

修士論文

「ひので」観測による太陽周期にわたる極域磁
場の振る舞い

Ryota Tani

谷 竜太

Space and Planetary Science Group

Department of Earth and Planetary Science

Graduate School of Science, The University of Tokyo

指導教員 清水敏文

March 1, 2021

Abstract

The 11-year cycle of solar activity is characterized by the rise and fall in the numbers and surface area of sunspots. This cycle is produced by dynamo processes in the solar interior. According to the Babcock-Leighton model (Babcock 1961, Leighton 1969), the magnetic field at the polar regions is the source of the emerging magnetic field, i.e., sunspot groups, observed at mid and low latitudes, and the advection and diffusion of a part of sunspot fields toward the polar regions make the polar field polarity reversed around solar maximum. Therefore, observational knowledges on behaviors of the magnetic field at the polar regions is crucial for understanding the solar activity cycle. The polar regions are, however, located near the solar limb when observed from the Earth, making it difficult to spatially resolve the structures. Moreover, the line-of-sight magnetogram observations made so far for the high latitudes may give an overestimate to the radial component of the polar magnetic field. The spectro-polarimeter (SP) of the Solar Optical Telescope (SOT) onboard the Hinode satellite has revealed the patchy spatial distributions of strong magnetic field in the polar regions for the first time with high spatial resolution vector magnetic field observations (Tsuneta et al., 2008a). The analysis performed so far has only used the data from observations in March and September, when the polar regions are more easily visible from the Earth (Ito et al. 2010, Shiota et al. 2012, Petrie 2017).

In this study, utilizing the fact that SOT/SP has been regularly carrying out the vector magnetic field observations for the polar regions about once a month, we analyze the 12 years of the SP data obtained from September 2008 to September 2020. With evaluating the validity of the 180 deg ambiguity resolution in the azimuthal angle, we show the 12

years variations in the latitudinal distribution of the radial component for magnetic field at high latitudes. They are also compared with the variations seen in line-of-sight magnetic field maps by both SDO/HMI and SP. These analyses provide the following four findings: 1) The line-of-sight data may give about 2-3 times larger values to the magnetic flux density at latitudes higher than 80 deg, 2) SOT/SP observations can be used to trace flux surges advecting to the polar regions in latitudes from 60 to 85 deg, 3) the SP vector magnetic field data shows that the magnetic field at latitudes higher than 85 deg is really weaker than that in the latitudes lower than 85 deg, and 4) the reversal of the magnetic field polarity at high latitudes is caused when magnetic fields with opposite polarity are advected from low latitudes into the regions where a lot of patchy flux islands of the original polarity are distributed. These results tell that the long continuation of vector magnetic field observations for polar regions is essential to capture the characteristics of the magnetic fields distributed at high latitudes. The magnetic flux advected as flux surges from low and mid-latitudes to the polar regions is traced at latitudes higher than 60 deg with SOT/SP, characterizing behaviors at high latitudes. This observational characteristics would be an important input to dynamo modeling for reproducing the 11-years cycle of solar activity.

要旨

太陽活動は11年周期で増加と減少を繰り返しており、この太陽活動サイクルは太陽内部でダイナモ過程によって生み出されている。バブコック-レイトンモデル (Babcock 1961, Leighton 1969) によれば、太陽極域の磁場は中低緯度で観測される浮上磁場 (黒点群) を作る種となる磁場であり、浮上した磁場の一部が極域に向かって拡散することで極域の磁場の向きが反転する。従って、高緯度の磁場の振る舞いを観測的に理解することは太陽活動サイクルを考える上で重要である。しかし地球から観測される太陽極域は、太陽の縁近くにありほぼ真横から観測するため、空間的に構造を分解して観測することは難しく、これまで行われてきた視線方向磁場観測では極域磁場の太陽動径方向成分を過大評価していると考えられる。「ひので」衛星に搭載された可視光磁場望遠鏡 (SOT) の偏光分光装置 (SP) は、高空間分解能のベクトル磁場観測によって極域に分布する磁場がパッチ状に分布することを初めて捉えた (Tsuneta et al., 2008a)。今まで行われた解析は極域が見やすくなる3月や9月の観測データのみを用いて行われてきた (Ito et al. 2010, Shiota et al. 2012, Petrie 2017)。

本研究ではSOT/SPが約1ヶ月に1回定期的に極域のベクトル磁場観測を行なっている事に着目し、2008年9月から2020年9月にわたり得られた12年間のデータを解析した。SOT/SPによるベクトル磁場の導出における方位角の 180° 不定性の解法の妥当性を検証した上で動径方向成分磁場の緯度分布がどのように変遷しているかについて示した。また、SOT/SPデータから擬似的に作成した視線方向磁場データやSDO/HMIによる太陽全面の視線方向磁場データに基づく視線方向磁場に基づく低中緯度の磁場変遷とも比較した。この解析から、1) 緯度 80° より高緯度の領域では従来の視線方向磁場はベクトル磁場に比べ2-3倍程度過大な磁場強度を与える

こと、2) 極域に移流するフラックスサージは SOT/SP 観測により緯度 60° から 85° 付近まで追跡可能であること、3) 緯度 85° より高緯度に存在する磁場は強度が弱くなっていること、そして 4) 高緯度での磁場極性の反転については、低緯度からの磁場がもともとある極性の磁場が多数分布している領域に高緯度まで入り込み反転すること、を明らかにした。これらの結果は、ベクトル磁場観測が高緯度に分布する磁場の特性を捉える上で重要であり、低中緯度から極域へフラックスサージとして移流する磁場の緯度 60° よりも高緯度側での振る舞いを明らかにしており、太陽活動の周期性を再現するためにダイナモ過程のモデル化において重要なインプットとなる。

Contents

Abstract	i
要旨	iii
1 Introduction	1
1.1 太陽活動周期	1
1.1.1 観測事実	1
1.1.2 磁束輸送ダイナモモデル	7
1.2 極域磁場	8
1.2.1 極域磁場観測の難しさ	9
1.2.2 SOT/SP による極域磁場観測	10
1.2.3 ダイナモモデルにおける極域磁場	12
1.3 本研究の目的	14
2 Observations	17
2.1 ひので SOT/SP	17
2.2 SDO/HMI 観測	21
3 Analysis	23
3.1 SOT/SP のベクトル磁場解析	25
3.1.1 連続光の強度マップを用いた太陽面外のシグナルのマスク	26
3.1.2 有意な磁場信号が小さいピクセルのマスク	27
3.1.3 180° 不定性の解消	27

3.1.4	動径方向磁場 (B_r^{SP})	29
3.2	SOT/SP のベクトル磁場と視線方向磁場の比較	30
3.2.1	SOT/SP の擬似 LOS 磁場マップ	30
3.2.2	動径方向磁場 (B_r^{SPLOS})	31
3.3	SDO/HMI の視線方向磁場解析	31
3.3.1	連続光の強度マップを用いた太陽面外のシグナルのマスク . .	32
3.3.2	SDO/HMI の動径方向磁場マップ	33
3.4	動径方向磁場の経年変化図	34
3.4.1	座標変換	34
3.4.2	各ピクセルの磁束量	34
3.4.3	経年変化	35
4	Results	38
4.1	SDO/HMI の全球 LOS 磁場	38
4.1.1	緯度毎に経度平均した経年変化	38
4.2	SOT/SP の極域ベクトル磁場	41
4.2.1	緯度毎に経度平均した経年変化	41
4.2.2	SDO/HMI とのフラックスサージの比較	43
4.3	SOT/SP の極域擬似 LOS 磁場	47
4.3.1	緯度毎に経度平均した経年変化	47
5	Discussions	50
5.1	極域における LOS 磁場観測の影響	50
5.1.1	B_r^{SP} と B_r^{SPLOS} の 1 マップの比較	51
5.1.2	B_r^{SP} と B_r^{SPLOS} の 1 サイクル間の比較	52
5.1.3	180° 不定性の解消	54
5.2	フラックスサージの極域への到達	57
5.2.1	フラックスサージの移流限界緯度	57
5.2.2	極域磁場観測の季節変化	59

5.3	SDO/HMI と SOT/SP の極域磁場の比較	60
5.3.1	フラックスサージの比較	61
5.3.2	極域磁場の振る舞い	61
6	Summary	64
6.1	結論	64
6.2	今後の展望	66
A		69
A.1	座標変換	69
A.1.1	(x_c, y_c, z_c) から (δ_c, ϕ_c) への変換。	69
A.1.2	(x_c, y_c, z_c) から (x_g, y_g, z_g) への変換。	69
A.1.3	(x_c, z_c) から (δ_g, ϕ_g) への変換。	70
A.1.4	(δ_g, ϕ_g) から (x_c, z_c) への変換。	71
	Acknowledgments	73
	References	75

Chapter 1

Introduction

太陽極域に存在する磁場は、太陽内部で太陽活動周期を造ると考えられている太陽ダイナモや太陽圏に広がる磁場構造を推定する際に用いる全球コロナ磁場を考えるときの重要な基本情報の1つである。Sec.1.1 では太陽活動周期について、Sec.1.2 では太陽極域の磁場について解説したのちに、Sec.1.3 で本研究の目的について述べる。

1.1 太陽活動周期

太陽活動は約 11 年周期で上昇と下降を繰り返しており、これを太陽サイクルと呼ぶ。太陽サイクルは磁氣的なものであり、太陽の内部でダイナモ過程によって生み出されている (Charbonneau 2010 などでもレビューされている)。グローバルな周期性を生むダイナモ過程は、対流層下部にて起きていると理論的に考えられている。このダイナモ過程を説明する上で特に重要と考えられている観測的特徴がいくつかある。それらの特徴について Sec.1.1.1 で説明し、Sec.1.1.2 でダイナモモデルの中で最も基本的なモデルである Babcock-Leighton モデルについて紹介する。

1.1.1 観測事実

太陽黒点の観測は非常に長い歴史を持っており、その最初の系統的な記録は 17 世紀にガリレオが望遠鏡を用いて行った観測まで遡る。Schwabe が 1843 年に図 1.1 のよ

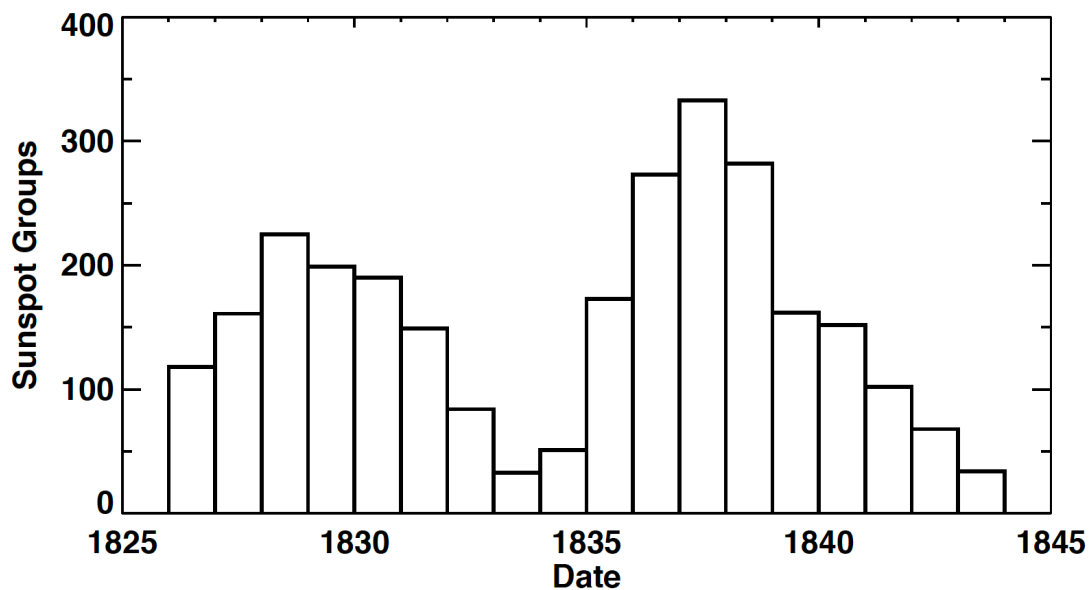


Figure 1.1: 1826 年から 1843 年までの黒点グループの推移。縦軸が時間で横軸が黒点グループ数である。これらのデータから Schwabe は太陽黒点周期を発見した。Petrie (2015) より引用。

うな太陽黒点数の周期的な増減を発見した (Schwabe, 1844)。その後現在まで太陽黒点数や磁場強度の観測が行われている。

黒点数に加えて、黒点の面積は太陽活動のより物理的な指標であると考えられている。黒点数と黒点の面積は極大期に増加し、極小期には減少する。黒点の面積は 1874 年 5 月からグリニッジ天文台によって記録され始めた。図 1.2 は 1874 年から 2020 年にかけて観測された緯度と時間の関数で表した黒点面積の図である。上部パネルから、黒点はサイクル初期に緯度 35° - 45° 付近で始まり、サイクルが進むにつれて黒点の広がりを中心緯度は赤道に向かって移動する。さらに、赤道付近ではあまり黒点が発生していないことがわかる。この黒点の現象が蝶の羽に似ていることから、Maunder によって「Butterfly Diagram」と名付けられた。

太陽磁場は、1908 年に太陽黒点で初めて測定された。また、この観測が 1 周期行われたことで、太陽サイクルと太陽磁場の繋がりが明らかになった (Hale et al., 1919)。また、この観測から Hale-Nicholson 則と Joy 則が発見された。図 1.3 はサイクル 22 とサイクル 23 の磁場マップであり、Hale-Nicholson 則を示す。一方の半球の先行黒点とはもう一方の半球の先行黒点とは逆の極性を持ち、次のサイクルでも同様

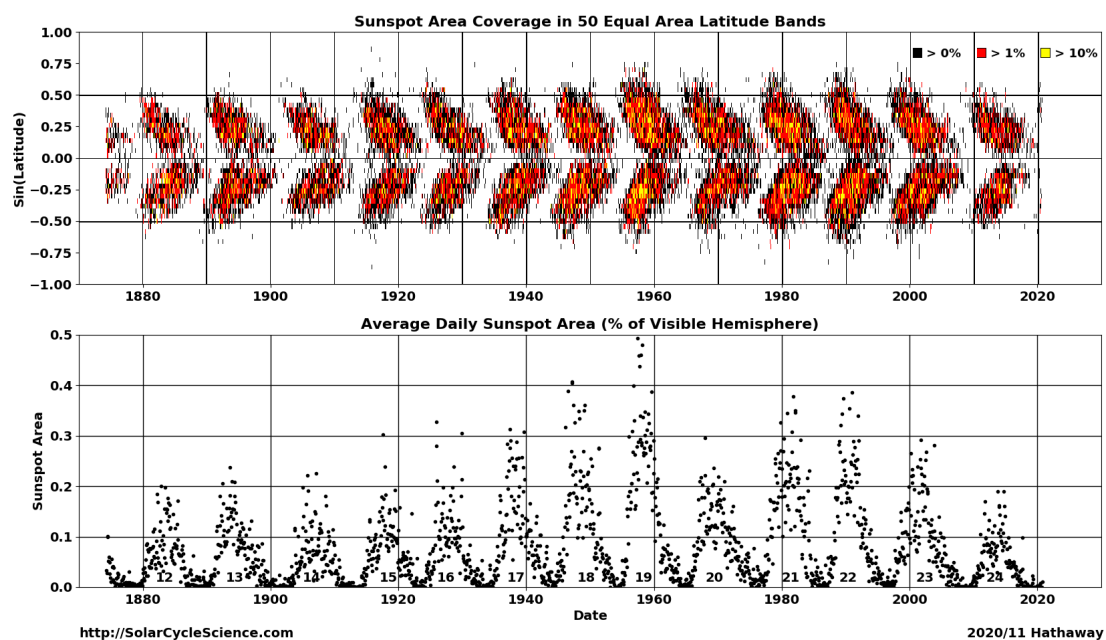


Figure 1.2: 1874 年から 2020 年にかけて観測された黒点面積の推移。上部パネルは縦軸が緯度で横軸が時間であり、黒点面積を色で示している。下部パネルは縦軸が全球に対する黒点面積の割合で、横軸が時間である。<http://SolarCycleScience.com> より引用。

の構造を示すが極性は反転している。

また、図 1.4 は 1975 年から 2020 年にかけて NSO/Kitt Peak と SOHO/MDI で観測された視線方向磁場のシノプティックマップから導出した動径方向磁場の推移である。この図は太陽が動径成分磁場のみであると仮定し、太陽全面の視線方向磁場を動径方向と視線方向間の角の余弦で割ることで作成されている。この図は黒点面積と同様に磁気蝶形図を表現しており、11 年毎に南北半球で反転する磁場のようすを示している。また、黒点の発生する領域 (緯度 30° 以下) から極域に向けて磁場がゆっくりと移動していくふるまいが見られ、これらは赤道から極方向に流れる子午面還流の存在を示唆している。

Joy 則

黒点群は一般的に正負の対として現れるが、そのうち西側の黒点を先行黒点と呼び、東側の黒点を後行黒点と呼ぶ。この時、先行黒点と後行黒点は東西に対して少し傾

いており、先行黒点が低緯度側、後行黒点が高緯度側となる場合が多い。この先行黒点と後行黒点を結ぶ線は緯度線に対して平均で $4.2 \pm 0.2 \text{ deg}$ 傾いている (Howard, 1991)。この傾きをもつ性質を Joy 則と呼ぶ。

Hale-Nicholson 則

対になって現れる黒点は逆極性を持ち、南北半球では対構造となる。例えば図 1.3 の左図 (サイクル 22) では北半球の黒点群は負極の先行黒点を持つが、南半球では正極の先行黒点を持つ。また、その構造は 1 サイクル内では保たれるが、次のサイクル (サイクル 23) では反転する。この法則を Hale-Nicholson 則と呼ぶ。

子午面還流

太陽表面付近のプラズマは赤道から両極に向かって流れている。この流れが高緯度まで続いていた場合、黒点の磁気要素を高緯度に運ぶことで太陽活動サイクルに対して重要な役割を果たしている可能性がある (Wang et al., 1989)。図 1.5 は日震学によって導出された子午面還流の速度であり、緯度 $0^\circ - 60^\circ$ の領域で 10-20 m/s ほどであると推定されている (Giles et al., 1997)。また、緯度 60° よりも高緯度の子午面還流の速度については誤差が大きくよくわかっていない。図 1.4 の磁気蝶形図において、中緯度の黒点発生領域から極域に向けて磁場が移流している現象が時々観測される。図 1.4 ではその磁場は極域に見られる磁場にマージされているが、緯度 70° 以上の高緯度域における流れの有無はわからない。

極域磁場の反転

図 1.3 において緯度 70° 以上の高緯度領域を見ると、1980 年,1990 年,2000 年,2012 年頃に極性が逆転していることがわかる。この時期は低緯度から中緯度に多くの黒点群が発生する時期である。すなわち、極域での磁場反転は極大期付近で起きる。

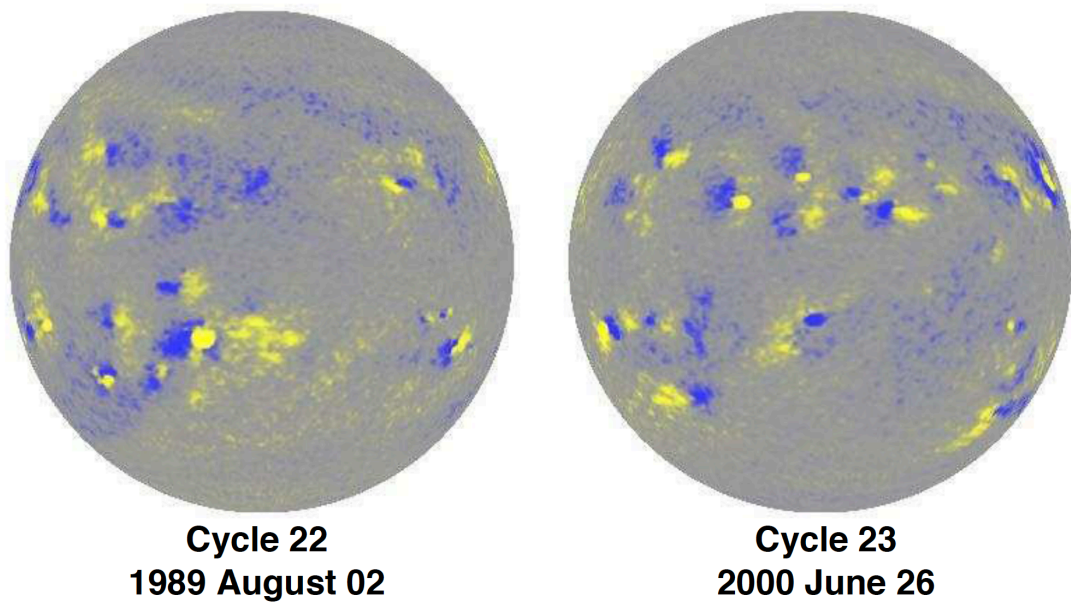


Figure 1.3: Hale-Nicholson 則を表現するサイクル 22(1989 年 8 月 2 日:左) とサイクル 23(2000 年 6 月 26 日:右) の磁場マップ。黄色が正極で青色が負極を示す。一方の半球の先行黒点はもう一方の半球の先行黒点とは逆の極性を持ち、その極性は周期毎に反転する。Petrie (2015) より引用。

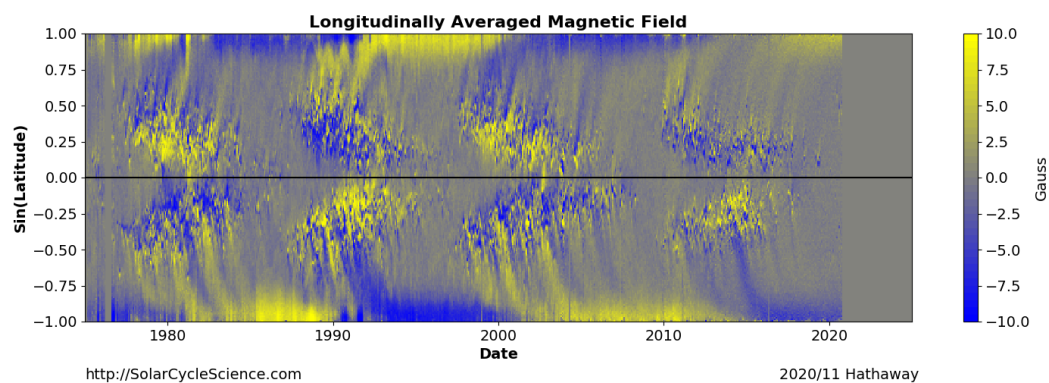


Figure 1.4: 1975 年から 2020 年にかけて NSO/Kitt Peak と SOHO/MDI で観測された動径方向磁場の推移。縦軸が緯度で横軸が時間であり、動径方向の磁場強度を色で示している。http://SolarCycleScience.com より引用。

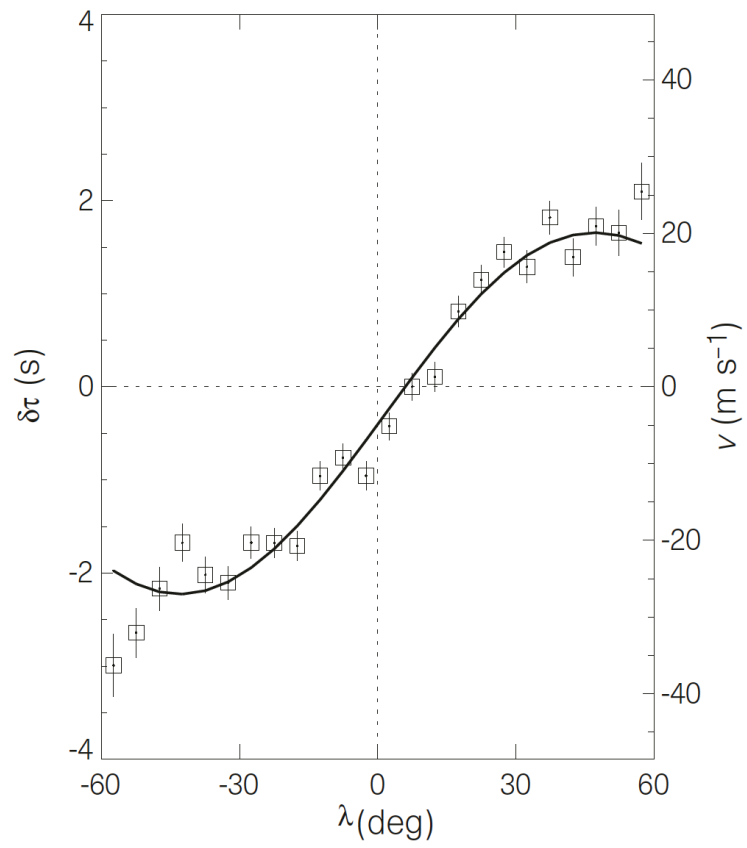


Figure 1.5: 日震学を用いて北緯 60° から南緯 60° の範囲で推定された子午面還流の速度。横軸が緯度で右縦軸が速度である。Giles et al. (1997) より引用。

