



HAL
open science

Caractérisation de l'Environnement Magnétique de la Couronne Solaire

Aurélien Canou

► **To cite this version:**

Aurélien Canou. Caractérisation de l'Environnement Magnétique de la Couronne Solaire. Astrophysique stellaire et solaire [astro-ph.SR]. Ecole Polytechnique X, 2011. Français. NNT: . pastel-00649215

HAL Id: pastel-00649215

<https://pastel.hal.science/pastel-00649215>

Submitted on 7 Dec 2011

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

ECOLE POLYTECHNIQUE

THESE

Présentée pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'ECOLE POLYTECHNIQUE

Spécialité: Astrophysique

par

Aurélien CANOU

Caractérisation de l'Environnement Magnétique de la Couronne Solaire

Soutenue le 5 Octobre 2011 devant la Commission d'examen:

M. Tahar AMARI (Directeur de Thèse)
M. Eric BUCHLIN
M. Luc DAMÉ
M. Hinrich LÜTJENS
M. Patrick MORA (Président du Jury)

Rapporteurs:

Mme Marianne Faurobert
M. Michel Rieutord

Thèse préparée au
Centre de Physique Théorique, UMR 7644
Ecole Polytechnique
91 128 Palaiseau cedex

Résumé

Le champ magnétique joue un rôle prédominant dans la couronne solaire tant au niveau des structures observables qu'au niveau des phénomènes dynamiques que sont les éruptions. Cependant, ce champ magnétique n'est pas directement accessible à trois dimensions mais peut être mesuré à la surface du soleil, appelée photosphère, sous forme de magnétogrammes vectoriels. En utilisant ces données et l'hypothèse que le champ magnétique est à l'équilibre magnétostatique (champ sans force), il est alors possible de reconstruire le champ magnétique dans la couronne. Cette technique de reconstruction a été appliquée à trois domaines différents de la physique solaire.

Le premier mécanisme étudié est l'émergence d'une structure magnétique provenant des couches sub-photosphériques. Le champ magnétique a été reconstruit à partir de données mesurées par le télescope *THEMIS* en Septembre 2005 et nous avons montré que la structure sous-jacente à l'émergence était un tube de flux torsadé à l'équilibre dans la configuration pré-éruptive de la région active. Le deuxième travail porte sur la caractérisation de la structure magnétique supportant un filament solaire en Avril-Mai 2007. Les données de *Hinode* ont été utilisées et nous avons mis en évidence que la matière froide du filament était supportée par un tube de flux torsadé. Le dernier travail présente l'évolution du champ magnétique reconstruit d'une région active émergente et ayant produit une forte éruption. Ici aussi, un tube de flux torsadé a été mis en évidence par la séquence des reconstructions, montrant sa création et son expansion dû au phénomène d'émergence ainsi que sa disparition après qu'une éruption ait eu lieu dans cette région active. Différents mécanismes d'éruption sont discutés.

Les travaux de cette thèse font donc clairement apparaître le rôle majeur des tubes de flux torsadé pour comprendre les différents domaines étudiés et approfondir les relations entre observations et théories.

Mots-clefs : Soleil, Magnétohydrodynamique, Champ sans force, Filament, Emergence, Ejection de masse coronale.

CHARACTERIZING THE MAGNETIC ENVIRONMENT OF THE SOLAR CORONA

Abstract

The magnetic field is known to play a major role in the structure and dynamic of the solar corona. However, it cannot be directly measured in the three dimensional (3D) space but only on the Sun's surface (called photosphere) and provided as a vector magnetogram. Using these maps with the only assumption that the field is force-free, one is able to reconstruct the magnetic field in a 3D domain. In the framework of this thesis, the magnetic field reconstruction has been applied to three different topics of solar physics.

First, the emergence of a magnetic structure across the photosphere has been studied. Based on the data measured by the telescope *THEMIS* in September 2005, the reconstruction highlights the presence of a twisted flux rope in equilibrium as the pre-eruptive magnetic configuration. The second study focuses on the determination of the magnetic structure supporting the cold matter of a filament. Some data, measured in April 2007 by *Hinode*, has been used and it has been shown that the underlying magnetic structure of the filament was a twisted flux rope in a stable equilibrium state. The last study deals with the evolution of an emerging active region, from which an eruption originated in December 2006. The sequence of reconstructions shows the creation and expansion of a twisted flux rope, followed by its disappearance after the eruption takes place. Possible mechanisms for its eruption are discussed.

This work clearly shows the crucial role played by the twisted flux rope to better understand both the studied solar phenomena and the link between the observations and the theories.

Keywords : Sun, Magnetohydrodynamics, Force-free Field, Filament, Emergence, Coronal Mass Ejection.

Remerciements

Octobre 2011, CPhT, Palaiseau.

Voici les traditionnels remerciements...preuve, s'il en est, que tout s'est bien passé et que cette thèse est terminée...apportant de nouvelles perspectives et un vaste champ de possibles! Au terme de ces trois années passées au Centre de Physique Théorique, le temps est venu pour moi de remercier les nombreuses personnes ayant eu une influence certaine sur ce document.

Je remercie sincèrement et chaleureusement Tahar Amari, mon directeur de thèse pour ses enseignements et conseils ainsi que l'autonomie et la confiance qu'il m'a accordé. J'ai beaucoup appris à ses côtés et ce document serait bien différent s'il n'y avait eu ces longues discussions passionnantes et fécondes.

Je suis infiniment reconnaissant envers le jury d'avoir participé à cette aventure personnelle : Marianne Faurobert, Michel Rieutord, Eric Buchlin, Luc Damé, Hinrich Lütjens et Patrick Mora. Venant tous de domaines de recherche différents, ils ont montré un grand intérêt pour mon travail de recherche. Quoi de plus valorisant pour un étudiant !

Je tiens aussi à remercier Stéphane Régnier et Gherardo Valori pour leurs discussions et le partage de leurs expériences sur la reconstruction de champ sans force non-linéaire. Mes remerciements vont aussi au groupe de physique solaire de l'Observatoire de Paris-Meudon, en particulier à Guillaume Aulanier, Véronique Bommier, Pascal Démoulin, Brigitte Schmieder ainsi qu'à Tibor Török. Tous ont enrichi ma représentation de ce domaine vaste et complexe.

Cette thèse fut pour moi l'occasion de voyager et mes remerciements vont à toutes ces personnes qui m'ont accueilli : Stéphane Régnier à Saint Andrews, Stanislav Gunar à Prague et Kanya Kusano à Nagoya. Avec une pensée spéciale pour John Leibacher et son accueil chaleureux au National Solar Observatory à Tuscon et pour Gordon Petrie qui m'a fait découvrir cette région hors norme qu'est l'Arizona.

Enfin, je ne peux qu'exprimer ma gratitude envers mes parents et ma sœur ainsi qu'envers mes amis pour leur soutien de tous les moments.

Table des matières

I	Introduction	11
1	Une Période Fascinante	12
2	Description Phénoménologique du Soleil	13
II	Cadre théorique	18
3	Bases de la Magnétohydrodynamique	19
3.1	Hypothèses et Equations	19
3.2	Equilibres Magnétohydrodynamiques	22
3.3	Quantités et Notions Importantes	25
4	Magnétohydrodynamique appliquée aux phénomènes évolutifs	33
4.1	Emergence de Structures Sub-photosphériques dans la Couronne Solaire .	33
4.2	Modèles Magnétiques d'Evénements Eruptifs	37
4.3	Modèles de Support Magnétique pour les Filaments	45
5	Problème de la Reconstruction	49
5.1	Formulation du Problème	49
5.2	Méthodes de Reconstruction	50
5.3	Magnétogrammes Vectoriels comme Conditions Aux Limites	55
	Résumé et Sujets abordés par la Thèse	60
III	Présence d'un Tube de Flux Torsadé Pré-Eruptif dans une Région Active Emergente	62
6	Contexte et Problématique	63
7	Description de la Région Active	64
8	Preuves de l'Emergence	66
8.1	Allongement et Cisaillement de Polarités	66

8.2	Bald Patch et Structure de Courant	69
9	Propriétés de la Structure Emergente	70
9.1	Configuration Magnétique : TFR & Bald Patch	70
9.2	Energies et Hélicités	71
10	Lien avec les Eruptions	73
	Résumé	74
IV	Structure Magnétique d'un Filament de Région Active	75
11	Contexte	76
12	Description de la Région Active	76
12.1	Présence d'un Filament	77
12.2	Données et Conditions aux Limites pour la Reconstruction	80
13	Structure Magnétique et ses Propriétés	82
13.1	Configuration Magnétique : Présence d'un Tube de Flux Torsadé	82
13.2	Tube de Flux Torsadé comme Support Magnétique du Filament	85
13.3	Remarques concernant les Courtes Arcades présentes sous le Tube	87
14	Etude de la Stabilité et Relation avec l'Evolution du Filament	88
14.1	Nécessité de l'Etude de Stabilité	88
14.2	Description de la Méthode	89
14.3	Résultats	90
	Résumé	91
V	Evolution d'une Région Active Eruptive	92
15	Contexte et Problématique	93
16	Description de la Région Active et Données	94
16.1	Description Globale	94

