay, B. N. Rogers, R. E. Denton, M. Hesse, M. Kuznetsova, Z. W. Ma, A. Bhattacharjee, A. Otto, and P. L. Pritchett (2001). Geospace Environmental Modeling (GEM) magnetic reconnection challenge, *J. Geophys. Res.*, **106**, 3715–3720.
- Birn, J., K. Galsgaard, M. Hesse, M. Hoshino, J. Huba, G. Lapenta, P. L. Pritchett, K. Schindler, L. Yin, J. Büchner, T. Neukirch, and E. R. Priest (2005). Forced magnetic reconnection, *Geophys. Res. Lett.*, **32**, 6105–+.
- Biskamp, D. (1982). Effect of secondary tearing instability on the coalescence of magnetic islands, *Phys. Lett. A*, **87**, 357–360.
- Blackman, E. G. and G. B. Field (1994). Kinematics of relativistic magnetic reconnection, *Phys. Rev. Lett.*, **72**, 494–497.
- Büchner, J. and L. M. Zelenyi (1989). Regular and chaotic charged particle motion in magnetotail-like field reversals. I - Basic theory of trapped motion, *J. Geophys. Res.*, **94**, 11821–11842.
- Chen, L.-J., A. Bhattacharjee, P. Puhl-Quinn, H. Yang, N. Bessho, S. Imada, S. Mühlbachler, P. Daly, B. Lefebvre, Y. Khotyaintsev, A. Vaivads,

- A. Fazakerley, and E. Georgescu (2007). Observation of energetic electrons within magnetic islands, *Nature Phys.*, **10**, +—+.
- Coroniti, F. V. (1990). Magnetically striped relativistic magnetohydrodynamic winds - The Crab Nebula revisited, *Astrophys. J.*, **349**, 538–545.
- Cowley, S. H. W. (1985). Magnetic reconnection, in E. R. Priest ed. *Solar System Magnetic Fields*, 121–155.
- Daughton, W. and H. Karimabadi (2007). Collisionless magnetic reconnection in large-scale electron-positron plasmas, *Phys. Plasmas*, **14**, 2303—+.
- Drake, J. F., M. Swisdak, C. Cattell, M. A. Shay, B. N. Rogers, and A. Zeiler (2003). Formation of electron holes and particle energization during magnetic reconnection, *Science*, **299**, 873–877.
- Drake, J. F., M. A. Shay, W. Thongthai, and M. Swisdak (2005). Production of energetic electrons during magnetic reconnection, *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 9, 095001—+.
- Drake, J. F., M. Swisdak, K. M. Schoeffler, B. N. Rogers, and S. Kobayashi (2006a). Formation of secondary islands during magnetic reconnection, *Geophys. Res. Lett.*, **33**, 13105—+.
- Drake, J. F., M. Swisdak, H. Che, and M. A. Shay (2006b). Electron acceleration from contracting magnetic islands during reconnection, *Nature*, **443**, 553–556.
- Dungey, J. W. (1961). The steady state of the chapman-Ferraro problem in two dimensions, *J. Geophys. Res.*, **66**, 1043—+.
- Eastwood, J. P., D. G. Sibeck, J. A. Slavin, M. L. Goldstein, B. Lavraud, M. Sitnov, S. Imber, A. Balogh, E. A. Lucek, and I. Dandouras (2005). Observations of multiple X-line structure in the Earth’s magnetotail current sheet: A Cluster case study, *Geophys. Res. Lett.*, **32**, 11105—+.
- Eastwood, J. P., T.-D. Phan, F. S. Mozer, M. A. Shay, M. Fujimoto, A. Retinò, M. Hesse, A. Balogh, E. A. Lucek, and I. Dandouras (2007). Multi-point observations of the Hall electromagnetic field and secondary island formation during magnetic reconnection, *J. Geophys. Res.*, **112**, A11, 6235—+.
- Finn, J. M. and P. K. Kaw (1977). Coalescence instability of magnetic islands, *Phys. Fluids*, **20**, 72–78.
- Fu, X. R., Q. M. Lu, and S. Wang (2006). The process of electron acceleration during collisionless magnetic reconnection, *Phys. Plasmas*, **13**, 2309—+.

