

## 2-3-2 太陽-太陽風結合系 MHD シミュレーションモデル

### 2-3-2 A 3-D MHD Simulation Model of the Solar Corona-Solar Wind System

中溝 葵 久保勇樹 田中高史

NAKAMIZO Aoi, KUBO Yûki, and TANAKA Takashi

#### 要旨

宇宙天気諸現象の原因の一つである「太陽風」の予測へ向け、太陽表面から地球軌道までの太陽圏構造を再現する 3 次元 MHD シミュレーションモデルを開発している。本稿では、モデルの概要および初期結果を報告する。空間の分割方法として、球面を特異点なく一様に覆い且つ太陽近傍詳細構造と太陽圏大規模構造を同時に扱うことが可能な正十二面体分割三角格子を開発した。内部境界条件に光球磁場観測データを採用することにより、現実的な構造を作り出すことに成功した。超音速太陽風を得るため、運動量保存の式とエネルギー保存の式に外部ソース項を導入した。特に、磁力管拡大率を用いて外部ソース項と実際の磁場構造を結びつけたことは世界初の試みである。観測データとの比較から、本モデルが太陽近傍の詳細構造と太陽風大規模構造を同時に再現できることを確認した。現在、NICTでの統合型宇宙天気シミュレーションシステムへの応用へ向け、モデル改良を進めている。

In the framework of integrated numerical space weather prediction, we have developed a 3-D MHD simulation model of the solar surface-solar wind system. We report the construction method of the model and its first results. By implementing a grid system with angularly unstructured and increasing radial spacing, we realized a spherical grid that have no pole singularity and realized a fine grid size around the inner boundary and a wide-range grid up to a size of 1 AU simultaneously. The magnetic field at the inner boundary is specified by the observational data. In order to obtain the supersonic solar wind speed, parameterized source functions are introduced into the momentum and energy equations. The simulation simultaneously reproduces the plasma-exit structure, the high- and low-temperature regions, the open and closed magnetic field regions in the corona, the fast and slow solar wind, and the sector structure in interplanetary space. It is confirmed from the comparison with observations that the MHD model successfully reproduces many features of both the fine solar coronal structure and the global solar wind structure. With the further improvement and refinement, the model will be applied to the integrated space weather simulation system being developed in NICT.

#### [キーワード]

太陽風, MHD シミュレーション, 磁力管拡大率  
Solar wind, MHD simulation, Expansion factor

## 1 はじめに

本研究は、宇宙天気諸現象の原因の一つである地球へ到来する太陽風の予測へ向け、太陽表面か

ら地球軌道までの太陽圏構造の再現を目指したものである。

太陽風の基本概念は Parker 理論<sup>[1]</sup>に遡られ、またその存在が観測事実として確認されて約半世

紀になるが、この太陽重力を振り払って惑星間空間を占めるに至る太陽からの超音速プラズマ流は、いまや太陽圏における普遍的なものとして認識されている。太陽風の研究と言っても、大きく異なる二つの立場がある。一つは恒星風としての物理過程に迫るもの、もう一つは宇宙天気環境の観点から太陽風・惑星間空間のグローバル構造に迫るものである。本研究は後者の立場にある。まず恒星風の物理としての問題、すなわちコロナ加熱/太陽風加速機構は、未だ解決されていない古典的難問である。観測事実からの要請と素過程の研究から多くの理論が提案されているが(たとえば[2]-[7])、統一見解はまだ得られていない。太陽風・惑星間空間のグローバル構造もまた、1960年代に本格化したSpace age以来、今日でも大きな探査テーマの一つである。Mariner 2による27日周期性[8]、Ulyssesによる二極構造[9][10]といった数々の発見、これら観測に基づくSource surface model[11][12]やWang-Sheeley model[13]といった経験モデルの提出を経て、太陽活動極小期・極大期それぞれの太陽風起源についてある程度の統一見解は得られている(たとえば[14][15])。現在、ISES(International Space Environment Service)関連機関で発令されている太陽風予測は、派生版は様々あるにせよ[16][17]、根本的にWang-Sheeley model ひいてはSource surface modelに基づくものである。

しかしながら、宇宙天気シミュレータという実用に耐えうるような太陽風の予測は、上記のような太陽風研究の延長線上では難しい。Source surface modelは、太陽近傍の磁場構造のみで太陽圏全体の決めるものであり、太陽風加速として重要な太陽近傍域の物理過程は取り扱っていない。一方、素過程の研究は、加速機構や速度バリエーションへの解答を示しても、太陽圏全体に亘るグローバル構造を与えることはできない。地球軌道で観測される太陽風は、太陽圏3次元構造の一部が垣間見えているに過ぎない。しかしながらその起源は太陽近傍域にある。よって、地球軌道での太陽風を予測するには、太陽近傍の詳細構造と1AUという広範な領域に亘るグローバル構造を同時に取り扱い、太陽-太陽圏全体構造を考えなければならない。以上を念頭に、本研究は、MHDシミュレーションによる太陽圏グローバル

モデルの構築を目指している。本稿では、これまでに開発したモデルの概要とその初期結果を報告する。

## 2 モデル

本章では、シミュレーションモデルの概要を述べる。

### 2.1 計算格子

太陽面の $2R_s$ ( $R_s$  = 太陽半径)以内には極めて複雑な太陽磁場が存在し、これを高空間分解能で計算する必要があると同時に、地球軌道での太陽風予測のため1AU( $1\text{ AU} = 220R_s$ )という広域を計算しなければならない。これらの必要性を満たすため、正十二面体分割法による二次元非構造格子を開発した。図1は、その格子の生成過程である。まず、正十二面体(図1(a))の各側面の正五角形を5つの三角形に分割する(図1(b)第一次分割)。次に、生成された三角形の各辺の中点を結び4つの小さな三角形に分割する(図1(c)第二次分割)。各手続き毎に新しく定義された頂点は、もともとの正十二面体の外接球上に投影される。この手続きは、原理的に無限に繰り返し可能である。図1(d)、(e)、(f)はそれぞれ、このようにして生成された二次、三次、五次分割格子である。この、球面を同じ大きさの三角形で一様に覆った非構造格子は、緯度経度依存性や特異点が無いことから数値不安定の抑制に効果的である。

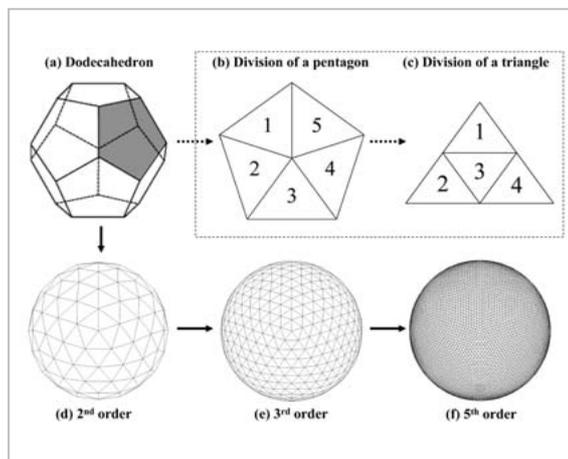


図1 二次元非構造格子の生成過程  
(a)正十二面体、(b)第一次分割、(c)第二次分割。(d)、(e)、(f)二次、三次、五次分割格子。

三次元格子は、上記の二次元非構造格子を半径方向に重ねることによって得られる。このような三次元格子は、太陽-太陽風システムに限らず、太陽風-惑星系など、一般的に内部に詳細構造を含んだ大規模構造の計算に有用である。太陽-太陽風システムの計算では、最内殻に太陽表面を定義し、最外殻を必要な領域にまで広げる。本稿では、五次分割格子(球面格子点数:7682、球面三角形数:115360、緯度経度方向空間分解能:約2.25度)で、最外殻を200Rsに設定、半径方向の空間分解能は、最内部の0.02Rsから徐々に大きくし、最外部で2.75Rsである。