16.2 Données	98
17 Preuves et Conséquences de l'Emergence	99
17.1 Emergence d'une Structure Sub-Photosphérique	100
17.2 Conséquences Coronales de cette Emergence	104
18 Etats Pré-éruptifs et Post-éruptif	111
18.1 Quels Mécanismes Eruptifs ?	111
18.2 Conséquences de l'Eruption	114
18.3 Transition Pré-éruptive	115
Résumé	118
VI Conclusion	120
VII Annexes	128
A Outils d'Exploitation des Magnétogrammes Vectoriels	129
A.1 Préparation des Magnétogrammes Vectoriels	129
A.2 Diagnostics des Magnétogrammes Vectoriels	133
B Publications dans des Revues à Comité de Lecture	136
B.1 Nonlinear Force-Free and Potential Fields Models of Active Region and Global Coronal Fields during the Whole Heliospheric Interval	136
B.2 A Twisted Flux Rope as the Magnetic Structure of a Filament in Active Region 10953 Observed by Hinode	169
B.3 Evidence for a Pre-Eruptive Twisted Flux Rope using THEMIS Vector Magnetograph	179
B.4 A Critical Assessment of Nonlinear Force-Free Field Modeling of the Solar Corona for Active Region 10953	184
C Autres Publications et Communications	197
C.1 Reconstructing the Solar Magnetic Field from Active Region Scale to Large Scale	197
C.2 Presence of Twisted Flux Ropes in Active Regions	197
C.3 Magnetic Structure of the Filament in AR 10953	197

C.4	Présence de Tubes de Flux Torsadé dans des Régions Actives	197
C.5	Presence of a Twisted Flux Rope in AR 10953	197
C.6	Some Quantities related to the Force-Free Character Of « Manchester's Model »	197
C.7	Presence of Twisted Flux Ropes In Pre-eruptive and Pre-flaring Phases of Active Regions	197
C.8	Nonlinear Force-Free Magnetic Field Modeling of AR 10953 : a Critical Assessment	198

Références

Première partie

Introduction

Sommaire

1	Une Période Fascinante	12
2	Description Phénoménologique du Soleil	13

1 Une Période Fascinante

Nous vivons actuellement une période fascinante pour la physique solaire. De nombreuses avancées ont été réalisées dans la compréhension de notre étoile grâce à des efforts croissants ; que ce soit au niveau de la qualité des observations proposées et de leurs interprétations ou encore au niveau de la compréhension théorique.

Depuis maintenant deux décennies, des instruments à la pointe de la technologie, déployés au sol ou embarqués à bord de satellites, sont mis à disposition par et pour la communauté internationale afin d'observer le Soleil et ils nous font parvenir des données avec une précision et une résolution toujours croissantes. Dans les années 1990, le satellite japonais *Yohkoh* a révolutionné la manière de voir la couronne solaire avec son instrument SXT observant les rayons X mous émis. Peu de temps après, en 1996, le satellite Solar and Heliospheric Observatory (*SOHO*) avec son magnétographe Michelson Doppler Interferometer (MDI) a permis d'observer régulièrement, sur le disque entier, le champ magnétique longitudinal (c'est à dire la composante le long de la ligne de visée) mesuré à la surface du Soleil avec une précision spatiale et temporelle jusqu'alors inégalée tandis que son coronographe Large Angle and Spectrometric Coronagraph (LASCO), occultant le disque, prenait des images saisissantes de jets et d'éruptions gigantesques. Les années 2000 ne furent pas en reste avec l'exploitation de télescopes tels que le Télescope Héliographique pour l'Étude du Magnétisme et des Instabilités Solaires (*THEMIS*) et son mode spectro-polarimétrique multi-raies (MTR) ou le Synoptic Optical Long-term Investigations of the Sun (*SOLIS*) et son instrument Vector Spectro-Magnetograph (VSM) ; tous deux dédiés aux mesures de surface du champ magnétique vectoriel (c'est à dire les trois composantes B_x , B_y et B_z). D'autres part, ces deux télescopes permettent d'observer, sur le disque solaire et dans la raie $H\alpha$, ces grandes structures sombres que sont les filaments. En 2006, le satellite japonais *Hinode* fut mis en orbite embarquant à son bord l'instrument Solar Optical Telescope (SOT) pour observer, entre autre, la chromosphère en Ca II H avec le Filtergraph (FG) et mesurer avec le Spectro-Polarimeter (SP) le champ magnétique vectoriel des régions actives et du Soleil calme avec une précision jamais atteinte auparavant. Toujours à bord d'*Hinode* et pour remplacer le satellite *Yohkoh*, l'instrument XRT observe la couronne en rayons X mous, sur le disque entier ou sur des zones plus localisées, mettant en évidence ces structures en forme de S appelées *sigmoid*. Parallèlement, les deux satellites Solar-Terrestrial Relations Observatory (*STEREO* A et B) offrent deux points de vue différents pour observer trous coronaux, boucles et éruptions dans différentes longueurs d'ondes.

Par ailleurs, depuis les premières observations du Soleil et dans un souci de meilleure compréhension des divers processus physiques, de nombreux modèles furent développés analytiquement pour mettre à jour la structure et la composition des différentes enveloppes du Soleil et expliquer les observations, dans son atmosphère, de régions actives, d'éruptions et de structures singulières et récurrentes. Ces efforts analytiques furent cependant limités à des modèles simples, essentiellement à deux dimensions (2D) et possédant certaines symétries simplificatrices, de par la complexité des équations et des méthodes nécessaires à leurs résolutions. Face aux limitations des modèles analytiques – limitations qui se retrouvent dans différents domaines de la physique, de nouveaux outils furent exploités : la technologie informatique et la simulation numérique. Laissant le soin aux ordinateurs de résoudre des équations jusqu'alors intractables, ces outils permirent de nombreuses avancées dans différents domaines de recherche. Les modèles se

Satellite / Télescope	Instrument (Date)	Champ de Vue	Résolution Spatiale (arc-secondes)	Pixels ($n_x \times n_y$)	Erreur B_z	Erreur $\ \mathbf{B}_t\ $
Mitaka	SFT (1991)	Région Active	0.67×0.67	-	150 G	10 G
MSO	HSP (1988)	Région Active	4.0×4.0	-	200 G	50 G
MSO	IVM (1993)	Région Active	2.0×2.0	-	200 G	50 G
SOHO	MDI (1996)	Disque Entier	1.98×1.98	1024×1024	20 G	-
		Région Active	0.6×0.6	1024×1024	20 G	-
THEMIS	MTR (1999)	Région Active	0.8×0.4	-	10 G	30 G
SOLIS	VSM (2001)	Disque Entier	1.0×1.0	2048×2048	20 G	70 G
Hinode	SOT/SP (2006)	Région Active	0.30×0.32	1024×512	5 G	50 G
		Région Active	0.15×0.16	2048×1024	5 G	50 G
SDO	HMI (2010)	Disque Entier	0.5×0.5	4096×4096	20 G	20 G

TABLE 1 – Satellites et instruments permettant de mesurer le champ magnétique photosphérique longitudinal ou vectoriel.

firent donc plus complexes, perfectionnant dans un premier temps les modèles analytiques pré-existants puis abordant des problèmes entièrement tri-dimensionnels (3D). De nombreux progrès furent ainsi effectués dans la compréhension, par exemple, de la génération et du transport du champ magnétique dans la zone de convection, de l'émergence de structures magnétiques dans la couronne ou encore de l'initiation des éruptions.

Le couplage des observations et des travaux théoriques (analytiques et numériques) a permis d'accroître de manière considérable la compréhension que l'on a du Soleil avec des observations toujours plus précises et des modèles de plus en plus complexes tentant d'expliquer ces observations. Naturellement, de nombreux sujets nécessitent encore un travail long et rigoureux. La Section suivante présente une description phénoménologique de certains processus à l'œuvre à l'intérieur et à la surface du Soleil ; elle présente, de manière succincte et claire, le cadre dans lequel s'inscrit cette thèse.

2 Description Phénoménologique du Soleil

Le Soleil est constitué de diverses zones concentriques aux conditions physiques extrêmes et fort différentes : le noyau situé en son cœur où les réactions nucléaires prennent place, la zone radiative où l'énergie dégagée par le cœur s'échappe par diffusion radiative (absorption et ré-émission successives de photons), la zone de convection où le transport de l'énergie se fait par mouvement de matière et enfin, l'atmosphère (composée de trois couches : la photosphère, la chromosphère et la couronne).

Il est maintenant reconnu depuis de nombreuses décennies que le champ magnétique joue un rôle majeur dans la zone de convection et dans l'atmosphère. Le champ magnétique dont on voit la conséquence de par les gigantesques structures qui parsèment la couronne est généré, par effet dynamo, au niveau de la zone de transition entre la zone radiative et la zone de convection, appelée tachocline.

	T_0 (K)	B_0 (G)	n_0 (m ⁻³)	p (Pa)	H_p (Mm)	c_s (km.s ⁻¹)
Zone de Convection ($z \simeq -0,25 R_\odot$)	$8 \cdot 10^6$	10^4	10^{29}	$3 \cdot 10^{12}$	40	150
Zone de Convection ($z \simeq -10$ Mm)	10^5	$5 \cdot 10^3$	10^{26}	$7 \cdot 10^8$	2	30
Photosphère ($z = 0$ Mm)	6000	10^3	10^{23}	$7 \cdot 10^3$	0,17	9
Chromosphère ($z \simeq 2$ Mm)	10^4	500	10^{17}	$2 \cdot 10^{-2}$	0,3	12
Couronne ($z = 50$ Mm)	$2 \cdot 10^6$	100	10^{14}	$2 \cdot 10^{-2}$	70	150
Couronne ($z \simeq 1,0 R_\odot$)	$1 \cdot 10^6$	~ 100	10^{12}	$1 \cdot 10^{-4}$	150	150

TABLE 2 – Valeurs caractéristiques de la température T_0 , du champ magnétique B_0 , de la densité n_0 , de la pression p , de l'échelle de hauteur de pression H_p et de la vitesse du son c_s (adapté de Priest, 1984).

