

2011 年度 卒業論文

非対流駆動型ダイナモの
数値実験による検証

神戸大学工学部情報知能工学科

結城 茉奈

指導教員 政田 洋平 助教
陰山 聡 教授

2012 年 2 月 22 日

非対流駆動型ダイナモの数値実験による検証

結城茉奈

要旨

地球の気候や我々人類の生活に大きな影響を及ぼす太陽活動は、黒点や活動領域といった形で太陽表面に出現する磁場によって引き起こされることが、近年の詳しい研究からわかってきた。しかし、太陽内部の磁場の起源、すなわち太陽ダイナモ機構については多くの謎が残されている。

本研究で注目する「スプライトダイナモ」は、2002年に理論モデルが提案された非対流駆動型のダイナモであり、主に対流によって駆動される従来のダイナモ機構とは異なる性質を持つと考えられている。具体的には、このダイナモは対流を必要としないため、対流安定な太陽内層での磁場増幅に寄与する可能性がある。

本研究では、箱形直方体の局所計算モデルを採用し、3次元磁気流体シミュレーションと3次元可視化で、スプライトダイナモ非線形発展を詳しく調べた。本研究の結果、系の時間発展とともに、方位角波数 $m = 1$ の非軸対称な磁場構造が形成され、スプライトダイナモによる磁場増幅が起こることがわかった。また、系の粘性係数や回転角速度プロファイルを変化させる実験で、粘性や角速度勾配が大きいモデルでは磁場の逆転が生じることを明らかにした。磁場反転のタイミングは、磁気エネルギーの急激な減少と同期していること、また磁場の反転前後では $m = 1$ の磁場構造が卓越するが、反転フェーズでは $m = 0$ の軸対称構造が支配的になることもわかった。

本研究では一様密度かつ一様圧力という簡単な計算設定の下で、スプライトダイナモの物理的性質を調べた。しかし、スプライトダイナモの最大の特徴は、対流安定領域でも磁場増幅を引き起こすことであり、その存在を実証するために、今後は安定成層化したプラズマ中でのスプライトダイナモの非線形発展を調べる必要がある。また、磁場の反転のメカニズムを詳しく調べるために、シミュレーションの大規模化や3次元可視化ツールを使った詳細なデータ解析を進める予定である。

目次

1	序論	1
1.1	太陽活動とダイナモ	1
1.2	非対流駆動型スプライトダイナモの数値的研究	5
2	シミュレーションモデルとテスト計算	7
2.1	MHD 方程式とテスト計算	7
2.1.1	衝撃波管問題	7
2.1.2	MHD 衝撃波管問題	10
2.1.3	レイリー-テイラー不安定性の実験	11
2.1.4	ケルビン-ヘルムホルツ不安定性の実験	14
2.2	シミュレーションモデル	16
3	スプライトダイナモのシミュレーション結果	18
3.1	基準となるモデル	18
3.2	パラメータ依存性の調査	21
3.2.1	粘性に対する依存性	21
3.2.2	回転角速度プロファイルに対する依存性	26
3.3	シミュレーション結果のまとめ	32
4	まとめ	33
5	謝辞	34
	参考文献	34

1 序論

1.1 太陽活動とダイナモ

太陽活動は様々な場面で人類の生活に影響を及ぼしている。例えば、地球の気候を決める最大の外的要因は太陽活動であり、その中長期的な変動が過去に大規模な地球寒冷化や温暖化を引き起こしてきたことが多くの研究からわかっている。17世紀中頃から18世紀初頭のマウンダー極小期と呼ばれる太陽活動が著しく低下した時期には、地球が小氷期に入り、イギリスのテムズ川やニューヨーク湾が凍結するなど、人類生活に大きな影響を及ぼした。Fig. 1に、マウンダー極小期のテムズ川と現在の真冬のテムズ川の比較を示す。また、フレアやコロナ質量放出（Coronal Mass Ejection: CME）などの太陽表面の激しい活動現象によって引き起こされる磁気嵐は、人工衛星に搭載された電子機器や電力施設の送電網に致命的なダメージを与える危険性を持っており、それらの恩恵を受けて生活する人類にとって大きな脅威となっている。



Fig. 1: River Themes when the Mounder minimum and recent years.

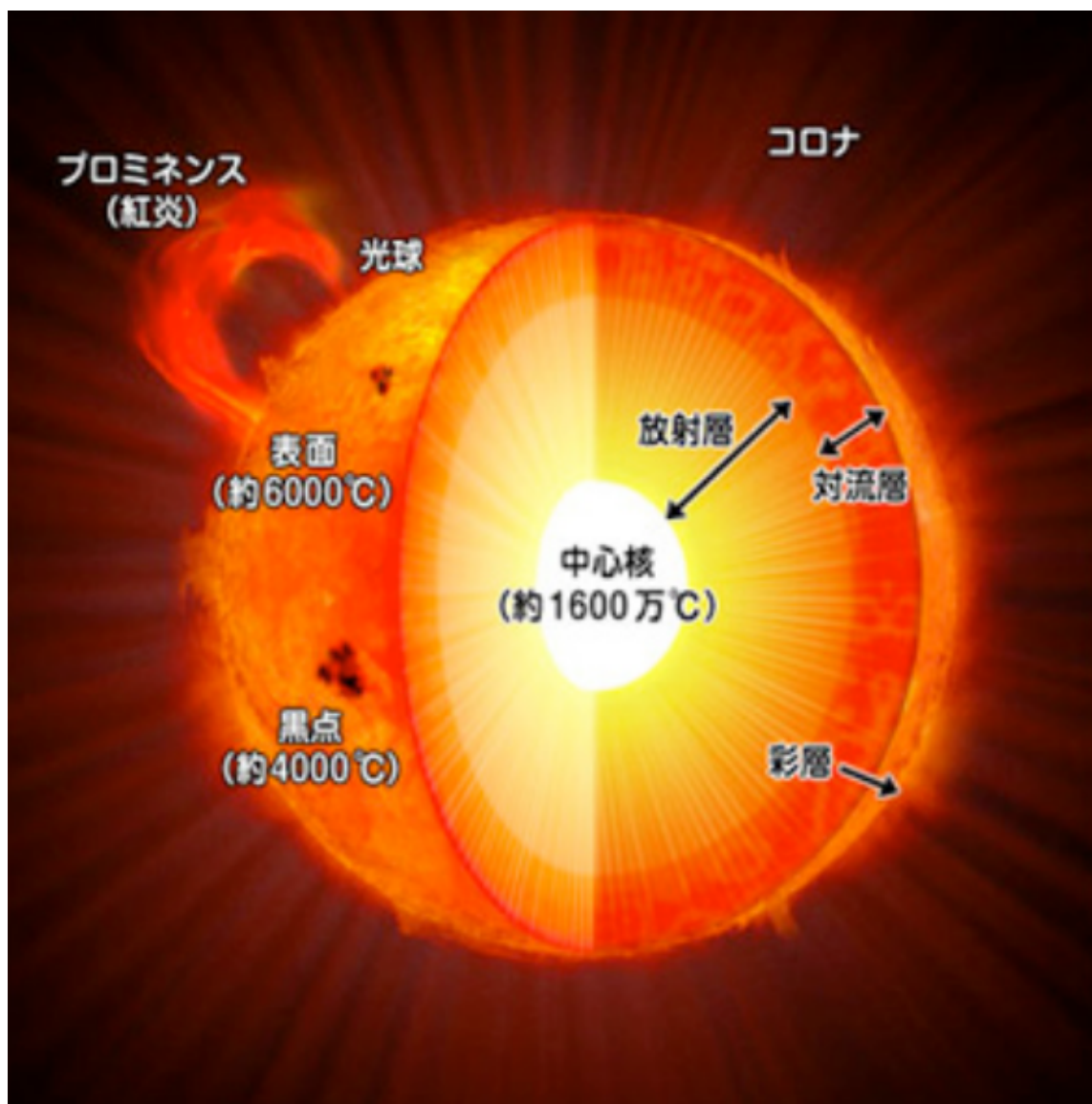


Fig. 2: Internal Structure of the Sun.

太陽の活動性の起源は、太陽内部で生成・増幅され太陽表面に供給される磁場 (= 磁気エネルギー) である。過去数十年にわたる太陽の精密観測から、太陽内部から浮上してくる黒点や活動領域が莫大な磁気エネルギーの貯蔵庫になっており、その磁気エネルギーを爆発的に解放することで、フレアや CME などの激しい活動現象が引き起こされることがわかってきた。その一方、太陽内部の磁場の起源、すなわち太陽ダイナモ機構については、数多くの仮説や理論モデルが提唱されているが、いずれも確固としたコンセンサスが得られていないのが現状である。

ダイナモ機構とは、プラズマの持つ熱エネルギーや運動エネルギーを磁場の磁気エネルギーに転換する機構のことであり、通常天体ダイナモでは熱対流運動と星の自転によって磁力線が引き延ばされ、磁気エネルギーが増幅されると考えられてきた。太陽の内部構造を Fig. 2 に示す。太陽は放射層が対流層に覆われた構造を持っており、太陽のダイナモ領域は外側にある対流層だと考えられている。従来の太陽ダイナモモデルでは、対流層底部の回転と対流によって引き延ばされた磁場が、磁気浮力により表面に浮上することで黒点などの磁氣的活動領域が形成されると考えられてきた [Fig. 3(a) 対流駆動型ダイナモの一例を参照]。

このような状況の中、Spruit (2002)[1] は初めて太陽の放射層で、熱対流運動を必要としないダイナモ機構が働いている可能性を指摘した。この Spruit が提案した非対流駆動型のダイナモ機構は、現在スプライトダイナモ (Spruit's dynamo または Tayler-Spruit Dynamo) と呼ばれている。スプライトダイナモが駆動されると期待されているのは、太陽の内層である放射層であり、対流に対して安定だと考えられている領域である。Spruit が提案した非対流駆動型のダイナモ機構では、太陽放射層内のトロイダル磁場がキンク型の不安定性 (テイラー不安定性) に対して不安定になり [2]、不安定化した磁場が系の差動回転と非線形相互作用することで、ダイナモループが閉じると考えられている。つまり、初期に方位角磁場が支配的なシステムを考えた場合、スプライトダイナモは以下の 3 つの過程で駆動される [1][3]。

- (1) テイラー不安定性 (キンク型) によるポロイダル磁場の生成 ($B_\phi \rightarrow B_p$)
- (2) 差動回転による方位角磁場の増幅 ($B_p \rightarrow B_\phi$)
- (3) 増幅された方位角磁場によるテイラー不安定性の促進 [過程 (1) に戻る]

スプライトダイナモを模式的に示したのが、Fig. 3(b) である。方位角磁場の生成機構は Fig. 3(a) の対流駆動型の例と同じだが、方位角磁場からポロイダル磁場を生成する機構が、対流ではなく磁場の自発的なテイラー不安定性である点がスプライトダイナモの特徴である。スプライトダイナモは、放射層において磁場増幅を引き起こし、増幅されたマクスウェル応力によって太陽放射層内の角運動量輸送にも寄与すると期待される [4][5]。