## 2.2 方程式系

太陽-太陽風システムの発展方程式系は、磁場  $\mathbf{B}$  をポテンシャル場  $\mathbf{B}_0$  と変動成分  $\mathbf{B}_1$  に分けて記述した、以下のような修正 MHD 方程式系[18]である。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = 0 \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\rho \mathbf{V})}{\partial t} + \nabla \cdot \left( \rho \mathbf{V} \mathbf{V} + p \mathbf{I} + \frac{B^2 - B_0^2}{2\mu_0} \mathbf{I} - \frac{\mathbf{B}\mathbf{B} - \mathbf{B}_0\mathbf{B}_0}{\mu_0} \right) \\ = -\rho \frac{GM_s}{r^2} \hat{\mathbf{r}} - 2\rho \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r} - \rho \boldsymbol{\Omega} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}) + S_M \end{aligned} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}_1}{\partial t} + \nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) = 0 \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial U_1}{\partial t} + \nabla \cdot \left[ \mathbf{V} \cdot \left( U_1 + p + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) - \frac{\mathbf{B}_1(\mathbf{V} \cdot \mathbf{B}_1)}{\mu_0} - \frac{\mathbf{B}_0(\mathbf{V} \cdot \mathbf{B}_1)}{\mu_0} + \frac{\mathbf{V}(\mathbf{B}_1 \cdot \mathbf{B}_1)}{\mu_0} \right] \\ = \rho \mathbf{V} \cdot \left( -\frac{GM_s}{r^2} \hat{\mathbf{r}} \right) - \rho \mathbf{V} \cdot [\boldsymbol{\Omega} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r})] + S_E \end{aligned} \quad (4)$$

$$U_1 = \frac{\rho v^2}{2} + \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{B_1^2}{2\mu_0} \quad (5)$$

ここで、 $\rho$ 、 $\mathbf{V}$ 、 $p$ は質量密度、流体速度、プラズマ圧、 $\mathbf{B}$ 、 $\mathbf{B}_0$ 、 $\mathbf{B}_1$ は磁場、ポテンシャル磁場、ポテンシャル磁場からの変動成分( $\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_1$ )である。 $U_1$ は、運動エネルギー密度、熱エネルギー密度、および  $\mathbf{B}_1$  で記述した磁場エネルギー密度から成る修正された総エネルギー密度である。その他、 $t$ は時間、 $\mathbf{r}$ は太陽中心からの位置ベクトル、 $\hat{\mathbf{r}}$ は $\mathbf{r}$ の単位ベクトル、 $\mu_0$ は真空中の透磁率、 $G$ は万有引力定数、 $M_s$ は太陽質量、 $\boldsymbol{\Omega}$ は太陽自転角速度、 $\gamma$ は比熱比(=1+2/f、fはプラズマ粒子の自由度)である。式(1)、(2)、(3)、(4)はそれぞれ、通常のMHD方程式における、質量保存の式、運動量保存の式、誘導方程式、エ

ネルギー保存の式に該当する。式(2)右辺の最後の項および式(4)右辺の最後の項はそれぞれ、運動量ソース、エネルギーソースである。これら外的なソース項は太陽風加速に必要なものであり、2.5で詳述する。

太陽風の発展は、太陽とともに回転する系で計算される。よって、運動量方程式とエネルギー方程式に、太陽重力効果に加え、回転効果を含めている。式(2)右辺の第二、第三項はコリオリ力、遠心力、式(4)右辺の第二項は遠心力によってなされる仕事である。計算結果を解析する際には、シミュレーションデータを静止系に変換するので、これら見かけの回転効果は取り除かれる。

## 2.3 計算スキーム

文献[18]によって開発された有限体積法(FVM)により、上記MHD方程式系を時間発展させる。数値流速は固有値分解[19]に基づき上流化し、TVDスキーム、MUSCL補間(Van-Leerのリミッター)を採用する(詳細は文献[18]を参照)。有限体積法に必須のコントロールボリュームが正十二面体分割三角格子上でどのように定義されるかを、図2に示す。細い実線は球面( $Z_i$ ,  $Z_{i+1}$ )上の格

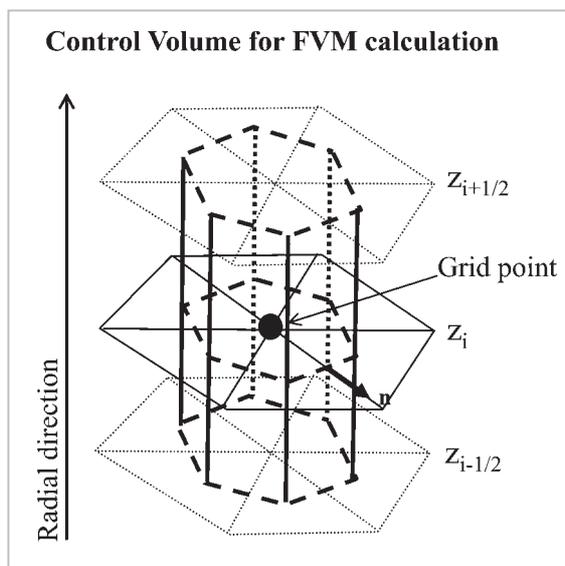


図2 有限体積法におけるコントロールボリューム

細い実線は球面( $Z_i$ ,  $Z_{i+1}$ )上の格子、細い破線は、 $Z_i$ ,  $Z_{i+1}$ 間に定義される面  $Z_{i+1/2}$  上へ実線を投影。コントロールボリュームは、格子点に近接する三角形の外心を結んで定義される六角柱である(太い実線で表わされる)。

子、細い破線は、 $Z_i, Z_{i+1}$  間に定義される面  $Z_{i+1/2}$  上へ実線を投影したものである。格子点に近接する三角形の外心を結びコントロールボリュームを定義する(太い実線で表わされる六角柱)。このコントロールボリュームの表面を流出入する数値流速の和で、格子点での物理量変化が計算される。

## 2.4 境界条件と初期条件

数値シミュレーションを行うには、境界条件および初期条件の設定が必要である。本モデルの境界条件を表1にまとめる。 $V_{\parallel}$  は  $\mathbf{V}$  の磁場方向成分、 $V_{\perp,1}$  と  $V_{\perp,2}$  は  $\mathbf{V}$  の磁場垂直成分、 $B_{1,r}$  は  $\mathbf{B}_1$  の半径方向成分、 $B_{1,t1}$  と  $B_{1,t2}$  は  $\mathbf{B}_1$  の残りの成分(球面に接する)、 $B_{0,LOS}$  は  $\mathbf{B}_0$  の視線方向(Line-Of Sight)成分、 $B_{0,1}$  と  $B_{0,2}$  は  $\mathbf{B}_0$  の残りの成分である(なぜ  $\mathbf{B}_0$  をこのように分解するかは、以下参照)。外部境界では、 $U_1$  のみに Dirichlet 条件を課し(プラズマ圧が漸的に0になるように定義[1])、他の変数は Neumann 条件下で解く。内部境界では、 $V_{\parallel}$ 、 $B_{1,t1}$ 、 $B_{1,t2}$  には Neumann 条件を課すが、 $\rho$ 、 $V_{\perp,1}$ 、 $V_{\perp,2}$ 、 $B_{1,r}$ 、 $U_1$  は Dirichlet 条件で解く。内部境界条件の詳細であるが、まず、現実的な太陽-太陽風構造を再現するために、 $B_{0,LOS}$  として Wilcox 太陽観測所 (<http://wso.stanford.edu/>) が提供する視線方向光球磁場データを用いる。加えて、 $B_{1,r}$ 、 $V_{\perp,1}$ 、 $V_{\perp,2}$  は磁気フラックスを一定に保つために固定する。 $\rho$  は  $1.5 \times 10^{-13} \text{ kg m}^{-3}$  (number density of  $0.9 \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$ ) に固定する。 $U_1$  は、規格化温度  $T_0 = 0.5 \times 10^6 \text{ K}$  で自動的に決定される。次に初期条件であるが、 $\rho$  と  $p$  は静水圧平衡、 $\mathbf{B}$  はポテンシャル場、 $\mathbf{V} = 0$ 、とする。ポテンシャル場は、共役残差法(CR法)で求める。これ

ら境界条件および初期条件のもとで、定常状態に達するまで MHD 方程式を時間発展させる。ここでは、定常解を観測データ  $B_{0,LOS}$  採用期間の太陽風基本構造とみなす。よって、CME の発生・伝播といった時間発展問題は、現時点では本研究の範疇外である。

## 2.5 現実的な太陽磁場の下での太陽風加速

現実的に太陽風を加速させるため、運動量方程式とエネルギー方程式に外部項を導入する。エネルギーソース項は、次式のように、加熱項(第1項)と Spitzer 熱伝導項(第2項)から成る。

$$S_E = Q \exp(-R/L_Q) + \nabla \cdot \left( \xi T^{2.5} \frac{\nabla T \cdot \mathbf{B}}{B^2} \right) \cdot \mathbf{B} \quad (7)$$