On pense actuellement que ce champ magnétique se structure en tube de flux dont les lignes de champ sont enroulées les unes autour des autres, formant ce qu'on appelle un tube de flux torsadé. Suite au déclenchement d'une instabilité, ce tube se met à monter sur une période de l'ordre de un à deux mois à travers la zone de convection jusqu'au niveau de la photosphère où il commence à émerger dans la couronne. Il rencontre ainsi sur son chemin des milieux aux propriétés physiques fort différentes (voir Table 2). La zone de convection est très dense et très chaude alors que dans le haut de celle-ci (une couche située juste en dessous de la photosphère), la densité et la température ont déjà diminué de quelques ordres de grandeurs. Puis ce tube atteint la première couche de l'atmosphère solaire : la photosphère. La densité y est toujours élevée ; la température de 6000 K s'approche de la température effective du Soleil indiquant que la photosphère est responsable de la majorité du rayonnement émis. Vient ensuite la chromosphère et la couronne, où la densité diminue à mesure que l'on s'éloigne suivant la loi de l'équilibre hydrostatique et la température...la température se met à augmenter furieusement passant de quelques milliers de Kelvin au niveau de la photosphère à plusieurs millions dans la couronne. Ce phénomène de chauffage de la couronne est un des challenges de la physique solaire moderne, que l'on pense étroitement lié à la structure fine du champ magnétique.

Le tube de flux ascendant se retrouve toutefois bloqué au niveau de la photosphère à cause de cette forte augmentation de température. Il y rassemble ses forces en accumulant du flux jusqu'à déclencher une nouvelle instabilité qui va lui permettre de franchir cette barrière. Comme conséquence au niveau de la photosphère, le champ magnétique forme les régions actives aux fortes concentrations de flux (appelées polarités magnétiques) à des latitudes variées dépendant du cycle solaire (voir Figure 1-(a)), souvent en couple et avec une légère inclinaison par rapport à l'équateur (voir Figures 1-(b) et 1-(c)). Au dessus de ces régions actives, dans une couronne très peu dense, le champ magnétique commence à s'étendre, à former des structures gigantesques et à dominer tout autre quantité physique. Le plasma coronal va donc s'organiser autour du champ magnétique et rayonner ; nous permettant d'observer ces structures à différentes longueurs

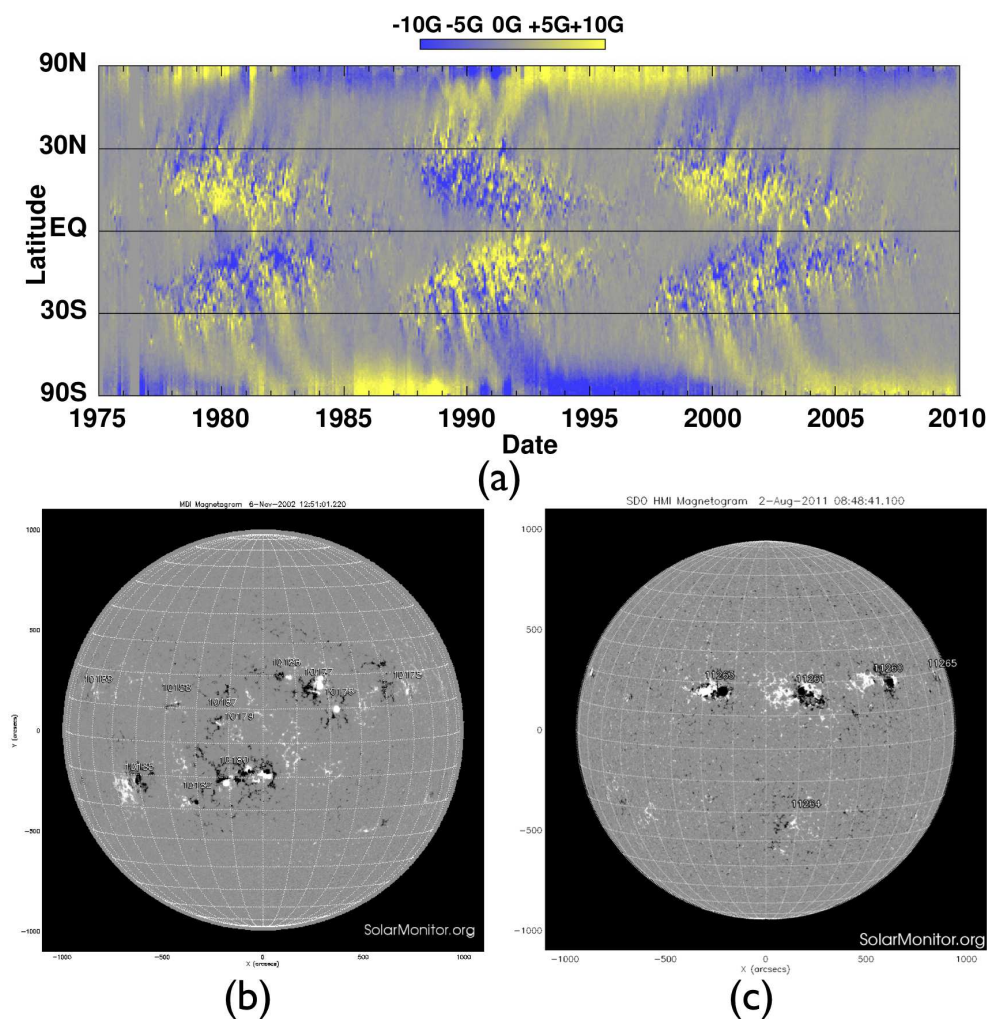


FIGURE 1 – (a) Diagramme *papillon* présentant la variabilité de la position des régions actives durant les cycles solaires (adapté de Hathaway, 2010). (b) Magnétogramme longitudinal mesuré par *SOHO/MDI* le 6 Novembre 2002. (c) Magnétogramme longitudinal mesuré par *SDO/HMI* le 2 Août 2011.

d'ondes, et ce, pour notre plus grand bonheur. Ainsi, de grandes boucles coronales, visibles à différentes longueurs d'onde, pouvant atteindre des longueurs de quelques 10 - 100 Mm ($10 - 100 \times 10^6$ m), apparaissent et connectent différentes zones du Soleil (voir Figures 2-(a) – 2-(d)). De manière plus localisée, le champ magnétique fait apparaître des structures en rayons X mous en forme de *S* et appelées *sigmoids* (voir Figure 2-(e)). Enfin, le disque solaire présente parfois, dans la raie $H\alpha$, de grandes zones sombres allongées pouvant atteindre des longueurs à sa surface et des hauteurs considérables et appelées filaments comme celui de la Figure 2-(f) ; lorsque ces filaments sont vus aux limbes (c'est à dire aux bords du disque), ils sont appelés protubérances.

Alors que différentes longueurs d'onde sont accessibles dans la couronne, on ne peut observer directement les zones internes du Soleil en raison de l'opacité de la photosphère. Pour contourner ce problème, un champ de recherche appelé héliosismologie a été développé permettant de sonder les couches internes grâce aux ondes qui s'y propagent.

La couronne solaire est un milieu assez stable qui répond essentiellement au forçage

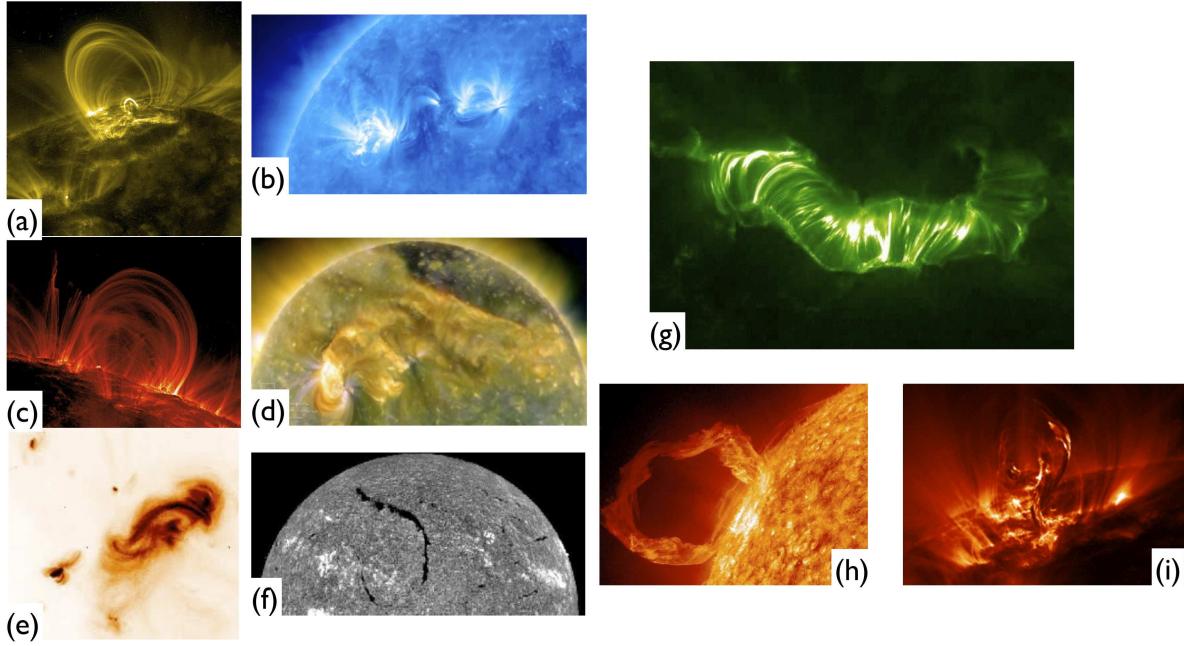


FIGURE 2 – (a) Observation par TRACE de boucles coronales au dessus de régions actives. (b) Observation par STEREO de boucles coronales au dessus de deux régions actives et dont certaines interconnectent celles-ci. (c) Observation par TRACE de boucles coronales au dessus de régions actives. (d) Observations par *SDO/AIA* de boucles coronales et d'un trou coronal polaire. (e) Observation par *Hinode/XTR*, dans la couronne, d'une région active en rayons X mous. (f) Observations par BBSO en $H\alpha$ et présence d'un long filament sombre. (g) Embrillancement observé par TRACE. (h) Eruption observée par *SDO/AIA*. (i) Eruption observée par TRACE.

