

太陽フレア・黒点の 数値モデリング研究

金子岳史 (新潟大学)

2023年 天文・天体物理夏の学校
太陽・恒星セッション 2023.08.02

自己紹介

金子 岳史 (新潟大学 教育学部 講師)

学位: 博士 (理学) (東京大学 2017年)

研究: 数値シミュレーションによる太陽物理学研究

学歴・職歴:

2004 - 明治学園高等学校卒 (福岡県)

2007 - 代々木ゼミナール 小倉校 (福岡県)

2008 - 東京大学 理科一類

2010 - 東京大学 理学部 地球惑星物理学科

2012 - 東京大学大学院 理学系研究科 地球惑星科学専攻

2017 - 名古屋大学 宇宙地球環境研究所 研究員

2020 - 名古屋大学 宇宙地球環境研究所 特任助教

2022 - ロッキード・マーティン太陽天体物理学研究所 ポスドク (アメリカ)

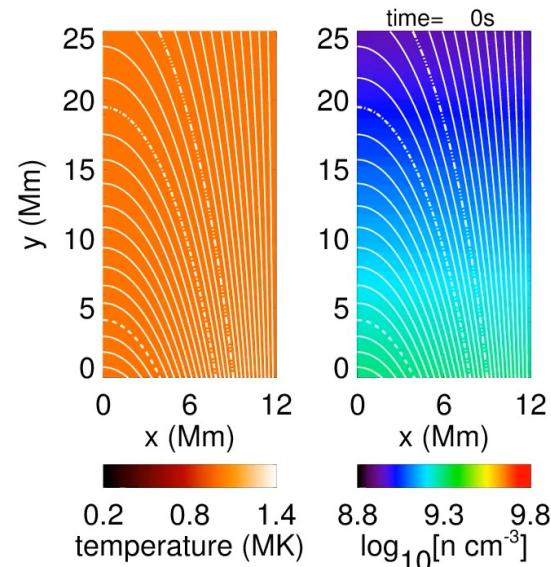
2023 - 新潟大学 教育学部 講師



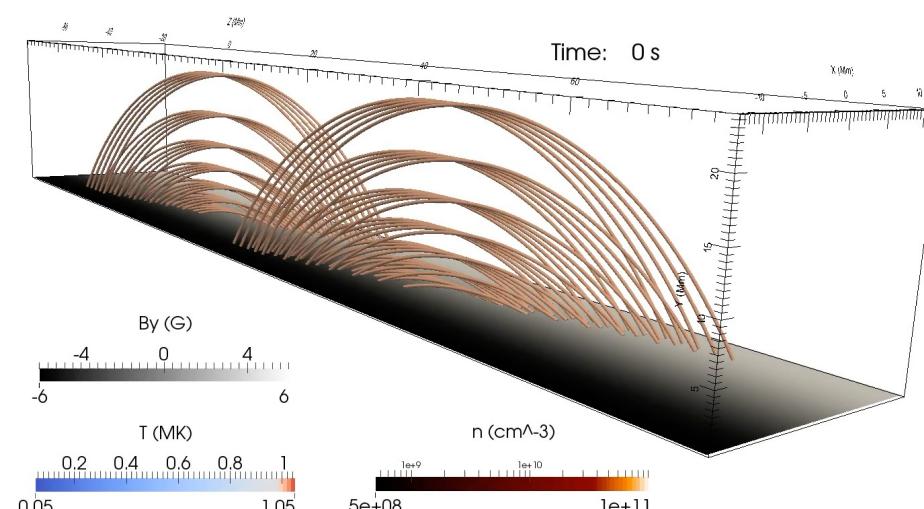
夏の学校には2012, 2013年度に参加。写真は2012年度。

これまでにやったシミュレーション

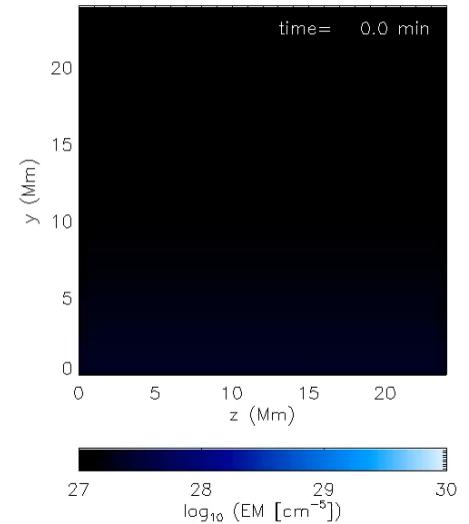
太陽プロミネンス形成(KY2015)



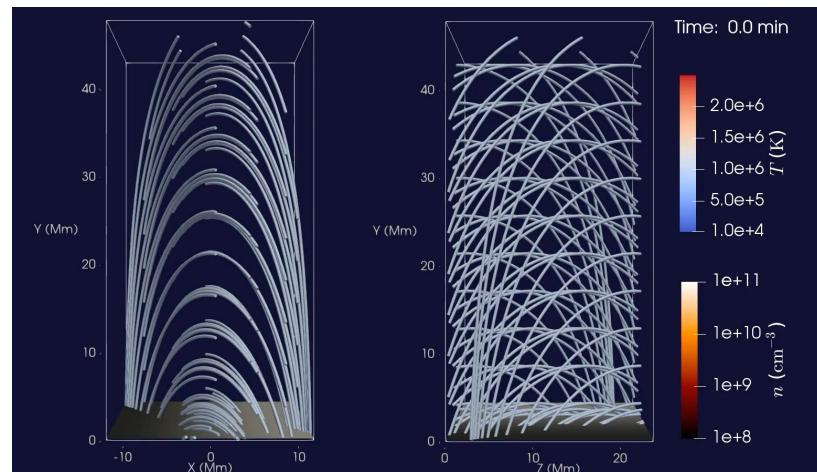
太陽プロミネンス形成(KY2017)



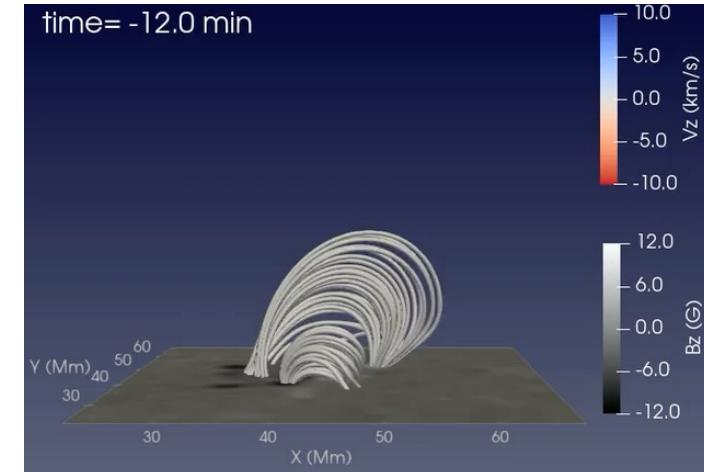
プロミネンス RTI (KY2018)



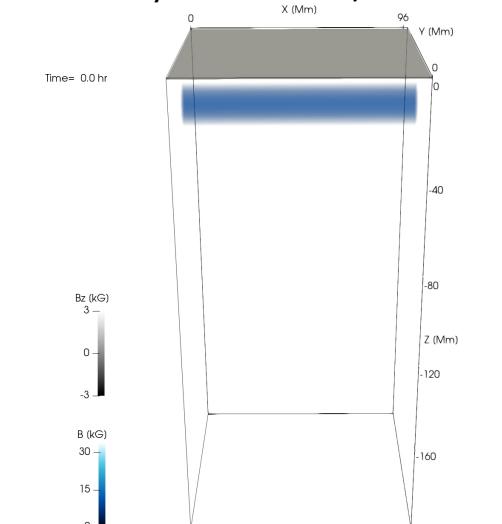
プロミネンス形成・噴出(未出版)



プラズマ噴出/データ駆動(Kaneko+, 2021)

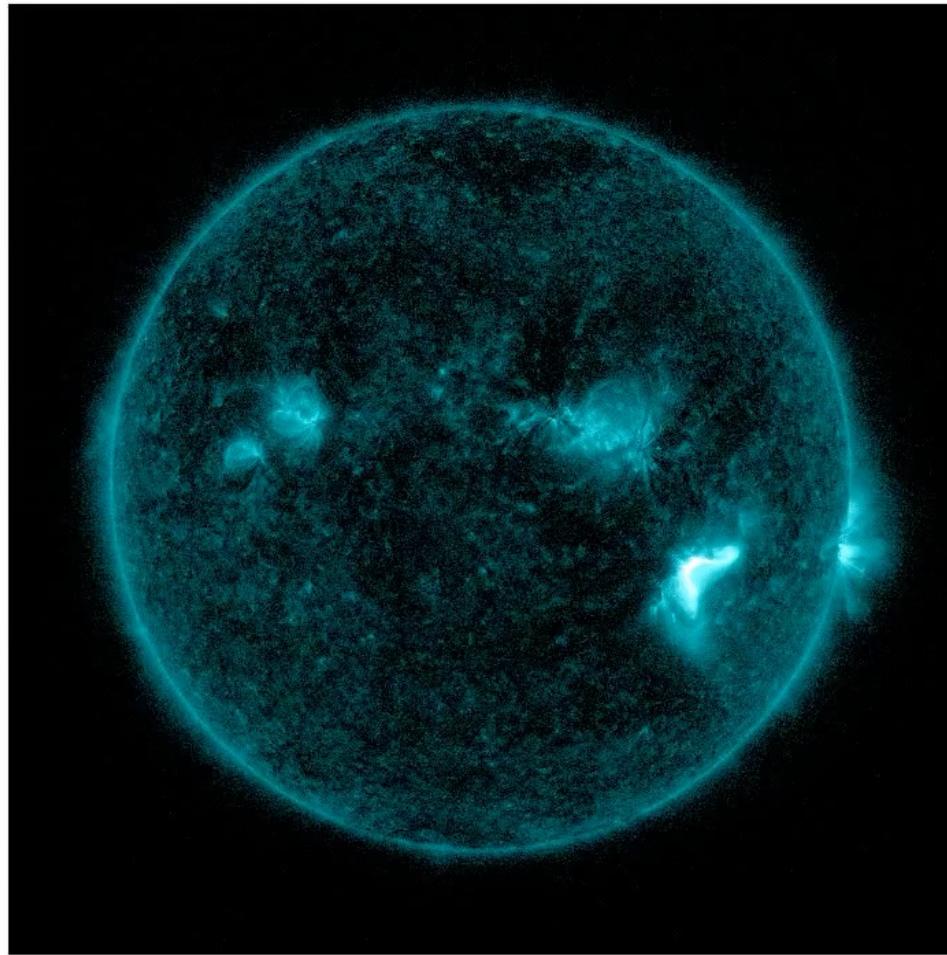


浮上磁場/黒点形成(Kaneko+, 2022)

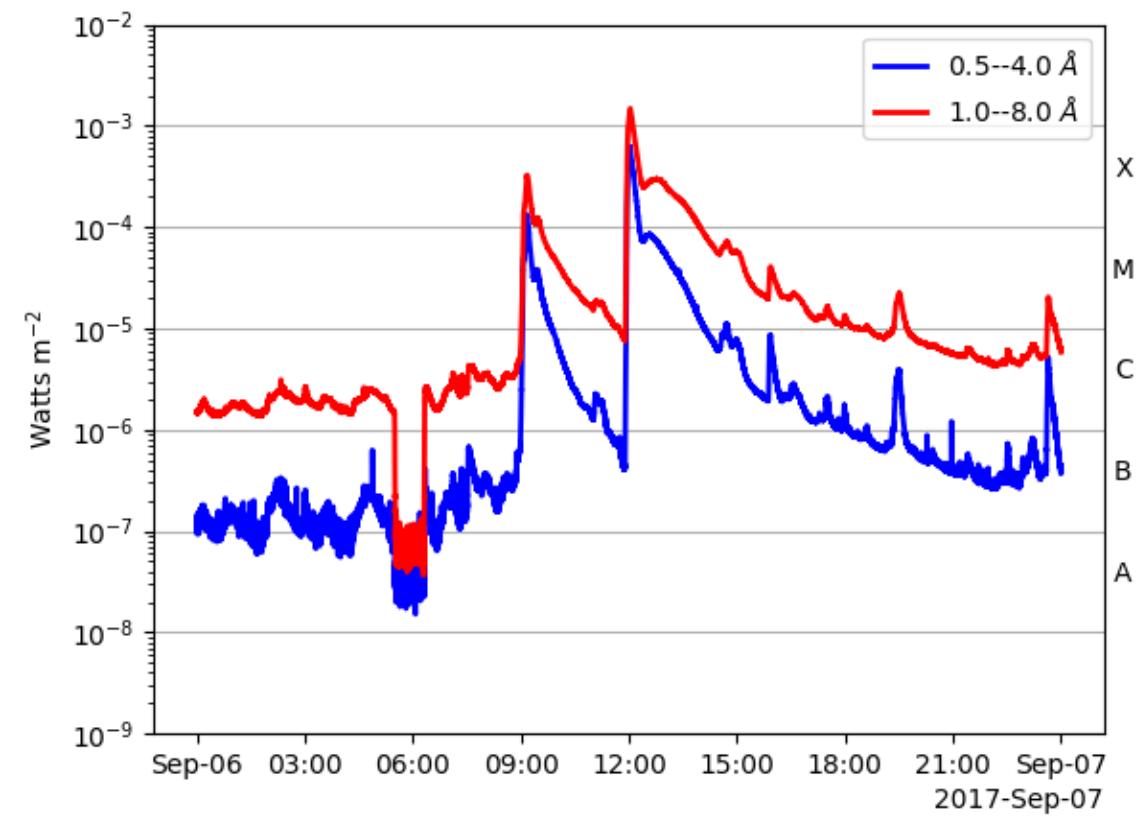


太陽フレア

SDO/AIA 131 Å
2017-09-06T11:03:08.073

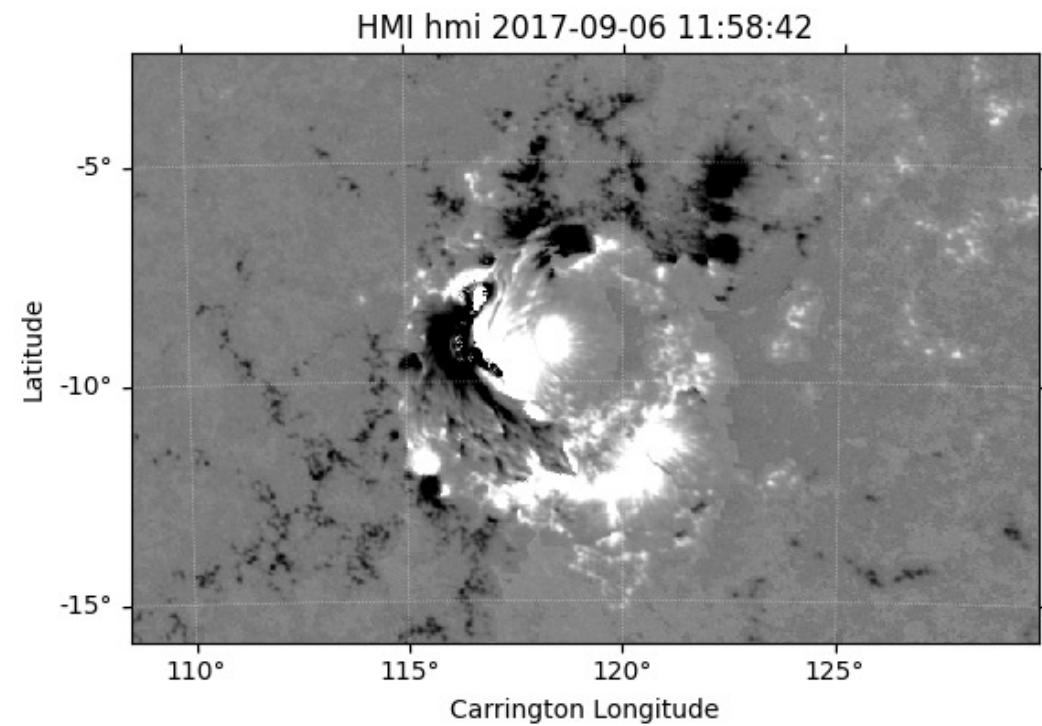
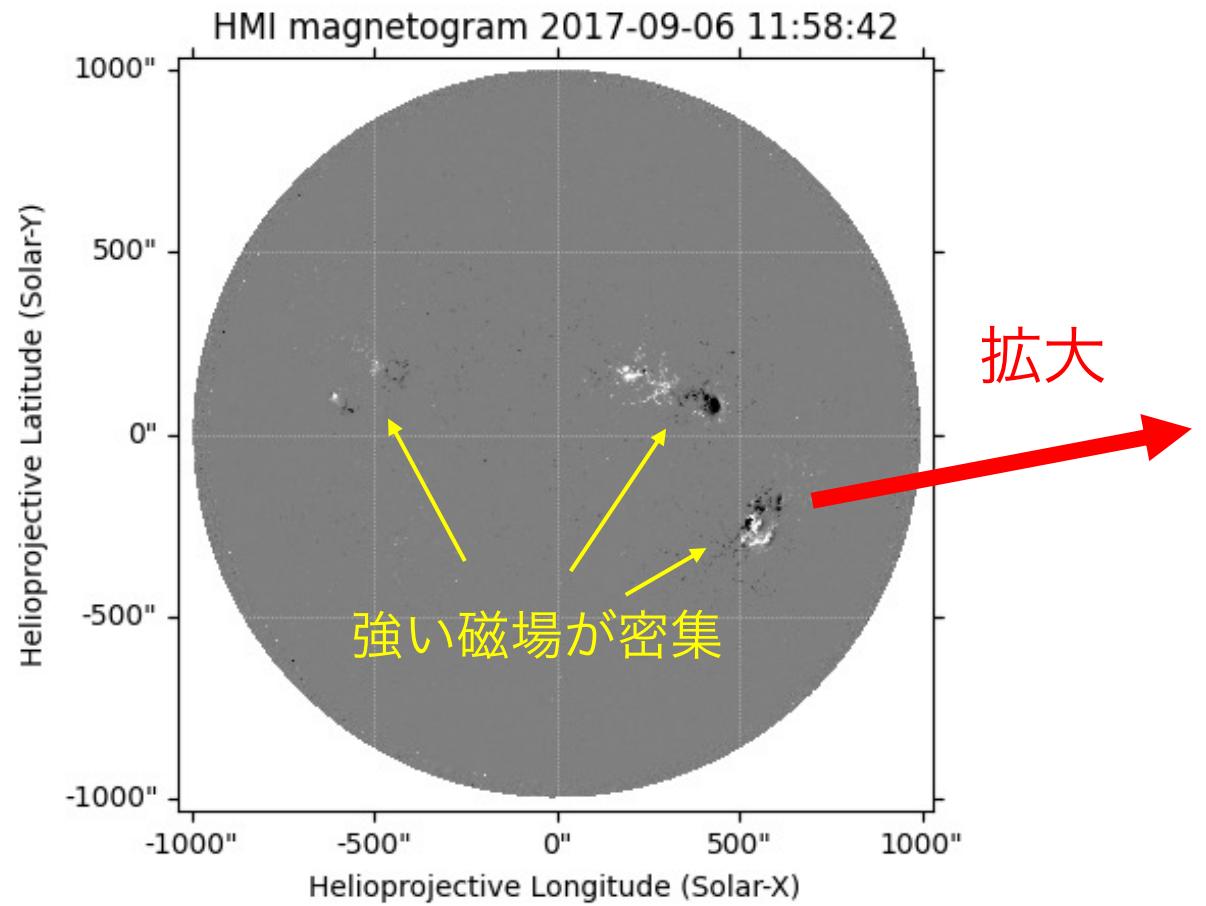


GOES X-ray
GOES X-ray flux



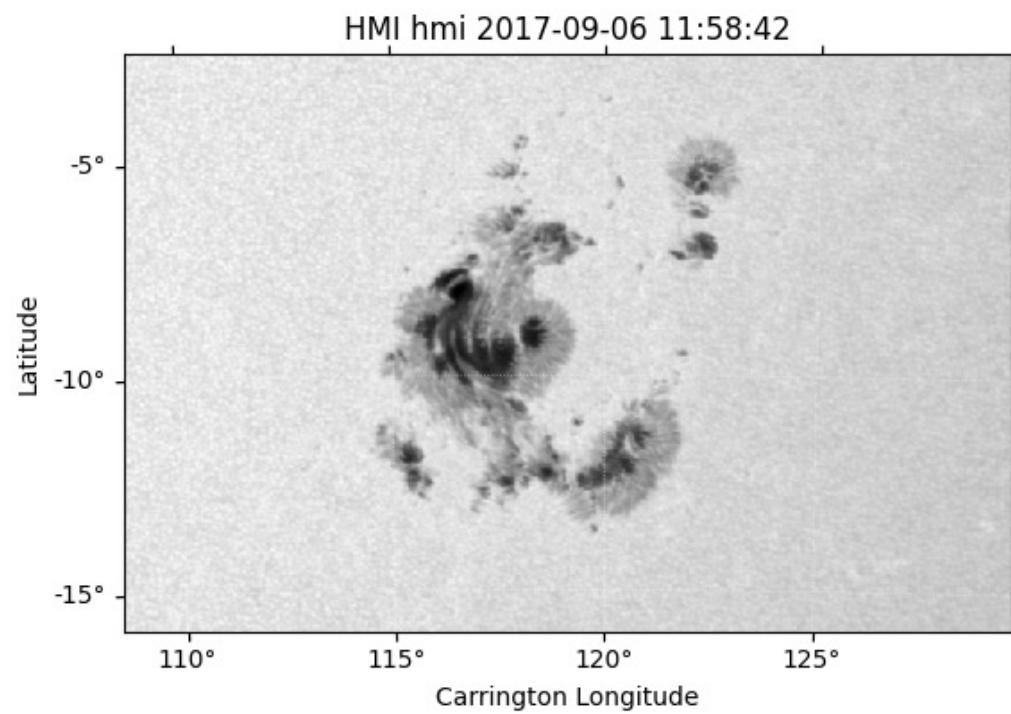
太陽表面磁場

SDO/HMI
magnetogram

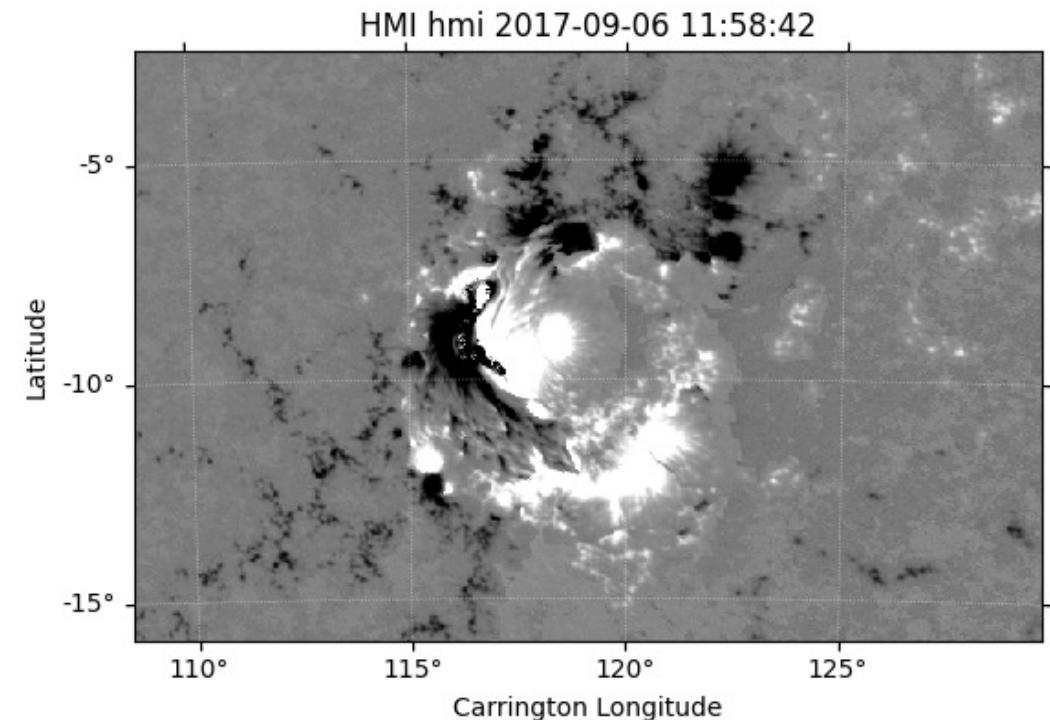


太陽黒点

SDO/HMI
continuum



SDO/HMI
magnetogram

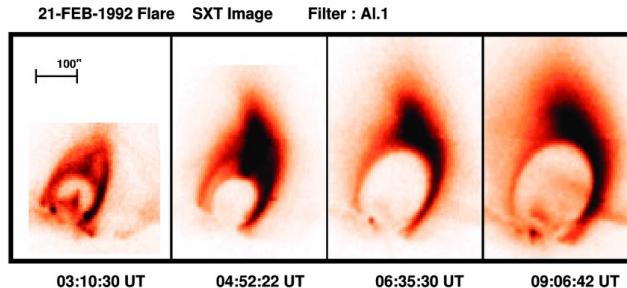


太陽は、表面の様子を高空間分解能で観測できる唯一の恒星

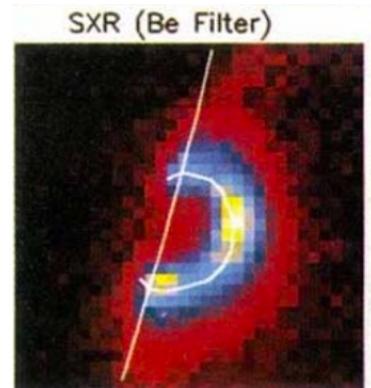
観測↔理論シミュレーション：例1

観測 (Yohkoh X-ray)
フレアのカスプ構造

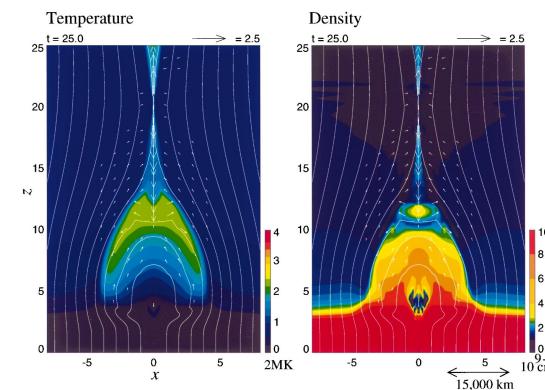
Tsuneta et al. (1992)



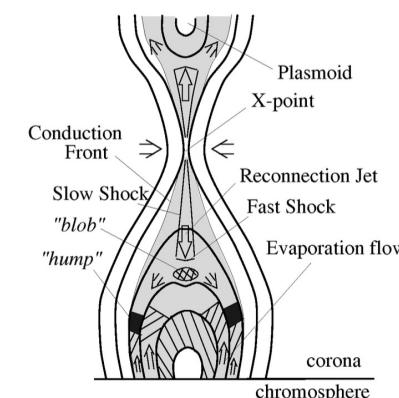
Masuta et al. (1994)



磁気流体シミュレーション
Yokoyama et al. (1998)