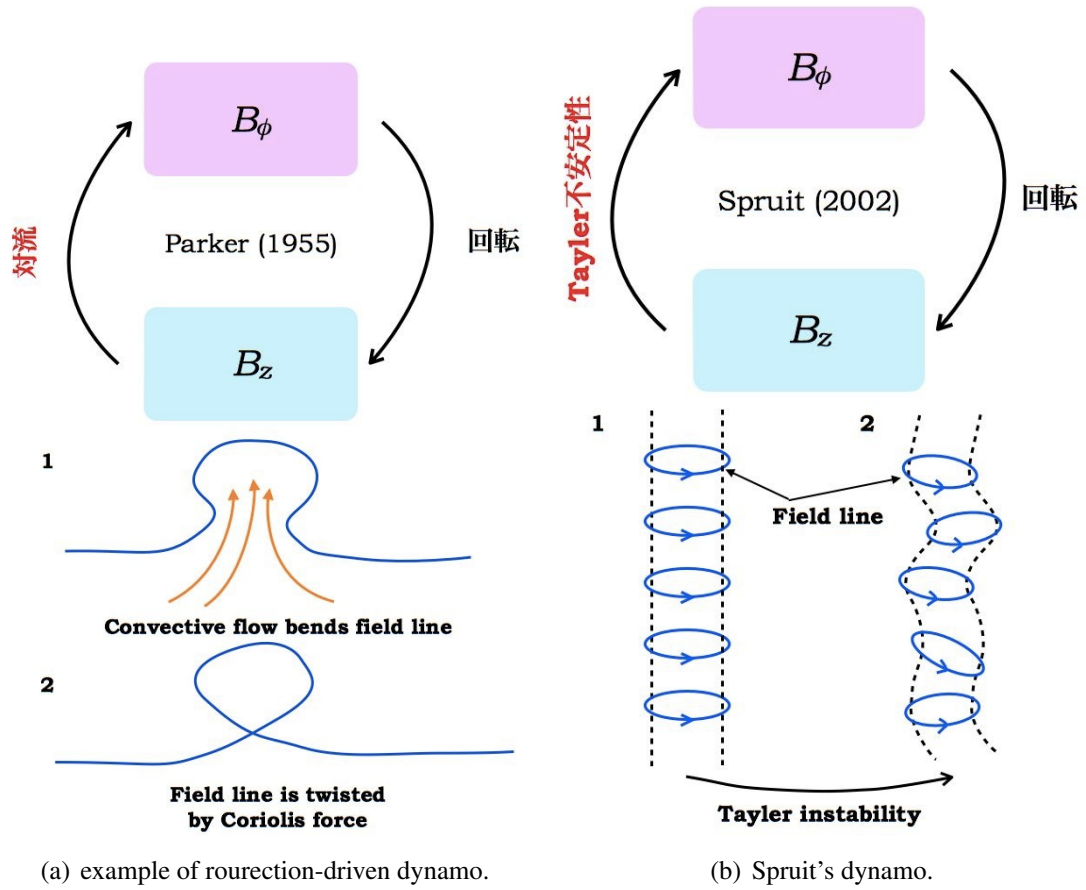


Fig. 3: Schematic pictures of Two-types dynamo.

1.2 非対流駆動型スプライトダイナモの数値的研究

Spruit (2002)[1] が非対流駆動型のダイナモ機構の理論モデルを提案して以降、理論を検証するためのシミュレーション研究が幾つか行われてきた。Braithwaite (2006)[6] では、箱形の計算領域を用いた局所的な磁気流体 (MHD) シミュレーションモデルを採用し、一様プラズマと重力成層化されたプラズマの両方で、スプライトダイナモが駆動されることを示した。また、準定常状態で周期的に磁場の反転が起こることも明らかにした。一方、Gellert et al. (2008)[7] は、Braithwaite (2006) と同様の計算モデルを用いて MHD シミュレーションを行い、計算領域内でテイラー不安定性が成長することを確認したが、磁場の逆転は示さないという結論に至った。Fig. 4 に Gellert et al. (2008) が行ったシミュレーションの結果得られた準定常状態での磁場構造 (B_ϕ : 方位角磁場) を示す。方位角波数 $m = 1$ の非軸対称モードが支配的になっていることがわかる。また、Zahn, Brun & Mathis (2007)[8] では、星全体を解く大局的なシミュレーションでスプライトダイナモが調べられており、現実的な状況ではダイナモ機構が働かない可能性を指摘している。

このように Spruit の理論モデル以降、様々なシミュレーション研究が行われてきたが、この非対流型ダイナモが駆動される条件や物理パラメータに対する依存性、磁場反転の条件等、非線形段階での性質についてはほとんど解明されていない。本研究の目標は、3次元磁気流体シミュレーションと3次元可視化を駆使して、スプライトダイナモの非線形発展を詳しく調べることである。その際、系の粘性係数の大きさや差動回転の強さに注目し、スプライトダイナモの性質がこれらのパラメータにどのように依存するか明らかにする。

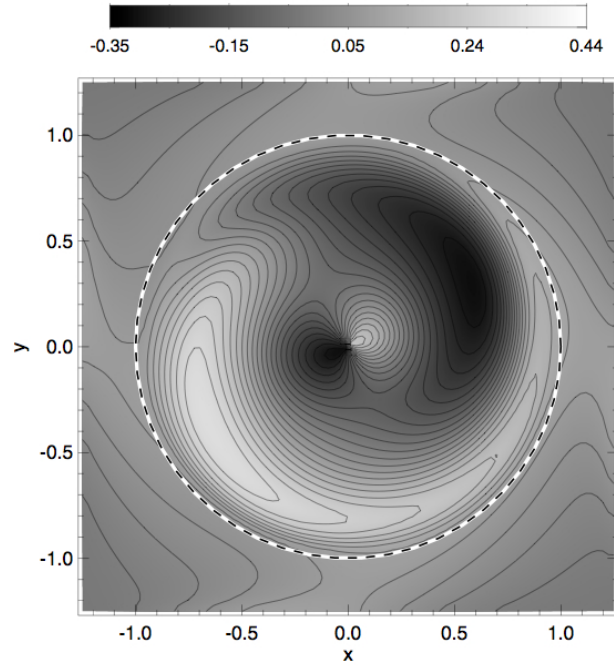


Fig. 4: Visualization of toroidal field at the cutting plane of $z = H/2$ [Gellert et al. (2008)]. $m = 1$ mode becomes predominant.

2 シミュレーションモデルとテスト計算

2.1 MHD 方程式とテスト計算

本研究では、以下の磁気流体（MHD）方程式を数値的に解く。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) \quad (1)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} \right) = -\nabla p - \frac{1}{4\pi} (\mathbf{B} \times \nabla \times \mathbf{B} + \mathbf{v} \nabla^2 \mathbf{v}) \quad (2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \eta \nabla^2 \mathbf{B} \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(\frac{1}{2} \mathbf{v}^2 + \frac{1}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} \right) \right] + \nabla \cdot \left[p \mathbf{v} \left(\frac{1}{2} \mathbf{v}^2 + \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} \right) \right] = 0 \quad (4)$$

ここで、 ρ は質量密度、 P は圧力、 $\mathbf{v} = (v_x, v_y, v_z)$ は速度、 $\mathbf{B} = (B_x, B_y, B_z)$ は磁場、 γ は比熱比、 ν は粘性係数、 η は磁気拡散係数、 κ は熱拡散係数である。

本研究で採用するシミュレーション手法は空間・時間2次精度のゴドノフ法である [10]。本研究で使用したシミュレーションコードの実用性を確認するために行ったテスト計算の結果を以下にまとめる。テスト計算に使用した問題は

(1) 衝撃波管問題

(2) MHD 衝撃波管問題

(3) Raileigh-Taylor 不安定性

(4) Kelvin-Helmholtz 不安定性

の4つである。

2.1.1 衝撃波管問題

この問題では初期設定としてしきりの左側と右側に異なる密度と圧力を持つ流体を置く。仕切りを取り除いた後、この流体がどのように時間発展するかを調べる問題である。問題の初期条件は以下の通りである：左側 [密度:1.0、圧力:1.0]、右側 [密度：1.0、圧力：0.125]。

Fig. 6 と Fig. 7 に時刻 $t = 0$ （初期状態）と $t = 0.14125$ での密度と圧力の分布を示す。この計算で使用したグリッド数は256である。グラフ中で滑らかな曲線になっているところは膨張波、圧力が一定で密度に不連続が存在するところは接触不連続面、物理量全てに不連続がある部分は衝撃波とそれぞれ呼ばれる。本研究に使用した計算コードでこれらの波が正しく捉えられていることが分かる。

コードの精度を検証するためグリッド数を変化させて得られた結果を Fig. 8 に示す。なお、この時使用したグリッド数は 64、256、1024 である。衝撃波管問題には厳密解が存在するが、グリッド数を増やせば増やすほど厳密解に近づいていくことがこの図からわかる。

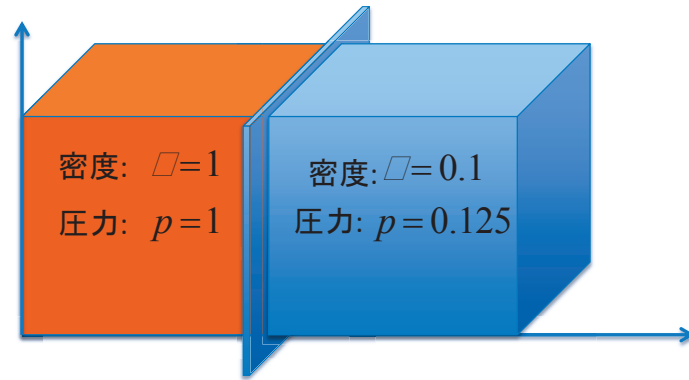


Fig. 5: Schematic picture of numerical setting for the shock tube problem.

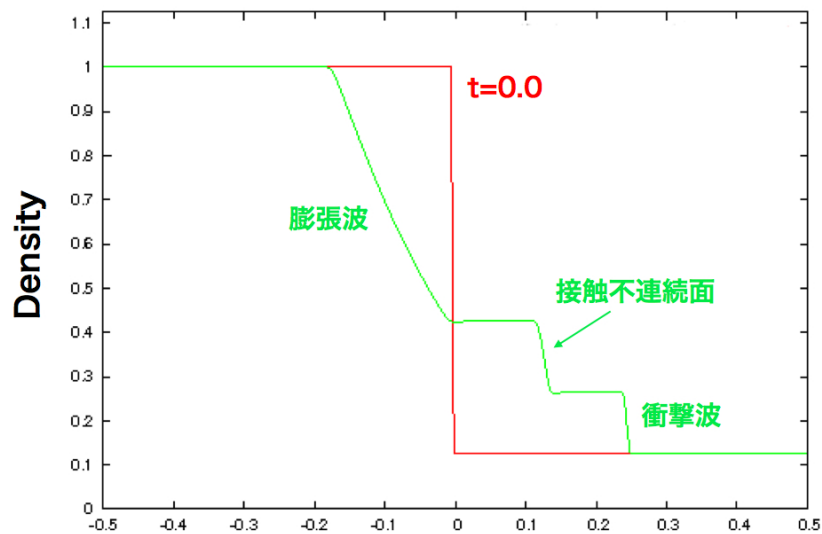


Fig. 6: The density distribution at $t = 0$ (red) and $t = 0.14154$ (green).

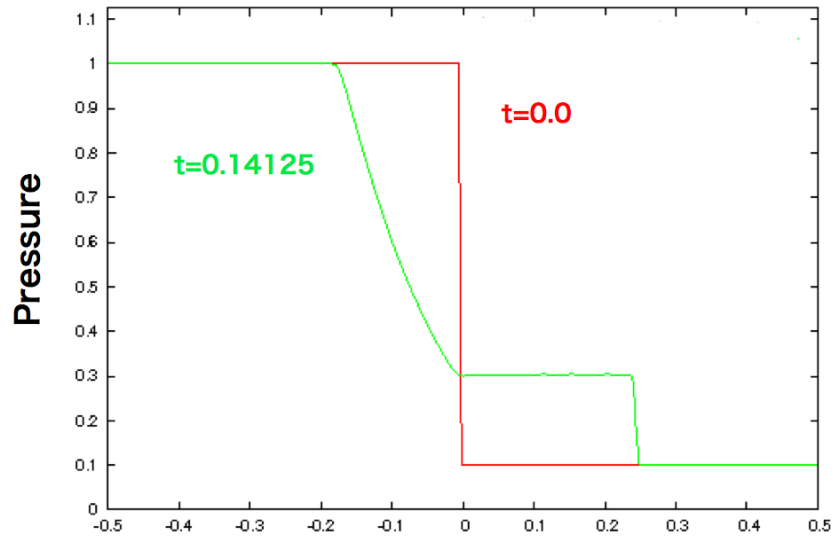


Fig. 7: Pressure distribution at $t = 0$ (red) and $t = 0.14154$ (green).