- Fujimoto, K. (2005). Studies on large-scale evolution of magnetic reconnection using full particle simulations with adaptive mesh refinement Technique, Ph.D. dissertation, Kyoto University.
- Fujimoto, K. and S. Machida (2006). Electromagnetic full particle code with adaptive mesh refinement technique: Application to the current sheet evolution, *J. Comput. Phys.*, **214**, 550–566.
- Galsgaard, K. (2000). Dynamical investigation of three-dimensional reconnection in quasi-separatrix layers in a boundary-driven magnetic field, *J. Geophys. Res.*, **105**, 5119–5134.
- Gosling, J. T., R. M. Skoug, D. K. Haggerty, and D. J. McComas (2005). Absence of energetic particle effects associated with magnetic reconnection exhausts in the solar wind, *Geophys. Res. Lett.*, **32**, 14113–+.
- Haijima, K., K. G. Tanaka, M. Fujimoto, and I. Shinohara (2008). Electron temperature anisotropy effects on tearing mode in ion-scale current sheets, *Adv. Space Res.*, in press.
- Harris, E. G. (1962). On a plasma sheath separating regions of oppositely directed magnetic field, *Nuovo Cimento*, **23**, 115–121.
- Hasegawa, H., M. Fujimoto, T.-D. Phan, H. Rème, A. Balogh, M. W. Dunlop, C. Hashimoto, and R. TanDokoro (2004). Transport of solar wind into Earth’s magnetosphere through rolled-up Kelvin-Helmholtz vortices, *Nature*, **430**, 755–758.
- Hesse, M., D. Winske, M. Kuznetsova, J. Birn, and K. Schindler (1996). Hybrid modelling of the formation of thin current sheets in magnetotail configurations, *J. Geomagn. Geoelectr.*, **48**, 749–+.
- Hesse, M., J. Birn, and M. Kuznetsova (2001). Collisionless magnetic reconnection: Electron processes and transport modeling, *J. Geophys. Res.*, **106**, 3721–3736.
- Hoshino, M. (2005). Electron surfing acceleration in magnetic reconnection, *J. Geophys. Res.*, **110**, 10215–+.
- Hoshino, M., K. Hiraide, and T. Mukai (2001a). Strong electron heating and non-Maxwellian behavior in magnetic reconnection, *Earth, Planets, and Space*, **53**, 627–634.
- Hoshino, M., T. Mukai, T. Terasawa, and I. Shinohara (2001b). Suprathermal electron acceleration in magnetic reconnection, *J. Geophys. Res.*, **106**, 25979–25998.

- Huba, J. D. (2003). Hall magnetohydrodynamics - A tutorial, in J. Büchner, C. Dum, and M. Scholer eds. *Space Plasma Simulation*, **615** of Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag, 166–192.
- Imada, S. (2005). Energetic electron region and its acceleration mechanism in the magnetotail reconnection, Ph.D. dissertation, The University of Tokyo.
- Imada, S., M. Hoshino, and T. Mukai (2005). Average profiles of energetic and thermal electrons in the magnetotail reconnection regions, *Geophys. Res. Lett.*, **32**, 9101–+.
- Kirk, J. G. and O. Skjæraasen (2003). Dissipation in poynting-flux-dominated flows: The σ -problem of the Crab pulsar wind, *Astrophys. J.*, **591**, 366–379.
- Kliem, B. (1994). Particle orbits, trapping, and acceleration in a filamentary current sheet model, *Astrophys. J.*, **90**, 719–728.
- Kuznetsova, M. M., M. Hesse, and D. Winske (2001). Collisionless reconnection supported by nongyrotropic pressure effects in hybrid and particle simulations, *J. Geophys. Res.*, **106**, 3799–3810.
- Lapenta, G. and J. U. Brackbill (2000). 3D reconnection due to oblique modes: a simulation of Harris current sheets, *Nonlinear Processes Geophys.*, **7**, 151–158.
- Ma, Z. W. and A. Bhattacharjee (2001). Hall magnetohydrodynamic reconnection: The Geospace Environment Modeling challenge, *J. Geophys. Res.*, **106**, 3773–3782.
- Masuda, S., T. Kosugi, H. Hara, T. Sakao, K. Shibata, and S. Tsuneta (1995). Hard X-ray sources and the primary energy-release site in solar flares, *Publ. Astron. Soc. Jpn.*, **47**, 677–689.
- Moore, G. E. (1965). Cramming more components onto integrated circuits, *Electronics*, **38**, 8, ++.
- Mukai, T., S. Machida, Y. Saito, M. Hirahara, T. Terasawa, N. Kaya, T. Obara, M. Ejiri, and A. Nishida (1994). The low energy particle (LEP) experiment onboard the GEOTAIL satellite, *J. Geomagn. Geoelectr.*, **46**, 669–692.
- Nagai, T., M. Fujimoto, Y. Saito, S. Machida, T. Terasawa, R. Nakamura, T. Yamamoto, T. Mukai, A. Nishida, and S. Kokubun (1998). Structure and dynamics of magnetic reconnection for substorm onsets with Geotail observations, *J. Geophys. Res.*, **103**, 4419–4440.

