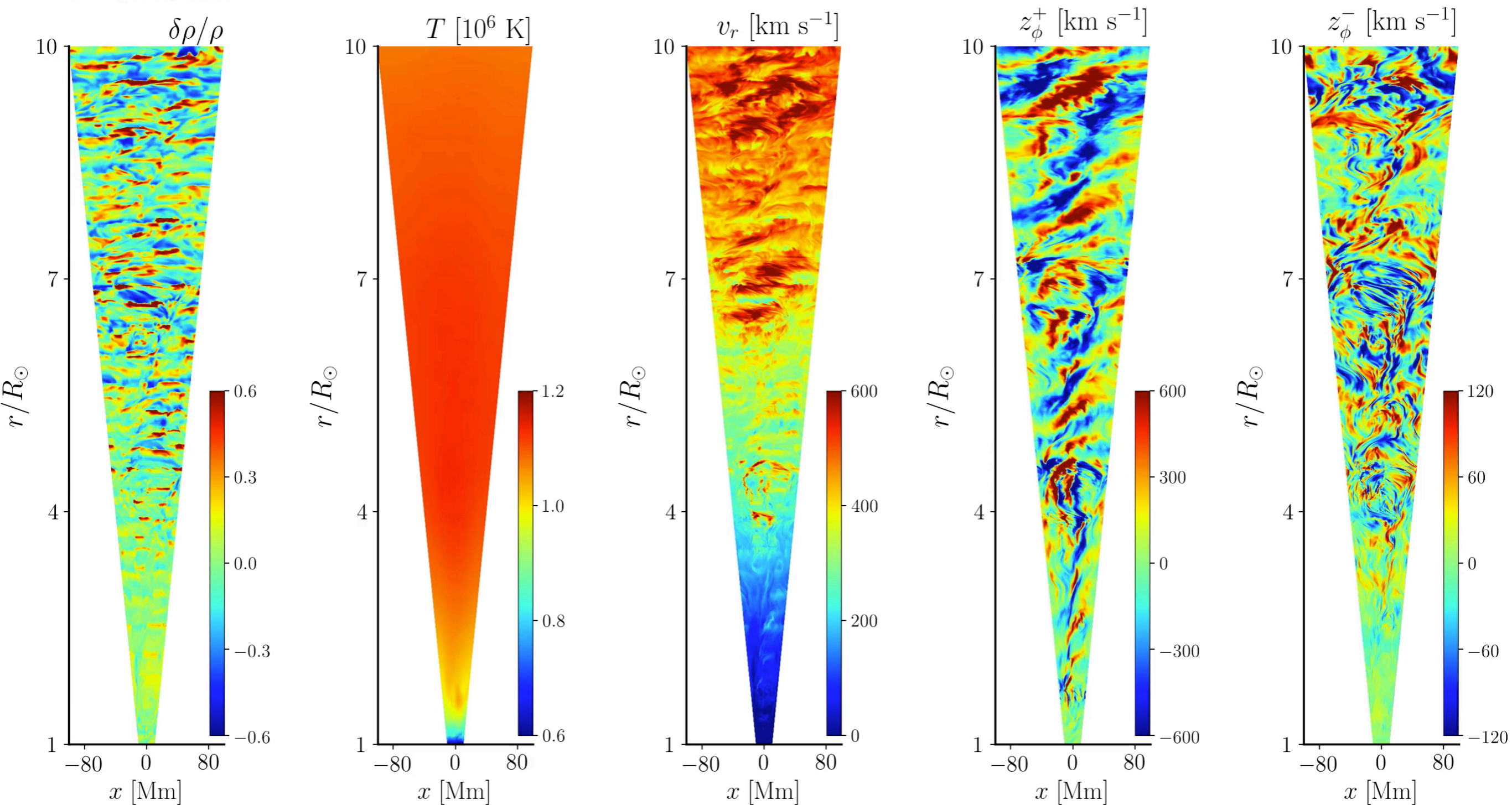
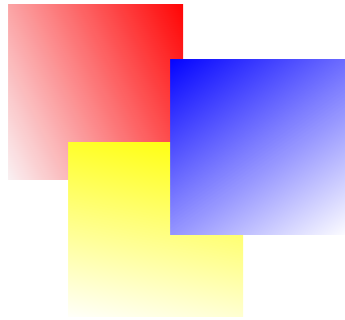


高速太陽風の三次元磁気流体シミュレーション

庄田宗人 横山央明 鈴木建

$t = 860.00$ min.





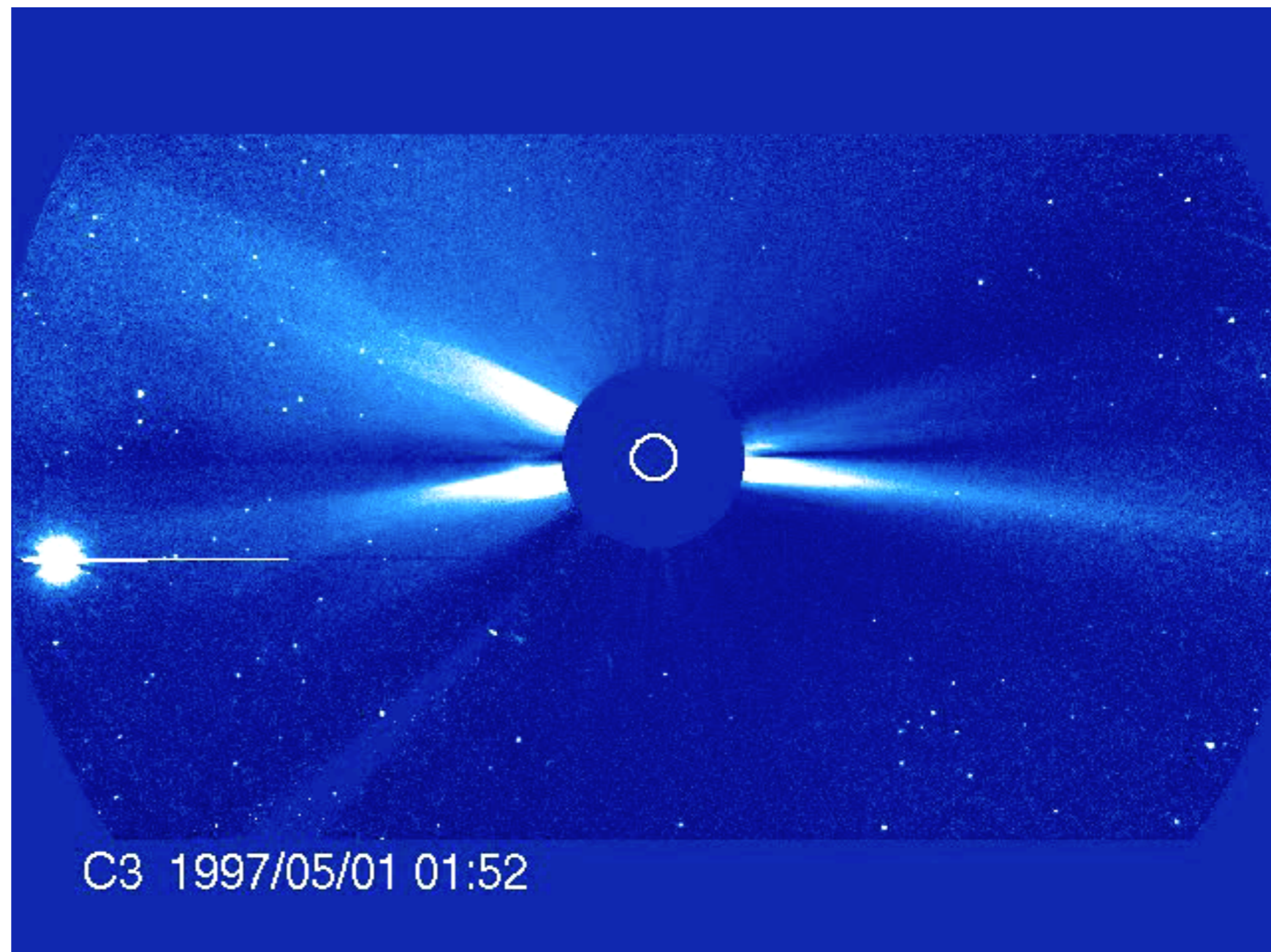
研究背景 太陽風

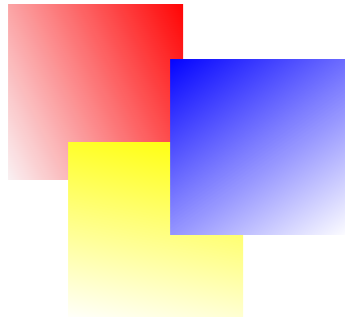
太陽風の白色光撮像 (SOHO/LASCO/C3)

太陽風：
太陽から惑星空間へ吹き出す
超音速のプラズマ流

地球近傍では
温度：0.1-0.3 MK
速度：250-800 km/s
密度：2-20 cc
(Cranmer+ 2017)

加熱・加速機構は未解明





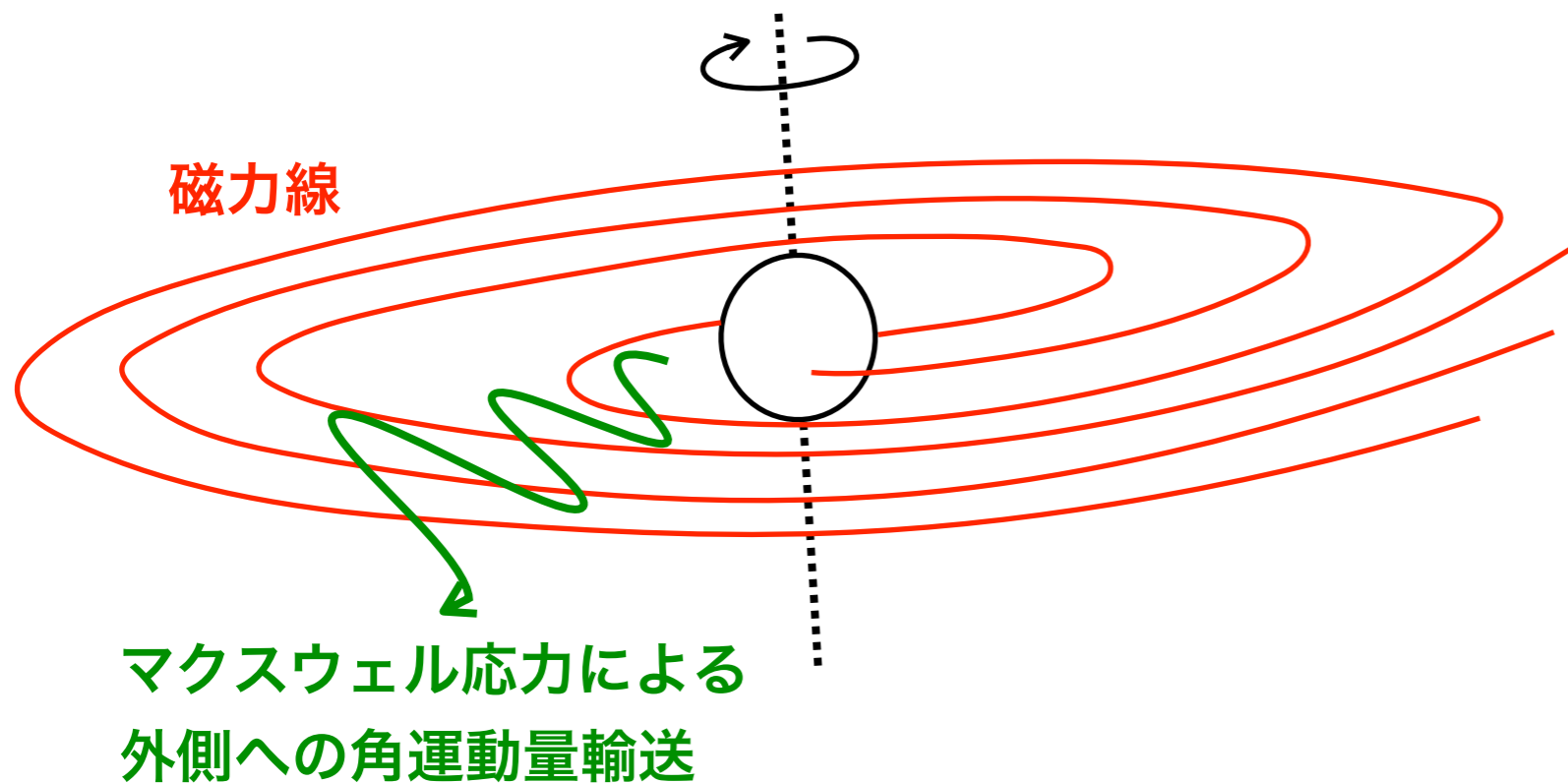
研究背景 太陽・恒星風の重要性

太陽風による太陽の質量損失時間 \sim Tyr

= 太陽風が太陽の進化に影響を及ぼすことはない (と考えられている)

太陽風による太陽の角運動量損失時間 \sim Gyr

= 太陽風は太陽の自転・磁気活動進化に大きな影響を及ぼす

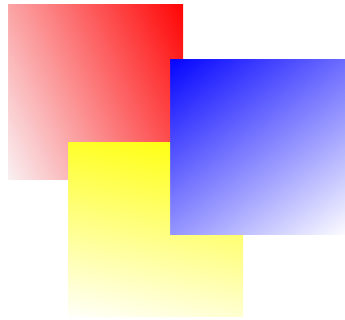


太陽風による移流+磁力線の共回転

により角運動量損失

Weber & Davis (1967), Sakurai (1985)

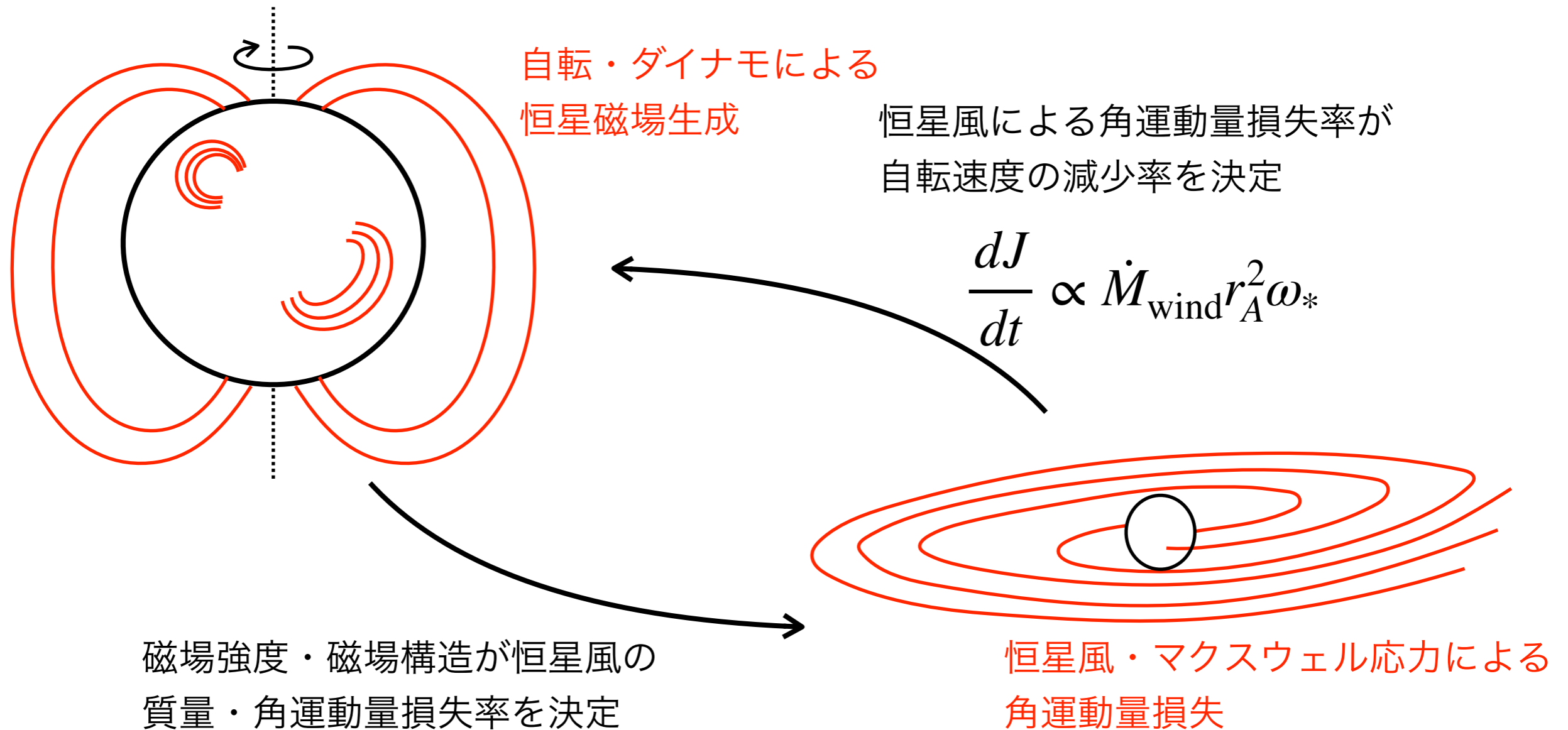
$$\frac{dJ}{dt} \propto \dot{M}_{\text{wind}} r_A^2 \omega_*$$