ここで、 $R$  は太陽半径で規格化された太陽中心からの距離、 $Q$  と  $L_Q$  は加熱の強度と減衰長、 $T$  は温度である(無衝突プラズマの熱伝導は、本モデルには含まれていない)。この形式の加熱項は、最初に文献[20]によって導入されて以来、過去の研究において広く使われてきた(たとえば[21]–[23])が、我々は、磁場形状を考慮した新しいアプローチを行う。加熱強度  $Q$  を磁場拡大率  $f_s$  (expansion factor) に依存させる、というものである。

$$Q = Q_0 \cdot \frac{1}{f_s}, \quad (8)$$

ただし  $Q_0$  は定数、 $f_s$  は次のように定義される。

$$f_s = \left( \frac{R_s}{R} \right)^2 \frac{B_{R_s}}{B_R} \quad (9)$$

ここで、 $B_{R_s}$  は太陽表面での磁場強度である。この、 $f_s$  への依存性は、太陽風速度と  $f_s$  の反比例関係[24][13]に基づくものである。これにより加熱項は、磁場がより拡大していく領域では小さくなり、磁場があまり拡大しない領域では大きくなる。この方法により、加熱強度分布は、一様分布や単純な緯度依存分布ではなく、太陽風生成に重要な領域の磁場形状を反映したものになる。

運動量ソース項  $S_M$  は加熱項と同様の関数形である。

$$S_M = M(R-1.0) \exp(-R/L_M) \quad (10)$$

表1 MHD シミュレーションの境界条件

	Inner Boundary 1 Rs	Outer Boundary 200 Rs
$\rho$ (mass density)	fix	$\partial / \partial r = 0$
$\mathbf{V}$ (parallel to $\mathbf{B}$ )	$\partial / \partial r = 0$	$\partial / \partial r = 0$
$V_{\perp,1}$ (perpendicular to $\mathbf{B}$ )	0	$\partial / \partial r = 0$
$V_{\perp,2}$ (perpendicular to $\mathbf{B}$ )	0	$\partial / \partial r = 0$
$\mathbf{B}_1$ (perturbed component)	$B_{1,r}$ (radial component)	0
	$B_{1,t1}$ (residual of $\mathbf{B}_1$ )	$\partial / \partial r = 0$
	$B_{1,t2}$ (residual of $\mathbf{B}_1$ )	$\partial / \partial r = 0$
$U_1$ (modified total energy density)	fix	fix ( $p \rightarrow 0$ )
$\mathbf{B}_0$ (potential magnetic field)	$B_{0,LOS}$ (Line-Of-Site component)	fix (observation)
	$B_{0,1}$ (residual of $\mathbf{B}_0$ )	free
	$B_{0,2}$ (residual of $\mathbf{B}_0$ )	free

ここで、 $M$  と  $L_M$  は運動量強度および減衰長である。 $M$  も同様に  $f_s$  に依存させる。

$$M = M_0 \cdot \frac{1}{f_s}, \quad (11)$$

ただし、 $M_0$  は定数。本稿では、 $Q_0$  と  $M_0$  は  $3.3 \times 10^{-6} \text{ Jm}^{-3}\text{s}^{-1}$ 、 $5.3 \times 10^{-14} \text{ Nm}^{-3}$ 、 $L_Q$  と  $L_M$  は  $0.9 \text{ Rs}$  に設定している。

### 3 シミュレーション結果

本章では、CR (Carrington Rotation、キャリントンローテーション) 2028 期間 (2005 年 3 月 24 日～4 月 21 日) の計算結果を紹介する。まず太陽コロナの詳細構造について、次に太陽風・惑星間空間の大規模構造について、シミュレーションデータを実際の観測データと比較しモデルを評価する。太陽コロナと太陽風構造が非常にシンプルである太陽活動極小期よりも、太陽磁場が比較的

複雑である太陽活動が活発な時期の方がモデルと観測の比較をするには適している。しかし太陽活動極大期は CME などの擾乱が頻発するため、太陽磁場と太陽コロナ・太陽風構造の一対一対応を見極めるのは困難である。CR2028 は declining phase の一期間であるが、この間、太陽磁場は適度に複雑であり、かつ CME は発生していない。以上の理由により、CR2028 期間をモデルテストに採用した。

#### 3.1 太陽コロナの詳細構造

図 3 は、計算された太陽-内部コロナの様子である。曲線は磁力線、シェーディングと等値線は  $1.2 \text{ Rs}$  面での温度と外向き質量フラックスである。コロナ中の温度分布は磁力線の色で示す。パネル (a)～(d) の経度中心はそれぞれ、キャリントン座標で  $360$ 、 $270$ 、 $180$ 、 $90$  度である。これらは、2005 年 3 月 25 日、3 月 31 日、4 月 7 日、4 月 14 日に地球から観た太陽に相当する。比較の

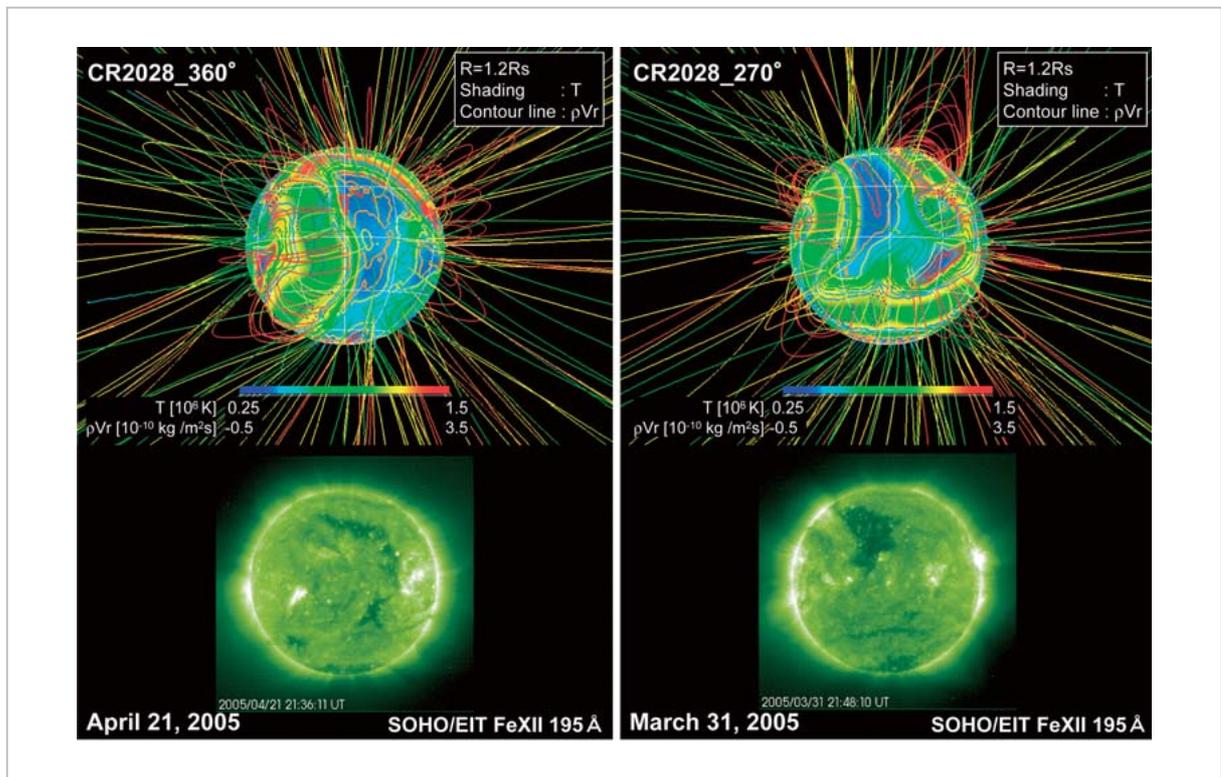


図3 シミュレーションで得られた CR2028 の太陽-内部コロナの様子

パネル (a)～(d) の経度中心はそれぞれ、キャリントン座標  $360$ 、 $270$ 、 $180$ 、 $90$  度で、2005 年 3 月 25 日、3 月 31 日、4 月 7 日、4 月 14 日に地球から観た太陽に相当する。曲線は磁力線、シェーディングと等値線は  $1.2 \text{ Rs}$  面での温度と外向き質量フラックス、磁力線の色はコロナ中の温度分布を示す。各パネル下段は、該当日に SOHO 衛星の EIT (極端紫外光) カメラが撮影した画像である。3 月 25～30 日 (キャリントン経度  $360 \sim 330$  度) 期間の EIT 画像は無いため、4 月 21 日 (キャリントン経度  $0$  度) 撮影の映像を 3 月 25 日 (キャリントン経度  $360$  度) の画像の代わりに用いている。