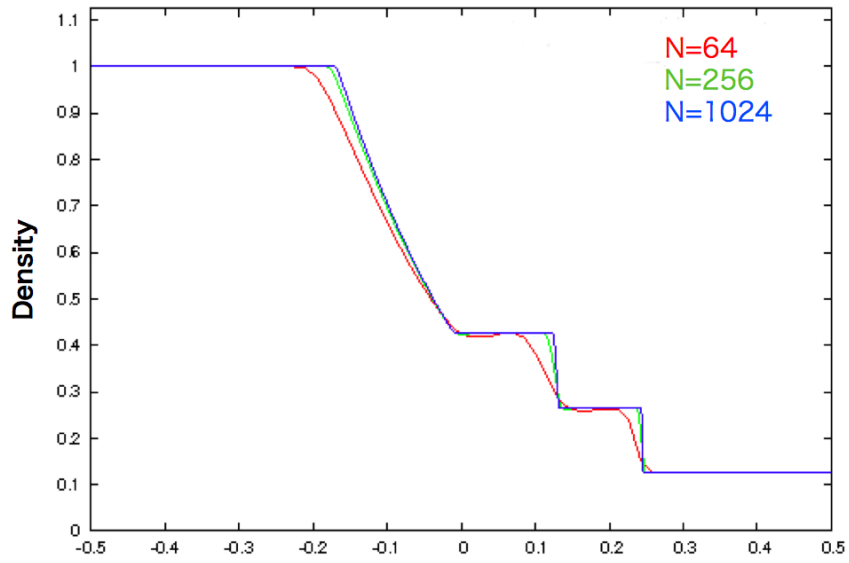


Fig. 8: The comparison of density distribution among the models of different grid numbers.

2.1.2 MHD 衝撃波管問題

MHD スキームの精度を確認するために、代表的なテスト問題として知られる Brio & Wu (1988)[9] の MHD 衝撃波管問題の実験を行った。磁場と比熱比以外の物理量の初期設定は流体の衝撃波管問題と同じである。比熱比は $\gamma = 2.0$ を使い、磁場は $x < 0$ の領域に $B_y = 1.0$ 、 $x \geq 0$ の領域に $B_y = -1.0$ の磁場を、また全計算領域に $B_x = 0.75$ の磁場を課す。流体の衝撃波管問題とは異なり、MHD 衝撃波管問題には解析解が無いので、今回のテスト計算の結果を Brio & Wu (1988) の結果とともに Fig. 9 に示す。どちらの数値解も、同じグリッド数 ($N = 800$) で行った実験結果であることに注意されたい。

Fig. 9(a) が実験より得られた密度と圧力の分布である。Fig. 9(b) が Brio & Wu (1988) の結果である。Brio & Wu (1988) の結果と同様、2つの Fast Rarefaction Wave (FR) と、Slow Compound Wave (SM)、接触不連続面 (C)、衝撃波 (SS) の5つの波が解像できていることがわかる。また、衝撃波面や接触不連続面、膨張波の形状を比較すると、今回使用した計算コードの方が、Brio & Wu (1988) が用いた計算コードより、精度よく波を捉えていることがわかる。

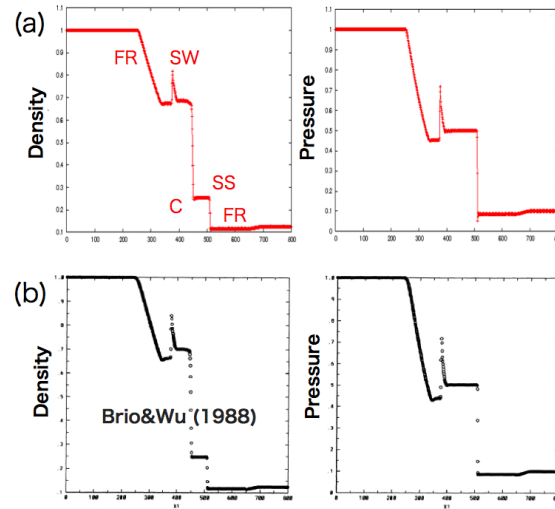


Fig. 9: The comparison of the numerical solutions between our numerical experiment and Brio & Wu's one.

2.1.3 レイリーテイラー不安定性の実験

レイリーテイラー不安定性は、レーザー核融合においては中心点火方式の球対称爆縮を阻害する最大の要因である。また、プラズマバブルの発生機構として有力視されているメカニズムである。身近な例では、逆さにした水の入ったコップや、油の上に水をのせた状態が考えられる。逆さにした水の入ったコップの場合、水の重さが空気の圧力によって支えられ、水と空気との境界が平衡状態にあるとしても、これは不安定な状態である。表面のどんなしわも、重力場中ではポテンシャルエネルギーを浪費して成長する傾向を持つ。油の上に水をのせた状態については、油は水よりも密度が小さく重力が水から油の方向に作用しているため、擾乱の成長を見ることができる。このレイリーテイラー不安定性の数値実験を行った結果を以下に示す。

シングルモードのレイリーテイラー不安定性

この問題では初期設定として y 方向下向きに一様な重力を加え、軽い流体の上に重い流体を置き静水圧平衡状態をつくる (Fig. 10 の概念図を参照)。静水圧平衡状態に摂動を加えることで、この系がどのように時間発展するかを調べる。問題の初期条件は以下の通りである。まず、波面に水平な波が計算値域に一波長分おさまるような摂動を加えた場合について実験を行う。

計算領域: $|x| < 0.25, |y| < 0.75$

境界条件: 周期境界 @ $|x| = 0.25$, 反射境界 @ $|y| = 0.75$

密度: $\rho = 2$ for $y > 0$, $\rho = 1$ for $y < 0$

重力: $g_0 = -0.1$

圧力と比熱比: $P = 2.5 - 0.1y\rho$, $\gamma = 1.4$ [静水圧平衡]

摂動: $V_y = 0.01[1 + \cos(4\pi x)][1 + \cos(3\pi y)]/4$

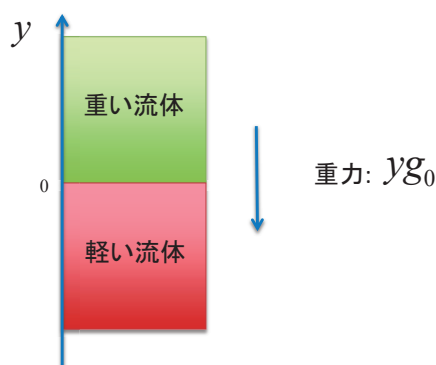


Fig. 10: Numerical setting for Rayleigh-Taylor instability.

実験結果の2次元可視化を Fig. 11 に時間発展順に示す。時間発展にともないレイリーテイラー不安定性が成長しているのがわかる。Fig. 11 の右下の図は Athena MHD コードで行われたテスト計算の結果であり、今回行った実験と同様のレイリーテイラー不安定性の成長が確認できる [11]。

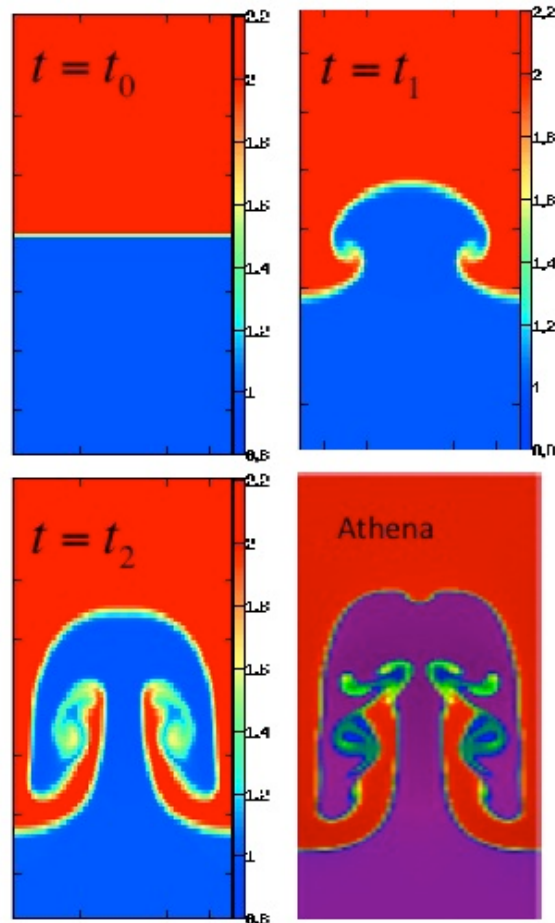


Fig. 11: Numerical results of single-mode Rayleigh-Taylor instability.

マルチモードのレイリーテイラー不安定性

次に摂動をランダムに加えたモデルの実験を行う。ここでの解像度は $(x,y,z)=(100,100,30)$ である。初期条件を以下に示す。

計算領域: $|x| < 0.25$, $|y| < 0.35$

境界条件: 周期境界 @ $|x| = 0.25$ 、反射境界 @ $|y| = 0.35$

密度: $\rho = 2$ for $y > 0$, $\rho = 1$ for $y < 0$

重力: $g = -0.1$

磁場: $B_x = 0.0125$

圧力と比熱比: $P = 2.5 - 0.1\gamma\rho$, $\gamma = 1.4$ [静水圧平衡]

摂動: $V_y = 0.01\alpha[1 + \cos(8\pi y/3)]/2$ [α は 0 から 1 までの間の乱数]

シミュレーションデータの可視化結果を時間発展順に Fig. 12 に示す。ここで色はシングルモードの場合と同様、密度の大きさを表し、色が赤いほど密度は大きい。Fig. 12 より、時間発展とともにマルチモードのレイリーテイラー不安定性が成長していることが分かる。Fig. 12 の右下に示した Athena MHD コードによる同様の実験結果と比較しても、同じような系の振る舞いになっていることがわかる。

今回のシングルモードとマルチモードの実験は Athena によるテストに比べて荒い解像度で行われている。そのため、細かい構造は Athena コードの方が解像できている。しかしながら、系の時間発展の様子は本研究で用いたコードと Athena コードではほぼ同様であった。本研究で使用したコードでもより高解像度の計算を行うことで細かい構造が見えることが期待できる。

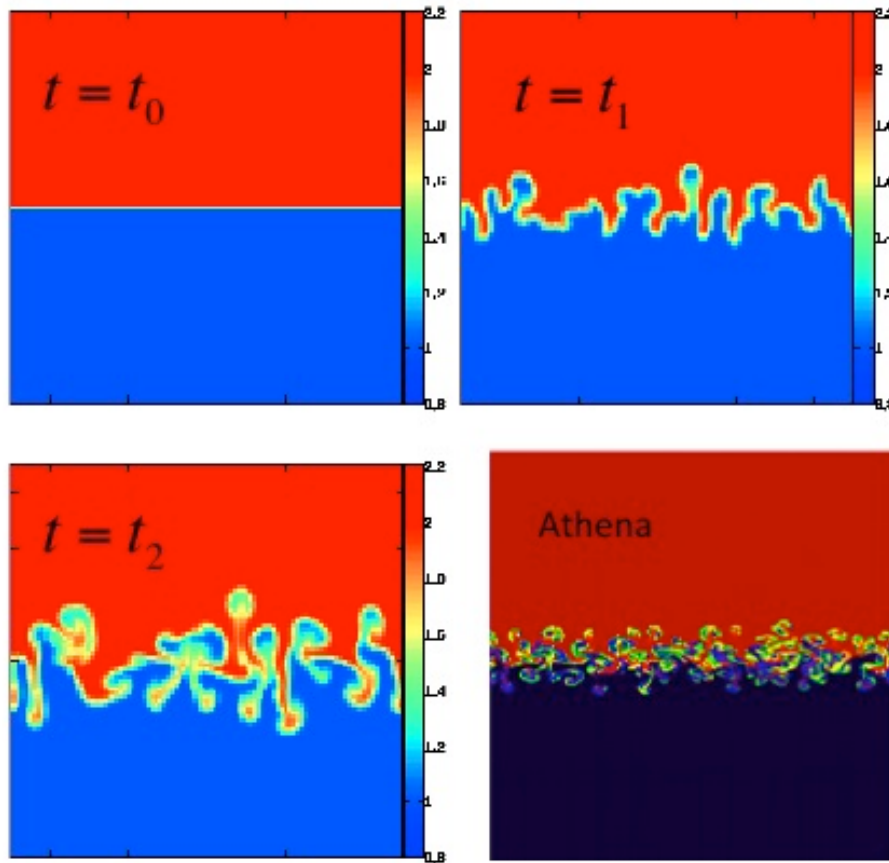


Fig. 12: Numerical results of the experiment of multi-mode Rayleigh-Taylor instability.