- Nakamura, T. K. M. and M. Fujimoto (2005). Magnetic reconnection within rolled-up MHD-scale Kelvin-Helmholtz vortices: Two-fluid simulations including finite electron inertial effects, *Geophys. Res. Lett.*, **32**, 21102–+.
- Nakamura, T. K. M., M. Fujimoto, and A. Otto (2006). Magnetic reconnection induced by weak Kelvin-Helmholtz instability and the formation of the low-latitude boundary layer, *Geophys. Res. Lett.*, **33**, 14106–+.
- Nishino, M. N., M. Fujimoto, G. Ueno, T. Mukai, and Y. Saito (2007). Origin of temperature anisotropies in the cold plasma sheet: Geotail observations around the Kelvin-Helmholtz vortices, *Ann. Geophys.*, **25**, 2069–2086.
- Øieroset, M., R. P. Lin, T. D. Phan, D. E. Larson, and S. D. Bale (2002). Evidence for electron acceleration up to ~ 300 keV in the magnetic reconnection diffusion region of earth’s magnetotail, *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 19, 195001–+.
- Otto, A. (2001). Geospace Environment Modeling (GEM) magnetic reconnection challenge: MHD and Hall MHD-constant and current dependent resistivity models, *J. Geophys. Res.*, **106**, 3751–3758.
- Parker, E. N. (1963). The solar-flare phenomenon and the theory of reconnection and annihilation of magnetic fields., *Astrophys. J.*, **8**, 177–+.
- Petschek, H. E. (1964). Magnetic field annihilation, in W. N. Hess ed. *The Physics of Solar Flares*, 425–+.
- Phan, T. D., J. T. Gosling, M. S. Davis, R. M. Skoug, M. Øieroset, R. P. Lin, R. P. Lepping, D. J. McComas, C. W. Smith, H. Reme, and A. Balogh (2006). A magnetic reconnection X-line extending more than 390 Earth radii in the solar wind, *Nature*, **439**, 175–178.
- Priest, E. and T. Forbes (2000). *Magnetic reconnection : MHD theory and applications*: New York : Cambridge University Press.
- Pritchett, P. L. (2001). Geospace Environment Modeling magnetic reconnection challenge: Simulations with a full particle electromagnetic code, *J. Geophys. Res.*, **106**, 3783–3798.
- Pritchett, P. L. (2006a). Relativistic electron production during driven magnetic reconnection, *Geophys. Res. Lett.*, **33**, 13104–+.
- Pritchett, P. L. (2006b). Relativistic electron production during guide field magnetic reconnection, *J. Geophys. Res.*, **111**, A10, 10212–+.
- Pritchett, P. L. (2007). Kinetic properties of magnetic merging in the coalescence process, *Phys. Plasmas*, **14**, 2102–+.

- Pritchett, P. L. and F. V. Coroniti (2004). Three-dimensional collisionless magnetic reconnection in the presence of a guide field, *J. Geophys. Res.*, **109**, A18, 1220–+.
- Pritchett, P. L. and C. C. Wu (1979). Coalescence of magnetic islands, *Phys. Fluids*, **22**, 2140–2146.
- Russell, C. T. and R. C. Elphic (1978). Initial ISEE magnetometer results - Magnetopause observations, *Space Sci. Rev.*, **22**, 681–715.
- Saito, S. and J. I. Sakai (2006). A trigger mechanism of magnetic reconnection and particle acceleration during thinning of the current sheet, *Astrophys. J.*, **652**, 793–799.
- Saito, Y., T. Mukai, T. Terasawa, A. Nishida, S. Machida, M. Hirahara, K. Maezawa, S. Kokubun, and T. Yamamoto (1995). Slow-mode shocks in the magnetotail, *J. Geophys. Res.*, **100**, 23567–23582.
- Sano, T. and S. Inutsuka (2001). Saturation and thermalization of the magnetorotational instability: Recurrent channel flows and reconnections, *Astrophys. J.*, **561**, L179–L182.
- Sarris, E. T., S. M. Krimigis, C. O. Bostrom, T. Iijima, and T. P. Armstrong (1976). Location of the source of magnetospheric energetic particle bursts by multispacecraft observations, *Geophys. Res. Lett.*, **3**, 437–440.
- Sato, T., H. Matsumoto, and K. Nagai (1982). Particle acceleration in time-developing magnetic reconnection process, *J. Geophys. Res.*, **87**, 6089–6097.
- Schmitz, H. and R. Grauer (2006). Kinetic Vlasov simulations of collisionless magnetic reconnection, *Phys. Plasmas*, **13**, 2309–+.
- Shay, M. A., J. F. Drake, B. N. Rogers, and R. E. Denton (2001). Alfvénic collisionless magnetic reconnection and the Hall term, *J. Geophys. Res.*, **106**, 3759–3772.
- Shibata, K., T. Nakamura, T. Matsumoto, K. Otsuji, T. J. Okamoto, N. Nishizuka, T. Kawate, H. Watanabe, S. Nagata, S. UeNo, R. Kitai, S. Nozawa, S. Tsuneta, Y. Suematsu, K. Ichimoto, T. Shimizu, Y. Katsukawa, T. D. Tarbell, T. E. Berger, B. W. Lites, R. A. Shine, and A. M. Title (2007). Chromospheric anemone jets as evidence of ubiquitous reconnection, *Science*, **318**, 1591–.
- Shinohara, I. and M. Fujimoto (2005). Formation of thin electron current layer associated with lower hybrid drift instability and its relation to quick

