

平成 27 年度 地球惑星物理学特別研究

SDO/HMI を用いた
太陽光球における磁気ヘリシティ入射の測定

東京大学 理学部
地球惑星物理学科
05-142624

長谷川 隆祥

指導教員

清水 敏文

2016 年 2 月 6 日

概要

太陽コロナにおいては、磁場は複雑に絡まった配位をしている。フレアや CME など、コロナ中の爆発現象のトリガの解明のためには、磁場の複雑さがコロナでどのように蓄えられ、解放されるかを定性的、定量的に理解する必要がある。磁気ヘリシティとは、この「磁力線の複雑さ」を定量化する物理量である。

本研究では、SDO 衛星に搭載されている観測器である HMI で得られた磁場データを用いて、太陽内部から光球面を通過してコロナに入射する磁気ヘリシティ量を見積もり、フレア・CME 発生との相関を調べた。

目次

1	イントロダクション	3
2	磁気ヘリシティ	4
2.1	Gauss の絡み数	4
2.2	磁気ヘリシティ	4
2.3	相対ヘリシティ	5
2.4	ヘリシティ入射量	6
2.5	Démoulin & Berger の関係	6
3	解析	7
3.1	データセット	7
3.2	手法	8
4	結果	9
5	考察	14
6	今後の課題	14

1 イントロダクション

太陽の外層大気である太陽コロナ中では、フレアと呼ばれる爆発現象が起こっている。フレアにおいては磁気エネルギーの一部である自由エネルギーが、熱エネルギー、運動エネルギーなどに変換され解放される。また、フレアの発生に伴って、プロミネンスなどのコロナプラズマに大きな運動エネルギーが与えられ、磁気雲として宇宙空間に放出されることがある。これはコロナ質量放出 (以下 CME と記述する) と呼ばれる。

「フレアが何をトリガーとして発生するか」という謎は太陽 3 大問題の一つであり、長く研究されてきたが、近年、フレアの発生機構は、磁力線の配位の複雑さと関連があると思われるようになった。実際コロナにおける磁場は互いに絡み合ったり、捻れたりした複雑な構造をしている。例えば、フレアや CME が発生する活動領域を軟 X 線で観測すると、シグモイドと呼ばれる S 字状の構造が見られる。太陽コロナは高レイノルズ数のプラズマで満たされており、プラズマは磁場に凍りついていると考えることができるため、シグモイドは見た目の通り磁場の複雑な配位を表している。また、フレア後に見られる磁場の構造はポテンシャル磁場のような単純な配位をしていることが明らかになっている。

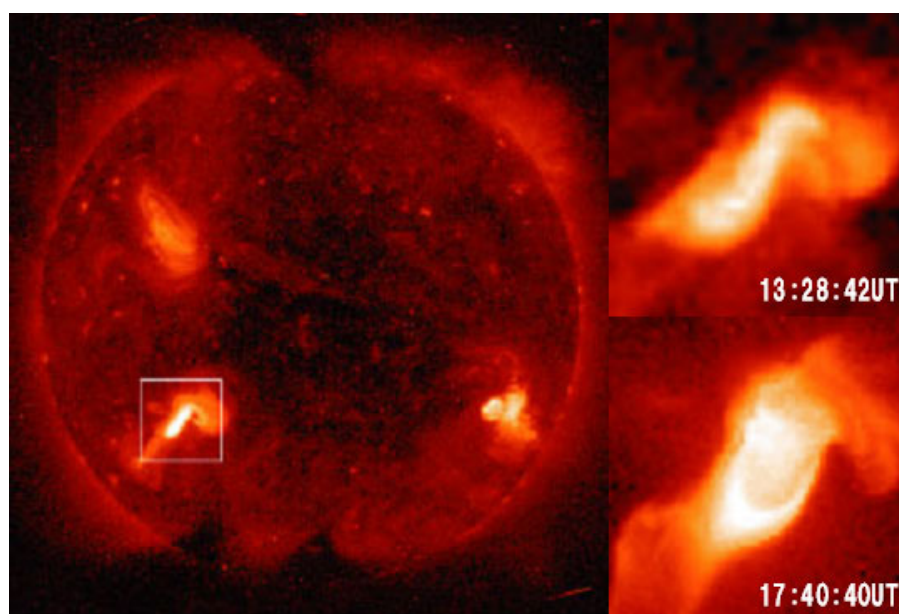


図 1 フレア前にみられたシグモイド (右上) と、フレア後に見られた単純なループ構造 (右下)
(ISAS/JAXA 「「ようこう」ベストショット 10」より)

このような「磁力線の絡まり」という視点から見ると、フレアは磁力線のねじれの自発的な緩和、CME はコロナ中に大量にされた「磁場の複雑さ」を宇宙空間に捨てる現象とみることができる。

上記のような「磁力線自身のねじれやシア、磁力線同士の絡まり」を定量的に表す物理量が「磁気ヘリシティ」であり、これがコロナにどのように、どのくらい蓄積されるのかを定性的、定量的に理解することがフレア、CME のトリガの解明には重要である。

2 磁気ヘリシティ

2.1 Gauss の絡み数

Gauss の絡み数とは、2 つの閉曲線の絡まりを数学的に定義した幾何学的な量である。今、閉曲線 1,2 を考え、それぞれの閉曲線における座標を $\mathbf{x}(\sigma)$ 、 $\mathbf{y}(\tau)$ (σ, τ はそれぞれ閉曲線 1, 2 のパラメーター) と表し、 $\mathbf{r} = \mathbf{y} - \mathbf{x}$ とすると、Gauss の絡み数は

$$L_{12} = -\frac{1}{4\pi} \oint \oint \frac{d\mathbf{x}}{d\sigma} \cdot \frac{\mathbf{r}}{r^3} \times \frac{d\mathbf{y}}{d\tau} d\tau d\sigma \quad (1)$$