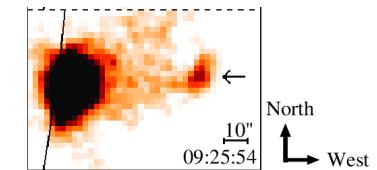
リコネクションモデル



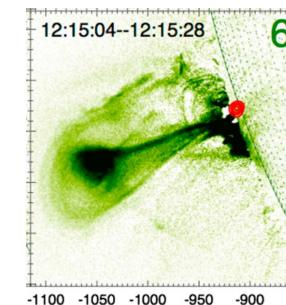
カスプ構造は説明。
プラズモイド噴出は見える？

観測：プラズモイド噴出

Ohyama & Shibata (1998) Yohkoh



Glesener et al. (2013) SDO/AIA 131



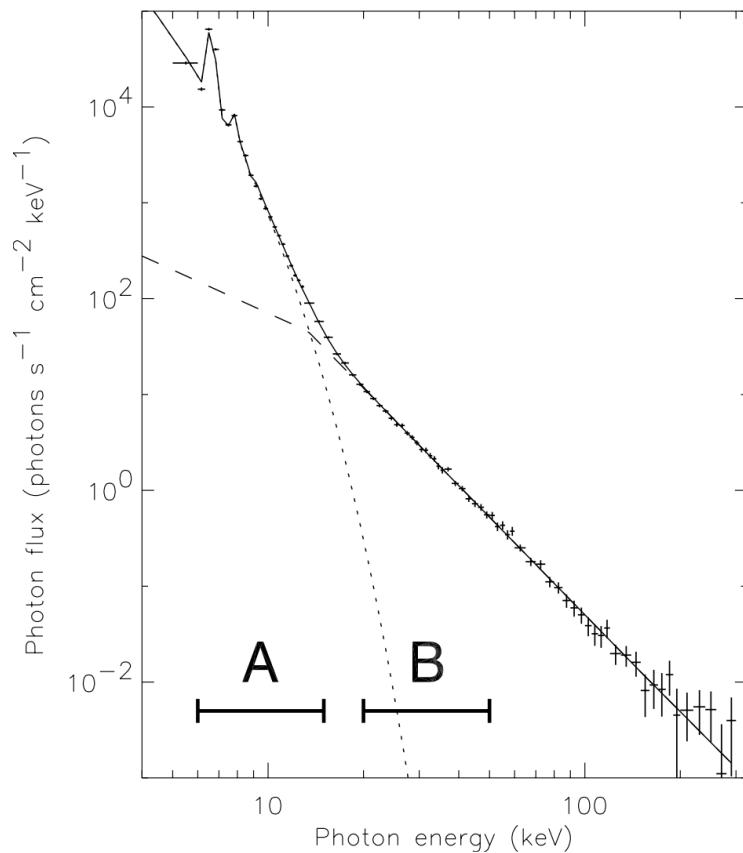
見える時もある。



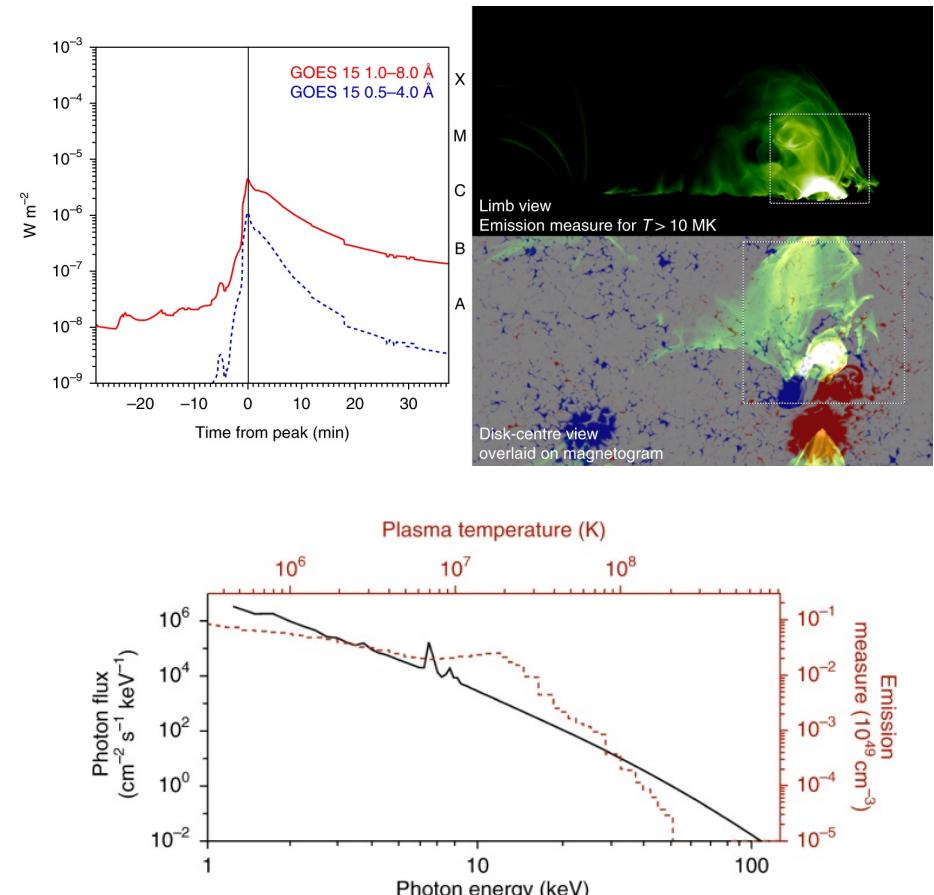
なぜいつも見えない？

観測↔理論シミュレーション：例2

観測：フレア発生時のスペクトル
(RHESSI, Grigis & Benz, 2004)



様々な物理過程を含めた磁気流体シミュレーション
(Cheung et al. 2018)



多温度プラズマの熱的スペクトルを重ねると
幕スペクトルになる（現在も論争中）

磁気流体シミュレーション

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0,$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial(\rho \mathbf{v})}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\rho \mathbf{v} \mathbf{v} + p \mathbf{I} - \frac{\mathbf{B} \mathbf{B}}{4\pi} + \frac{B^2}{8\pi} \mathbf{I} \right) \\ - \rho \mathbf{g} = 0,\end{aligned}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(e_{\text{th}} + \frac{1}{2} \rho \mathbf{v}^2 + \frac{B^2}{8\pi} \right) + \nabla \cdot \left[\left(e_{\text{th}} + p + \frac{1}{2} \rho \mathbf{v}^2 \right) \mathbf{v} \right]$$

$$+ \frac{c}{4\pi} \mathbf{E} \times \mathbf{B} \right]$$

$$= \rho \mathbf{g} \cdot \mathbf{v} + \nabla \cdot (\kappa T^{5/2} \mathbf{b} \mathbf{b} \cdot \nabla T) - n^2 \Lambda(T) + H,$$

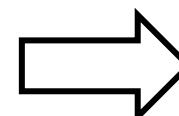
$$e_{\text{th}} = \frac{p}{\gamma - 1},$$

$$T = \frac{m}{k_B} \frac{p}{\rho},$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -c \nabla \times \mathbf{E},$$

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B} + \frac{4\pi\eta}{c^2} \mathbf{J},$$

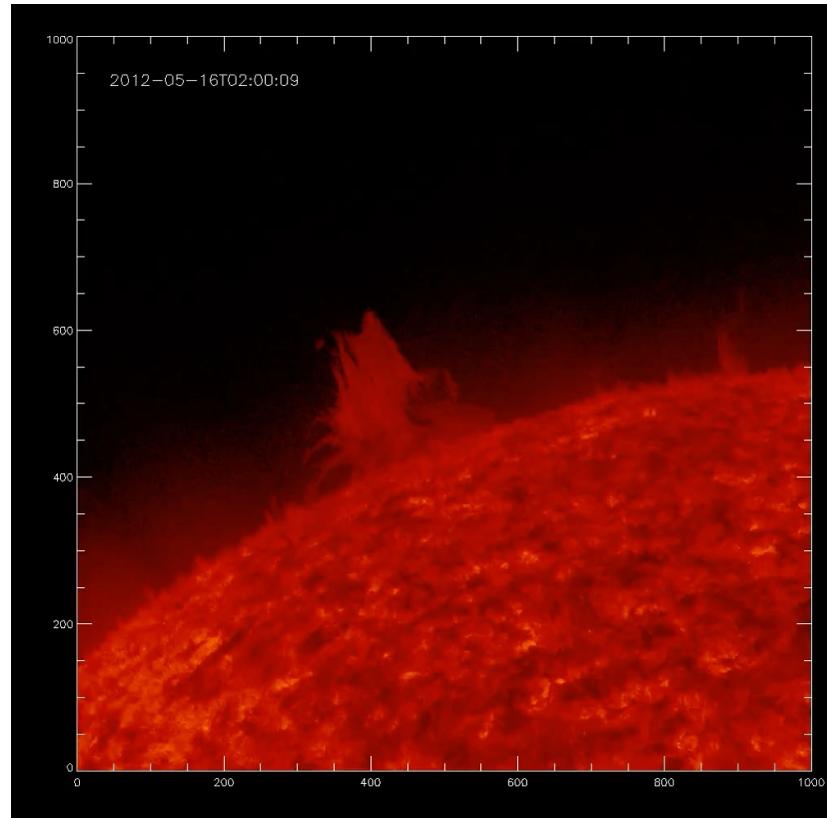
$$\mathbf{J} = \frac{c}{4\pi} \nabla \times \mathbf{B},$$



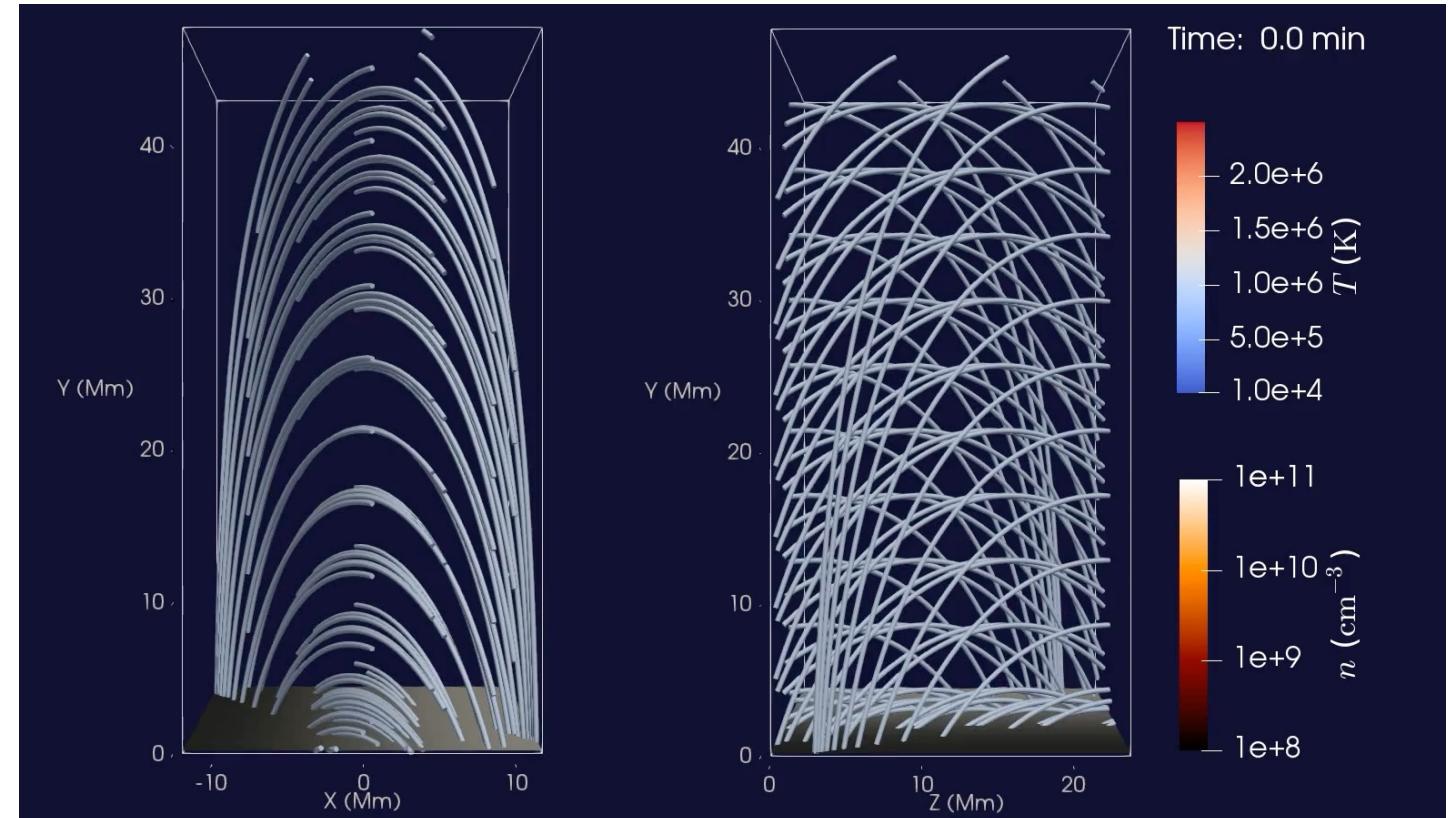
磁気流体方程式の解析解は
分からないので、数値的に解
く。

磁気流体シミュレーション

観測(SDO/AIA 304 Å)



シミュレーション(MHD+熱伝導+輻射冷却)



適当な初期条件と境界条件を与えて磁気流体方程式を数値的に解くと、太陽で観測される現象をある程度は再現できる。もちろん完全ではない。

磁気流体シミュレーション

完全には再現できない理由

- ・ 厳密な物理定数が分からぬ (磁気拡散係数、熱伝導係数など)
- ・ 何らかの物理項が足りぬ (熱伝導, 輻射, 電離非平衡, 非熱的粒子など)
- ・ 空間・時間解像度が足りぬ
- ・ 初期条件、境界条件が簡略化されている

観測磁場からコロナの3次元磁場を推定する

観測された太陽表面磁場
→2次元マップ

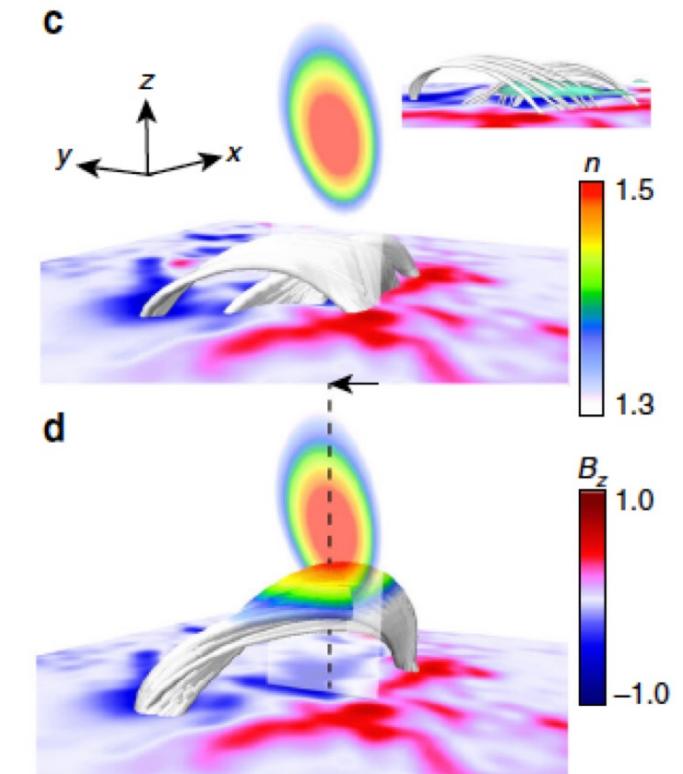
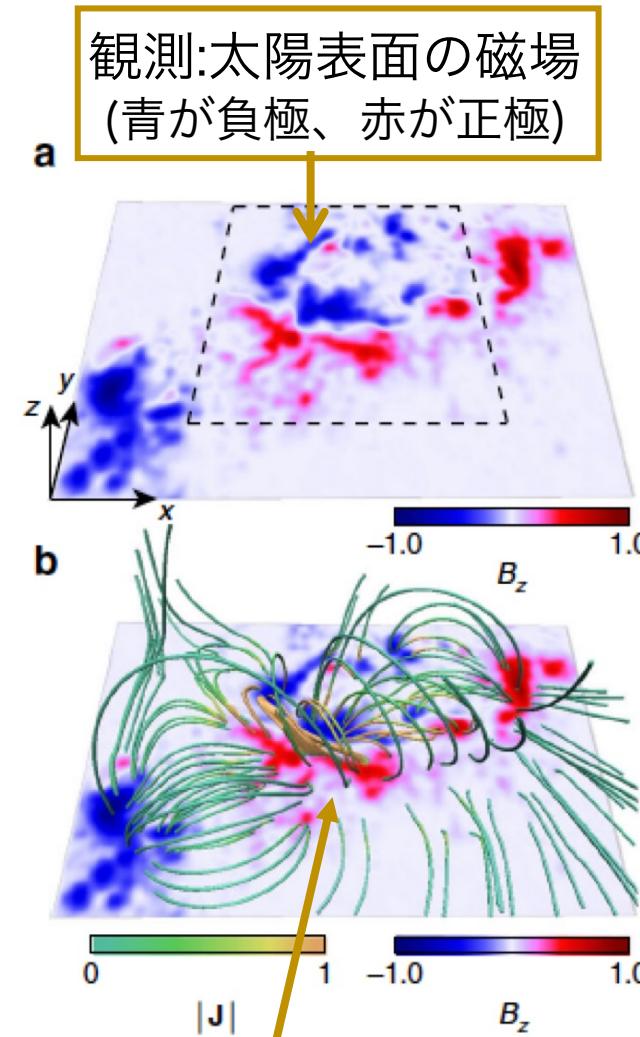


仮定: ローレンツ力=0

$$\mathbf{J} \times \mathbf{B} = 0 \Leftrightarrow (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} = 0$$



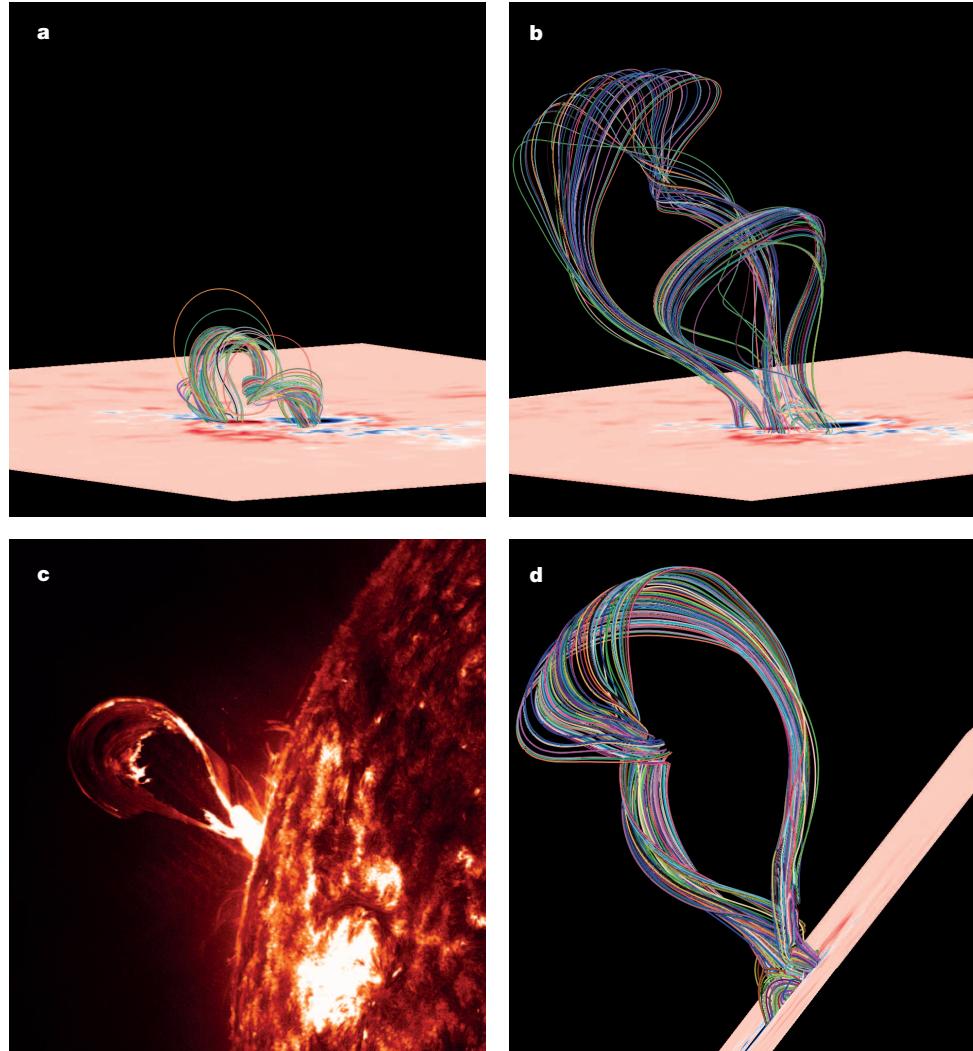
3次元磁場構造を推定
フォースフリー磁場



Inoue et al. (2018, Nat. Comm.)

データ拘束シミュレーション

Amari et al. (2014)



磁気流体シミュレーションの初期条件に
非線形フォースフリー磁場を利用。

より現実的な、複雑な磁場構造から計算
をスタートできる。

直接観測できないコロナの3次元磁場の
時間発展を推定できる。

課題

初期は観測と一致しているが、時間発展
した後の表面磁場は観測値からズレる。

データ駆動シミュレーション

Pomoell et al. (2019)

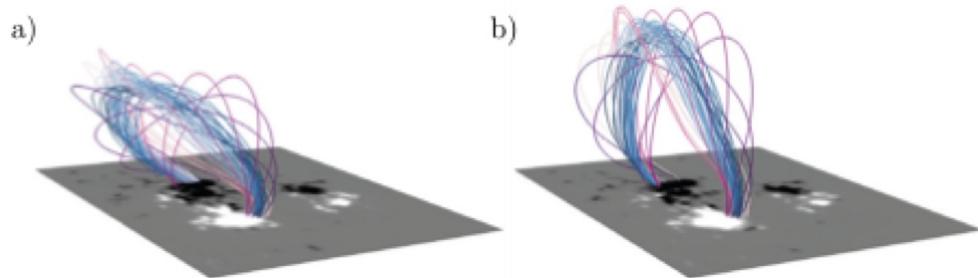


Figure 7 Magnetic field lines of the flux rope as it rises in the Ω -simulation. (a) The flux rope at 00:00 June 13. (b) Flux rope at 10:00 June 13.

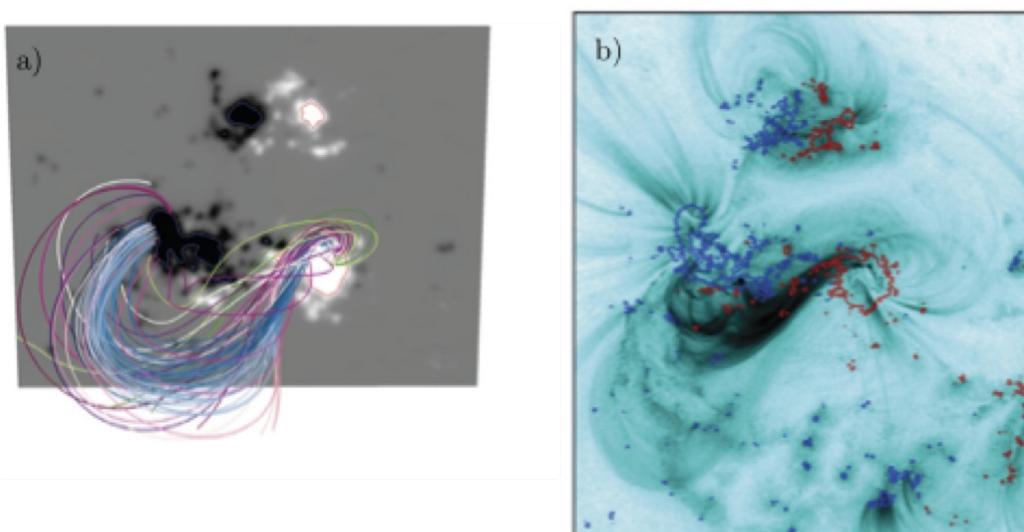
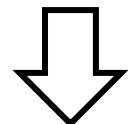


Figure 8 (a) Magnetic field lines of the flux rope at 00:00 June 13. (b) SDO AIA 131 \AA EUV image of approximately the same region as in panel a at the time of the eruption at 13:15 on June 14. The colorbar in the AIA image has been inverted as compared to the standard one. The red (blue) curves show contours of $+(-) 500 \text{ G}$.