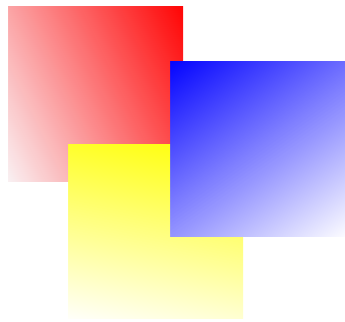


研究背景 太陽・恒星風の重要性

ダイナモによる磁場生成と恒星風による角運動量損失のフィードバックシステム

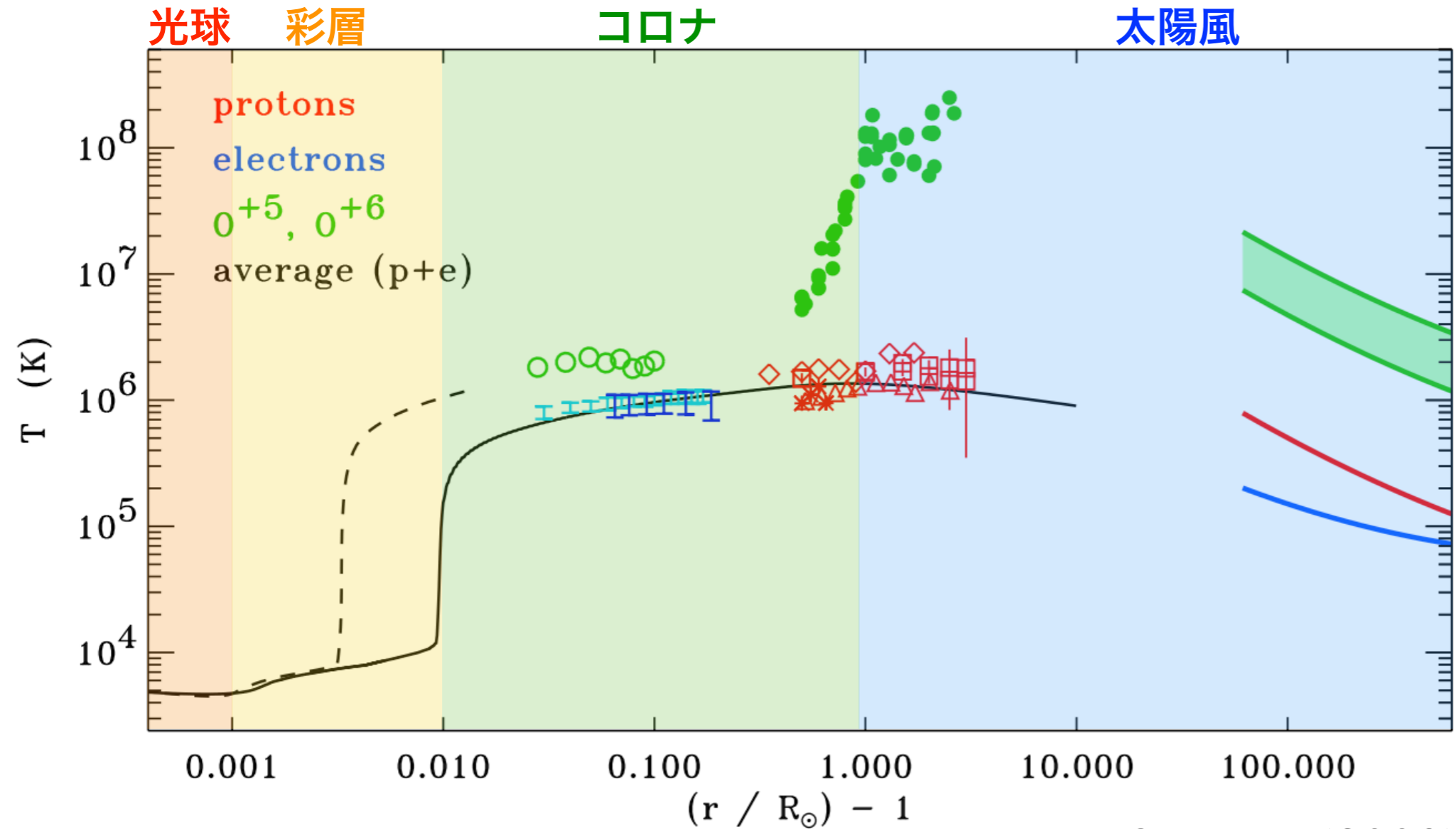
恒星風の質量損失率を求めるには恒星風がどのように加熱・加速されるか知る必要がある。



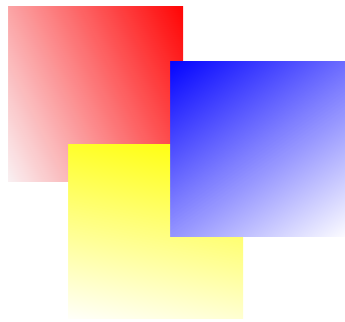


研究背景 太陽大気の温度構造

太陽大気の温度構造

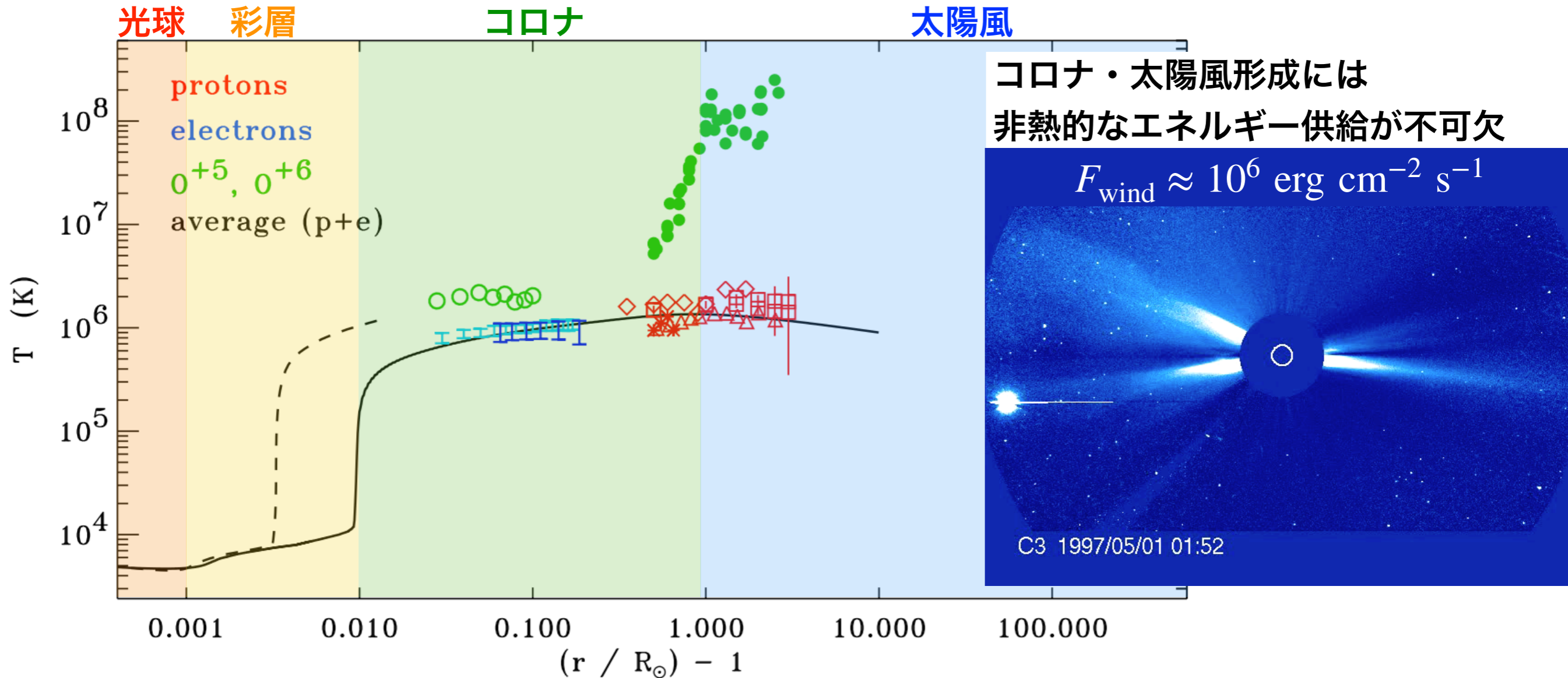


Cranmer (2009)

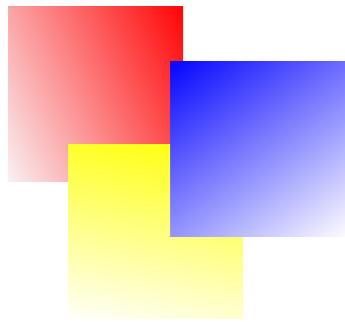


研究背景 太陽大気の温度構造

太陽大気の温度構造

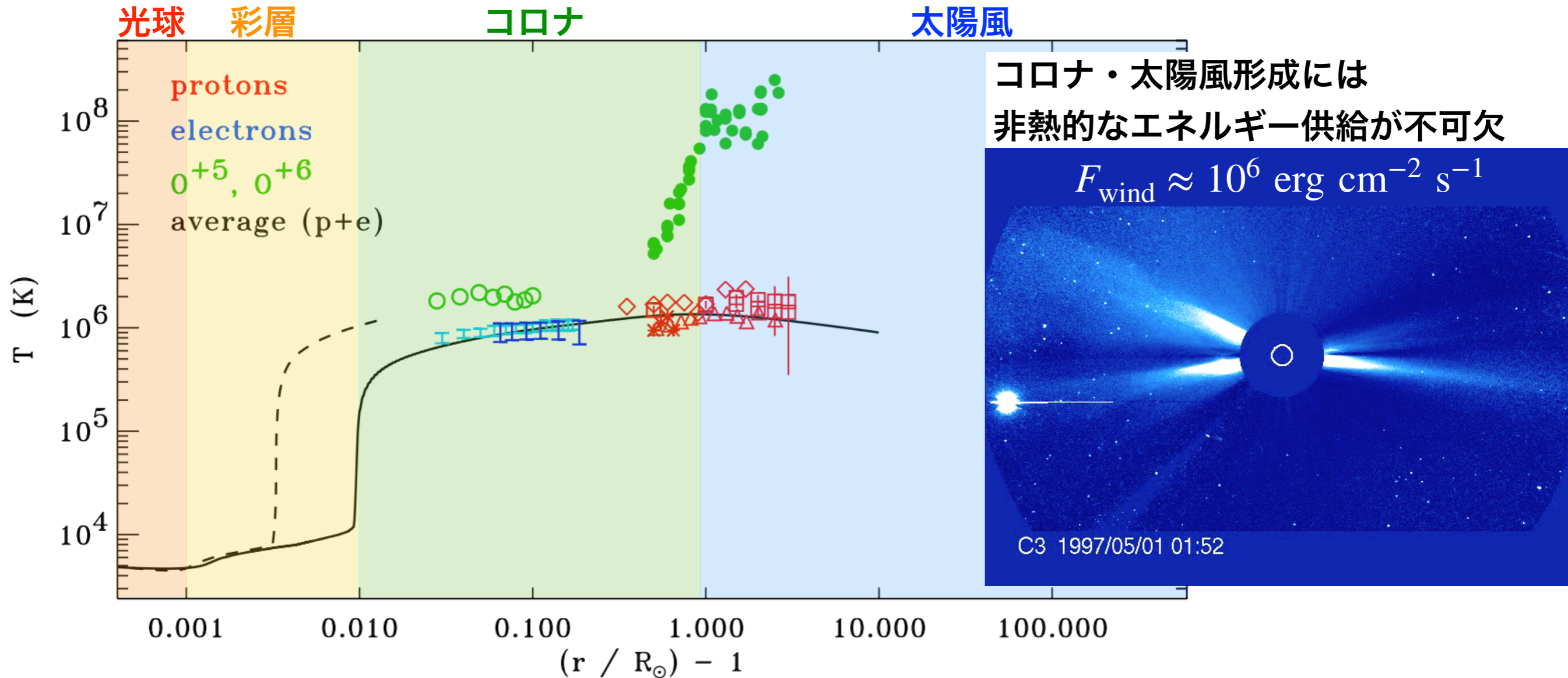


Cranmer (2009)

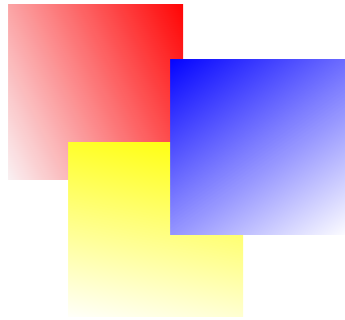


研究背景 太陽大気の温度構造

太陽大気の温度構造



Cranmer (2009)