exercé sur le champ magnétique coronal par le plasma photosphérique. Ainsi certaines structures coronales peuvent perdurer plusieurs jours, voir plusieurs semaines. En comparaison, le champ magnétique photosphérique des régions actives évolue sur des périodes de quelques dizaines de minutes. Cependant, ces phases calmes coronales sont entrecoupées de phases très dynamiques où des embrillancements (forte augmentation de la luminosité avec restructuration locale du champ magnétique, voir Figure 2-(g)) se produisent, suivis dans certains cas d'événements éruptifs, restant confinés dans la couronne ou éjectant flux magnétique et matière dans l'espace interplanétaire (voir Figures 2-(h) et 2-(i)).

Sources d'Énergie	Expression	Valeurs Caractéristiques	Densité d'Énergie (erg.cm^{-3})
Cinétique	$n_0 m_p v_0^2 / 2$	$n_0 = 10^{15} \text{ m}^{-3}$; $v \sim 1000 \text{ m.s}^{-1}$	$8,0 \cdot 10^{-3}$
Thermique	$n_0 k_B T_0$	$T_0 = 10^6 \text{ K}$	0.1
Gravitationnelle	$n_0 m_p g h$	$g = 274 \text{ m.s}^{-2}$; $h = 10^8 \text{ m}$	0.5
Magnétique	$B_0^2 / 8\pi$	$B_0 = 100 \text{ G}$	400

TABLE 3 – Type et valeurs caractéristiques des réservoirs d'énergie présents dans la couronne (adapté de Forbes, 2000).

Lorsque l'on regarde les différents réservoirs d'énergie disponibles pour fournir l'énergie nécessaire à ces événements éruptifs (voir Table 3), il saute aux yeux que seule l'énergie liée au champ magnétique dispose de ce pouvoir déclencheur, possédant un réservoir d'énergie plus de 1000 fois plus important que les réservoirs d'énergie cinétique, thermique ou gravitationnelle.

Bien que ces structures et événements éruptifs soient inextricablement liés au champ magnétique coronal, celui-ci n'est pas mesurable directement à 3D dans la couronne. Or ce qui a été dit précédemment nous pousse naturellement à comprendre les propriétés 3D du champ magnétique afin d'expliquer ces phénomènes et structures. A partir de maintenant, nous sommes au cœur de mon sujet de thèse dont l'intitulé est :

Caractérisation de l'environnement magnétique de la couronne solaire

La Partie II abordera différents aspects généraux du cadre théorique dans lequel s'inscrit cette thèse. Elle mettra ainsi en lumière certaines problématiques fondamentales de la physique solaire et soulignera différents problèmes liés à cette tentative de caractérisation de la couronne. Les Parties III à V présenteront le résultat d'études que j'ai menées durant ces trois années et ayant trait à certaines problématiques soulevées par la Partie II. Enfin, ce document s'achèvera par la Partie VI qui proposera un résumé des problématiques et des travaux associés ainsi qu'une discussion sur certains sujets d'études futures liés à ces résultats.

Deuxième partie

Cadre théorique

Sommaire

3	Bases de la Magnétohydrodynamique	19
3.1	Hypothèses et Equations	19
3.1.1	Equations de Maxwell en régime magnétohydrodynamique . .	20
3.1.2	Equations magnétohydrodynamiques	20
3.2	Equilibres Magnétohydrodynamiques	22
3.2.1	Equilibres Magnétohydrostatiques	22
3.2.2	Equilibres Magnétostatiques	23
3.3	Quantités et Notions Importantes	25
3.3.1	Ligne de champs	25
3.3.2	Flux	26
3.3.3	Force de Laplace	26
3.3.4	Bald Patch	27
3.3.5	Energies	29
3.3.6	Hélicités magnétiques	31
3.3.7	Quelques Propriétés des champs sans forces	32
4	Magnétohydrodynamique appliquée aux phénomènes évolutifs	33
4.1	Emergence de Structures Sub-photosphériques dans la Couronne Solaire	33
4.2	Modèles Magnétiques d'Evénements Eruptifs	37
4.2.1	Champ de vitesses photosphérique	38
4.2.2	Annihilation de Flux Magnétique	40
4.2.3	Diffusion Turbulente de Flux Magnétique	42
4.2.4	Instabilités <i>kink</i> et <i>torus</i>	43
4.3	Modèles de Support Magnétique pour les Filaments	45
5	Problème de la Reconstruction	49
5.1	Formulation du Problème	49
5.2	Méthodes de Reconstruction	50
5.2.1	Intégration Verticale	51
5.2.2	Méthodes de Relaxation MHD	51
5.2.3	Méthodes d'optimisation	52
5.2.4	Algorithme itératif de Grad-Rubin	52
5.3	Magnétogrammes Vectoriels comme Conditions Aux Limites	55
5.3.1	Généralités	55
5.3.2	Obtention de magnétogrammes vectoriels exploitables	55
5.3.3	Traitement pour l'utilisation en tant que conditions aux limites	58
5.3.4	Etat de l'Art de la Reconstruction	59
	Résumé et Sujets abordés par la Thèse	60

La partie précédente a mis en avant que le champ magnétique domine les processus physiques de la couronne : que ce soit dans des structures qui subsistent durant des jours ou des semaines telles que les filaments/protubérances, des régions entières comme dans les régions actives ou bien encore durant les phases très dynamiques que sont les éruptions.

Afin de décrire la couronne, il est donc nécessaire d'avoir une théorie où le champ magnétique joue un rôle majeur. Cette théorie s'appelle la magnétohydrodynamique (MHD). Ses principes de bases seront développés dans la Sect. 3 et leurs applications à la physique solaire dans la Sect. 4. Le domaine de recherche permettant de déterminer le champ magnétique dans la couronne solaire et appelé le *Problème de la Reconstruction* sera présenté dans la Section 5.

3 Bases de la Magnétohydrodynamique

3.1 Hypothèses et Equations

En raison des conditions de température régnant sur le Soleil, la matière est à l'état de plasma, partiellement ionisée au niveau de la photosphère ($T \approx 5000$ K) et entièrement dans la couronne ($T \approx 2,0 \cdot 10^6$ K), et électriquement neutre contenant essentiellement des ions et des électrons. Précisément, les différentes espèces présentes dans le plasma peuvent être décrites, d'un point de vue microscopique, par la théorie cinétique ou bien encore, d'un point de vue macroscopique, par la théorie fluide en prenant en compte à chaque fois leurs interactions avec les champs électro-magnétiques *via* les équations de Maxwell. Cependant, l'étude de systèmes astrophysiques avec leurs grandes échelles de distances et de temps, permettent de nombreuses simplifications. Ainsi, dans le cas de l'étude du Soleil, la théorie de la magnétohydrodynamique (MHD) est la théorie adéquate et, bien qu'elle apporte de nombreuses simplifications, elle permet une description de l'interaction plasma-champ magnétique qui n'en est pas moins correcte tant que ses hypothèses de bases restent vérifiées.

La théorie MHD est donc une approximation à un fluide d'un plasma non-relativiste avec des vitesses caractéristiques v_0 du plasma très inférieures à la vitesse de la lumière c : $v_0 \ll c$. D'autre part, la MHD est basée sur le principe de quasi-neutralité : les fluides ioniques et électronique sont fortement couplés par le champ électrique ambipolaire, la densité électronique suivant l'évolution de la densité ionique, $n_i = n_e$. Cette quasi-neutralité implique alors que les longueurs caractéristiques L_0 du système doivent être supérieures à la longueur de Debye λ_D , $L_0 \gg \lambda_D$ (Krall and Trivelpiece, 1986).

L'hypothèse de quasi-neutralité implique une autre contrainte liée au mouvement commun des ions et des électrons mais cette fois sur les temps caractéristiques de la dynamique MHD. Les mouvements cyclotroniques (mouvements de rotations de particules chargées autour des lignes de champ magnétique) affectent les ions différemment des électrons, et ainsi, le temps caractéristique t_0 doit être bien supérieur au maximum des temps de rotation des ions $(\omega_{ci})^{-1}$ et électrons $(\omega_{ce})^{-1}$, c'est à dire : $t_0 \gg \max[(\omega_{ci})^{-1}, (\omega_{ce})^{-1}] = (\omega_{ci})^{-1}$ (Krall and Trivelpiece, 1986).