と定義される。

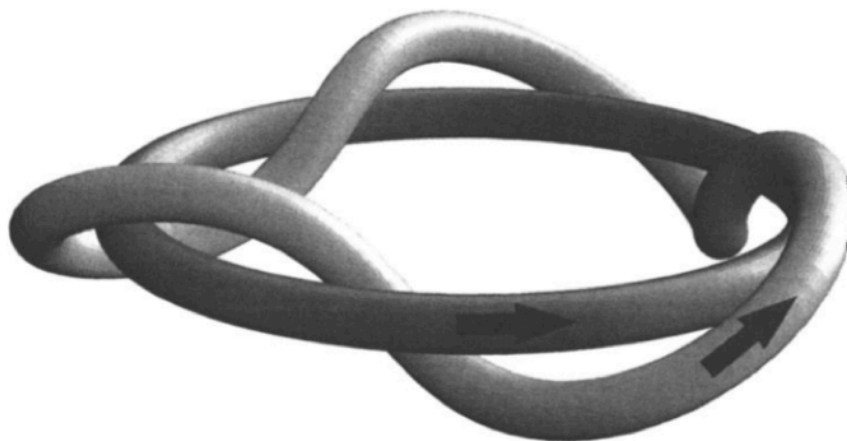


図 2 絡まった閉曲線の模式図。この場合、Gauss の絡み数 L は $L_{12} = -3$ である。(Berger(1999)[1] より)

2.2 磁気ヘリシティ

Gauss の絡み数を磁場に拡張したものが磁気ヘリシティである。磁気ヘリシティは、磁場 \mathbf{B} とそのベクトルポテンシャル \mathbf{A} を用いて、

$$H = \int_V \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} dV \quad (2)$$

と定義される。ここで領域 V は、磁場の貫通しない、すなわちその表面 S における外向きの法線ベクトル \mathbf{n} を用いて

$$\mathbf{B} \cdot \mathbf{n}|_S = 0 \quad (3)$$

をみたすものでなければならない。なぜなら、ベクトルポテンシャル \mathbf{A} のゲージ変換 $\mathbf{A} \rightarrow \mathbf{A} + \nabla\phi$ について

$$H' = \int_V (\mathbf{A} + \nabla\phi) \cdot \mathbf{B} dV \quad (4)$$

$$= \int_V \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} dV + \int_V (\nabla\phi) \cdot \mathbf{B} dV \quad (5)$$

$$= H + \int_S (\phi\mathbf{B}) \cdot \mathbf{n} dS \quad (6)$$

なので、(5) が満たされていないならば H は一意でなく、物理的な意味を持たないからである。

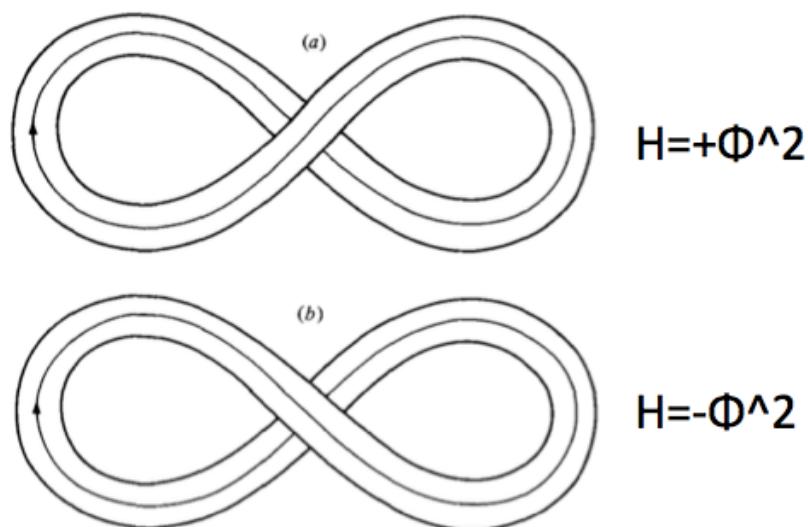


図3 8の字型の磁束の模式図とそのヘリシティ。ここで、 V は磁束を完全に包むようにとるものとする (Berger & Field (1984)[2] より一部改変)

磁気ヘリシティが重要な物理量である理由の一つは、保存量であることである。理想 MHD 近似ができるような高レイノルズ数プラズマでは、プラズマの磁力線への凍りつきによって磁力線同士のすり抜けが起きないため、領域 V 中での磁気ヘリシティの散逸は無視できる。

2.3 相対ヘリシティ

上記の事情にもかかわらず、現実の太陽コロナを V にとる場合、(3) を満たすようにとることはできない。そこで、太陽コロナにも適用できる物理量として相対ヘリシティが導入された [2]。

これは、考える領域のヘリシティと、ポテンシャル磁場によるヘリシティの差を表す物理量で、 V の表面 S における垂直磁場から計算されたポテンシャル磁場 \mathbf{B}_p とそのベクトルポテンシャル \mathbf{A}_p を用いて、

$$H = \int_V (\mathbf{A} + \mathbf{A}_p) \cdot (\mathbf{B} - \mathbf{B}_p) dV \quad (7)$$

と定義される [3]。

これはゲージによらない記法であるが、ヘリシティの計算には以下のような特定のゲージを導入すると便利である。すなわち、 S において

$$\nabla \times \mathbf{A}_p \cdot \mathbf{n} = \mathbf{B} \cdot \mathbf{n} \quad (8)$$

$$\mathbf{A}_p \cdot \mathbf{n} = 0 \quad (9)$$

また、 V 内で

$$\nabla \cdot \mathbf{A}_p = 0 \quad (10)$$

$$\nabla \times \mathbf{A}_p = \mathbf{B}_p \quad (11)$$

である。

以下、「ヘリシティ」と記述した場合、「相対ヘリシティ」を表すものとする。

2.4 ヘリシティ入射量

現在の観測技術では、得られるデータは光球面のそれに限られ、太陽コロナにおける3次元磁場を測定することはできないため、ヘリシティを直接計算することは不可能である。しかし、CMEなどによって宇宙空間に放出される分を除くと、ヘリシティは(リコネクションの前後でも近似的に)保存量であるため、光球を通るヘリシティ入射量を光球面のデータから得られれば、コロナ中のヘリシティが推定できる。