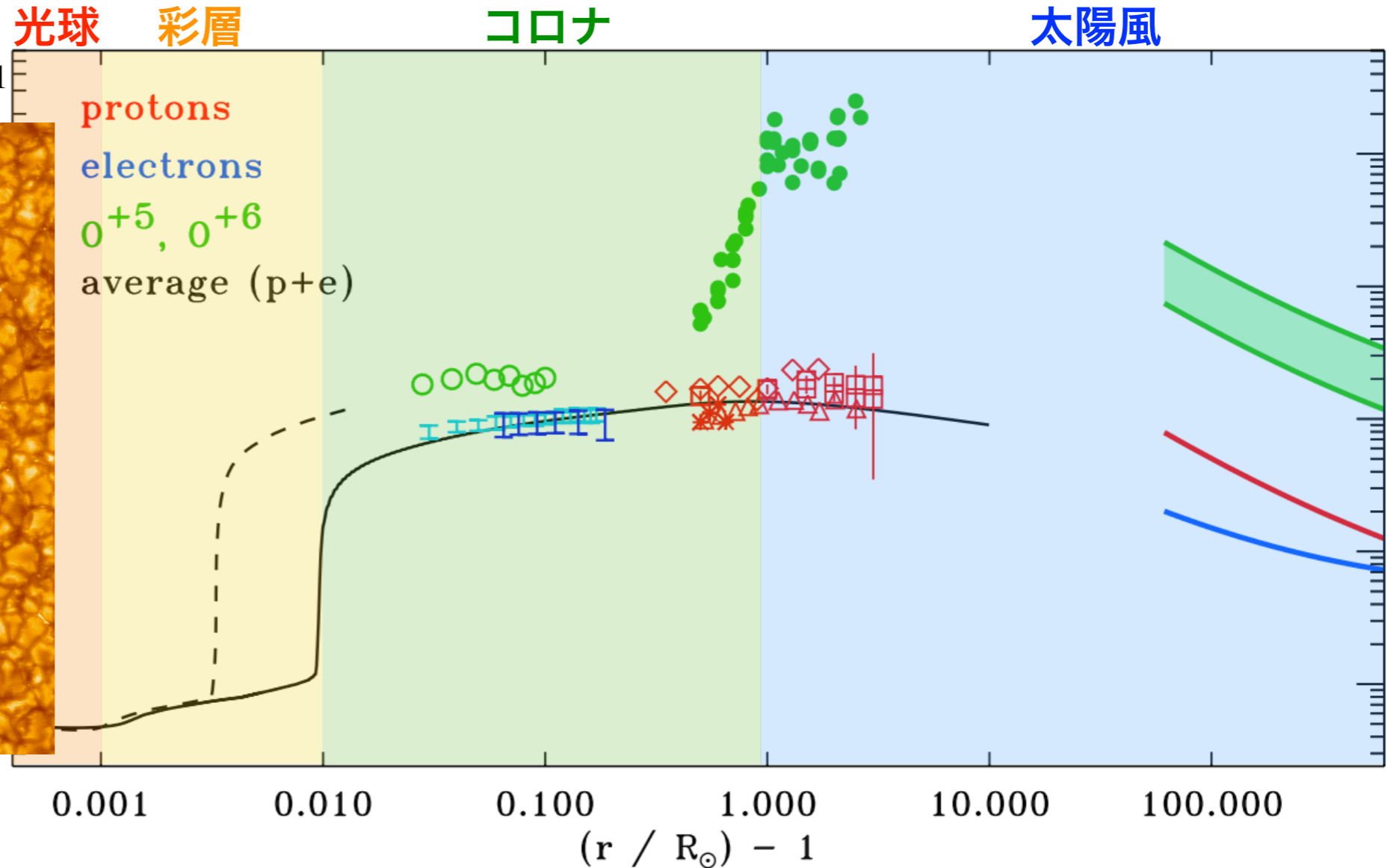
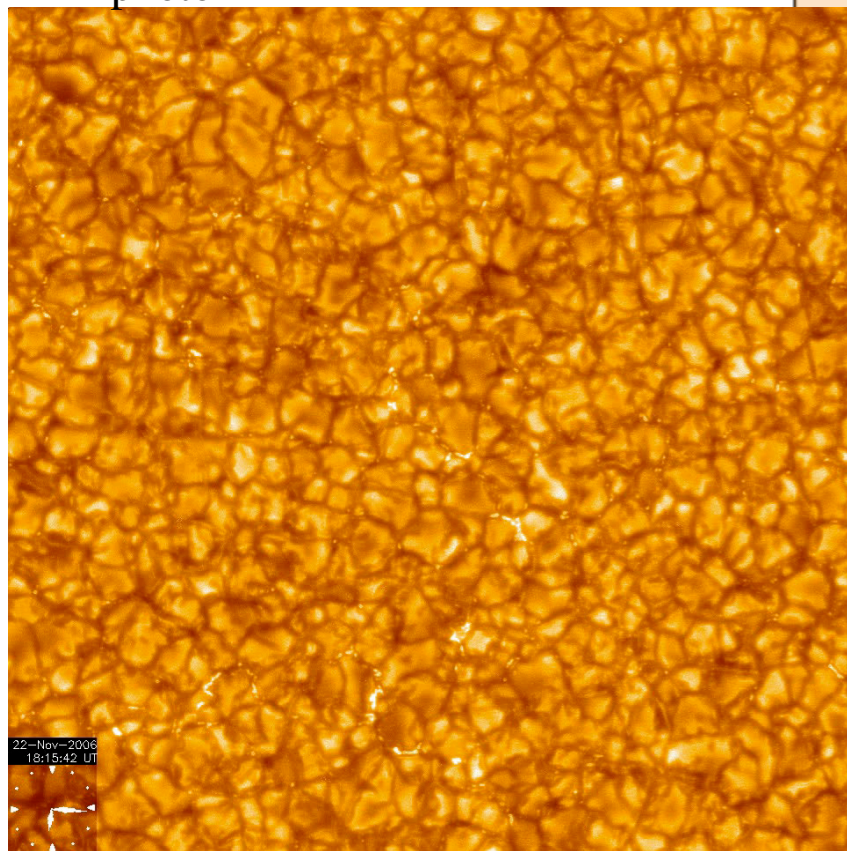


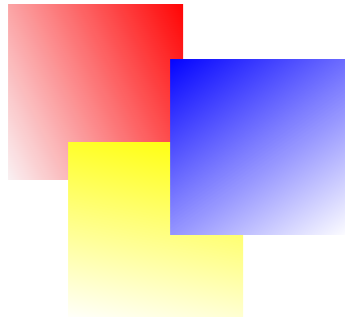
研究背景 太陽大気の温度構造

太陽大気の温度構造

太陽表面の熱対流運動

$$F_{\text{photo}} \approx 10^{8-9} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$



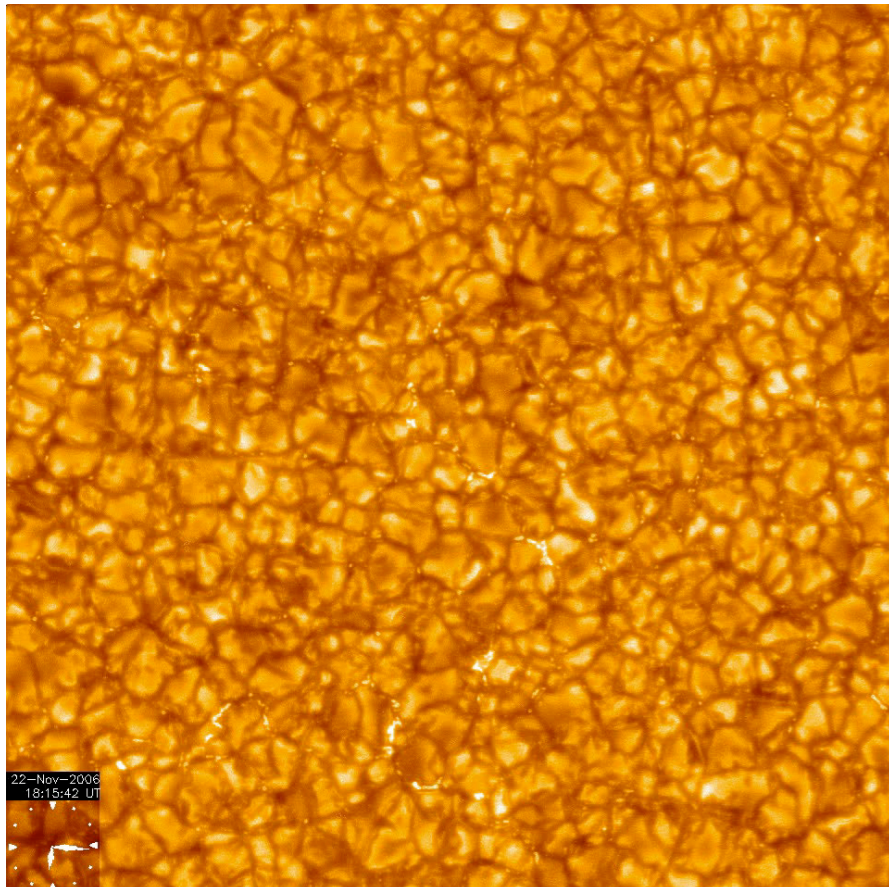


研究背景 対流による太陽風の駆動

対流による太陽風の駆動

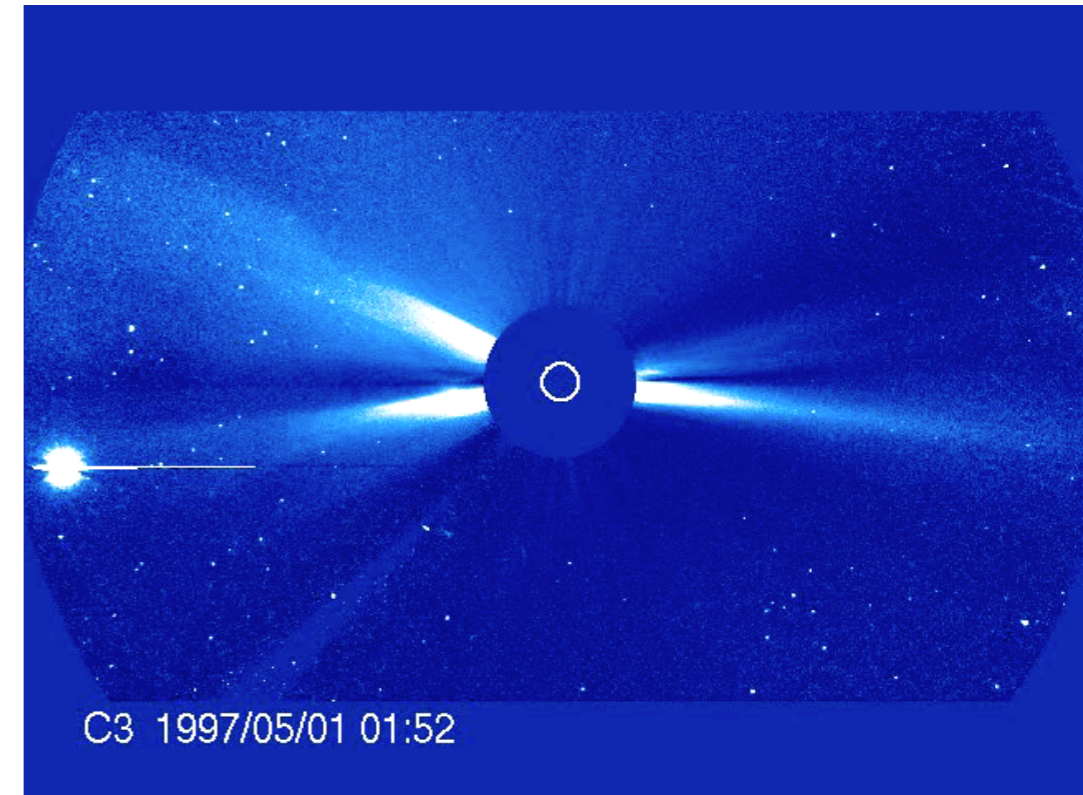
対流のエネルギーの0.1~1%を
取り出すことができれば太陽風は加速可能

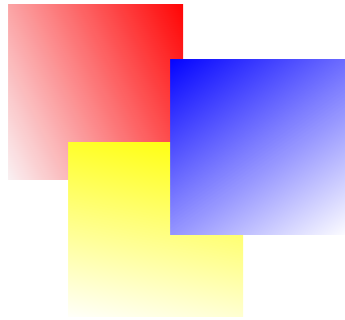
$$F_{\text{photo}} \approx 10^{8-9} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$



$$F_{\text{wind}} \approx 10^6 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

表面と太陽風は磁場で接続
磁場によるエネルギー輸送



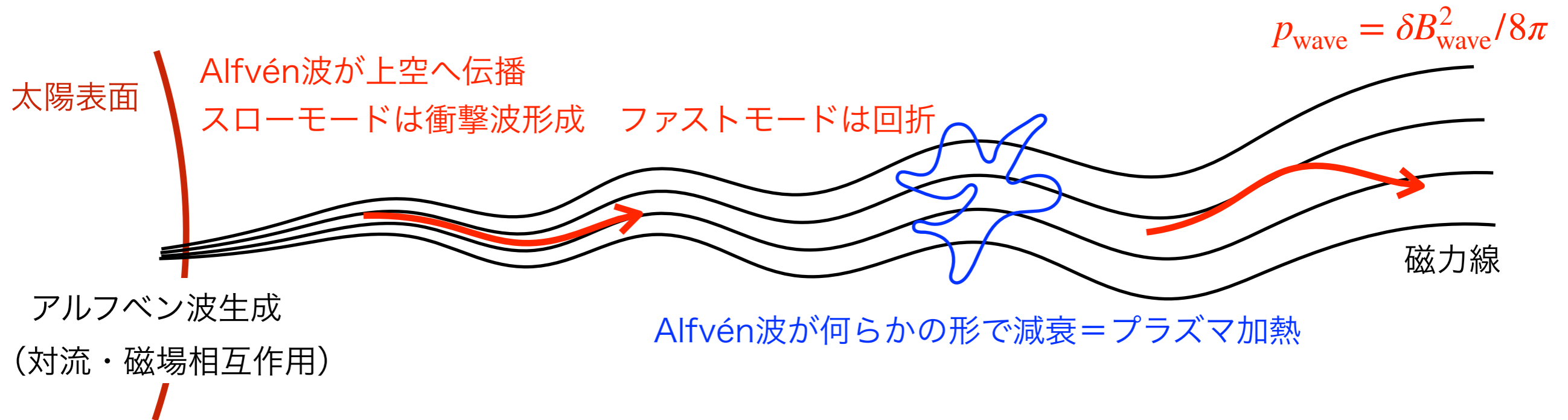


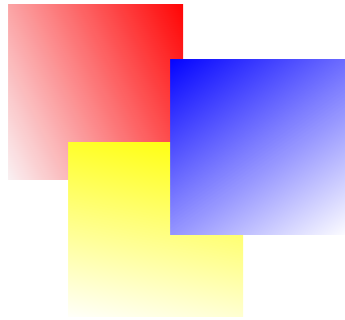
研究背景 太陽風のAlfvén波モデル

太陽風のAlfvén波モデル

1. 対流と磁場の相互作用によりAlfvén波が生成・上方へ伝播
2. Alfvén波は上方で何らかの非線形過程を介して散逸（プラズマ加熱）
3. ガス圧+Alfvén波の磁気圧でプラズマ加速

ガス圧+波の磁気圧を介して太陽風加速

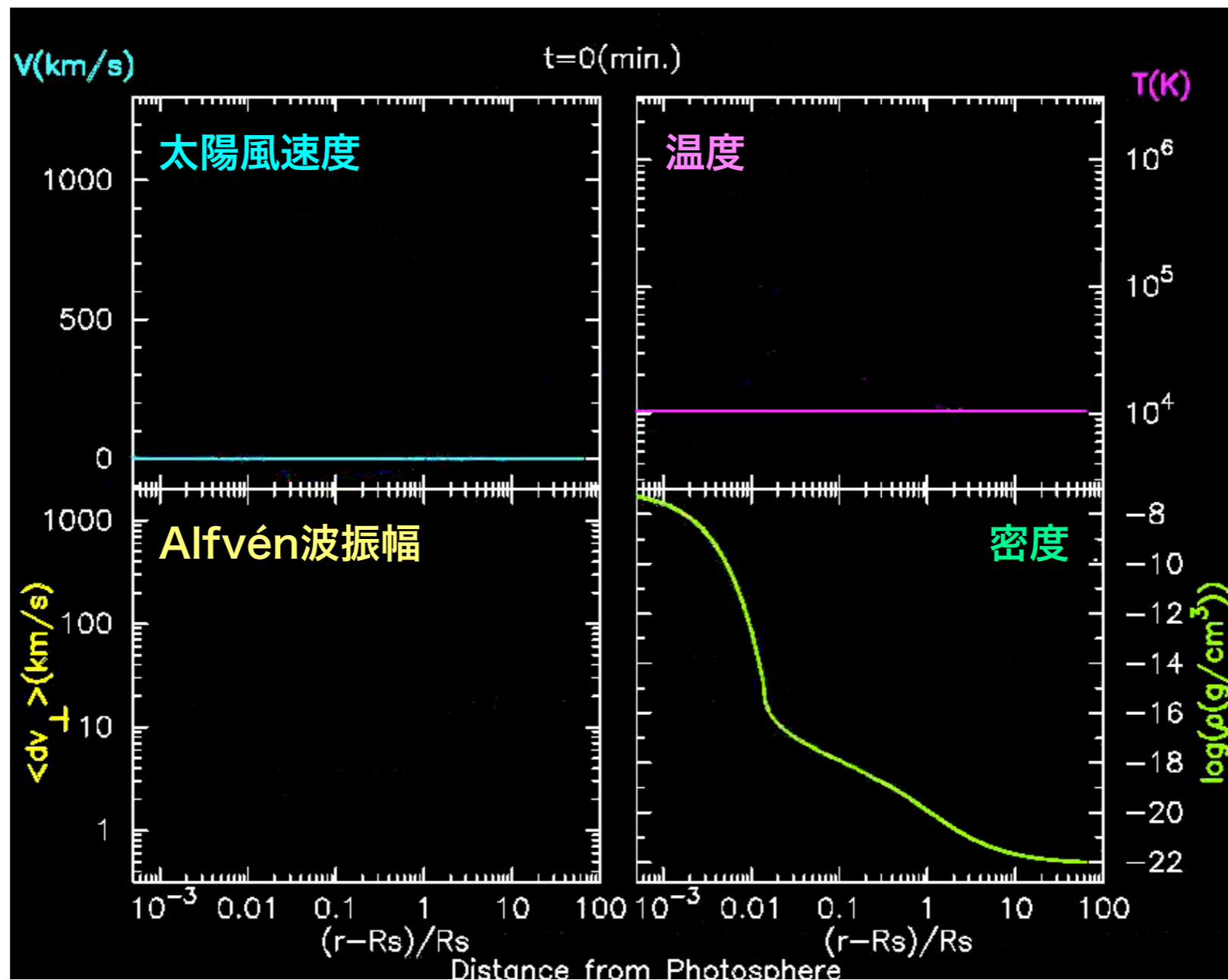


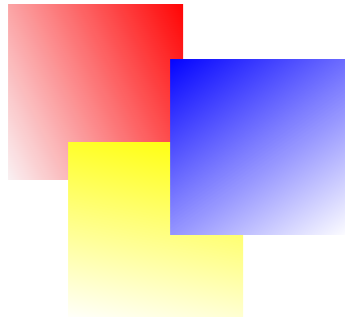


研究背景 太陽風の衝撃波加熱モデル

Suzuki & Inutsuka (2005)