1.1.2 磁束輸送ダイナモモデル

11 年周期で観測されている黒点群の発生や極磁場反転の説明は、太陽ダイナモ理論で行われている。現在までに様々なダイナモモデルが提案されているが、どのモデルも何かしらの観測事実を説明できていない。本節では代表的な磁束輸送ダイナモモデルの 1 つである Babcock-Leighton model(Babcock 1961,Leighton 1969) を解説する。

多くのダイナモモデルでは、磁束を伸ばして緯度線に沿わせる運動 (Ω 効果) と、磁場をねじ曲げる運動 (α 効果) を考えている (Parker 1955)。Babcock-Leighton ダイナモは、 Ω 効果は差動回転による磁束管の引き伸ばしであり、 α 効果は磁束管が浮上する時のコリオリ力によるねじれである。Babcock-Leighton モデルは図 1.6 で表現される (a)-(f) のプロセスで説明される。

- (a) サイクルの始めに、太陽の浅い表層を通して対極と繋がっている南北磁場 (ポロイダル磁場) を仮定する。このポロイダル磁場が差動回転によって徐々に東西方向の磁場 (トロイダル磁場) に変化する。差動回転によってトロイダル磁場に変化する時に磁束管は引き延ばされ、磁束密度は強くなる。
- (b) 強化された磁束管の磁気圧が強くなり、磁気浮力によって磁束管の一部が浮上する。この磁束管の太陽表面における断面が黒点である。
- (c) このように浮上した黒点群は先行黒点と逆の極性を持った後行黒点から成り、さらに赤道に対して傾いている (Joy 則)。
- (d) 黒点は乱流によるその場での拡散によって崩壊する。先行黒点と後行黒点が高緯度付近で散逸し、後行黒点の極性が極側に残る。その残った極性が赤道から極へ向かう子午面還流によって高緯度へ移流される。
- (e) 赤道に移流された磁気要素が対極の半球から移流されてきた磁気要素と相殺する。一方、高緯度に移流された磁気要素はサイクルの始めに存在していた極域磁場を相殺し、更にサイクルが進むことで逆極性の極域磁場を新たに構築し、極域磁場が反転する。

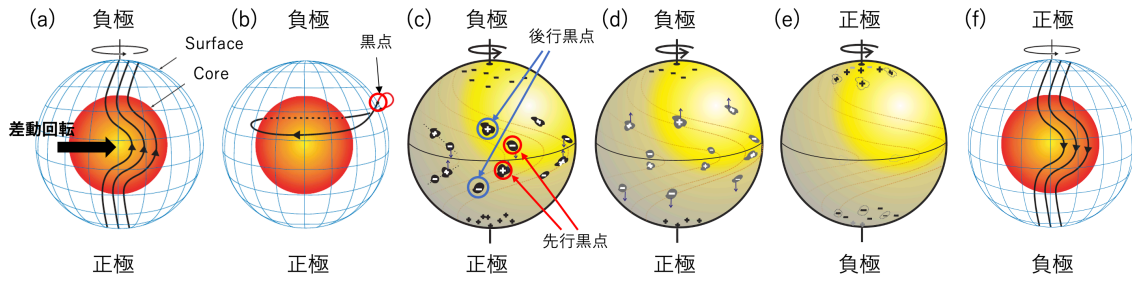


Figure 1.6: Babcock-Leighton model の概要図。Dikpati & Gilman (2007) と Charbonneau (2010) の図を改変。

(f) その反転した極域磁場は、次サイクルの南北方向の磁場 (ポロイダル磁場) となる。

このモデルは Hale-Nicholson 則や Joy 則といった太陽観測で判明した太陽サイクルの特徴を反映しており、子午面還流は後に Wang et al. (1989) によって約 10 m/s と推定されている。また、このモデルでは前のサイクルで生成されたポロイダル磁場が次のサイクルの種磁場となると述べている。ポロイダル磁場は極域に掃き寄せされた磁気要素から構築され、実際に視線方向磁場で観測された極域磁場は次のサイクルの極大と非常に良い相関があることがわかっている (Jiang et al. 2007, Choudhuri et al. 2007)。

1.2 極域磁場

Babcock-Leighton model では極域磁場が次のサイクルの種磁場を提供すると考えられており、極域の磁場を観測的に精度良く把握することが太陽内部で起こるダイナモ機構の理解への入り口の一つとなる。そのため、本章では極域磁場についての観測的描像を述べる。Sec.1.2.1 で極域磁場観測の難しさを解説し、Sec.1.2.2 では SOT/SP の極域磁場観測によって現在理解されていることを解説する。最後に、Sec.1.2.3 ではダイナモモデルと極域磁場の繋がりを解説する。

1.2.1 極域磁場観測の難しさ

太陽全面図の定常的な観測として、空間分解能が $1.2''$ である SOHO/MDI(Domingo et al. 1995; Scherrer et al. 1995) や空間分解能が $1''$ である SDO/HMI(Pesnell et al. 2012; Scherrer et al. 2012) を用いた視線方向磁場観測が宇宙から行われている。また、Wilcox Solar Observatory(WSO) からは、コロナ全面磁場マップを導出する際に良く利用されるシノプティックのマグネトグラムが作成される。しかし、極域観測を行う際に視線方向成分磁場や空間分解能が低い望遠鏡を用いることは、以下の二つの理由から極域磁場の過大評価や重要な構造の見落としにつながる。

一つ目に、視線方向磁場成分を用いた際には、動径方向磁場成分が過大評価される可能性がある(図 1.7)。観測された視線方向磁場のシノプティックマップから赤道から極域までの太陽磁場を見積もる際、太陽磁場が動径方向を向いていると仮定している場合が多い。そのため極域に地球方向を向いた水平磁場があった場合、動径方向磁場の視線方向成分だと考えられて過大評価される可能性がある。二つ目に、空間分解能が低い望遠鏡を用いた際に、極域の複雑な構造を見落とす可能性がある(図 1.8)。極域を地球から観測すると、極域は地球から見えにくいため、実質的な空間分解能が低下する。これらの欠点があるにも関わらず、シノプティックマップから極域の磁場強度が導出され、極域は図 1.4 で示されるように単極性の数ガウスの磁場が全体に分布して、それが太陽サイクルと共に変化することが得られている。

また、太陽と地球の幾何的關係は太陽極域の一年を通した連続的な観測を困難にする要因の一つである。太陽の自転軸と地球の黄道面上の視線方向との間の傾斜角は B_0 角と呼ばれ、最大約 7.25° である。この傾斜角を利用することで、地球からは毎年 3 月に南極を、9 月に北極を最も良く見通すことができる。しかし、同時に両極を観測することは出来ず、片方の極域を観測している間是对極側を観測することができない。

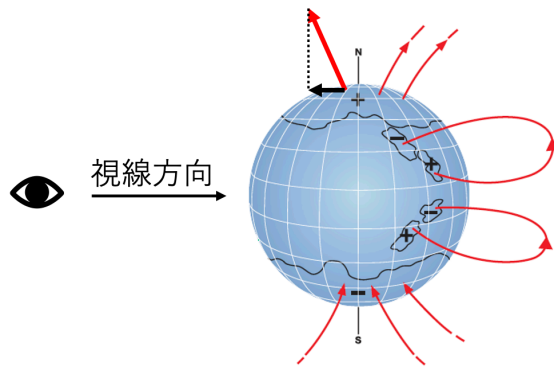


Figure 1.7: 黒矢印は極域磁場の大きさと向きが赤矢印だった場合に視線方向磁場観測で得られる大きさ。極域の水平磁場が動径方向磁場の視線方向成分だと考えられ、過大評価される可能性がある。ベクトル磁場観測の場合、縁付近の磁場でも磁場強度を導出できるためこのような過大評価は起きにくい。

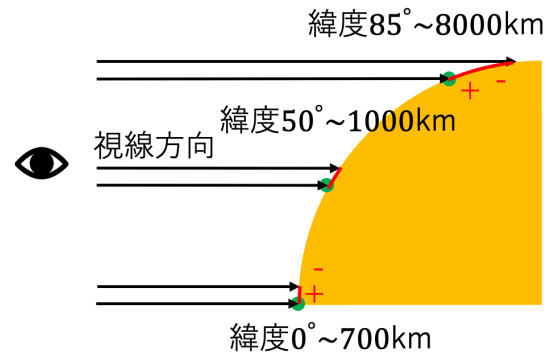


Figure 1.8: 二点を分解可能な距離が太陽中心で700km(〜1秒角)の場合に各緯度で分解可能な距離。高緯度ほど強い勾配により分解可能な距離が急激に大きくなるため、極域でパッチ構造のような複雑な構造を分解するためには高空間分解能が必要となる。

1.2.2 SOT/SP による極域磁場観測

2006年9月22日(UT)に「ひので」衛星(Kosugi et al., 2007)が打ち上げられてから、搭載された可視光磁場望遠鏡(SOT;Tsuneta et al. 2008b,Suematsu et al. 2008,Shimizu et al. 2008,Ichimoto et al. 2008)の偏光分光装置(SP;Lites et al. 2013)によっての高空間分解(0.3'')かつ高精度な光球ベクトル磁場観測が始まった。SOT/SPによってベクトル磁場が得られるため、磁場が太陽表面に対して垂直であるか平行であるかを判断することができ、図1.7のような動径方向磁場の過大評価の影響を減らすことができる。また、Tsuneta et al. (2008a)はSOT/SPを用いて2007年3月16日(UT)の南極磁場を観測し、図1.9で示す磁場強度のマップを得た。このマップから、極域は磁場強度の強い磁場(kG)のパッチが不均一に分布している事がわかる。この構造はSOT/SPの高空間分解なベクトル磁場観測によって初めて詳しく認識された磁場構造である。

SOT/SPではZeeman効果を用いてベクトル磁場観測を行っている。Zeeman効果は光の偏光状態を変化させる現象である。スペクトルの輝線の中心波長を λ_0 とすると、視線方向に向いた磁場がある時、輝線は $\lambda = \lambda_0 - \lambda_B$ と $\lambda = \lambda_0 + \lambda_B$ の2本に分

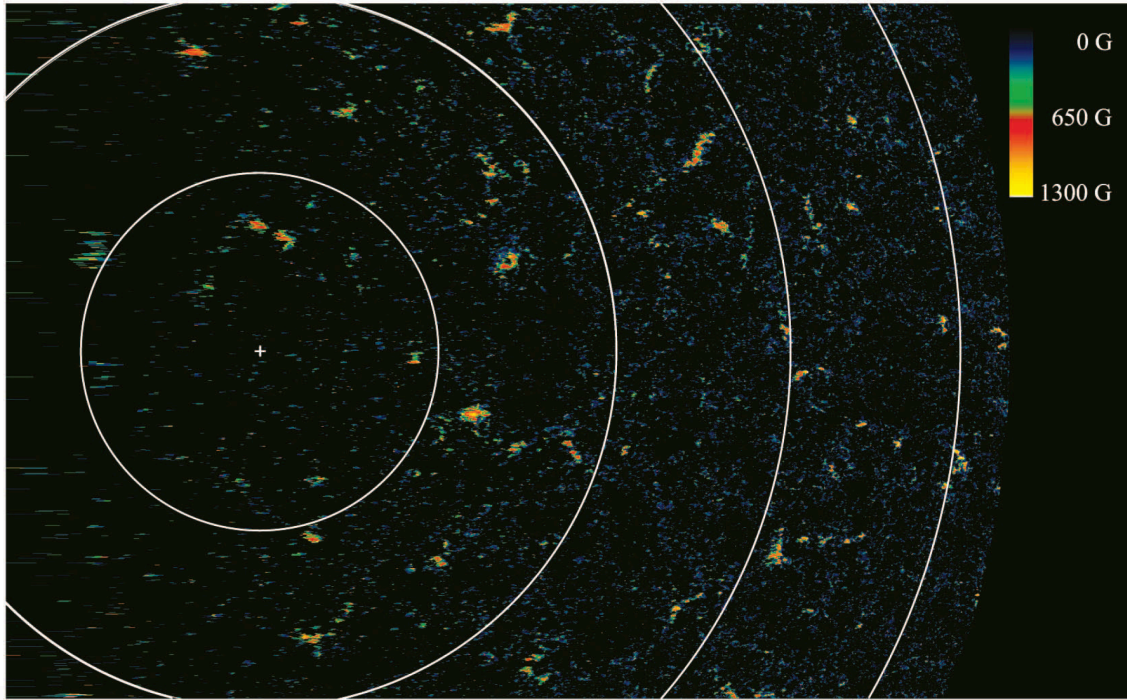


Figure 1.9: 2007 年 3 月 16 日 (UT) に SOT/SP で観測された南極の磁場強度図。白線は同緯度線である。観測された磁場マップを座標変換することで、南極上空から極域を見下ろしている図に変換している。高緯度では図 1.8 の理由からパッチが引き延ばされており、実質的な空間分解能が低下している。Tsuneta et al. (2008a) より引用。

かれ、それぞれ左回りと右回りの円偏光を持つ。また、視線とは垂直な磁場がある時、輝線は $\lambda = \lambda_0 - \lambda_B$ と $\lambda = \lambda_0$ と $\lambda = \lambda_0 + \lambda_B$ の 3 本に分かれ、 $\lambda = \lambda_0$ が磁場に水平で $\lambda = \lambda_0 \pm \lambda_B$ は垂直な直線偏光を持つ。この Zeeman 効果により生じる偏光を測定すれば、偏光の向きから磁場の向きを、偏光の度合いから磁場の大きさを知ることができる。しかし、観測するストークス I,Q,U,V の特性により、直線偏光成分 Q,U からは、ベクトルの矢印の向までわからないことによる方位角に 180° の不確定性がある。しかし、太陽光球磁場の天頂角は局所垂直方向と局所水平方向の周りにピークを持つ分布を持つため (Orozco Suárez et al. 2007, Ishikawa & Tsuneta 2009)、太陽極域では幾何的な問題を解くことで 180° 不確定性を解消することが可能である (Ito et al. 2010; Sec.3.1.3 で後述)。

Shiota et al. (2012) は 2007 年から 2012 年までの 3 月 (南極) と 9 月 (北極) に観測された極域マップからそれぞれのパッチのフラックス量を計量した。図 1.10 は 2007 年 3 月と 9 月に極域で、11 月に低緯度のリムの静穏領域で観測されたパッチのフラック

スの数密度と平均フラックス密度のヒストグラムであり、赤線が正フラックスのパッチで黒の破線が負フラックスのパッチである。これらの観測から、極域での 10^{18}Mx 未満のパッチは正負の磁束がほぼ釣り合いが取れているものの、それより大きいパッチでは極性の偏りが見られる。低緯度の静穏領域の観測ではこの偏りは見られないことから、大きなパッチが極域における磁場の極性を決めることが示唆される。

極域では磁気パッチが重要な構造であるが、このパッチがどのようにして出現して消失するかメカニズムは不明である。Kaithakkal et al. (2015) は SOT/SP の 1 フレーム 16 分の時間分解能をもつ極域磁場観測から、パッチの出現から消失までを観測した。その結果、パッチはフラックスが突然出現するのではなく、フラックスが収束流によって掃き寄せられることで形成することを示唆した。一方、消失する時は、パッチが逆極性と相殺するだけでなく、パッチがより小さな要素に拡散されて新たなパッチを出現させる可能性を示唆した。

1.2.3 ダイナモモデルにおける極域磁場

Babcock-Leighton model では、乱流拡散と極方向の子午面還流が低緯度から高緯度に磁場を移流させるための重要な役割を果たしている。還流は、 60° 以上の高緯度でどのようになっていて、どこで流れが太陽内部の向かうのか、など観測的に不明である。磁場の移流を見ることで子午面還流の終着点がある極域で還流の様子を観測的に捉えることが可能であるかもしれない。視線方向磁場観測によって作成された蝶形図でも磁気要素が低緯度から高緯度に運ばれているように見える (Sun et al., 2015)。しかし、極域に運ばれた磁気要素が元々存在していた逆極性の磁気要素とどこでどのように相互作用しているのか、子午面還流が高緯度のどこまで流れているのかは未だ不明である。

Petrie (2017) は SOT/SP で 2013 年 3 月から 2016 年 3 月の間に観測された南極のベクトル磁場を用いて、磁気要素が高緯度に移流する様子を観測した。図 1.11 は 2013 年から 2016 年の 3 月の南極の緯度毎に経度平均した磁場強度である。この図から、極域は 2013 年には緯度 85° 以上で正の極性を持つ単極構造であり、2014 年

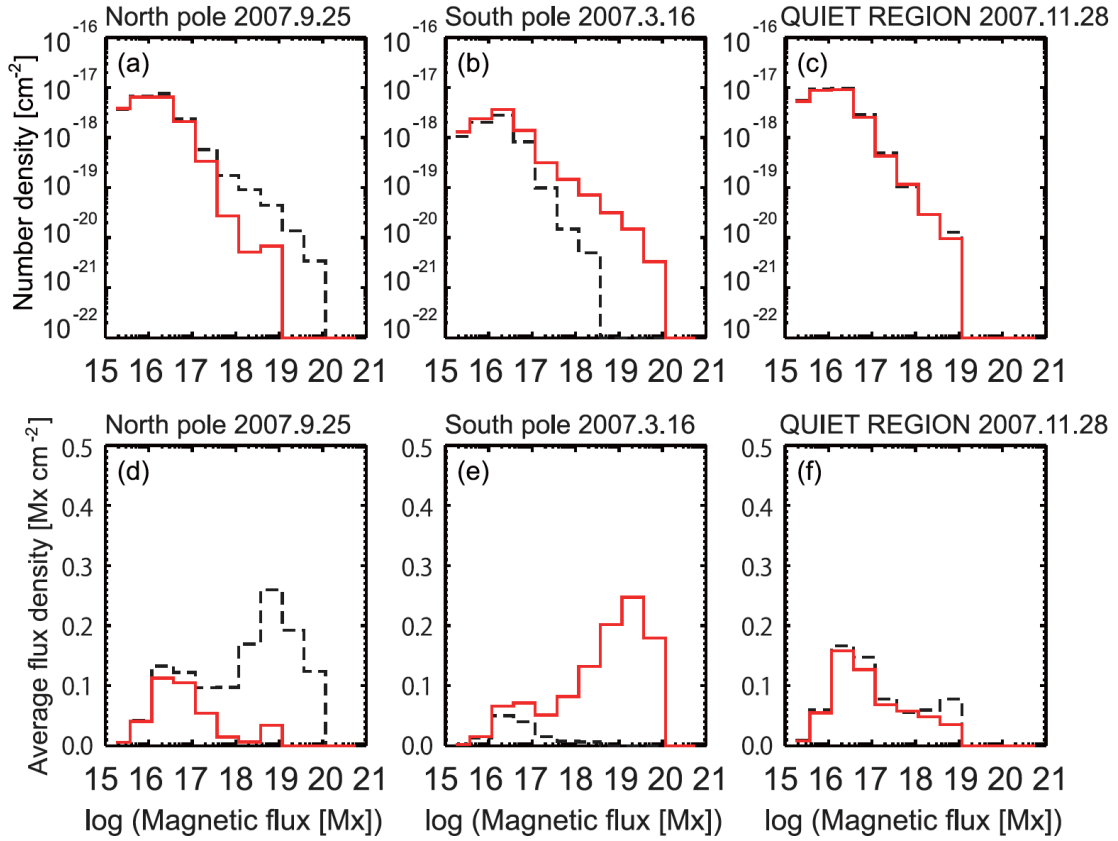


Figure 1.10: 北極 (左)、南極 (中央)、東縁の静穏領域 (右) のパッチあたりの磁束の数密度 (上段) と平均磁束密度 (下段) のヒストグラム。赤線が正フラックスのパッチであり、黒の波線が負フラックスのパッチである。北極、南極、静穏領域のデータはそれぞれ 2007 年 9 月 25 日 (a,d)、2007 年 3 月 16 日 (b,e)、2007 年 11 月 28 日 (c,f) に撮影されたものである。Shiota et al. (2012) より引用。

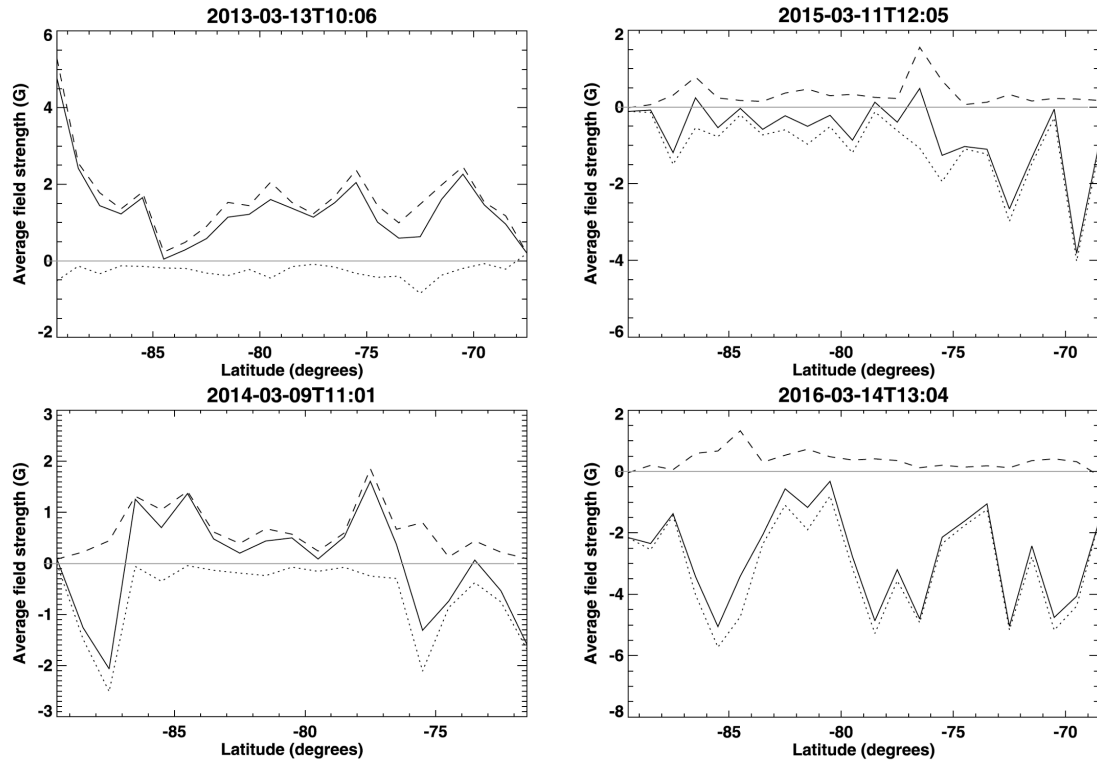


Figure 1.11: 2013 年から 2016 年までの 3 月の南極の緯度毎に経度平均した磁場強度。縦軸が平均磁場強度で横軸が緯度である。また、実線が平均磁場強度、破線が正のフラックスのみを平均したもので点線が負のフラックスのみを平均したものである。右上からそれぞれ 2013 年 3 月 13 日、2014 年 3 月 9 日、2015 年 3 月 11 日、2016 年 3 月 14 日に撮影されたものである。Petrie (2017) より引用。

から 2015 年に負の極性を持つ磁気要素が低緯度から高緯度に移流し、2016 年には負の極性が支配的になっている様子がわかる。しかし、1 年に 1 マップのみの観測のため、極域磁場の極性が反転したタイミングや子午面還流が高緯度のどこまで流れているのかまでは捉えることができていない。