2.1.4 ケルビン-ヘルムホルツ不安定性の実験

ケルビン-ヘルムホルツ不安定性とは速度と密度の異なる流体の境界面（速度シアアが存在する面）で生じる不安定性のことである。速度シアアとは境界面に平行な速度差で、Fig. 14 でいう矢印で示したような速度分布がある状態を指す。不安定性は我々の身近な場所でも容易に観察することができる。例えば Fig. 13 に示すような渦をまいた雲も、その形成要因はケルビン-ヘルムホルツ不安定性だと考えられる。密度（温度や気圧）差と速度差のある大気が接している所で、ケルビン-ヘルムホルツ不安定が発達する。一方の層が雲のある層で、もう一方の層は雲がない場合、ケルビン-ヘルムホルツ不安定によって発達した界面が Fig. 13 のような特徴的な形の雲になって現れると考えられている。

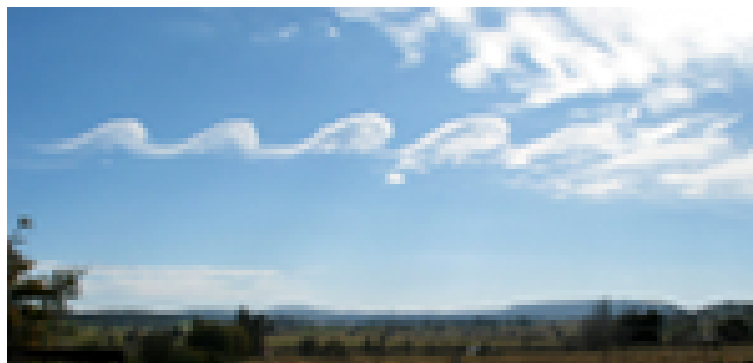


Fig. 13: Characteristic cloud structure which could be generated due to Kelvin-Helmholtz instability.

ケルビン-ヘルムホルツ不安定性の実験では初期設定として密度が小さく左向きに運動する流体の上に、密度が大きく右向きに運動する流体を置き、この流体がどのように時間発展するかを調べる。

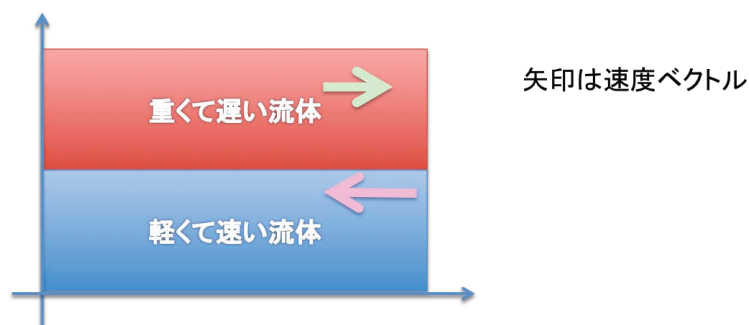


Fig. 14: Numerical setting for Kelvin-Helmholtz instability.

計算設定を以下にまとめる。

計算領域: $|x| < 0.5, |y| < 0.5$

境界条件: 全方向で周期境界

初期の速度と密度: $V_x = 0.5, \rho = 1$ for $|y| > 0.25$, $V_x = -0.5, \rho = 2$ for $|y| < 0.25$

初期の圧力と比熱比: 全領域で $P = 2.5, \gamma = 1.4$

摂動: $\delta V_x, \delta V_y = 0.01\alpha$ [α は 0 から 1 までの間の乱数]

シミュレーションデータの2次元可視化結果を時間発展に従って Fig. 15 に示す。時間が経つにつれ、ケルビン-ヘルムホルツ不安定性が成長していることが分かる。Fig. 13 に例示した雲の形がシミュレーション結果に似ていることにも注意して頂きたい。また、Athena MHD コードによる同様の実験結果と比較すると、流れの構造が似ていることがわかる。Athena のコードで行った実験の方が計算の解像度は高く、本実験に使ったコードでもより高解像度の計算を行うことで、細かい構造を捉えることができると期待される。

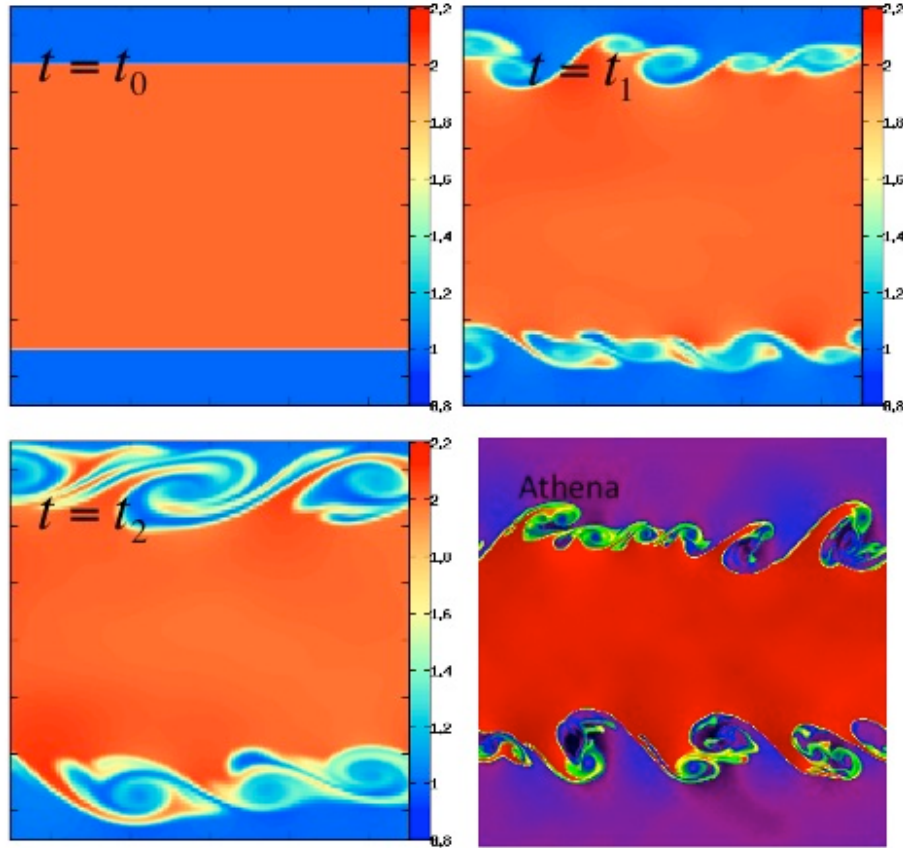


Fig. 15: Numerical results of Kelvin-Helmholtz instability.

2.2 シミュレーションモデル

本研究で採用したシミュレーションモデルを Fig. 16 に示す。計算領域は幅と奥行きが $2.5L$ 、高さ L の直方体領域で、Gellert et al. (2008) の計算モデルと同様、半径 L の円柱領域の内側のみ MHD 方程式を解く。円柱領域の外側は角速度プロファイル $d\Omega/dz \neq 0$ で回転する固体壁を想定し、初期に与える速度

$$\begin{aligned} v_x &= -\frac{d\Omega}{dz}zy, \\ v_y &= +\frac{d\Omega}{dz}zx, \\ v_z &= 0, \end{aligned} \quad (5)$$

を維持する。ここで $d\Omega/dz$ は z 方向の差動回転の強さの指標であり、本研究で注目するパラメータの一つである。円柱領域の外側に課される差動回転は粘性拡散によって内側に伝わるため、円柱内の回転プロファイルも粘性緩和時間が経過した後、固体壁と似た形状の回転角速度プロファイルに落ち着く (Gellert et al. 2008 参照)。

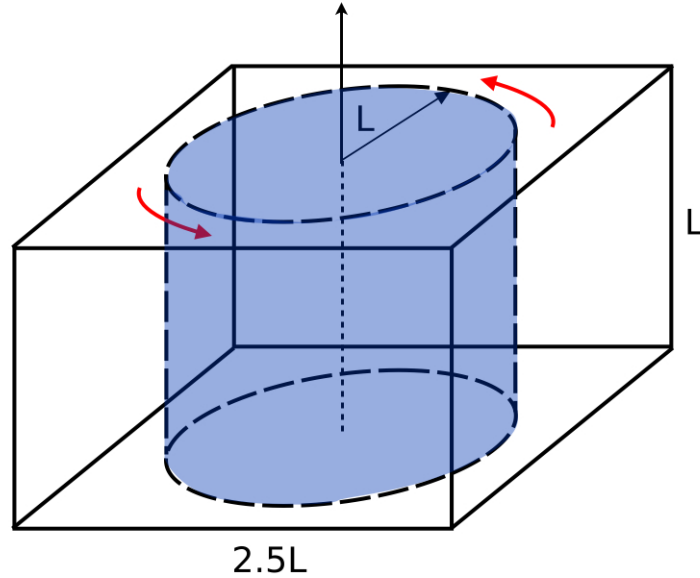


Fig. 16: Numerical setting for the Spruit's dynamo adopted in this work.

初期磁場は $B_{\text{init}} = (0, 0, B_{z0})$ であり、 $B_{z0} = 0.01$ の一様磁場を与える。また、系の粘性の大きさもパラメータであり、 $\nu = 3 \times 10^{-3} - 3 \times 10^{-1}$ の間で変化させ、スプライトダイナモの非線形発展への影響を調べる。ただし、以下では磁気拡散係数と熱拡散係数は、 $\eta = \kappa = 0.03$ で固定する。

上下面の流れに対しては応力無し (stress-free) 境界条件 [$v_z = 0$, $\partial v_x / \partial z = \partial v_y / \partial z = 0$] を課す。また、磁場に対しては全ての境界面に完全導体 (perfect conductor) 境界条件 [$B_x = B_y = \partial B_z / \partial z = 0$] を課す。円柱領域の外へ拡散した磁場が、内側の流体運動に影響しないよう、円柱領域の外側の磁気拡散係数を円柱内より一桁大きく設定している。解像度 $N = 32^3, 64^3, 96^3$ の3つのモデルでスプライトダイナモのテスト計算を行ったところ、シミュレーションの結果はほとんど解像度によらないことがわかった。以下では、主に $N = 64^3$ の結果を示す。10回転後の回転速度のプロファイルを Fig. 17 に示す。Fig. 17(左) が x - y 平面での断面、Fig. 17(右) が x - z 平面での断面で、方位角方向の速度 V_ϕ をカラーコントアで表示している。

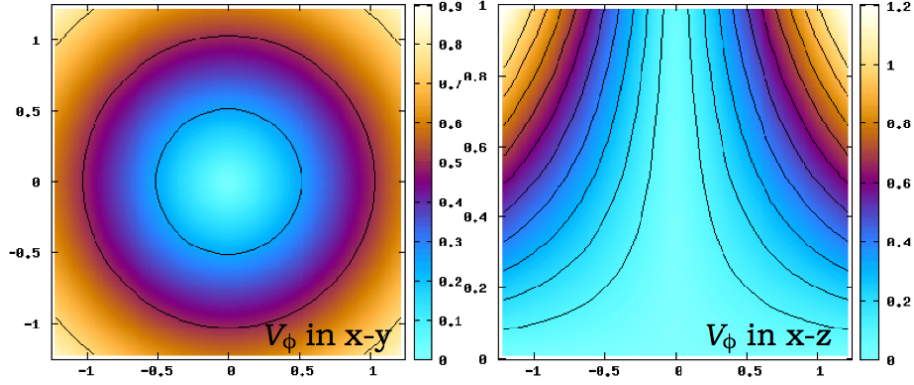


Fig. 17: The azimuthal velocity profiles in x - y plane (left) and x - z plane (right).