ヘリシティ入射量は、相対ヘリシティの時間微分から得られる。 \mathbf{v} をプラズマの速度とすると、誘導方程式

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (12)$$

より、

$$\frac{dH}{dt} = 2 \times \int_S [(\mathbf{A}_p \cdot \mathbf{B}_t) v_n - (\mathbf{A}_p \cdot \mathbf{v}_t) \cdot B_n] dS \quad (13)$$

であらわされる。ここで、 \mathbf{u} を

$$\mathbf{u} = \mathbf{v}_t - \frac{v_n}{B_n} \mathbf{B}_t \quad (14)$$

と定義すると、

$$\frac{dH}{dt} = 2 \times \int_S [(\mathbf{A}_p \cdot (B_n \mathbf{u}))] dS \quad (15)$$

と表される。さらに、 S を光球面 S_p とそれを除いた部分 $S_o = S - S_p$ に分けると、 V をうまくとることで S_o は式 (3) の条件を満たすことができると考え、

$$\frac{dH}{dt} = 2 \times \int_{S_p} [(\mathbf{A}_p \cdot (B_n \mathbf{u}))] dS_p \quad (16)$$

となる。

2.5 Démoulin & Berger の関係

Démoulin & Berger (2003)[4]によると、上記の \mathbf{u} は、光球面と磁束管の交点の、光球面上での見かけの速度である。すなわち、上記の見かけの速度 \mathbf{u} は、磁束管の水平速度の寄与 \mathbf{u}_t と、垂直速度の寄与 \mathbf{u}_n から、

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}_t + \mathbf{u}_n \quad (17)$$

で表される。ここで \mathbf{u}_t は磁束管におけるプラズマの水平速度 \mathbf{v}_t から

$$\mathbf{u}_t = \mathbf{v}_t \quad (18)$$

である。また、 \mathbf{u}_n は

$$\mathbf{u}_n = -\frac{v_n}{B_n} \mathbf{B}_t \quad (19)$$

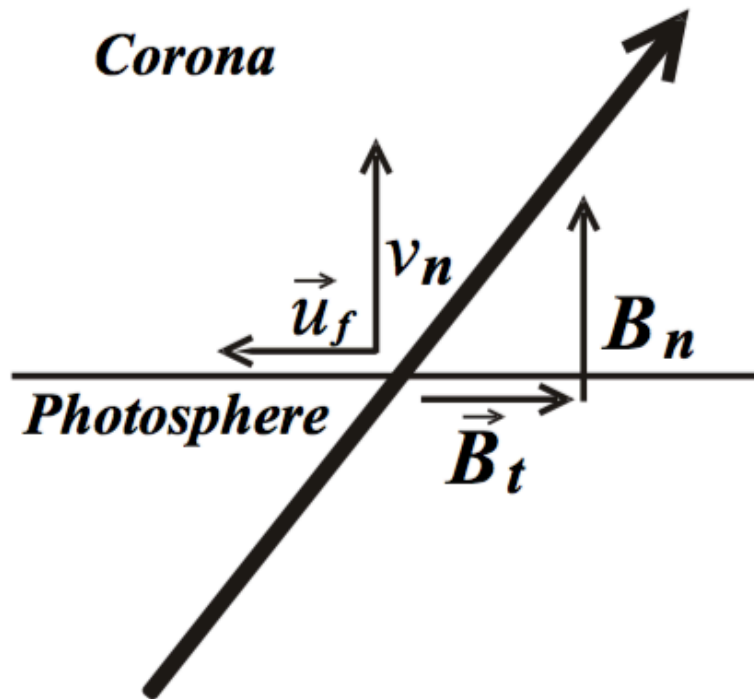


図4 磁束管の上昇 (v_n) は、光球面では \vec{u}_f のように見える (Demoulin and Berger (2003)[4] より)

である。よって、

$$\mathbf{u} = \mathbf{v}_t - \frac{v_n}{B_n} \mathbf{B}_t \quad (20)$$

であり、これは式 (14) と一致する。

以上の議論から、光球面における垂直磁場、磁束管の見かけの速度を得ることで、ヘリシティ入射量を計算することができるがわかる。

3 解析

3.1 データセット

本研究では、活動領域 NOAA 12297 における、2015 年 3 月 9 日から 15 日までの 7 日間のイベントに着目し、ヘリシティ入射量を測定した。このイベントは今太陽周期では最大級のもので、同活動領域内で、12 回の M クラスフレア、1 回の X クラスフレアが発生している。3 月 11 日から 13 日にかけて、M クラス以上のフレアが頻発している。また、3 月 11 日の終わりから 12 日にかけて、磁束の浮上によって新たな黒点が生まれており、浮上磁場はマグネトグラムにおいて逆極の磁場が互いに離れながら成長していく様子から確認できる。加えて、3 月 15 日に発生した大規模な CME は、3 月 18 日に北海道で発生した低緯度オーロラの原因となった。図 5 に GOES 衛星によるライトカーブを記す。