1.3 本研究の目的

太陽極域は太陽サイクルの種磁場のふるまいを知ることが出来る領域である。そのため太陽活動サイクルにわたって子午面還流によって高緯度まで運ばれた磁気要素の振る舞いを調べる事は太陽ダイナモを考える上で非常に重要である。SOHO/MDI や SDO/HMI などの観測装置によって定期的な太陽全面の視線方向磁場観測が行わ

れているが、太陽極域の観測は極域の強い勾配によって視線方向の情報から求めた動径方向の磁場を過大評価することや、実効的な空間分解能の低下が起こるため非常に困難である。

2006年9月22日に打ち上げられた「ひので」衛星に搭載されたSOT/SPは、空間分解能を $0.3''$ (normal map)から $0.6''$ (fast map)の高精度のベクトル磁場観測を約1ヶ月毎に定期的に北極/南極領域に対して実施している。このデータを利用することにより、磁場の傾きが判断可能になり、視線方向磁場観測で行われていたような磁場の過大評価が解消できる。また、SDO/HMI($1''$)と比べて空間分解能が向上し、偏光計測の精度が高い観測であるため、極域で重要な構造であるパッチ構造が分解できる。これによって、今までよりもより定量的に極域磁場を評価できることが期待できる。先行研究(Ito et al. 2010, Shiota et al. 2012, Petrie 2017)では極域が見通せる3月や9月の数年分の観測データから解析を行っているが、毎月取得している全データを用いた解析を本論文にて実施する。子午面還流(~ 10 m/s)は極方向に1年で太陽緯度で約 26° 移流すると考えられる。そのため、3月や9月のデータのみでは極域の磁気要素の振る舞いや子午面還流による磁場の移流を追いかける事は難しい。一方、毎月のデータを用いることで、1ヶ月毎の磁場の移動を捉えることが可能となり、高緯度領域において磁場がどのようにふるまうか、特に低緯度から極に移流する磁場の様子を観測的に知ることが出来る。

よって本研究ではサイクル24にわたる極域の1ヶ月毎(約 2.6° 毎)のベクトル磁場観測から、1サイクルにわたる極域磁場の時間発展を捉える事で、極域に運ばれた磁場が元々の極性と相互作用するタイミングや磁場の振る舞いを調べる。また、ベクトル磁場の三次元成分から導出した動径方向磁場と視線方向成分から導出した動径方向磁場を比較することで、過去に観測された視線方向磁場のシノプティックマップが極域で信頼可能かを検証する。

Chapter 2

Observations

ダイナモモデルでは極域磁場が次のサイクルの種磁場を生成すると考えられており (Sec.1.1.2)、Zeeman 効果を用いた太陽磁場観測が行われている。本研究では SOT/SP を用いて極域を 2008 年 9 月から 2020 年 9 月まで 1 ヶ月毎に偏光分光観測したデータセットである HOP81 データセットを用いて、太陽周期にわたる極域磁場の振る舞いを調査する。また、SDO/HMI で太陽全面を 2012 年 1 月 1 日から 2020 年 8 月 3 日までほぼ毎日観測したデータセットを用いて、太陽全面の視線方向磁場の振る舞いを調査する。本章では Sec.2.1 と Sec.2.2 でひので SOT/SP 観測と SDO/HMI についてそれぞれの観測手法と本研究で用いたデータセットを紹介する。

2.1 ひので SOT/SP

本研究の解析で主に使用する「ひので」衛星 (図 2.1: Kosugi et al. 2007) について説明する。「ひので」は日本の人工衛星であり、可視光磁場望遠鏡 (SOT: Tsuneta et al. 2008b, Suematsu et al. 2008, Shimizu et al. 2008, Ichimoto et al. 2008)、極端紫外線撮像分光望遠鏡 (EIS: Culhane et al. 2007)、X 線望遠鏡 (XRT: Golub et al. 2007) の 3 つの装置で構成されている。「ひので」は高度約 680km の太陽同期極軌道を周回している。1 年のうち 9 ヶ月間は連続して太陽を観測することができる。一方で、1 年に 3 ヶ月は太陽日陰期にあり、最大 20 分間の日陰が約 98 分毎に発生する。

SOT は世界最大の太陽観測用可視光宇宙望遠鏡であり、口径 50cm のグレゴリー

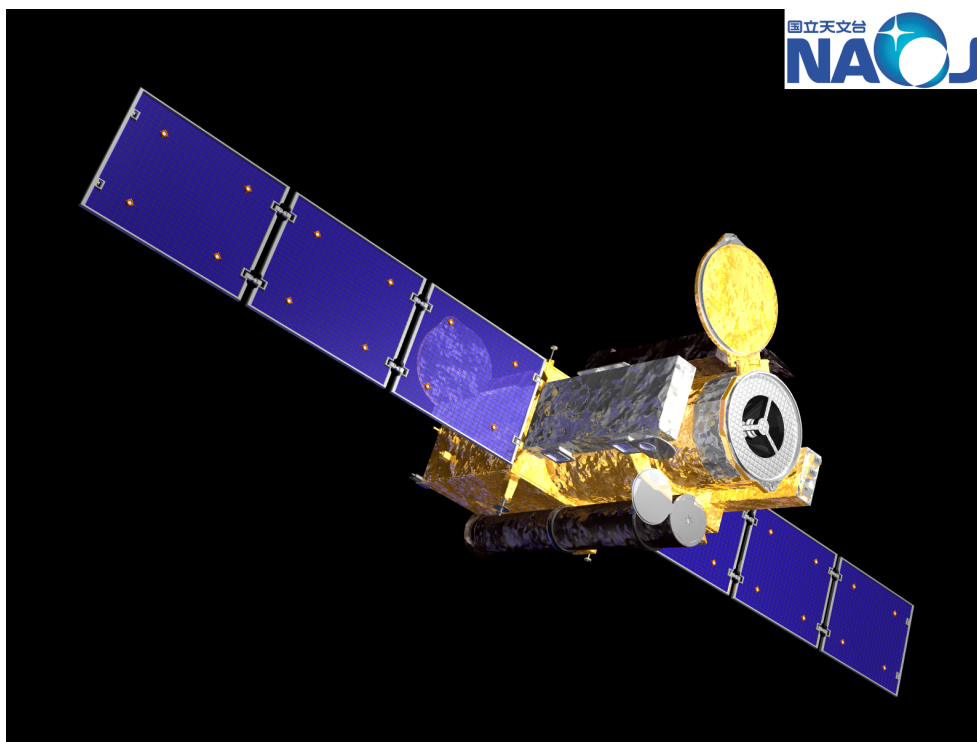


Figure 2.1: 太陽観測衛星「ひので」CG 画像。国立天文台の HP より引用。

式反射望遠鏡である。3880Å から 6700Å の波長範囲において回折限界を達成しており (Suematsu et al. 2008; Shimizu et al. 2008)、太陽光球の輻射強度・磁場・速度場や彩層の強度を 0.2-0.3 秒角の空間分解能で取得している。SOT には高精度なベクトル磁場観測を行う分光偏光装置 (Spectro-Polarimeter, SP: Lites et al. 2013) を搭載している。SOT/SP は、Fe I 6301.5Å と 6302.5Å の 2 つの磁氣的に敏感なラインのストークスパラメータ (I, Q, U, V) を 30mÅ の波長分解能で観測している。図 2.3 は、2014 年 10 月 24 日に SOT/SP で観測された大黒点付近の磁場が強い点 (図 2.2 の [200,100] 付近) のストークスパラメータである。ストークスパラメータとは、電磁波の偏光状態を表現するパラメータであり、電磁波の電場成分 (E_x , E_y) を用いて、式 2.1-2.4 で定

義されている。

$$I = \kappa(\langle E_x^2 \rangle + \langle E_y^2 \rangle) \quad (2.1)$$

$$Q = \kappa(\langle E_x^2 \rangle - \langle E_y^2 \rangle) \quad (2.2)$$

$$U = 2\kappa(E_x E_y \cos(\phi(t))) \quad (2.3)$$

$$V = 2\kappa(E_x E_y \sin(\phi(t))) \quad (2.4)$$

ここで、 $\phi(t)$ は波の位相、 κ はストークスパラメータを強度の単位に変換するための定数を表している。また、ストークスパラメータ I は強度を表し、Q は 0° と 90° の直線偏光成分の強度差、U は 45° と 135° の直線偏光成分の強度差、V は右回り円偏光と左回り円偏光成分の強度差を表す。磁場は Zeeman 効果により光の偏光状態を変化させるので、太陽光球の磁場ベクトルをストークスパラメータから導出可能である。

本解析で用いる SOT/SP 観測データは、HOP (Hinode Operation Plan) 81 で取得したデータである。この HOP81 は、ひのでプロジェクトのコア観測計画として定義され、太陽極域に存在する光球面磁場やその上空のコロナが太陽サイクルの時間スケールで変遷する様子をモニターする観測であり、約 1ヶ月ごとに北極域および南極域のデータを取得している。SOT/SP が取得するデータは、極域をカバーする $320'' \times 164''$ の視野に対して $0.16''$ ステップでスリットスキャン (2048 スリット数) をして取得した偏光分光データである。スリット方向は $0.16''/\text{pix}$ で 1024 ピクセルある。Deep モードと呼ばれる 4.8 秒 (6 サイクル) かけて、S/N を上げた Stokes I, Q, U, V データが取得される。1 回のスキャンは約 3 時間かかる。日陰シーズン (5-7 月) は、1 回の日照時間は約 70-80 分しかないため、2 回の日陰を挟んで 3 回に分けて $320'' \times 164''$ の視野に対するデータを取得している。

SP スキャンの生データである Level 0 データは、Solar Soft-Ware (SSW) パッケージの SP prep (Lites & Ichimoto, 2013) によって、フラットフィールド・ダーク・衛星のドップラー補正・ストークスパラメータのクロストーク補正などのデータ較正が行われて Level 1 データとなる。その後、HAO MERLIN コードによる Milne-Eddington 大気を

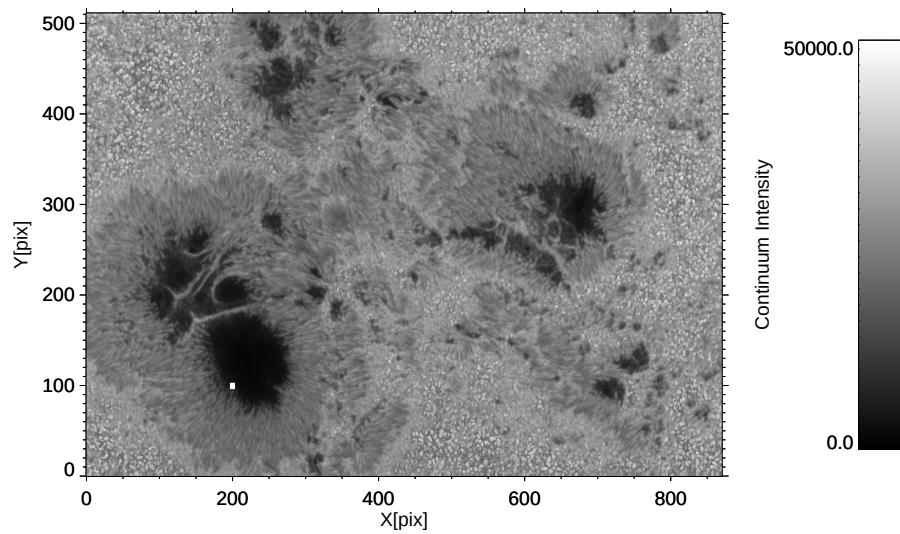


Figure 2.2: 2014 年 10 月 24 日に SOT/SP で撮影された大黒点 (AR2192) の連続光の強度図。図中の [200,100] 付近の白点のストークスパラメータを図 2.3 で示す。

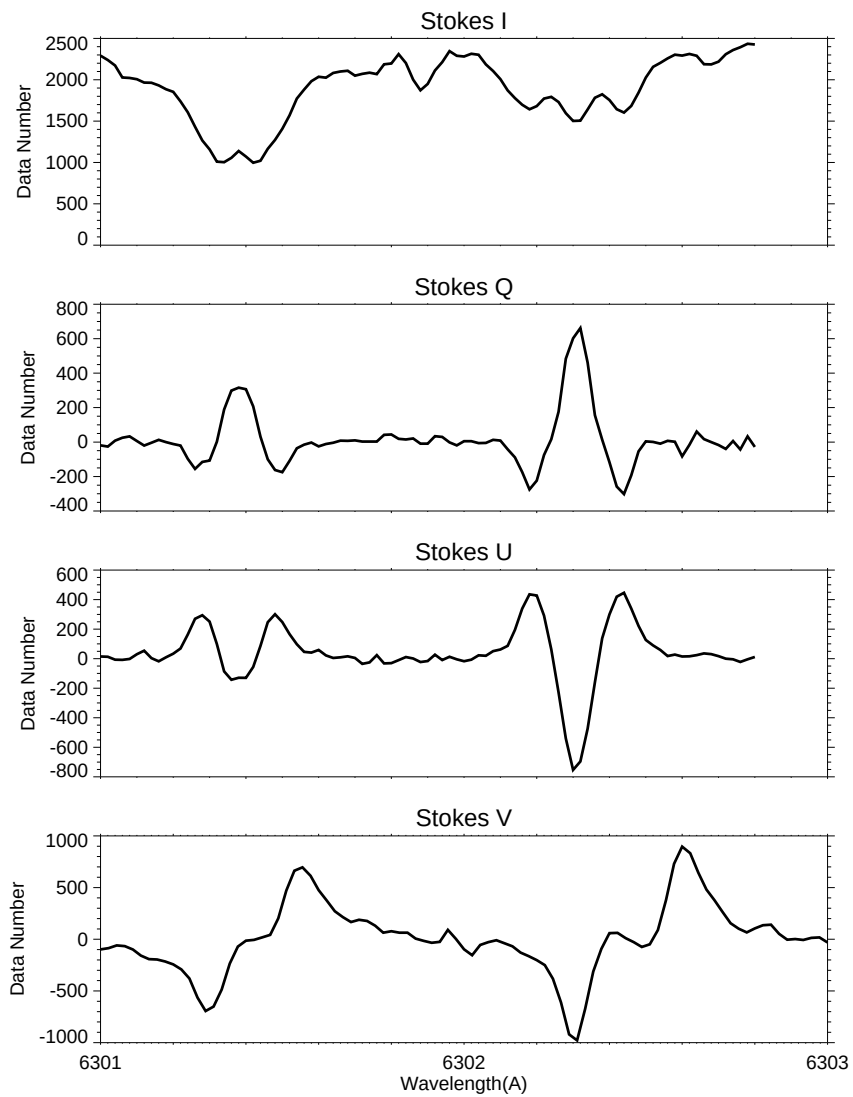


Figure 2.3: 図 2.2 の [200,100] の白点のストークスパラメータ。上段からストークス I,Q,U,V を表し、横軸が波長 ($\text{\AA}$) で縦軸が Data number である。

仮定したインバージョンにより Level 2 データが導出される。MERLIN コードは Community Spectropolarimetric Analysis Center(CSAC) で開発されており、Level1 データと Level 2 データはオンラインで公開されている (https://csac.hao.ucar.edu/sp_data.php)。Level 2 データは、インバージョンにより導出されたベクトル磁場(強さ、視線方向に対する傾斜角、方位角)などの物理量のマップデータである。本解析では、この level 2 データを用いた。

2.2 SDO/HMI 観測

Solar Dynamics Observatory(SDO;(Pesnell et al., 2012)) は、2010 年 2 月 11 日に NASA が打ち上げた宇宙天気研究を目指した衛星である。搭載された観測装置のうち、本研究では、Helioseismic Magnetic Imager (HMI;Scherrer et al. 2012,Schou et al. 2012) による太陽全面観測 ($2048'' \times 2048''$) によるデータを使用する。HMI は磁氣的に感度を持つ $6173\text{\AA}$ の Fe I ラインを 1 秒角の空間分解能 ($0.5''/\text{pix}$) で観測している。 $76\text{m}\text{\AA}$ の狭帯域フィルタの波長を 4 秒ケーデンスで変更しながら偏光状態の計測が行われ、画像が取得される。この画像から、ドップラー速度および視線方向磁場のマップが 45 秒のケーデンスで導出される。本研究では、この視線方向磁場マップを 12 分間積分したマップを使用する。なお、同時に 90 秒のケーデンスでベクトル磁場の観測も行われている。

ベクトル磁場マップでは無く視線方向磁場マップを使用した理由として、ベクトル磁場マップの精度の低さが挙げられる。SDO/HMI の視線方向磁場のノイズレベルは約 10G(Liu et al., 2012) で、SDO/HMI の横磁場のノイズレベルは約 100G(Thalmann et al., 2012) と予想されている。本研究では、比較的磁場強度の弱い極域の解析を行うため、視線方向磁場を使用した。これらのデータセットはオンラインで公開されている (<http://jsoc.stanford.edu/ajax/lookdata.html>)。

Chapter 3

Analysis

本研究では SOT/SP のベクトル磁場と SDO/HMI の視線方向 (LOS) 磁場を使用し、極域磁場の振る舞いを観測する。図 3.1 は本研究で行った解析の手順に関してまとめたものである。本節の説明はこのフローチャートに沿って進める。

太陽の極域磁場は動径方向に向かっていると考えられているため、一般に LOS 磁場の観測では動径磁場の LOS 成分が観測されていると考えられている。よって、本研究でも同様に太陽磁場の動径方向成分を導出する。

Sec.3.1 では SOT/SP の観測で得られたベクトル磁場の三次元成分から動径方向磁場を導出する。各ピクセルについて連続光の強度を用いて太陽面外のシグナルをマスクし (Sec.3.1.1)、波長データから偏光信号が有意なピクセルを選別した (Sec.3.1.2)。その後、マスクしたベクトル磁場の 180° 不定性を解消することで (Sec.3.1.3)、動径方向磁場 (B_r^{SP}) を導出した。

Sec.3.2 では SOT/SP の観測で得られたベクトル磁場の視線方向成分を用いて、動径方向磁場を導出する。ベクトル磁場に Sec.3.1.1 と Sec.3.1.2 の操作をした上で、マスクしたベクトル磁場から視線方向成分の磁場強度を導出し、そこから動径方向磁場 (B_r^{SPLOS}) を導出した (Sec.3.2.1)。この解析は Sec.3.3 の SDO/HMI データと比較するために行う。

Sec.3.3 では SDO/HMI の観測で得られた視線方向磁場から動径方向磁場を導出する。連続光の強度を用いて太陽面外のシグナルをマスクし (Sec.3.3.1)、視線方向

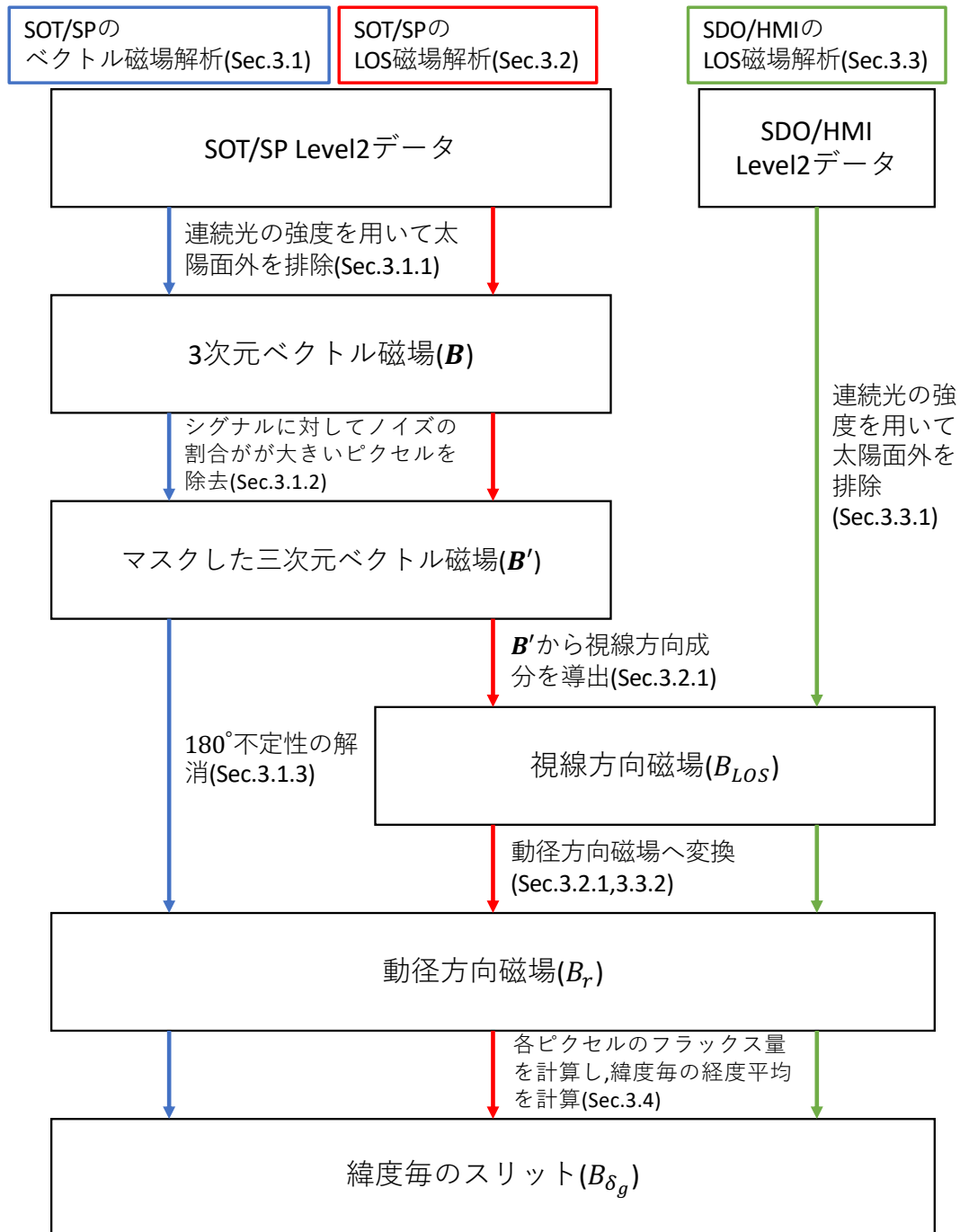


Figure 3.1: 本研究で用いた解析のフローチャート。左 (青) が SOT/SP の観測で得られたベクトル磁場の三次元成分磁場の解析、中央 (赤) が SOT/SP の観測で得られたベクトル磁場の視線方向成分磁場の解析、右 (緑) が SDO/HMI の観測で得られた視線方向磁場の解析。

磁場を動径方向磁場 (B_r^{HMI}) から導出した (Sec.3.3.2)。

最後に Sec.3.4 では導出された動径方向磁場を用いて、約 10 年以上にわたる時間変動図を導出する。各ピクセルの磁束量を計算し (Sec.3.4.2)、各緯度で経度平均することで緯度毎の磁場強度を表す一次元スリットを導出し (Sec.3.4.3)、動径方向磁場の周期変動図を導出した。

太陽の自転軸は黄道面に対して傾いており、この傾きを B_0 角と呼ぶ。本論文では下付き文字 c を Heliocentric 座標系 (図 3.2)、下付き文字 g を B_0 角を考慮した Heliographic 座標系 (図 3.3) として扱う。

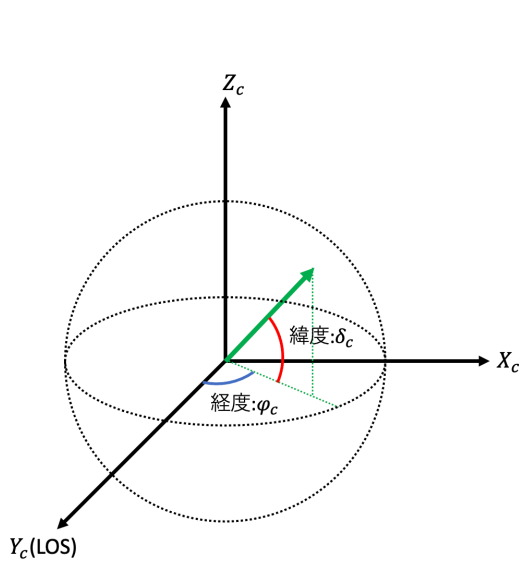


Figure 3.2: Heliocentric 座標系。太陽中心が原点で、太陽西向きが X_c 軸、視線方向が Y_c 軸、黄道面に垂直な軸が Z_c 軸の座標系。