ため、これらの日に SOHO 衛星の EIT (極端紫外光) カメラが撮影した画像を載せる。3 月 25 ~ 30 日 (キャリントン経度 360 ~ 330 度) 期間の EIT 画像は無いため、4 月 21 日 (キャリントン経度 0 度) 撮影の映像を 3 月 25 日 (キャリントン経度 360 度) の画像の代わりに用いている。閉磁場領域では磁力線の根元からコロナに至るまで比較的高温であり、開磁場領域では逆に低温である。この磁場形状に依存した温度構造は、前章で述べた、エネルギー方程式におけるエネルギー付加・損失および熱伝導の効果で生み出されたものである。

閉磁場領域では、エネルギー付加にもかかわらず、プラズマ圧はローレンツ力に打ち勝つまでには至らない。この場合、コロナプラズマは磁気張力によって閉じ込められ、エネルギー付加は主にプラズマの加熱に向かう。プラズマは閉じ込め領域から出ていくことができないので、局所的に溜まったエネルギーは熱伝導によって閉磁力線沿いに再分配され、結果として閉磁場内全域が加熱される。逆に、開磁場領域では、エネルギー付加の効果もあり、プラズマの力は磁気力を上回る。この場合、プラズマは自由に惑星間空間へ出ていくことができるので、付加エネルギーは最終的にはプラズマ内部エネルギーよりもむしろプラズマ運動エネルギーへと変換される。エネルギー付加が、最初はプラズマ加熱に変換されたとしても、局所的な温度上昇により圧力勾配が増し、その圧力勾配力でプラズマはさらに加速される。よって、開磁場領域では、エネルギー付加はプラズマ流とともに惑星間空間へ持ち運ばれ内部エネルギーとして蓄積されない。実際、図 3 を見ると、外向き質量フラックスが大きい領域と低温領域は、開磁場領域下にオーバーラップして分布している。

開いた磁力線下の低温かつ質量フラックスが大きい領域は、コロナホールを再現していると考えられるが、これら領域を SOHO/EIT 画像と比較してみる。EIT 画像では、コロナホールは暗い領域 (放射光度が小さい) として、活動領域は明るい領域 (放射光度が強い) として識別できる。シミュレーションによるコロナホールと観測されたコロナホールは、形状・位置ともによく一致している。以下の議論のために、大きく目立つコロナホールを以下のように番号づける：キャリントン経度 30 度付近で南極から北半球に広がるもの (図 3(a) 中

央および図 3(d) 東部) を CH1、キャリントン経度 270 度付近の北半球にあるもの (図 3(b) 中央) を CH2、キャリントン経度 150 度付近の北半球にあるもの (図 3(c) 北東部および図 3(d) 北西端) を CH3 と番号づける。

図 4 は、同じく太陽の近景だが、太陽面構造と太陽圏大規模構造の対応付けの見通しを与えるものである。ここでは、磁力線は極性によって色付けしており、赤い磁力線は Away (太陽から出る極性)、青い磁力線は Toward (太陽へ向かう極性) の磁力線である。等値線は半径 1.2 Rs 面での半径方向質量フラックスである。経度中心は図 3(c) と同じくキャリントン経度 180 度である。オレンジ色で示した磁気中性面によって磁場の極性が分かれており、同じ極性にある磁力線群は球面上の極性が同じ領域から発している。この図から、CH2 と CH3 は同じ極性 (Toward) にあり、CH1 (この図では向こう側の面に位置する) は逆の極性 (Away) にあることがわかる。また、キャリントン経度 210 度付近の Away 極性磁場の北半球への張り出しによる磁気中性面のうねり構造も、この期間の特徴である。これら極性の棲み分けとコロナホールの位置は、次節で議論するセクター構造や太陽風速度分布などの太陽圏大規模構造を決定していく。

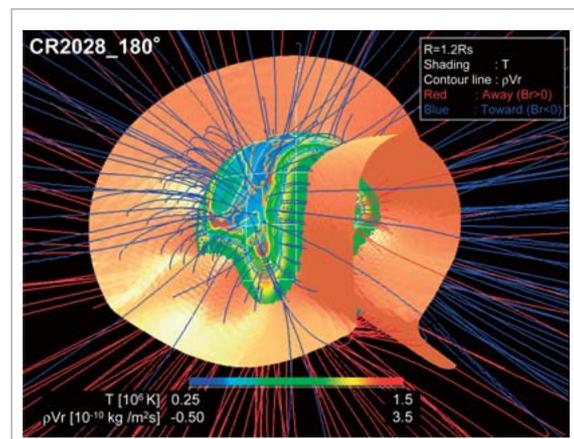


図4 太陽面構造と太陽圏大規模構造の対応付けの見通し

経度中心は、図 3(c) と同じくキャリントン経度 180 度である。赤い線は Away (太陽から出る) 極性の磁力線、青い線は Toward (太陽へ向かう) 極性の磁力線、等値線は半径 1.2Rs 面での半径方向質量フラックス、オレンジ色の等値面は磁気中性面である。

### 3.2 太陽風大規模構造

図5は、太陽圏赤道面を太陽の北極から見たもので、中心が太陽、外縁は半径 200 Rs の円にあたる。白線はキャリントン経度 360、270、180、90 度(それぞれ 2005 年 3 月 25 日、3 月 31 日、4 月 7 日、4 月 14 日に対応)、赤/青の色付けはセクター極性を示し、図4と同様、赤は Away、青は Toward の極性である。重ねて、半径方向太陽風速度を等値線で示す。この図から、この期間の惑星間空間は高速太陽風を伴う 3 つの大セクターと、高速太陽風を伴わない 1 つの小セクターで構成されていたと推察することができる。これらセクター/太陽風構造について前節で議論した図を参照すると、その源である太陽面と一対一に対応付けることができる。まず第一象限から第二象限にかけての Away セクターの高速太陽風は CH1 から、次に第三象限に広がる Toward セクターの高速太陽風は CH2 から、最後に第四象限の Toward セクターの高速太陽風は CH3 に端を発している。2 つの大きな Toward セクターの間の小さな Away セクターであるが、これは図4でキャリントン経度 210 度付近に見られる磁気中性面のうねり構造に対応している。

次に、シミュレーション結果の定量的評価を行う。これには、計算空間の最外縁のシミュレ

ーションデータと、L1 点(第1ラグランジュ点、重力安定点の一つ)で太陽風を常時観測する ACE 衛星のデータを比較する。図6がその図である。横軸は時間(2005 年 3 月 29 日~4 月 24 日)で、CR2028 の開始終了日時を縦の破線で示している。上段から、半径方向太陽風速度  $V_r$ 、プラズマ密度  $N_p$ 、プラズマ温度  $T_p$ 、磁場強度  $B_t$ 、磁場と GSE-X 軸とのなす角  $\phi$  (セクター極性を表す)で、シミュレーションデータを青線、ACE 衛星データ 1 日平均値を緑破線、ACE 衛星 1 時間平均値を黒破線で示している。比較を行う前に、観測データの一般的描像をまとめる。この期間は、前面に CIR を伴った 3 つの高速太陽風で特徴づけられ、明確な大セクター毎に 1 つずつ高速太陽風が発達している。高速太陽風の極性は、1~3 番目で順に、Away、Toward、Toward である。1 番目と 2 番目のセクター境界は明瞭であるが、2 番目と 3 番目の高速太陽風領域は小さな逆極性(Away)のセクターで分けられている。この小セクターは、プラズマ密度は高く太陽風速度は遅いことから、太陽圏磁気中性面付近の Away 極性場が少し北半球に張り出したために出来た構造と考えられる。シミュレーションデータと観測データは、おおよそに於いてよく一致している。シミュレーションは、1~3 番目の高速太陽風およびそのセクター極性のみならず、2 番目と 3 番目の Toward 極性の高速風間にある小さな Away セクターまでもよく再現している。このように、シミュレーションモデルは、次に述べるようにに十分な点は幾つかあるものの、一般的に太陽-太陽圏構造をよく再現していると言える。