データセットは、SDO 衛星に搭載された観測器である HMI(Hoeksema et al. (2014)[5]) によってえられ

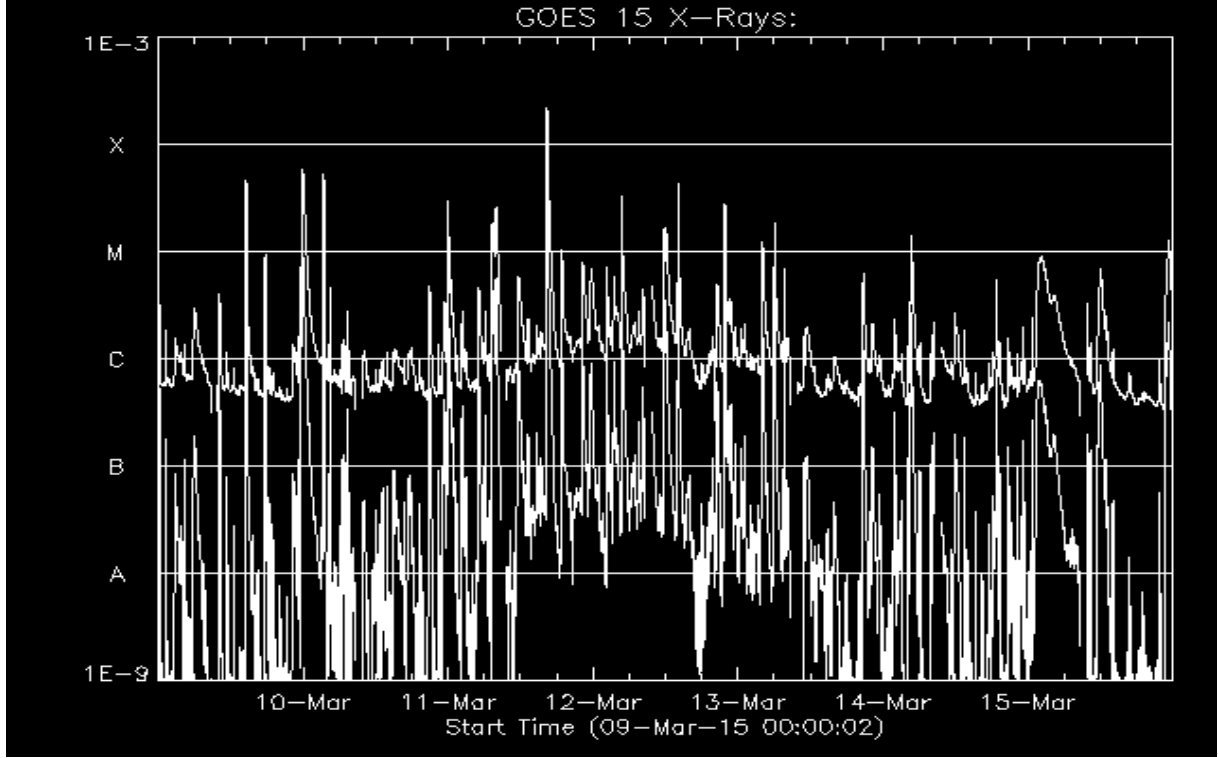


図5 2015年3月9日~15日のGOES衛星によるフレアの強度

たデータ系列 SHARP を用いた。このデータ系列では、時間分解能は 12 分、空間分解能は $0''.5/\text{pixel}$ である。このデータ系列では、ストークスパラメーターの Milne-Eddington-based Inversion(Borrero (2011)[6]) によってマグネトグラムを得ている。また、方位角不定性は minimum energy method(Metcalf (1994);Leka et al. (2009)) によって除去されており、Lambert equal area projection(Calabretta & Greisen (2002)) による位置合わせが施されている。

3.2 手法

本研究では、 \mathbf{u} を求める手法として、フーリエ局所相関追跡法 (FLCT 法;Welch and Fisher (2008)[10]) を用いた。これは、2つの2次元マグネトグラム $I_1(x, y, t_1)$ 、 $I_2(x, y, t_2 = t_1 + \delta t)$ を用いて相関係数を計算し、これを最大にするシフトからマグネトグラムの各点における水平速度場を求める手法である。

まず、注目するピクセル (x_i, y_j) を強調するために、幅 σ のガウシアンを窓関数としてかけたサブイメージ S_1 、 S_2 を考える。

$$S_1^{(i,j)}(x, y) = I_1(x, y)e^{-[(x-x_1)^2+(y-y_j)^2]/\sigma^2} \quad (21)$$

$$S_2^{(i,j)}(x, y) = I_2(x, y)e^{-[(x-x_1)^2+(y-y_j)^2]/\sigma^2} \quad (22)$$

これらを用いて、共相関関数 C をシフト $(\delta x, \delta y)$ の関数として計算する。

$$C^{i,j}(\delta x, \delta y) = \int \int dx dy S_1^{i,j*}(-x, -y) S_2^{i,j}(\delta x - x, \delta y - y) \quad (23)$$

FLCT 法では、この共相関係数を、たたみこみ積分を用いて計算する。すなわち、ある関数 $f(x, y)$ のフーリエ変換を $F[f(x, y)]$ と記述すると、

$$C^{i,j}(\delta x, \delta y) = F^{-1}[F[S_1]^* F[S_2]] \quad (24)$$

である。ピクセル (x_i, y_j) について、 $C^{i,j}(\delta x, \delta y)$ を最大にする δx 、 δy を求め、

$$u_x^{i,j} = \delta x / \delta t \quad (25)$$

$$u_y^{i,j} = \delta y / \delta t \quad (26)$$

としてそのピクセルにおける見かけの速度 $u^{i,j}$ を得る。

また、 \mathbf{A}_p を求める手法として、Chae et al(2001) で使われた手法を用いた。すなわち、

$$\nabla \cdot \mathbf{A}_p = 0 \quad (27)$$

を満たすゲージにおいて、 \mathbf{A}_p は

$$\frac{\partial^2 A_{px}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_{px}}{\partial y^2} = -\frac{\partial B_z}{\partial y} \quad (28)$$

$$\frac{\partial^2 A_{py}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_{py}}{\partial y^2} = \frac{\partial B_z}{\partial x} \quad (29)$$

$$A_{pz} = 0 \quad (30)$$

を満たすことから、高速フーリエ変換を用いて A_{px} 、 A_{py} を求めることができる。

4 結果

図6は、2015年3月10日22時24分におけるマグネトグラムに、これと22時36分におけるマグネトグラムからFLCTによって得られた速度場をプロットしたものである。図7~10は、それぞれ、3月9日0時0分、3月9日18時0分、3月11日17時36分のマグネトグラム、ヘリシティ入射マップである。また、図11はGOES衛星によるライトカーブ、ヘリシティ入射量、3月9日0時を0としたヘリシティ入射量の時間積分をまとめたもの、図12、図13はそれぞれヘリシティ入射量、ヘリシティ入射量の時間積分である。図11、12については、ヘリシティ入射量は3点平均を取ったものである。