3 スプライトダイナモのシミュレーション結果

3.1 基準となるモデル

まず基準となるモデルのシミュレーション結果を示す。このモデルのグリッド数は 64^3 、採用している物理パラメータは $C_s/V_\phi = 8$ 、 $d\Omega/dz = 1.0$ 、 $\nu = \eta = 3 \times 10^{-3}$ (磁気プラントル数は $Pm = 1.0$) である。これらのパラメータはすべて Gellert et al. (2008) と同様である。

Fig. 19 に空間平均化した磁気エネルギーの時間発展を示す。この図の縦軸は初期の熱エネルギーで規格化された磁気エネルギー、横軸が回転周期で規格化された時間である。赤線が磁気エネルギー、緑、青、桃線がそれぞれ磁気エネルギーに対する動径磁場 (B_r)、方位角磁場 (B_ϕ)、垂直磁場 (B_z) 成分の寄与である。

さらに、Fig. 20 に磁気エネルギーと運動エネルギー、熱エネルギーの時間発展をそれぞれ赤、青、緑線で示す。Fig. 20 より、時間とともに磁気エネルギーが増幅されていることがわかる。初期の指数関数的増幅フェーズの後、おおよそ 30 回転で系は準定常状態に到達し、磁気エネルギーは飽和する。磁気エネルギーの飽和値はプラズマの運動エネルギーの約 50 パーセントである。また、各成分の中で磁気エネルギーに対して最も寄与するのは B_ϕ 成分であることがわかる。

準定常状態における磁場構造の時間発展を Fig. 21 に示す。Gellert et al. (2008) が発見した Fig. 3 の構造と同様、 $m = 1$ の非軸対称モードが本実験の結果でも支配的になっていることがわかる。本実験で得られた方位角磁場構造と Gellert et al. (2008) で得られた構造を Fig. 18 で比較する。この $m = 1$ の非軸対称磁場構造のパターンは、系の回転周期とは異なる周期で準定常的に回転するが、Gellert らの結果と同様、磁場の反転は示さない。

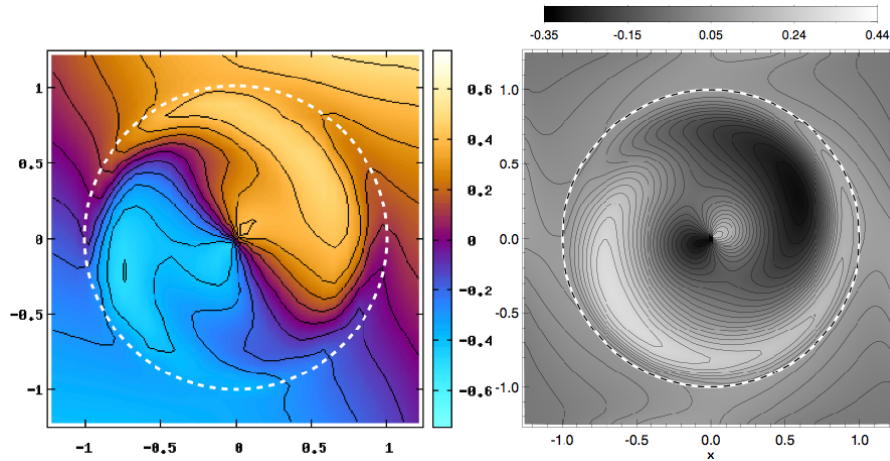


Fig. 18: The comparison of results between our experiment and Gellert et al's one.

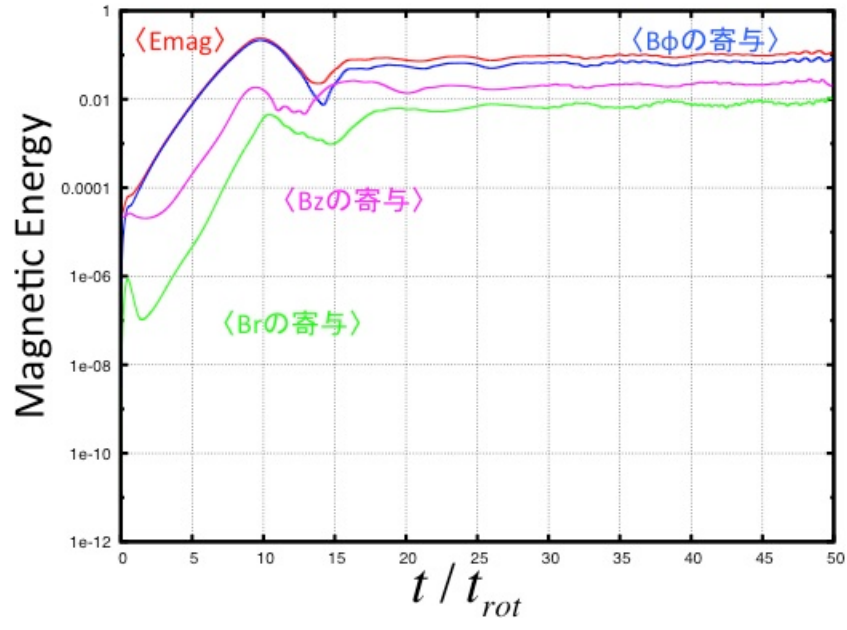


Fig. 19: The time-evolution of magnetic energy.

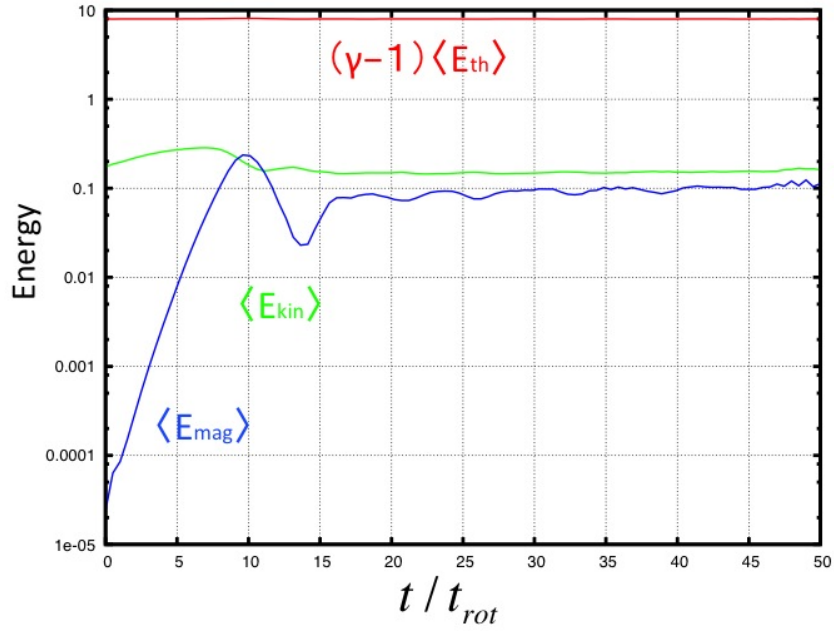
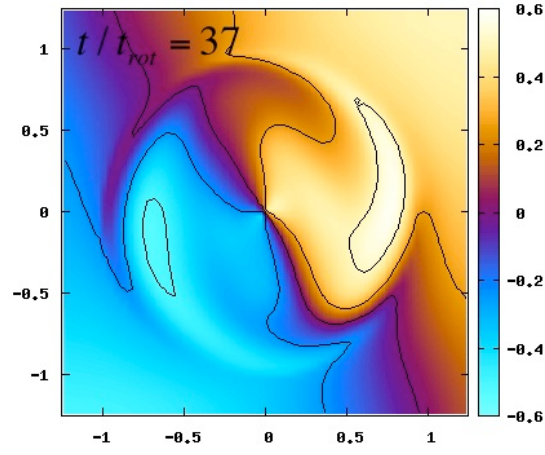
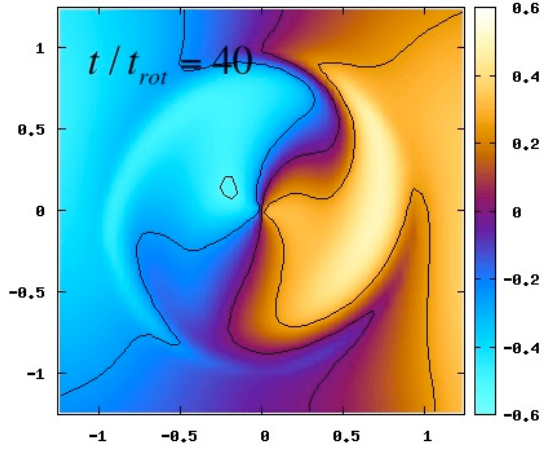


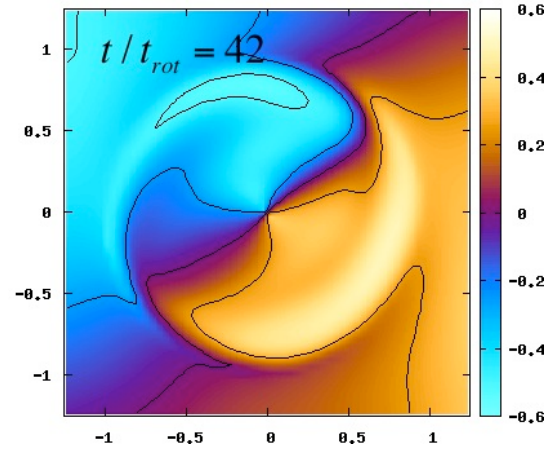
Fig. 20: The time evolution of thermal energy (red), kinetic energy (green) and magnetic energy (blue).



(a) $t = t_1$



(b) $t = t_2$



(c) $t = t_3$

Fig. 21: The time evolution of the structure (pattern) of azimuthal fields for the fiducial model.

3.2 パラメータ依存性の調査

3.1 節の基準となるモデルの実験では、Gellert et al. (2008) らと同様のパラメータ設定で彼らが得た主な結果「 $m = 1$ の非軸対称磁場構造の成長」と「スプライトダイナモによる磁場の反転は起きない」ことを再現した。次に、スプライトダイナモの物理的性質が、粘性および角速度プロファイルに対してどのように依存するか調べる。

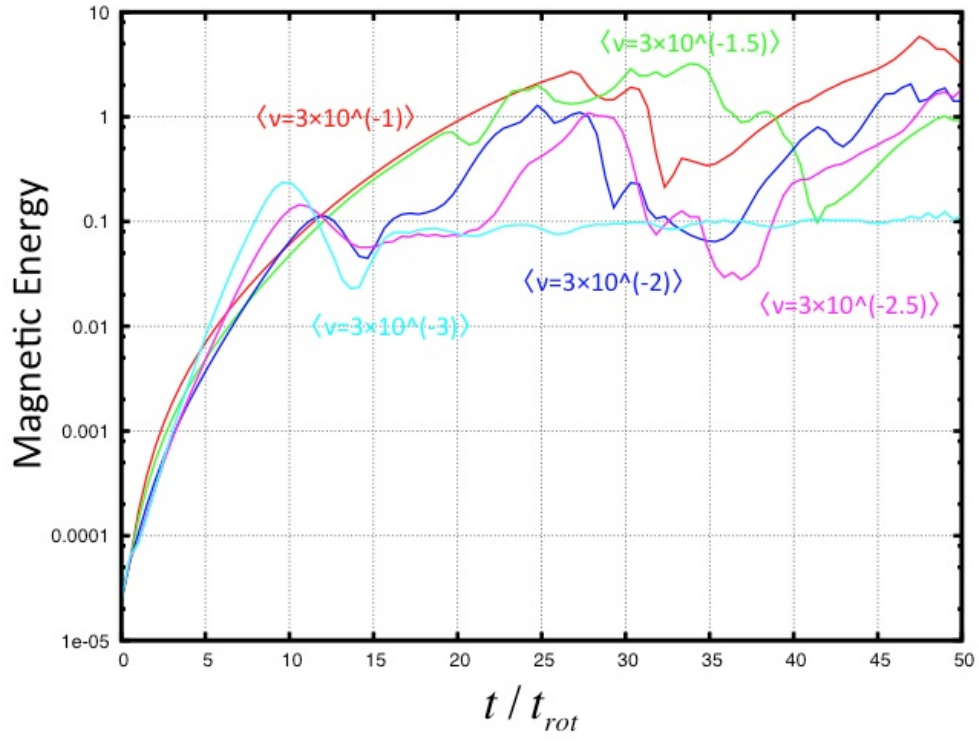
3.2.1 粘性に対する依存性

Fig. 22 に粘性係数を $\nu = 3 \times 10^{-3}$ から $\nu = 3 \times 10^{-1}$ の間で変化させた各モデルの、磁気エネルギーと z 方向の磁場の時間進化を示す。粘性以外のパラメータは 3.1 節の基準となるモデルで用いたものと同様である。