一次元磁気流体数値計算を用いて Alfvén波の伝播・散逸による太陽風形成 を説明





研究背景 Alfvén波の衝撃波加熱

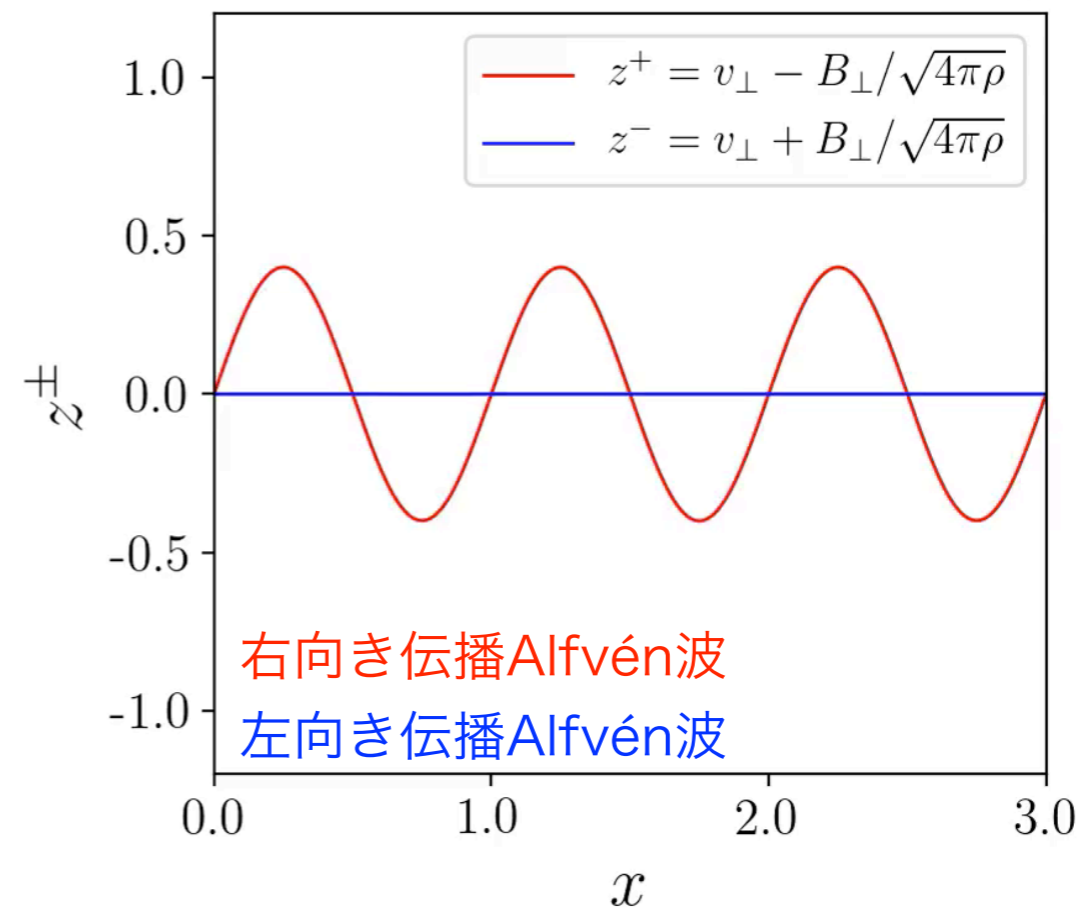
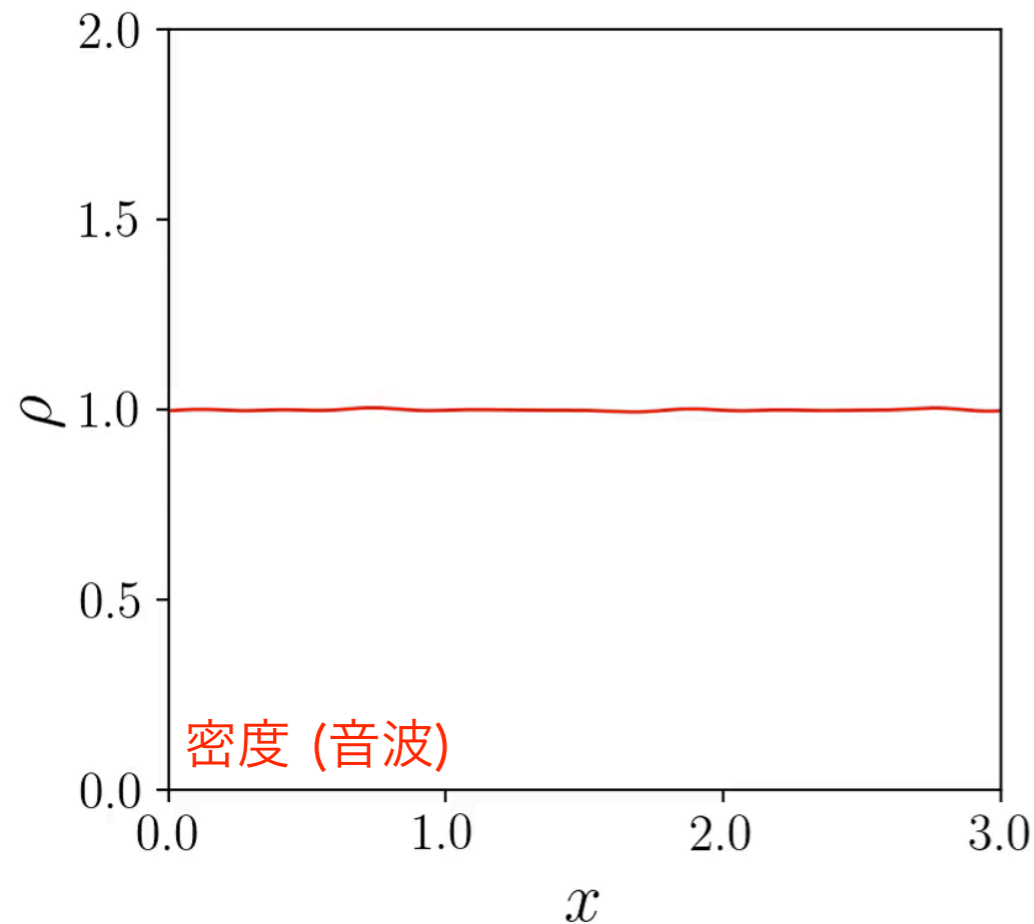
減衰不安定

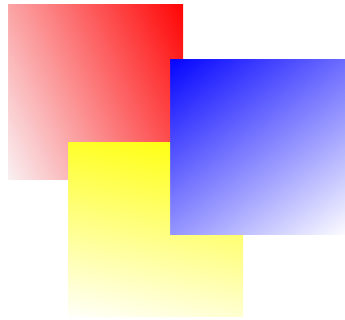
Alfvén波は（特に磁気エネルギー \gg 熱エネルギーの場合）共鳴を介し圧縮波と反射波に減衰

Sagdeev & Galeev (1969), Goldstein (1978), Derby (1978)

1D decay instability $C_s/C_A = 0.2$ $\delta B/B = 0.2$

$t = 0.00 \tau_0$

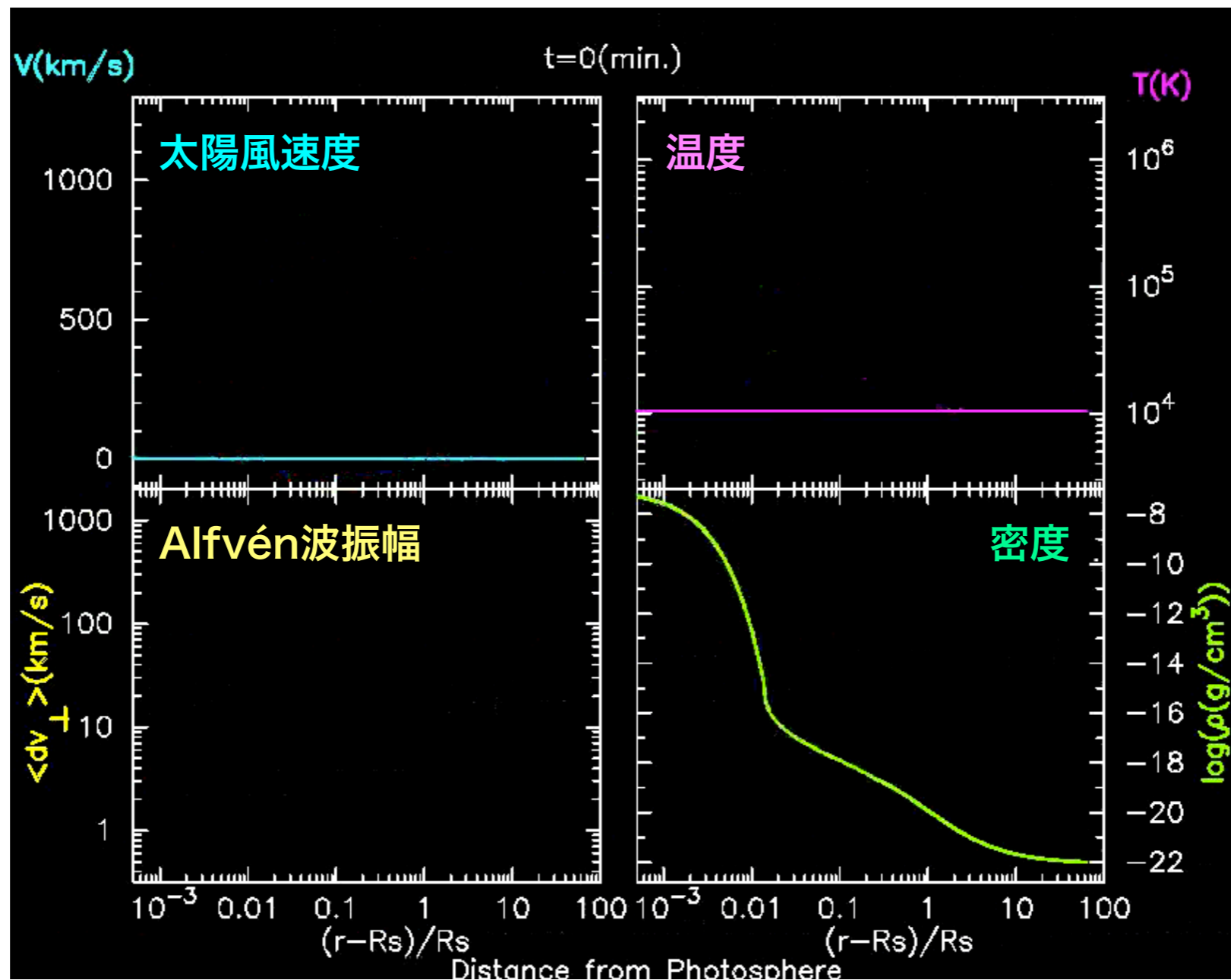


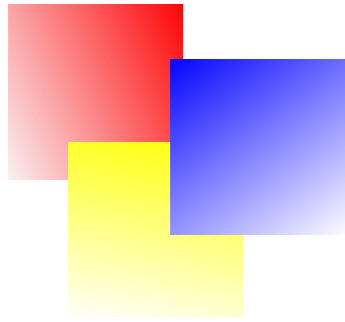


研究背景 太陽風の衝撃波加熱モデル

Suzuki & Inutsuka (2005)