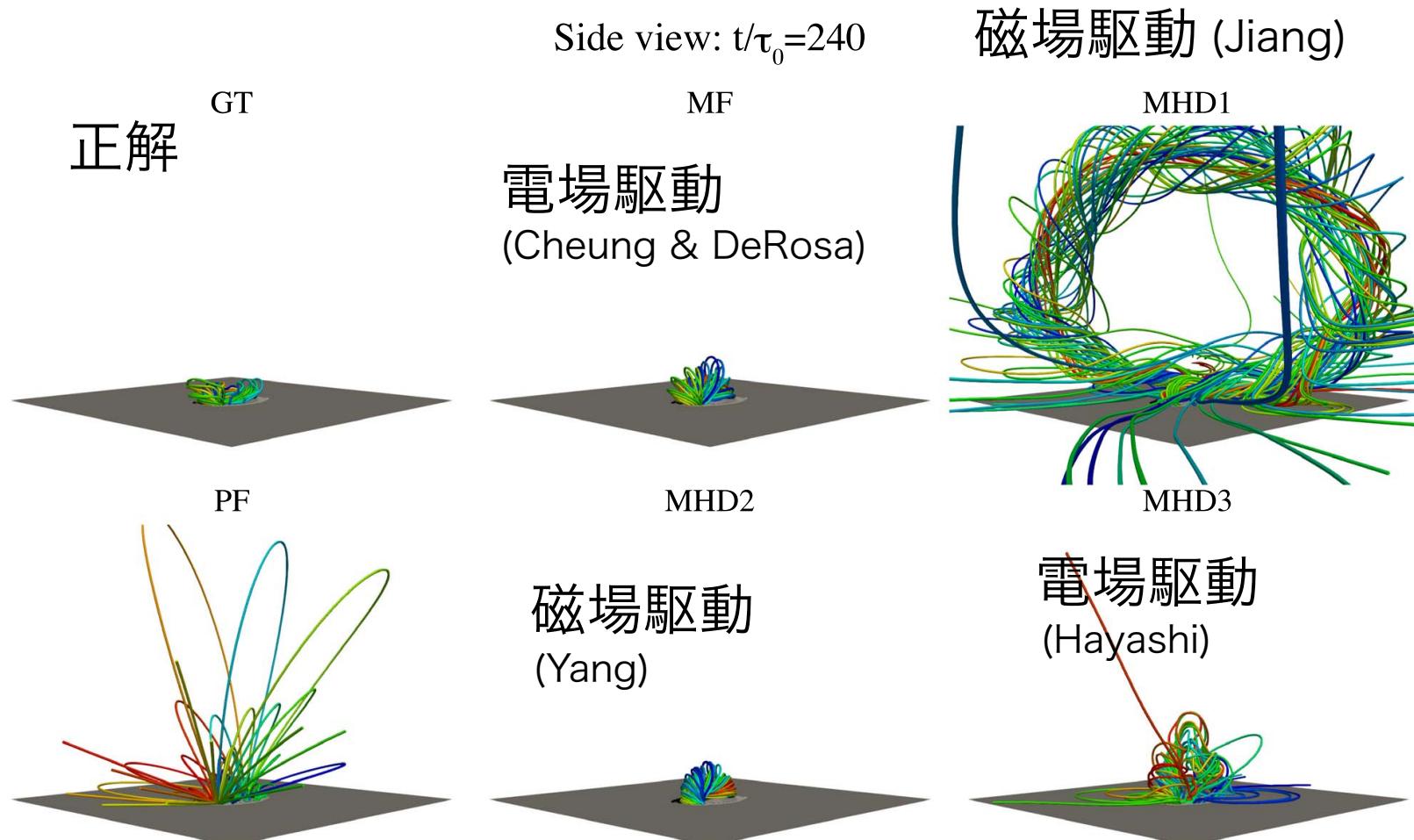
下部境界条件に観測された太陽表面磁場の時系列データを利用



時間発展した後も、シミュレーションの下部境界付近の磁場は、観測と一致。

データ駆動シミュレーションの課題

異なるデータ駆動手法の比較 (Toriumi et al., 2020)



これまで、いくつかのデータ駆動手法が提案されている。

手法によって、得られる数値解が異なることが分かっている。

データ駆動手法はまだ発展途上。

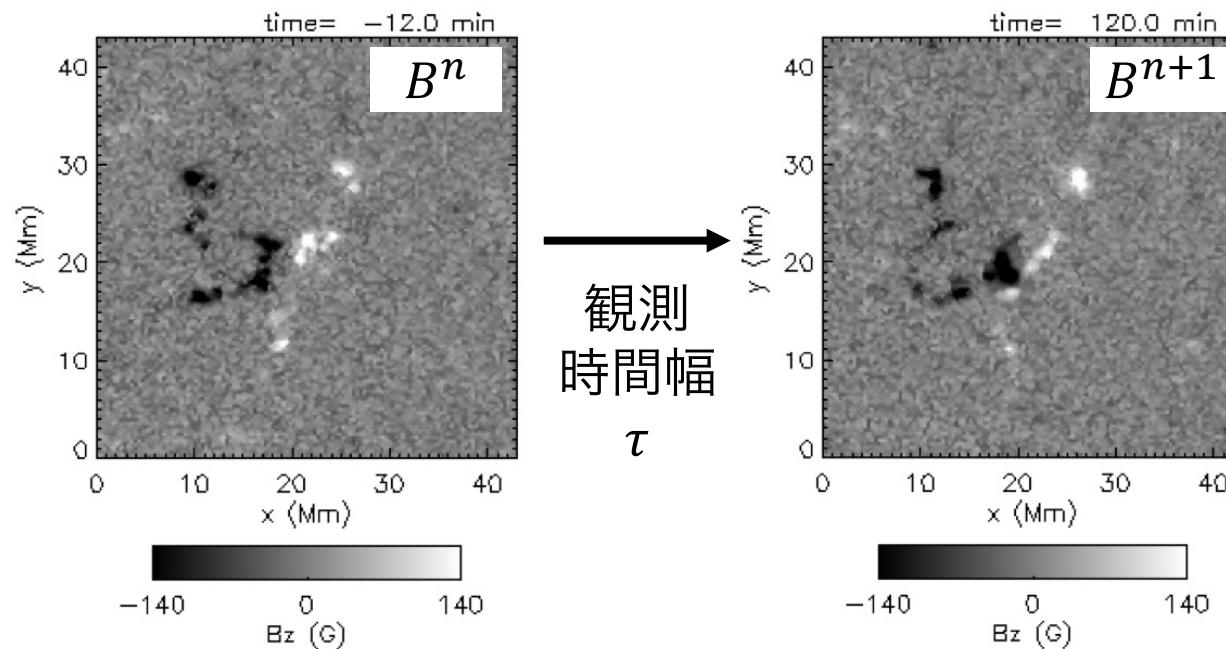
データ駆動手法の概要

1. 磁場駆動

観測磁場データ(2次元)を直接、下部境界へインプットする。

2. 電場駆動

観測磁場時系列データから電場を計算し、下部境界へインプットする。



誘導方程式の時間微分の項を、
観測時系列データの差分で置き
換え、**電場**を求める。

$$\frac{\mathbf{B}^{n+1} - \mathbf{B}^n}{\tau} = -\nabla \times \mathbf{E}^I$$

新たなデータ駆動手法の提案

$E \times B$ -driven method (Kaneko et al. 2021)

電場 E と磁場 B から速度場を導出し、下部境界へ与える方法。

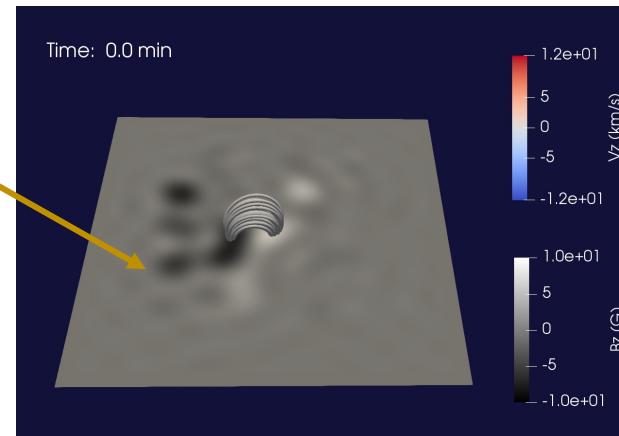
1. ゲージ変換により、電場を磁場に直交させる(Fisher et al. 2010)

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}^I - \nabla\phi \rightarrow \mathbf{E} \cdot \mathbf{B} = 0$$

2. $E \times B$ ドリフトの式で、磁場に直交する速度成分を導出

$$v^I = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2}$$

求めた v^I を下部境界
へインプット



ちなみに、この方法は電離圏の研究を
している人の発表を聞いてる時に
思いついた（思い出した）。
自分の分野以外の話を聞くのも大事
…。

基礎方程式

ガス圧=0と仮定した磁気流体方程式
(コロナでは磁気圧>>ガス圧)

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0,$$
$$\frac{\partial (\rho \mathbf{v})}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\rho \mathbf{v} \mathbf{v} + \frac{B^2}{8\pi} \mathbf{I} - \frac{\mathbf{B} \mathbf{B}}{4\pi} \right) = 0,$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B} - \eta \mathbf{J}),$$

$$\mathbf{J} = \frac{1}{4\pi} \nabla \times \mathbf{B},$$

異常抵抗モデル

$$\eta = 0, \quad (J < J_c),$$

$$\eta = \eta_0 (J/J_c - 1)^2, \quad (J \geq J_c),$$

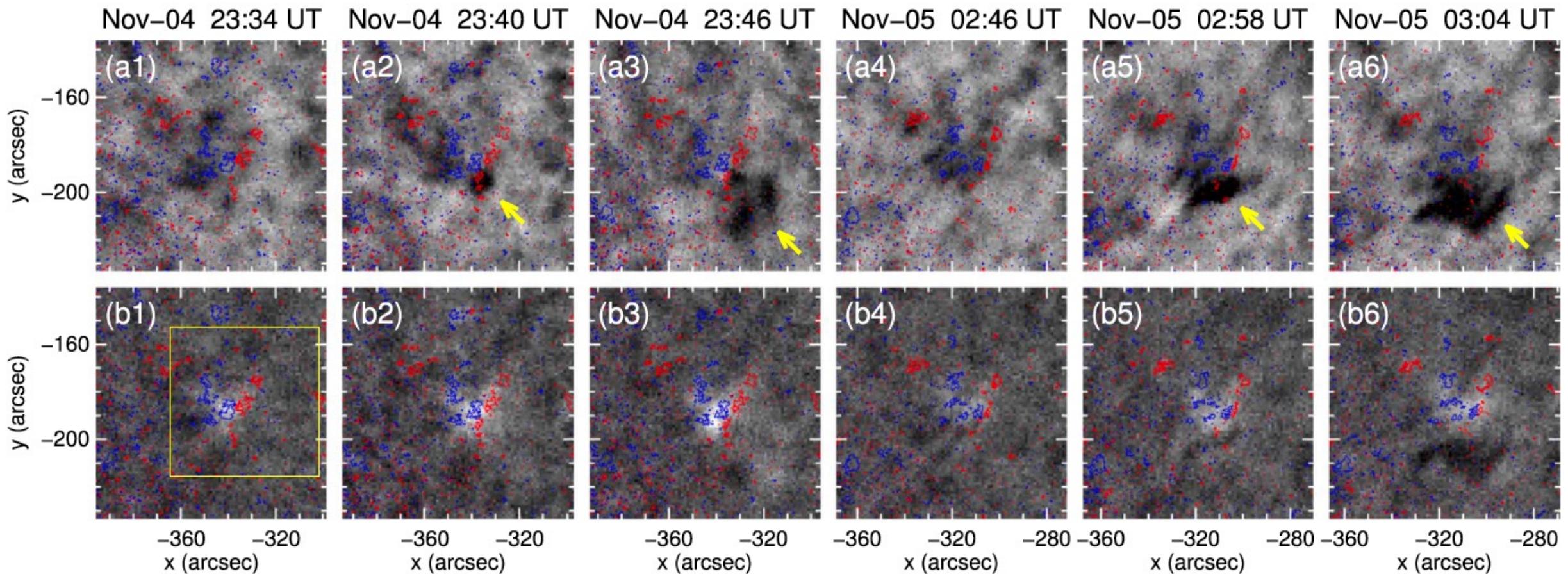
この形式で抵抗を与えるとリコネクションのタイムスケールが現実的な値になることが、経験的に知られている。

η_0 や J_c の値はテキトーに決める。
(本当はミクロスケールのプラズマ物理で決まる。)

再現を試みたプラズマ噴出イベント

上段: H α blue wing (-0.5 Å)

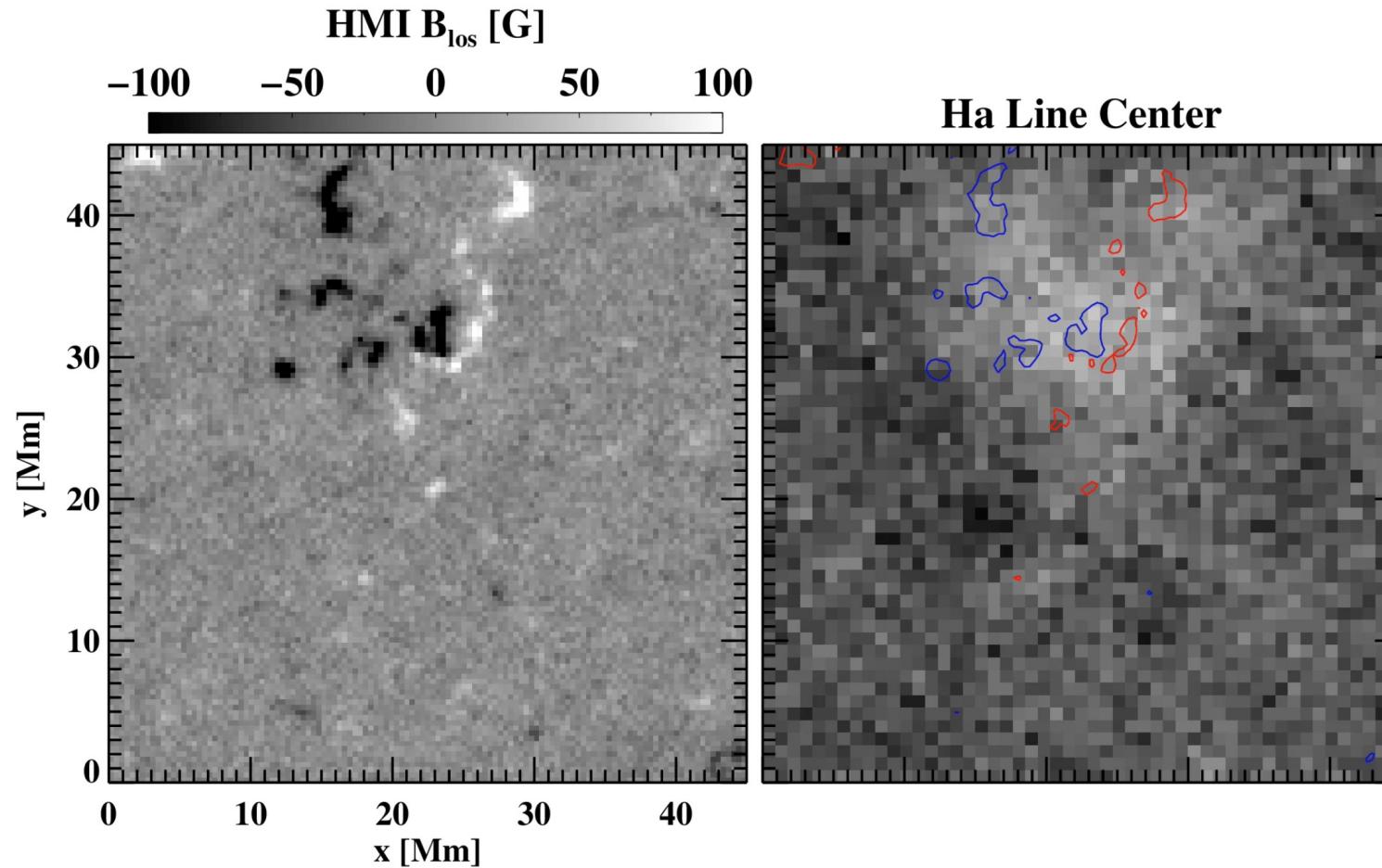
下段: H α line center



(SMART/SDDI)

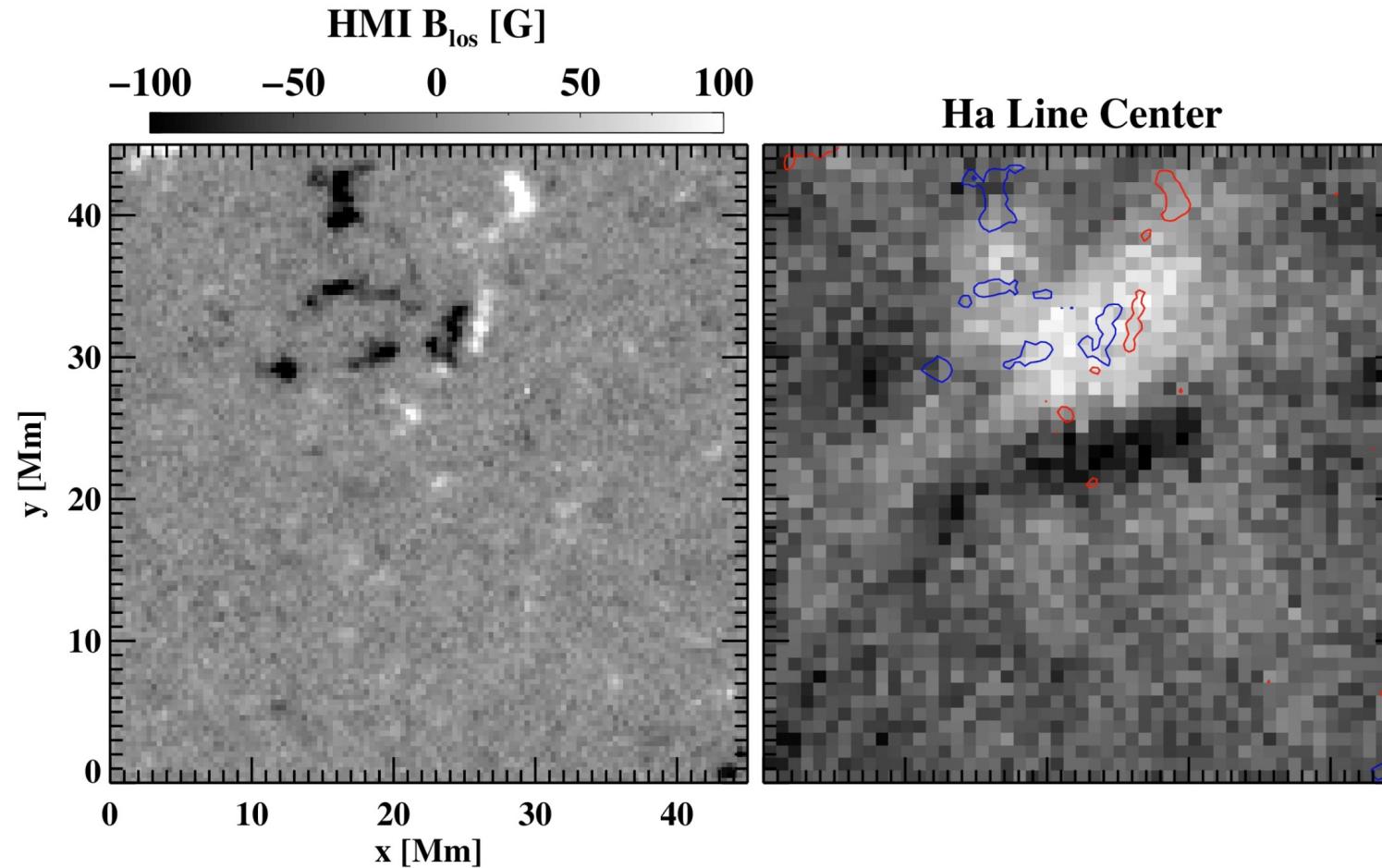
再現を試みたプラズマ噴出イベント

SMART (5–Nov–2017 02:33:12.000) / HMI (5–Nov–2017 02:31:56.300)



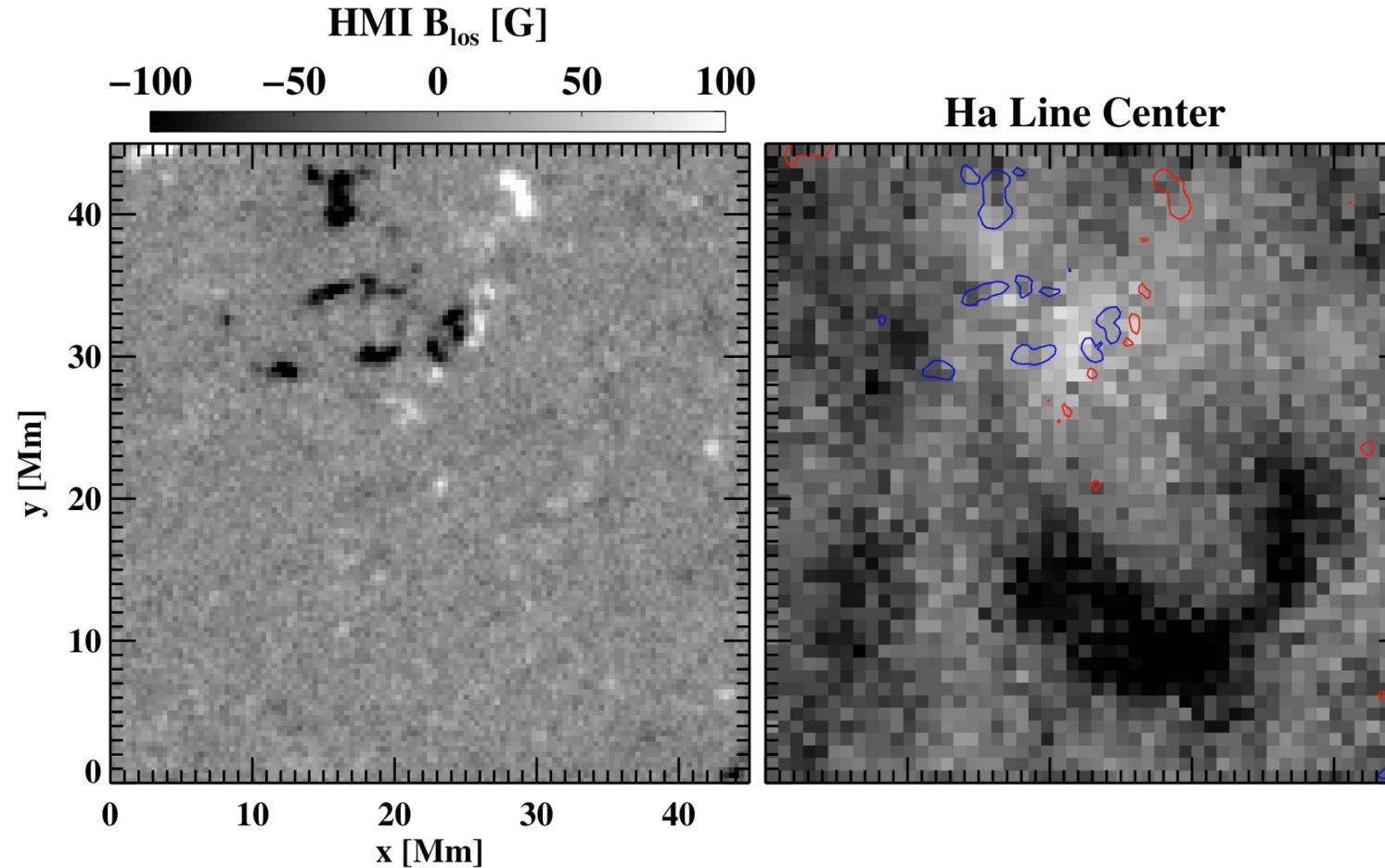
再現を試みたプラズマ噴出イベント

SMART (5–Nov–2017 03:00:18.000) / HMI (5–Nov–2017 02:58:56.300)

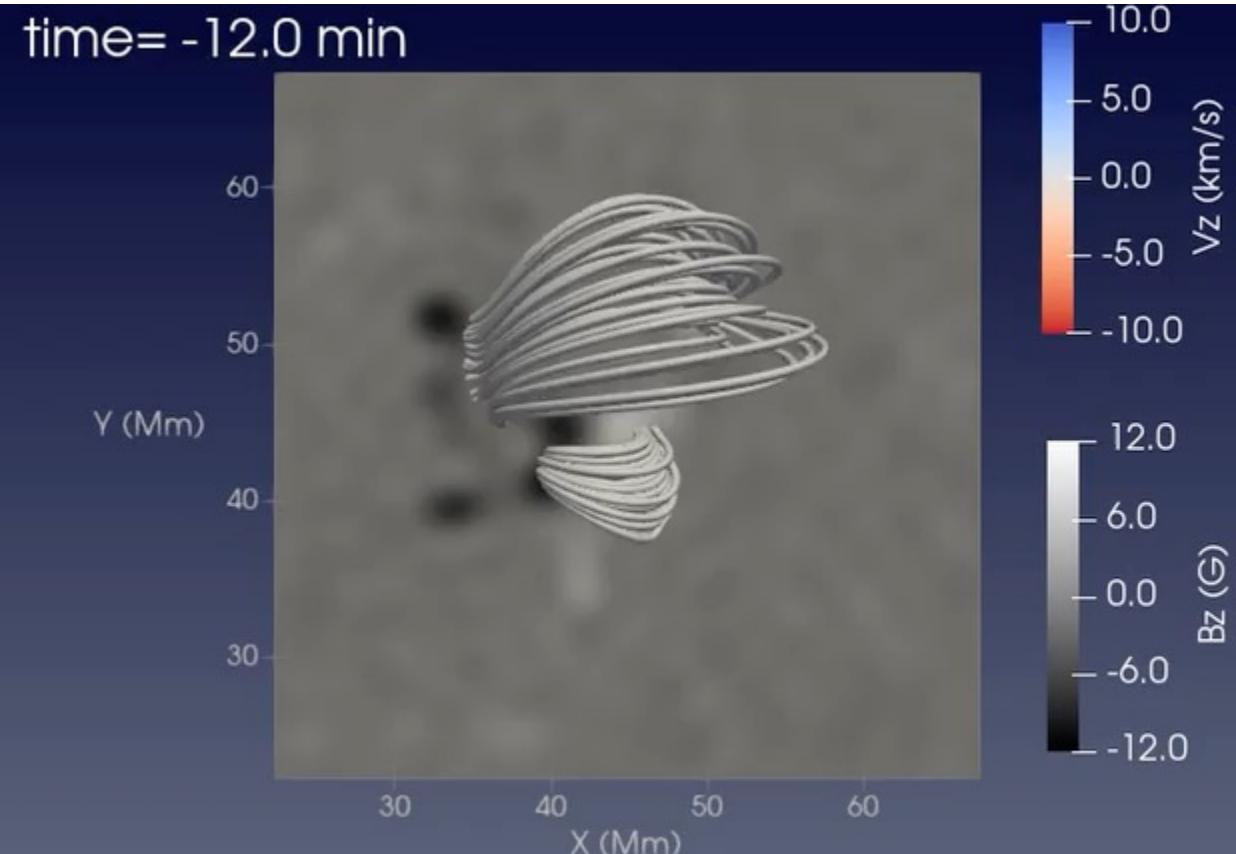
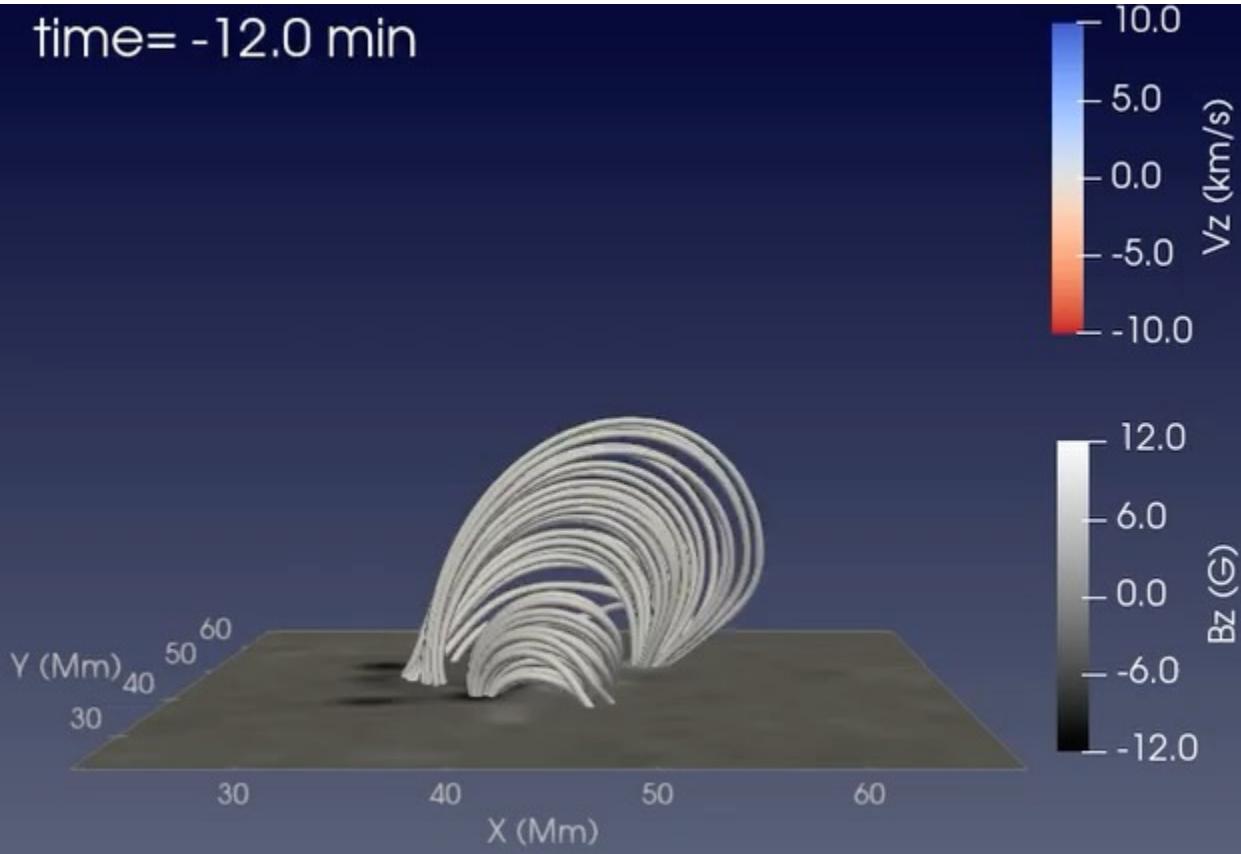