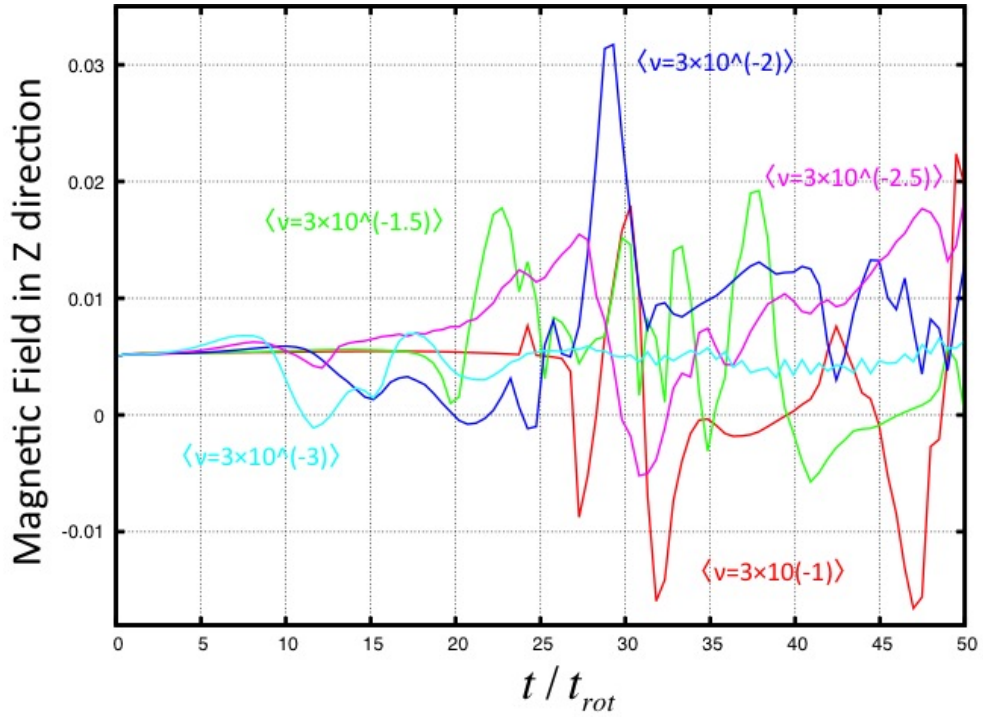
Fig. 22(a) より、粘性が大きなモデルの方が磁気エネルギーの飽和値が高くなっていることがわかる。非線形段階でのエネルギーの時間変動も粘性が大きなモデルの方が激しく、粘性が小さなモデルは準定常的に進化を見せる。また Fig. 22(b) より、 $\nu = 0.3, 0.1$ の各モデルは z 方向の磁場に顕著な逆転がみられることがわかる。この逆転のタイミングは、Fig. 22(a) の磁気エネルギーが大きく減少するタイミングと同じである。図示したのは z 方向の磁場についてだが、方位角磁場も同様の逆転を示す。

この逆転を詳しく調べるために、磁場が逆転する前後の時間での磁場構造を可視化する。Fig. 23 は粘性 $\nu = 3 \times 10^{-1.5}$ を用いたモデルの方位角磁場 B_ϕ の強度を、 $z = H/2$ の断面に 2 次元カラーコントアで表示したものである。3 つの図はそれぞれ Fig. 22(b) の時刻 $t/t_{\text{rot}} = 37$, $t/t_{\text{rot}} = 40$, $t/t_{\text{rot}} = 42$ に対応する。これらの図から、磁場反転の前後では $m = 1$ の非軸対称磁場構造が卓越する一方、磁場反転の際には $m = 0$ の軸対称構造が卓越した状態になっていることがわかる。

この 3 つのフェーズの磁場構造を当研究室 M2 の古田敦哉氏が開発した 3 次元可視化ツール [GFV: Gallium Field Visualier] を使って可視化すると、Fig. 24 のようになる。図中の断面図表示は密度を、灰色の等値面は磁場の強度を、矢印は磁場ベクトルの方向をそれぞれ示している。また、磁場ベクトルの矢印のみを 3 次元表示したものが Fig. 25 である。この図より、反転の前後で方位角磁場、垂直磁場ともに反転していることがわかる。また磁場が反転の瞬間を除いて $m = 1$ の非軸対称構造になっていることがわかる。

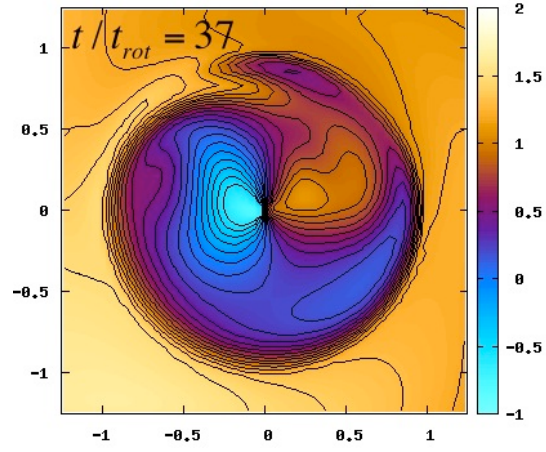


(a) The time-evolution of magnetic energy.

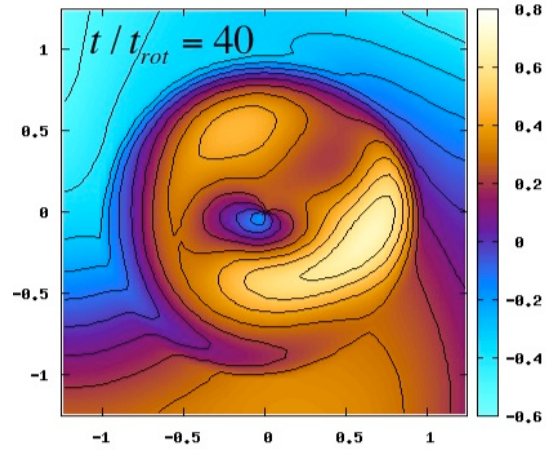


(b) The evolution of the z-component of magnetic field.

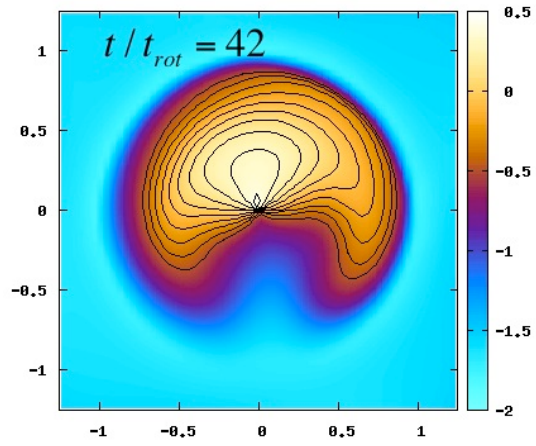
Fig. 22: The dependence of the magnetic energy and the B_z field on the size of the viscosity.



(a) Field structure before the flip.

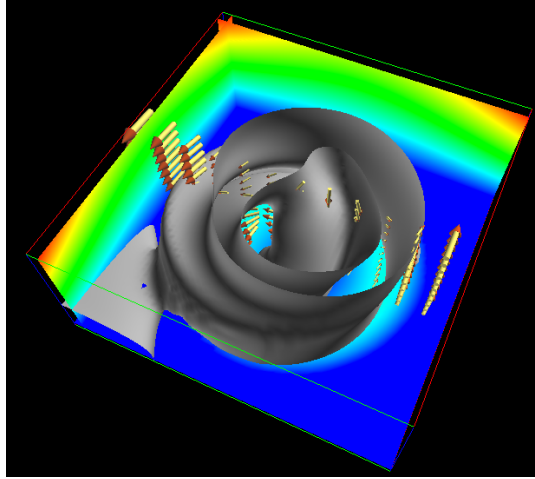


(b) Field flipping phase.

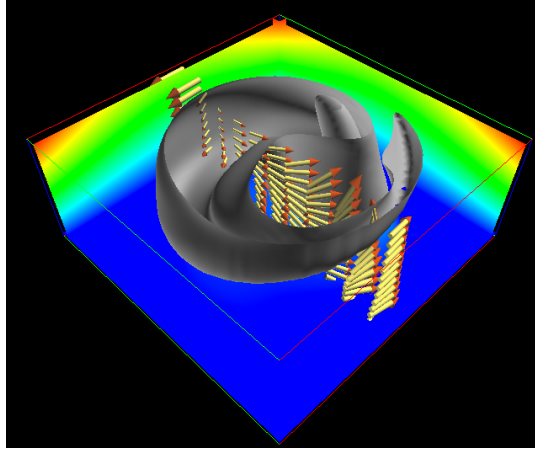


(c) Field structure after the flip.

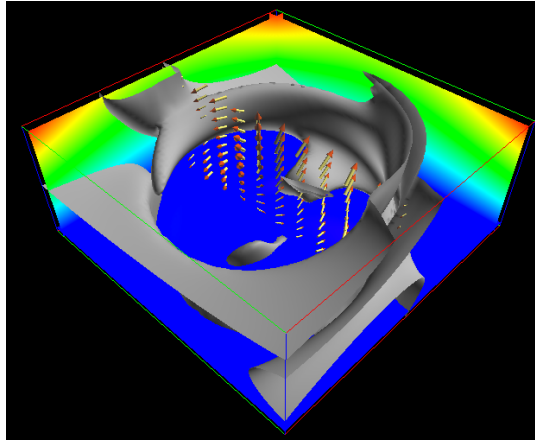
Fig. 23: The cross-section view of the toroidal field at $z = H/2$.



(a) Field structure before the flip.

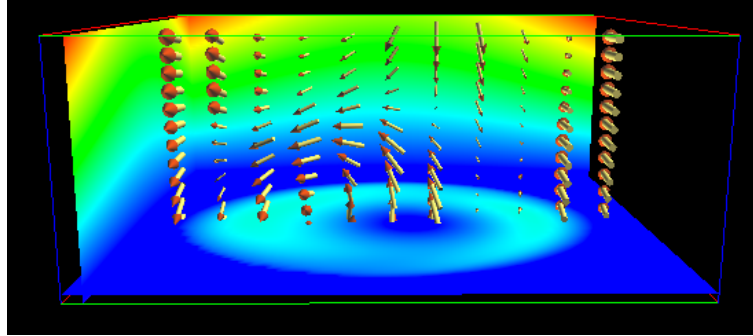


(b) Field flipping phase.

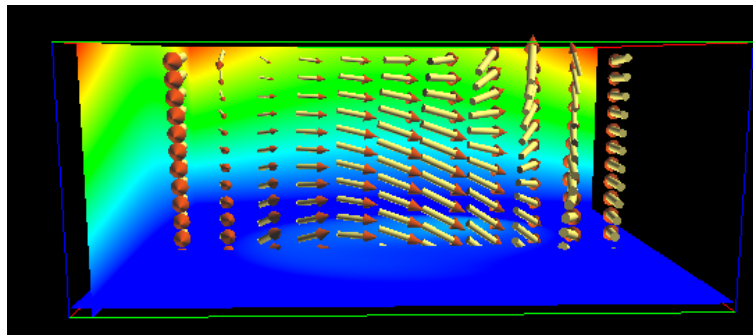


(c) Field structure after the flip.