一次元磁気流体数値計算を用いて Alfvén波の伝播・散逸による太陽風形成 を説明

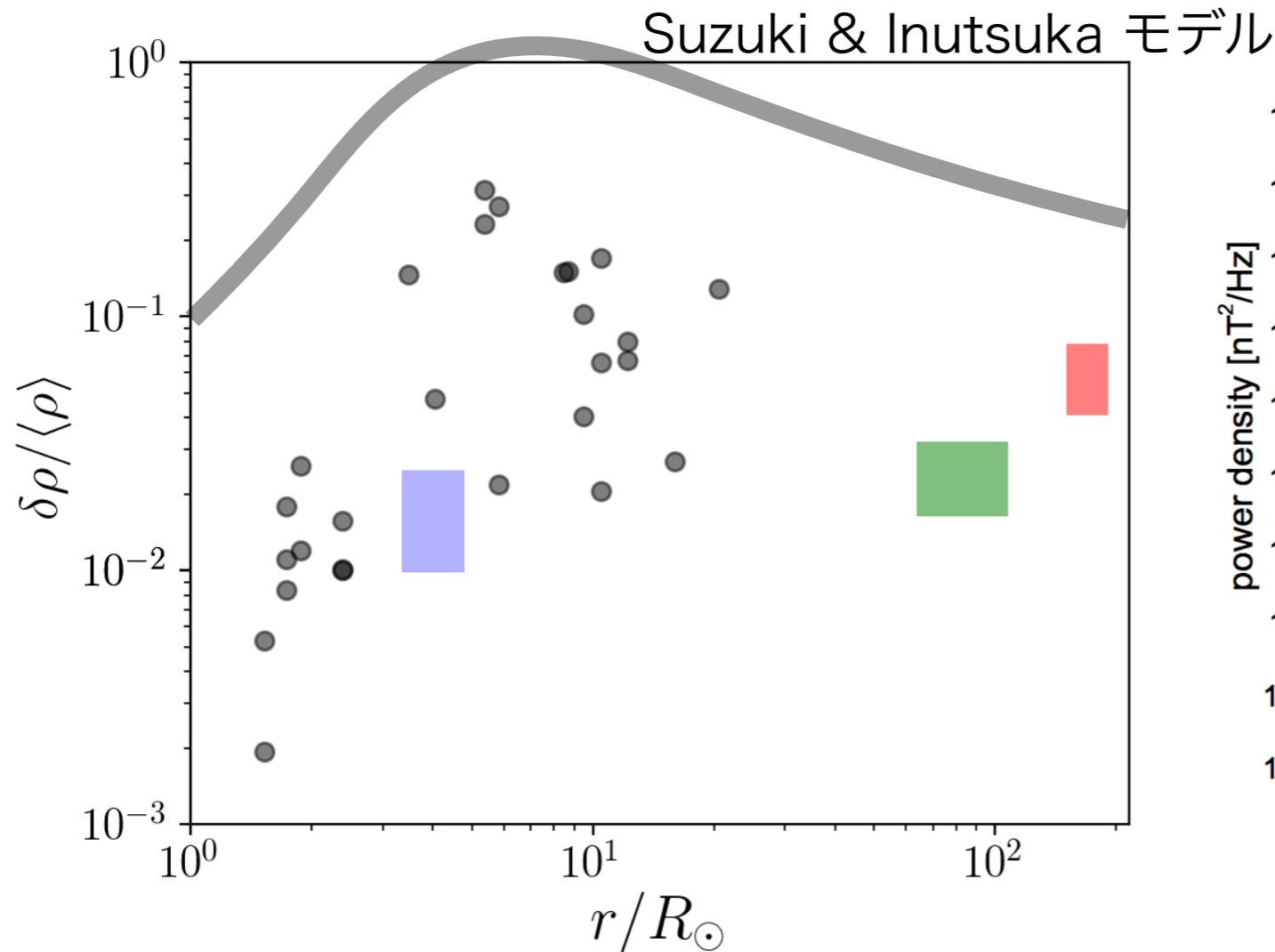




研究背景 衝撃波加熱シナリオの問題点

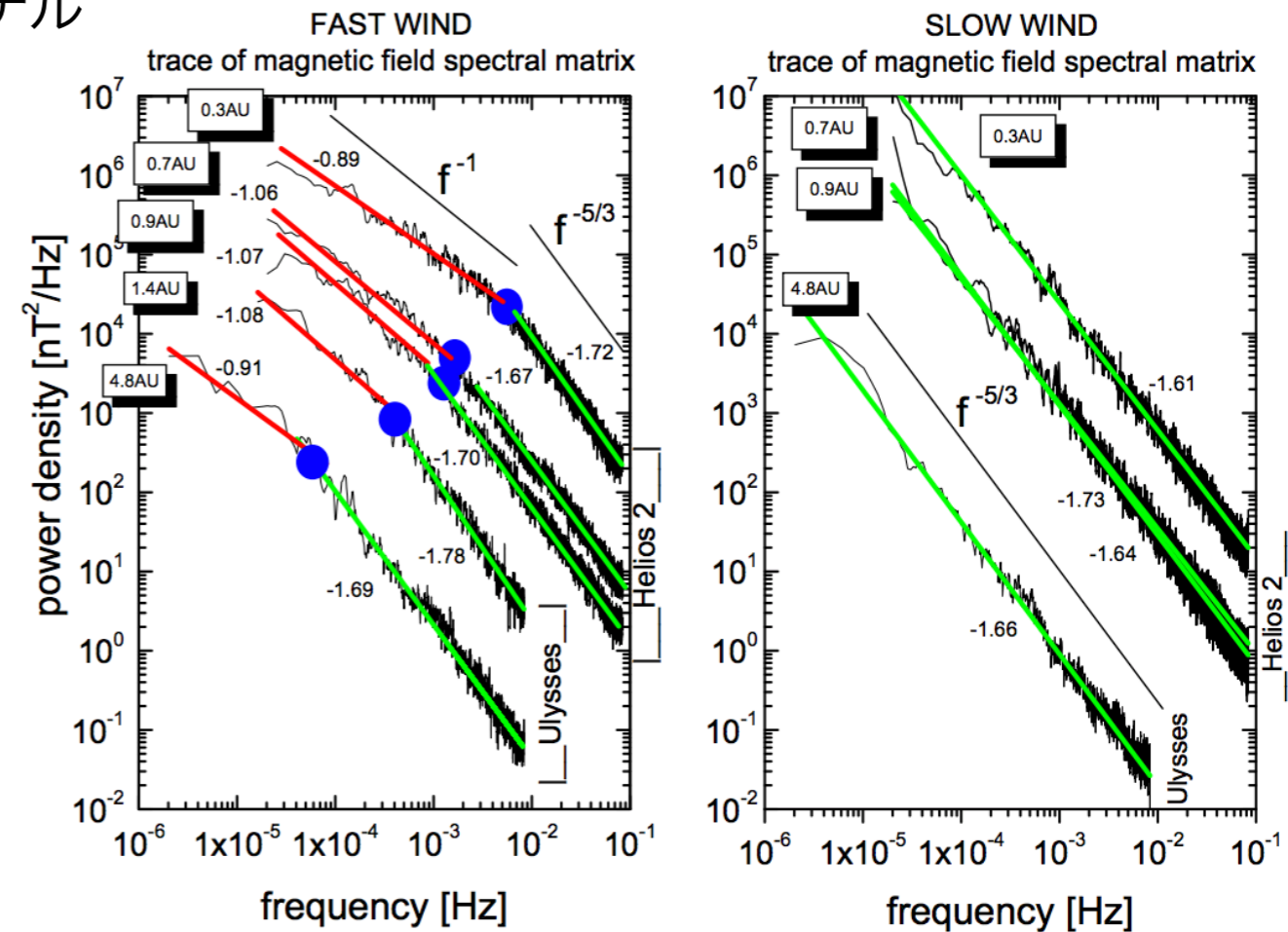
観測と不整合

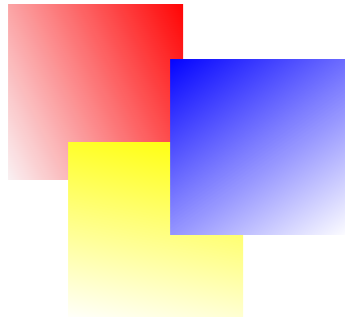
密度擾乱が観測に比べ一桁程度大きい



理論が不十分

太陽風の乱流の効果は考慮されていない





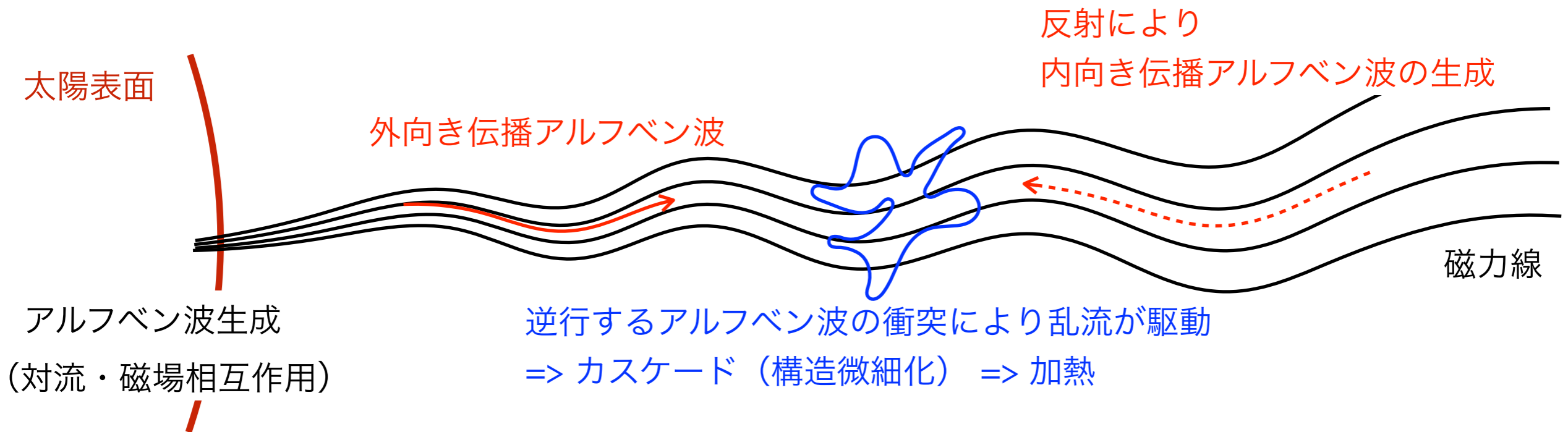
研究背景 乱流加熱シナリオ (標準モデル)

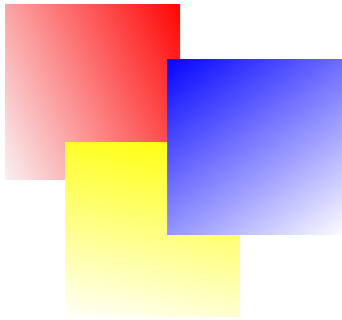
観測によると (高速) 太陽風は 磁気流体乱流状態 + 非圧縮波動 >> 圧縮性波動

標準モデル：コロナ・太陽風は Alfvén波が非圧縮性乱流により散逸 することで形成

reflection-driven Alfvén wave turbulence model

Matthaeus+ (1999), Dmitruk+ (2002), Cranmer+ (2007), Verdini+ (2010), Lionello+ (2014)

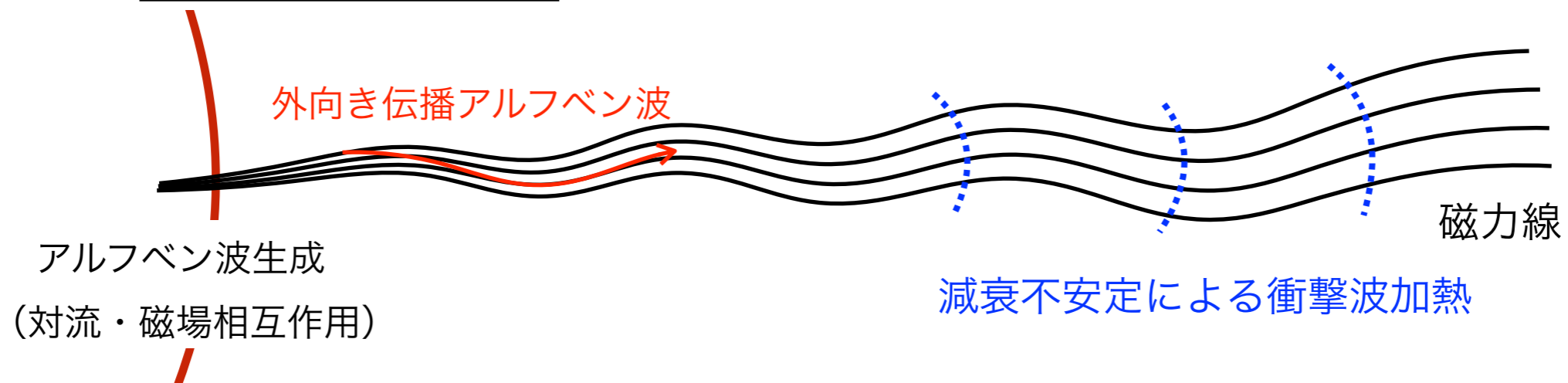




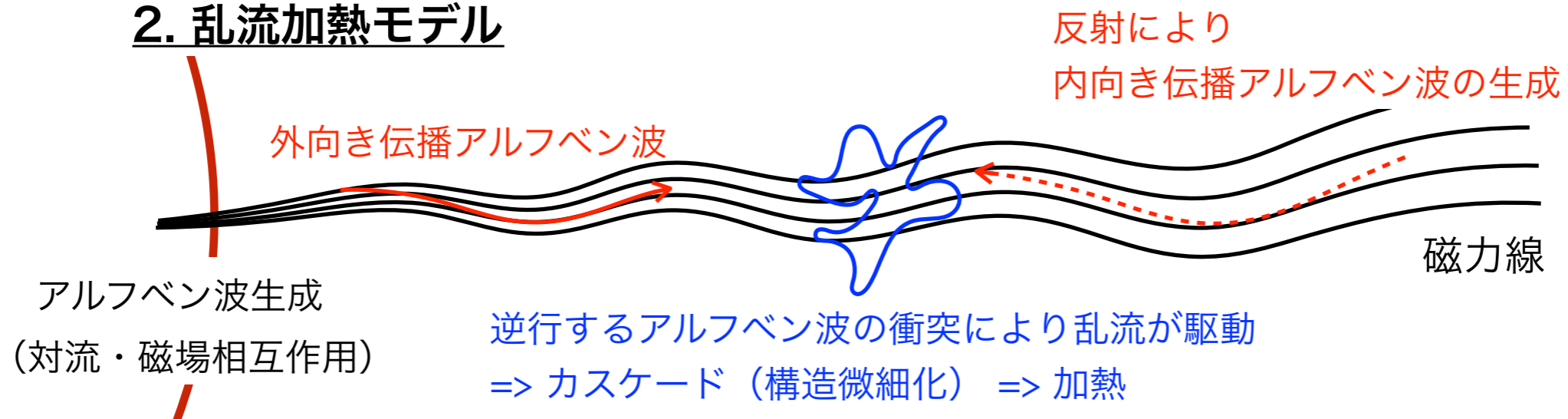
研究目的

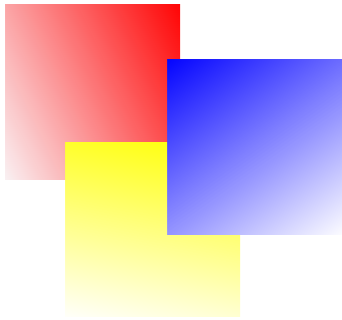
二つのモデルを統一するため、太陽風加速の三次元磁気流体シミュレーションを行う

1. 衝撃波加熱モデル



2. 乱流加熱モデル





数值計算法

基礎方程式：磁気流体方程式+重力+スピッツァー熱伝導

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{U} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (\mathbf{F}_r r^2) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \mathbf{F}_\theta + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \phi} \mathbf{F}_\phi = \mathbf{S}$$

$\mathbf{S} =$

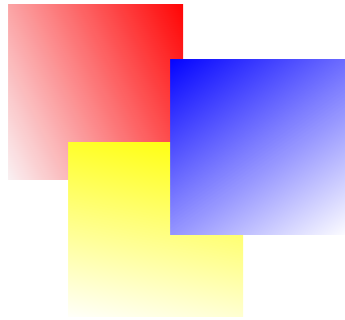
$$\begin{pmatrix} 0 \\ \rho (v_\theta^2 + v_\phi^2) / r + \left(2p + \frac{B_r^2}{4\pi} \right) / r + \rho g \\ \left(\frac{1}{4\pi} B_r B_\theta - \rho v_r v_\theta \right) / r \\ \left(\frac{1}{4\pi} B_r B_\phi - \rho v_r v_\phi \right) / r \\ 2\psi / r \\ (v_r B_\theta - v_\theta B_r) / r \\ (v_r B_\phi - v_\phi B_r) / r \\ \rho g v_r + Q_{\text{cnd}} \\ -\frac{c_h^2}{c_p^2} \psi \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho v_r \\ \rho v_\theta \\ \rho v_\phi \\ B_r \\ B_\theta \\ B_\phi \\ e \\ \psi \end{pmatrix}$$