- reconnection triggering, in M. Hoshino, Y. Omura, and L. J. Lanzerotti eds. *Frontiers in Magnetospheric Plasma Physics*, 123–+.
- Shinohara, I., T. Nagai, M. Fujimoto, T. Terasawa, T. Mukai, K. Tsuruda, and T. Yamamoto (1998). Low-frequency electromagnetic turbulence observed near the substorm onset site, *J. Geophys. Res.*, **103**, 20365–20388.
- Speiser, T. W. (1965). Particle trajectories in model current sheets, 1, Analytical solutions, *J. Geophys. Res.*, **70**, 4219–+.
- Sweet, P. A. (1958). The Neutral Point Theory of Solar Flares, in B. Lehnert ed. *Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics*, **6** of IAU Symposium, 123–+.
- Tanaka, K. G. (2004). Critical thickness for quick magnetic reconnection triggering in an ion-scale current sheet, Ph.D. dissertation, Tokyo Institute of Technology.
- Tanaka, K. G., I. Shinohara, and M. Fujimoto (2005). Quick magnetic reconnection triggering in an ion-scale current sheet: Transition from Type-I to Type-II, *Geophys. Res. Lett.*, **32**, 17106–+.
- Tanaka, K. G., I. Shinohara, and M. Fujimoto (2006). Parameter dependence of quick magnetic reconnection triggering: A survey study using two-dimensional simulations, *J. Geophys. Res.*, **111**, A10, 11–+.
- Terasawa, T. and A. Nishida (1976). Simultaneous observations of relativistic electron bursts and neutral-line signatures in the magnetotail, *Planet. Space Sci.*, **24**, 855–866.
- Terasawa, T., Y. T. Tanaka, Y. Takei, N. Kawai, A. Yoshida, K. Nomoto, I. Yoshikawa, Y. Saito, Y. Kasaba, T. Takashima, T. Mukai, H. Noda, T. Murakami, K. Watanabe, Y. Muraki, T. Yokoyama, and M. Hoshino (2005). Repeated injections of energy in the first 600ms of the giant flare of SGR1806 - 20, *Nature*, **434**, 1110–1111.
- Tsuneta, S., H. Hara, T. Shimizu, L. W. Acton, K. T. Strong, H. S. Hudson, and Y. Ogawara (1992). Observation of a solar flare at the limb with the YOHKO Soft X-ray Telescope, *Publ. Astron. Soc. Jpn.*, **44**, L63–L69.
- Yin, L., D. Winske, S. P. Gary, and J. Birn (2001). Hybrid and Hall-MHD simulations of collisionless reconnection: Dynamics of the electron pressure tensor, *J. Geophys. Res.*, **106**, 10761–10776.
- Zenitani, S. and M. Hoshino (2005a). Three-dimensional evolution of a relativistic current sheet: Triggering of magnetic reconnection by the guide field, *Phys. Rev. Lett.*, **95**, 9, 095001–+.

- Zenitani, S. and M. Hoshino (2005b). Relativistic particle acceleration in a folded current sheet, *Astrophys. J.*, **618**, L111–L114.
- Zenitani, S. and M. Hoshino (2007). Particle acceleration and magnetic dissipation in relativistic current sheet of pair plasmas, *Astrophys. J.*, **670**, 702–726.