再現を試みたプラズマ噴出イベント

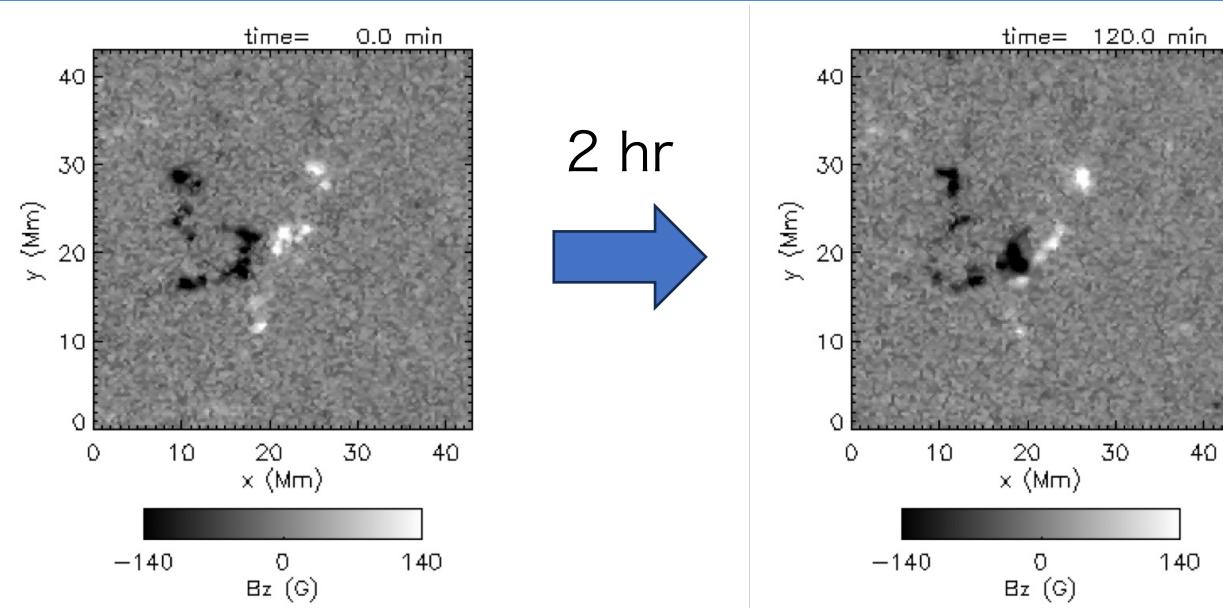
SMART (5–Nov–2017 03:09:21.000) / HMI (5–Nov–2017 03:07:56.300)



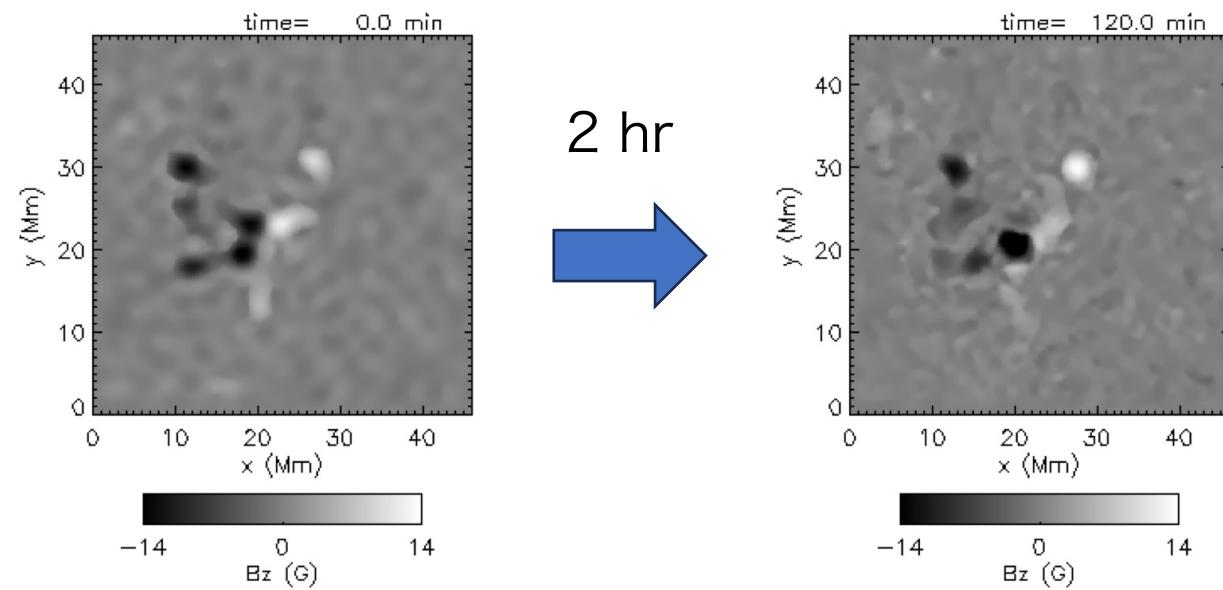
シミュレーション結果



観測との比較: 鉛直磁場

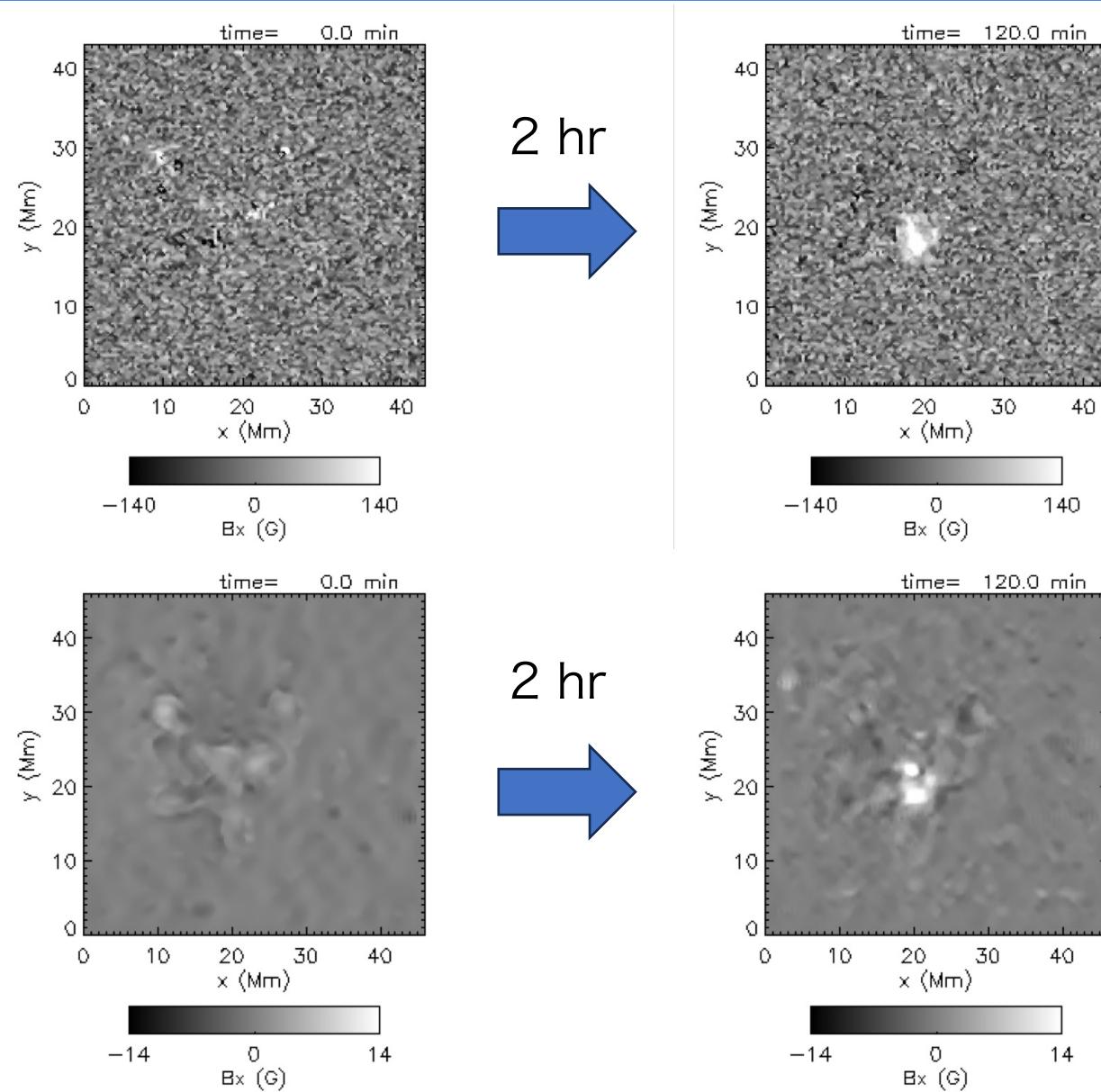


観測
SDO/HMI 鉛直磁場 B_z

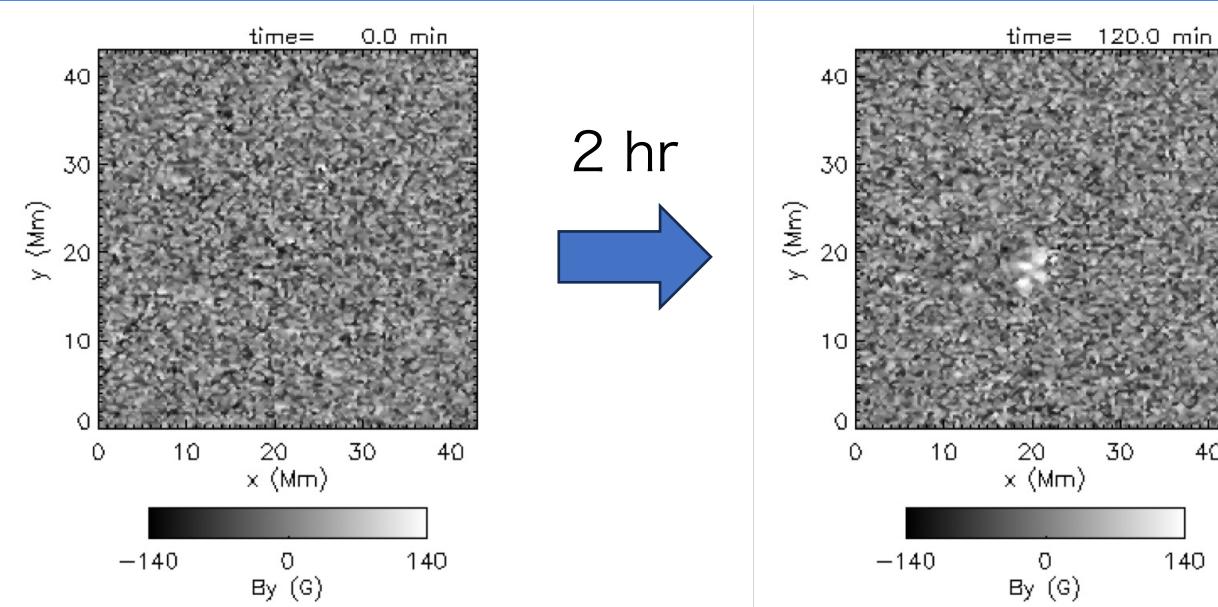


シミュレーション

観測との比較: 水平磁場

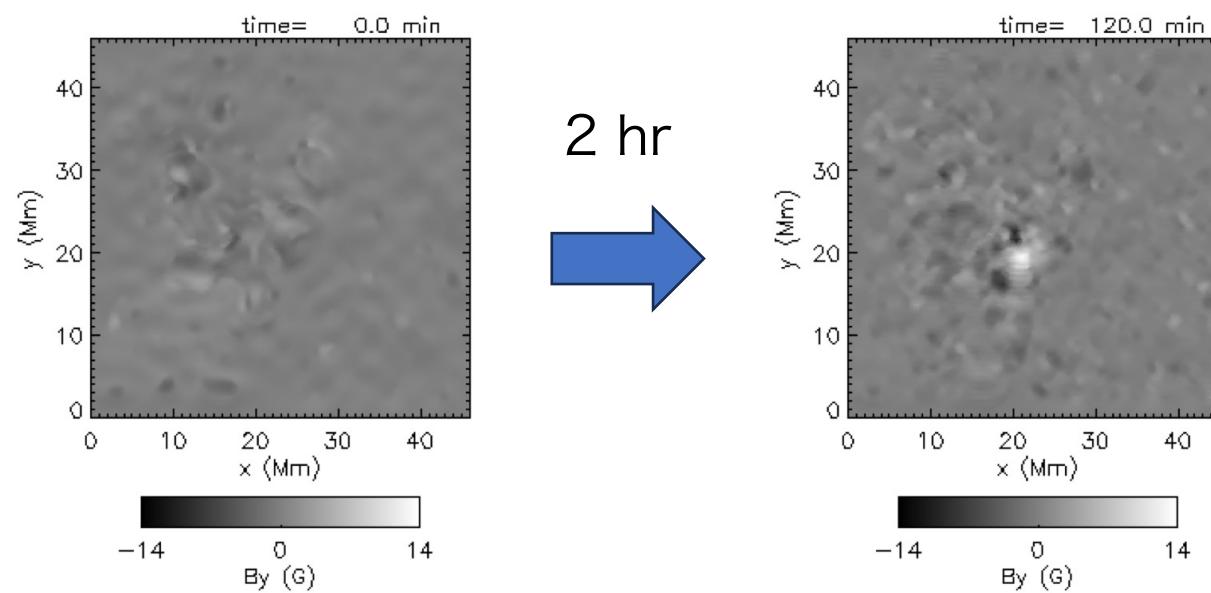


観測との比較: 水平磁場



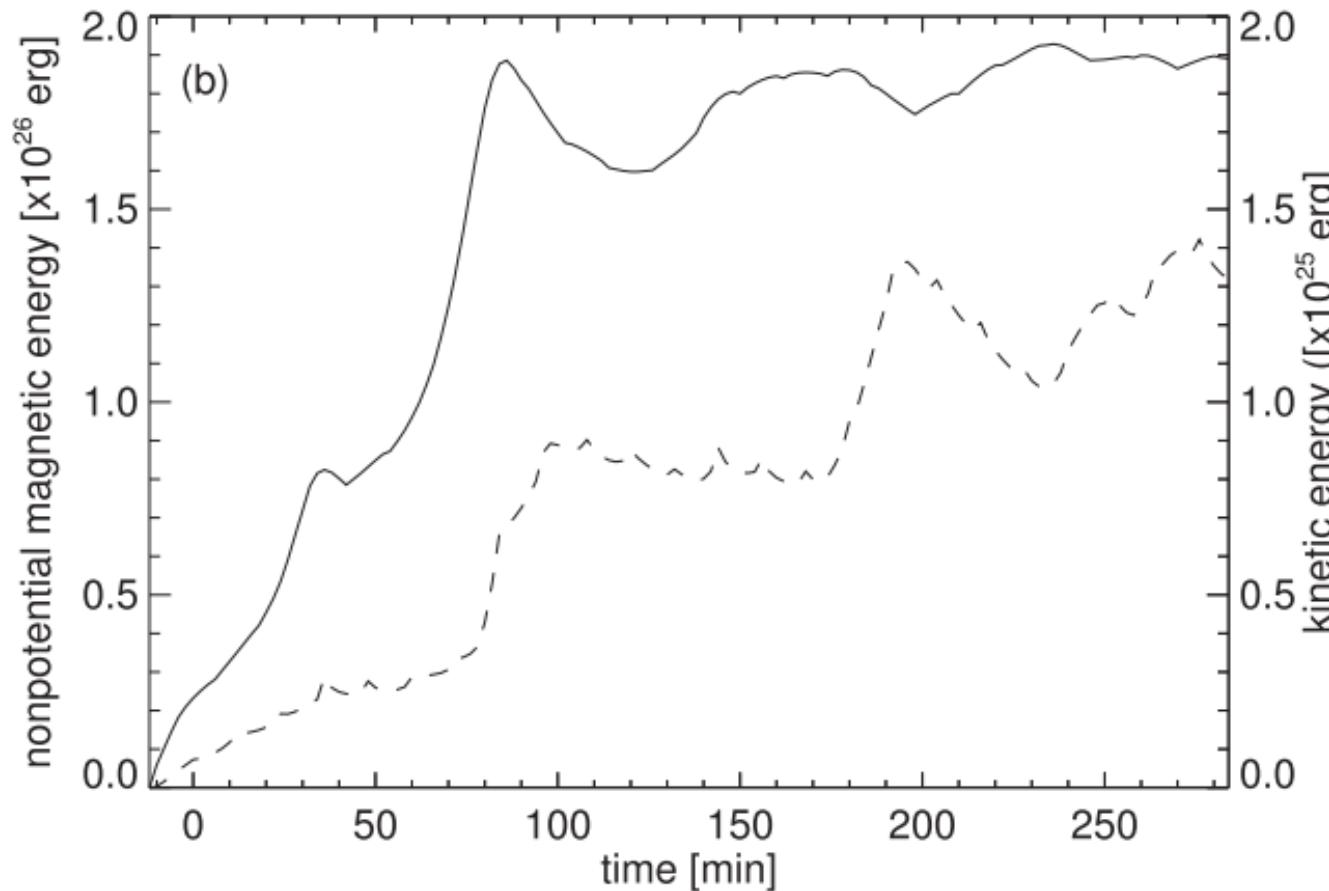
観測
SDO/HMI 鉛直磁場 B_y

シミュレーション



エネルギーの時間変化

実線:磁気自由エネルギー 破線:運動エネルギー



磁気自由エネルギー:
(熱・運動エネルギーへ変換可能な
磁気エネルギー)

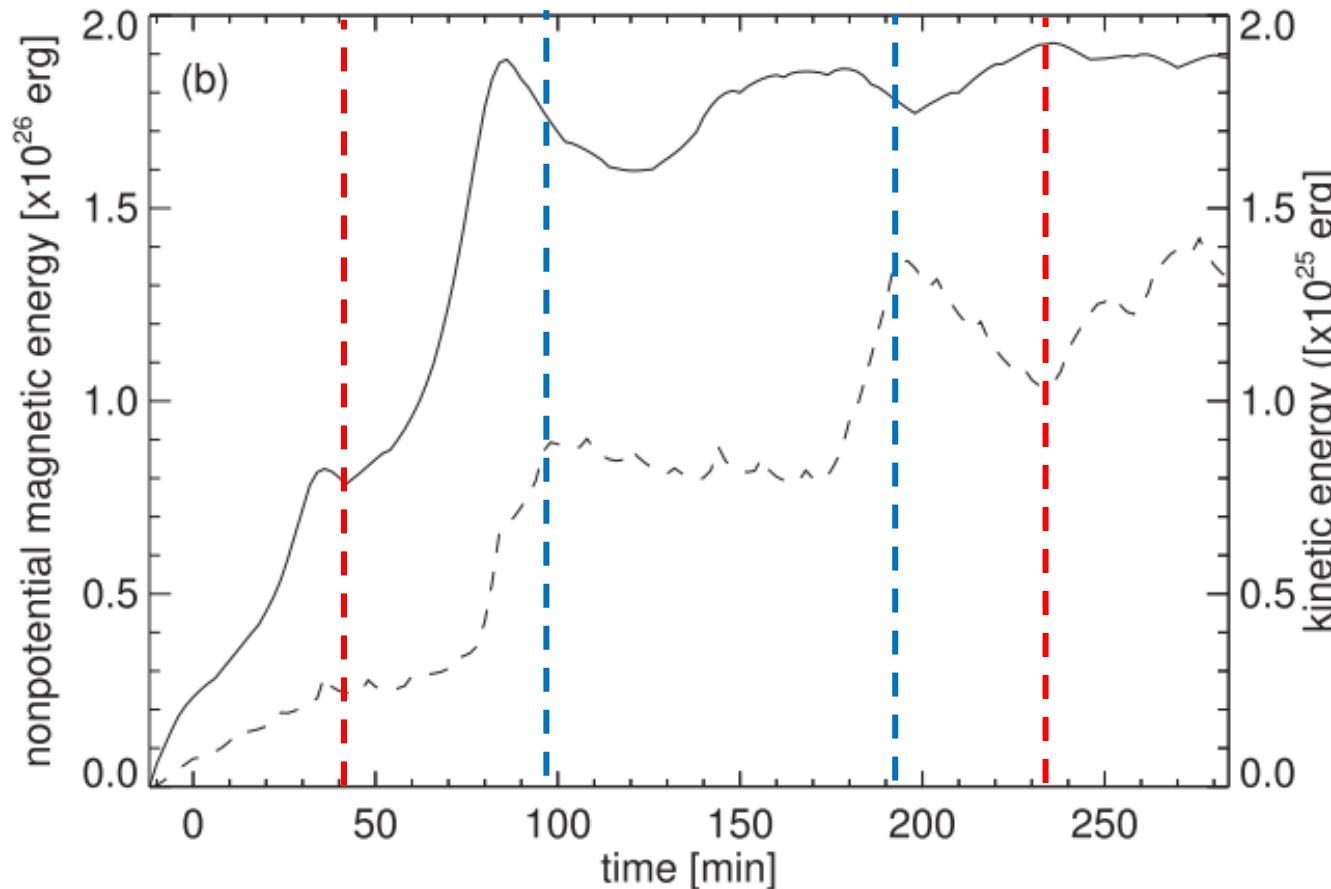
$$E_{\text{free}} = \int \frac{B^2 - B_{\text{pot}}^2}{8\pi} dV$$

B_{pot} : ポテンシャル磁場

電流が0の磁場。電流が流れていな
いので、ジュール熱も発生しない
し、ローレンツ力も働くかない。

エネルギーの時間変化

実線:磁気自由エネルギー 破線:運動エネルギー



赤破線：
観測でプラズマ噴出が発生した時刻

青破線
シミュレーションでプラズマ噴出が
発生した時刻

シミュレーションは噴出時刻が
數十分ずれている



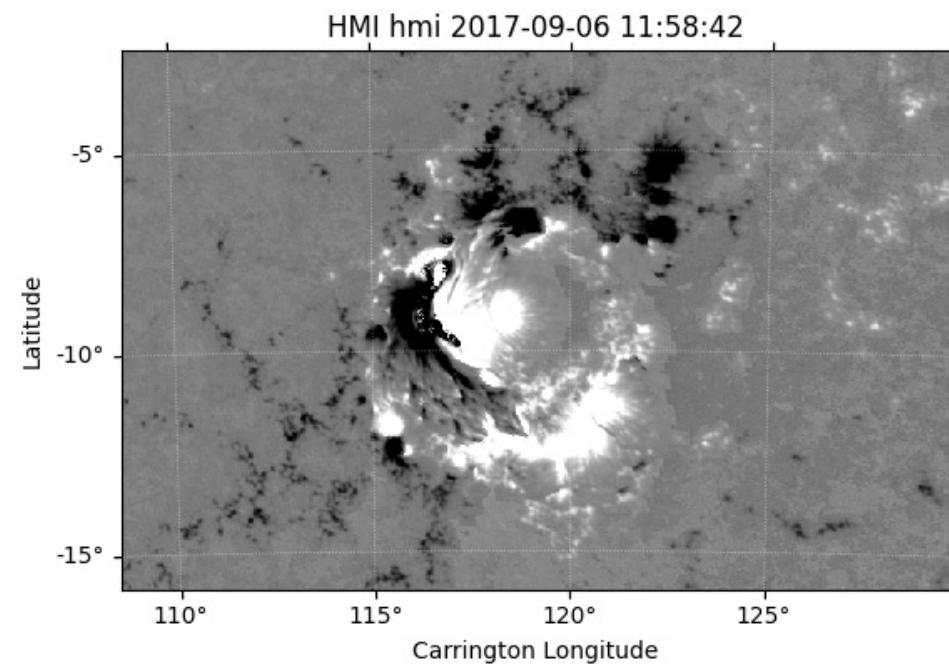
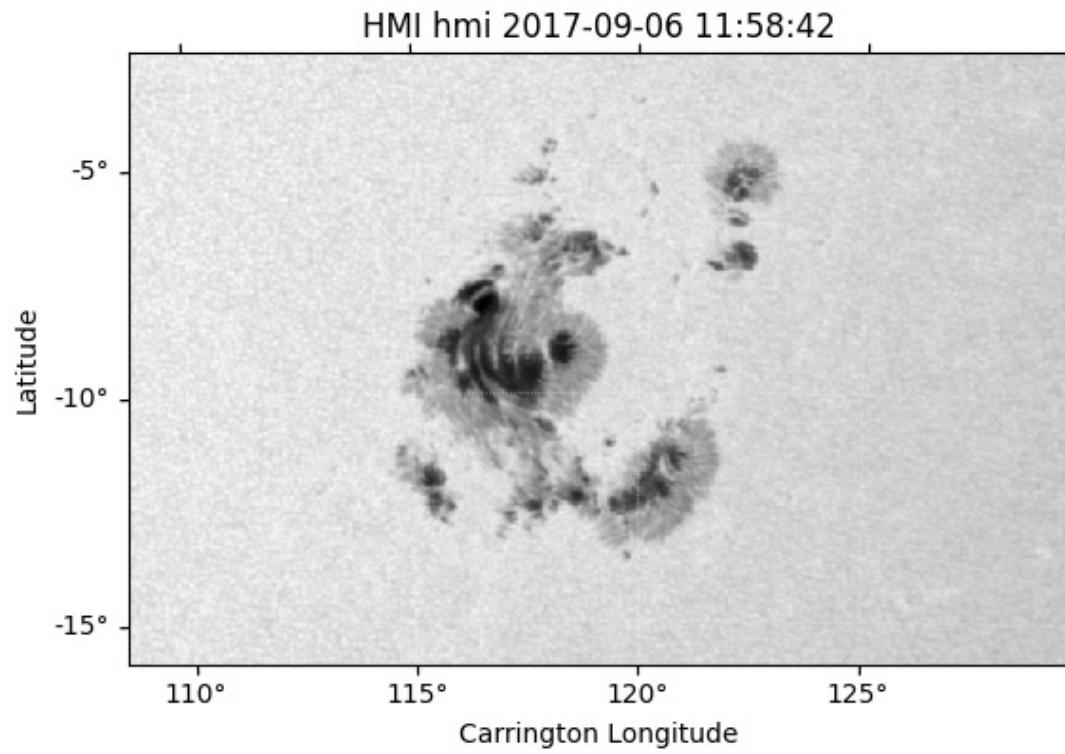
今後の課題