3.1.1 Equations de Maxwell en régime magnétohydrodynamique

Examinons maintenant les conséquences des hypothèses de bases de la MHD sur les équations de l'électrodynamique. Dans leur forme locale, les équations de Maxwell en unités CGS sont :

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi \rho_c \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -c \nabla \times \mathbf{E} \quad (3)$$

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = +c \nabla \times \mathbf{B} - 4\pi \mathbf{j} \quad (4)$$

où \mathbf{E} , ρ_c , \mathbf{B} , \mathbf{j} et c sont, respectivement, le champ électrique, la densité de charge électrique, l'induction magnétique (abusivement appelée champ magnétique par la suite), la densité de courant et la vitesse de la lumière.

La MHD étant construite en premier lieu à partir de l'hypothèse de quasi-neutralité, $n_i = n_e$, on a donc $\rho_c = e(n_i - n_e) = 0$. D'autre part, en prenant B_0 , E_0 , L_0 , τ_0 et $v_0 (= L_0/\tau_0)$ comme valeurs caractéristiques respectives pour le champ magnétique, le champ électrique, la distance, le temps et la vitesse, l'étude des ordres de grandeurs des équations (3)–(4) montre que (Rax, 2005) :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -c \nabla \times \mathbf{E} &\Rightarrow \frac{B_0}{\tau_0} \sim c \frac{E_0}{L_0} \Leftrightarrow E_0 \sim \frac{1}{c} \frac{L_0 B_0}{\tau_0} \\ \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = +c \nabla \times \mathbf{B} - 4\pi \mathbf{j} &\Rightarrow \frac{|\partial_t \mathbf{E}|}{c |\nabla \times \mathbf{B}|} \sim \frac{1}{c} \frac{E_0 L_0}{B_0 \tau_0}. \end{aligned}$$

En substituant E_0 dans la deuxième équation par l'expression de la première, on obtient

$$\frac{|\partial_t \mathbf{E}|}{c |\nabla \times \mathbf{B}|} \sim \frac{v_0^2}{c^2} \ll 1.$$

Ainsi, le courant de déplacement peut être négligé dans l'approximation MHD tant que les vitesses du plasma sont non-relativistes. Dans le régime MHD, les équations de Maxwell sont donc réduites à (Parker, 2007) :

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \partial_t \mathbf{B} \quad (5)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad \nabla \times \mathbf{B} = +\frac{4\pi}{c} \mathbf{j}. \quad (6)$$

3.1.2 Equations magnétohydrodynamiques

Les équations MHD permettent le couplage (non-linéaire) de la densité de matière ρ , de la vitesse du plasma \mathbf{v} et du champ magnétique \mathbf{B} . A titre de comparaison, elles ressemblent fortement à ce que l'on peut trouver dans le domaine de l'hydrodynamique avec quelques équations supplémentaires nécessaires pour traiter la présence du champ magnétique et ses relations avec les autres quantités physiques.

Formellement, les équations MHD doivent être obtenues à partir des équations de la théorie cinétique décrivant les différentes espèces présentes dans le plasma afin de

contrôler les hypothèses faites. Ici, nous nous contenterons de les ré-écrire dans leur forme générale, en explicitant certains points et équations importants. Les équations de la MHD résistive sont donc :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) \quad (7)$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\rho (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} + \frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla p + \mathbf{D}(\mathbf{v}) + \rho \mathbf{g} \quad (8)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \nabla \times (\eta \mathbf{j}) \quad (9)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{p}{\rho^\gamma} \right) = 0 \quad (10)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (11)$$

où les variables principales sont : ρ la densité de matière, \mathbf{v} la vitesse du plasma, \mathbf{B} le champ magnétique, p la pression et \mathbf{g} l'attraction gravitationnelle. c , η et γ sont, respectivement, la vitesse de la lumière, la résistivité du plasma et l'index adiabatique du plasma. $\mathbf{D}(\mathbf{v})$ est la force visqueuse et prend différentes formes suivant le problème étudié et les hypothèses utilisées. Ainsi, les Equations (7) et (8) représentent les équations habituelles de conservation de la masse et de la quantité de mouvement. L'Equation (9) est appelée l'équation d'induction et décrit l'évolution du champ magnétique; elle est obtenue à partir de l'équation de Maxwell-Faraday en régime MHD (Eq. (3)) et de la loi d'Ohm pour le champ électrique (Eq. (13)). La densité de courant \mathbf{j} est donnée par l'équation de Maxwell-Ampère (12) et le champ électrique suit la loi d'Ohm résistive (13) :

$$\frac{4\pi}{c} \mathbf{j} = \nabla \times \mathbf{B} \quad (12)$$

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B} + \eta \mathbf{j} . \quad (13)$$

A partir des équations (8) et (9), il est possible de définir certaines grandeurs caractéristiques. Ainsi, en prenant comme valeurs caractéristiques L_0 , ρ_0 , v_0 et B_0 pour les longueurs, la densité, la vitesse du plasma et le champ magnétique, on peut définir :

- la vitesse d'Alfvén

$$v_A = \frac{B_0}{(4\pi\rho_0)^{1/2}}$$

qui correspond à une onde transverse se propageant le long du champ magnétique,

- le nombre d'Alfvén-Mach

$$M_A = \frac{v_0}{v_A},$$

- le nombre de Reynolds magnétique

$$R_m = \frac{4\pi L_0 v_0}{c^2 \eta}$$

qui donne l'importance du terme d'advection du champ magnétique ($\nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B})$) par rapport au terme de diffusion magnétique ($\nabla \times (\eta \mathbf{j})$) dans l'équation d'induction (Eq. (9)) : pour $R_m \gg 1$, le terme de convection est dominant alors que, pour $R_m \lesssim 1$, la dynamique du plasma est contrôlée par sa résistivité et la diffusion devient dominante.

3.2 Equilibres Magnétohydrodynamiques

Par souci de clarté, les notations suivantes seront utilisées par la suite : Ω représente le domaine coronal, $\Omega = [x_0, x_1] \times [y_0, y_1] \times [z_0, z_1]$ avec $z_0 = 0$, et $\partial\Omega$ sa frontière (ou adhérence). L'essentiel des propriétés suivantes et du travail présenté se situant dans une boîte cartésienne comprenant six faces, $\partial\Omega$ est décomposé en deux parties : $\partial\Omega = S_p \cup S_n$ où S_p est la face basse, $S_p = \partial\Omega \cap \{z = 0\}$, et S_n les 5 autres faces, $S_n = \partial\Omega \setminus S_p$.

3.2.1 Equilibres Magnétohydrostatiques

Dans le chapitre I, nous avons vu que, dans la couronne, les phénomènes se déroulaient sur des durées de plusieurs heures à plusieurs jours. Cette constatation peut être confirmée qualitativement en comparant les valeurs caractéristiques des vitesses du plasma v_0 et les vitesses des ondes d'Alfvén v_A définies à la Sect. 3.1.2. Dans la couronne, les vitesses v_0 observées (en dehors des éruptions et éjections de masse coronale) sont de l'ordre de quelques km.s^{-1} alors que v_A est de l'ordre de 1000 km.s^{-1} , ce qui entraîne que $M_A \ll 1$. La couronne évolue donc de manière quasi-statique : elle peut être considérée comme étant à chaque instant à l'équilibre avec $\tau_{\text{evolution}} \gg \tau_{\text{equilibre}} \sim \tau_{\text{onde}}$. D'autre part, la couronne est un milieu peu résistif avec un nombre de Reynolds magnétique très grand $R_m \gg 1$. Le terme de diffusion magnétique dans l'équation d'induction est donc négligeable. Le système d'équations (7)-(13) devient alors :

$$\frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla p + \rho \mathbf{g} = \mathbf{0} \quad (14)$$

où $p = \rho RT / \tilde{\mu}$.

Une analyse des ordres de grandeurs des différentes forces de l'équation (14) en prenant des valeurs caractéristiques de la couronne nous révèle un point important. Comparons les ordres de grandeurs de la force de pression et de la force gravitationnelle lorsque le champ magnétique est nul :

$$\frac{p_0}{L_0} = \rho_0 g_0 = \frac{p_0}{H_p} \quad (15)$$

où H_p est la hauteur caractéristique de pression, $H_p = RT / \tilde{\mu} g_0$. Ainsi pour des longueurs caractéristiques $L_0 \ll H_p$, le terme de gravité peut être négligé ainsi que la décroissance exponentielle de la pression avec l'altitude. On obtient en prenant les valeurs caractéristiques de la couronne solaire : $T = 2,0 \cdot 10^6 \text{ K}$, $\tilde{\mu} = 0,5$, $g_0 = 274 \text{ m.s}^{-2}$ et $R = 8,3 \cdot 10^3 \text{ J.K}^{-1}.\text{mol}^{-1}$:

$$\begin{aligned} H_p &= 1,5 \cdot 10^8 \text{ m} \\ &= 150 \text{ Mm.} \end{aligned}$$

En négligeant le terme de gravité pour $L_0 \ll H_p$, l'équation (14) devient :

$$\frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{B} = \nabla p \quad (16)$$

avec, toujours, l'équation de Maxwell-Ampère et la condition solénoïdale :

$$\begin{aligned} \mathbf{j} &= \frac{c}{4\pi} \nabla \times \mathbf{B} \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0. \end{aligned}$$

L'équation (16) présente des propriétés intéressantes concernant l'organisation respective du champ magnétique \mathbf{B} , de la densité de courant \mathbf{j} et de la pression p : $\mathbf{B} \cdot \nabla p = \mathbf{j} \cdot \nabla p = 0$ et $\nabla \cdot \mathbf{j} = 0$. La pression est donc constante le long des lignes de champ magnétique et de courant ; ces lignes n'étant pas nécessairement confondues. En d'autres termes, le gradient de pression est normal aux surfaces isobares alors que les lignes de champ magnétique et de courant sont tangentes en tout point aux surfaces isobares.