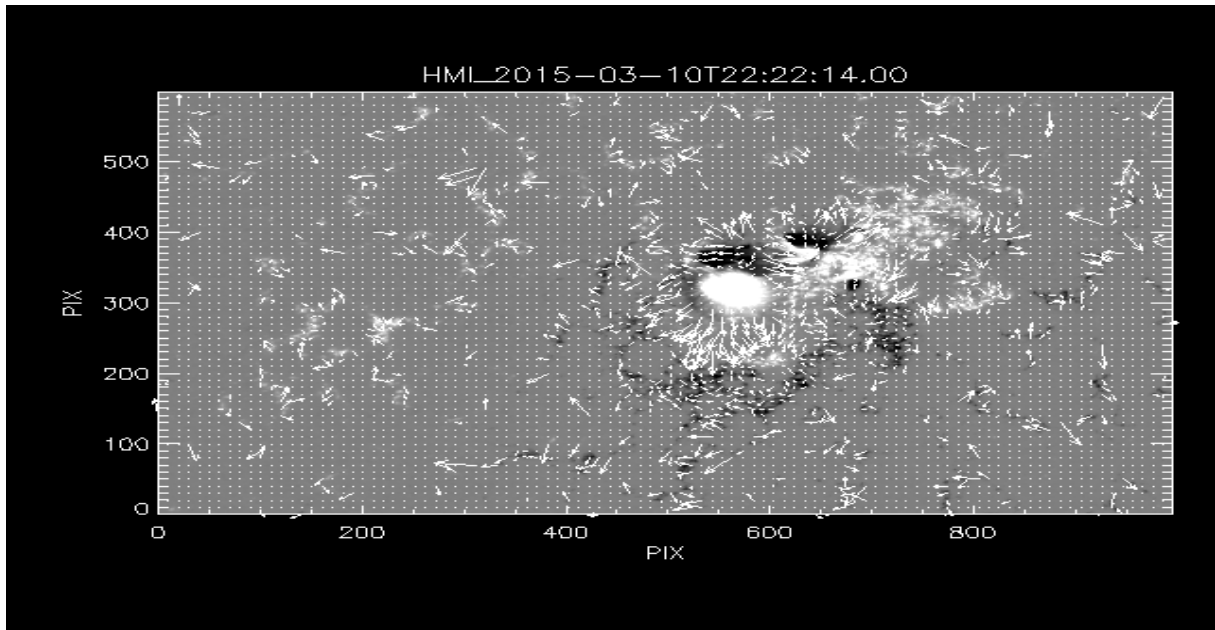


図6 2015年3月10日22:24でのマグネトグラムと、FLCTによって得られた水平速度場

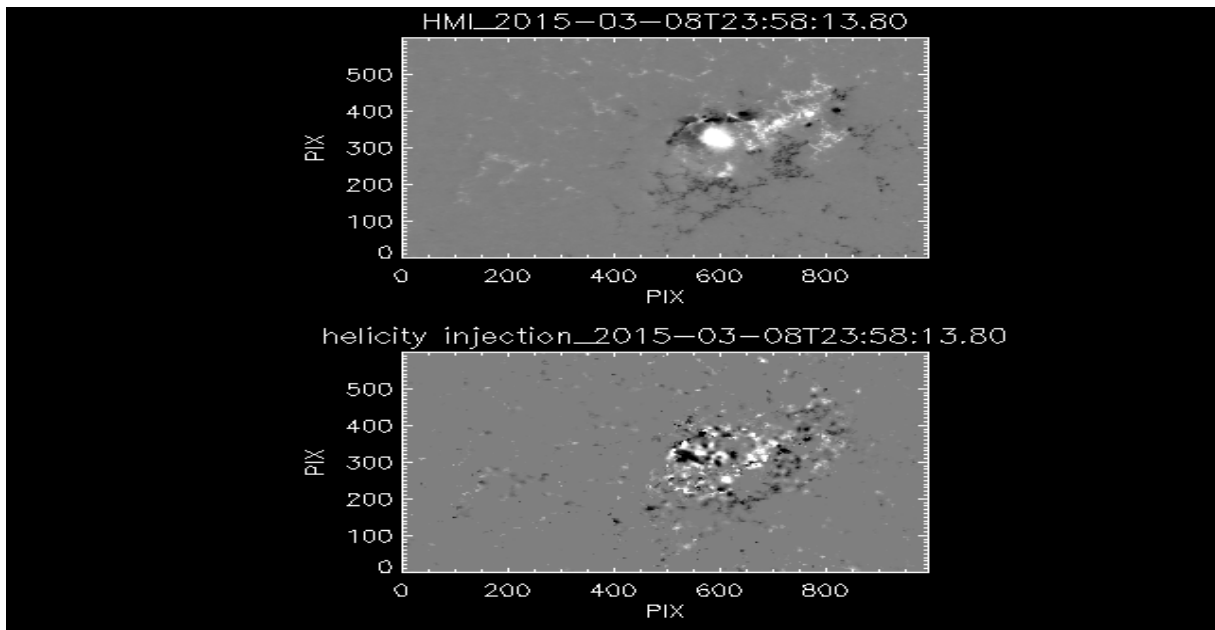


図7 2015年3月9日00:00でのマグネトグラムとヘリシティ入射マップ

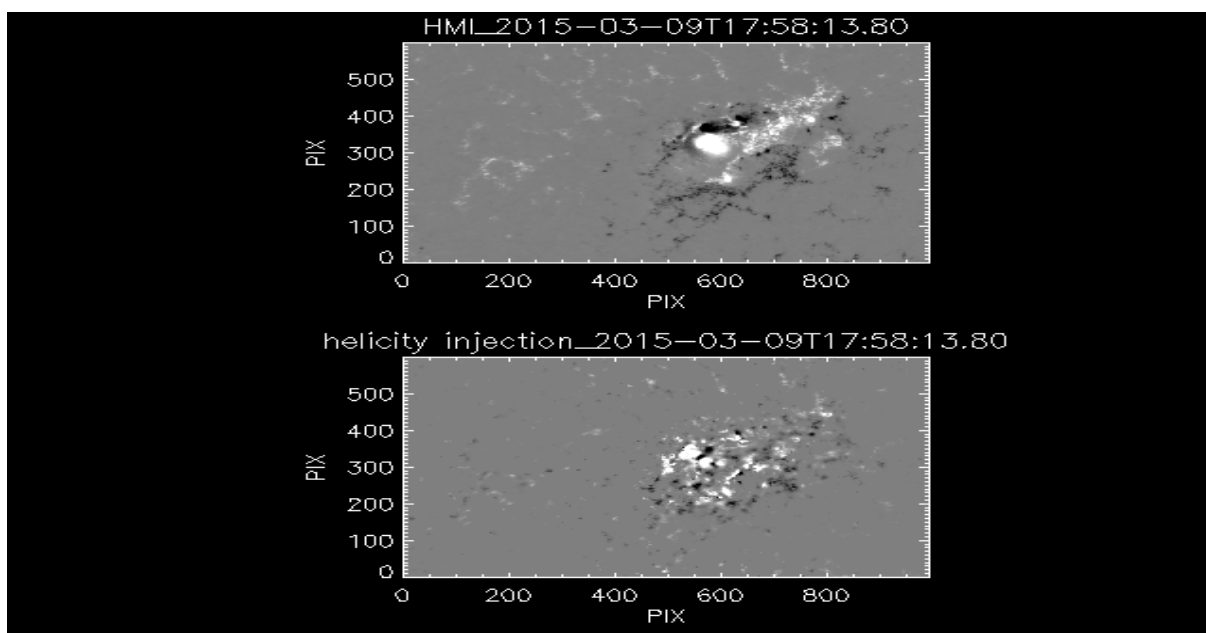