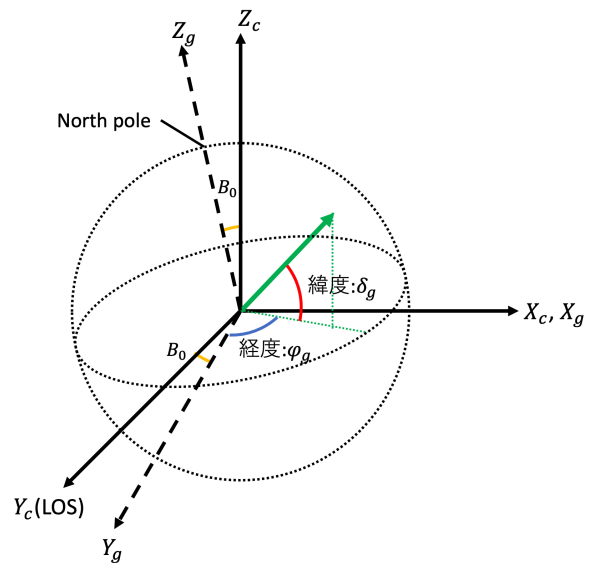


Figure 3.3: Heliographic 座標系。太陽中心が原点で、太陽西向きが X_g 軸、太陽の自転軸が Z_g 軸、 X_g 軸と Z_g 軸に垂直な軸が Y_g 軸の座標系。 Z_g と Z_c は太陽の自転軸と黄道面の傾きによって生じており、 B_0 角と呼ばれる。 B_0 角は 9 月に約 7.25° 、3 月に約 -7.25° で、太陽-地球の幾何学的関係によって変化する。

3.1 SOT/SP のベクトル磁場解析

HOP81 データセットには、三次元ベクトル磁場 (B :磁場強度, γ :傾斜角, χ :方位角)、偏光度、連続光の強度、Filling Factor の二次元マップに加え、撮影時間、画像中心の

太陽座標、1 ピクセルの見かけの大きさ (arcsec)、見かけの太陽半径 (arcsec) が内包されている。本研究では1ヶ月に1枚のデータを持つデータセットのうち、欠損しているデータを除いた北極周辺のデータは123枚、南極周辺のデータは116枚のデータを解析した。

3.1.1 連続光の強度マップを用いた太陽面外のシグナルのマスク

Level2 データは観測されたストークスパラメータから各マップを導出したものである。太陽面外で強度が弱い場合でも、フォトンノイズによって弱いストークスパラメータの値が0ではなく、このデータをインバージョンすることによってベクトル磁場等の値が出力される。本研究では、この太陽面外のピクセルをマスクするために、連続光の強度マップを用いた。

図 3.4 は 2008 年 9 月 22 日の南極の連続光の強度マップであり、図 3.5 が図 3.4 上の赤線に沿った信号である。図 3.5 より、連続光の強度は数ピクセル (390 付近) で大きく増加しているため、ここを太陽の縁と判断した。よって、本研究では SOT/SP の連続光の強度の信号が 10^4 [DN] 以下の部分を太陽面外とみなしてマスクした。

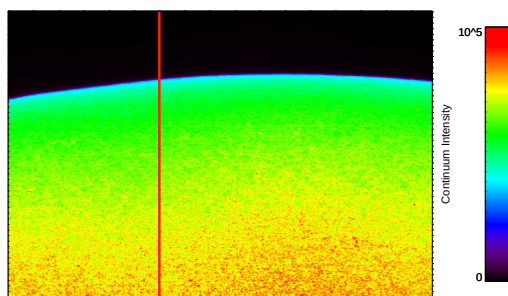


Figure 3.4: SOT/SP で 2008 年 9 月 22 日に撮影された連続光の強度図。

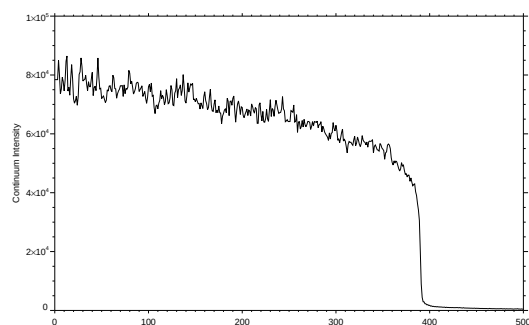


Figure 3.5: 横軸が図 3.4 の赤線に沿った軸、縦軸が連続光の強度。

本研究では Level2 データのヘッダーに書かれたに含まれる画像中心の Heliocentric 座標の y_c 座標の値を利用せず、強度が 0 となる場所の縁を太陽面の縁とした。これは、日陰期 (5-8 月) には「ひので」衛星が約 98 分に 1 度地球の影に入るため、影に入る前や後に取得したデータから一枚のマップを得る。その時、縁の位置が移動す

ることがあるためである。このような z_c 方向に大きくズレている場所は縁の位置を用いてズレを補正した。本研究では縁の位置が縦方向に 5 ピクセル ($\sim 1.5''$) 変化している場所を z_c 方向にズレたピクセルとみなし、位置を補正した。

3.1.2 有意な磁場信号が小さいピクセルのマスキ

偏光度が低いと強度に対する直線偏光および円偏光のシグナルが小さくなるため、導出される磁場信号は誤差が大きくなり信頼出来るベクトル磁場が求まらなくなる。信頼性の低いインバージョンに繋がるノイズの影響を最小限にするため、直線偏光または円偏光の信号がノイズレベル σ 以上の値を持つピクセルのみを解析する。

ノイズレベル σ はストークス Q, U, V の連続光の波長範囲で決定する。ストークス V のノイズレベル σ_V は式 3.1 で与えられる。ここで V_k は連続光波長のピクセル i におけるストークス V の強度であり、 $\bar{V}$ は同じ波長範囲のストークス V の強度平均であり、 n は連続光波長のピクセル数である。同様の手法でストークス Q, U のノイズレベルを決定する。

$$\sigma_V = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_k^n (V_k - \bar{V})^2} \quad (3.1)$$

本研究では Ito et al. (2010) を参考にストークス Q, U, V のピークが $5\sigma_{Q,U,V}/I_c$ よりも大きいピクセルの磁場信号を有意な磁場信号とし、 $5\sigma_{Q,U,V}/I_c$ より小さいピクセルの磁場信号は 0G としてマスキした。

3.1.3 180° 不定性の解消

Level2 データでは、図 3.6 と図 3.7 で定義された座標系で磁場のベクトルが求められている。ベクトルは磁場の強さ (B)、傾斜角 (Inclination; δ)、方位角 (Azimuth; χ) で表されている。方位角が 0° の時のストークス Q, U と 180° の時のストークス Q, U はそれぞれ同じシグナルを出す。そのためベクトル磁場情報は方位角の定義域が $0^\circ \leq \chi < 180^\circ$ となり、観測されたベクトル磁場は局所的な法線方向に対する 2 つの傾きが考えら

れる。これを 180° 不定性と呼ぶ。

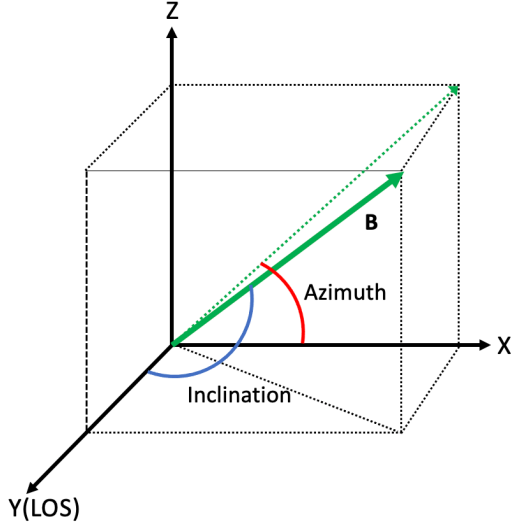


Figure 3.6: 三次元ベクトル磁場の模式図。

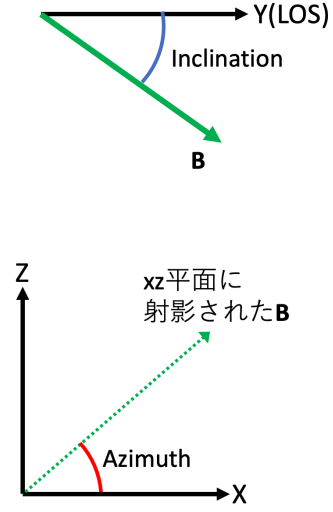


Figure 3.7: 傾斜角 (Inclination) と方位角 (Azimuth) の模式図。傾斜角は視線方向とベクトル磁場の間の角であり、方位角はxz平面に投影されたベクトル磁場とx軸の間の角である。

考えられる2つのベクトル磁場の天頂角を i_1, i_2 とする。この i_1, i_2 はそれぞれ式3.2, 式3.3と書ける。本研究では Ito et al. (2010) を参考に表3.1の基準で $i_{1,2}$ を選択する。ここで、それぞれの文字は「 δ_c :緯度, ϕ_c :経度, γ :傾斜角, χ :方位角」である。

1. 角 i_1, i_2 はそれぞれ以下のように求められる。

$$i_1 = \arccos(\cos \delta_c \cos \phi_c \cos \gamma + \sin \delta_c \sin \gamma \sin \chi + \cos \delta_c \sin \phi_c \sin \gamma \cos \chi) \quad (3.2)$$

$$i_2 = \arccos(\cos \delta_c \cos \phi_c \cos \gamma + \sin \delta_c \sin \gamma \sin(\chi - \pi) + \cos \delta_c \sin \phi_c \sin \gamma \cos(\chi - \pi)) \quad (3.3)$$

2. 先行研究 (Orozco Suárez et al. 2007, Ishikawa & Tsuneta 2009) より太陽光球磁場の天頂角は局所垂直方向と局所水平方向の周りにピークを持つ分布を持つと知られている。本研究では $0^\circ - 40^\circ, 140^\circ - 180^\circ$ を垂直、 $70^\circ - 110^\circ$ を水平とし、より垂直または水平である i_1, i_2 を表3.1の通りに選択する。

Table 3.1: i_1, i_2 を選択する基準。

	i_1, i_2 のどちらを選択するか
i_1, i_2 が共に垂直	より垂直な方
i_1, i_2 が共に水平	より水平な方
i_1 が垂直又は水平で i_2 がその他	i_1
i_2 が垂直又は水平で i_1 がその他	i_2
上記以外	該当ピクセルを 0[G]

2014 年 3 月 5 日に観測された南極のベクトル磁場マップ上の 2 つのベクトル磁場の傾き i_1, i_2 の散布図は図 3.8 と書ける。

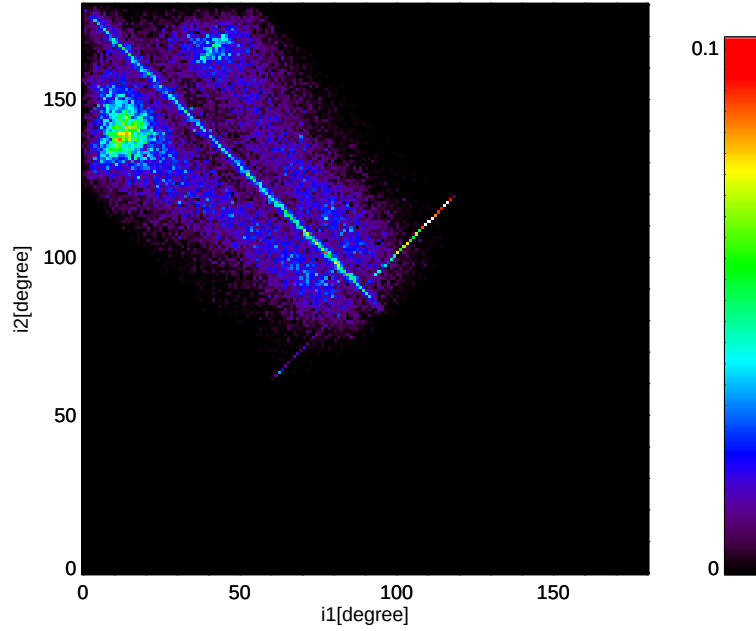


Figure 3.8: 2014 年 3 月 5 日に SOT/SP で観測された南極の偏光度の散布図。

3.1.4 動径方向磁場 (B_r^{SP})

Sec.3.1.3 にて 180° 不定性を解決した。各ピクセルで選択された i_n ($n = 1$ または 2) を用いて、各ピクセルの動径方向の磁場強度は式 3.4 と書ける。

$$B_r^{SP} = B \cos i_n \quad (3.4)$$

図 3.9 は各ピクセルの太陽表面に対する磁場の傾斜角が i_n ($n=1$ または 2) から、式 3.4 を用いて動径方向磁場 (B_r^{SP}) を求めた結果である。この図から、磁場がパッチ状に集積している様子がわかる。

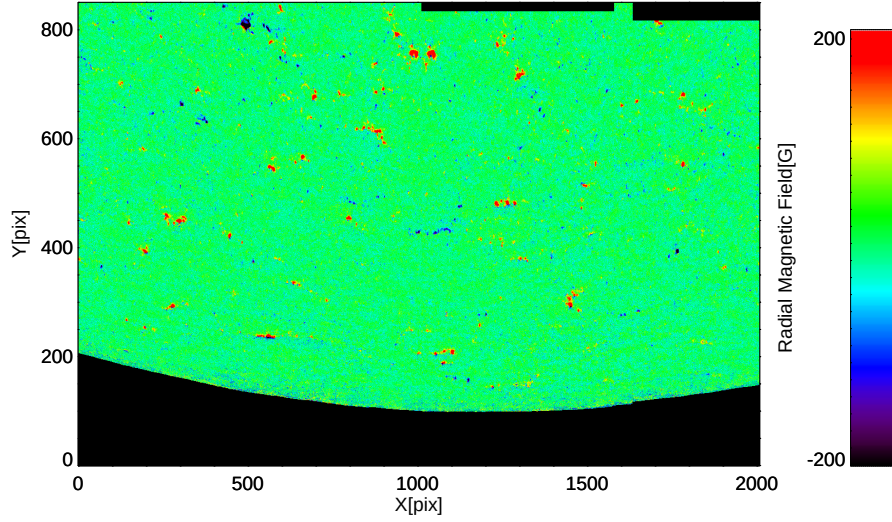


Figure 3.9: 2014 年 3 月 5 日に SOT/SP で観測された南極のベクトル磁場の三次元成分から導出された動径方向磁場。

3.2 SOT/SP のベクトル磁場と視線方向磁場の比較

SOT/SP で観測された極域のベクトル磁場の三次元成分を用いて導出した動径方向成分磁場と、視線方向成分のみを用いて導出した動径方向磁場を比較する。本節ではその方法を述べる。

3.2.1 SOT/SP の擬似 LOS 磁場マップ

ベクトル磁場は磁場強度の絶対値, 傾斜角, 方位角の 3 成分で表している。傾斜角は磁場の視線方向に対する傾きであるため、視線方向磁場 (B_{LOS}) は式 3.5 で記述出来る。ここで、 180° 不定性は方位角に対する不定性なので視線方向磁場では考える必要が無い。

$$B_{LOS} = B \cos \gamma \quad (3.5)$$

3.2.2 動径方向磁場 (B_r^{SPLOS})

次に B_{LOS} を動径方向磁場に変換する。この変換は従来のシノプティックマップ (1.4) を求める際に使われる方法である。LOS 磁場と動径方向磁場は緯度 δ_c と経度 ϕ_c を用いて式 3.6 で記述出来る。図 3.10 は SOT/SP で 2014 年 3 月 5 日に観測された擬似 LOS 磁場マップを式 3.6 を用いて動径方向磁場マップ (B_r^{SPLOS}) に変換した図である。

$$B_r^{SPLOS} = \frac{1}{\cos \delta_c \sin \phi_c} B_{LOS} \quad (3.6)$$

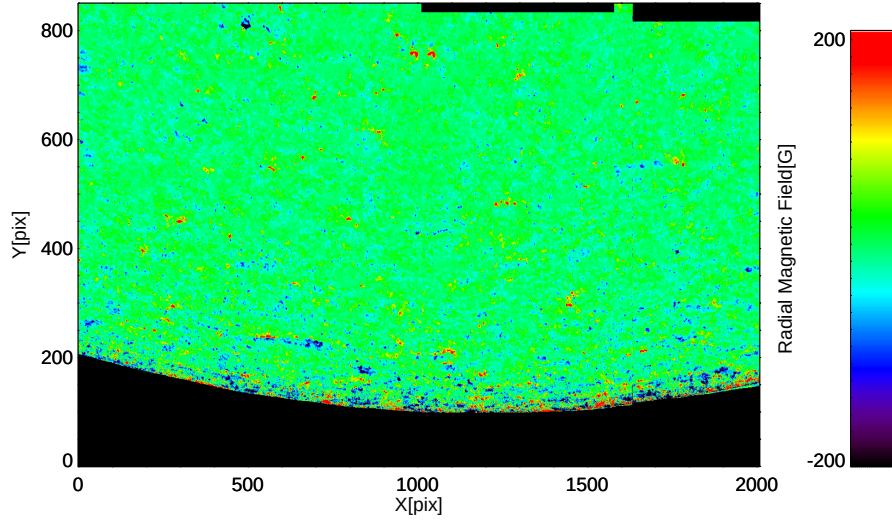


Figure 3.10: 2014 年 3 月 5 日に SOT/SP で観測された南極のベクトル磁場の視線方向成分から導出された動径方向磁場。

3.3 SDO/HMI の視線方向磁場解析

SDO/HMI はベクトル磁場を観測しているが、多くの場合太陽面上のストークスパラメータ I, V から導出した視線方向 (LOS) 磁場を使用している。本研究では、SDO/HMI で 2012 年 1 月 1 日から 2020 年 8 月 3 日にかけて観測された太陽全球の視線磁場マップと連続光強度マップを解析した。12 分毎に 1 枚のデータを持つデータセットの毎日 0:00-0:12 のデータのうち、欠損しているデータを除いて全部で 3017 日分のデータを解析した。

本節では SDO/HMI が取得した LOS 磁場マップと連続光の強度マップから、太陽面内の動径方向磁場を導出する方法を説明する。

3.3.1 連続光の強度マップを用いた太陽面外のシグナルのマスク

太陽面外は、SOT/SP と同様に光量が小さく、フォトンノイズの信号から LOS 磁場の物理量が導出されている。よって SOT/SP と同様の手法 (Sec.3.1.1) で太陽面外のピクセルをマスクした。

図 3.11 は 2012 年 1 月 1 日の連続光の強度マップであり、図 3.12 が図 3.11 上の赤線に沿った信号である。図 3.12 より、連続光の強度は数ピクセル (200 と 3900 付近) で大きく増加しているため、ここを太陽の縁と判断した。よって、本研究では SDO/HMI の連続光の強度の信号が 10^4 [DN] 以下の部分を太陽面外とみなしてマスクした。

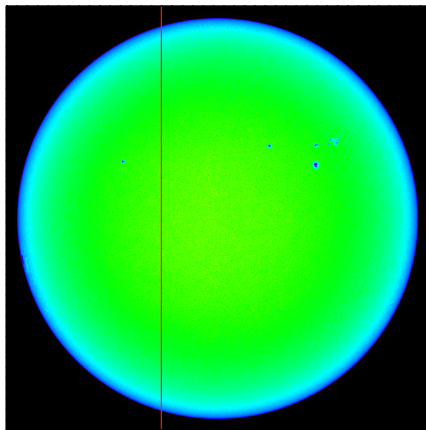


Figure 3.11: SDO/HMI で 2012 年 1 月 1 日に撮影された連続光の強度図。

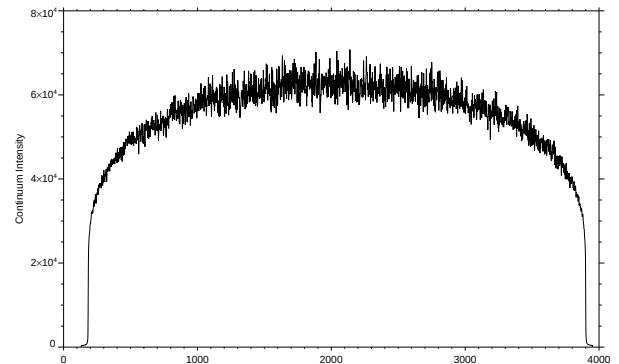


Figure 3.12: 横軸が図 3.11 の赤線に沿った軸、縦軸が連続光の強度。

SDO/HMI は太陽面全面を観測しているため、縁の位置を用いて位置合わせが可能である。公開されるデータは縁の位置が補正された後のデータであるため縁の補正は必要無い。また、本研究では SDO/HMI のデータセットに含まれる画像中心の Heliocentric 座標 (x_c, y_c) を利用している。

3.3.2 SDO/HMI の動径方向磁場マップ

Sec.3.2.2 と同様に、SDO/HMI による LOS 磁場は、緯度 δ_c と経度 ϕ_c を用いて式 3.7 により、動径方向磁場に変換できる。図 3.13 は 2014 年 3 月 5 日の動径方向磁場マップ (B_r^{HMI}) である。

$$B_r^{HMI} = \frac{1}{\cos \delta_c \sin \phi_c} B_{LOS} \quad (3.7)$$

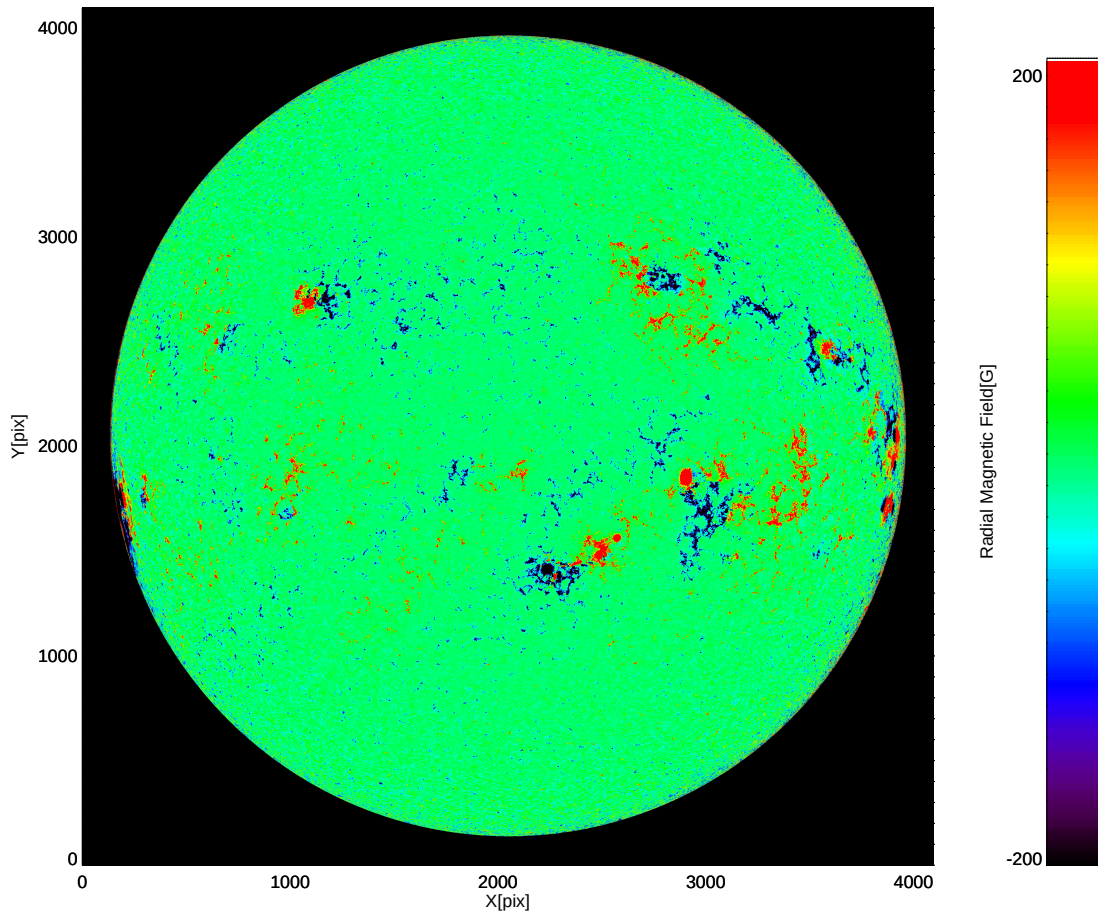


Figure 3.13: 2014 年 3 月 5 日の太陽全球の動径方向磁場マップ

3.4 動径方向磁場の経年変化図

Sec.3.1-Sec.3.3 では SOT/SP で観測したベクトル磁場の三次元成分 (Sec.3.1)、SOT/SP で観測したベクトル磁場の視線方向成分 (Sec.3.2)、SDO/HMI で観測された視線方向磁場 (Sec.3.3) からそれぞれ動径方向磁場マップを導出する手法を解説した。本節では動径方向磁場マップの各ピクセルの磁束量を計算し、緯度毎の経度平均を計算することで、動径方向磁場の経年変化図を導出する手法を解説する。