On peut noter que les équilibres décrits par ces équations sont d'une importance capitale pour la recherche sur le confinement magnétique des plasmas thermonucléaires. Toutefois, ils sont d'un intérêt plus limité dans le cas de la modélisation de la couronne solaire car, actuellement, aucun instrument n'est capable de mesurer la pression.

3.2.2 Equilibres Magnétostatiques

Répétons l'analyse des ordres de grandeurs des forces présentes dans l'équation (16) et voyons ce qu'il en ressort :

$$\frac{B_0^2}{L_0} = \frac{p_0}{L_0} \implies \frac{p_0}{B_0^2} = \frac{1}{8\pi} \beta \quad (17)$$

où β est le paramètre β du plasma et représente donc le rapport de la pression cinétique sur la pression magnétique (la pression magnétique sera détaillée à la Sect. 3.3.3). Dans le cas à faible β ($\beta \ll 1$), le champ magnétique est prédominant et le gradient de pression peut être négligé, alors que dans le cas à fort β ($\beta \gg 1$), c'est le champ magnétique qui peut être négligé. En prenant comme valeurs caractéristiques pour les régions actives coronales : $B_o = 100$ G pour le champ magnétique, $n = 10^{16} \text{ m}^{-3}$ pour la densité, $m_p = 1,67 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$ pour la masse du proton et une température $T = 2,0 \cdot 10^6 \text{ K}$, on a $\rho = nm_p = 1,67 \cdot 10^{-11} \text{ kg.m}^{-3}$, $p = 0,55 \text{ Pa}$ et ainsi $\beta = 0,01$. Pour un trou coronal avec $B_o = 10 \text{ G}$, $n = 10^{14} \text{ m}^{-3}$ et $T = 1,0 \cdot 10^6 \text{ K}$, on obtient $\beta = 0,007$.

Ainsi, dans les conditions coronales, on peut considérer que $\beta \ll 1$ et l'équation (16) devient :

$$\mathbf{j} \times \mathbf{B} = (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} = \mathbf{0} \quad (18)$$

et décrit une classe particulière d'équilibres magnétostatiques appelée champ sans force : la force de Lorentz induite par le champ \mathbf{B} est nulle. La densité de courant \mathbf{j} est alignée avec le champ magnétique \mathbf{B} ; ce qui est équivalent à écrire la densité de courant comme :

$$\mathbf{j} = \frac{c}{4\pi} \alpha(\mathbf{r}) \mathbf{B} . \quad (19)$$

L'équation (12) devient donc

$$\nabla \times \mathbf{B} = \alpha(\mathbf{r}) \mathbf{B} . \quad (20)$$

Appliquer l'opérateur divergence à l'équation (20) avec $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ permet d'obtenir la relation

$$(\mathbf{B} \cdot \nabla) \alpha(\mathbf{r}) = 0 . \quad (21)$$

Cette équation signifie que les variations de $\alpha(\mathbf{r})$ le long de \mathbf{B} sont nulles ou, en d'autres termes, que $\alpha(\mathbf{r})$ est constant le long des lignes de champ magnétique. Et dans ce cas, les lignes de courant sont confondues avec les lignes de champ magnétique. A partir de l'équation (20), on voit que la dimension de $\alpha(\mathbf{r})$ est l'inverse d'une distance et est exprimée en m^{-1} , ou pour le cas de la couronne en Mm^{-1} . De manière générale, différentes formes de $\alpha(\mathbf{r})$ peuvent satisfaire l'équation (21).

Champ potentiel Si $\alpha(\mathbf{r}) = 0$, la densité de courant \mathbf{j} est nulle et ce champ est appelé champ magnétique potentiel ou champ magnétique du vide. L'équation (20) avec $\alpha(\mathbf{r}) = 0$ implique que \mathbf{B} peut être écrit comme $\mathbf{B} = -\nabla\phi$, le rotationnel d'un gradient étant nul. Et ϕ est une fonction scalaire satisfaisant l'équation de Laplace :

$$-\Delta\phi = 0 \quad (22)$$

où l'équation (11) a été utilisée. Dans la suite de la thèse, le champ magnétique potentiel sera noté \mathbf{B}_π . On peut noter qu'à partir de la seule donnée de la distribution de la composante normale du champ magnétique $\mathbf{B}_\pi \cdot \hat{\mathbf{n}} = g$ sur $\partial\Omega$, il est aisé de calculer l'unique champ potentiel en résolvant le problème aux conditions aux limites (*boundary value problem*, BVP) elliptique suivant :

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{B}_\pi &= \mathbf{0} \quad \text{dans } \Omega \\ \nabla \cdot \mathbf{B}_\pi &= 0 \quad \text{dans } \Omega \\ \mathbf{B}_\pi \cdot \hat{\mathbf{n}} &= g \quad \text{sur } \partial\Omega \\ \lim_{\|\mathbf{r}\| \rightarrow \infty} \|\mathbf{B}_\pi\| &= 0. \end{aligned} \quad (23)$$

Champ sans force linéaire Si $\alpha(\mathbf{r})$ est une constante $\alpha(\mathbf{r}) = \alpha_c$, on appelle le champ magnétique : champ sans force linéaire. En prenant le rotationnel de l'équation (20), on obtient :

$$-\Delta\mathbf{B} = \alpha_c^2 \mathbf{B}. \quad (24)$$

Cette dernière équation est une équation de Helmholtz linéaire que l'on peut résoudre avec les techniques habituelles. Notamment, de nombreux auteurs ont utilisé un domaine Ω périodique en x et y et ont décomposé le champ magnétique en séries de Fourier dans le plan (x, y) (par exemple Nakagawa and Raadu, 1972; Démoulin et al., 1989) et choisi une dépendance verticale du champ magnétique en e^{-lz} afin que le champ décroisse à l'infini (Aulanier and Demoulin, 1998). Ce faisant, ils ont mis en évidence pour ces conditions particulières une valeur limite α_{max} pour α_c :

$$\alpha_{max} = \frac{2\pi}{L_x} \quad (25)$$

où L_x est la longueur selon x du domaine Ω . Pour tout $\alpha_c \geq \alpha_{max}$, e^{-lz} devient oscillant avec l'apparition dans le champ magnétique d'harmoniques d'énergie infinie.

Champ sans force non-linéaire Si $\alpha(\mathbf{r})$ est une fonction de la position \mathbf{r} qui prend des valeurs constantes le long des lignes de champ magnétique, on parle de champ

sans force non-linéaire gouverné par le système d'équations mixtes elliptique (20) et hyperbolique (21). Dans la suite de la thèse, cette fonction $\alpha(\mathbf{r})$ sera appelée fonction de champ sans force. La non-linéarité provient du fait que pour $\mathbf{B}^{(1)}$ et $\mathbf{B}^{(2)}$, solutions de l'équation (18), la combinaison $\mathbf{B}^{(1)} + \mathbf{B}^{(2)}$ n'est pas forcément solution de (18).

Il est intéressant de noter que certains auteurs utilisent une forme étendue pour la définition des champs sans force (voir par exemple Aly and Amari, 2007). En effet, ils incluent la possibilité de présence de discontinuités. Ainsi, \mathbf{j} est aligné à \mathbf{B} en chaque point de Ω , excepté sur certaines surfaces régulières notées Σ_j et Σ_c . Σ_j est une surface à travers laquelle la densité de courant \mathbf{j} est discontinue et Σ_c est une surface à travers laquelle le champ magnétique \mathbf{B} et la densité de courant \mathbf{j} souffrent tous deux d'une discontinuité. D'autre part, la force agissant sur le courant de surface circulant sur Σ_c s'annule de telle sorte que Σ_c apparaît comme une couche de courant en équilibre avec les conditions générales de saut en MHD

$$[B_n] = 0 \quad (26)$$

$$[B_s^2] = 0 \quad (27)$$

sur les composantes normale B_n et tangentielle \mathbf{B}_s de \mathbf{B} .

Dans la couronne, l'équilibre de champ sans force décrit un équilibre quasi-statique au sens où, à chaque instant de sa lente évolution ($v_0 \ll v_A$), le système peut être considéré à l'équilibre. Cette description n'exclue donc pas l'équation d'évolution du champ magnétique (9) dans sa forme idéale (puisque $R_m \gg 1$) et tant que $\|\mathbf{v}\| \ll v_A$:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) . \quad (28)$$

3.3 Quantités et Notions Importantes

3.3.1 Ligne de champs

Une ligne de champ magnétique est définie comme la courbe dont la tangente en chaque point est parallèle au champ (vectoriel) magnétique. En termes mathématiques, cela s'écrit :

$$\mathbf{B} \times d\mathbf{r} = \mathbf{0} \quad (29)$$

où $d\mathbf{r}$ est un vecteur différentiel tangent à la ligne de champ. En paramétrisant la ligne de champ en terme d'abscisse curviligne s , il est possible de montrer (D'haeseleer et al., 1991) :

$$\frac{d\mathbf{r}(s)}{ds} = \frac{\mathbf{B}(\mathbf{r})}{\|\mathbf{B}(\mathbf{r})\|} \equiv \hat{\mathbf{t}} \quad (30)$$

$$\frac{dx}{B_x} = \frac{dy}{B_y} = \frac{dz}{B_z} = \frac{ds}{\|\mathbf{B}(\mathbf{r})\|} \quad (31)$$

où $\mathbf{r}(s)$ sont les coordonnées du point appartenant à la ligne de champ d'abscisse curviligne s . Ainsi, pour calculer les lignes de champ connaissant le champ magnétique, il s'agit de résoudre l'équation (30) aux dérivées ordinaires du premier ordre représentant

un problème aux conditions initiales. Celles-ci sont données par les coordonnées du point $\mathbf{r}_0 = \mathbf{r}(s_0)$ de la ligne de champ à calculer.