図 8 2015年3月9日18:00でのマグネトグラムとヘリシティ入射マップ

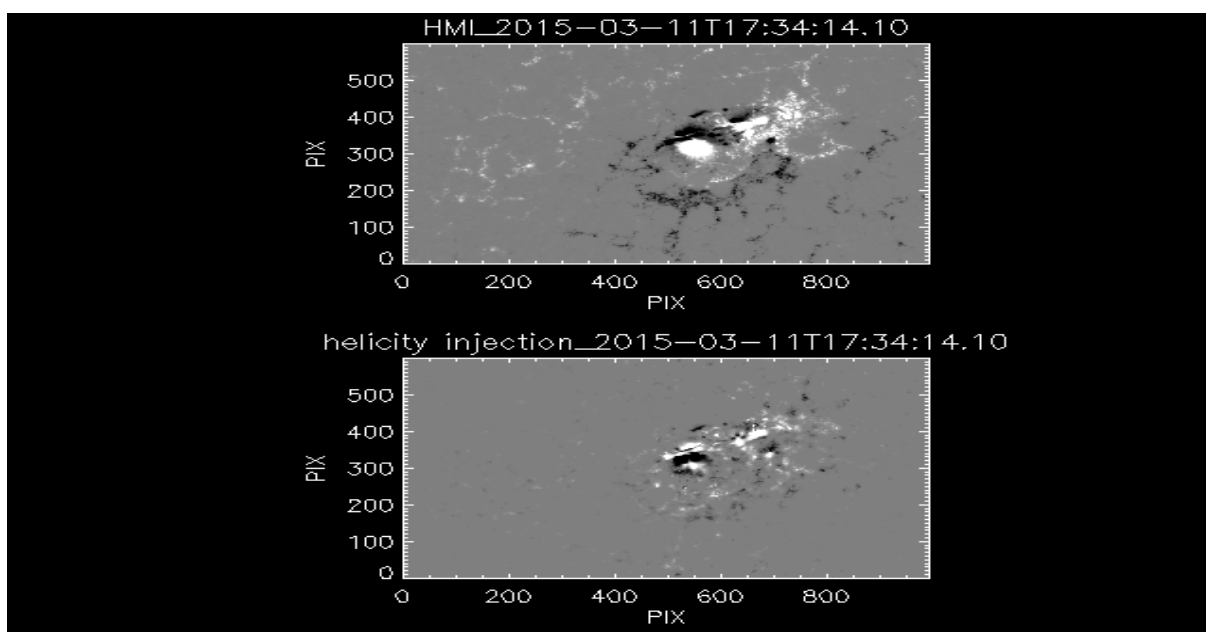


図 9 2015年3月11日17:36でのマグネトグラムとヘリシティ入射マップ

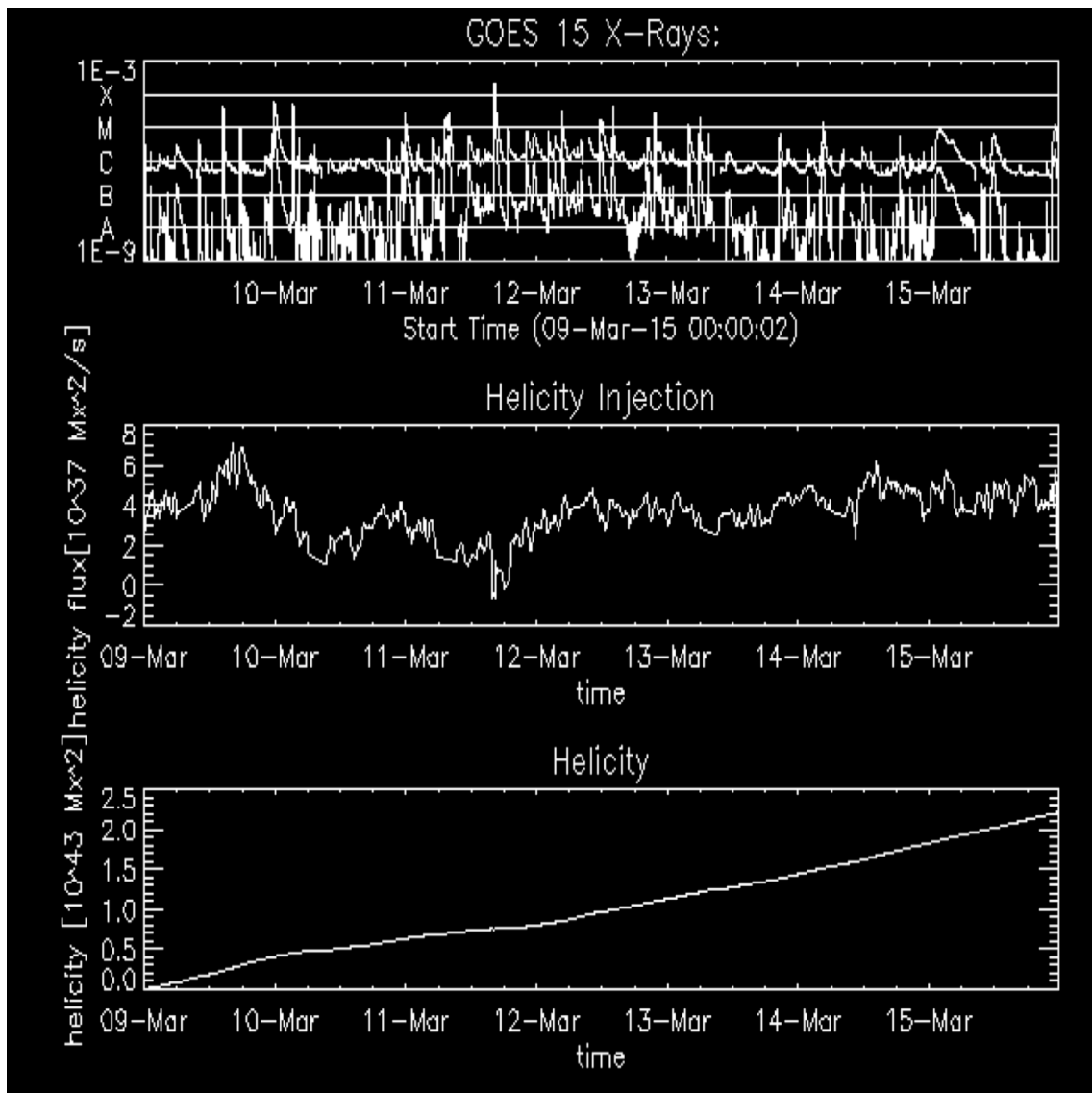


図 10 GOES 衛星によるライトカーブ (上段)、ヘリシティ入射量 (中段)、ヘリシティ入射量の時間積分 (下段)