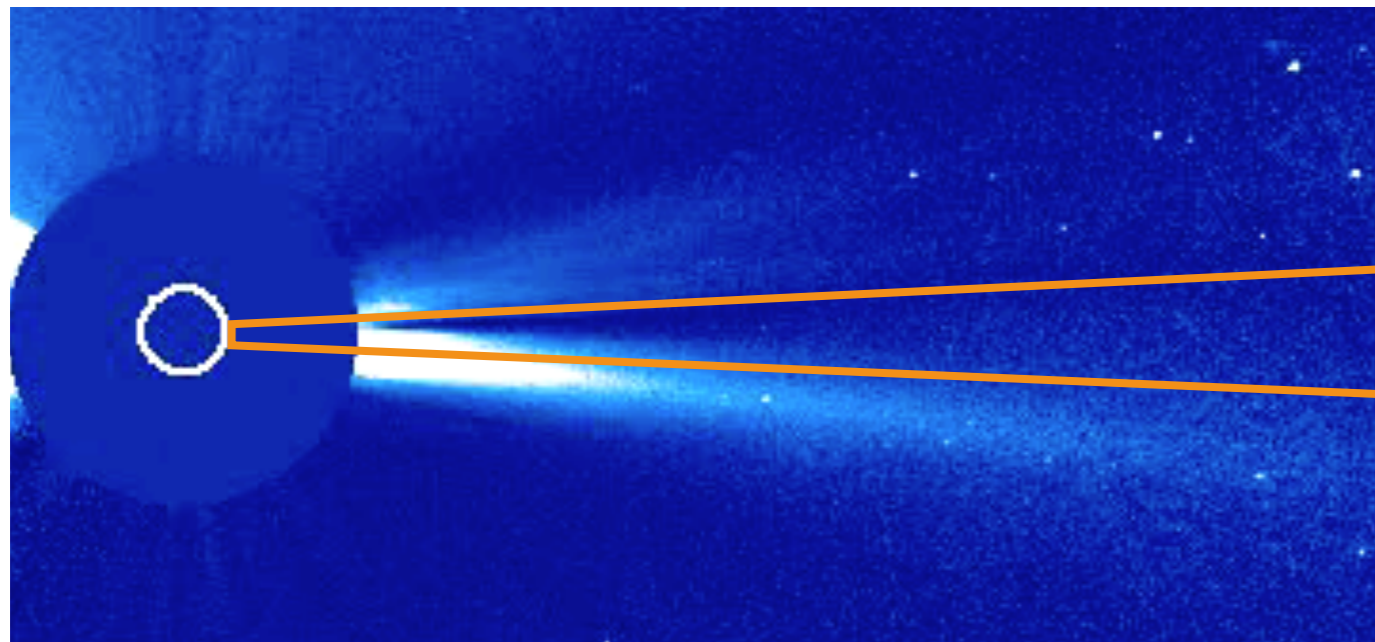
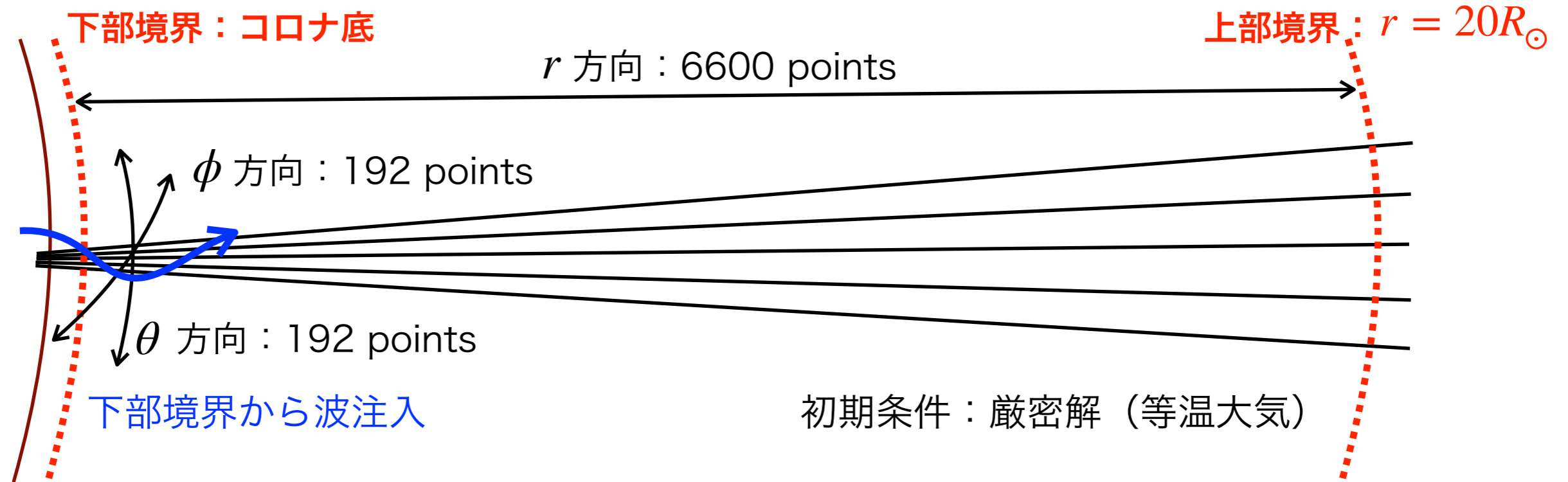
$$\mathbf{F}_r = \begin{pmatrix} \rho v_r \\ \rho v_r^2 - \frac{B_r^2}{4\pi} + p_T \\ \rho v_r v_\theta - \frac{B_r B_\theta}{4\pi} \\ \rho v_r v_\phi - \frac{B_r B_\phi}{4\pi} \\ \psi \\ v_r B_\theta - v_\theta B_r \\ v_r B_\phi - v_\phi B_r \\ (e + p_T) v_r - \frac{B_r}{4\pi} (\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}) \\ c_h^2 B_r \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{F}_\theta = \begin{pmatrix} \rho v_\theta \\ \rho v_r v_\theta - \frac{1}{4\pi} B_r B_\theta \\ \rho v_\theta^2 - \frac{1}{4\pi} B_\theta^2 + p_T \\ \rho v_\theta v_\phi - \frac{1}{4\pi} B_\theta B_\phi \\ v_\theta B_r - v_r B_\theta \\ \psi \\ v_\theta B_\phi - v_\phi B_\theta \\ (e + p_T) v_\theta - \frac{B_\theta}{4\pi} (\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}) \\ c_h^2 B_\theta \end{pmatrix}$$

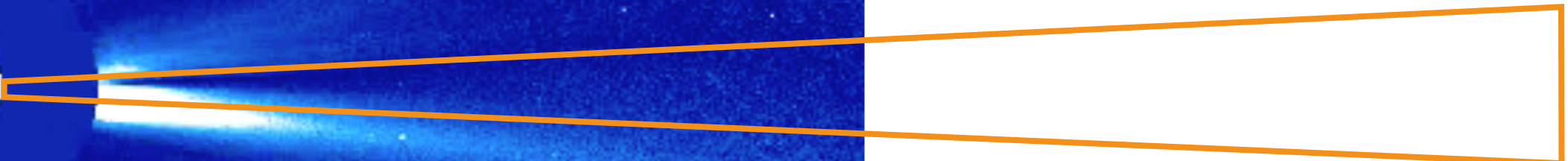
$$\mathbf{F}_\phi = \begin{pmatrix} \rho v_\phi \\ \rho v_r v_\phi - \frac{1}{4\pi} B_r B_\phi \\ \rho v_\theta v_\phi - \frac{1}{4\pi} B_\theta B_\phi \\ \rho v_\phi^2 - \frac{1}{4\pi} B_\phi^2 + p_T \\ v_\phi B_r - v_r B_\phi \\ v_\phi B_\theta - v_\theta B_\phi \\ \psi \\ (e + p_T) v_\phi - \frac{B_\phi}{4\pi} (\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}) \\ c_h^2 B_\phi \end{pmatrix}$$

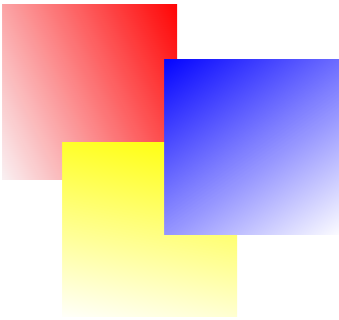


数值計算法



計算領域





何故この計算は難しいか？

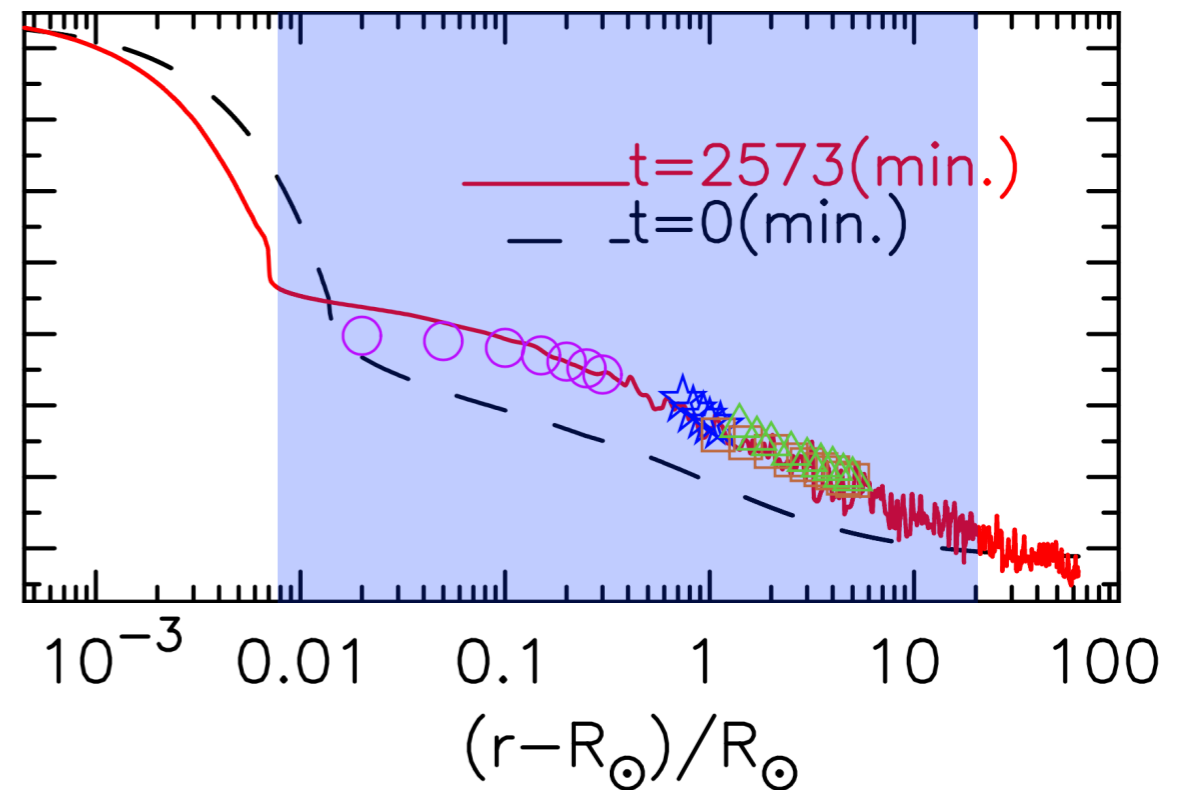
太陽風加速の三次元磁気流体シミュレーションは世界初！

太陽風シミュレーションの難点1：大きな密度ギャップ

Suzuki & Inutsuka (2005)
太陽表面から太陽風 (15桁差)

今回のシミュレーション
コロナ底から太陽風 (6桁差)

$\log(\rho(\text{g cm}^{-3}))$

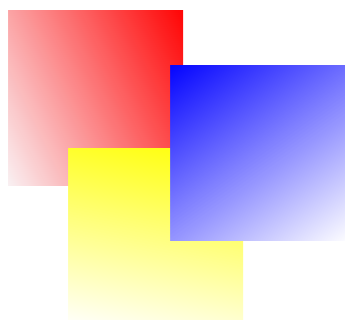


太陽風シミュレーションの難点2：高速熱伝導

太陽風加速に要する時間： $\tau_{\text{sim}} \approx 10^5 \text{ s}$

熱伝導のタイムスケール： $\tau_{\text{cnd}} \approx 10^{-5} \text{ s}$

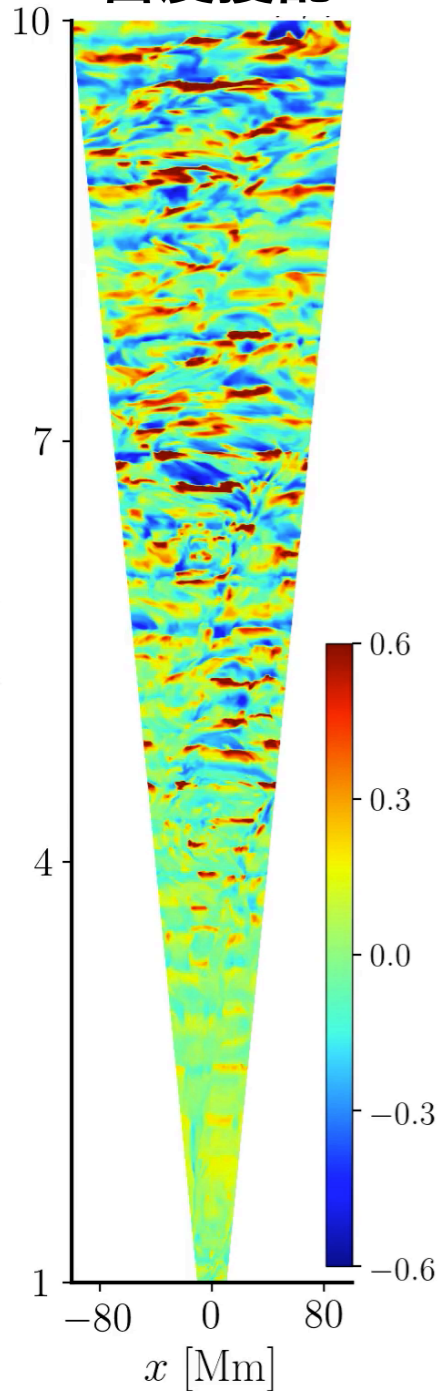
高次精度・安定な磁気流体ソルバー
+ 高速熱伝導解法(super-time-stepping法)
の新たなコードを開発し克服



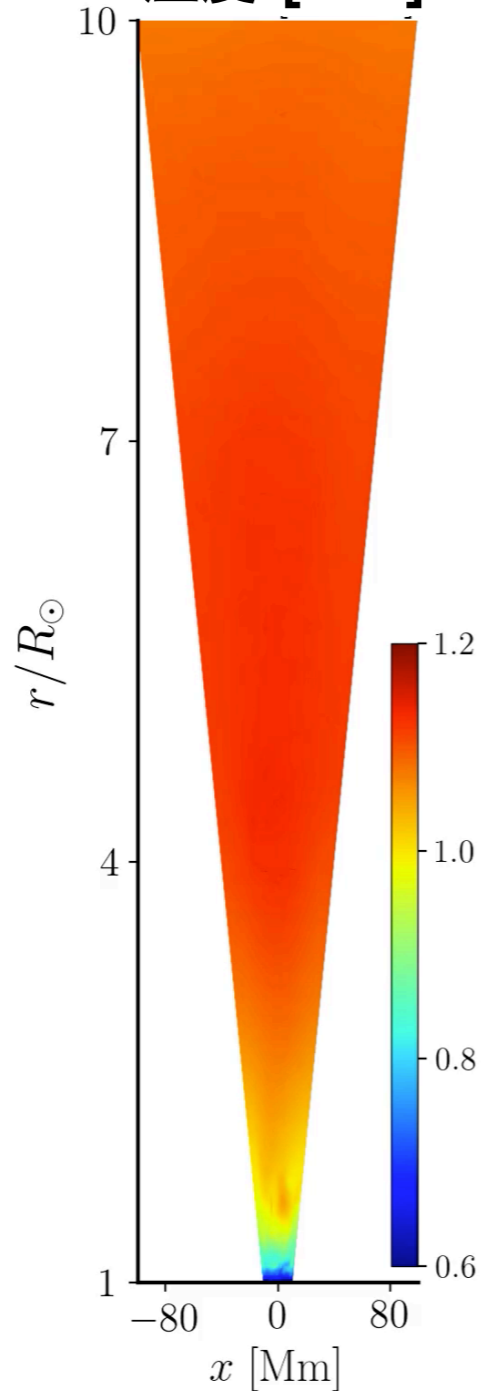
計算結果 鉛直断面

$t = 860.00$ min.