シミュレーションデータは、1 時間平均 ACE 衛星データより 1 日平均 ACE 衛星データとよく一致している。これは現在のシミュレーションの空間分解能に関係している。準定常構造として得られる MHD 解を再編成して対象期間の地球軌道での時間シーケンスとして使用しているため、経度方向の空間分解能は太陽風の時間分解能と等価である。よって地球に対する太陽自転周期を考慮すると、2.1 で述べた 2.25 度という空間分解能は時間分解能にして 4.05 時間となる。よって、数時間以内の時間スケールの太陽風構造は現在のシミュレーションではとらえられない。例えば、ACE データ 1 時間平均値で明瞭にとらえられる

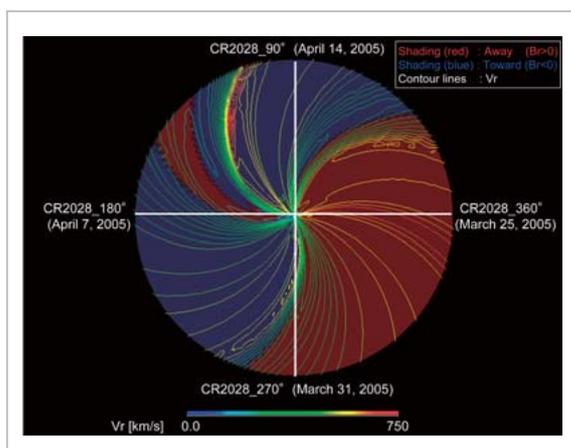
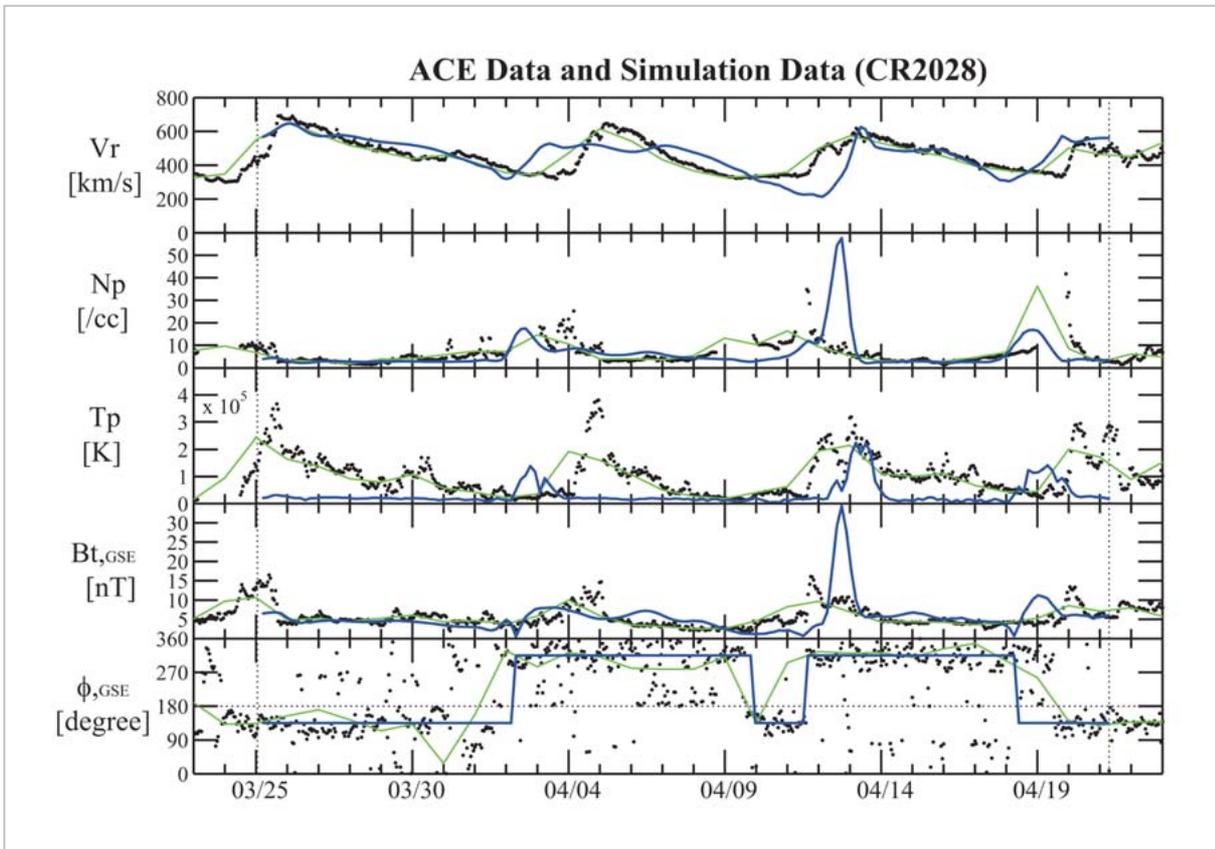


図5 シミュレーションで得られた太陽圏赤道面の太陽風大規模構造

中心が太陽、外縁は半径 200Rs の円、白線はキャリントン経度 360、270、180 度(それぞれ 2005 年 3 月 25 日、3 月 31 日、4 月 7 日、4 月 14 日に対応)に相当。赤/青の色付けは図4と同様、Away/Toward の極性、等値線は半径方向太陽風速度を表す。



**図6** シミュレーションデータと、L1点(第1ラグランジュ点、重力安定点の一つ)で太陽風を常時観測するACE衛星のデータの比較

横軸は時間(2005年3月29日~4月24日)、縦の破線はCR2028の開始終了日時。上段から、半径方向太陽風速度 Vr、プラズマ密度 Np、プラズマ温度 Tp、磁場強度 Bt、磁場と GSE-X 軸とのなす角・(セクター極性を表す)。青線はシミュレーションデータ、緑破線は ACE 衛星データ 1 日平均値、黒線は ACE 衛星 1 時間平均値。

CIR に関連した密度・磁場強度・太陽風速度の増大は、シミュレーションデータではこの空間・時間分解能の限界のため平滑化され、増大率や太陽風速度の上昇率は 1 日平均 ACE データのそれに近くなっている。この平滑化の影響を考慮しても、シミュレーションデータと観測データの間にはまだ幾つか相違点がある。一つ目は高速風の到達時刻である。2 番目の高速風はシミュレーションでは実際よりも 2-3 日早く到達している。二つ目は太陽風速度の絶対値である。シミュレーションでは、2 番目の高速風の速度は観測値より 120 km/s ほど下回っており、2 番目と 3 番目の高速風間の低速風の速度は実際よりかなり遅い。他にも、高速風に関係した温度変化が挙げられる。2、3 番目の高速風期間の温度は観測と同様に上昇しているが、1 番目の高速風期間の温度は低いままである。これら相違点は、太陽風加速過程と高速風-低速風相互作用過程の両方に関係

していると考えられる。計算格子の精密化とともにパラメタリゼーションの改良で、これらを克服していく予定である。

## 4 議論

前章で、シミュレーション結果と観測との比較から、本モデルが太陽コロナ構造と太陽風大規模構造の両方をうまく再現していることを確認した。本章では、より高精度なモデルを目指し、今後の課題を述べる。

### 4.1 内部境界条件

シミュレーションを行うには境界条件が必要である。本研究は、内部境界は磁場を観測データで与えるものの、密度・温度といったプラズマパラメータは先行研究と同様に一様分布にしている(密度は  $1.5 \times 10^{-13} \text{ kg m}^{-3}$ 、温度は  $0.5 \times 10^6 \text{ K}$  に

固定)。MHD 方程式はプラズマの微視的過程を厳密に取り扱うことはできないという一般論にもかかわらず、本モデルが太陽コロナと太陽風をうまく再現しているという結果は、このような太陽風シミュレーションにおいて、プラズマ分布の非一様性よりもプラズマベータ値 ( $\beta$  値) が尤もらしい値になるようにプラズマパラメータ (密度・温度など) を設定することが重要であることを示唆している。MHD 解は  $\beta$  値に大きく依存するとともに、 $\beta$  値は外部ソース項の効力を決めるからである。MHD 解の  $\beta$  値への依存性を考えてみる。PFSS モデルでは、Source Surface 高度 ( $R_{ss}$ ) がコロナホール場所・形状に影響を及ぼす ( $R_{ss}$  の値が小さいと大きなコロナホールを生む)[15]。同様に MHD モデルでも、内部境界の  $\beta$  値が大きい (小さい) と、コロナホールは大きく (小さく) 計算されると予想される。 $R_{ss}$  を小さく採ることは、局所的強磁場に関連した小規模構造を  $R_{ss}$  以下に閉じ込め太陽磁場を比較的低高度で open にするので、プラズマの力を強く見積もることと等価である。逆に、 $R_{ss}$  を大きく採ることは、プラズマの力を弱く見積もることと等価である。このようにして、MHD シミュレーションにおける  $\beta$  値と PFSS モデルにおける  $R_{ss}$  は、モデル出力結果に類似の影響を及ぼす。 $R_{ss}$  の値により PFSS モデル出力が変わることを考慮すると、 $\beta$  値を慎重に選ぶ必要が認識される。尤もらしい  $\beta$  値を選択できるようになれば、文献[25]が提案するような観測に基づいた境界条件を用いた実践的計算が可能となってくる。