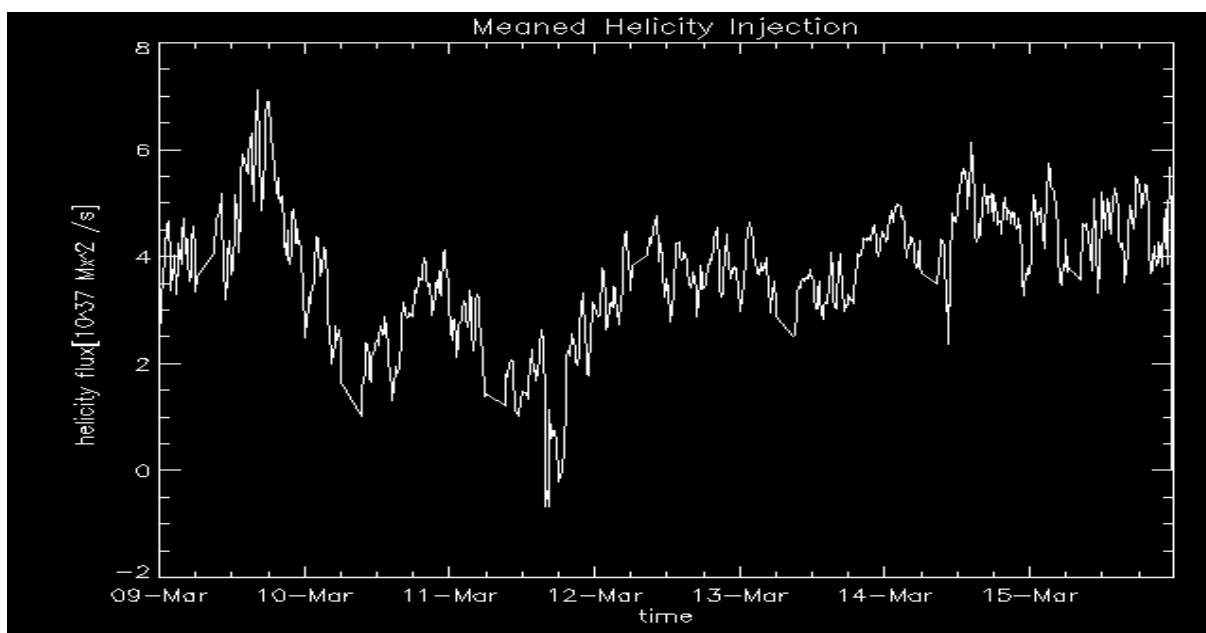


図 11 ヘリシティ入射量

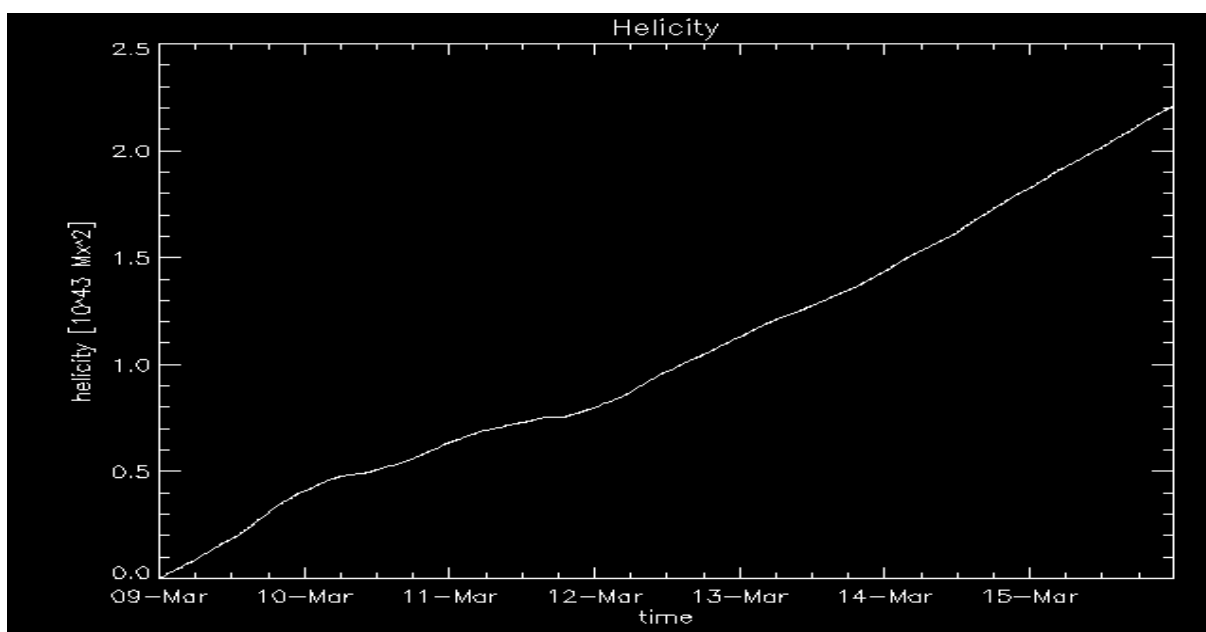


図 12 ヘリシティ入射量の時間積分

5 考察

図 8(3月9日 18時0分)では、ヘリシティ入射量がピークとなっている。活動領域全体から正のヘリシティが入射していることがわかる。同様に、3月10日 20時頃においても、ヘリシティ入射量がピークとなっている。これらは、2度のフレア頻発期の直前に位置していることが図10からわかる。

図9(3月11日 17時36分)上段からは、浮上磁場が光球面を通過する様子がわかるが、下段から、浮上磁場の両極がともに正のヘリシティを入射している様子がわかる。図12からも、磁場の浮上に伴って正のヘリシティが蓄積されていることがわかる。13日12時以降、Mクラス以上のフレアは頻発しなくなったが、15日の2時頃発生したCクラスフレアに伴って大規模なCMEが起きている。これは、蓄積されたヘリシティが、ある閾値を超えたために、CMEとして解放されるという描像と一致している。

また、上記の結果は、南半球においては正のヘリシティが優勢であるという hemispherical rule と一致している。

6 今後の課題

本研究では、ヘリシティ入射量とフレア、CMEとの相関を現象論的に見ることができた。

今後の課題として、FLCT法で得た u^{FLCT} が正しく u を表しているか評価することが必要である。また、LCT法はしばしば用いられる手法ではあるが、活動領域の拡大や縮小、回転といった動きを追うことができなかつたり、光球磁場の時間変化を真に支配する誘導方程式と相容れないなど、問題も多く、他にも様々な手法が開発されている (Induction Equation Method(Kusano et al. (2002))[12], ILCT(Welsch et al. (2004))[13], Minimum Energy Fit(Longcope (2004))[14], DAVE4VW(Schuck (2008))[15] など)。これらの手法の学習や、新たな手法の開発も課題の一つである。

今回解析したイベントでは、ヘリシティ入射量を測り始めた2015年3月9日の時点で活動領域が形成されているため、ヘリシティ入射量の時間積分だけでは真のヘリシティ量を推定することはできない。観測からコロナ中の磁気ヘリシティを直接求めることは不可能であるが、non-linear force-free fieldモデルを用いて近似的にヘリシティ量を推定することは可能であると思われる (例えば、Jing et al (2012)[16])。