Les lignes de champ sont des entités extrêmement pratiques pour la visualisation des champs de vecteurs 3D car elles mettent en évidence la structure du champ de vecteur, appelée topologie. Toutefois, un champ de vecteurs (magnétique ou autre) est un continuum et il faut garder à l'esprit que les lignes de champ ne « dessinent » le champ de vecteur que localement alors que le champ magnétique est défini dans tout l'espace Ω .

3.3.2 Flux

De manière générale, le flux d'un vecteur \mathbf{G} à travers une surface orientée S' d'élément de surface $d\mathbf{S} = dS \cdot \hat{\mathbf{n}}$ est défini par :

$$\phi(\mathbf{G}) = \int_{S'} \mathbf{G} \cdot d\mathbf{S} = \int_{S'} G_n dS. \quad (32)$$

Dans le cas d'un volume quelconque V' contenant un champ magnétique, on a :

$$\int_{V'} \nabla \cdot \mathbf{B} dV = \int_{\partial V'} B_n dS = 0 \quad (33)$$

où l'on a utilisé le théorème de Gauss. Cette équation signifie que, pour tout volume fermé V' , le flux magnétique à travers la surface $\partial V'$ délimitant ce volume est nul. La même propriété est obtenue pour le flux de courant puisque $\nabla \cdot \mathbf{j} = 0$.

3.3.3 Force de Laplace

La force de Laplace est une quantité intéressante car un peu de calcul utilisant les identités vectorielles bien connues nous montre une force aux propriétés bien plus riches qu'une simple force perpendiculaire à \mathbf{B} et \mathbf{j} . En effet, en reformulant la force de Laplace en fonction du champ magnétique seul à l'aide de l'équation de Maxwell-Ampère, on obtient :

$$\mathbf{f}_L = \frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{B} = \frac{1}{4\pi} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} \quad (34)$$

$$= \frac{1}{4\pi} (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} - \nabla \left(\frac{B^2}{8\pi} \right) \quad (35)$$

où le premier terme de l'équation (35) peut être assimilé à une tension magnétique et le second au gradient d'une pression magnétique (ou densité volumique d'énergie magnétique) $B^2/8\pi$. Le terme de tension représente donc une variation du champ magnétique le long du champ magnétique. Une description en terme de ligne de champ est tout à fait appropriée. En posant $\mathbf{B} = \|\mathbf{B}\| \hat{\mathbf{t}}$ et s l'abscisse curviligne le long d'une ligne de champ, on a $\mathbf{B} \cdot \nabla = d/ds$ et on peut écrire le terme de tension sous la forme :

$$\frac{1}{4\pi} (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} = \frac{d}{ds} \left(\frac{B^2}{8\pi} \right) \hat{\mathbf{t}} + \frac{B^2}{4\pi} \frac{\hat{\mathbf{n}}}{\mathcal{R}} \quad (36)$$

où $\hat{\mathbf{n}}$ et \mathcal{R} sont respectivement la normale à la ligne de champ et le rayon de courbure de la ligne de champ tels que définis par le trièdre et les relations de Frenet-Serret :

$$\frac{\hat{\mathbf{n}}}{\mathcal{R}} = \frac{d\hat{\mathbf{t}}}{ds} = \frac{d}{ds} \left(\frac{\mathbf{B}}{B} \right). \quad (37)$$

En décomposant le gradient en une partie parallèle et perpendiculaire au champ magnétique \mathbf{B} ($\nabla = d/ds + \nabla_{\perp}$) et en utilisant l'équation (36), l'équation (35) devient (Rax, 2005) :

$$\frac{1}{4\pi} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} = -\nabla_{\perp} \left(\frac{B^2}{8\pi} \right) + \left(\frac{B^2}{8\pi} \right) \frac{2\hat{\mathbf{n}}}{\mathcal{R}}. \quad (38)$$

Cette équation souligne le fait que la force de Laplace est perpendiculaire au champ magnétique et qu'elle est dirigée des zones de champs forts vers des zones de champs faibles ainsi que vers l'extérieur des lignes de champs courbes.

La couronne solaire est, en première approximation, dans un état d'équilibre magnéto-statique où le champ magnétique est dominant et sans force de Laplace (voir Section 3.2.2). Le champ magnétique coronal entretient donc un subtil jeu afin de conserver l'égalité entre les composantes gradient de pression et tension magnétiques et, ainsi, une force de Laplace nulle.

La force de Laplace peut aussi s'écrire en tant que divergence d'un tenseur (Chandrasekhar, 1961) :

$$\mathbf{f}_L = \nabla \cdot \overline{\overline{\mathbf{T}}} = \frac{1}{4\pi} \nabla \cdot \left(\mathbf{B}\mathbf{B} - \frac{B^2}{2} \overline{\overline{\mathbf{I}}} \right). \quad (39)$$

Cette formulation est d'une grande utilité dans l'étude de certains problèmes car elle permet d'écrire les équations MHD sous forme conservative. D'autre part, elle permet de déterminer certaines propriétés des champs sans force (voir Section 3.3.7).

3.3.4 Bald Patch

Nous l'avons vu brièvement en Introduction (Partie I) et ce sera détaillé à la Section 5.3, il est possible d'obtenir les trois composantes du champ magnétique à une certaine altitude dans l'atmosphère solaire (typiquement au niveau de la photosphère dans l'état actuel des recherches). Il est clair qu'une telle information est fort intéressante et je propose ici la définition d'un certain vocabulaire et de différentes quantités qui seront repris tout au long de la thèse.

Pour ce faire, la Figure 3 présente sur la deuxième ligne des magnétogrammes vectoriels définis sur S_p où les flèches représentent le champ magnétique transverse noté $\mathbf{B}_{t,phot} = (B_{x,phot}, B_{y,phot})$ superposé à la carte scalaire du champ magnétique vertical $B_{z,phot}$. Il s'agit ici de magnétogrammes vectoriels synthétiques dont le $B_{z,phot}$ a été obtenu à partir de deux gaussiennes de signes opposés, formant ainsi une région bipolaire. Le champ transverse représente, quant à lui, différents états. La Figure 3-(a) représente un champ potentiel obtenu à partir de $B_{z,phot}$ en résolvant le BVP (23). L'état décrit par la Figure 3-(b) a été obtenu à partir de la configuration magnétique de (a) par des

mouvements de cisaillement (e.g. Amari et al., 1996b) l'aide du code MHD *METEOSOL* (Amari et al., 1999b) et celui de la Figure 3-(c) a été obtenu à partir de (b) en appliquant le processus d'annihilation de flux (e.g. Amari et al., 2000). Ces processus seront expliqués plus amplement à la Section 4.2. La première ligne de la Figure 3 présente une sélection de lignes de champ dans Ω correspondant au champ magnétique \mathbf{B}_{phot} de S_p .

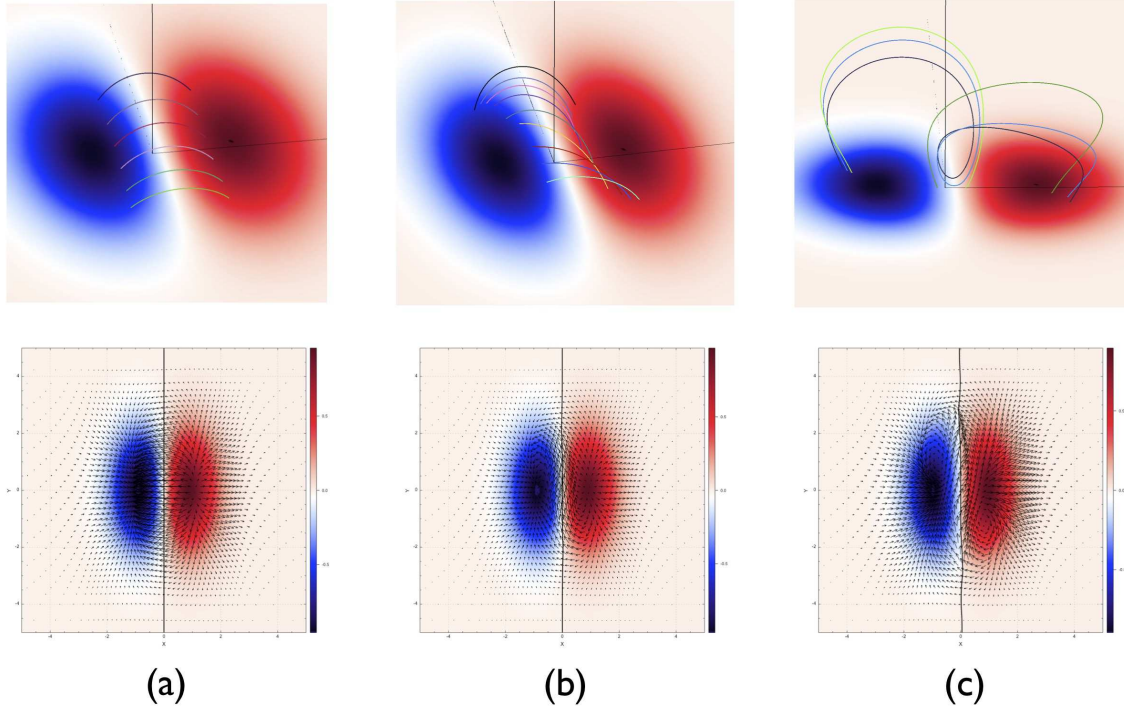


FIGURE 3 – Configurations magnétiques mises en évidence par une sélection de lignes de champ (première ligne) et magnétogrammes vectoriels associés où les flèches représentent le champ transverse $\mathbf{B}_{t,phot}$ et la carte scalaire la composante verticale $B_{z,phot}$. (a) Champ magnétique potentiel. (b) Champ magnétique avec une structure en arcades cisailées. (c) Champ magnétique avec une structure en forme de tube de flux torsadé.