太陽風加速の議論は次節で行うが、ここで、PFSS における  $R_{ss}$  の設定はまた MHD シミュレーションにおけるソース項の設定と類似の過程であることに触れておく。まず、SS で課される境界条件は、 $R_{ss}$  以上では磁気力は重要ではないということの意味しているので、 $R_{ss}$  を Alfvén point (5 - 10 Rs) にとることが自然と思われる。しかしながら実際には、 $R_{ss}$  はもっと低高度にとられ (一般的には 2.5 Rs)、その結果、PFSS モデルはグローバル構造をよく再現している。これは、PFSS モデルがプラズマ過程を陽に記述しないながらも  $R_{ss}$  の設定を通してプラズマ過程をある程度正確に見積もっていることを意味している。よって、尤もらしい  $\beta$  値とソース項を選択すれば、

MHD モデルは PFSS モデルよりも再現性が良くなることが予想されることを念頭に、モデル開発を進める必要がある。

#### 4.2 コロナ底部付近～下部の物理過程と構造

前節で述べた内部境界でのプラズマ一様分布という単純化に加えて、現モデルは先行研究と同様、内部境界を厳密な太陽表面 (1.0 Rs) ではなく、いわゆるコロナ底部 (~1.01 Rs) にとっていることに注意が必要である。また、現モデルは太陽大気のエネギー収支における重要な過程の一つである「輻射」を取り入れていない。これら問題はお互いに関連している。コロナ-太陽風領域では、熱伝導に比べて輻射はエネギー収支にあまり寄与していないが、彩層・遷移層を含むコロナ底部以下の領域では、輻射はエネギー収支において無視できず、そのエネギー収支から密度・温度といった熱力学的構造が決められる。我々は、コロナ底部以下のミクロ構造と輻射過程を無視して、既にある程度加熱されたコロナと平滑化された内部境界から計算を開始している。コロナ-太陽風領域の大規模構造やダイナミクスを調べるには、このような単純化は良い近似である。現モデルで採用した  $0.5 \times 10^6$  K という規格化温度は先行研究よりもずっと低いため、現モデルはコロナ底部より幾分下で起こっている太陽風加速過程をある程度取り入れていると言える。しかしながら、低高度領域の太陽大気の詳細構造・ダイナミクスを厳密に再現するには、輻射過程と、彩層・遷移層といった下部領域を取り入れる必要がある。こういった試みは、プラズマ分布の非一様性、活動領域に関係した短磁気ループの形成、プロミネンス形成、フレア発生、CME 発生、などの現実的な調査にも必要である。しかし、下部領域を 3次元グローバルモデルに含めるのは、そこでのプラズマパラメータの急激な変化のため、非常に困難である。現時点ではこれらは我々のモデルの範疇外である。近い将来、遷移層・彩層・光球間の結合過程、コロナ加熱機構、コロナのダイナミクスを理解するためには、こういった下部領域の厳密な扱が必要である。文献[26]による彩層モデルはこの方向での最初の試みであり、実際に彼らの結果ではコロナ下部以下のより詳細な構造が示されている。

### 4.3 太陽風加速のパラメタリゼーション

太陽風モデリングにおいて最も重要と考えられる課題は、コロナ加熱/太陽風加速の取扱いである。実際の磁場形状下でどのように太陽風加速のパラメタリゼーションを行うかについては確立されていないため、光球磁場データとソース項の両方を自己無撞着に採り入れることは、モデリングの課題となっている。本研究では、運動量とエネルギーの保存式にソース項を導入した。これらは広く使用されてきた関数形であるが、我々は初めて、磁力管拡大率  $f_S$  を用いてその強度を調整することを試みた。この考えは、文献[24]以来一般に受け入れられている「 $f_S$  と太陽風速度の反相関関係」に基づいており、現実的な太陽コロナ磁場によって太陽風速度に変化が出ることを期待したものである。シミュレーションの結果、この方法はうまくいくことが確認された。しかしながら、以下の点を考慮して慎重なパラメタリゼーションを行う必要がある。

ソース項が加熱項のみの場合を考える。 $f_S$  が小さい磁力管内では、強い加熱と熱伝導効果で圧力勾配力は高高度でも強く保たれる。逆に、 $f_S$  が大きい磁力管内では、圧力勾配力の高度減衰は急である。この傾向は、「 $f_S$  と太陽風速度の反相関関係」に合致する太陽風速度バリエーションを生むのに効果的に見える。しかしながら、太陽風プラズマの振舞いは、加熱エネルギーが亜音速域、超音速域、どちらで消費されるかで異なってくることに注意しなければならない。一般的に、加熱は密度スケールハイトを大きくする。一粒子当りの運動エネルギーは密度に反比例する。よって、亜音速域での加熱は、太陽風漸近速度を小さくする。 $f_S$  のみに依存した加熱を過度に行うと、期待と正反対の結果を生むことになる。効果的な太陽風加速には、亜音速域でプラズマ密度をあまり大きくしないことが必要となってくる。

我々が行った運動量付加は、上記問題を避ける一方法であり、その結果はうまくいくことが確認された。しかしながら我々のパラメタリゼーションは、3.2のとおり、まだ決定的なものではない。パラメタリゼーション改良の最も直接的な方法は、運動論を含む理論的研究(たとえば[27])の結果をMHDモデルに導入することである。しかしながらこれまでのところ、こういった理論的研究

の殆どは極小期の大きな極コロナホール内での太陽風加速に向けられている。我々の目標は、あらゆる太陽活動度の下での太陽風を予測することである。よって、様々な磁場形状に通用する普遍的なパラメタリゼーションを確立しなければならない。近年、文献[28]では、長周期MHD波動を取り入れることにより1次元MHDモデルで太陽風加速過程の再現に成功している。このようなミドルスケール現象からグローバルモデルのパラメタリゼーションが具体的に与えられるため、将来的には三次元かつリアルな太陽磁場を採用したMHDモデルも、ミドルスケールの研究結果を採用していく必要がある。なお低次元モデルや太陽磁場を双極子に単純化したモデルでは、WKB近似を採用するなどといった試みもなされている[29][30]。

### 4.4 太陽-太陽風-地球系統合型シミュレーションシステムへの応用へ向けて

文献[31][32]による先駆的研究以来、太陽コロナから地球軌道(もしくはそれ以遠)を計算するグローバルMHDモデルが開発されてきた。例えば、太陽コロナ-内部結合モデル(たとえば[33])、AMR(adaptive mesh refinement)法による統合型太陽-地球システムモデル(たとえば[34][23][35])などである。近年の宇宙天気研究の発展により、これらモデルでCMEシミュレーションも行われている(たとえば[35])が、背景太陽風構造は太陽活動極小期のそれに近いものとして行われている。しかしCMEは、太陽活動極小期ではなく太陽活動極大期および減衰期により頻発する。文献[36]で指摘されたように、背景太陽風とCME本体の相互作用を正確に記述して初めてCME伝播過程の厳密な理解が得られるのであり、よって、実際の太陽磁場に基づく太陽風構造のモデリングはCME伝播過程のシミュレーション研究において非常に重要であり、本研究は、この方針にのっとっている。近い将来、NICT統合型宇宙天気シミュレーションシステムへの応用を目指して、モデル開発を継続中である。

本稿の計算は、5次分割格子上で行った。3.2で述べたように、5次分割格子では、空間分解能は2.25度、時間分解能にすると約4.05時間である。明らかに、この時間スケールは様々な宇宙天気現象のそれよりずっと長い。例えば、磁気嵐は