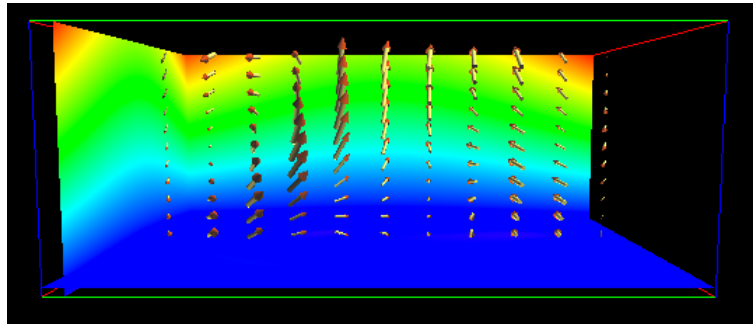
Fig. 24: 3D visualization of isosurface of toroidal field and magnetic field vectors.



(a) Field structure before the flip.



(b) Field flipping phase.



(c) Field structure after the flip.

Fig. 25: The vector arrows of magnetic field.

3.2.2 回転角速度プロファイルに対する依存性

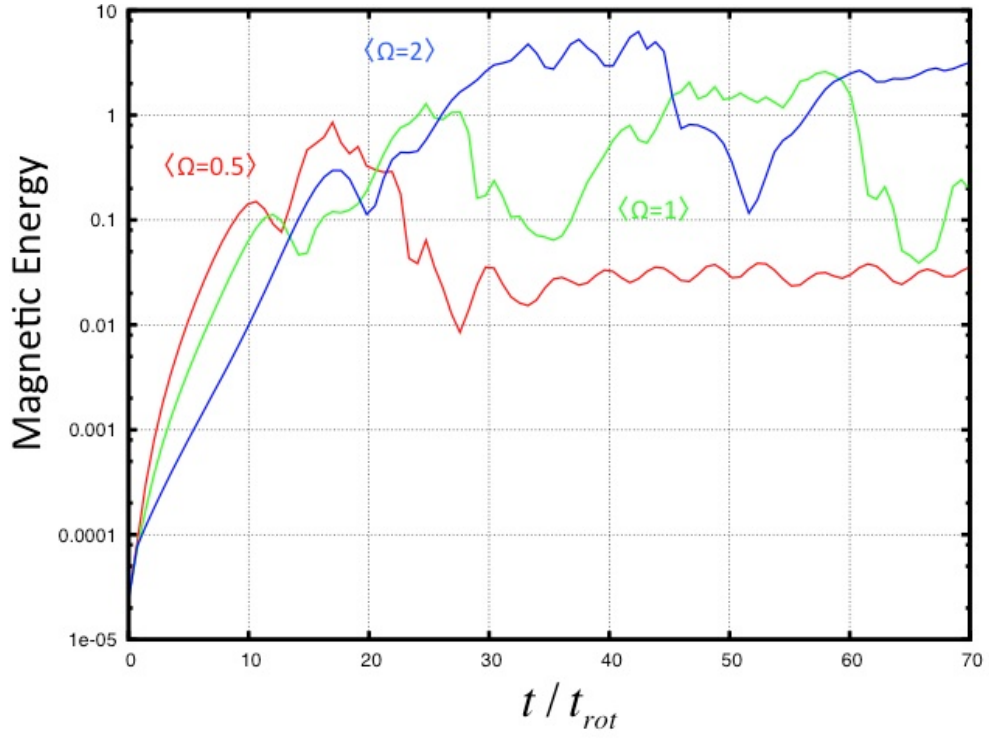
Fig. 26 に、角速度プロファイルを $d\Omega/dz = 0.5$ から $d\Omega/dz = 2.0$ の間で変化させた各モデルの、磁気エネルギーと方位角磁場の時間進化を示す。粘性係数は $\nu = 3 \times 10^{-3}$ に固定し、それ以外のパラメータは 3.1 節で調べた基準となるモデルと同様である。

Fig. 26(a) より、角速度の垂直方向の勾配 $d\Omega/dz$ が大きなモデルの方が、磁気エネルギーの飽和値が高くなっていることがわかる。非線形段階での磁気エネルギーの時間変動も角速度の勾配が大きいモデルの方が激しく、角速度勾配が小さなモデルは定常的な進化を示す。また Fig. 26(b) より、 $d\Omega/dz = 1, 2$ の各モデルは方位角方向の磁場が逆転している事がわかる。逆転のタイミングは、Fig. 26(a) の磁気エネルギーが大きく減少するタイミングと同期している。図示したのは方位角方向の磁場の時間進化だが、垂直磁場も同様の逆転を示す。 $d\Omega/dz = 0.5$ のモデルに関しては、系の磁場強度がほぼ一定の状態で定常的に進化している。

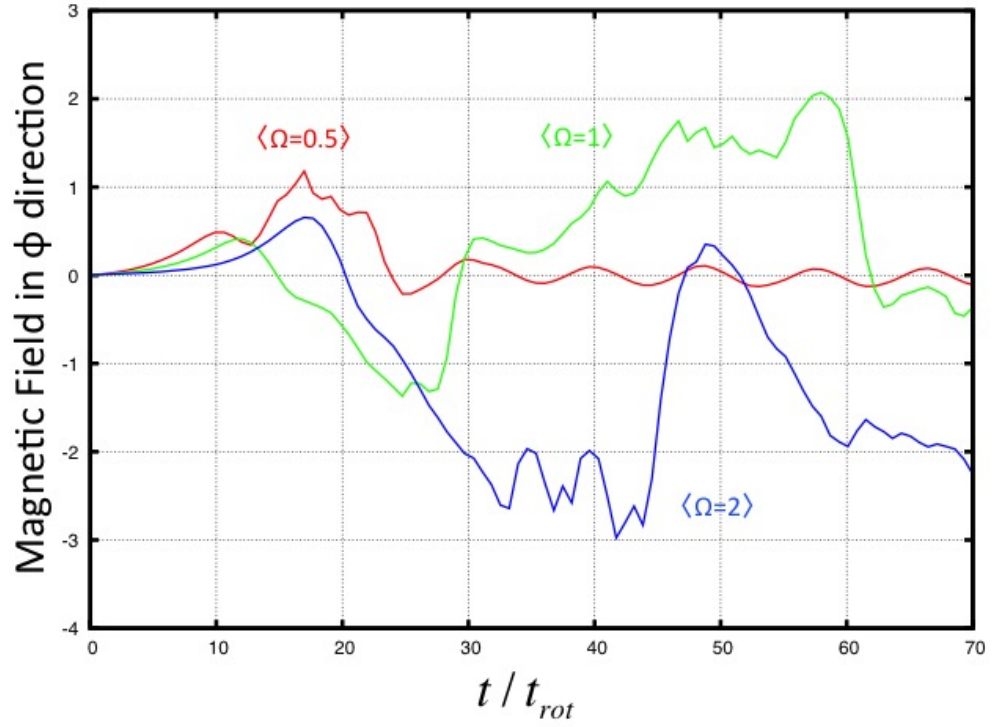
逆転するモデルと逆転しないモデルの違いを詳しく調べるために、磁場の逆転が生じる時刻の前後での方位角磁場の構造を多次元的に可視化する。Fig. 27 は方位角磁場 B_ϕ の強度を $z = H/2$ で断面図表示したものである。3 つの図はそれぞれ Fig. 26 の時刻 $t/t_{\text{rot}} = 19, 28, 34$ に対応した磁場構造である。これらの図から、磁場反転の前後ではやはり $m = 1$ の非軸対称モードが卓越する一方、磁場反転の際には $m = 0$ の軸対称モードが卓越した状態になっていることがわかる。

一方、磁場の反転が起きない $d\Omega/dz = 0.5$ のモデルの、Fig. 27 と同時刻の方位角磁場の断面図を Fig. 28 に示す。角速度勾配が小さいモデルでは、常に $m = 0$ の軸対称モードが卓越した状態になっていることがわかる。これは 3.1 節で調べた基準となるモデルとも異なる進化の様子であり、 $d\Omega/dz$ が小さいモデルでは、波数 $m = 1$ のテイラー不安定性 (kink 型不安定性) が成長しないことを示唆している。

Fig. 27 の各断面図表示に対応する時刻の磁場構造を、3次元可視化ツール (GFV) で可視化した結果が Fig. 29 である。図中の断面図表示は温度を、灰色の等値面は磁場の強度を、矢印は磁場ベクトルの方向をそれぞれ表している。また、磁場ベクトルの矢印表示のみを抽出した図が Fig. 30 である。これらの図から Fig. 26(b) の方位角磁場の空間平均量がゼロになる前後で、方位角磁場、垂直磁場ともに反転していることがわかる。また、反転の瞬間は $m = 0$ の軸対称磁場構造になるのに対し、反転前後は $m = 1$ の非軸対称構造が支配的になっていることがわかる。

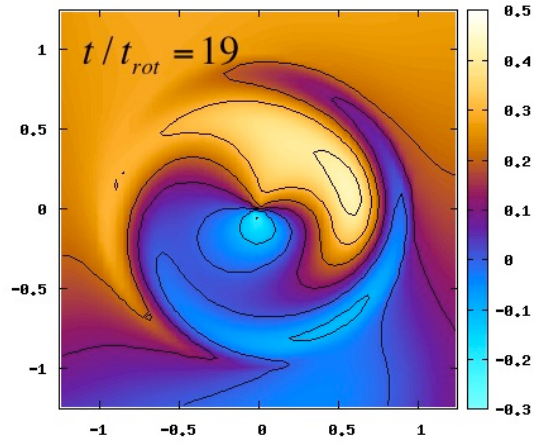


(a) The temporal evolution of magnetic energy.

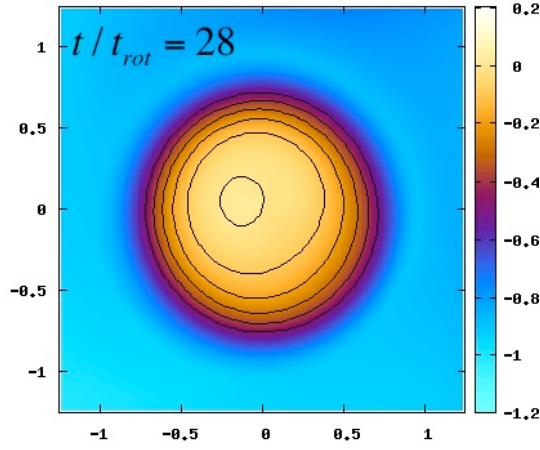


(b) The temporal evolution of azimuthal field.

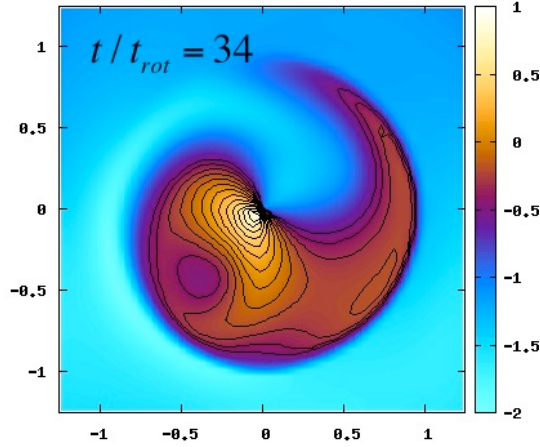
Fig. 26: The dependence of the dynamo behavior on the angular velocity profiles.



(a) Field structure before the flip.

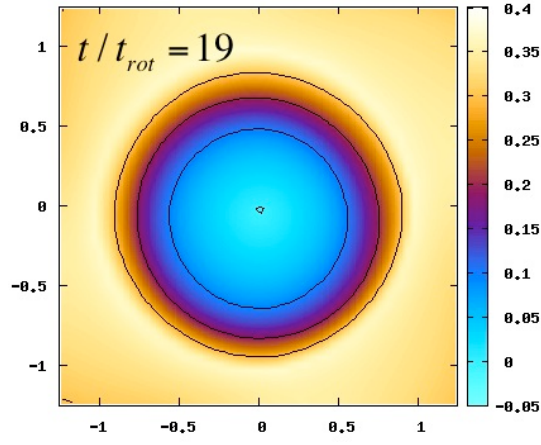


(b) Field flipping phase.