3.4.1 座標変換

太陽の空間構造は太陽の自転に追従すると考えられるため、本研究では観測された二次元マップ (Heliocentric 座標系) を太陽の自転軸に沿った座標系 (Heliographic 座標系) に座標変換する。本研究では、観測された二次元マップの太陽座標 (x_c, z_c) を太陽上の経緯度 (δ_g, ϕ_g) へ変換するために式 3.8 を利用した。ここで R は太陽半径である。

$$\begin{pmatrix} \delta_g \\ \phi_g \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \arccos \frac{z_c \cos B_0 \pm \sqrt{R^2 - x_c^2 - z_c^2} \sin B_0}{R} \\ \arccos \frac{x_c}{\sqrt{R^2 \cos^2 B_0 + x_c^2 \sin^2 B_0 + z_c^2 (\sin^2 B_0 - \cos^2 B_0) \pm 2z_c \sqrt{R^2 - x_c^2 - z_c^2} \cos B_0 \sin B_0}} \end{pmatrix} \quad (3.8)$$

3.4.2 各ピクセルの磁束量

Sec.3.1.4, Sec.3.2.2, Sec.3.3.2 でそれぞれの磁場マップから動径磁場マップを導出する手法を紹介した。本節では各ピクセルの動径方向の磁場強度 B_r から、各ピクセルの磁束量を計算する。磁束量 (Φ) はピクセルの面積 (S) と Filling Factor (f) を用いて $\Phi = B_r f S$ と書ける。ここで、1 ピクセルの面積を求めるために太陽面での 1 ピクセルの x_c の長さ ($d_x[m]$) と z_c の長さ ($d_z[m]$) を計算する。SOT/SP のヘッダー情報に含まれる位置 (x_c, z_c) は単位が arcsec であるため、単位がメートルである (x_{cm}, z_{cm}) に変換するために式 3.9 を利用する。ここで、1AU は太陽と地球間の距離である。

$$x_{c_m} = x_c \times 1AU \times \tan 1'' \simeq x_c \times 1AU \times \frac{2\pi}{360 \times 60 \times 60} \quad (3.9)$$

1 ピクセルの視野角に相当する長さをそれぞれ α_x, α_z とすると、 (d_x, d_z) は太陽半径 R と位置 (x_{c_m}, z_{c_m}) を用いて式 3.10, 式 3.11 で記述出来る。

$$d_x = \sqrt{2R^2 - 2x_{c_m}^2 - 2z_{c_m}^2 - 2\alpha_x x_{c_m} - 2\sqrt{(R^2 - x_{c_m}^2 - z_{c_m}^2)(R^2 - (x_{c_m} + \alpha_x)^2 - z_{c_m}^2)}} \quad (3.10)$$

$$d_z = \sqrt{2R^2 - 2x_{c_m}^2 - 2z_{c_m}^2 - 2\alpha_z z_{c_m} - 2\sqrt{(R^2 - x_{c_m}^2 - z_{c_m}^2)(R^2 - x_{c_m}^2 - (z_{c_m} + \alpha_z)^2)}} \quad (3.11)$$

よって $S = d_x d_z$ となり、ある観測点 (x_c, z_c) の磁束量は式 3.12 で記述出来る。

$$\Phi(x_c, z_c) = B_r f S = B_r f d_x d_z \quad (3.12)$$

3.4.3 経年変化

磁場の緯度方向分布の経年変化を見るために、各緯度毎に、経度方向に平均した磁場強度を計算する。1 マップに対して平均化した全経度にわたる磁束密度 B_{δ_g} は各ピクセルの太陽面上での面積 $S(\delta_g, \phi_g)$ 、磁場強度 $B_r(\delta_g, \phi_g)$ 、Filling Factor である $f(\delta_g, \phi_g)$ を用いて式 3.13 で記述できる。

$$B_{\delta_g} = \frac{\sum_{\phi_g} \Phi}{\sum_{\phi_g} S} \quad (3.13)$$

図 3.14 は Sec.3.4.1 により求めた 2014 年 3 月 5 日に SOT/SP で観測された南極面上の視野内の各ピクセルにおける Heliographic 座標系での緯度 (δ_g) 分布である。この図を元に 1° 毎に式 3.13 を用いて 1 マップでの各緯度の磁束密度を計算することで、図 3.15 で示される 1 次元のスリットが導出される。

本研究では上記の手法で導出した 1 次元スリットを SOT/SP は 12 年分 (2008 年 9 月-2020 年 9 月, 北:123 枚, 南:116 枚)、SDO/HMI は 9 年分 (2012 年 1 月 1 日-2020 年 8 月 3 日, 3017 枚) 並べることで各緯度の動径方向磁場の経年変化の図を作成した。

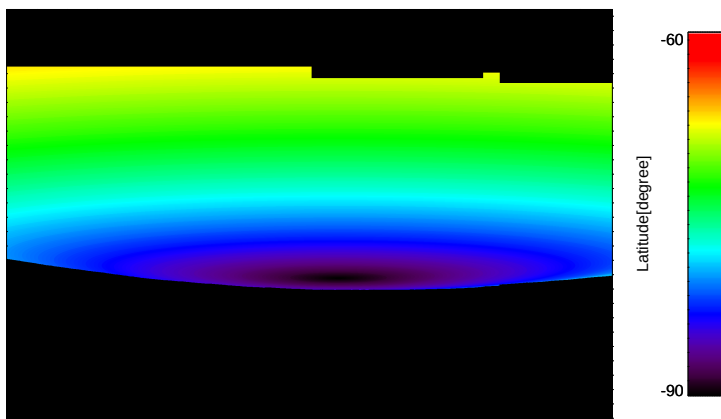


Figure 3.14: 2014 年 3 月の南極の緯度の二次元マップ

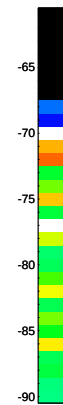


Figure 3.15: 2014 年 3 月の南極の動径磁場から求めた 1 次元スリット

Chapter 4

Results

4章では、本研究で得られた解析結果について記述する。まず、Sec4.1でSDO/HMIの観測で得られた太陽全面のLOS磁場から動径方向磁場の経年変化を示す。次に、Sec.4.2にて高緯度におけるSOT/SPの観測で得られたベクトル磁場の三次元成分から導出した動径方向磁場の経年変化を解析した結果を示す。最後に、Sec.4.3はSOT/SPの観測で得られたベクトル磁場のLOS成分を元に導出した動径方向磁場の経年変化を解析した時にどのような結果の違いが現れるかを述べる。

4.1 SDO/HMIの全球LOS磁場

SDO/HMIの観測で太陽面上の各ピクセルでのLOS磁場マップを得られる。本節ではSDO/HMIの観測で得られたLOS磁場マップから得られる動径方向磁場の経年変化を示す。

4.1.1 緯度毎に経度平均した経年変化

図4.1は、Sec.3.3とSec.3.4の手法で得られた時間分解能が1日の1次元スリットを2012年1月1日から2020年8月3日までの9年分並べた図である。

サイクル24における2012年頃の極域磁場は、北が負極、南が正極である。2012年頃から2018年頃までは $0^{\circ} - 30^{\circ}$ の低緯度領域に強い磁場が集まっており、全観測

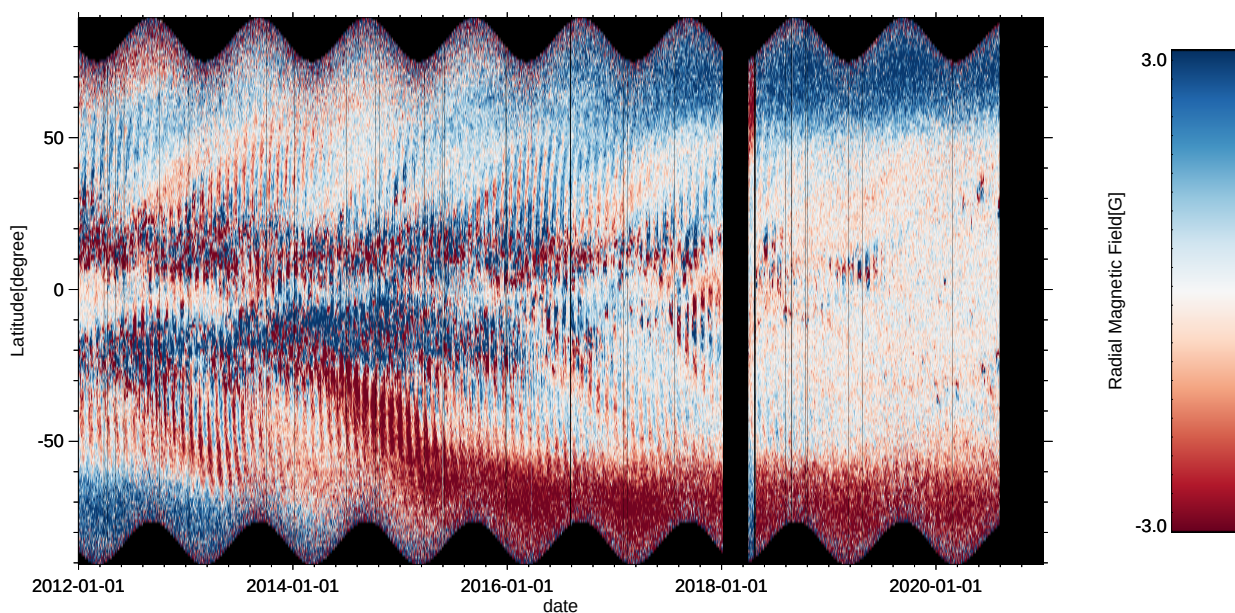


Figure 4.1: SDO/HMI の観測により 2012 年 1 月 1 日から 2020 年 8 月 3 日までに 1 日の時間分解能で得られた LOS 磁場から、動径方向成分を各緯度で平均した磁場強度。縦軸が緯度で横軸が時間を表す。

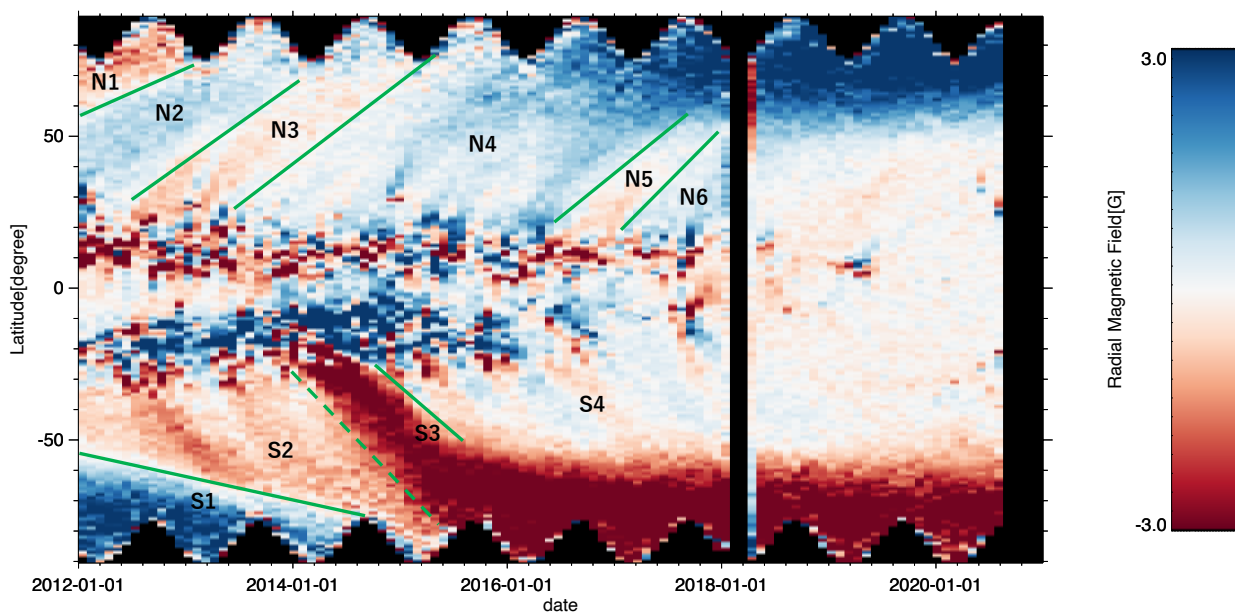


Figure 4.2: SDO/HMI の観測により 2012 年 1 月 1 日から 2020 年 8 月 3 日までに 1 月の時間分解能で得られた LOS 磁場から、動径方向成分を各緯度で平均した磁場強度。縦軸が緯度で横軸が時間を表す。N1-N6 は北半球に見られるフラックスサージであり、S1-S4 は南半球に見られるフラックスサージである。緑線は極性の異なるフラックスサージの境界を表し、緑破線は同じ極性で強さの異なるフラックスサージの境界を表す。

期間を通して 70° より高緯度領域で強い磁場が常に見られる。また、 $30^\circ - 60^\circ$ の中緯度領域を中心に 1ヶ月周期の変動が確認できる。

図 4.2 は、図 4.1 の時間分解能を 1 月にした図である。図より、活動領域から極域にかけてゆっくりとしたフラックスの流れが見られる。この流れはフラックスサージと呼ばれる。図中の緑実線は正極と負極のフラックスサージの境であり、緑破線は強いフラックスサージと弱いフラックスサージの境である。

N1-N6 と S1-S4 は北半球と南半球の個々のフラックスサージを表す。北半球では正のフラックスサージである N2,N4,N6 が極磁場の反転に寄与し、負のフラックスサージである N1,N3,N5 が極域に負のフラックスを供給する。南半球では負のフラックスサージである S2,S3 が極磁場の反転に寄与し、正のフラックスサージである S1,S4 は極域に正のフラックスを供給する。特に S3 のフラックスサージは強く、2014 年 10 月に発生した巨大黒点 (AR2192) の崩壊によって発生したフラックスサージであると考えられている (Wang et al., 2020)。

表 4.1 はそれぞれのフラックスサージ境界について、マップ上に見え始めた時間と緯度や移動が見えなくなった時間と緯度をまとめており、発生から消失までの時間と緯度から移流速度を計算している。また、N1/N2 や S1/S2 は観測データの開始時点で高い緯度から計測している。それらを除くと、SDO/HMI の観測で得られたフラックスサージ境界から、約 20-30[m/s] の移流速度が得られた。

Table 4.1: 図 4.2 から読み取れる、SDO/HMI のフラックスサージ境界

	発生日時	発生緯度	消失日時	消失緯度	移流速度 [$^\circ$ /yr]	移流速度 [m/s]
N1/N2	2012 年 1 月	N57 $^\circ$	2013 年 2 月	N74 $^\circ$	16	12
N2/N3	2012 年 7 月	N30 $^\circ$	2014 年 2 月	N69 $^\circ$	25	19
N3/N4	2013 年 6 月	N27 $^\circ$	2015 年 5 月	N77 $^\circ$	27	21
N4/N5	2016 年 6 月	N22 $^\circ$	2017 年 9 月	N58 $^\circ$	29	22
N5/N6	2017 年 2 月	N20 $^\circ$	2018 年 1 月	N52 $^\circ$	36	28
S1/S2	2012 年 1 月	S54 $^\circ$	2014 年 9 月	S74 $^\circ$	8	6
S2/S3	2014 年 1 月	S27 $^\circ$	2015 年 5 月	S77 $^\circ$	37	28
S3/S4	2014 年 10 月	S25 $^\circ$	2015 年 8 月	S50 $^\circ$	30	24

4.2 SOT/SPの極域ベクトル磁場

SOT/SPの観測で太陽面上の各ピクセルのベクトル磁場、Filling Factor等の物理量の二次元マップを得られる。本節ではそれらのデータから導出した動径方向磁場の経年変化を示す。

4.2.1 緯度毎に経度平均した経年変化

図4.3と図4.4は、SOT/SPの観測で得られたベクトル磁場の3次元成分から導出した動径方向磁場を(Sec.3.1)、各緯度で経度平均(Sec.3.4)し2008年9月から2020年2月までの12年分並べた図である。北緯50°から北緯90°の図が図4.3で、南緯50°から南緯90°の図が図4.4である。縦方向の黒い筋はデータの欠損か、処理の難しい状況のデータがある月である。

図4.3では北緯60°より高緯度の領域で2008年から2012年まで負のフラックスが多数見られる。2013年2月に正のフラックスが北緯62°で出現してから2015年8月頃までは正負のフラックスが混在している。2016年8月以降は北緯60°より高緯度の領域で正のフラックスが多数見られる。また、12年を通して北緯85°以上の高緯度の領域では低緯度側と比べて平均フラックス密度が0Gに近い値となっている。

図4.4では南緯60°より高緯度の領域で2008年から2013年まで正のフラックスが多数見られる。2014年7月頃から南緯60°より高緯度の領域で負のフラックスが多数見られる。また、北半球と同様に12年を通して南緯85°以上の高緯度の領域では低緯度側と比べて平均フラックス密度が0Gに近い値となっている。

図4.5と図4.6は同一期間のN60°-N90°とS60°-S90°を5°毎の範囲で磁場強度を平均した結果である。黒が磁場強度の平均、赤が磁場強度が正のピクセルのみの平均、青が磁場強度が負のピクセルのみの平均である。

図4.5から、北緯60°から北緯80°の領域で2012年3月頃から2015年8月頃にかけて磁場強度が反転しており、反転中は正負共に2G程度の磁場強度が釣り合っていることがわかる。また、北緯80°から北緯85°の領域では2013年6月頃から2016年11月頃にかけて主に2G以下の範囲で弱く磁場の反転が起きている。しかし、北

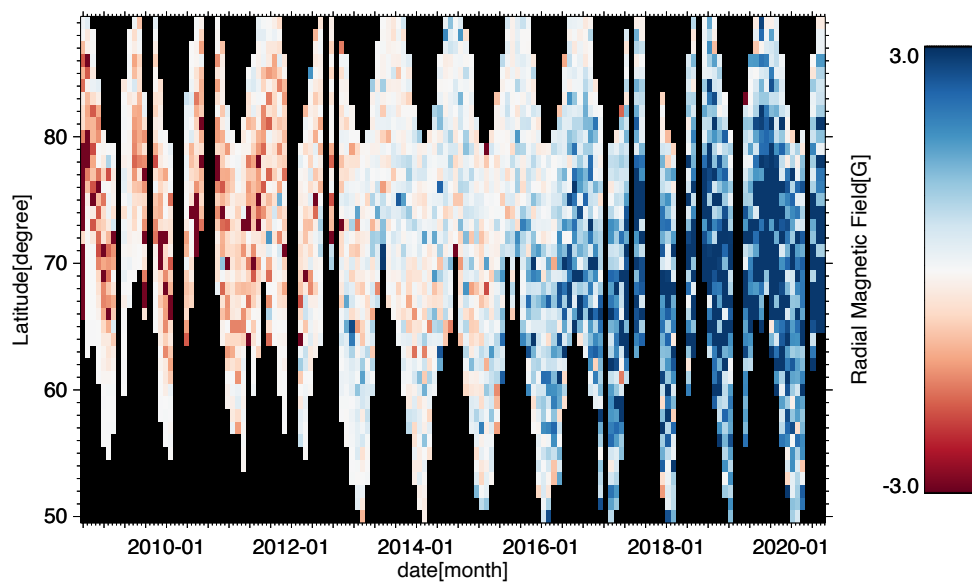


Figure 4.3: SOT/SP の観測で得られた北緯 50° から北緯 90° までのベクトル磁場の 3 次元成分から導出した動径方向磁場を、各緯度で経度平均し 12 年にわたり並べた図。縦軸が緯度で横軸が時間を表す。

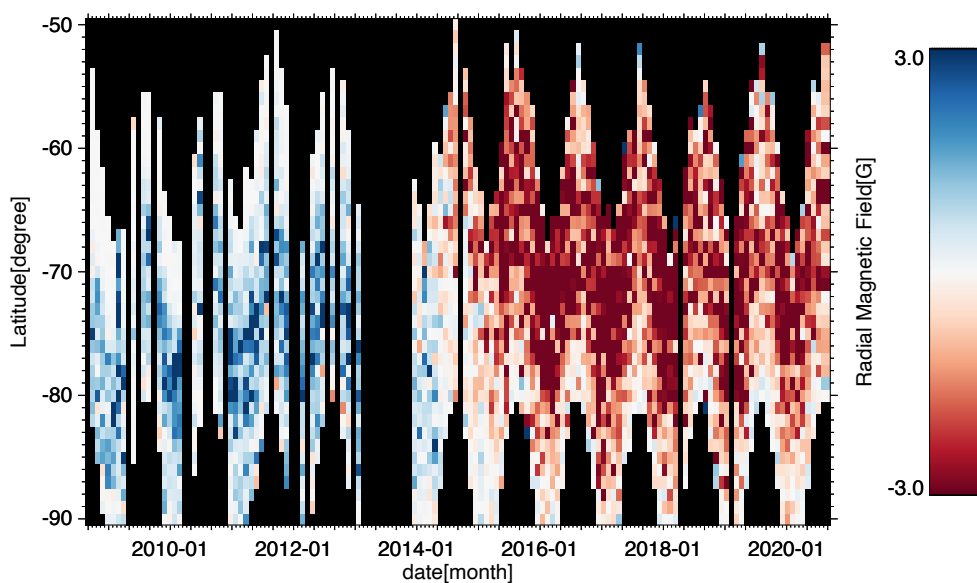


Figure 4.4: SOT/SP で得られた南緯 50° から南緯 90° までのベクトル磁場の 3 次元成分から導出した動径方向磁場を、各緯度で経度平均し 12 年にわたり並べた図。縦軸が緯度で横軸が時間を表す。

緯 85° より高緯度の領域では、より低緯度の領域と比べて正負共に磁場がほとんど存在していない。

図 4.6 から、南緯 60° から南緯 85° の領域では 2015 年頃から負のフラックスが支配的になったことがわかる。しかし、南緯 85° から南緯 90° の領域では正負共に磁場がほとんど存在していない。また、南緯 60° から南緯 85° の領域では、2015 年頃から 2020 年まで約 1 年周期の磁場強度の変動が確認できる。

4.2.2 SDO/HMI とのフラックスサージの比較

図 4.7 と図 4.8 は、図 4.3 と図 4.4 の各ピクセルの前後 1 ヶ月と上下 0.5° 内の磁場強度の平均を取ることでデータを平滑化した図である。また、図中の緑実線と緑破線は、表 4.1 のフラックスサージ境界を緯度 90° まで延長した線であり、N1'-N6' と S1' から S4' はそれぞれ図 4.2 の N1-N6 と S1-S4 に対応する。

北半球では N1' と N4' の領域ではそれぞれ負極と正極のフラックスが多数確認でき、N1 と N4 のフラックスサージが高緯度まで移流している様子がわかる。N2' と N3' の領域ではフラックスサージの移流は確認できないが、正負のフラックスがどちらも高緯度まで存在し、フラックスの反転が起きている様子が確認できる。N5' の領域では負極のフラックスは 2017 年 12 月頃に北緯 53° 付近で確認できるが、フラックスサージの高緯度までの移流は確認することができない。南半球では S1' と S3' の領域ではそれぞれ正極と負極のフラックスが多数確認でき、S1 と S3 のフラックスサージが高緯度まで移流している様子がわかる。S2' の領域ではフラックスサージの移流は少し確認できるものの、正負のフラックスがどちらも高緯度まで存在し、フラックスの反転が起きている様子が確認できる。S4' の領域では正極のフラックスは 2016 年 8 月頃や 2017 年 8 月頃に北緯 52° 付近で確認できるが、フラックスサージの高緯度までの移流は確認することができない。