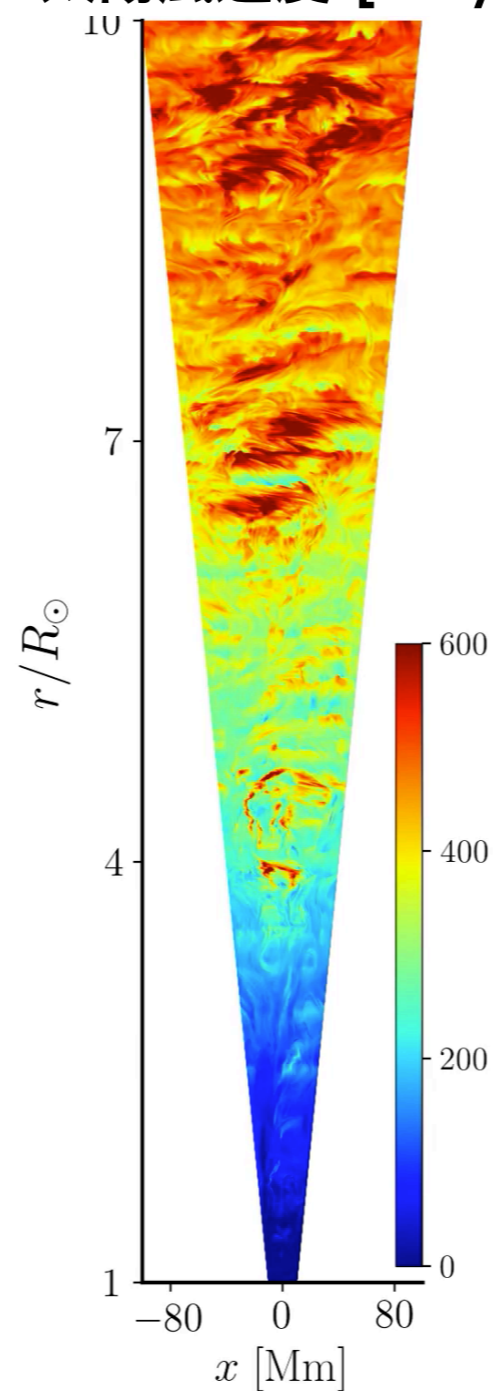
密度擾乱



温度 [MK]

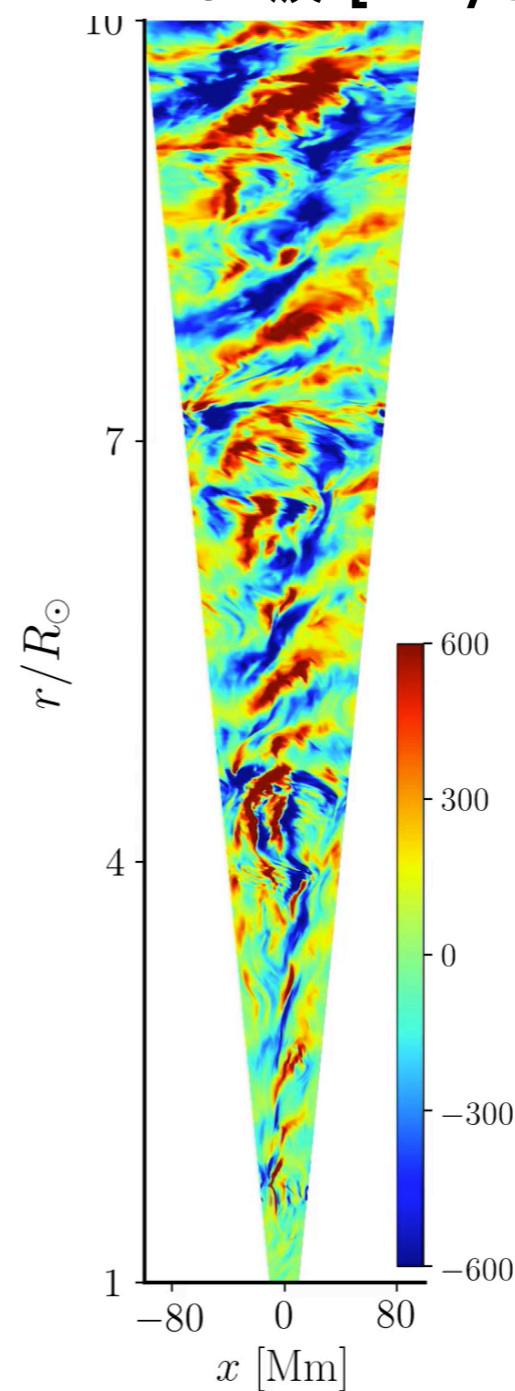


太陽風速度 [km/s]



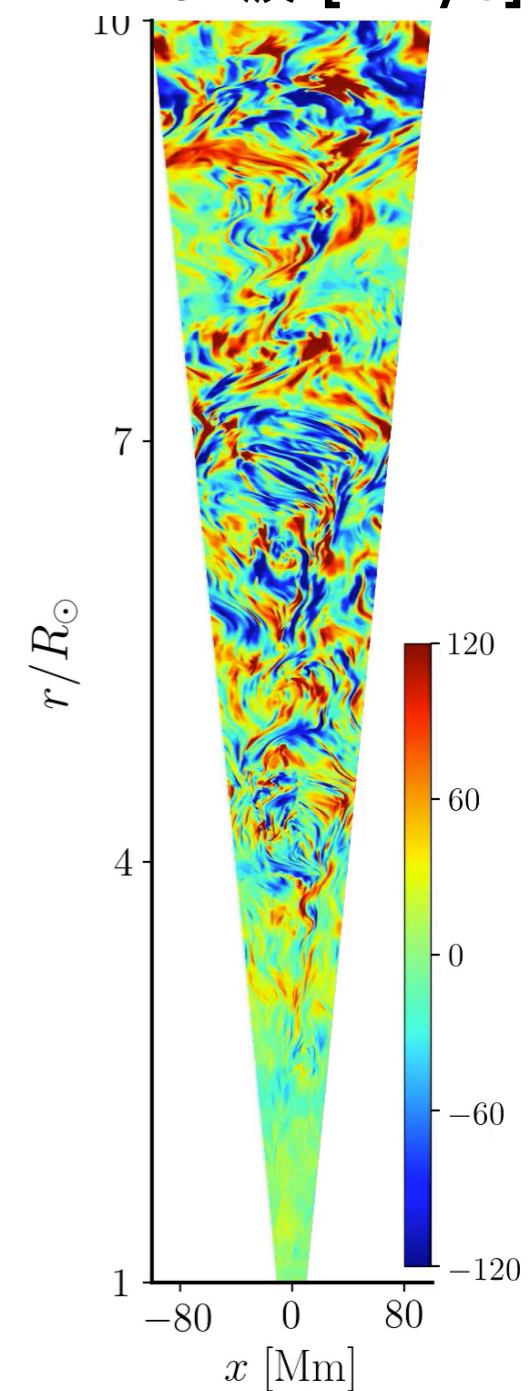
外向き伝播

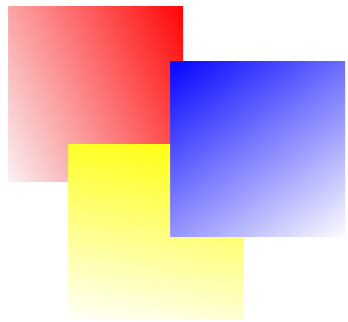
Alfvén波 [km/s]



内向き伝播

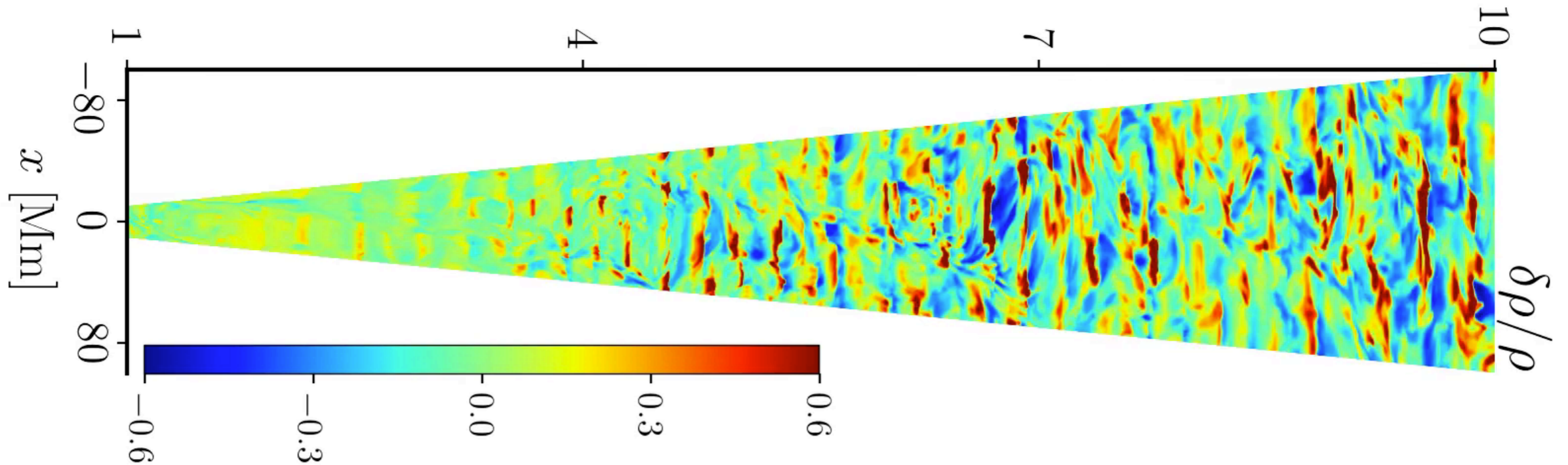
Alfvén波 [km/s]



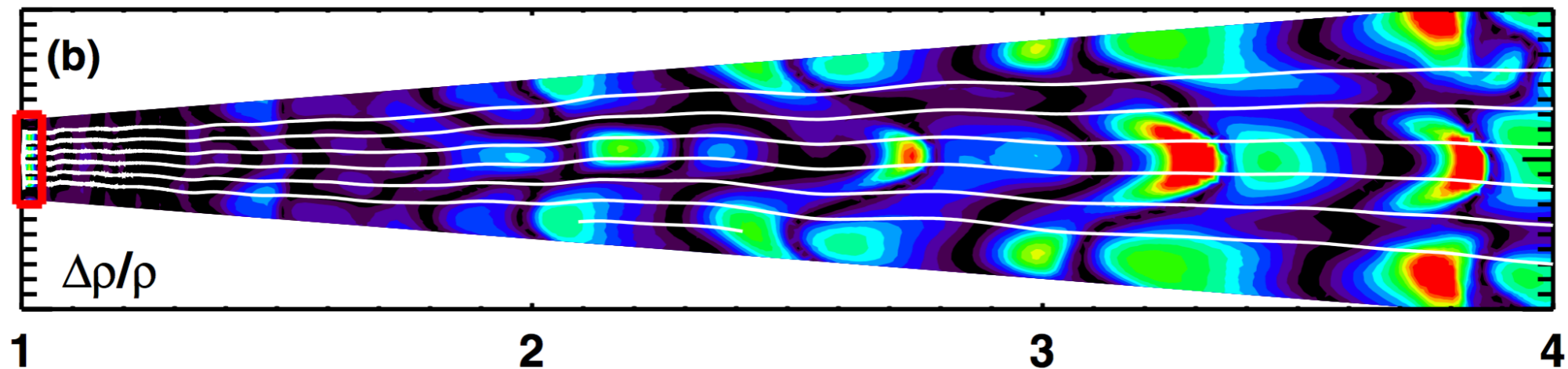


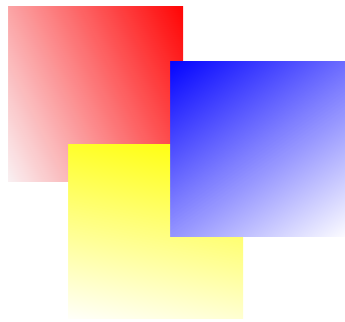
計算結果 密度擾乱

今回の計算で得られた密度の乱流構造 (三次元)



これまでの計算で得られた密度の乱流構造 (二次元 : Matsumoto&Suzuki 2012)

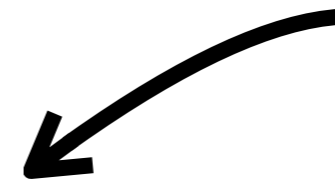
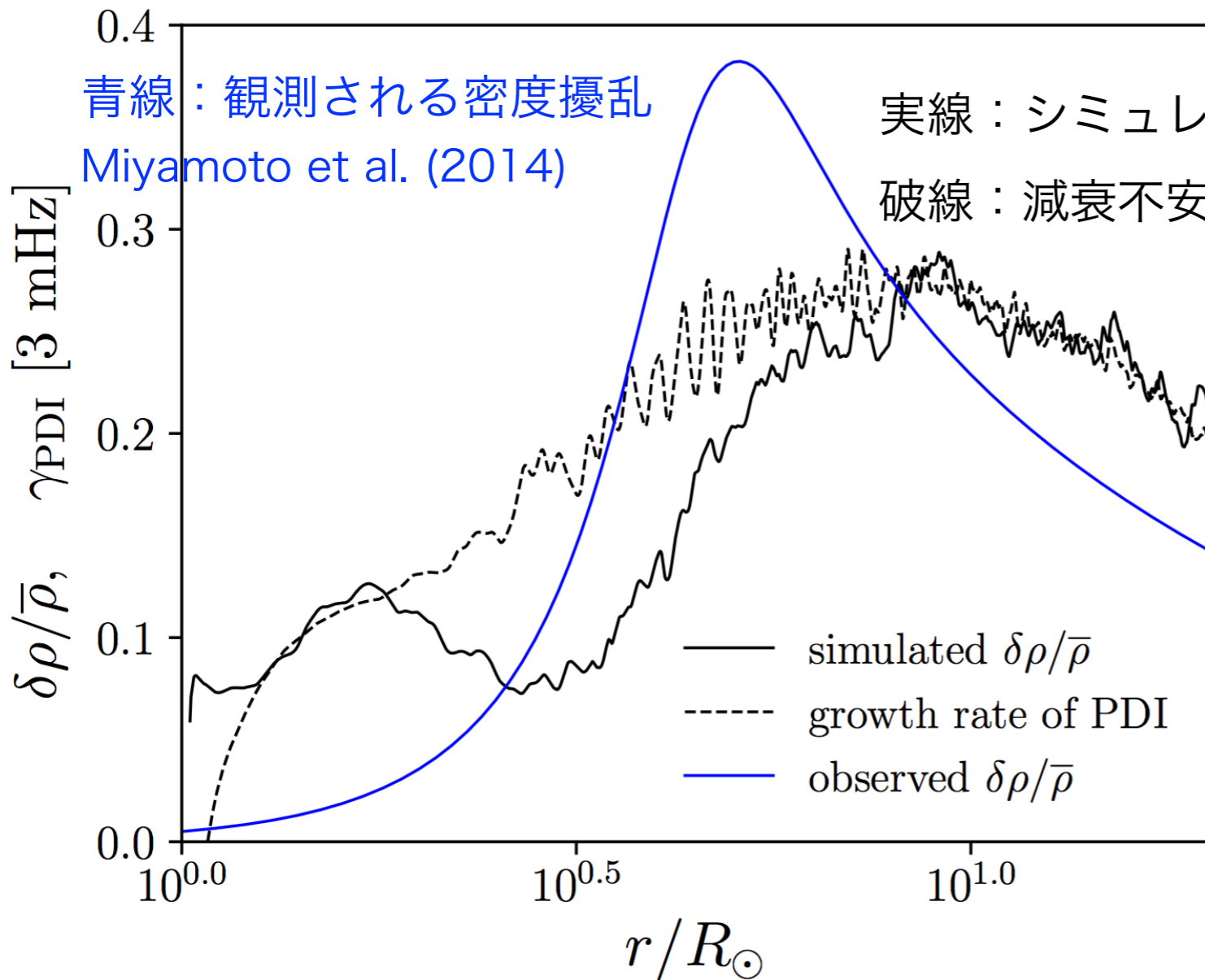