数時間程～一日程度継続する現象であるが、磁気嵐の成長と減衰をコントロールするのは数十分スケールの太陽風変動である。よって、現在の分解能では、太陽-地球システムにおける最も時間スケールの大きいイベントに関連した太陽風/IMF変動の再現にも不十分である。さらに、太陽-地球系物理学における最重要課題の一つである磁気圏サブストーム(これ自体は数十分から数時間の時間スケール)は、より短い時間スケールの太陽風変動でコントロールされている。こういった宇宙天気現象の予測へ向けて、より高次分割の格子で計算を行う必要があり、そのための MHD コードの高度並列化も現在進めている。

## 5 リアルタイムオペレーション

本章では、これまで述べてきた太陽-太陽風 MHD シミュレーションモデルのリアルタイム化について述べる。現在 NICT では数値宇宙天気予報の実現を目指して統合型宇宙天気シミュレーションの開発を進めており、リアルタイム化された太陽-太陽風 MHD シミュレーションモデルもシステムの一部として運用されている。

リアルタイム化されたシミュレーションでは、シミュレーションの時間・空間分解能と実際の計算時間との兼ね合いから上述の 5 次分割格子ではなく 4 次分割格子が用いられており、シミュレーションが定常状態に収束するまでの実際の計算時間は NICT のスーパーコンピュータ (SX-8R、NEC 社製) 1 ノード (8CPU) 占有で数日間である。

観測データを境界条件として用いるシミュレーションをリアルタイム化する際、どのような観測データを用いるかは考慮すべき問題である。上述のシミュレーションではシノプティックマップと呼ばれる観測データを用いているが、シノプティックマップとは太陽が地球から見て約 27 日で自転していることを利用して 27 日間かけて太陽面全体の観測を行ったデータであり、したがって一枚のシノプティックマップの中に新しいデータと古いデータが混在している。しかしながら、太陽面全体を同時刻に観測することは地球から見えない太陽面裏側に観測衛星が存在していない現状では不可能であり、太陽面全体のスナップショット的な観測データは原理的に存在しえない

ため、シミュレーションの境界条件として太陽面磁場観測のシノプティックマップを使っている。

一方、太陽面磁場観測は可視光を用いて行われるため、リアルタイムに観測データを取得するためには観測条件が天候などに左右される地上観測では難しく、衛星観測データを用いる必要がある。このような条件を満たす観測データとして、SOHO 衛星の MDI によって観測されている太陽面磁場観測データ [37] のシノプティックマップをリアルタイム太陽-太陽風 MHD シミュレーションモデルの境界条件として使用している。このシノプティックマップは毎日 1 回更新されるので毎日 1 回シミュレーションを走らせることが可能であるが、前述のように計算時間が数日かかるため実際には毎日シミュレーションを実行することは難しい。また、太陽風の大規模構造は比較的安定であり太陽が 1 自転する約 27 日間の間ではそれほど大きく変動はしないと考えられるため、リアルタイムシミュレーションは太陽の 1 自転周期である 27 日毎に 1 回最新のシノプティックマップを取得して計算を行う。

速報値として公開されているシノプティックマップはノイズ処理等が行われていないため box-car 法を用いて簡単なノイズ処理を行い、その後シミュレーションの入力フォーマットに合わせて補間等を行うなどして境界条件として用いることが可能なデータセットとしている。そのデータセットを用いたポテンシャル磁場の計算を経て MHD シミュレーションによって太陽風構造が定常状態になるまで計算を進める。その後は計算結果の可視化を行い、ウェブページ (<http://www2.nict.go.jp/y/y223/simulation/realtime/enter.html>) での公開を行っている (図 7)。

リアルタイムシステムでは「観測データの取得→データ処理→初期条件の設定→ポテンシャル磁場の計算→MHD シミュレーション→可視化→結果の公開」の一連の流れを人の手を介さず全て自動で行うことが出来るようになっており、将来の統合型宇宙天気シミュレーションによる数値宇宙天気予報の実現を見据えたシステムとなっている。しかしながら現状のリアルタイム太陽-太陽風 MHD シミュレーションシステムでは、ACE 衛星の観測データを十分な精度で再現できる計算精度を持っていない。そのため太陽風データを入

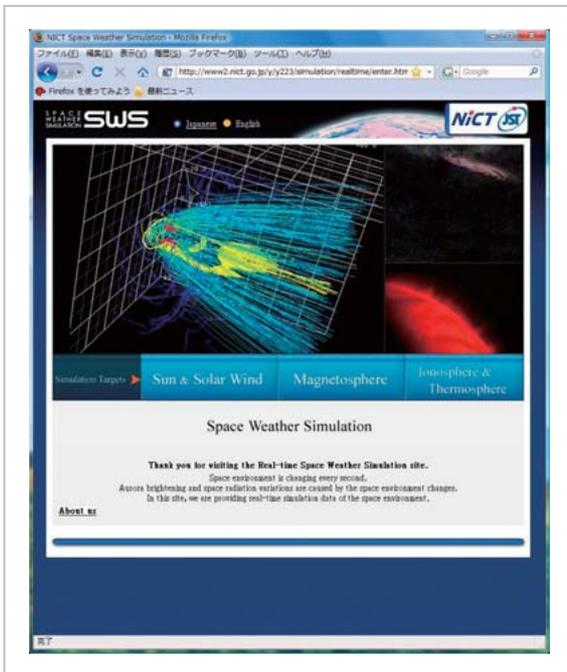


図7 リアルタイム太陽-太陽風 MHD シミュレーションのホームページ  
(<http://www2.nict.go.jp/y/y223/simulation/realtime/enter.html>)

力とした磁気圏シミュレーションの入力データとして使用するには精度的に不十分であり、上述のモデルの改良を通じた精度の向上が必要である。

## 6 まとめ

太陽-太陽風 MHD シミュレーションモデルを開発してきた。モデルの概要は以下のとおりである。

- (1) 計算格子は、正十二面体分割による二次元非構造格子を半径方向に非一様に重ねたものである。この格子の利点は、特異点がないため計算不安定の発生が抑えられることと、太陽近傍の詳細構造と太陽圏大規模構造を同時に取り扱うことができる点である。

## 参考文献

- 1 Parker, E. N., "Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields", *Astrophys. J.*, Vol.128, pp.664, 1958.
- 2 Alazraki, G., and P. Couturier, "Solar wind acceleration caused by gradient of Alfvén wave

- (2) 内部境界の磁場に、光球磁場観測データを用いている。
- (3) 超音速太陽風を得るために、方程式系に運動量ソース項、エネルギーソース項および熱伝導項を導入した。外部ソース項の関数形は、先行研究でも広く使われてきた、指数関数的に減衰するものである。
- (4) 太陽風加速過程に実際の磁場形状を反映させるため、磁力管拡大率  $f_S$  を用いて外部ソース項強度の調節を試みた。 $f_S$  が大きい領域では強度を弱め、 $f_S$  が小さい領域では強度を強めた。

シミュレーションで得られた太陽表面の外向き質量フラックスの大きい領域は、SOHO/EIT 画像から推察されるコロナホール場所・形状とよく一致し、また、シミュレーションで得られた太陽風/惑星間空間パラメータも、いくつか相違点はあるものの ACE 衛星の観測とよく一致している。以上から、本モデルが太陽磁場と自己無撞着に太陽コロナ詳細構造および太陽風大規模構造の両方をうまく再現することが確認された。NICTの統合型宇宙天気シミュレーションシステムへの応用へ向け、モデルの改良を続けている。

## 謝辞

光球磁場データは、J. T. Hoeksema 博士の厚意により Wilcox Solar Observatory (<http://quake.stanford.edu/~wso>) から提供されたものである。ACE 衛星のデータは、ACE Science Center (<http://www.srl.caltech.edu/ACE/ASC/>) により提供されたものである。SOHO/MDI シノプティックマップ (<http://soi.stanford.edu/magnetic/index5.html>) はスタンフォード大学太陽観測所グループによって提供されている。