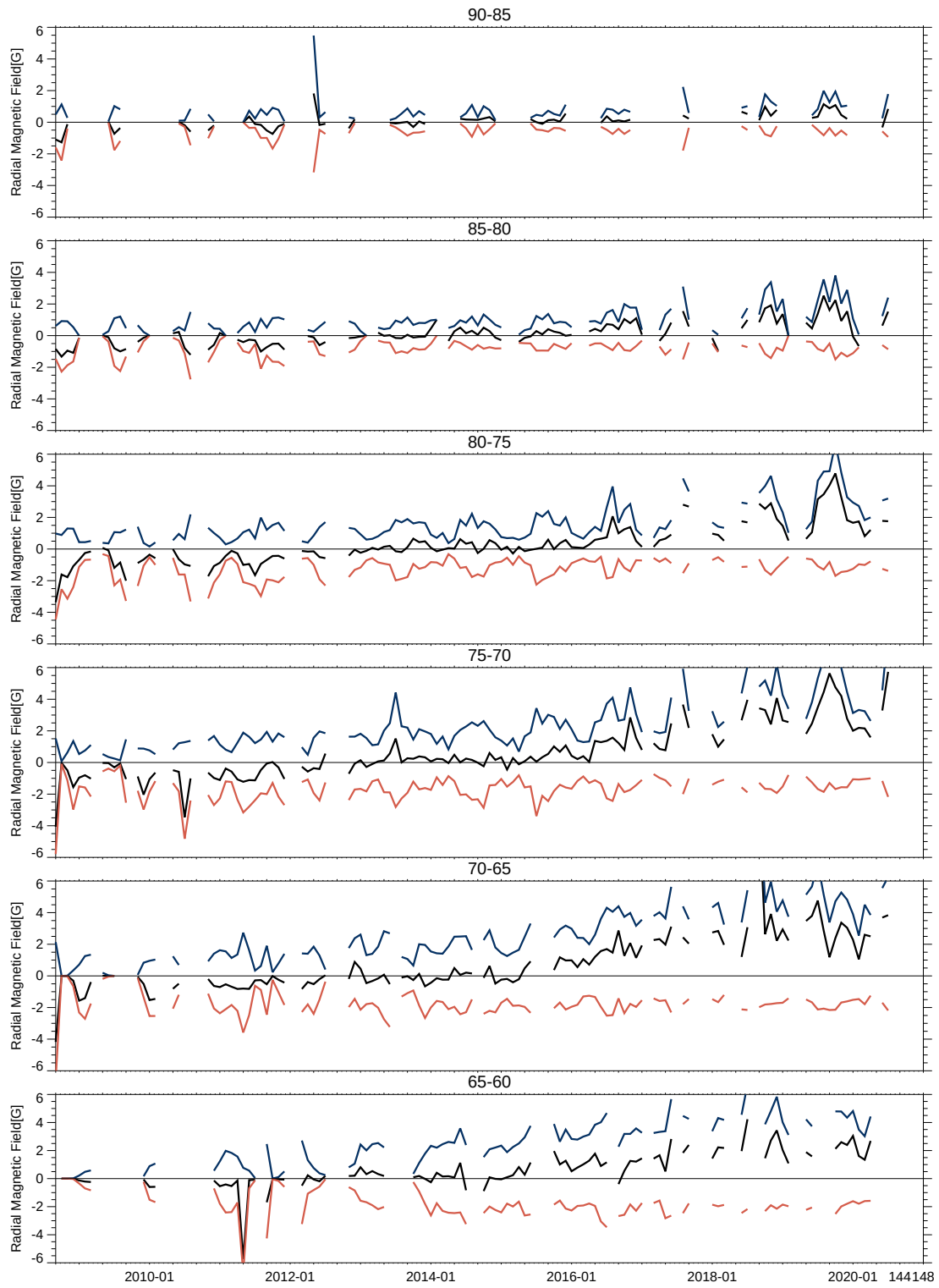


Figure 4.5: SOT/SP で得られた北緯 60° から北緯 90° までの動径方向磁場を、5° 毎の範囲で経度平均し 12 年にわたりプロットしたグラフ。黒が磁場強度の平均、赤は磁場強度が正のピクセルのみの平均、青は磁場強度が負のピクセルのみの平均である。縦軸が磁場強度で横軸が時間を表す。

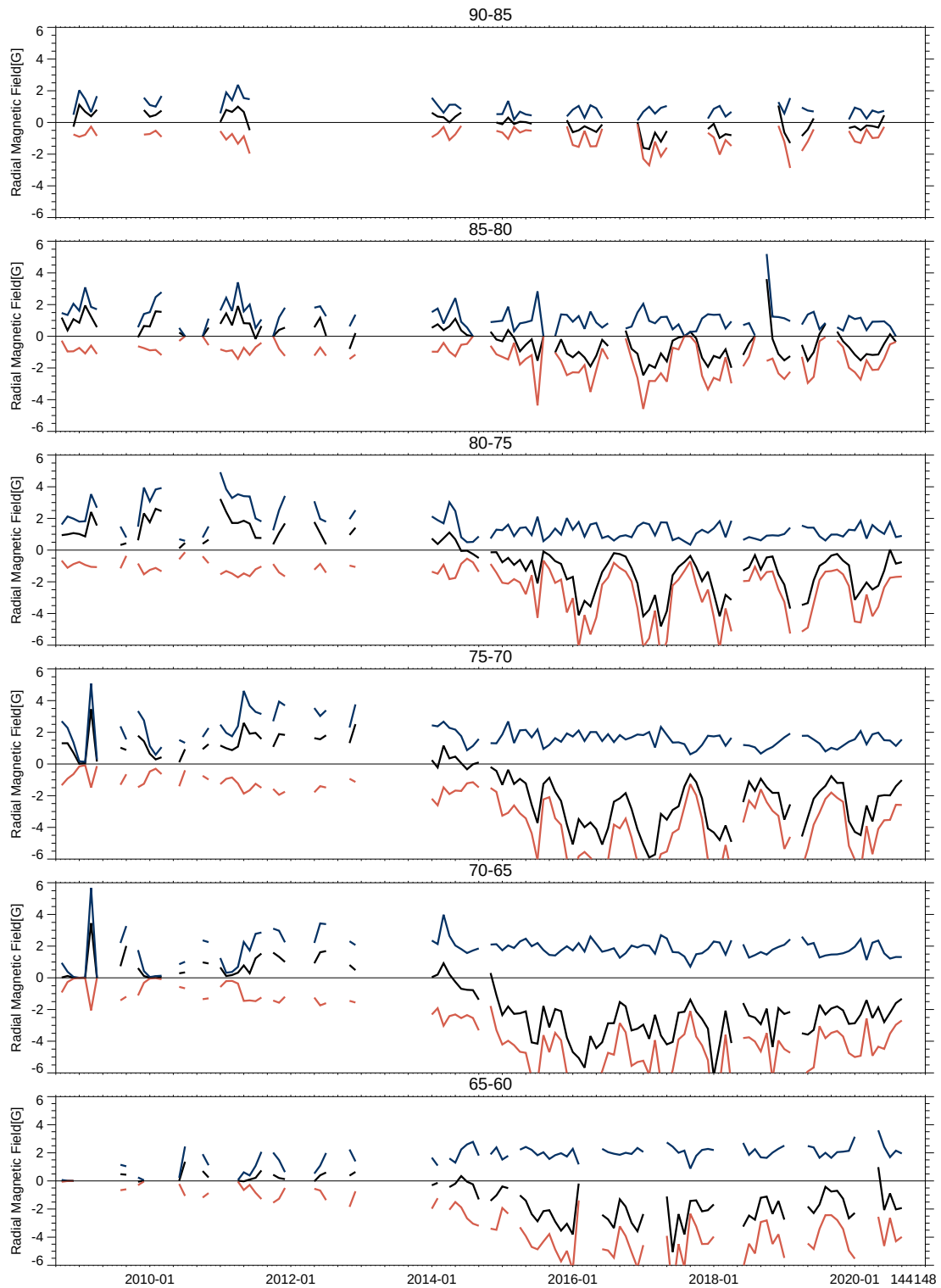


Figure 4.6: SOT/SP で得られた南緯 60° から南緯 90° までの動径方向磁場を、5° 毎の範囲で経度平均し 12 年にわたりプロットしたグラフ。黒が磁場強度の平均、赤は磁場強度が正のピクセルのみの平均、青は磁場強度が負のピクセルのみの平均である。縦軸が磁場強度で横軸が時間を表す。

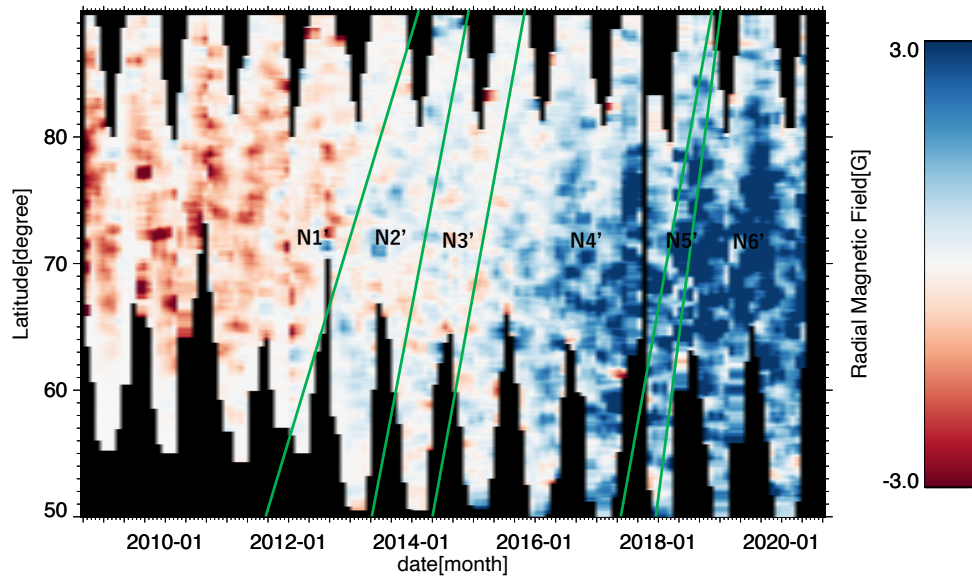


Figure 4.7: 図 4.3 の各ピクセルの前後 1 ヶ月と上下 0.5° 内の磁場強度の平均を取り、データを平滑化した図。縦軸が緯度で横軸が時間を表す。

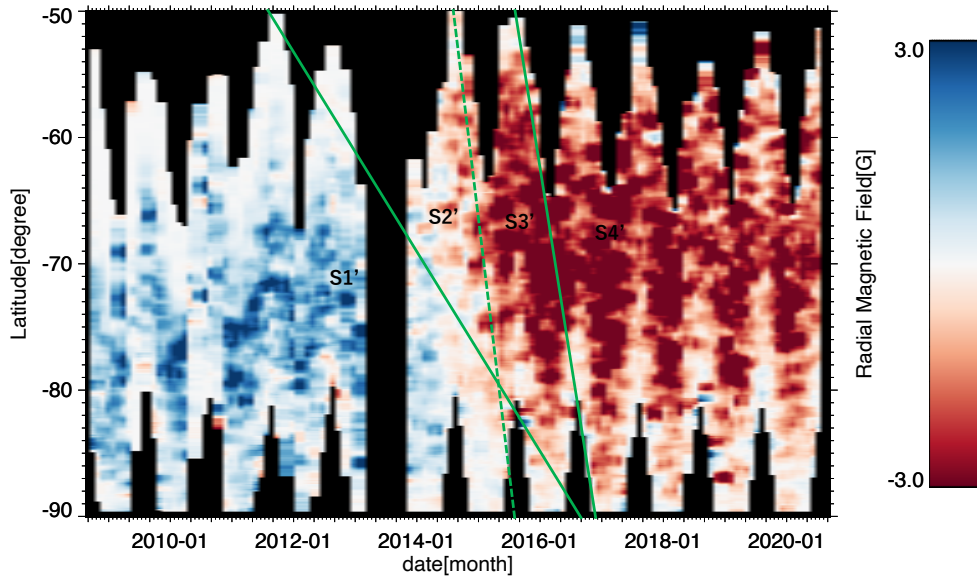


Figure 4.8: 図 4.4 の各ピクセルの前後 1 ヶ月と上下 0.5° 内の磁場強度の平均を取り、データを平滑化した図。縦軸が緯度で横軸が時間を表す。

4.3 SOT/SP の極域擬似 LOS 磁場

近年の LOS 磁場観測で得られたシノプティックマップの作成は SOHO/MDI(Scherrer et al., 1995) や SDO/HMI(Schou et al. 2012, Scherrer et al. 2012) を筆頭に行われている。そのため、シノプティックマップから太陽サイクルを議論する際、LOS 磁場マップを用いて議論されている。しかし、極域では太陽面に沿った水平磁場が視線方向成分の強い磁場となって検出され、動径方向成分の大きな磁場として判定される事が懸念される。本節では、SOT/SP の観測で得られたベクトル磁場の視線方向成分から導出した動径方向磁場の経年変化を示す。また、得られた結果を Sec.4.2 で導出したベクトル磁場の 3 次元成分に基付く結果と比較する。

4.3.1 緯度毎に経度平均した経年変化

図 4.9 と図 4.10 は、SOT/SP の観測で得られたベクトル磁場の視線方向成分から導出した動径方向磁場を (Sec.3.2)、各緯度で経度平均 (Sec.3.4) し 2008 年 9 月から 2020 年 9 月までの 12 年分並べた図である。北緯 50° から北緯 90° の図が図 4.9 で、南緯 50° から南緯 90° の図が図 4.10 である。縦方向の黒い筋はデータの欠損か、処理の難しい状況のデータがある月である。

図 4.9 は図 4.3 と比べ、北緯 80° 以上の高緯度領域で +3G 以上や -3G 以下の強い平均磁場強度を持つピクセルが多数見られる。また、北緯 60° から北緯 80° までの領域で強い平均磁場強度を持つピクセルが分布している。同様に、図 4.10 は図 4.4 と比べ、南緯 80° 以上の高緯度領域で +3G 以上や -3G 以下の強い平均磁場強度を持つピクセルが多数見られる。また、南緯 60° から南緯 80° までの領域で強い平均磁場強度を持つピクセルが分布している。

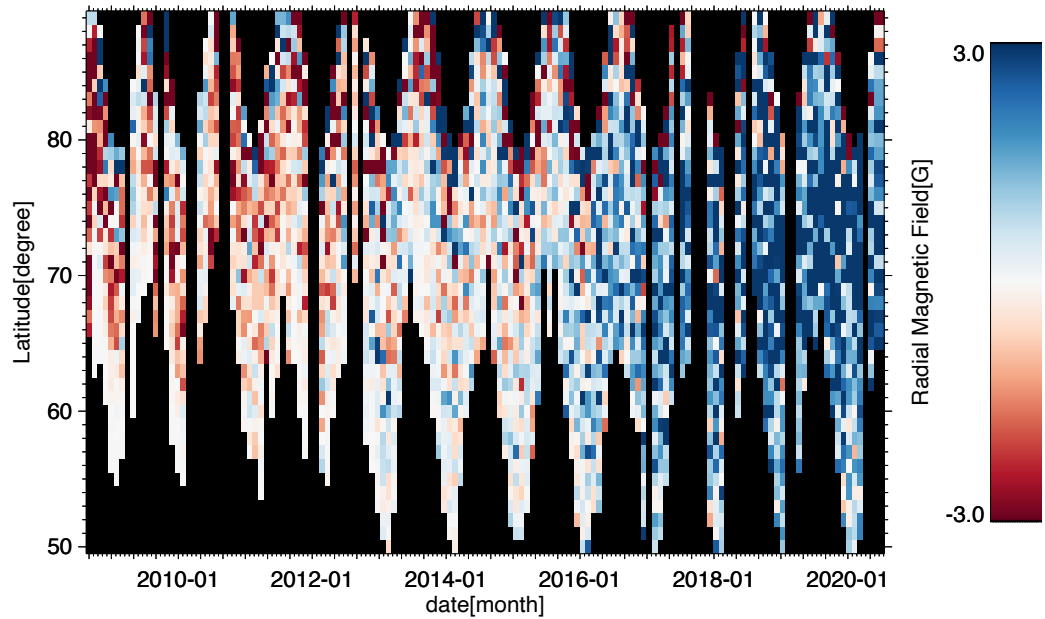


Figure 4.9: SOT/SP の観測で得られた北緯 50° から北緯 90° までのベクトル磁場の視線方向成分から導出した動径方向磁場を、各緯度で経度平均し 12 年にわたり並べた図。縦軸が緯度で横軸が時間を表す。

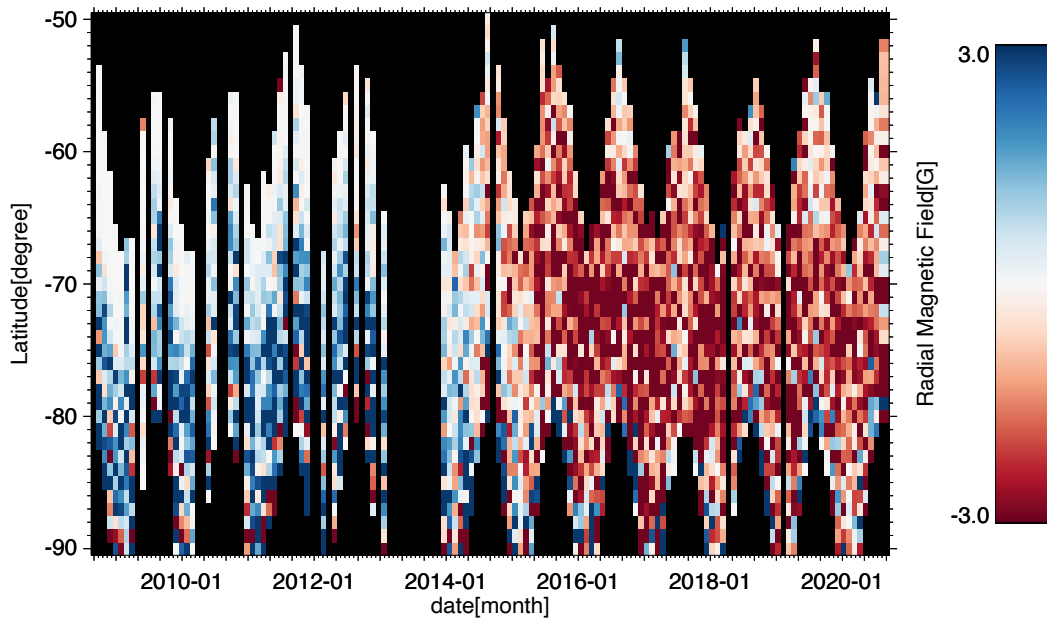


Figure 4.10: SOT/SP の観測で得られた南緯 50° から南緯 90° までのベクトル磁場の視線方向成分から導出した動径方向磁場を、各緯度で経度平均し 12 年にわたり並べた図。縦軸が緯度で横軸が時間を表す。

Chapter 5

Discussions

本章では Chap.4 で示した結果について議論を行う。LOS 磁場の観測では極域の磁場強度を過大評価する可能性がある。実際に、SOT/SP の観測で得られたベクトル磁場の視線方向成分を元に導出した動径方向磁場 (B_r^{SPLOS}) を用いて作成した図 4.9 や 4.10 の高緯度では、ベクトル磁場の三次元成分を元に導出した動径方向磁場 (B_r^{SP}) を用いて作成した図 4.3 や図 4.4 では見られない強い磁場が正極・負極共に確認できる。このような高緯度での LOS 磁場観測の影響を Sec.5.1 で考察する。SDO/HMI と SOT/SP の観測で得られた動径方向磁場の経年変化からフラックスサージが確認できた。フラックスサージは子午面還流に伴い移動する磁束であると考えられるため、このフラックスサージから推定される子午面還流について Sec.5.2 で考察する。SOT/SP の観測で得られた動径磁場の経年変化の図から、極磁場反転の際に緯度 70° 以上の高緯度領域で正負のフラックスが相殺しているタイミングを確認できた。しかし SDO/HMI では緯度 70° 以上の高緯度領域では常に強い磁場が確認できる。これらの機器の違いによる極域磁場の振る舞いについて Sec.5.3 で議論する。

5.1 極域における LOS 磁場観測の影響

本研究では SDO/HMI は $1''$ の空間分解能でストークスパラメータ I,V から導出した LOS 磁場を使用しており、SOT/SP は $0.3''$ の空間分解能でストークスパラメータ I,Q,U,V から導出したベクトル磁場を使用している。Sec.1.2.1 で述べたように、極域

でLOS 磁場を用いる事で極域磁場の過大評価を行う可能性がある。本節では SOT/SP の観測で得られたベクトル磁場と擬似 LOS 磁場を 1 マップと 1 サイクルで比較し、極域における LOS 磁場観測の影響を議論する。

5.1.1 B_r^{SP} と B_r^{SPLOS} の 1 マップの比較

図 3.9 は 2014 年 3 月 5 日に SOT/SP の観測で得た B_r^{SP} マップである。180° 不定性を解消するために表 3.1 の基準で i_1 または i_2 を選択している。また、図 3.10 は 2014 年 3 月 5 日に SOT/SP の観測で得た B_r^{SPLOS} マップである。この時期は南極の極性が負であるため、第一象限に分布するピクセルに対して第三象限に分布するピクセルが多い。

図 5.1 は図 3.9 と図 3.10 の磁場強度を比較した散布図であり、色は緯度を表している。横軸は SOT/SP の B_r^{SP} であり、縦軸は B_r^{SPLOS} である。図中の直線は $B_r^{SP} = B_r^{SPLOS}$ に加えて $B_r^{SPLOS} = 0, \pm 200$ と $B_r^{SP} = 0$ を表す。また、ピクセルが多数分布しているグループを 4 つに分割し、それぞれを円で囲んだ。1 つ目は赤円で囲ったグループであり、これは $B_r^{SP} = B_r^{SPLOS}$ の線上に分布する $|B_r^{SPLOS}|$ が 200G 以上の強い磁場強度を持つグループである。2 つ目は青円で囲ったグループであり、これは $B_r^{SP} = B_r^{SPLOS}$ の線上に分布する $|B_r^{SPLOS}|$ が 200G 以下の弱い磁場強度を持つグループである。3 つ目は緑円で囲ったグループであり、 $B_r^{SP} = 0$ の線上に分布する $|B_r^{SPLOS}|$ が 200G 以上の強い磁場強度を持つグループである。最後に 4 つ目は紫円で囲ったグループであり、 $B_r^{SP} = 0$ の線上に分布する $|B_r^{SPLOS}|$ が 200G 以下の弱い磁場強度を持つグループである。

赤円で囲ったグループには南緯 65° から南緯 80° の領域に分布するピクセルが多数含まれる。このことから、南緯 65° から南緯 80° の領域で極域で観測された強い磁場強度を持つ B_r^{SPLOS} の大きさは、 B_r^{SP} の大きさとほぼ一致していると考えられる。一方、緑円で囲ったグループには南緯 80° より高緯度の領域に分布するピクセルが多数含まれる。このことから、南緯 80° より高緯度の領域で観測された強い磁場強度を持つ B_r^{SPLOS} の大きさは、 B_r^{SP} の大きさ比べて過大評価していると考えら

れる。これは B_r^{SP} の値が小さいことから、高緯度領域に存在する太陽表面に対して水平な視線方向を向いている磁場を、動径方向成分の一部だと見なされて過大評価していると考えられる。