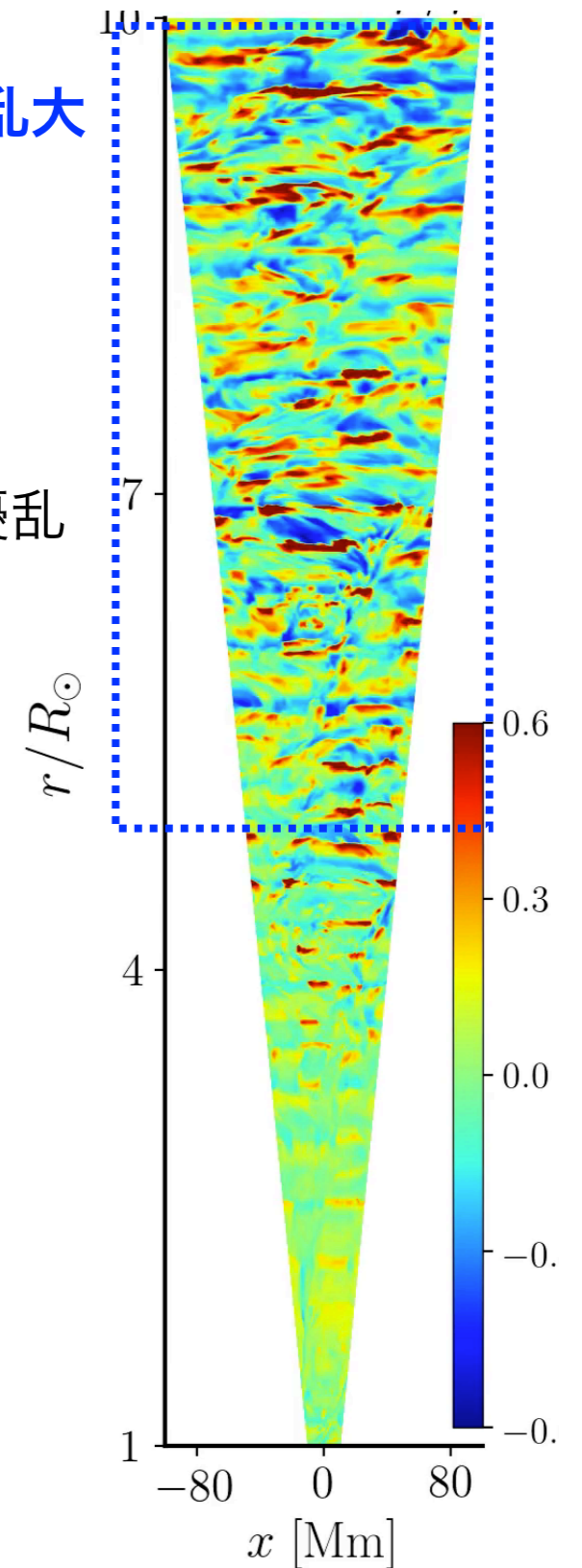
計算結果 密度擾乱

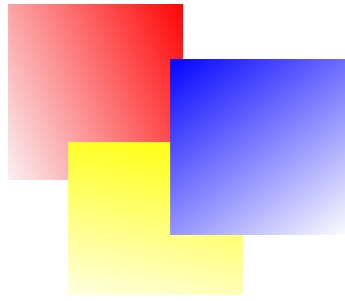
太陽風加速領域で密度擾乱大

減衰不安定による密度擾乱の生成



$t = 860.00$ min.
密度擾乱





計算結果 Alfvén波のダイナミクス

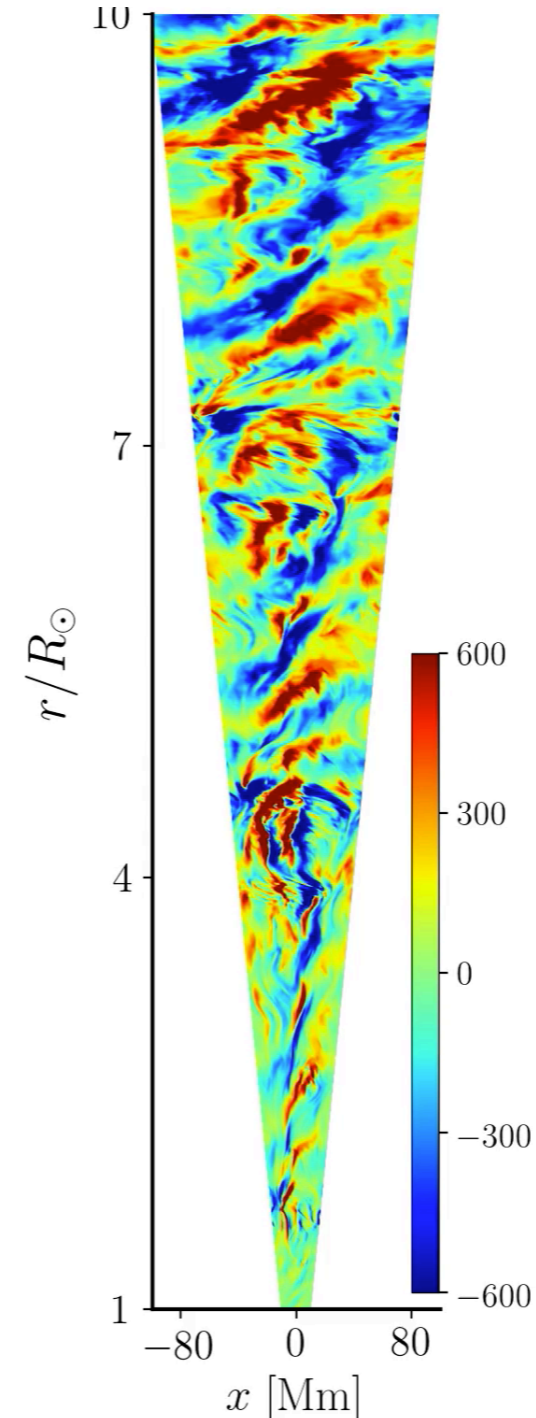
外向きAlfvén波と内向きAlfvén波で
乱流の様子が異なる

外向き伝播Alfvén波：
ほぼ構造を維持＋伝播特性（外向き伝播）明らか
=**弱乱流 (weak turbulence) 状態**

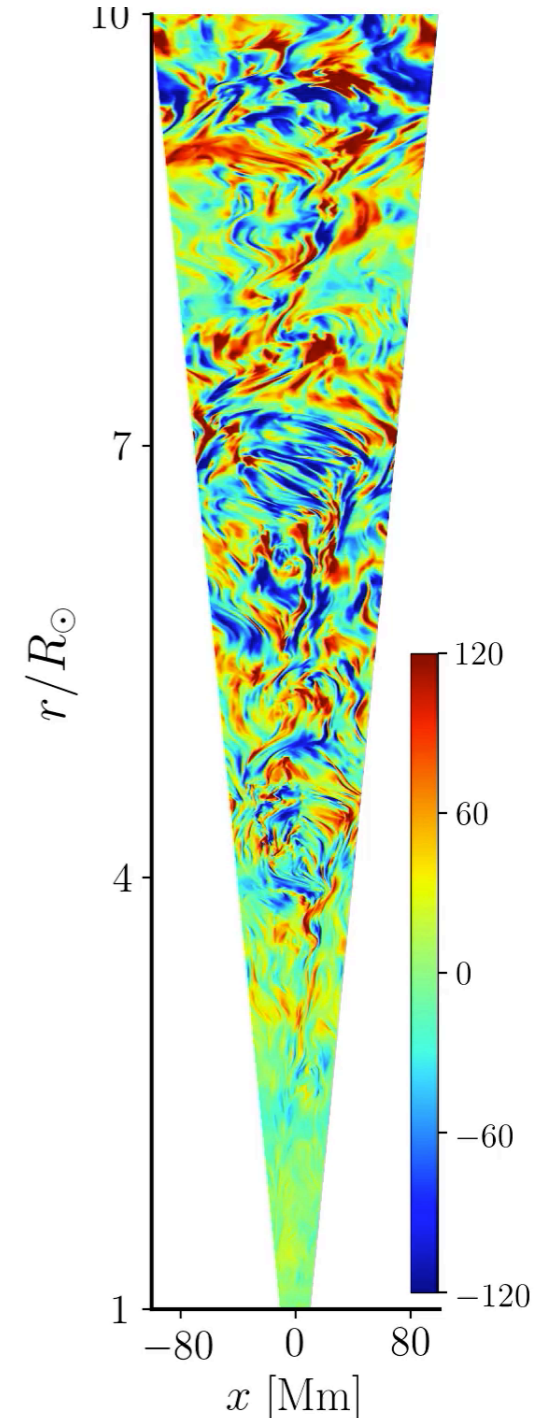
内向き伝播Alfvén波：
構造崩壊＋伝播特性（内向き伝播）不明瞭
=**強乱流 (strong turbulence) 状態**

モードによって乱流のレジームが異なる

外向き伝播
Alfvén波 [km/s]



内向き伝播
Alfvén波 [km/s]



計算結果 Alfvén波のダイナミクス

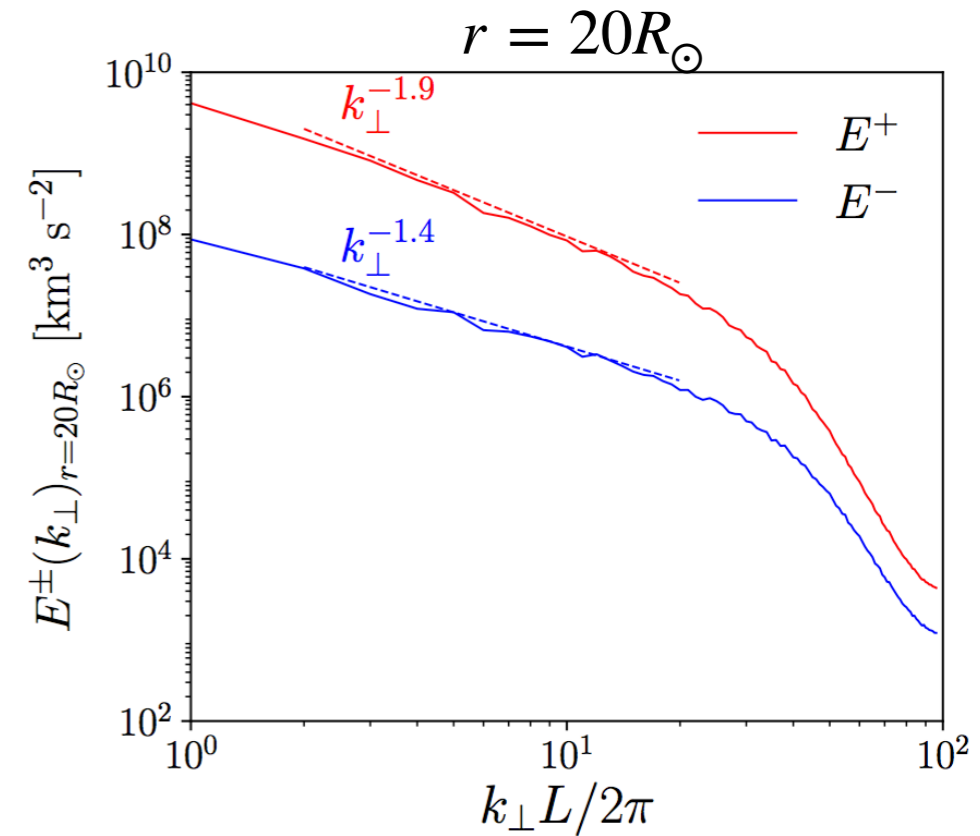
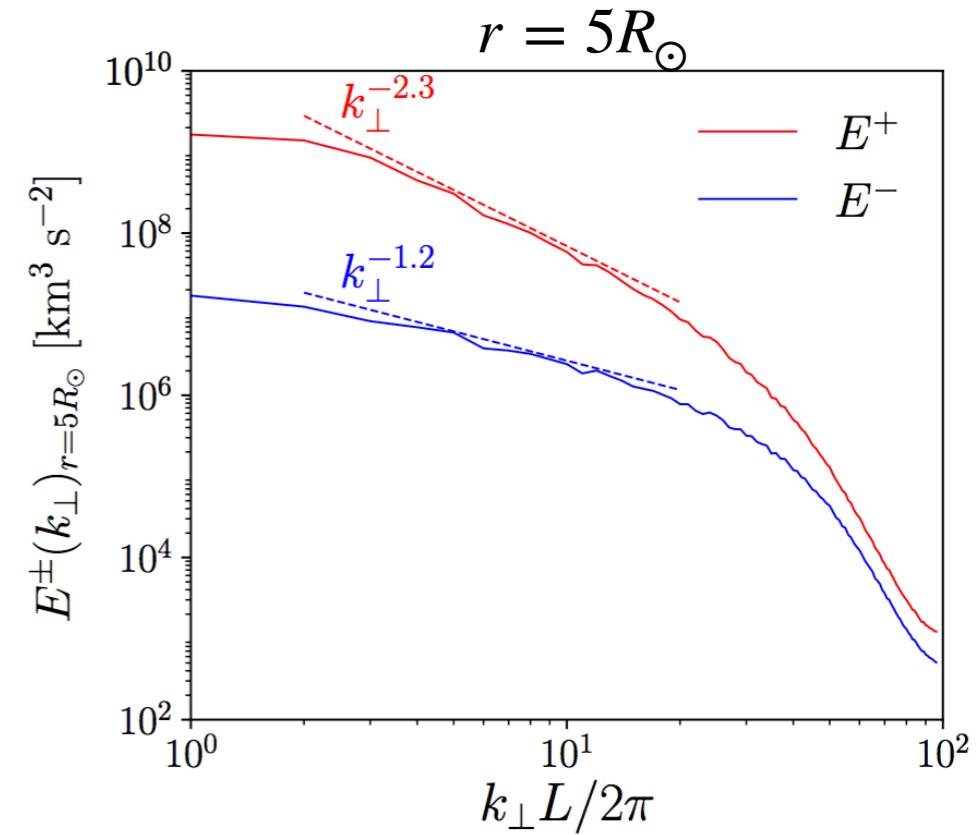
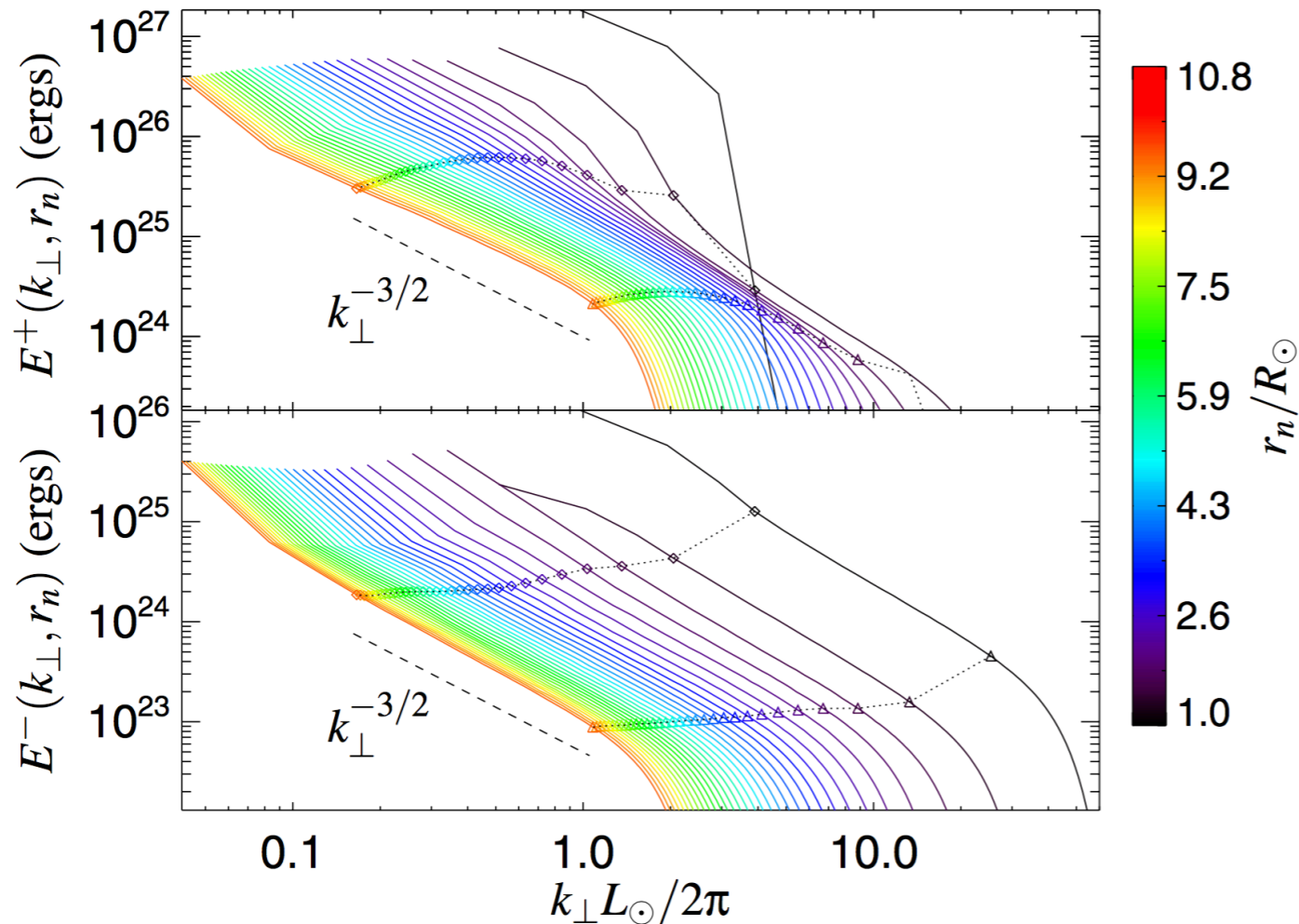
Alfvén波の水平波数スペクトル

外向きAlfvén波と内向きAlfvén波でスペクトルが異なる

場所によってもスペクトルが異なる

非圧縮モデルのスペクトル

(Perez & Chandran 2013)





まとめ

太陽風加速の理論モデルとして衝撃波加熱モデル、乱流加熱モデルの二つのモデルが存在。両者を統一した新たな理解に向け世界初の三次元磁気流体シミュレーションを行なった。

Suzuki & Inutsuka（一次元）モデルで予言される、太陽風加速領域での密度擾乱が三次元シミュレーションでも確認された。密度擾乱の大きさは一次元計算に比べより観測と整合的に。

太陽風乱流は上向きAlfvén波と下向きAlfvén波の構造に差が生じる不均衡磁気流体乱流状態にある。また密度擾乱の存在により乱流のスペクトルが大きく変化する。