今後の課題

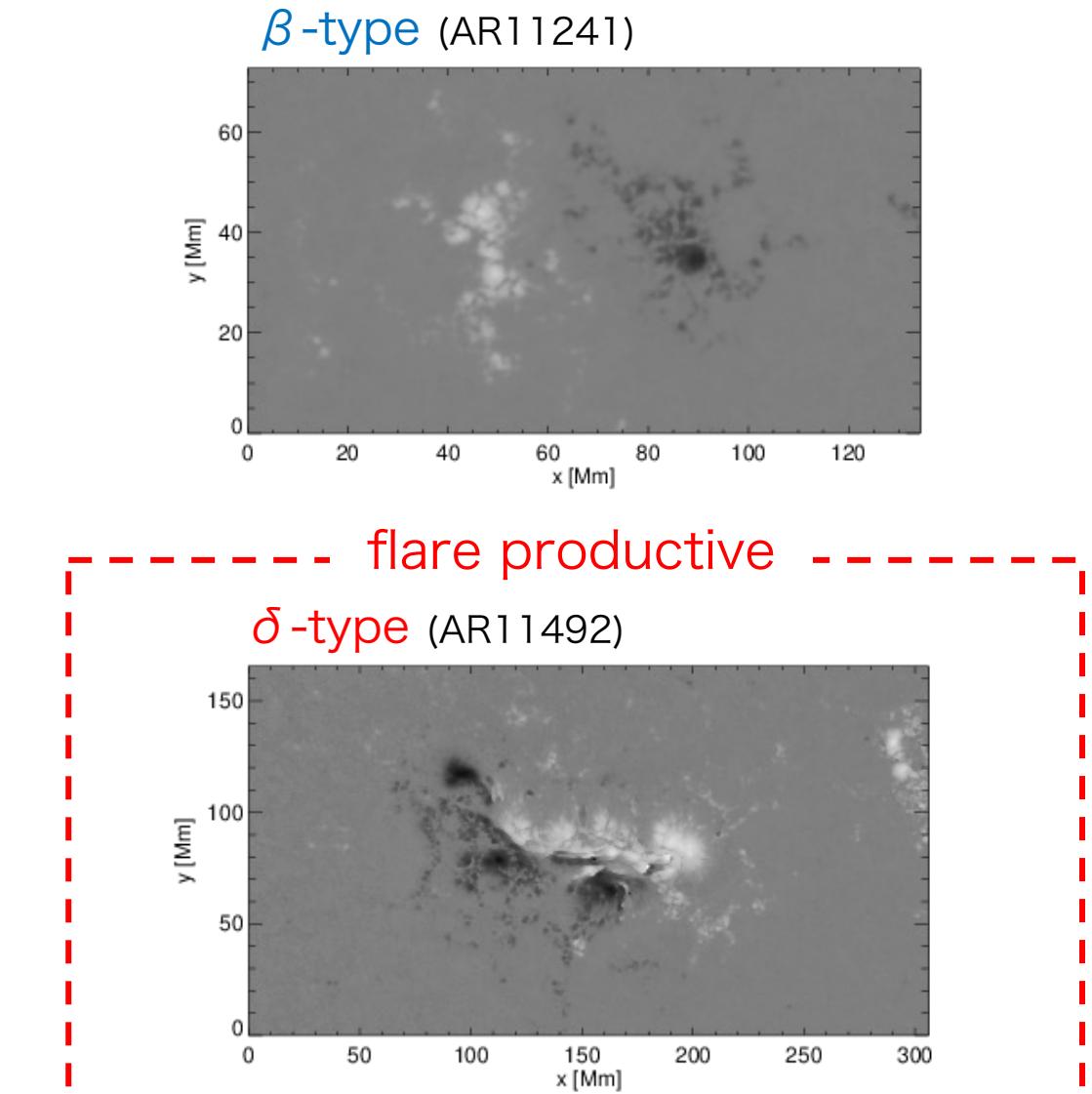
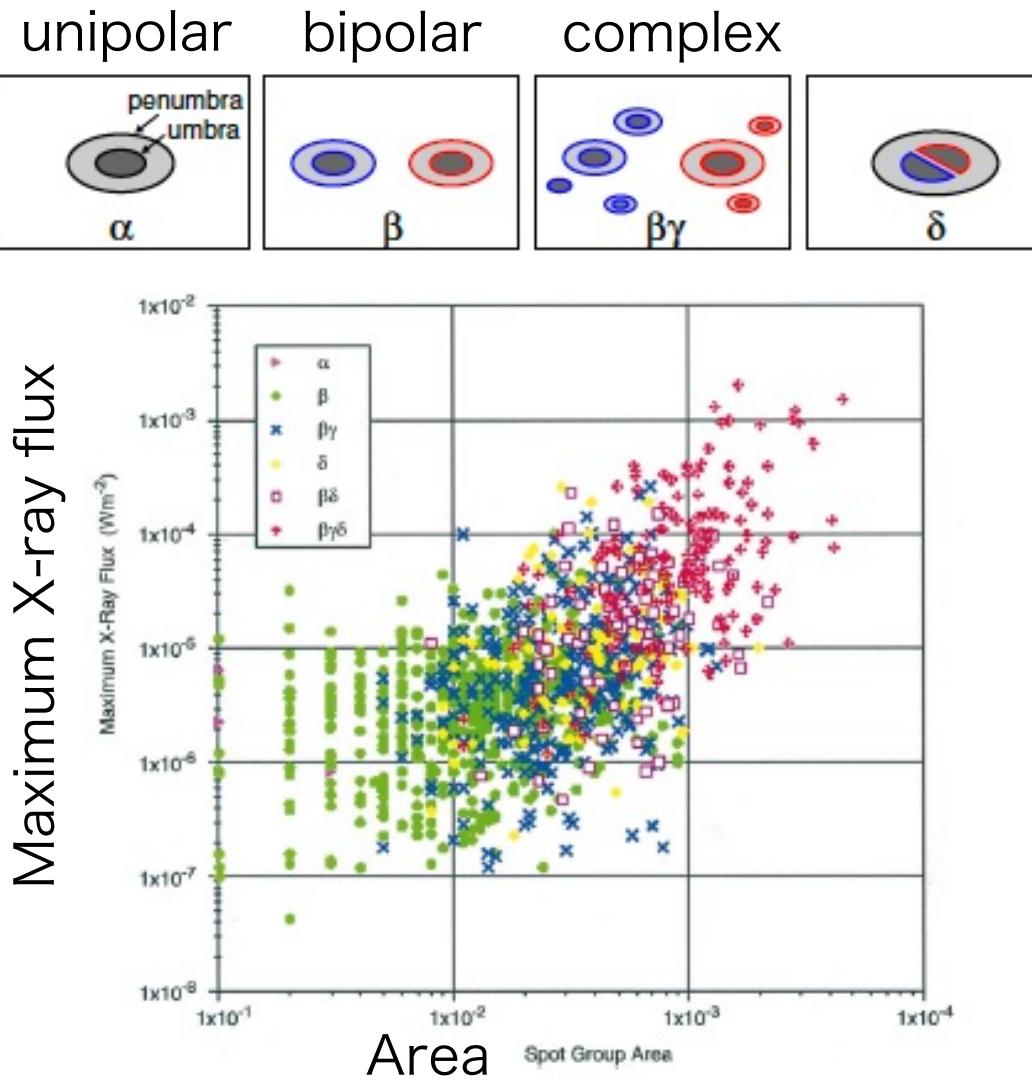
完全には再現できない理由

- ・ 厳密な物理定数が分からぬ (磁気拡散係数、熱伝導係数など)
- ・ 何らかの物理項が足りぬ (熱伝導, 輻射, 電離非平衡, 非熱的粒子など)
- ・ 空間・時間解像度が足りぬ
- ・ 初期条件、境界条件が簡略化されている

黑点

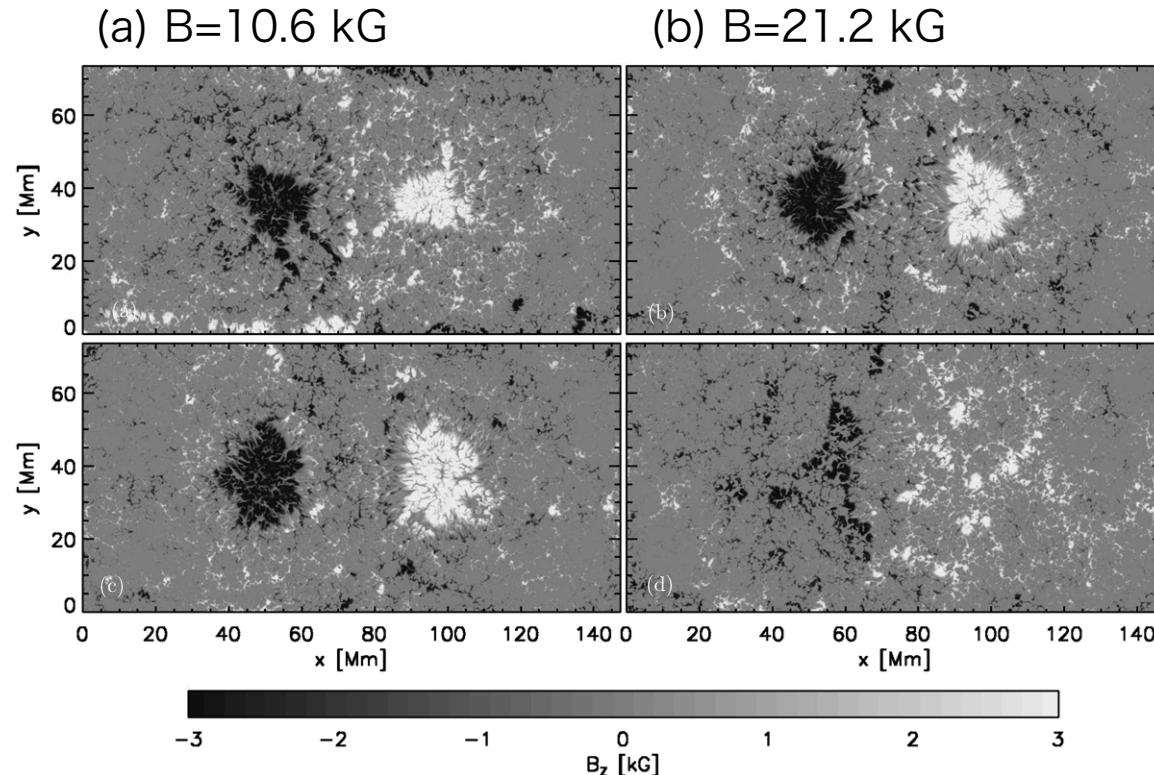


フレアを発生させる黒点



Simulations of sunspots

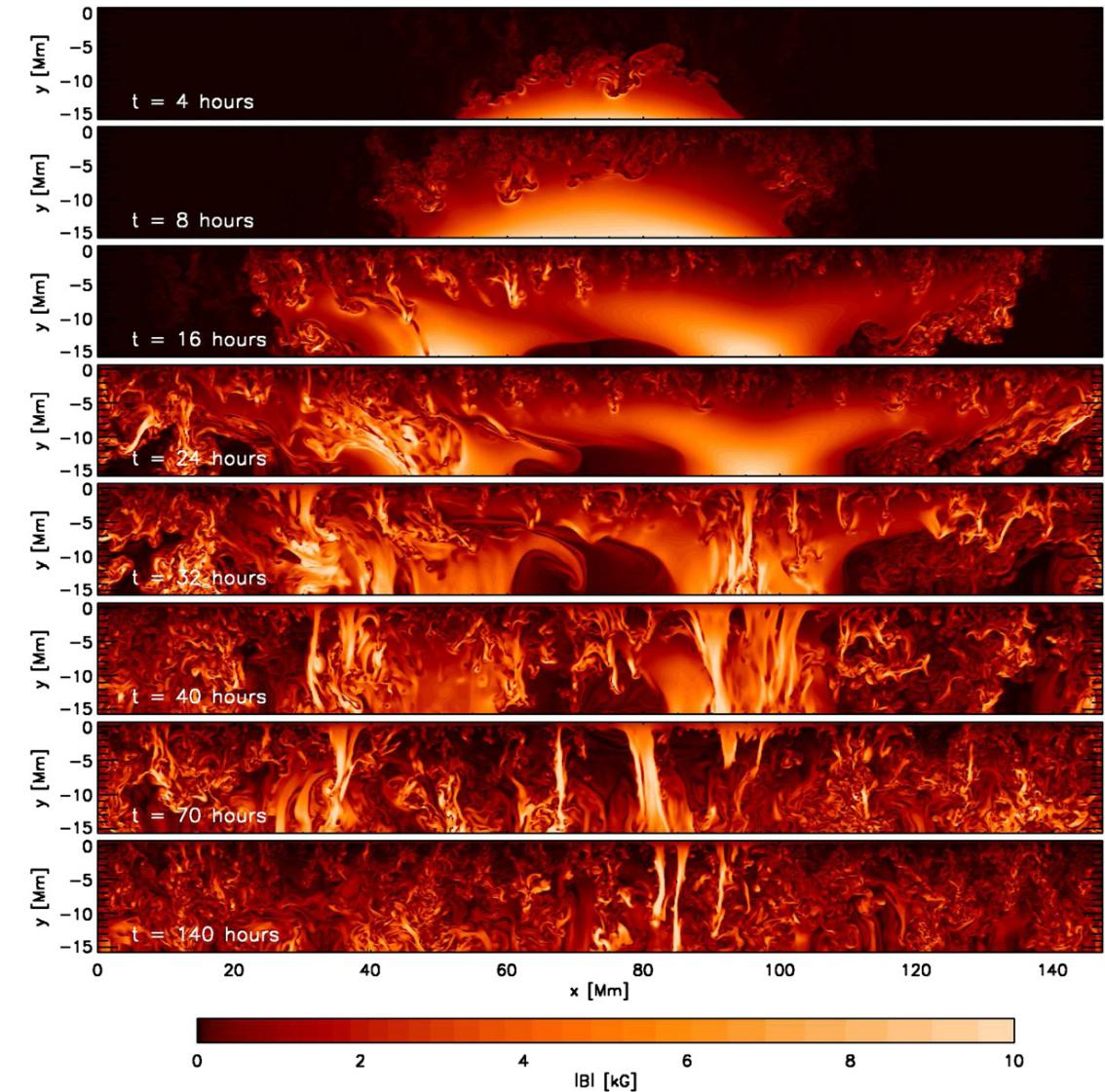
Rempel & Cheung (2014)



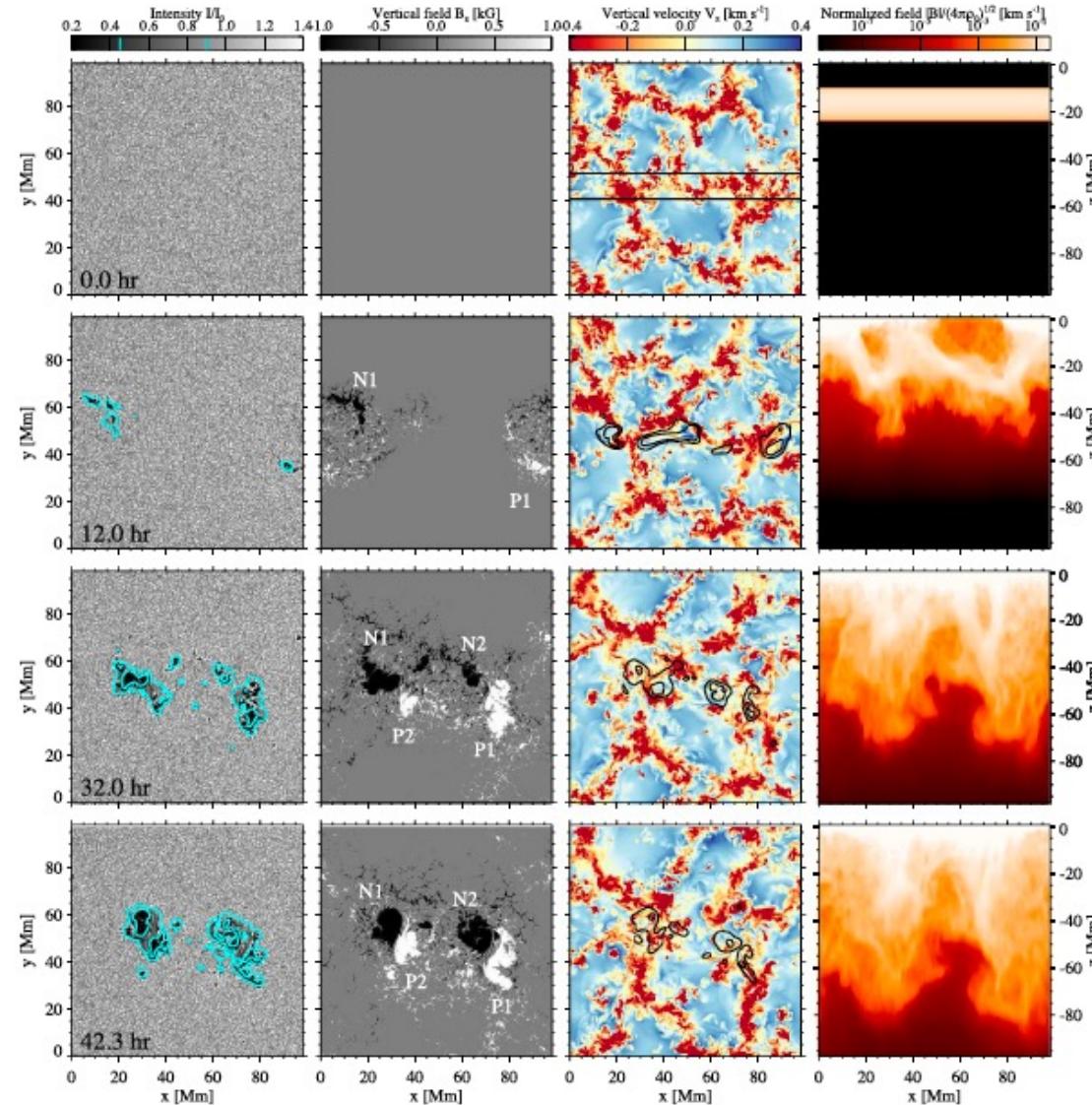
(c),(d) $B=21.2 \text{ kG}$ but different bottom boundary conditions to the velocity

The bottom boundary was at -15 Mm.

Cross section along height (color: $|B|$)



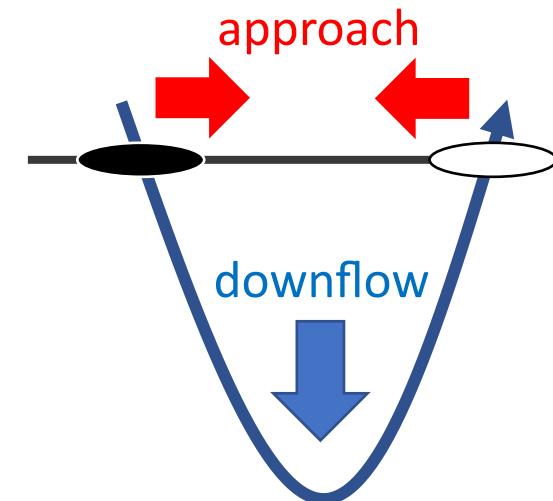
Inclusion of deep convection zone



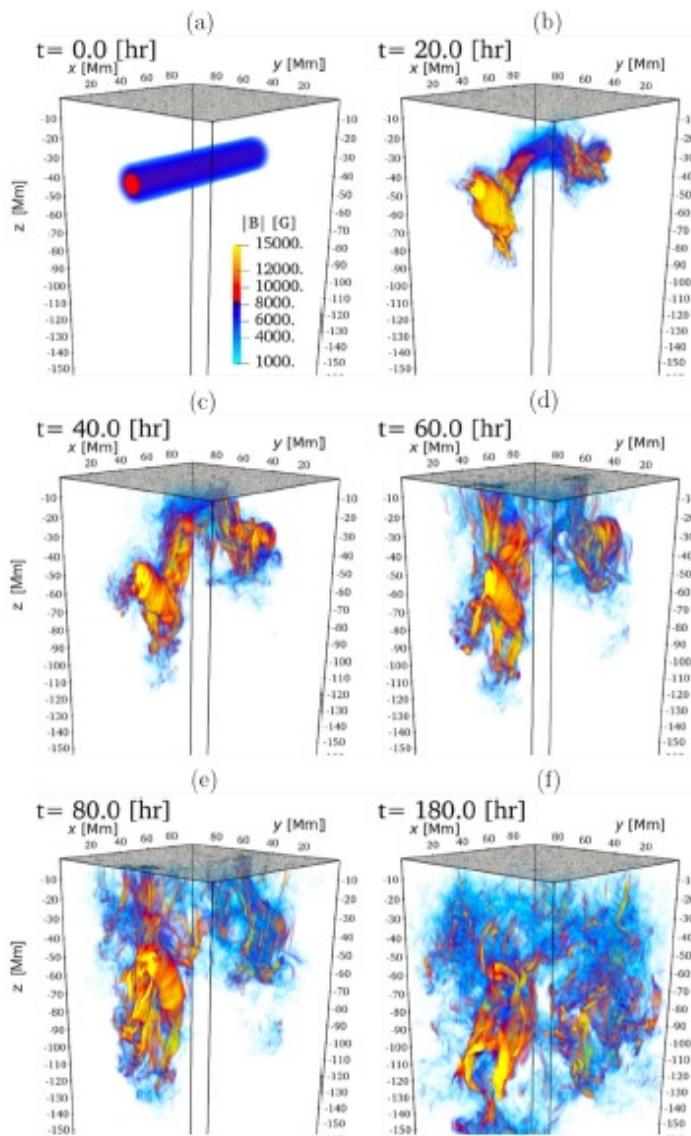
RMHD simulation of flux emergence
(Toriumi & Hotta, 2019)

Code: R2D2 (RSST and Radiation for Deep Dynamics, Hotta & Iijima, 2019)

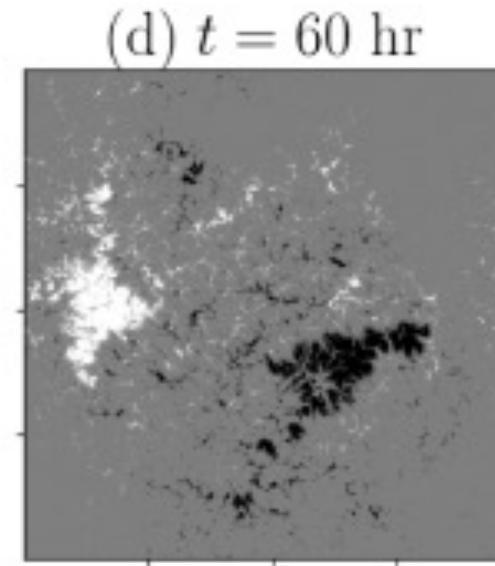
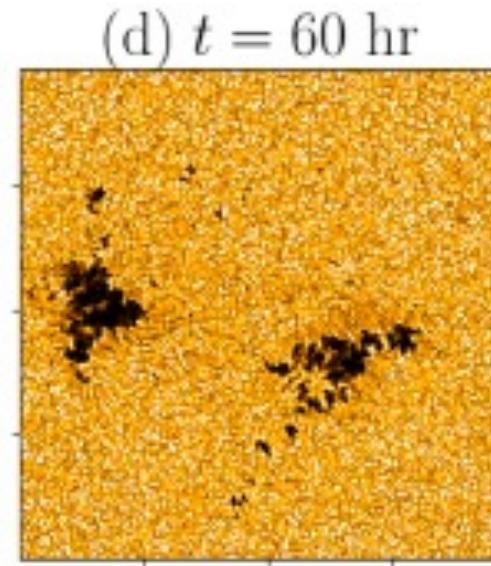
- The bottom boundary was at -200 Mm
- δ -spot was reproduced.



Another example using R2D2



Hotta and Iijima (2020)



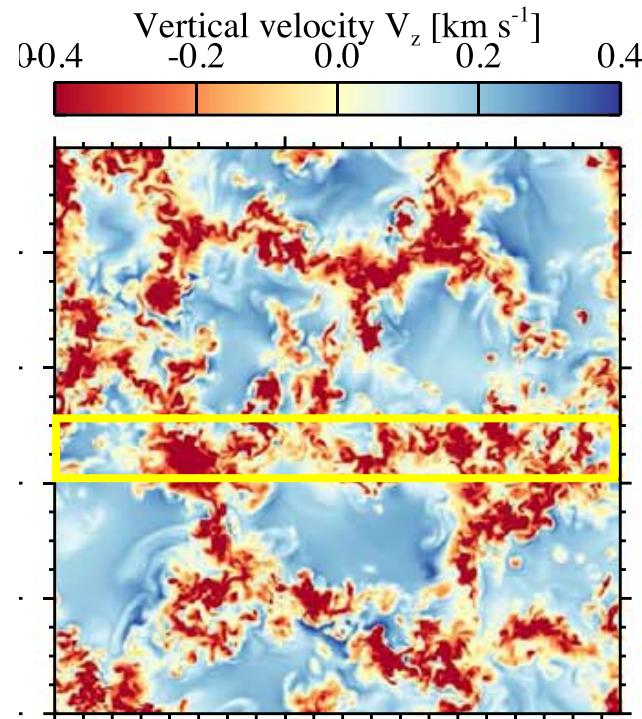
β -type magnetic distribution

What drives the collision of opposite polarity?

36

Vertical velocity at a certain height (red:downflow, blue:upflow)

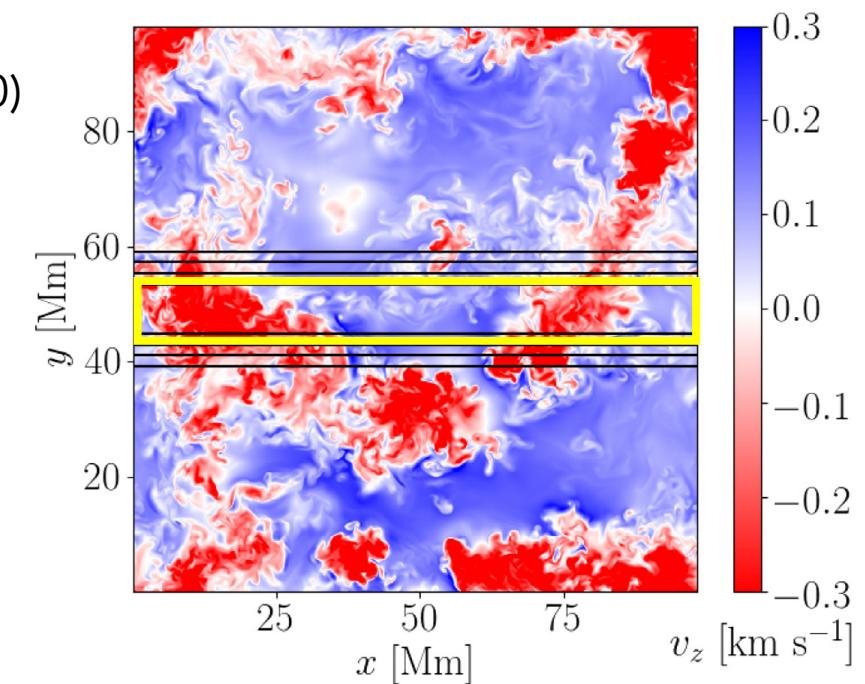
Toriumi &
Hotta (2019)



Hotta &
Iijima (2020)



β -spot



What is the essential difference?

How can we extract the essence from the complicated velocity field?