青円で囲ったグループには南緯 65° より高緯度の領域に分布するピクセルが含まれ、 B_r^{SPLOS} は B_r^{SP} に比べてやや弱めの磁場強度となっている。高緯度領域では磁場が動径方向に対して極側を向いていることが示唆されている (Virtanen et al. 2019)。本論文では B_r^{SPLOS} を導出する際に磁場が動径方向を向いていると仮定しているため、 B_r^{SPLOS} は B_r^{SP} と比べて小さくなっていることは磁場が極方向を向いていることを反映している可能性がある。

紫円で囲ったグループには南緯 65° より高緯度の全ての領域に分布するピクセルが含まれる。また、 $B_r^{SP} = 0$ の線にまたがって B_r^{SP} の正側と負側にピクセルが分布している。これは 180° 不定性を解決する際の i_1 と i_2 の選択方法に起因していると考えられる。

5.1.2 B_r^{SP} と B_r^{SPLOS} の1サイクル間の比較

図 4.3 と図 4.4 は、SOT/SP の観測で得た B_r^{SP} を各緯度で経度平均し、2008 年 9 月から 2020 年 9 月の期間にわたり並べた極域磁場の経年変化図である。また、図 4.9 と 4.10 は、SOT/SP の観測で得た (B_r^{SPLOS}) を各緯度で経度平均し、2008 年 9 月から 2020 年 9 月の期間にわたり並べた極域磁場の経年変化図である。

図 5.2 と図 5.2 は、 B_r^{SP} を各緯度で経度平均した経年変化図と B_r^{SPLOS} を各緯度で経度平均した経年変化図を比較した散布図である。図 5.2 が北極域の経年変化図 (図 4.3 と図 4.9) を比較した図であり、図 5.3 が南極域の経年変化図 (図 4.3 と図 4.9) を比較した図である。横軸は B_r^{SP} を各緯度で経度平均した磁場強度であり、縦軸は B_r^{SPLOS} を各緯度で経度平均した磁場強度である。色は緯度を表し、図中の線は $B_r^{SP} = B_r^{SPLOS}$, $B_r^{SP} = 0$, $B_r^{SPLOS} = 0$ を表す。また、図 5.4 は図 5.2 と図 5.3 から 5° 毎に線形近似した場合の傾き (上部) と相関係数 (下部) を求めたグラフである。横軸はその緯度から高緯度側に 5° までの領域を表しており、例えば N75 は北緯 75° から

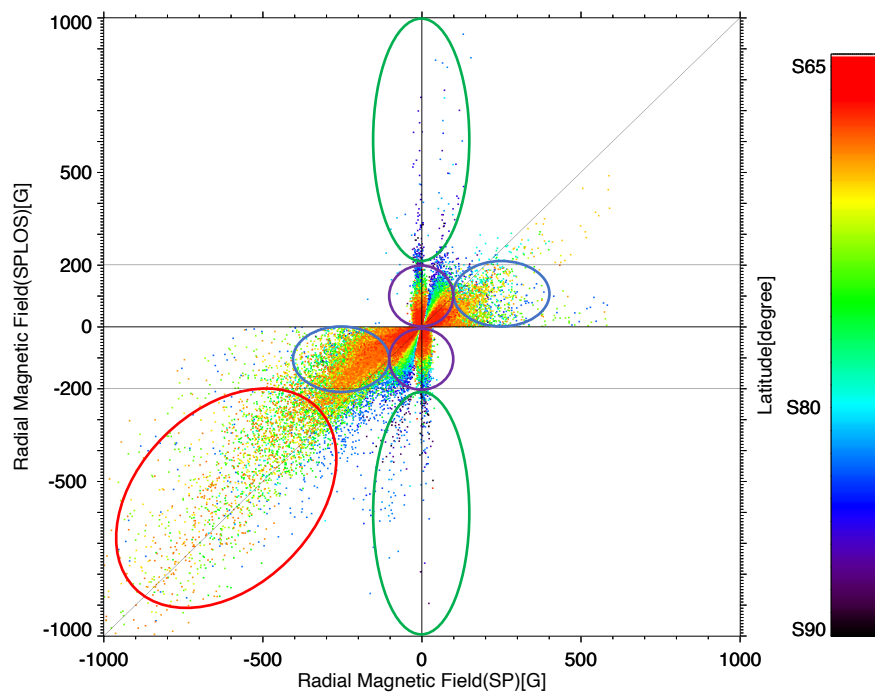


Figure 5.1: 2014 年 3 月 5 日の南極磁場マップを B_r^{SP} (横軸) と B_r^{SPLOS} (縦軸) で比較した散布図。ピクセルの色は緯度を表現している。

北緯 80° の領域における傾きや相関係数を表す。

図 5.4 から、緯度 50° から緯度 70° では B_r^{SPLOS} と B_r^{SP} を線形近似した時の B_r^{SP} の傾きは 0.7 から 0.9 ほどとなり、S50° から S55° の領域を除くと相関係数は 0.9 と非常に強い相関を示す。この S50° から S55° の領域はデータ点が他より少ないため、分散が大きくなっていると考えられる。また、緯度 70° から緯度 80° では B_r^{SP} の傾きは 0.9 ほどとなり、相関係数は 0.8 と強い相関を示す。しかし、緯度 80° から緯度 90° の領域では B_r^{SP} の傾きは 2 から 3 ほどになり、相関係数も 0.6 ほどに低下する。

これらの結果から、緯度 70° より低緯度の領域では B_r^{SPLOS} は B_r^{SP} を正しく見積もれており、緯度 70° から緯度 80° の領域では B_r^{SPLOS} は B_r^{SP} を正しく見積もれているものの相関が少し失われていることがわかる。また、緯度 80° より高緯度の領域では B_r^{SPLOS} は B_r^{SP} を 2 倍から 3 倍程度過大評価しており、傾きの誤差も大きくなる。よって、Sec.5.1.1 と同様に緯度 80° より高緯度の領域では B_r^{SPLOS} は B_r^{SP} を過大評価していることがわかり、この数値は 2-3 倍程度であるとわかった。

5.1.3 180° 不定性の解消

本研究では、SOT/SP ベクトル磁場の 180° 不定性を解消するために Ito et al. (2010) の手法を用いている。この手法は極域の 180° 不定性を解消するために多くの論文で用いられている (Shiota et al. 2012, Kaithakkal et al. 2015, Petrie 2015, など)。しかし、図 5.1 の弱い B_r^{SPLOS} における $B_r^{SP} = 0$ の線上のグループは、 $B_r^{SP} = 0$ の線を挟んで更に 2 つのグループに分けられており、この分割は 180° 不定性を解決する際の太陽表面に対する磁場の傾き (i_1 と i_2) の選択方法によって発生したと考えられる。本節では、Ito et al. (2010) の手法で 180° 不定性の解消する事の問題について議論する。

図 5.1 は Ito et al. (2010) に従って i_1 か i_2 の一方を選択した B_r^{SP} を B_r^{SPLOS} と比較した散布図であるが、図 5.5 は i_1 を選択した B_r^{SP} と i_2 を選択した B_r^{SP} を B_r^{SPLOS} と比較した散布図である。横軸は B_r^{SP} で、縦軸は B_r^{SPLOS} であり、ピクセルの色は緯度を表す。第一象限と第三象限を見ると、ほとんどのピクセルで正しい i_1 と i_2 が選択されている事がわかる。また、図 5.1 では青円と紫円のグループの間にギャップ

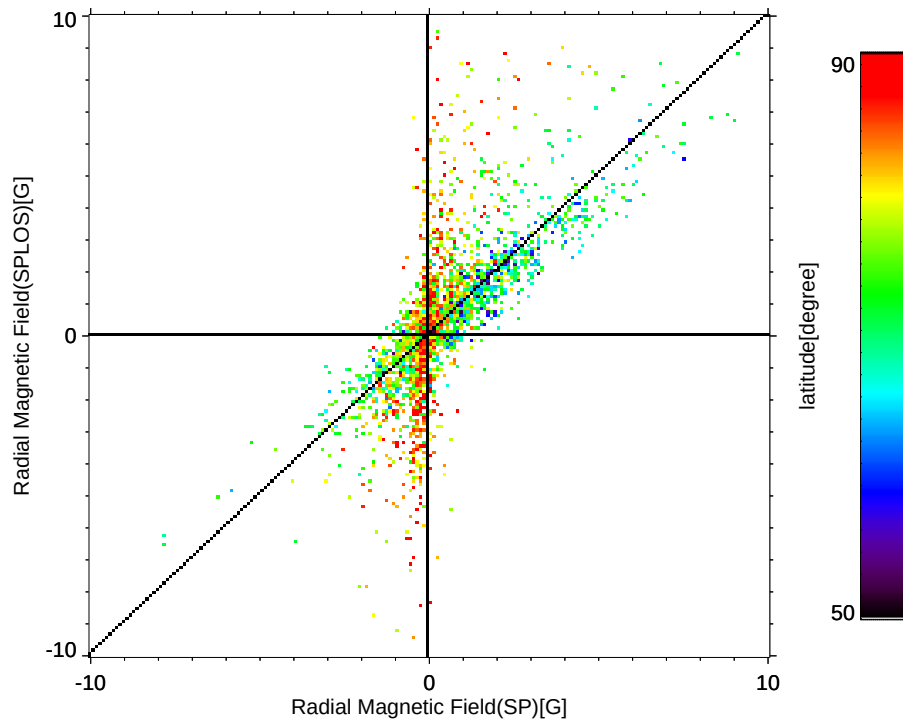


Figure 5.2: 北極域で観測された B_r^{SP} を各緯度で経度平均した磁場強度 (縦軸) の経年変化図 (図 4.3) と B_r^{SPLOS} を各緯度で経度平均した磁場強度 (横軸) の経年変化図 (図 4.9) を比較した散布図。

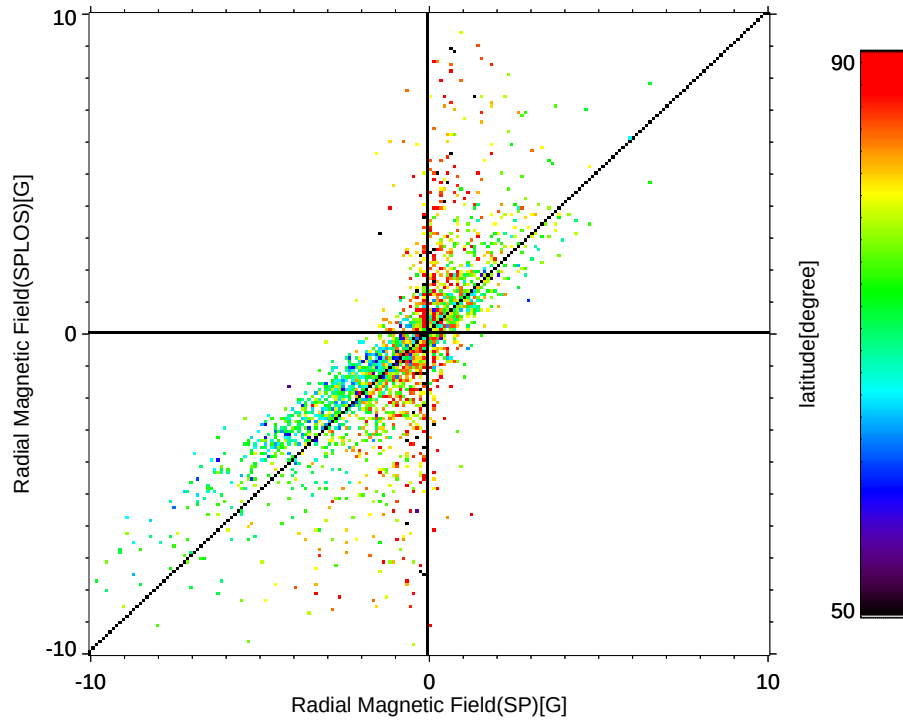


Figure 5.3: 南極域で観測された B_r^{SP} を各緯度で経度平均した磁場強度 (縦軸) の経年変化図 (図 4.4) と B_r^{SPLOS} を各緯度で経度平均した磁場強度 (横軸) の経年変化図 (図 4.10) を比較した散布図。

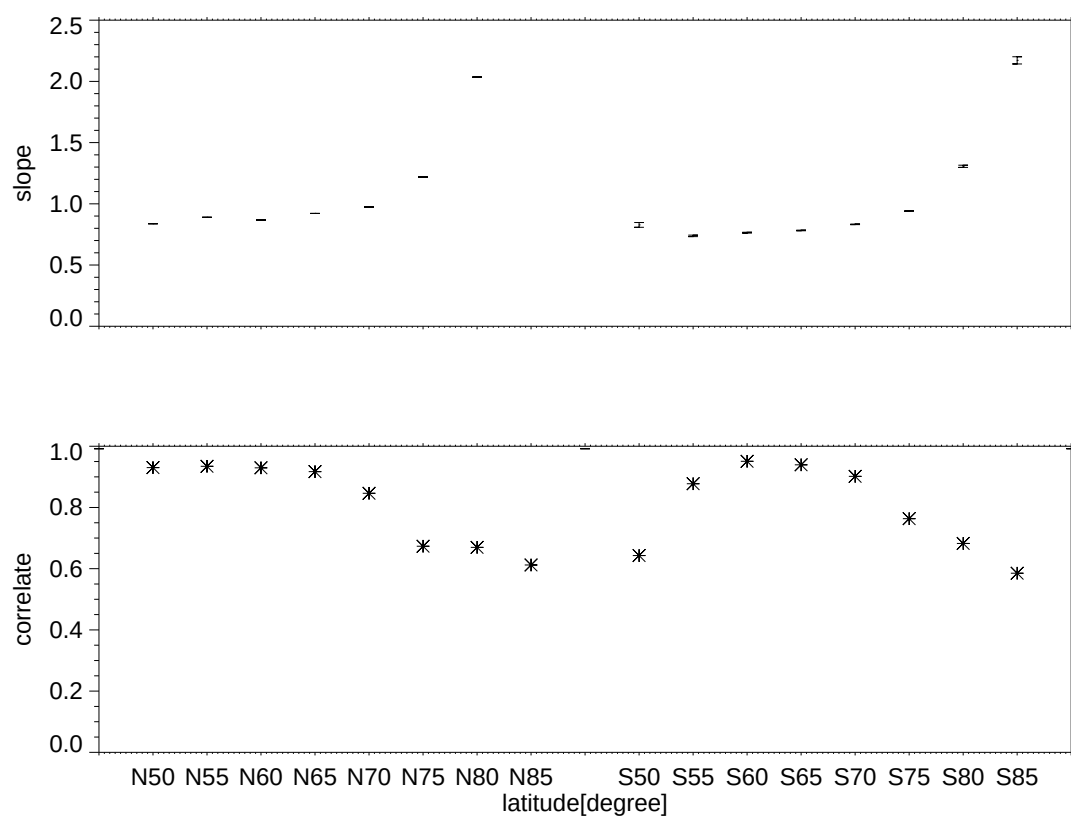


Figure 5.4: 図 5.2 と図 5.3 の散布図の緯度を 5° 毎に線形近似した場合の傾き (上部) と相関係数 (下部)。

が存在していたが、図 5.5 では確認できない。

図 5.6 は図 5.1 のピクセルの色を磁場ベクトルの方位角の大きさとした図である。横軸は B_r^{SP} で、縦軸は B_r^{SPLOS} であり、ピクセルの色は方位角の大きさを表す。図 5.1 の緑円と紫円の領域では方位角が 0° か 180° に近い数値、つまりベクトル磁場の向きが X_c 方向となっている事が確認できる。極域では幾何的な関係から、方位角が磁場の正負に影響を与える。そのため、弱い磁場が X_c 方向を向いている場合、方位角の誤差が B_r^{SP} の正負に影響を与えていると考えられる。

上記の理由から、Ito et al. (2010) の手法は概ね良好な結果を与えるが、磁場強度が 200G よりも弱く、方位角が 0° か 180° に近いピクセルでは正しい i_1 と i_2 が選択できていない可能性がある。よって、極域で 180° 不定性を解決する際は、Ito et al. (2010) の手法を用いた上で磁場強度が弱く、方位角が 0° か 180° に近いピクセルを $B_r^{SP} = 0$ にするなど注意が必要である。

5.2 フラックスサージの極域への到達

図 4.2 と図 4.7 と図 4.8 から、活動領域から極域に向けて子午面還流や拡散によってゆっくりと流れるフラックスサージを確認できる。本章ではフラックスサージの振る舞いを議論する。

5.2.1 フラックスサージの移流限界緯度

SDO/HMI で観測されたフラックスサージから、緯度 30° 付近から極域に向かって移流しているフラックスサージを緯度 50° から 75° まで追跡できた。高緯度側は、緯度 90° までのっぺりと強めの磁場が分布しており (図 4.2)、移流の様子を伺うことは難しい。一方、SOT/SP の極域観測は、緯度 60° から 85° 付近の領域にて、フラックスサージのいくつかについて移動を検出することができた。さらに、緯度 85° より高緯度側では磁場の強さが弱いことも見て取れる (図 4.5, 図 4.6)。Sec.5.1 より、極域に分布する磁場を観測する際に LOS 磁場を用いることは動径方向磁場の過大評価につながる事がわかったため、本節では SOT/SP の観測によって得られた B_r^{SP} を用い

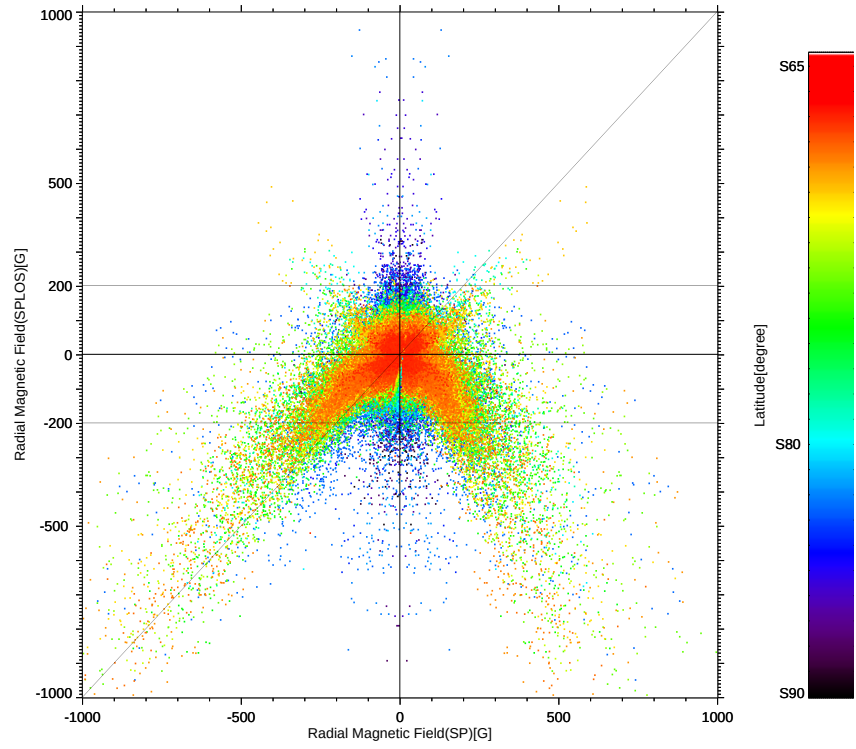


Figure 5.5: 2014 年 3 月 5 日の南極磁場マップを、 i_1 を選択した B_r^{SP} と i_2 を選択した B_r^{SP} を B_r^{SPLOS} と比較した散布図。横軸は B_r^{SP} で、縦軸は B_r^{SPLOS} であり、ピクセルの色は緯度を表現している。

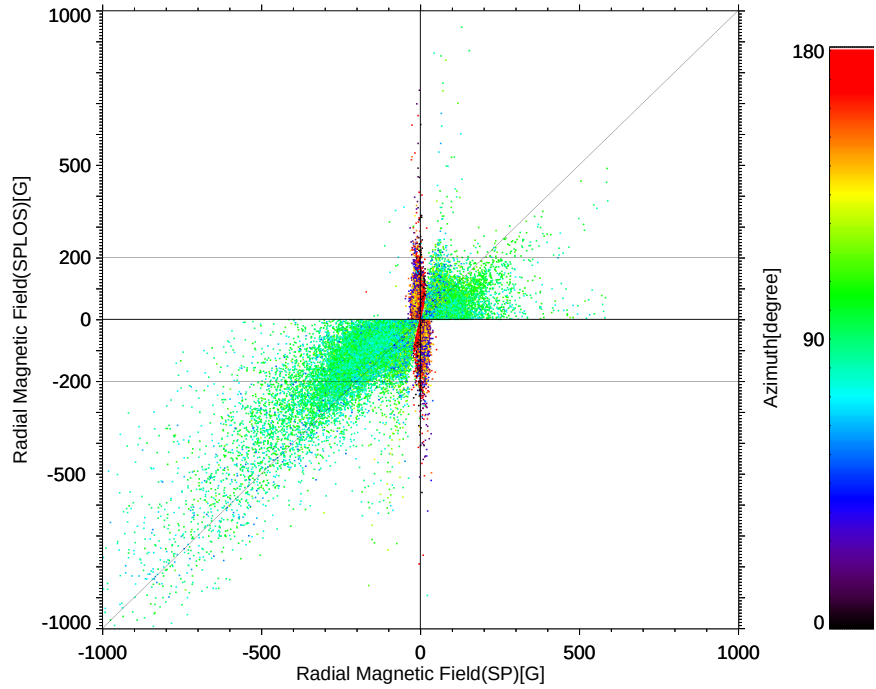


Figure 5.6: 2014 年 3 月 5 日の南極磁場マップを B_r^{SP} (横軸) と B_r^{SPLOS} (縦軸) で比較した散布図。ピクセルの色は方位角の大きさ表現している。

て、フラックスサージがどこまで高緯度に移流しているのかを議論する。

SDO/HMI の観測によって得られたフラックスサージ境界を SOT/SP の視野まで延長した図 4.7 と図 4.8 のフラックスサージ境界を確認すると、N1'/N2' や S1'/S2' の境界が緯度 85° 程度までフラックスが移流している様子を捉えた。よって、フラックスサージは緯度 85° 程度まで移流している可能性がある。しかし、85° より高緯度の領域は太陽の最も縁を観測している事になるため、磁場の検出ができていない可能性がある。太陽は季節によって極域の見える領域が異なる性質を利用して極域の磁場強度が季節変化によってどの程度増減するのかを確認し、太陽の最も縁で磁場が検出できているかを評価する。

5.2.2 極域磁場観測の季節変化

図 5.7 と図 5.8 は、高緯度で磁場の反転が終了した 2016 年 1 月以降の期間にわたり各月・各緯度について二乗平均平方根した磁場強度を表した図である。領域 A,D は最も極域が見渡せる時期(北:8-10 月, 南:2-4 月)の緯度 85° から 90°、領域 B,E は最も極域が見難い時期(北:2-4 月, 南:8-10 月)の緯度 71° から 76°、領域 C,F は最も極域が見渡せる時期の緯度 71° から 76° を表す。また、表 5.1 は各領域の範囲と各領域の磁場の二乗平均平方根である。

太陽の自転軸は黄道面に対して約 7° 傾いているため、極域が見え難い時期は緯度 83°(90-7) まで、見えやすい時期だと緯度 97°(90+7, 極点を越えた裏側) まで見える。そのため、領域 A と B、領域 D と E はそれぞれ同じそれぞれ太陽面に対して観測的に同じ条件にある領域にある磁場を磁場を見ていると考えられる。また、領域 B と C、領域 E と F は同じ緯度の磁場である。そのため、地球から見たときに観測領域の見えやすさによって得られる磁場強度の値が変化しない場合、同じ二乗平均平方根の値が得られると考えられる。

図 5.7 と図 5.8 は一年を通して視野の最高緯度から 3°-5° の領域で磁場強度の二乗平均平方根の値が弱くなっている事がわかる。領域 B と E の磁場強度の二乗平均平方根の値は 1.4 Gauss 程度となり、領域 C と F での値は 3 Gauss から 4 Gauss 程度で

ある。そのため、観測領域が視野の最高緯度から 5° 程度の領域では磁場強度は過小評価される事がわかる。また、領域 A と D の磁場強度の二乗平均平方根の値は 0.9 Gauss 程度であり、領域 B と E に比べても小さい値となる。これらのことから、領域 A と D(緯度 85° - 90°) では領域 B と E(緯度 71° - 76°) に存在する磁場よりも弱い磁場が分布すると推測される。