また、フレアやCMEによってコロナから失われるヘリシティ量を観測から見積もることも今後の課題である。CMEのもつヘリシティは、例えば Leamon et al (2006) では、CMEの大きさと、その場観測による磁場のピッチ角から計算されている。また、フレア後のヘリシティの散逸は、Taylor緩和過程において、エネルギーの減少量とヘリシティの減少量が比例することから計算できるとされる。

参考文献

- [1] Berger, M.A. 1999, in Geophysical Monograph 111 Washington DC; AGU 1
- [2] Berger, M.A. & Field, G.B. 1984, L. Fluid Mech., 147, 133
- [3] Finn, J.H. & Antonsen, T.M. 1985, Comment Plasma Phys. Controlled Fusion, 9, 111
- [4] Démoulin, P. & Berger, M.A. 2003, SoPh 215, 203
- [5] Hoeksema, J.T., Liu, Y., Hayashi, K. et al. 2014, SoPh, in press
- [6] Borrero, J.H. et al. 2011, SoPh, 273, 267

- [7] Metcalf, T.R. 1994, *SoPh*, 155, 235
- [8] Leka, K.D. et al. 2009, *SoPh*, 260, 83
- [9] Calabretta, M.R., & Greisen, E.W. 2002, *A&A*, 395, 1077
- [10] Welsch, B.T. & Fisher, G.H. 2008, *ASPC*, 383, 373
- [11] Chae, J. et al 2001, *ApJ*, 560, 476
- [12] Kusano, K., Maeshiro, T., Yokoyama, T., Sakurai, T. 2002 *ApJ*, 577, 501
- [13] Welsch, B.T., Fisher, G.H., Abbett, W.P., Regnier, S. 2004, *ApJ*, 610, 1148
- [14] Longcope, D.W. 2004, *ApJ*, 612, 1181
- [15] Schuck, P.W. 2008, *ApJ*, 683, 1134
- [16] Jing, J. et al 2012, *AAS*, 220, 411, 02