Aim & Method

37

Aim

To reveal the impact of convective flows in the convection zone on the formation of δ -spot magnetic fields and their energy build-up

Method

Parameter surveys (93 cases) by RMHD simulations and a statistical analysis

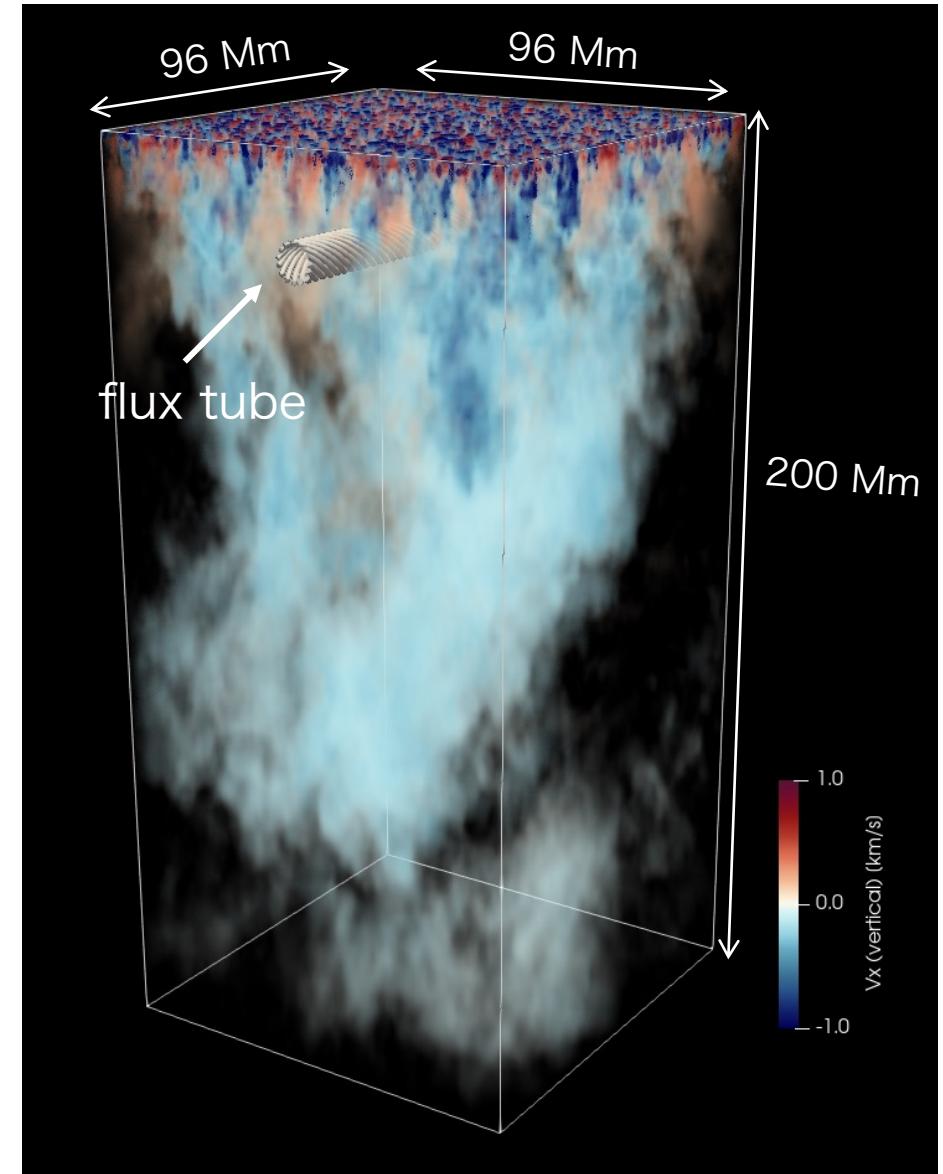
Simulation settings

1. Reproduction of solar convection without magnetic field (achieving statistical equilibrium)
2. Introduce a flux tube



flux transport

- Numerical code: R2D2
(Hotta & Iijima, 2019)
- Grids:
horizontal: 768 x 768 (uniform)
depth: 512 (nonuniform)



Basic equations

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} = -\frac{1}{\xi^2} \nabla \cdot (\rho v),$$

→ RSST parameter

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho v) = -\nabla \cdot (\rho v v) - \nabla p_1 - \rho_1 g e_z + \frac{1}{4\pi} (\nabla \times B) \times B,$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \nabla \times (v \times B),$$

$$\rho T \frac{\partial s_1}{\partial t} = \rho T (v \cdot \nabla) s + Q, \quad \text{Radiative heating}$$

Solving Radiative Transfer Eq.
(only in z-direction)

$$p_1 = p_1(\rho, s), \quad \text{Equation of State (OPAL, Rogers et al., 1996)}$$

$$\rho = \rho_0 + \rho_1,$$

→ Background stratification

$$p = p_0 + p_1,$$

(Model S, Christensen-Dalsgaard, 1996)

$$s = s_0 + s_1.$$

(Hotta & Iijima, 2019)

Supercomputer Fugaku (富岳)

Supercomputer Fugaku (@RIKEN, Japan)

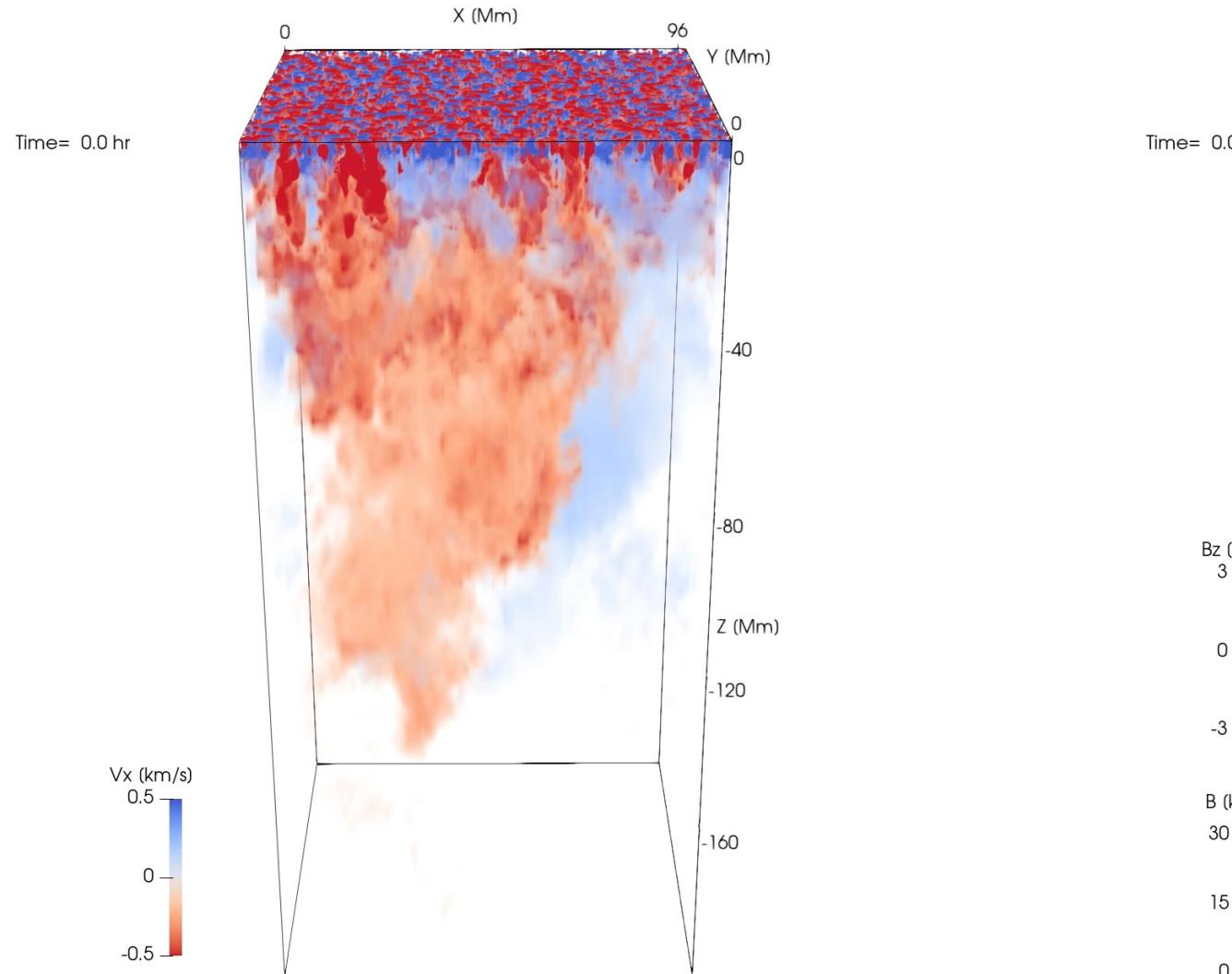


Rank	System	Cores	Rmax (PFlop/s)	Rpeak (PFlop/s)	Power (kW)
1	Frontier - HPE Cray EX235a, AMD Optimized 3rd Generation EPYC 64C 2GHz, AMD Instinct MI250X, Slingshot-11, HPE DOE/SC/Oak Ridge National Laboratory United States	8,699,904	1,194.00	1,679.82	22,703
2	Supercomputer Fugaku - Supercomputer Fugaku, A64FX 48C 2.2GHz, Tofu interconnect D, Fujitsu RIKEN Center for Computational Science Japan	7,630,848	442.01	537.21	29,899
3	LUMI - HPE Cray EX235a, AMD Optimized 3rd Generation EPYC 64C 2GHz, AMD Instinct MI250X, Slingshot-11, HPE EuroHPC/CSC Finland	2,220,288	309.10	428.70	6,016

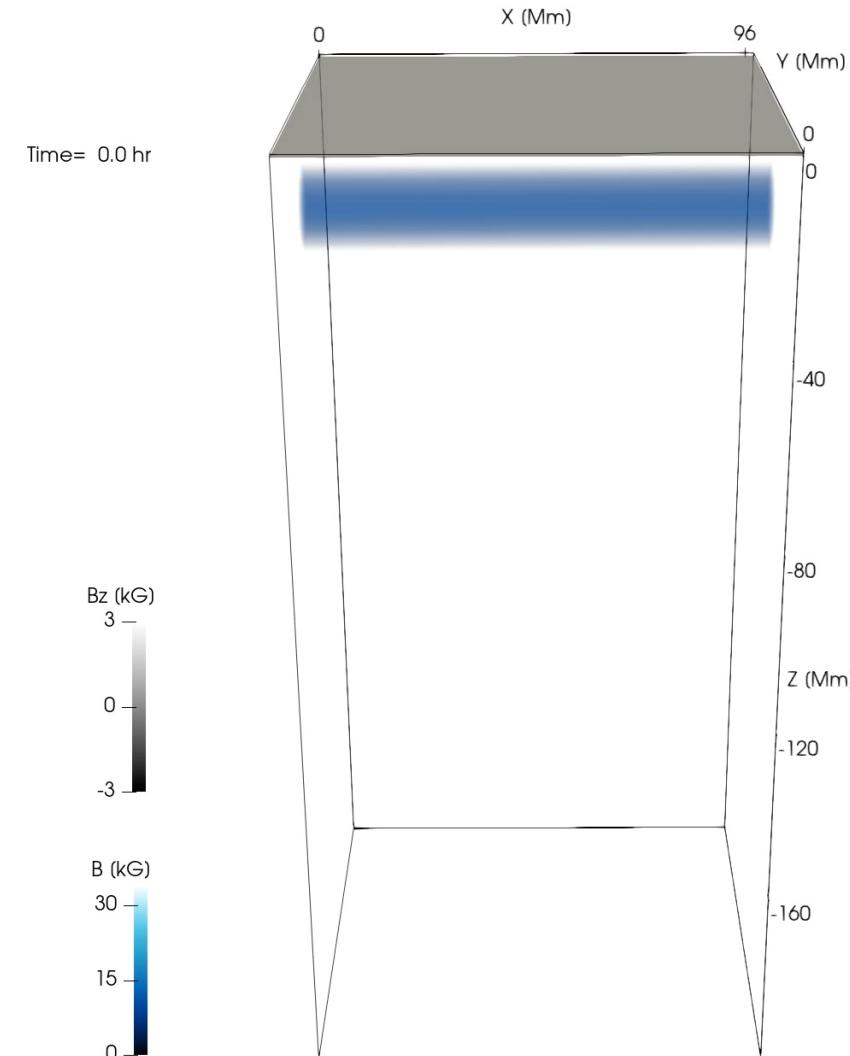
Typical case of δ -spot formation

41

Vertical velocity (Red: downflow, Blue: upflow)



Magnetic field strength

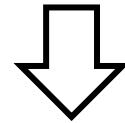


Parameter survey

42

Parameters of the initial flux tube

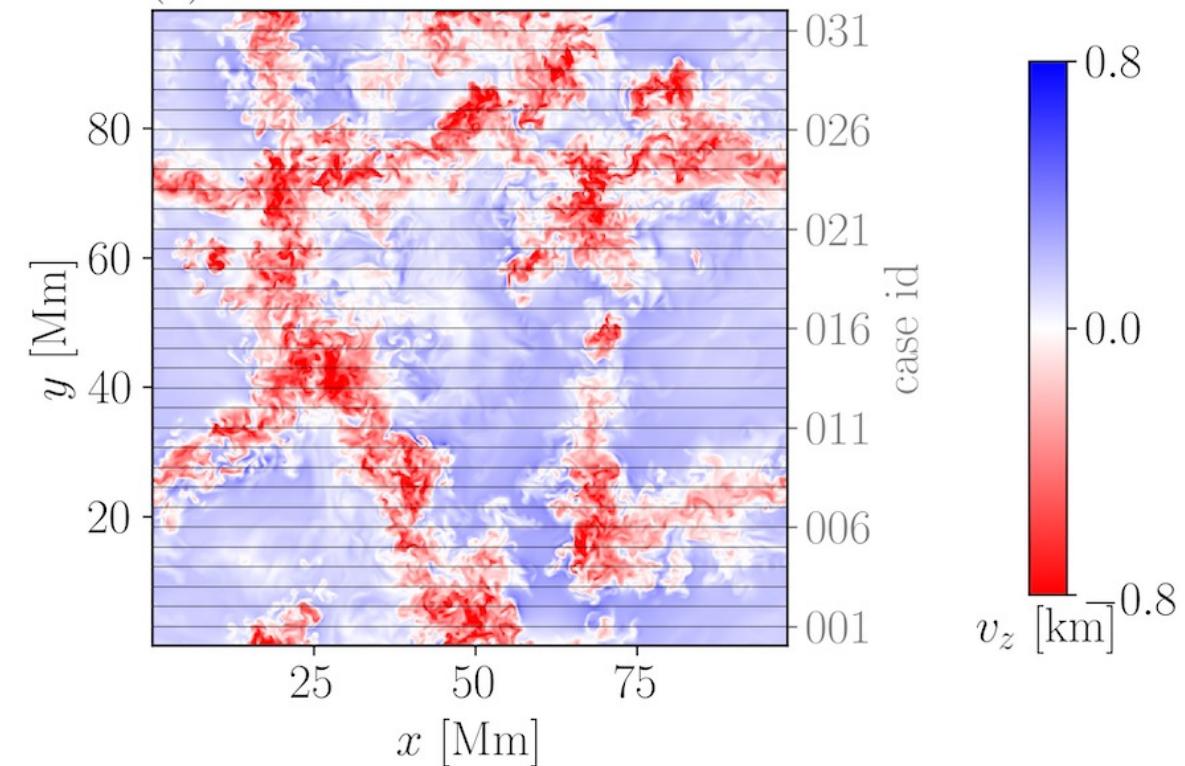
- Field strength: fixed
- Twist: fixed
- Horizontal positions: 31 cases
(changed uniformly by 3 Mm)
- Depth: 3 cases (-22, -26, -30Mm)



total 93 cases

Vertical velocity at a certain height

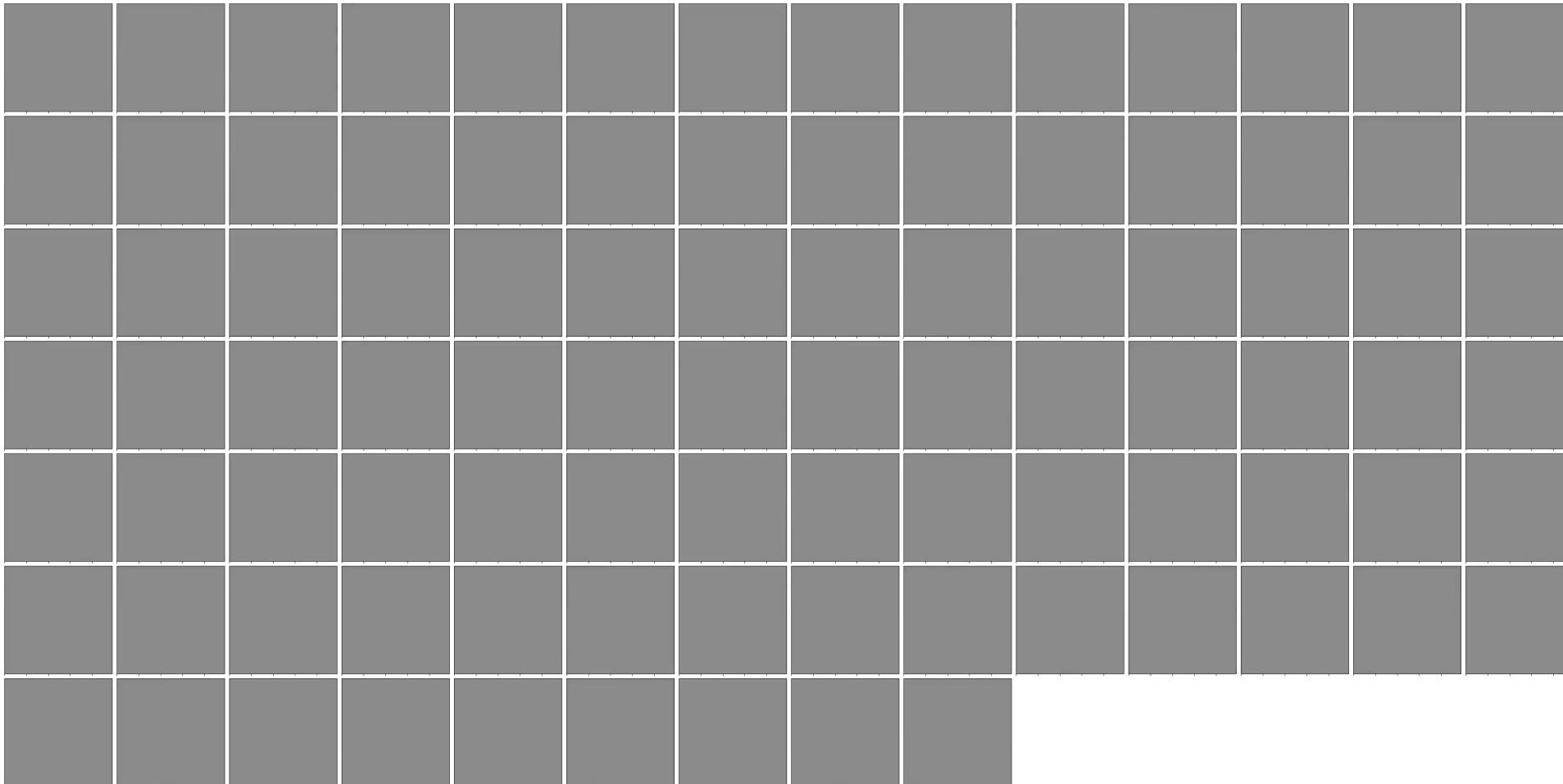
(a) $z = -22 \text{ Mm}$



Results of parameter survey

43

$B_z @ \tau = 1$

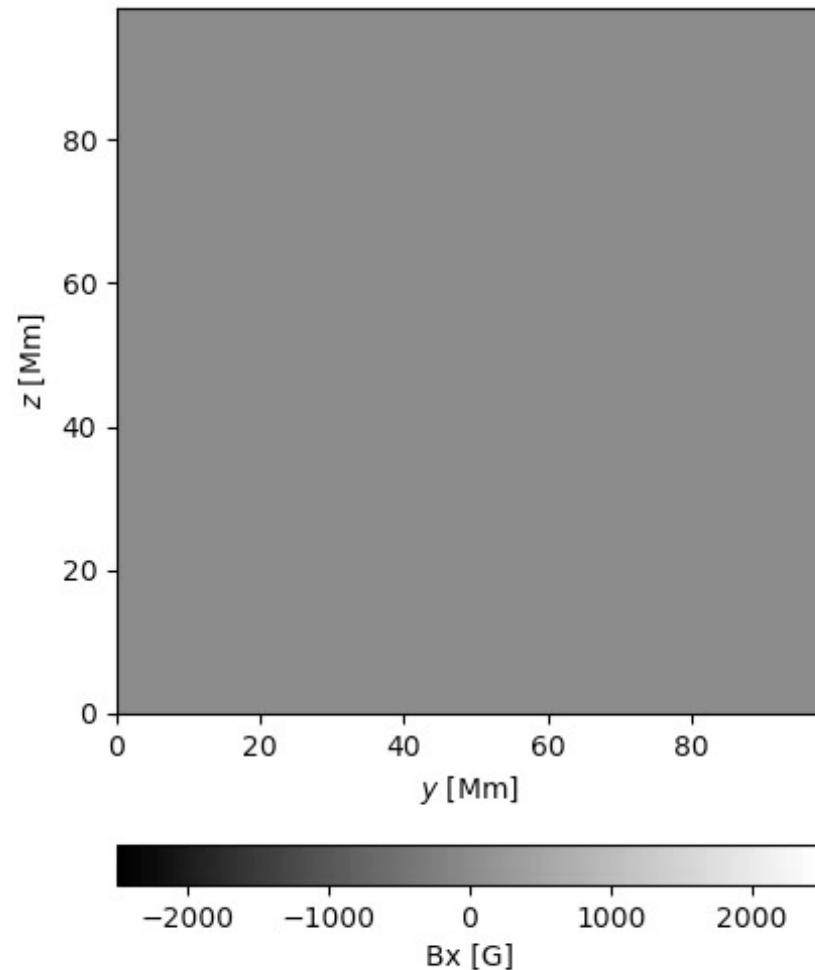


Various kinds of magnetic distributions were created only by the difference in the convective flows surrounding the flux tubes.

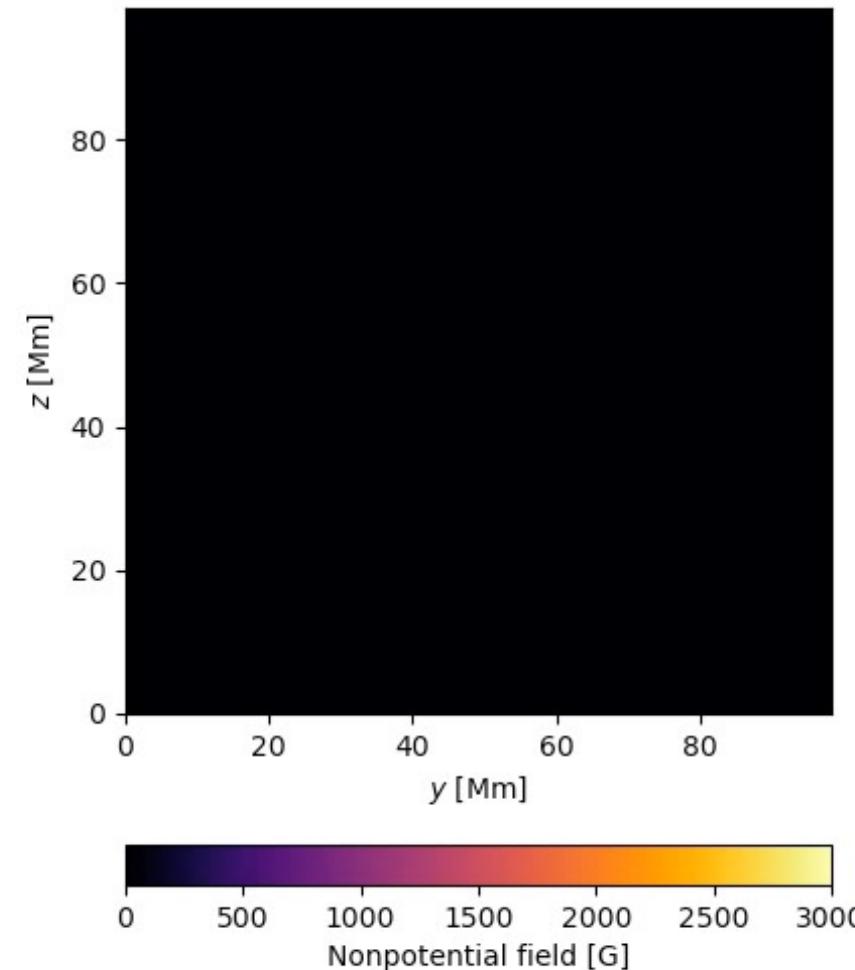
Nonpotential field (as a proxy of free energy)

44

$$B_z @ \tau = 1$$



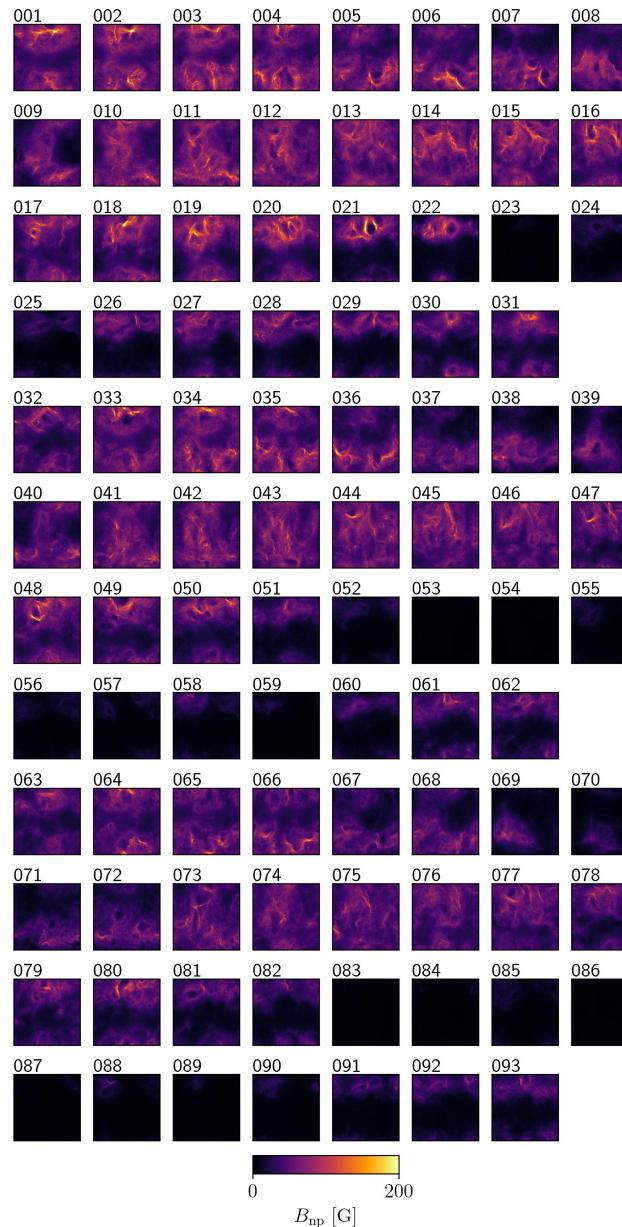
Nonpotential field
 $B_{\text{np}} = |\mathbf{B} - \mathbf{B}_{\text{pot}}|$



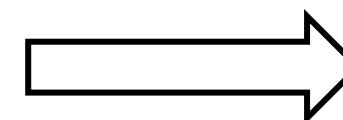
Distribution trend of B_{np} : $\langle \langle B_{\text{np}} \rangle_t \rangle_{\text{case}}$