よって、緯度 85° より高緯度の領域ではフラックスサージの移流が弱まり、磁場強度が小さくなっている可能性が考えられる。すなわち、その手前の緯度で子午面還流が太陽内部に沈み込みが起きている可能性がある。しかし、SOT/SP の観測であっても太陽の最も縁から 5° 程度の領域の磁場を精度良く検出することは難しい事がわかった。SOT/SP で観測された最高緯度の磁場を用いるためには、Solar Orbiter(Müller et al., 2020) 等の極域を見通すことの出来る探査機による磁場観測と比較し、有意な磁場信号が検出できているかを検証する事が重要である。

Table 5.1: 図 5.7 と図 5.8 の全体と領域 A-F の磁場の二乗平均平方根の値

領域	緯度	月	磁場強度の二乗平均平方根 [Gauss]
北極域全体	N 50° -N 90°	1-12 月	1.96
南極域全体	S 50° -S 90°	1-12 月	2.26
A	N 85° -N 90°	8-10 月	0.94
B	N 71° -N 76°	2-4 月	1.44
C	N 71° -N 76°	8-10 月	3.59
D	S 85° -S 90°	2-4 月	0.94
E	S 71° -S 76°	8-10 月	1.48
F	S 71° -S 76°	2-4 月	4.25

5.3 SDO/HMI と SOT/SP の極域磁場の比較

本研究では SDO/HMI は $1''$ の空間分解能でストークスパラメータ I,V から導出した LOS 磁場を使用しており、SOT/SP は $0.3''$ の空間分解能でストークスパラメータ I,Q,U,V から導出したベクトル磁場を使用している。空間分解能や使用するストークスパラメータの違いを考慮して、機器による極域磁場の経年変化の違いを考察する。

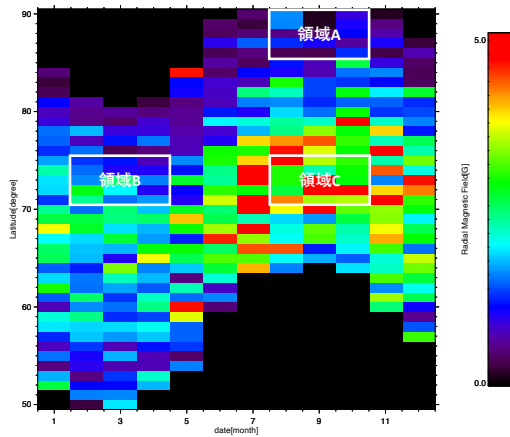


Figure 5.7: SOT/SP で得られた北緯 50° から北緯 90° までの動径方向磁場を各緯度で経度平均し、各月の各緯度の平均磁場強度を表した図。横軸が時間 (1-12 月) で縦軸が緯度を表す。

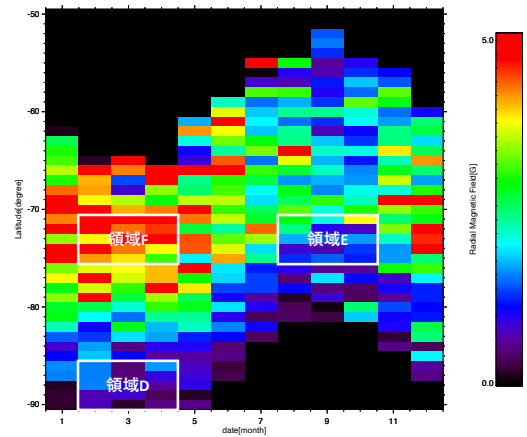


Figure 5.8: SOT/SP で得られた南緯 50° から南緯 90° までの動径方向磁場を各緯度で経度平均し、各月の各緯度の平均磁場強度を表した図。横軸が時間 (1-12 月) で縦軸が緯度を表す。

5.3.1 フラックスサージの比較

Sec.4.2.2 で得られた結果より、SDO/HMI と SOT/SP の観測で得られたフラックスサージを比較する。これらの比較の結果から、N1,N4,S1,S3 の極磁場反転直前や極磁場反転直後のフラックスサージは南北共に SOT/SP を用いてより高緯度まで追跡する事が可能である事がわかった。しかし、N2,N3,S2 といった極磁場反転中のフラックスサージや、N5,N6,S4 といった極磁場反転後からしばらく経った後に高緯度に移流するフラックスサージについては、移流したフラックスサージと同じ極性を持つ磁場が緯度 60° から緯度 80° にわたって断続的に存在することは確認できるものの、その個々の磁場が高緯度に向かって移動する様子は追跡できないことがわかった。

5.3.2 極域磁場の振る舞い

図 4.1 は SDO/HMI の観測で得られた時間分解能が 1 日の 9 年間にわたる動径方向磁場 (B_r^{HMI}) の経年変化図である。フラックスサージは活動領域がの崩壊によって引き起こされ太陽は約 1 か月の周期で自転するため、図 4.1 の 1 ヶ月の周期変動は活動領域が太陽の地球側に存在するか裏側に存在するかで起きていると考えられる。し

かし 2012 年から 2014 年頃の太陽極大期頃に緯度 60° 以上の領域ではその周期変動も時間と共に弱くなっている。これは、2015 年頃以降は南北共に強い磁場がのっぺりと分布している様子から、経度方向に磁場が拡散されたと解釈する事ができる。また、時間分解能を 1 月とした図 4.2 では、極磁場を反転させた N3/N4 や S1/S2 のフラックスサージ境界ははっきりと現れており、フラックスサージが低緯度側から高緯度側へ徐々に極性を反転させていることがわかる。

図 4.7 と図 4.8 は SOT/SP の観測で得られた時間分解能が 1 月の 12 年にわたる動径方向磁場 (B_r^{SP}) の経年変化図を、前後 1 ヶ月と上下 0.5° で平均を取ることで平滑化した図である。北半球では 2011 年 10 月頃までは負の磁場が多数見られるが、2012 年から 2016 年頃までは正負の磁場がどちらも存在し、2016 年 2 月頃以降には正の磁場が多く見られる。そのため、北半球では 2012 年から 2016 年頃にかけて極性の反転が起きたと考えられる。また、南半球では 2013 年 1 月頃までは正の磁場が多数見られるが、2013 年から 2015 年頃までは正負の磁場がどちらも存在し、2015 年 5 月頃以降には負の磁場が多く見られる。そのため、南半球では 2013 年から 2015 年頃にかけて極性の反転が起きたと考えられる。極域磁場が反転している間 (図中の N2', N3', S2' 付近)、極域では元の極性の磁場が多数分布していた領域に逆極性の磁場が高緯度まで入り込み、緯度 60° から緯度 85° の領域で満遍なく同時に極性が反転している様子がわかる。

よって、極域はパッチ状の磁場が存在するものの、極域反転前や極域反転後は磁場を経度平均すると LOS 磁場観測で得られるようなのっぺりとした磁場が分布しているように見える。また、極磁場反転中は LOS 磁場観測で得られるような低緯度側から高緯度側へ徐々に極性を反転させているのではなく、高緯度まで侵入する逆極性の磁気パッチが存在し、それらのパッチの拡散によって磁場が反転していると考えられる。しかし、磁場が相殺するタイミングを 1 つの磁気パッチについて直接観測するためには時間分解能を 10 分程度まで上げる必要がある (Kaithakkal et al., 2015)。よって、極磁場反転のより詳細な理解のためには、「極磁場反転前、極磁場反転中、極磁場反転後」のそれぞれの期間で磁気パッチが相殺する様子や崩壊する様子を捉える必要がある。

Chapter 6

Summary

6.1 結論

太陽活動は約 11 年の周期で増加と減少を繰り返している。太陽の中低緯度に現れる黒点の数、すなわち、太陽面内から表面に浮上する磁場が極大期には増加する。この磁場を太陽内部で作る種となる磁場が、極小期に太陽極域に観測される太陽磁場である。また、太陽極域磁場は、極大期に磁場の極性の反転が起きるが、その反転には低中緯度から高緯度への磁束の移流 (フラックスサージ) が重要な役割を果たしている。これらのことから、太陽極域に分布する磁場の強さやその時間的振る舞いは、太陽の周期活動性を考える上で重要である。しかし、太陽極域は地球から観測する際に太陽の縁に位置するため、精度の高い観測が難しい。本研究は、「ひので」衛星に搭載された可視光磁場望遠鏡 (SOT) の偏光分光装置 (SP) の観測で得られた 12 年分のベクトル磁場データの解析を行い、太陽極域磁場について以下の 3 つの結果を得た。

第一に、極域における視線方向磁場観測の影響を調査するため、SOT/SP の観測で得られたベクトル磁場の三次元成分から導出した磁場 (B_r^{SP}) と視線方向成分から導出した磁場 (B_r^{SPLOS}) を比較した。その結果、緯度 80° より高緯度の領域では B_r^{SPLOS} は B_r^{SP} を 2-3 倍程度過大評価していることがわかった。この数 10 年にわたり太陽極域の磁場の年スケールでの変化は、地上観測および宇宙観測 (SDO/HMI など) に

よる視線方向磁場に基づいている。地球から観測が難しい極域に存在する磁場の強さは、2-3 倍過大な数値が用いられている可能性があり、太陽内部で起きるダイナモ機構のモデルや太陽圏に広がるコロナ磁場の 3 次元モデル化の研究にて過大な磁場強さは考慮する必要がある。

なお、観測からベクトル磁場を導出する際に方位角の 180 度不定性の解法として Ito et al. (2010) が広く使われている。本研究は、この解法が概ね妥当な解法であることを示したが、方位角が 0° か 180° に近い弱い磁場については正しい解法とはなっていないことが明らかとなった。弱い磁場であるため大勢には影響を与えないが、より精密な磁場の導出では考慮する必要がある。

第二に、緯度 30° 付近から極域に向かって移流するフラックスサージを調査するため、SDO/HMI の観測で得られた 9 年分の太陽全球の視線方向磁場データと、SOT/SP の観測で得られた同時期の太陽極域のベクトル磁場データを比較した。その結果、SDO/HMI ではフラックスサージを緯度 50° から 75° 付近まで追跡可能であり、SOT/SP では緯度 60° から 85° 付近まで追跡可能であることがわかった。さらに、SOT/SP は、緯度 85° から 90° の領域では磁場強度が弱くなっていることを捉えた。太陽の縁を観測しているために磁場強度が弱くなっている可能性があるため、太陽は季節によって極域の見える領域が異なることを利用して観測的に同じ条件の領域にある低緯度領域と比較したところ、緯度 85° から緯度 90° の領域の磁場強度は低緯度領域の磁場強度と比べて小さいことが分かった。このことは、フラックスサージの移流が弱まり、磁場強度が小さくなっている可能性がある。すなわち、緯度 85° より手前の緯度で、フラックスサージの移流を作る子午面還流が太陽内部に沈み込みを始めていることが示唆される。

第三に、SOT/SP の観測で得られた 12 年分のベクトル磁場データは、1 サイクルにわたる極域に存在する太陽磁場の振る舞いも 1 ヶ月の時間分解能で調査することを可能にした。北極と南極の磁場の極性は、2013 年頃から 2015 年頃に反転した。この期間において、北極側では正極と負極のフラックスサージが複数回にわたり極域に到達し (正極の N2, 負極の N3, 正極の N4)、N2 と N3 による弱い磁場状態が長らく継続された上で、2015 年に正極の N4 により完全に正極に反転した。南極側では、

S2 と S3 の負極のフラックスサージによって、2015 年頃に比較的短期間に反転している。このような変遷の中で、極域では元の極性の磁場が多数分布していた領域に逆極性の磁場が高緯度まで入り込み、緯度 60° から緯度 85° の領域で同時期に極域磁場を反転させる様子を捉えた。そのため、中低緯度から移流した磁気パッチが高緯度領域で拡散することによって極域磁場が反転すると考えられる。

6.2 今後の展望

SOT/SP の観測で得た緯度 85° から緯度 90° の領域の磁場強度は、観測的に同じ条件の領域にある低緯度領域と比較して小さいと結論した。この結論は、太陽自転軸が 7° ほど黄道面垂直に対して傾いていることを利用して、極域がより良く見える季節に行われた観測からである。一方で、それ以外の季節では、極域は太陽の縁に近いが見えない状況であり、また太陽の縁から 5° 以内の領域にある場合ベクトル磁場計測であっても精度よく磁場の強さを導出することは難しいことを明らかにした。そのため、SOT/SP で観測されたベクトル磁場を最高緯度まで用いるためには、Solar Orbiter 等の一時的に極域を見通すことの出来る探査機による磁場観測と比較し、有意な磁場信号が検出できているかを検証する事が必要である。Solar Orbiter は 2020 年 2 月に打ち上げられ、徐々に横道面から傾斜角を持たせた軌道に遷移していく計画であり、数年後にそのような観測が可能となるだろう。

また、極域磁場反転中は元の極性の磁場が多数分布していた領域に中低緯度から移流した逆極性の磁気パッチが高緯度領域まで進入し、高緯度領域で拡散することによって元の極性と相殺して極域磁場が反転しているのではないかと想像している。しかし、この描像が正しいかは、磁場が元の極性の磁場と相殺する現場を観測的に捉えることが重要である。そのような観測を 1 つ 1 つの磁気パッチに対して直接観測するためには時間分解能を 10 分程度まで上げる必要がある。よって、極域磁場反転のメカニズムの詳細な理解のためには、「極域磁場反転前、極域磁場反転中、極域磁場反転後」のそれぞれの期間で磁気パッチが相殺する様子や崩壊する様子を 10 分程度の時間分解能で捉えることが求められる。

さらに、太陽活動の周期性を理解する取り組みに加えて、周期性を持って変動し太陽圏に広がる太陽コロナの 3D 磁場をより精度を上げて理解することは、宇宙天気の見点から意義がある。緯度 85 度よりも高緯度の磁場に 2-3 倍見積もりがずれていることは、コロナ磁場の 3D 形状をモデル化する上でも影響がある可能性もあり、今後のモデル化の評価が必要であろう。

Appendix A

A.1 座標変換

極域を撮影した画像の各ピクセルの緯度-経度を求め、緯度-経度図を生成する。太陽の回転座標軸は黄道面に対して手前方向に B_0 傾いているとし、太陽半径 $r(=\sqrt{x^2 + y^2 + z^2})$ は既知とする。

ここではまず図 3.2 の (x_c, y_c, z_c) 座標系での δ, ϕ を導出し、 (x_c, y_c, z_c) 座標系を図 3.3 の (x_g, y_g, z_g) 座標系に変換することで、入力データ (x_c, z_c) に対応する緯度-経度 (δ_g, ϕ_g) を導出する。

A.1.1 (x_c, y_c, z_c) から (δ_c, ϕ_c) への変換。

図 3.2 より以下の式が書ける。

$$\begin{pmatrix} x_c \\ y_c \\ z_c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r \sin \delta_c \cos \phi_c \\ r \sin \delta_c \sin \phi_c \\ r \cos \delta_c \end{pmatrix}$$
$$\Leftrightarrow \begin{pmatrix} \delta_c \\ \phi_c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \arccos \frac{z_c}{r} \\ \arccos \frac{x_c}{\sqrt{r^2 - z_c^2}} \end{pmatrix}$$

A.1.2 (x_c, y_c, z_c) から (x_g, y_g, z_g) への変換。

x_c 軸周りに B_0 だけ回転させるので、 (y_c, z_c) 平面の回転を考えれば良い。

$$\begin{aligned}
\begin{pmatrix} y_g \\ z_g \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} r \sin \delta_g \\ r \cos \delta_g \end{pmatrix} \\
&= \begin{pmatrix} r \sin(\delta_c - B_0) \\ r \cos(\delta_c - B_0) \end{pmatrix} \\
&= \begin{pmatrix} r \sin \delta_c \cos B_0 - r \sin B_0 \cos \delta_c \\ r \cos \delta_c \cos B_0 + r \sin B_0 \sin \delta_c \end{pmatrix} \\
&= \begin{pmatrix} y_c \cos B_0 - z_c \sin B_0 \\ y_c \sin B_0 + z_c \cos B_0 \end{pmatrix}
\end{aligned}$$

よって (x_g, y_g, z_g) を使って (x_c, y_c, z_c) を表現すると以下の式で書ける。

$$\begin{pmatrix} x_c \\ y_c \\ z_c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_g \\ y_g \cos B_0 + z_g \sin B_0 \\ -y_g \sin B_0 + z_g \cos B_0 \end{pmatrix}$$

A.1.3 (x_c, z_c) から (δ_g, ϕ_g) への変換。

今回は (x_c, z_c) 平面に射影した値のみが取得できるため、 $y_c=0$ となる。この上で上式を解くと以下の式で書ける。

$$\begin{aligned}
\begin{pmatrix} x_g \\ z_g \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} x_c \\ z_c \cos B_0 \pm \sqrt{r^2 - x_c^2 - z_c^2} \sin B_0 \end{pmatrix} \\
\begin{pmatrix} \delta_g \\ \phi_g \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \arccos \frac{z_g}{r} \\ \arccos \frac{x_g}{\sqrt{r^2 - z_g^2}} \end{pmatrix}
\end{aligned}$$

よって、上式をまとめると以下の式で書ける。

$$\begin{pmatrix} \delta_g \\ \phi_g \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \arccos \frac{z_c \cos B_0 \pm \sqrt{r^2 - x_c^2 - z_c^2} \sin B_0}{r} \\ \arccos \frac{x_c}{\sqrt{r^2 \cos^2 B_0 + x_c^2 \sin^2 B_0 + z_c^2 (\sin^2 B_0 - \cos^2 B_0) \pm 2 \sqrt{r^2 - x_c^2 - z_c^2} z_c \cos B_0 \sin B_0}} \end{pmatrix}$$

A.1.4 (δ_g, ϕ_g) から (x_c, z_c) への変換。

Sec.A.1.1 と Sec.A.1.2 より以下の式が書ける。

$$\begin{pmatrix} x_g \\ y_g \\ z_g \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r \sin \delta_g \cos \phi_g \\ r \sin \delta_g \sin \phi_g \\ r \cos \delta_g \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_c \\ y_c \cos B_0 - z_c \sin B_0 \\ y_c \sin B_0 + z_c \cos B_0 \end{pmatrix}$$

ここで、 y_g に $\sin B_0$ を、 z_g に $\cos B_0$ を掛けると以下の式が書ける。

$$\begin{aligned} r \sin \delta_g \sin \phi_g \sin B_0 &= y_c \sin B_0 \cos B_0 + z_c \sin^2 B_0 \\ r \cos \delta_g \cos B_0 &= y_c \sin B_0 \cos B_0 + z_c \cos^2 B_0 \end{aligned}$$

これを足して整理すると以下の式が書ける。

$$\begin{pmatrix} x_c \\ z_c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r \sin \delta_g \cos \phi_g \\ r \cos \delta_g \cos B_0 - r \sin \delta_g \sin \phi_g \sin B_0 \end{pmatrix}$$

Acknowledgments

多くの方々のご指導・ご協力により、本論文を完成する事ができました。本論文の作成にあたり、終始熱心なご指導を頂いた、指導教員である清水敏文教授に感謝します。特に修士2年の9月の中間発表以降毎週議論の時間を捻出し、本論文に対して数多くのコメントや励ましを頂いたこと、心から感謝致します。また、本論文の議論をしてくださった東京大学の横山央明准教授に心から感謝致します。宇宙研ひのでグループの皆様、坂尾准教授、大宮司さん、山岸さん、鳥海さん、大場さん、鄭さん、長谷川さん、児山さんには日頃から多くの支援、アドバイス、そして談笑の時間を頂きました。特に鳥海さん、大場さん、鄭さん、長谷川さんには入学当初のIDLの利用法から直前期のデータの解釈の助言など、本修士論文に直前まで多くのアドバイスをしていただきました。ありがとうございました。

本論文では「ひので」衛星とSDO衛星のデータを使用しています。「ひので」衛星はISAS/JAXAが開発し、打ち上げた日本のミッションです。国内パートナーとして国立天文台(NAOJ)、国際パートナーとしてNASAとSTFC(英国)が協力しています。「ひので」ミッションの科学的運用は、ISAS/JAXAで組織された「ひので」科学チームによって行われます。このチームは主にパートナー国の研究機関の科学者で構成されています。打ち上げ後の運用については、JAXA、NAOJ(Japan)、STFC(U.K.)、NASA、ESA、NSC(Norway)が支援しています。また、SDO/HMIのデータは、NASA/SDOのHMI科学チームの提供によるものです。これらのミッションに関わった人々に感謝いたします。

最後に、大学院まで進むことに対し、暖かく見守り、支援してくださった両親に対して深い感謝の意を表して謝辞と致します。

References

- Babcock, H. W. 1961, *The Astrophysical Journal*, 133, 572
- Charbonneau, P. 2010, *Living Reviews in Solar Physics*, 7, 3
- Choudhuri, A. R., Chatterjee, P., & Jiang, J. 2007, *Physical Review Letters*, 98, 131103
- Culhane, J. L., et al. 2007, *Solar Physics*, 243, 19
- Dikpati, M., & Gilman, P. A. 2007, *New Journal of Physics*, 9, 297
- Domingo, V., Fleck, B., & Poland, A. I. 1995, *Solar Physics*, 162, 1
- Giles, P. M., Duvall, T. L., Scherrer, P. H., & Bogart, R. S. 1997, *Nature*, 390, 52
- Golub, L., et al. 2007, *Solar Physics*, 243, 63
- Hale, G. E., Ellerman, F., Nicholson, S. B., & Joy, A. H. 1919, *The Astrophysical Journal*, 49, 153
- Howard, R. F. 1991, *Solar Physics*, 136, 251
- Ichimoto, K., et al. 2008, *Solar Physics*, 249, 233
- Ishikawa, R., & Tsuneta, S. 2009, *Association of American Publishers*, 495, 607
- Ito, H., Tsuneta, S., Shiota, D., Tokumaru, M., & Fujiki, K. 2010, *The Astrophysical Journal*, 719, 131

- Jiang, J., Chatterjee, P., & Choudhuri, A. R. 2007, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 381, 1527
- Kaithakkal, A. J., Suematsu, Y., Kubo, M., Iida, Y., Shiota, D., & Tsuneta, S. 2015, *The Astrophysical Journal*, 799, 139
- Kosugi, T., et al. 2007, *Solar Physics*, 243, 3
- Leighton, R. B. 1969, *The Astrophysical Journal*, 156, 1
- Lites, B. W., & Ichimoto, K. 2013, *Solar Physics*, 283, 601
- Lites, B. W., et al. 2013, *Solar Physics*, 283, 579
- Liu, Y., et al. 2012, *Solar Physics*, 279, 295
- Müller, D., et al. 2020, *Association of American Publishers*, 642, A1
- Pesnell, W. D., Thompson, B. J., & Chamberlin, P. C. 2012, *Solar Physics*, 275, 3
- Petrie, G. 2017, *Solar Physics*, 292, 13
- Petrie, G. J. D. 2015, *Living Reviews in Solar Physics*, 12, 5
- Scherrer, P. H., et al. 1995, *Solar Physics*, 162, 129
- . 2012, *Solar Physics*, 275, 207
- Schou, J., et al. 2012, *Solar Physics*, 275, 229
- Schwabe, H. 1844, *Astronomische Nachrichten*, 21, 233
- Shimizu, T., et al. 2008, *Solar Physics*, 249, 221
- Shiota, D., Tsuneta, S., Shimojo, M., Sako, N., Orozco Suárez, D., & Ishikawa, R. 2012, *The Astrophysical Journal*, 753, 157
- Suematsu, Y., et al. 2008, *Solar Physics*, 249, 197

- Sun, X., Hoeksema, J. T., Liu, Y., & Zhao, J. 2015, *The Astrophysical Journal*, 798, 114
- Thalmann, J. K., Pietarila, A., Sun, X., & Wiegmann, T. 2012, *The Astrophysical Journal*, 144, 33
- Tsuneta, S., et al. 2008a, *The Astrophysical Journal*, 688, 1374
- . 2008b, *Solar Physics*, 249, 167
- Wang, Y. M., Nash, A. G., & Sheeley, N. R., J. 1989, *The Astrophysical Journal*, 347, 529
- Wang, Z.-F., Jiang, J., Zhang, J., & Wang, J.-X. 2020, *The Astrophysical Journal*, 904, 62