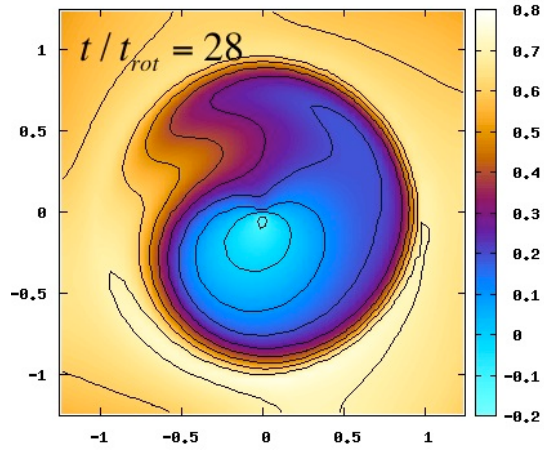


(c) Field structure after the flip.

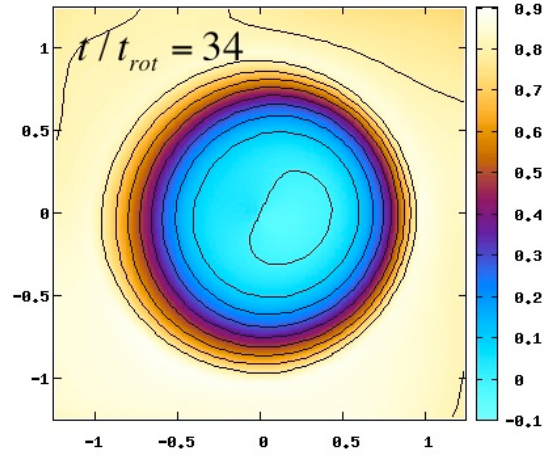
Fig. 27: The cross-section view of the toroidal field at $z = H/2$.



(a) $t = t_1$

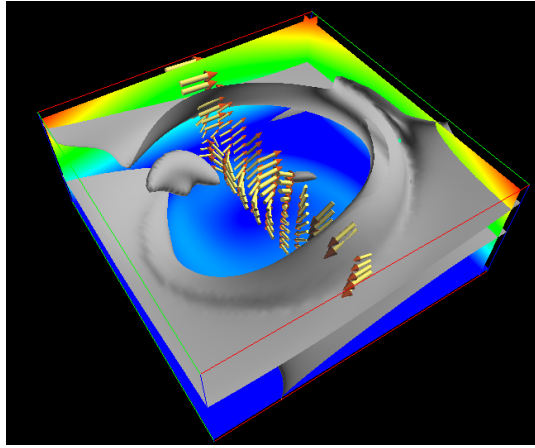


(b) $t = t_2$

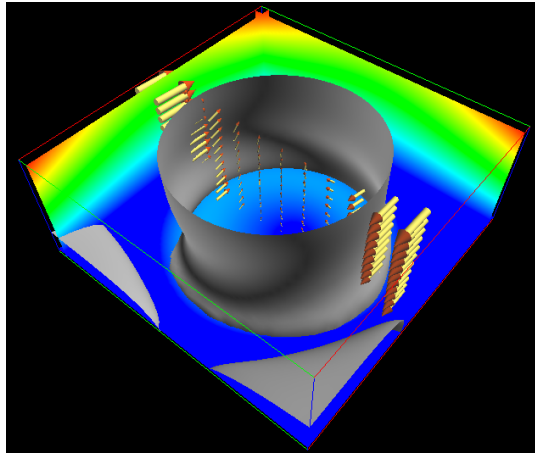


(c) $t = t_3$

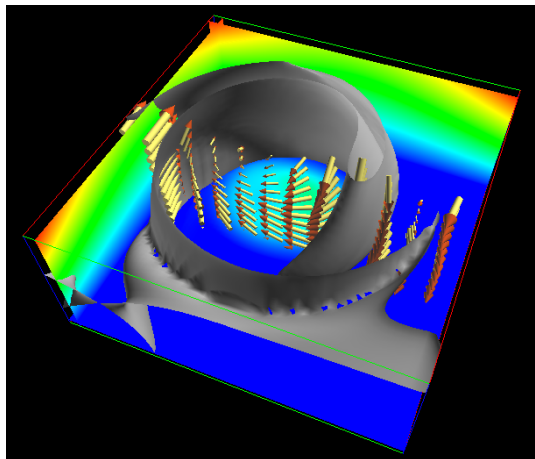
Fig. 28: The cross-section view of the toroidal field at $z = H/2$.



(a) Field structure before the flip.

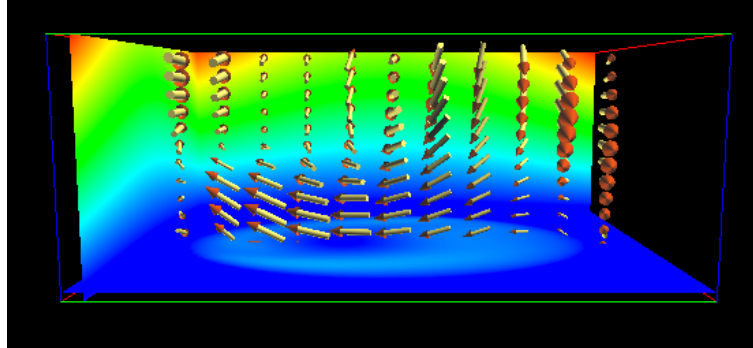


(b) Field flipping phase.

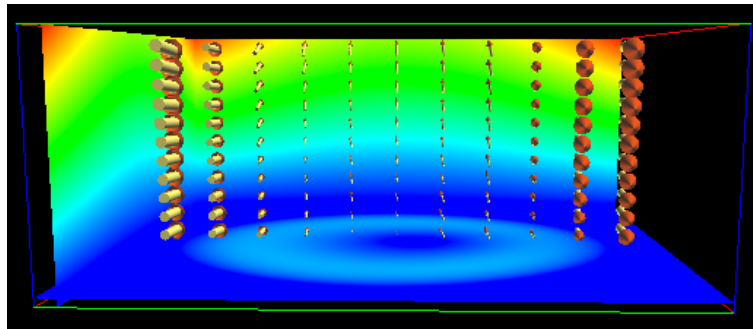


(c) Field structure after the flip.

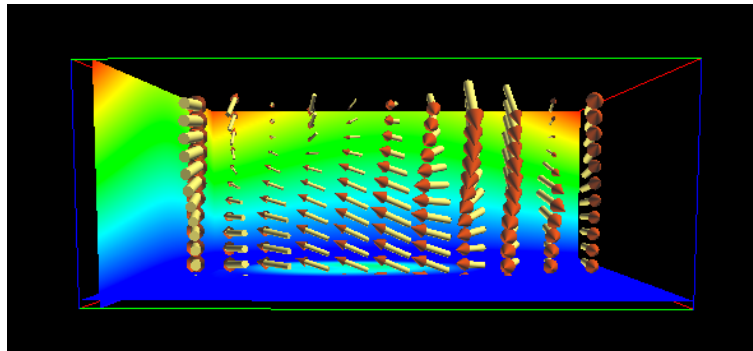
Fig. 29: 3D visualization of isosurface of toroidal field and magnetic field vectors.



(a) Field structure before the flip.



(b) Field flipping phase.



(c) Field structure after the flip.

Fig. 30: The vector arrows of magnetic field.

3.3 シミュレーション結果のまとめ

- (1) Gellert et al. (2008) と同様のパラメータ設定を用いた基準となるモデルでは、テイラー不安定性の発達とそれにともなう磁気エネルギーの指数関数的な増幅を確認した。また、定常状態では $m = 1$ の非軸対称の方位角磁場構造が支配的になり、磁場の反転は起きないことがわかった。これは Gellert et al. (2008) と同様の結果であり、本実験によりその再現に成功した。
- (2) 粘性係数を $\nu = 3 \times 10^{-3}$ から 3×10^{-1} の間で変化させる数値実験では、粘性係数の増大にともない磁気エネルギーの飽和値が上がることに、粘性が大きいモデルでは磁場の反転が起こることを発見した。磁場反転のタイミングは磁気エネルギーの急激な減少と同期しており、反転前後では $m = 1$ の非軸対称モードが、反転フェーズでは $m = 0$ の軸対称モードが卓越した磁場構造になっていることがわかった。
- (3) 角速度の垂直勾配 $d\Omega/dz$ を 0.5 から 2.0 の間で変化させる数値実験では、角速度勾配が大きなモデルでのみ磁場の反転が生じることを明らかにした。角速度勾配の小さなモデルでは、磁場反転は生じず、磁場構造も $m = 0$ が支配的な状態で定常的に時間進化する。

4 まとめ

地球の気候や人類の生活に大きな影響を及ぼす太陽活動を引き起こす要因は、太陽表面に出現した黒点や活動領域等の磁場であることが、近年の詳しい研究からわかってきている。しかし、太陽内部の磁場の起源、すなわち太陽ダイナモ機構については多くの謎が残されているのが現状である。本研究で数値実験を行ったスプライトダイナモは、非対流駆動型のダイナモであり、対流によって駆動される従来のダイナモ機構とは異なる性質を持つことが期待されている。対流を必要としないため、対流安定な太陽放射層での磁場増幅や角運動量輸送に寄与する可能性があるのである。

本研究で行った数値実験の結果、少なくとも本研究で採用した箱型計算領域の設定では、系の時間発展とともに、方位角波数 $m = 1$ の非軸対称な磁場構造が形成され、スプライトダイナモによる指数関数的磁場増幅が起こることがわかった。また、系の粘性係数や角速度プロファイルを変化させる実験では、大きな粘性を使用したモデルと強い角速度勾配を持つモデルで磁場の反転が生じることを明らかにした。磁場の反転のタイミングは、磁気エネルギーの急激な減少と同期していること、また、磁場の反転前後では $m = 1$ の磁場構造が卓越するが、反転フェーズでは $m = 0$ の軸対称構造が支配的になることもわかった。

本研究は、最も簡単な一様密度かつ一様圧力の設定下でのスプライトダイナモを調べた。しかし、スプライトダイナモの特徴は、対流安定な放射層でも磁場増幅を引き起こすことであり、その存在を実証するために、今後は安定成層化したプラズマ中でのスプライトダイナモの非線形発展を調べる必要がある。また、スプライトダイナモによる磁場増幅や角運動量輸送を定量化するためにより高解像度の計算が必要だと考えられる。本実験で発見した磁場反転の物理機構は未だに理解できていない。3次元的可視化によるより詳細なデータ解析を進め、磁場反転の物理機構を明らかにしたいと考えている。

5 謝辞

1年間を通して熱心に指導していただいた、陰山聡教授と政田洋平助教に深く感謝いたします。また同研究室の古田敦哉氏には3次元可視化ツールを本研究で使用することに快諾いただいたことを感謝致します。同様に、同研究室の大野裕太氏、守本敏明氏、西田泰大氏、山田知輝氏には研究に関してさまざまなアドバイスを頂きました。

参考文献

- [1] Spruit, H.C. 2002, *Astronomy & Astrophysics*, 381, 923
- [2] Tayler, R. J. 1973, *Monthly Notice of Royal Astronomical Society Journal*, 161, 365
- [3] Spruit, H. C. 2006, arXiv:astro-ph/0607164
- [4] Spruit, H. C. 1999, *Astronomy & Astrophysics*, 349, 189
- [5] Eggenberger, P., Maeder, A., & Meynet, G. 2005, *Astronomy & Astrophysics*, 440, L9
- [6] Braithwaite, J. 2006, *Astronomy & Astrophysics*, 449, 451
- [7] Gellert, M., Rüdiger, G., & Elstner, D. 2008, *Astronomy & Astrophysics*, 479, L33
- [8] Zahn, J.-P., Brun, A. S., & Mathis, S. 2007, *Astronomy & Astrophysics*, 474, 145
- [9] Brio, M., & Wu, C. C. 1988, *Journal of Computational Physics*, 75, 400
- [10] Masada, Y., & Sano, T. 2008, *Astrophysical Journal*, 689, 1234
- [11] <http://www.astro.princeton.edu/jstone/Athena/tests/index.html>