Temporal mean
of B_{np} in each case

$$\langle B_{\text{np}} \rangle_t$$

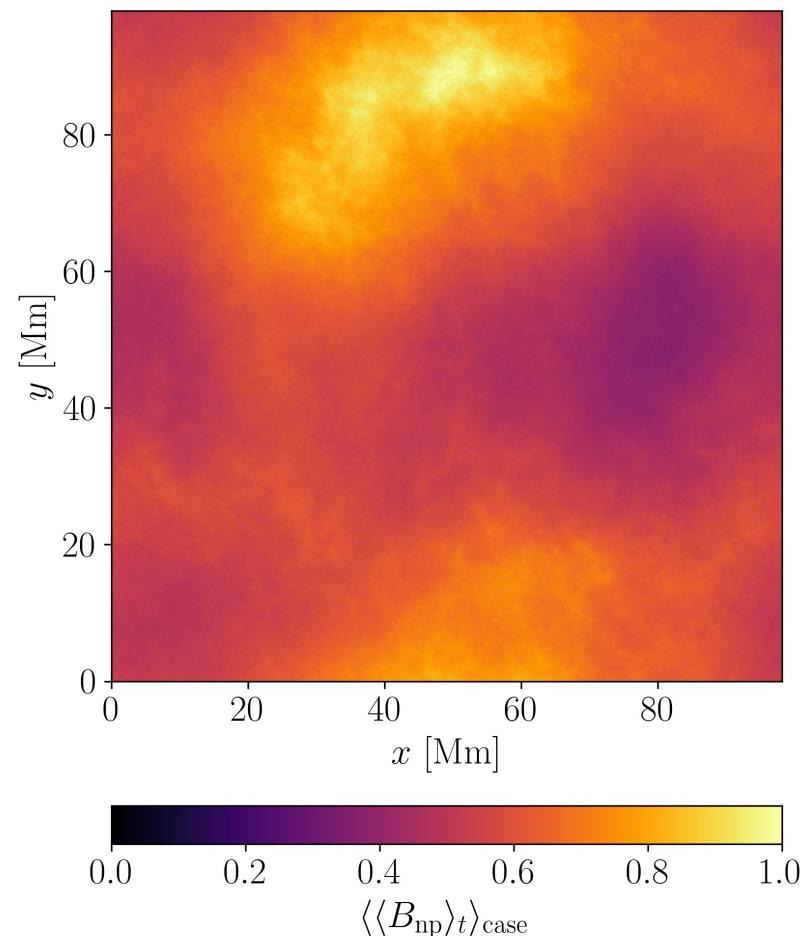


sum all cases
& normalized



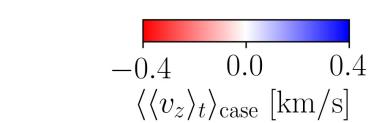
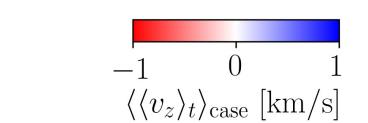
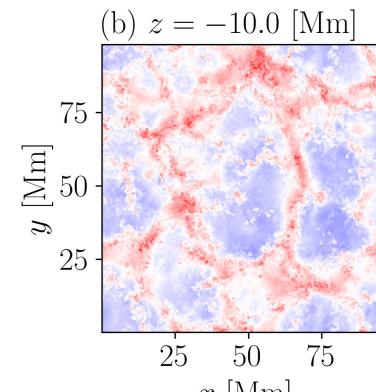
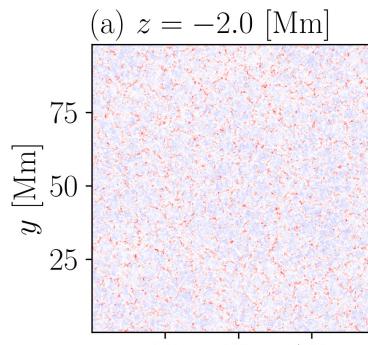
Distribution trend of B_{np}

$$\langle \langle B_{\text{np}} \rangle_t \rangle_{\text{case}}$$



Seeking for relationship with convective flows

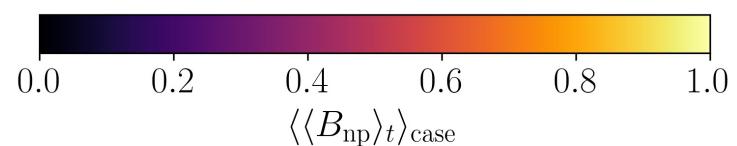
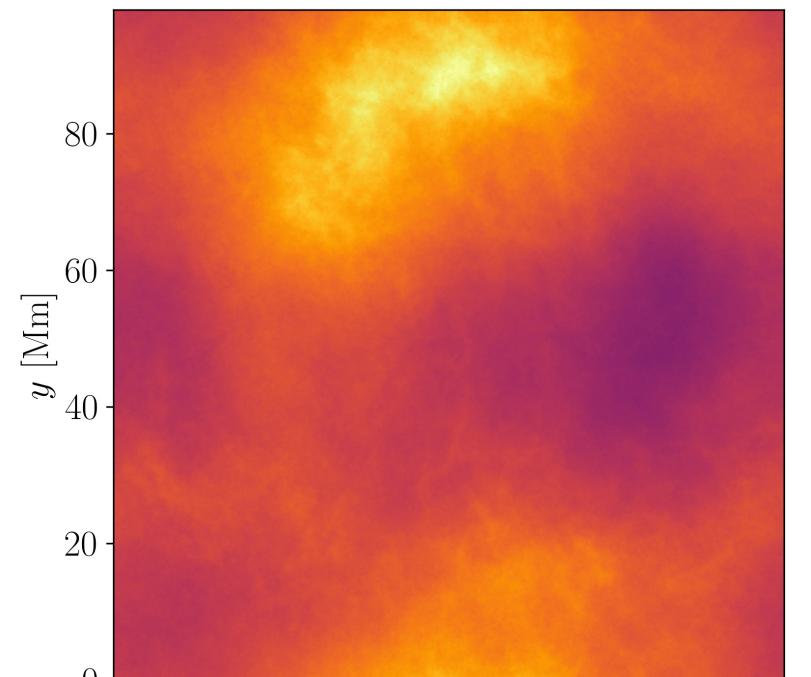
Mean v_z at different heights



$\langle \langle v_z \rangle_t \rangle_{\text{case}}$ [km/s]

$\langle \langle v_z \rangle_t \rangle_{\text{case}}$ [km/s]

$\left\langle \langle B_{np} \rangle_t \right\rangle_{\text{case}}$ at the photosphere

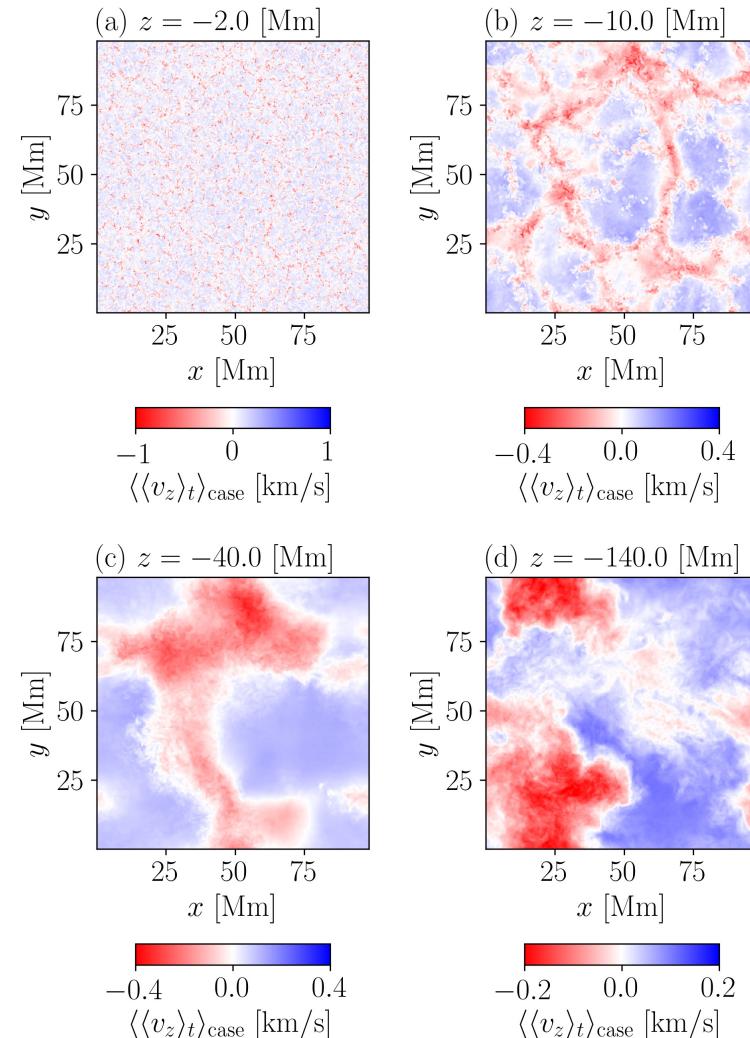


correlation?

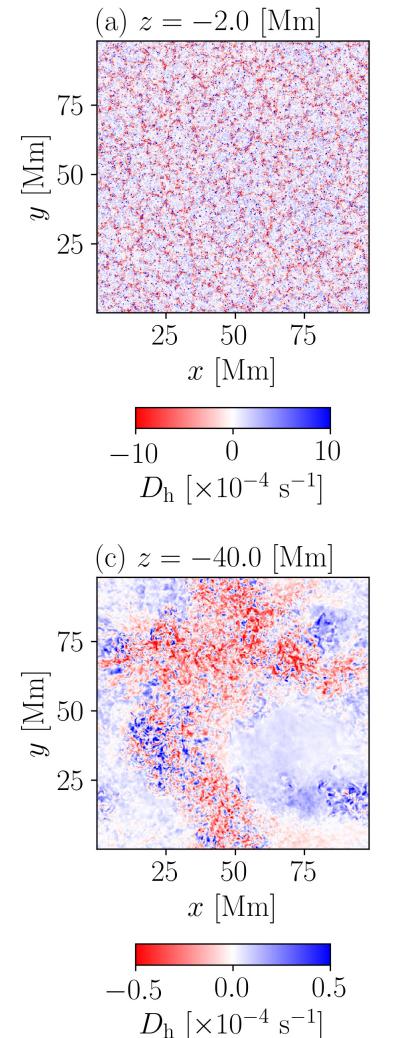
Seeking for relationship with convective flows

47

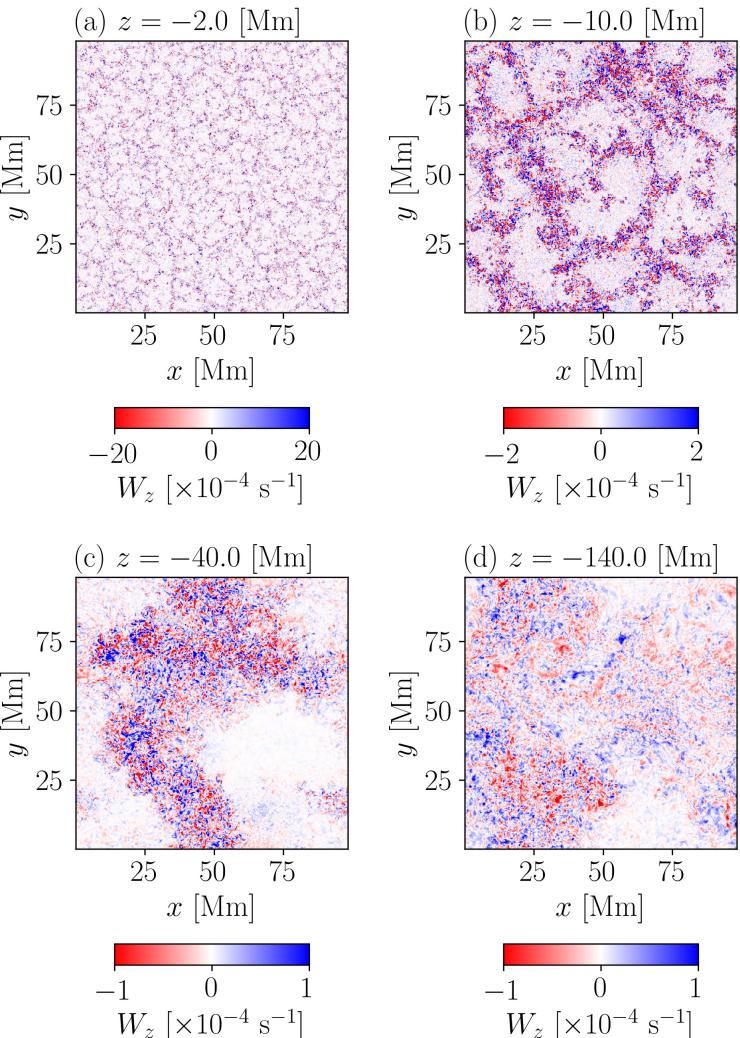
Vertical velocity: $\ll v_z \gg$



Horizontal divergence: $\ll \nabla_h \cdot \boldsymbol{v} \gg$



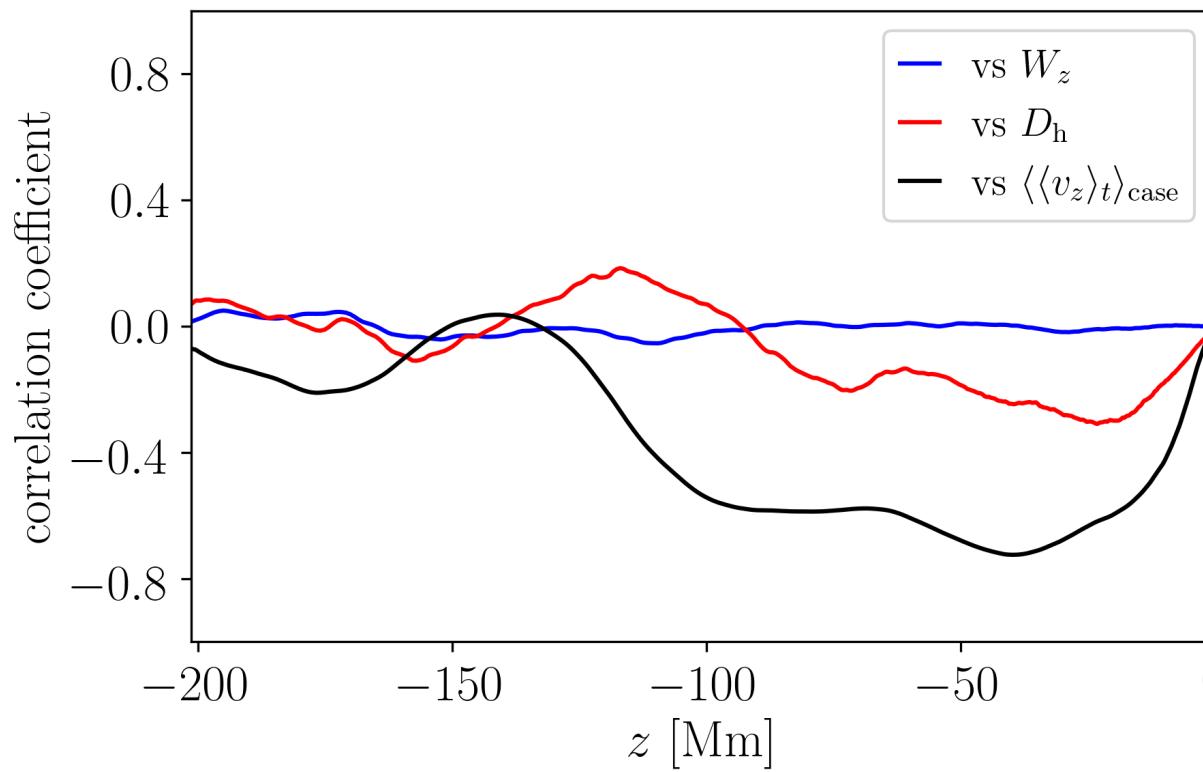
Vertical vorticity: $\ll (\nabla \times \boldsymbol{v})_z \gg$



Correlations: $\langle\langle B_{np} \rangle_t \rangle_{\text{case}}$ vs v_z , $\nabla_h \cdot \boldsymbol{v}$, $(\nabla \times \boldsymbol{v})_z$

48

Correlation Coefficients (CCs) at different depth

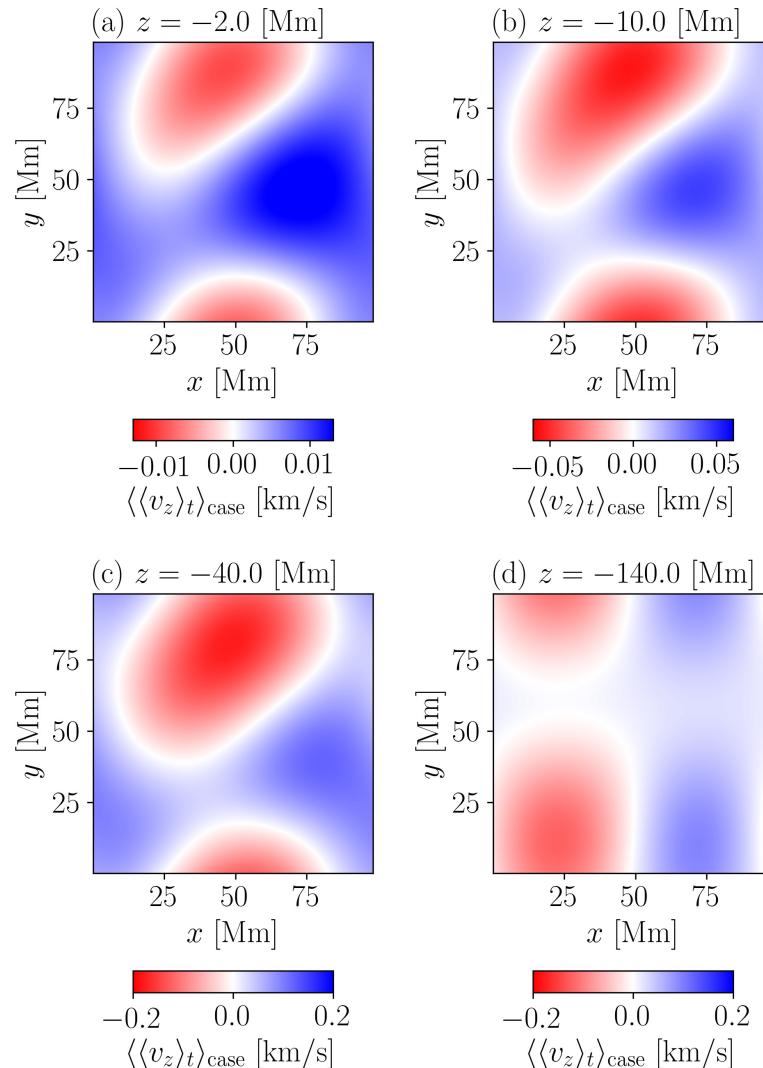


- Black: $\langle\langle B_{np} \rangle_t \rangle_{\text{case}}$ vs $\langle\langle v_z \rangle_t \rangle_{\text{case}}$
→ max |CC| ~ 0.7: good correlation
- Red: $\langle\langle B_{np} \rangle_t \rangle_{\text{case}}$ vs $\langle\langle \nabla_h \cdot \boldsymbol{v} \rangle_t \rangle_{\text{case}}$
→ max |CC| ~ 0.3: weak correlation
- Blue: $\langle\langle B_{np} \rangle_t \rangle_{\text{case}}$ vs $\langle\langle (\nabla \times \boldsymbol{v})_z \rangle_t \rangle_{\text{case}}$
→ max |CC| < 0.1: no correlation

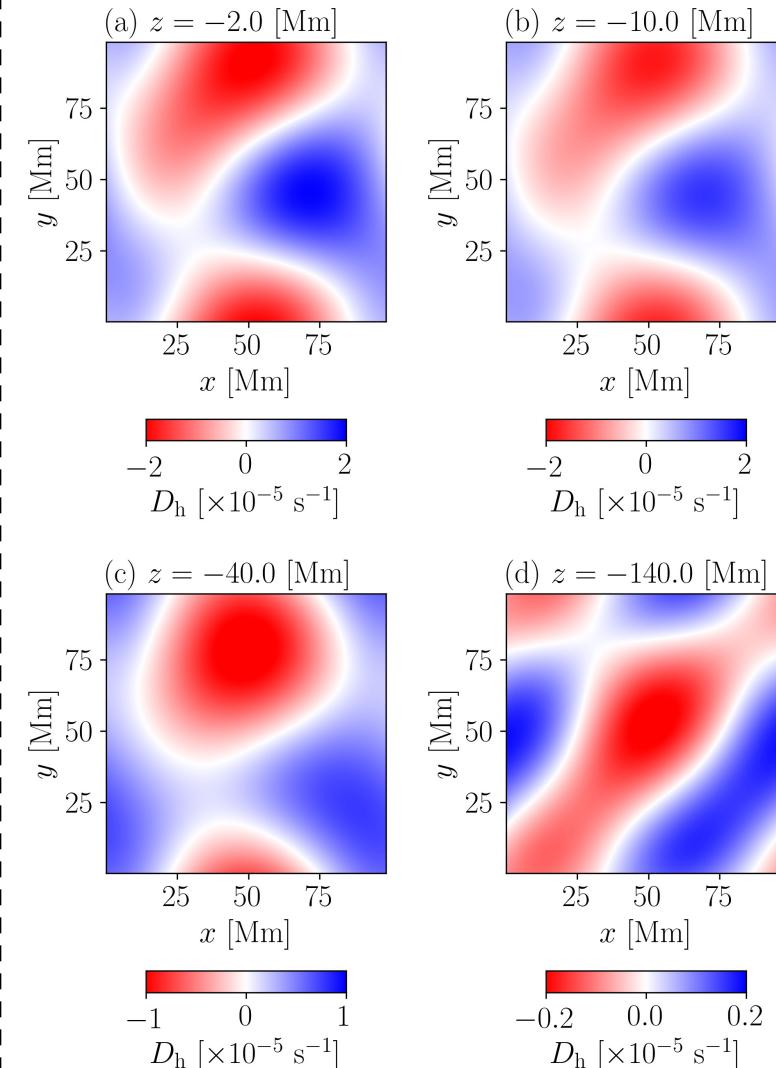
Convective flows (lowpass filter applied)

49

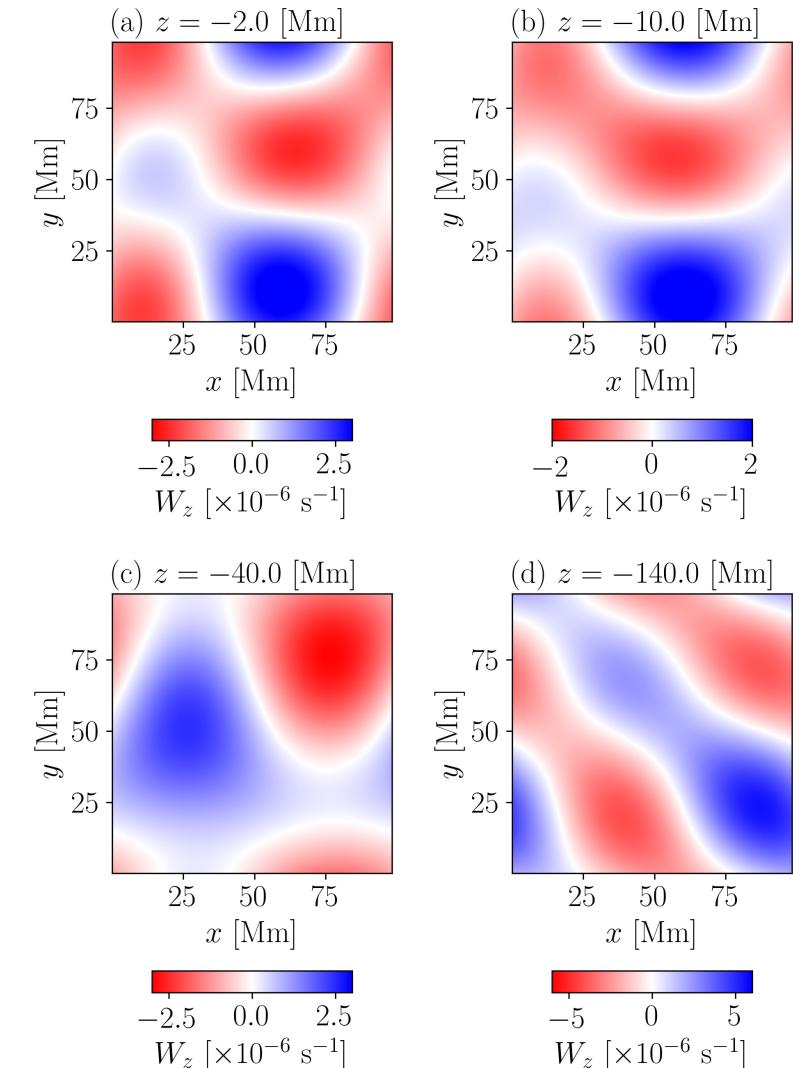
Vertical velocity: v_z



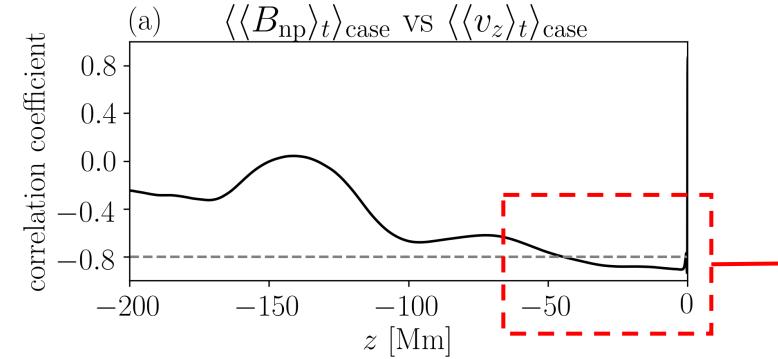
Horizontal divergence: $\nabla_h \cdot \mathbf{v}$



Vertical vorticity: $(\nabla \times \mathbf{v})_z$

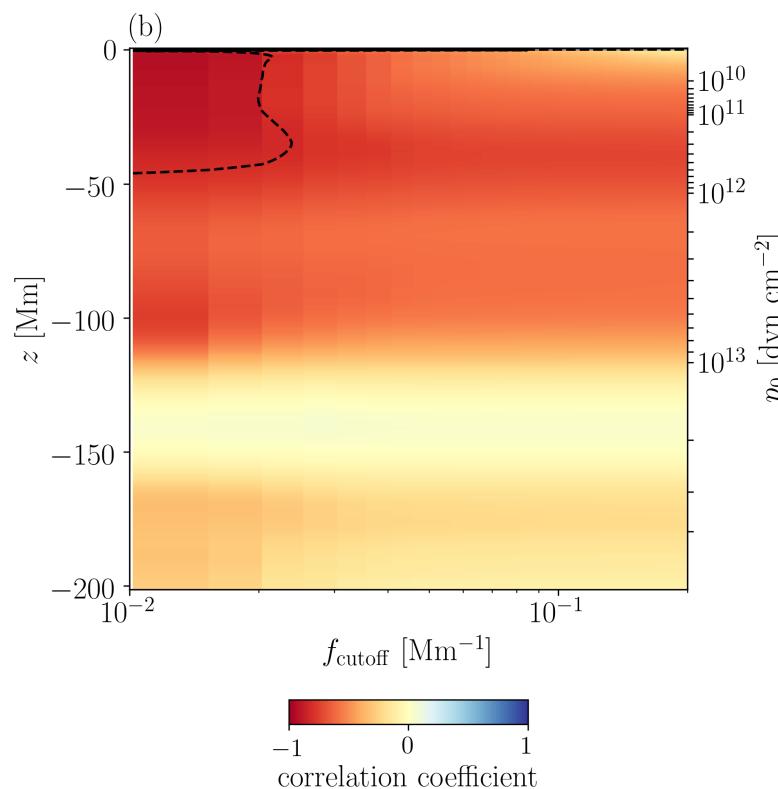


Correlations: $\langle\langle B_{np} \rangle_t \rangle_{\text{case}}$ vs $\langle\langle v_z \rangle_t \rangle_{\text{case}}$ (lowpass filter)



(a) CCs at $f_{\text{cutoff}} = 1.44 \times 10^{-2}$ Mm $^{-1}$

$|CC| > 0.8$ in $z > -50$ Mm (max $|CC| \sim 0.9$)
Very good correlation

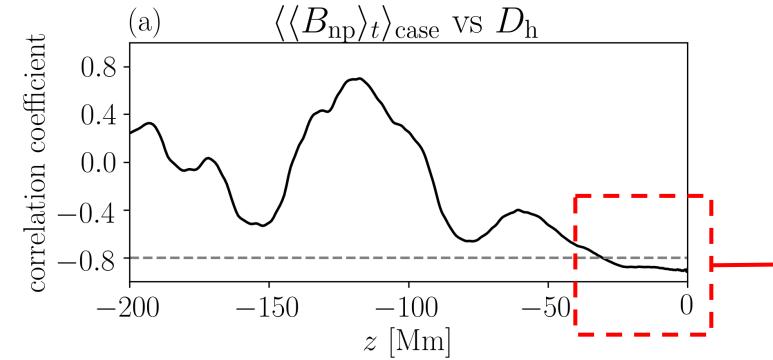


(b) CCs as a function of z and f_{cutoff}

CC is the maximum at $f_{\text{cutoff}} = 1.44 \times 10^{-2}$ Mm $^{-1}$
(~70 Mm)