- pressure", *Astron. Astrophys.*, Vol.13, pp.380, 1971.
- 3 Belcher, J. W., "Alfvénic wave pressures and solar wind", *Astrophys. J.*, Vol.168, pp.509, 1971.
  - 4 Barnes, A., "Acceleration of the solar wind", *Rev. Geophys.*, Vol.30, pp.43, 1992.
  - 5 Barnes, A., P. R. Gazis, and J. L. Phillips, "Constraints on solar wind acceleration mechanisms from Ulysses plasma observations- the first polar pass", *Geophys. Res. Lett.*, Vol.22, pp.3309, 1995.
  - 6 Hollweg, J. V., and P. A. Isenberg, "Generation of the fast solar wind: A review with emphasis on the resonant cyclotron interaction", *J. Geophys. Res.*, Vol.107(A7), pp.1147, doi:10.1029/2001JA000270, 2002.
  - 7 Cranmer, S. R., "Coronal holes and the high-speed solar wind", *Space Sci. Rev.*, Vol.101, pp.229, 2002.
  - 8 Ness, N. F. and J. M. Wilcox, "Sector Structure of Quiet Interplanetary Magnetic Field", *Science*, Vol.148, pp.1592, 1965.
  - 9 Phillips, J. L., S. J. Bame, A. Barnes, B. L. Barraclough, W. C. Feldman, B. E. Goldstein, J. T. Gosling, G. W. Hoogeveen, D. J. McComas, M. Neugebauer, and S. T. "Suess, Ulysses solar wind plasma observations from pole to pole", *Geophys. Res. Lett.*, Vol.22, pp.3301, 1995.
  - 10 McComas, D. J., S. J. Bame, B. L. Barraclough, W. C. Feldman, H. O. Funsten, J. T. Gosling, P. Riley, R. Skoug, A. Balogh, R. Forsyth, B. E. Goldstein, and M. Neugebauer, "Ulysses' return to the slow solar wind", *Geophys. Res. Lett.*, Vol.25, pp.1, 1998.
  - 11 Schatten, K. H., J. M. Wilcox, and N. F. Ness, "A model of interplanetary and coronal magnetic fields", *Sol. Phys.*, Vol.6, pp.442, 1969.
  - 12 Altschuler, M. D., and G. Newkirk, "Magnetic fields and structure of solar corona I. Methods of calculating coronal fields", *Sol. Phys.*, Vol.9, pp.131, 1969.
  - 13 Wang, Y. M., and N. R. Sheeley, "Solar wind speed and coronal flux-tube expansion", *Astrophys. J.*, Vol.355, pp.726, 1990.
  - 14 Neugebauer, M., R. J. Forsyth, A. B. Galvin, K. L. Harvey, J. T. Hoeksema, A. J. Lazarus, R. P. Lepping, J. A. Linker, Z. Mikić, J. T. Steinberg, R. von Steiger, Y. M. Wang, and R. F. Wimmer-Schweingruber, "Spatial structure of the solar wind and comparisons with solar data and models", *J. Geophys. Res.*, Vol.103(A7), pp.14587, 1998.
  - 15 Linker, J. A., Z. Mikić, D. A. Biesecker, R. J. Forsyth, S. E. Gibson, A. J. Lazarus, A. Lecinski, P. Riley, A. Szabo, and B. J. Thompson, "Magnetohydrodynamic modeling of the solar corona during Whole Sun Month", *J. Geophys. Res.*, Vol.104(A5), pp.9809, 1999.
  - 16 Zhao, X. P., and J. T. Hoeksema, "Prediction of the interplanetary magnetic field strength", *J. Geophys. Res.*, Vol.100(A1), pp.19, 1995.
  - 17 Arge, C., and V. Pizzo, "Improvement in the prediction of solar wind conditions using near-real time solar magnetic field updates", *J. Geophys. Res.*, Vol.105 (A5), pp.10465, 2000.
  - 18 Tanaka, T., "Finite volume TVD scheme on an unstructured grid system for three-dimensional MHD simulation of inhomogeneous systems including strong background potential fields", *J. Comput. Phys.*, Vol.111, pp.381, 1994.
  - 19 Brio, M., and C. C. Wu, "An upwind differencing scheme for the equations of ideal magnetohydrodynamics", *J. Comput. Phys.*, Vol.75, pp.400, 1988.
  - 20 Hartle, R. E., and A. Barnes, "Nonthermal heating in 2-fluid solar wind model", *Journal of Geophys. Res.*, Vol.75, pp.6915, 1970.

- 21 Suess, S. T., A. H. Wang, and S. T. Wu, "Volumetric heating in coronal streamers", *J. Geophys. Res.*, Vol.101(A9), pp.19957, 1996.
- 22 Wang, A. H., S. T. Wu, S. T. Suess, and G. Poletto, "Global model of the corona with heat and momentum addition", *J. Geophys. Res.*, Vol.103 (A2), pp.1913, 1998.
- 23 Groth, C., D. De Zeeuw, T. Gombosi, and K. Powell, "Global three-dimensional MHD simulation of a space weather event: CME formation, interplanetary propagation, and interaction with the magnetosphere", *J. Geophys. Res.*, Vol.105 (A11), pp.25053, 2000.
- 24 Levine, R. H., M. D. Altschuler, and J. W. Harvey, "Solar sources of interplanetary magnetic field and solar wind", *J. Geophys. Res.*, Vol.82, pp.1061, 1977.
- 25 Hayashi, K., "Magnetohydrodynamic simulations of the solar corona and solar wind using a boundary treatment to limit solar wind mass flux", *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, Vol.161, pp.480, 2005.
- 26 Lionello, R., J. A. Linker, and Z. Mikić, "Including the transition region in models of the large-scale solar corona", *Astrophys. J.*, Vol.546, pp.542, 2001.
- 27 Withbroe, G. L., "The temperature structure, mass, and energy-flow in the corona and inner solar wind", *Astrophys. J.*, Vol.325, pp.442, 1988.
- 28 Suzuki, T. K., and S. Inutsuka, "Making the corona and the fast solar wind: A self-consistent simulation for the low-frequency Alfvén waves from the photosphere to 0.3 AU", *Astrophys. J.*, Vol. 632, L49, 2005.
- 29 Usmanov, A. V., M. L. Goldstein, B. P. Besser, and J. M. Fritzer, "A global MHD solar wind model with WKB Alfvén waves: Comparison with Ulysses data", *J. Geophys. Res.*, Vol.105 (A6), pp.12675, 2000.
- 30 Usmanov, A. V., and M. L. Goldstein, "A tilted-dipole MHD model of the solar corona and solar wind", *J. Geophys. Res.*, Vol.108 (A9), pp.1354, doi:10.1029/2002JA009777, 2003.
- 31 Usmanov, A. V., "Interplanetary magnetic field structure and solar wind parameters as inferred from solar magnetic field observations and by using a numerical 2-D MHD model", *Sol. Phys.*, Vol.143, pp.345, 1993a.
- 32 Usmanov, A. V., "The global structure of the solar wind in June 1991", *Sol. Phys.*, Vol.148, pp.371, 1993b.
- 33 Odstroil, D., V. J. Pizzo, J. A. Linker, P. Riley, R. Lionello, and Z. Mikić, "Initial coupling of coronal and heliospheric numerical magnetohydrodynamic codes", *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.*, Vol. 66, pp.1311, 2004.
- 34 Gombosi, T. I., D. L. DeZeeuw, C. P. T. Groth, K. G. Powell, and Q. F. Stout, "Multiscale MHD simulation of a coronal mass ejection and its interaction with the magnetosphere-ionosphere system", *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.*, Vol.62, pp.1515, 2000.
- 35 Tóth, G., I. V. Sokolov, T. I. Gombosi, D. R. Chesney, C. R. Clauer, D. L. De Zeeuw, K. C. Hansen, K. J. Kane, W. B. Manchester, R. C. Oehmke, K. G. Powell, A. J. Ridley, Roussev, II, Q. F. Stout, O. Volberg, R. A. Wolf, S. Sazykin, A. Chan, B. Yu, and J. Kota, "Space Weather Modeling Framework: A new tool for the space science community", *J. Geophys. Res.*, Vol.110, A12226, doi:10.1029/2005JA011126, 2005.
- 36 Usmanov, A. V., and M. Dryer, "A global 3-D simulation of interplanetary dynamics in June 1991", *Sol. Phys.*, Vol.159, pp.347, 1995.
- 37 Scherrer, P. H., Bogart, R. S., Bush, R. I., et al., *Sol. Phys.*, Vol.162, pp.129, 1995.



なかみそ あおい  
中溝 葵

電磁波計測研究センター宇宙環境計測  
グループ特別研究員(九州大学大学院  
理学研究院学術研究者 独立行政法人  
科学技術振興機構) 理学博士  
太陽地球系物理学



くぼ ゆうき  
久保勇樹

電磁波計測研究センター宇宙環境計測  
グループ主任研究員  
太陽宇宙線物理学



たなか たかし  
田中高史

九州大学大学院理学研究院教授  
理学博士  
複合系磁気圏物理学