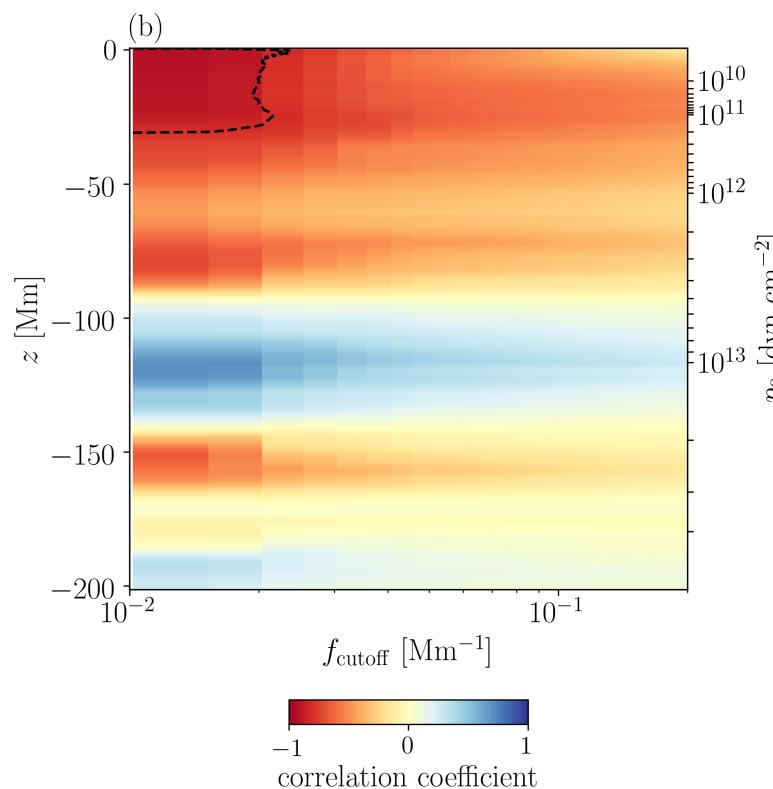
Correlations: $\langle\langle B_{np} \rangle_t \rangle_{\text{case}}$ vs $\langle\langle \nabla_h \cdot \mathbf{v} \rangle_t \rangle_{\text{case}}$ (lowpass filter)

51



(a) CCs at $f_{\text{cutoff}} = 1.44 \times 10^{-2} \text{ Mm}^{-1}$

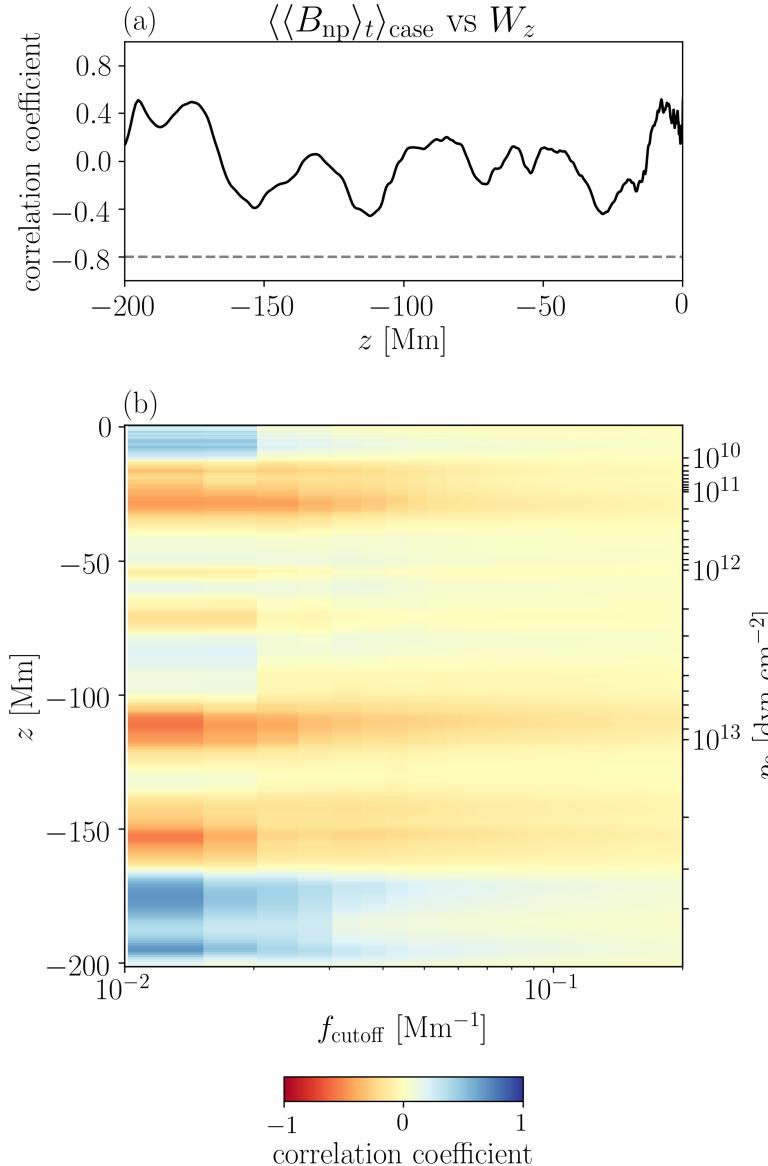
$|CC| > 0.8$ in $z > -30$ Mm (max $|CC| \sim 0.9$)
Very good correlation



(b) CCs as a function of z and f_{cutoff}

CC is the maximum at $f_{\text{cutoff}} = 1.44 \times 10^{-2} \text{ Mm}^{-1}$
(~ 70 Mm)

Correlations: $\langle\langle B_{np} \rangle_t \rangle_{\text{case}}$ vs $\langle\langle (\nabla \times \mathbf{v})_z \rangle_t \rangle_{\text{case}}$ (lowpass filter)



(a) CCs at $f_{\text{cutoff}} = 1.44 \times 10^{-2}$ Mm $^{-1}$

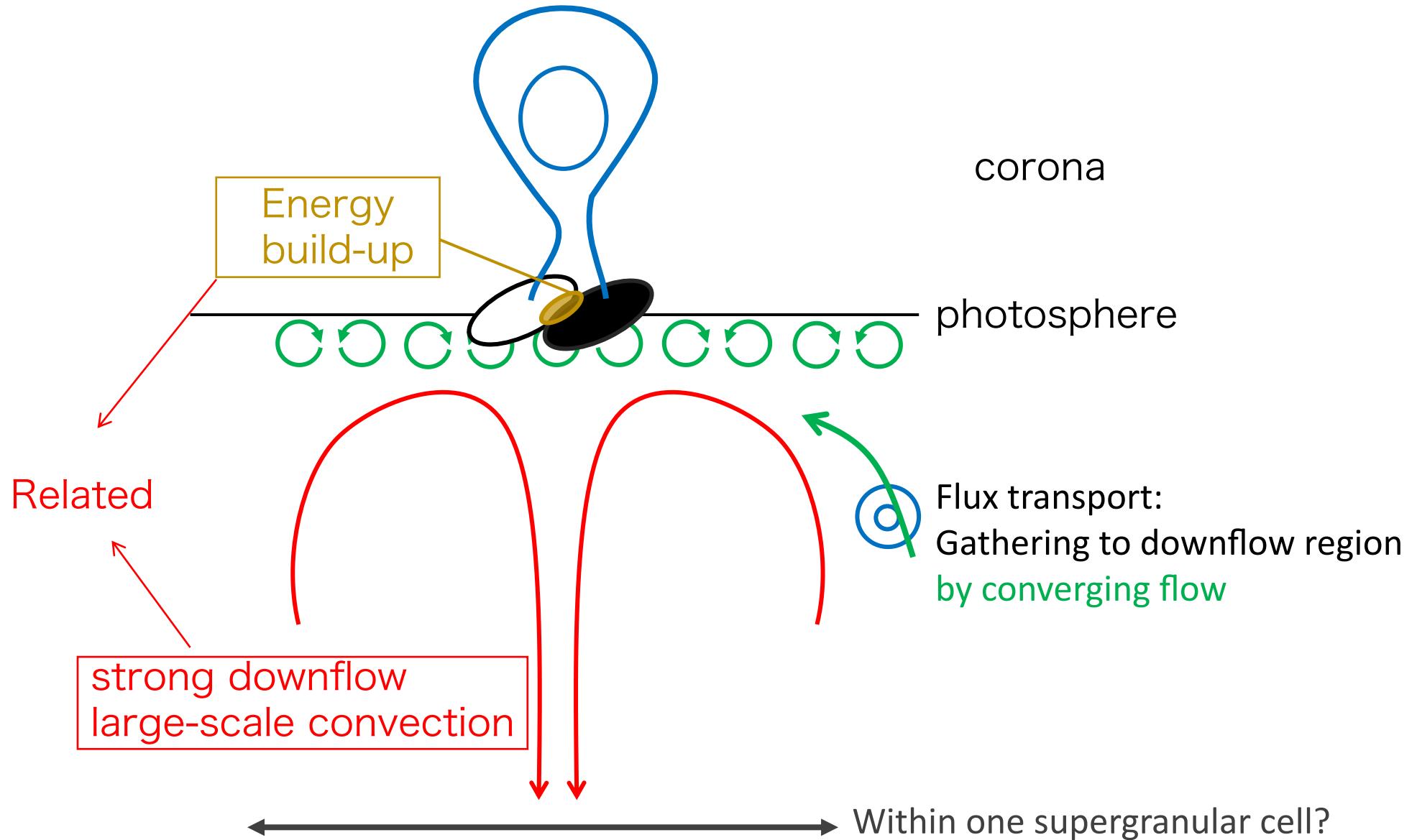
$|\text{CC}|$ does not exceed 0.4.

(b) CCs as a function of z and f_{cutoff}

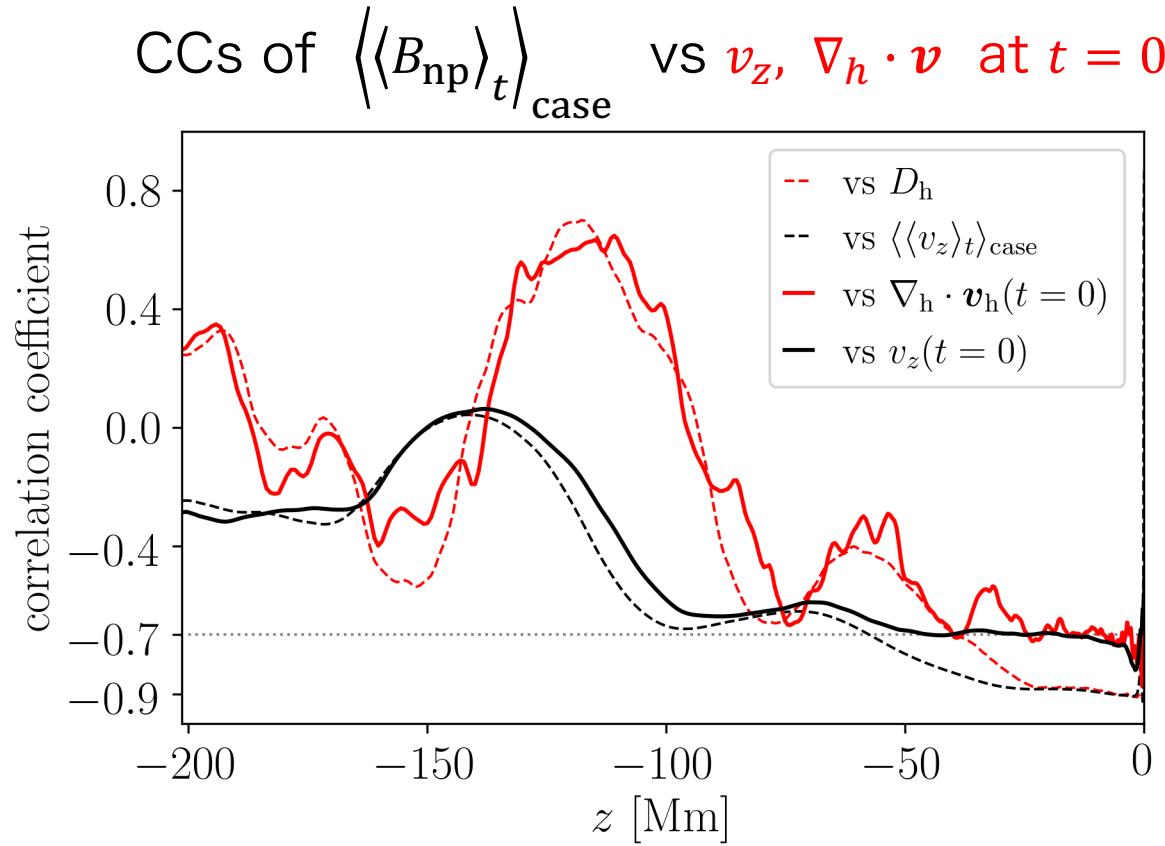
$|\text{CC}|$ does not exceed 0.4.

Not good correlation

Interpretation



Prediction of high free energy region?

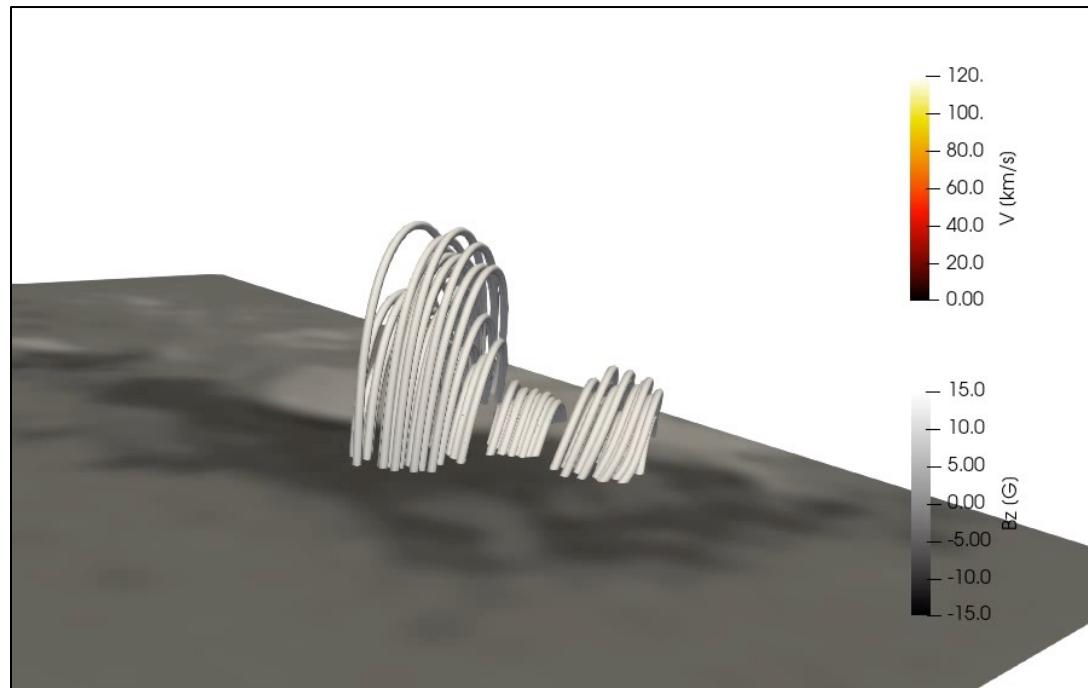


- At $t = 0$, convection flows are **not** affected by magnetic fields
- v_z , $\nabla_h \cdot \mathbf{v}$ at $f_{\text{cutoff}} = 1.44 \times 10^{-2} \text{ Mm}^{-1}$ have still **high CC values (~ 0.7)**
- The times when the flux emerged in the photosphere were $t \sim 20 - 30 \text{ hr}$
- We can constrain **high free energy region from the downflow plume even before flux emergence** (leading time $\sim 1 \text{ day?}$)

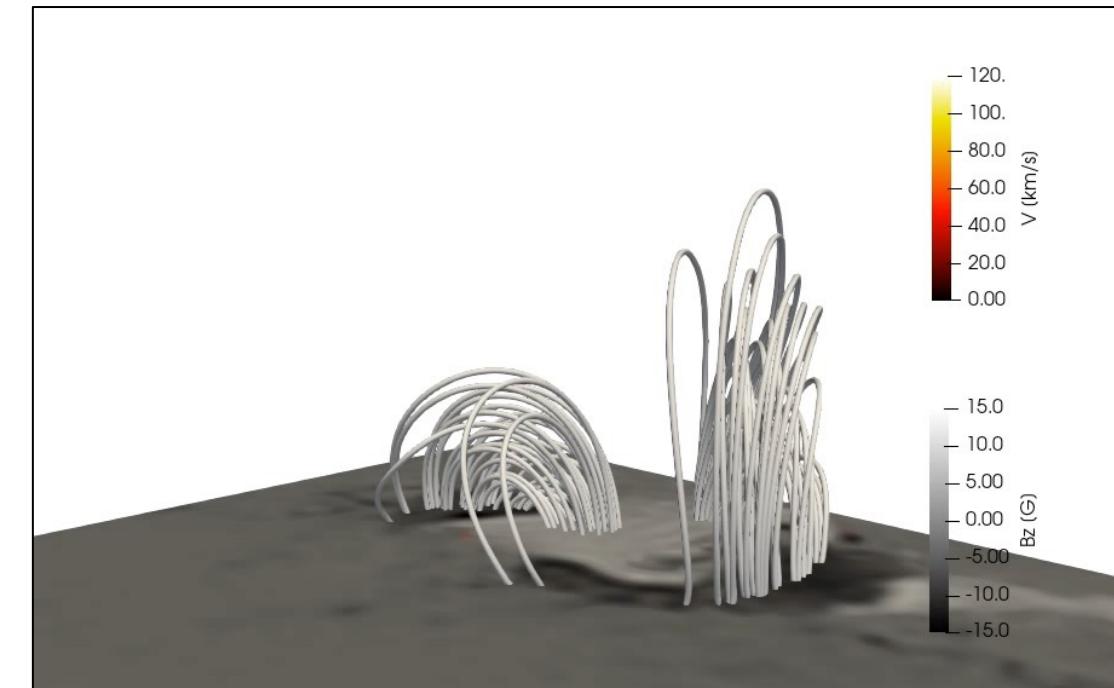
将来研究

55

境界条件: d001



境界条件: d021



R2D2は上空のコロナを含んでいない。

R2D2の結果を下部境界としてデータ駆動手法を適用し、計算領域をコロナへ拡張。
フレアが発生するか検証する。

まとめ

- 太陽研究では、観測とシミュレーションの組み合わせが重要
 - 高時空間分解能の観測データが大量に蓄積されている。
 - 計算機の性能上昇により、シミュレーションも高解像度・高精度化。
→ 観測データとシミュレーションの融合（まだ発展途上）
- 大規模シミュレーション
 - スーパーコンピュータにより大規模計算が可能になっているが、出てくる結果も複雑になる。
 - 結果をどのように解析し、解釈するかを考える必要。

これからシミュレーションをやってみたい方

CANS+ (シミュレーションコード+解析コード+解説)

<https://www.astro.phys.s.chiba-u.ac.jp/cans/doc/index.html>

CANS (シミュレーションコード+解説, ちょっと古い)

<https://www.astro.phys.s.chibau.ac.jp/netlab/astro/index2.html>

CANS+ ドキュメント

- はじめに
 - CANS+ 開発者サイト
 - CANS+ ドキュメント電子図書
 - 問い合わせ
 - 開発メンバー（開発当時）
 - 著作権
 - 免責事項
 - 謝辞
- イントロダクション
 - まずは始めましょう
 - 動作環境
 - 環境変数
 - 解析・可視化環境
 - 全体の構成
- 磁気流体力学波
 - 基礎方程式
 - 保存形式
 - 線形波
 - 非線形効果
 - 波の固有ベクトル
- 差分法の基礎
 - 差分近似
 - 線形スカラー移流方程式の差分解法
 - 保存形表示と数値束縛
 - Burgers方程式の数値解法

Welcome to astro-simulation group home page

ACT-JST Welcome to astro-simulation group home page

Development of Space Simulation/
Net laboratory

OUTLINE

CANS 1D

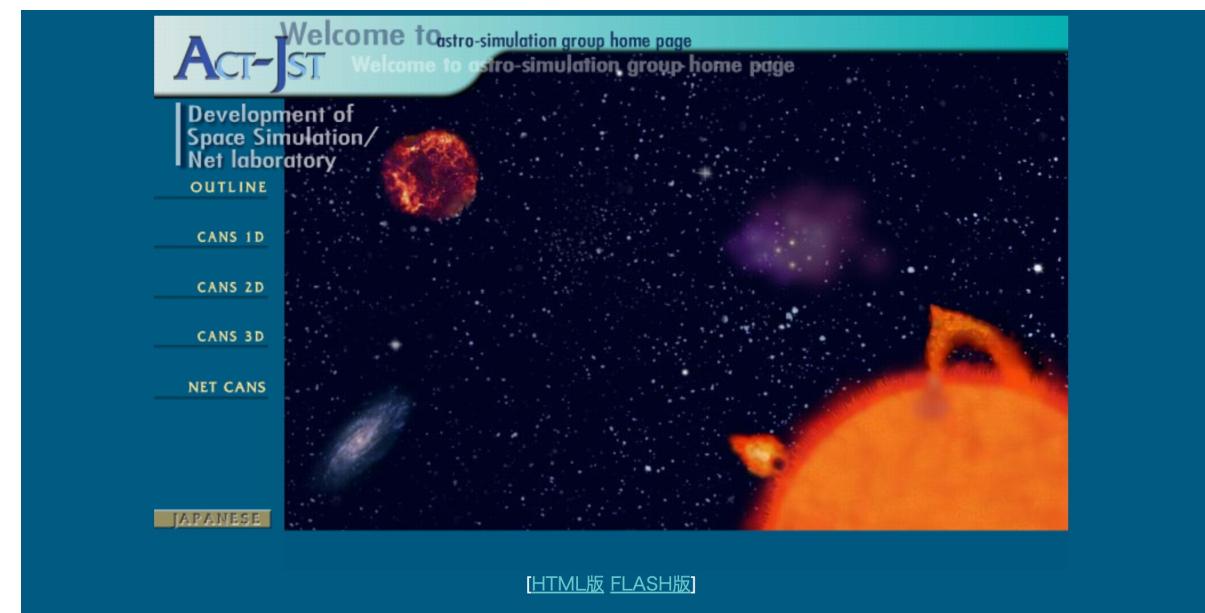
CANS 2D

CANS 3D

NET CANS

JAPANESE

[HTML版 FLASH版]



これからシミュレーションをやってみたい方

スーパーコンピュータ利用環境

国立天文台 CfCA: Cray XC50 「アテルイII」

修士・博士学生向けカテゴリ → XC-MD (1つの計算あたり400コアまで利用可)
研究計画が採択されれば、無料で使える（指導教員の推薦書、成果報告は必要）

CfCA
Center for Computational Astrophysics

保守作業予定等
CfCA News for August 2023
2023/08/07 - 09:00 から
2023/08/07 - 17:00

● ホーム
• CfCAについて
○ プロジェクトの概要
○ 研究紹介
○ 計算機紹介
○ メンバー
○ はじめての方へ
○ ニュースレター
• 共同利用計算機
○ 接続方法
○ XC50
○ GPUクラスタ
○ 中規模サーバ
○ 計算サーバ
○ 解析サーバ
○ ファイルサーバ
• 利用方法
○ 利用規則
• 利用者の責務等について
○ 利用者の責務
○ 注意事項

ゲストさん、ようこそ。ログインはこちら / アカウント作成はこちら。

Translate this page by: Google[®] Weblio[®]

国立天文台 天文シミュレーションプロジェクト

CfCAについて
研究内容、計算機紹介、プレスリリースなど

計算機利用者の皆様へ
各種利用申請、保守作業のお知らせなど

はじめての方へ
利用資格、利用申請手続き、実務など

△ 障害情報
[2023年5月15日] ネットワーク機器障害のため、XC50へ接続できなくなっています。今しばらくお待ちください。
仮復旧し接続が可能になっていますが、回線速度が回線の利用者合計で10Gbpsに制限されています。(平常時~100Gbps)

❶ お知らせ
[2023年7月25日] SINETアップデートに伴うXC50不適について(7月29日(土) 23:00から4時間程度)
[2023年7月20日] 2023年度 XC50初級・中級講習会を2023年8月22日、23日に開催いたします(申込締切 8月18日 (金) 12:00 JST)
[2023年7月6日] ニュース：宇宙の塵の塊の「跳ね返り」が衝突体による微惑星形成を招致する—大きくなるとくっつきにくくなる粉状体の衝突挙動を発見
[2023年6月30日] 2023年度 共同利用計算機システム追加募集開始のお知らせ (申込締切 2023年7月24日(月) 09:00 JST) ※ XC50 および ファイルサーバ
[2023年6月23日] ニュース：太陽フレアを熱対流が駆動するメカニズム—スーパーコンピュータ 富岳・アテルイIIにより解明



これからシミュレーションをやってみたい方

流体学校



Center for Computational Astrophysics

Translate this page by: Google 翻訳 Weblio 翻訳

保守作業予定等

CfCA News for August 2023
2023/08/07 - 09:00 から
2023/08/07 - 17:00

- ホーム
- ▼ CfCAについて
 - プロジェクトの概要
 - 研究紹介
 - 計算機紹介
 - メンバー
- はじめての方へ
- ニュースレター
- ▼ 共同利用計算機
 - 接続方法
 - XC50
 - GPUクラスタ
 - 中規模サーバ
 - 計算サーバ
 - 解析サーバ
 - ファイルサーバ
- ▼ 利用方法
 - 利用規則
 - ▼ 利用者の責務等について

ゲストさん、ようこそ。 [ログインはこちら](#) / [アカウント作成はこちら](#)。

令和4(2022)年度流体学校

国立天文台・天文シミュレーションプロジェクト（CfCA）では、2023年2月に2022年度流体学校を以下の要領にて開催いたします。
CfCAではこれまで公開コードを基にした実践的な内容の流体学校を開催してまいりましたが、
今年度は格子法における数値磁気流体計算法の基礎事項の習得と計算コードの実装に特化した流体学校を開催いたします。
なお今年度は三鷹キャンパスで開催いたします。

日時：2023年2月20日(月)9:20～2023年2月23日(木)15:00
開催方法：三鷹キャンパスでの現地開催 + オンライン聴講(講義動画の視聴)

申し込みにはCfCAwebシステムのwebアカウントを作成していただく必要がありますので、アカウント未登録の方はwebアカウント作成手順をご参照ください。

スケジュール

2月20日

09:20-09:30	諸連絡と開校のあいさつ
09:30-10:30	流体力学の基礎方程式とその諸性質 (水田晃氏) (講義資料)
10:40-12:10	流体力学方程式の数値解法 (水田晃氏) (講義資料)
13:30-17:00	実習：1次元空間一次精度流体計算コードの実装

2月21日

09:00-10:30	数値磁気流体計算法 (三好隆博氏) (講義資料)
10:40-12:10	高次精度スキーム (三好隆博氏) (講義資料)
13:30-17:00	実習：1次元空間1次精度および2次精度磁気流体計算コードの実装