Cette figure représente typiquement une région active bipolaire constituée d'une polarité magnétique positive $B_{z,phot} > 0$ et d'une polarité magnétique négative $B_{z,phot} < 0$. Entre ces deux polarités, il existe une ligne où $B_{z,phot} = 0$ appelée Ligne d'Inversion des Polarités (LIP). On remarque aussi que le champ magnétique transverse montre une nette tendance à converger vers le centre de la polarité négative et à diverger à partir du centre de la polarité positive. Cette tendance se retrouvera naturellement dans les magnétogrammes vectoriels de régions actives.

Il existe toutefois une zone où ce comportement n'est plus aussi flagrant sur toutes les Figures (a), (b) et (c). Cette zone se trouve près de la LIP entre les deux polarités et on peut remarquer trois comportements différents du $\mathbf{B}_{t,phot}$ pour chaque vignette. La première (a) est un champ transverse qui est purement perpendiculaire à la LIP, caractéristique d'un champ potentiel, et dirigé de la polarité positive vers la polarité négative. La conséquence logique dans Ω est la présence de lignes de champ, elles-aussi perpendiculaires à la LIP, dirigées de la polarité positive vers la polarité négative. La seconde (b) est un champ magnétique transverse qui marque un certain angle avec la LIP, angle qui se retrouve aussi dans l'orientation des lignes de champs. Cet angle est appelé

angle de cisaillement et de manière générale, plus il est important plus la configuration magnétique possède d'énergie. Ici aussi, le champ transverse et les lignes de champs sont dirigés de la polarité positive vers la polarité négative.

Enfin, le troisième est le comportement le plus singulier...et évidemment le plus intéressant. Le champ magnétique transverse est cisailé comme en (b) mais il n'est plus orienté de la polarité positive vers la polarité négative. En effet, il présente une orientation de la polarité négative vers celle positive et, de fait, les lignes de champ ne présentent plus une structure en arcades (cisillées ou non) mais elles forment une structure magnétique particulière qui contient une certaine torsion (c'est à dire un enroulement des lignes de champs autour d'un certain axe). Ce genre de structure magnétique dans Ω est appelé un tube de flux torsadé. D'autre part, sur S_p , l'orientation particulière du champ transverse $\mathbf{B}_{t,phot}$ est appelé une zone chauve ou *bald patch* (nous garderons la dénomination anglophone dans le reste de cette thèse) et est caractérisée par des lignes de champ provenant de Ω et tangentes à S_p avec un rayon de courbure positif. Le champ magnétique au niveau d'un *bald patch* doit satisfaire la relation suivante (Titov et al., 1993) :

$$(\mathbf{B}_{t,phot} \cdot \nabla_t) B_{z,phot}|_{LIP} > 0 \quad (40)$$

où $\nabla_t = (\partial_x, \partial_y)$. Cette condition provient simplement du fait que les lignes de champ possèdent un rayon de courbure positif. Cette configuration particulière du champ transverse a aussi été appelée topologie caractéristique en forme de T par Aly and Amari (1989)

Il faut absolument noter que la présence de *bald patches* ne garantit pas nécessairement la présence d'un tube de flux torsadé. En effet, il a été démontré que des configurations magnétiques en forme d'arcades possédaient des *bald patches* sans pour autant présenter un tube de flux torsadé (voir la Figure 4 et Démoulin and Priest, 1993; Bungey et al., 1996).

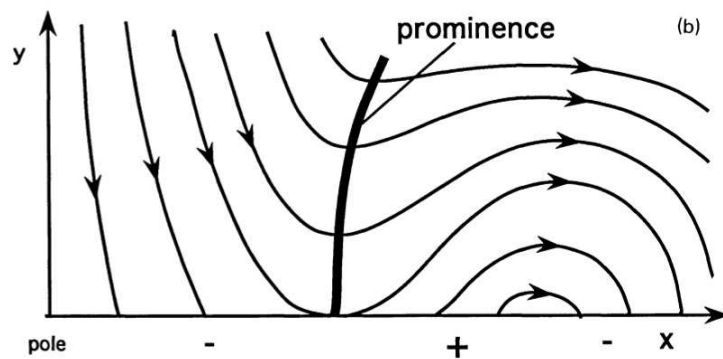


FIGURE 4 – Configuration magnétique quadripolaire à 2D possédant des *bald patches*. Adapté de Démoulin and Priest (1993).

3.3.5 Energies

L'énergie magnétique $W[\mathbf{B}]$ d'un champ magnétique \mathbf{B} dans un volume Ω est définie par l'intégrale volumique de la densité d'énergie magnétique (déjà rencontrée à la Section

3.3.3) :

$$W[\mathbf{B}] = \int_{\Omega} \frac{B^2}{8\pi} dV \quad (41)$$

et est exprimée en *erg* ($1 \text{ erg} = 10^{-7} \text{ J}$).

Dans le cadre de la théorie des champs sans force à énergie finie, il est important de remarquer que deux champs magnétiques aux propriétés particulièrement intéressantes peuvent être calculés à partir de la seule donnée de $\mathbf{B} \cdot \hat{\mathbf{n}}|_{\partial\Omega}$ correspondant aux conditions aux limites.

Champ Potentiel Le premier est le champ potentiel $\mathbf{B}_\pi = -\nabla\phi_\pi$ associé au problème elliptique aux conditions aux limites (23) : $\nabla \times \mathbf{B}_\pi = \mathbf{0}$ et $\mathbf{B}_\pi \cdot \hat{\mathbf{n}}|_{S_p} = g$. Ce champ est un **minimum d'énergie** (connu aussi sous le nom de Principe de Thomson ; voir par exemple Sakurai, 1979; Aly, 1988) :

Posons $\mathbf{B} = \mathbf{B}_\pi + \mathbf{b} = \nabla\phi_\pi + \mathbf{b}$. En remplaçant cette expression dans l'équation (41), on a alors :

$$W[\mathbf{B}] = \frac{1}{8\pi} \int_{\Omega} B_\pi^2 dV + \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega} \mathbf{b} \cdot \nabla\phi_\pi dV + \frac{1}{8\pi} \int_{\Omega} b^2 dV . \quad (42)$$

Le champ magnétique \mathbf{b} satisfait, de par sa définition, les relations suivantes :

$$\nabla \cdot \mathbf{b} = 0 \quad \text{dans } \Omega \quad (43)$$

$$\mathbf{b} \cdot \hat{\mathbf{n}} = 0 \quad \text{sur } \partial\Omega \quad (44)$$

$$\lim_{\|\mathbf{r}\| \rightarrow \infty} \|\mathbf{b}\| = 0 . \quad (45)$$

En utilisant le théorème de Gauss et les relations précédentes pour \mathbf{b} , la deuxième intégrale du membre de droite de l'équation (42) devient :

$$\int_{\Omega} \mathbf{b} \cdot \nabla\phi_\pi dV = \int_{\Omega} \nabla \cdot (\phi_\pi \mathbf{b}) dV = \int_{\partial\Omega} \phi_\pi \mathbf{b} \cdot \hat{\mathbf{n}} dS = 0 \quad (46)$$

et on obtient donc :

$$W[\mathbf{B}] = W[\mathbf{B}_\pi] + \int_{\Omega} \frac{b^2}{8\pi} dV \geq W[\mathbf{B}_\pi] \quad (47)$$

avec une égalité si et seulement si $\mathbf{B} = \mathbf{B}_\pi$. On a donc démontré que le champ magnétique potentiel possédait une énergie minimum, que l'on notera dorénavant $W[\mathbf{B}_\pi] = W_\pi$. Cette propriété du champ potentiel nous permet aussi de définir l'énergie magnétique libre ΔW qui correspond à l'énergie maximale qui peut être libérée durant une éruption :

$$\Delta W = W[\mathbf{B}] - W_\pi . \quad (48)$$

Champ Ouvert Le deuxième champ magnétique est appelé *champ ouvert* et est noté \mathbf{B}_σ . Il est construit en définissant l'unique champ potentiel \mathbf{P} satisfaisant :

$$\nabla \times \mathbf{P} = \mathbf{0} \quad \text{dans } \Omega \quad (49)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{P} = 0 \quad \text{dans } \Omega \quad (50)$$

$$\mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{n}} = |g| \quad \text{sur } S_p . \quad (51)$$

\mathbf{B}_σ est ensuite obtenu à partir de \mathbf{P} en posant $\mathbf{B}_\sigma(\mathbf{r}) = \chi(\mathbf{r}) \mathbf{P}(\mathbf{r})$ avec $\chi(\mathbf{r}) = 1$ (respectivement, -1) si \mathbf{r} est connecté par la ligne de champ à la partie S_p^+ de S_p où $B_n > 0$ (respectivement, la partie S_p^- de S_p où $B_n < 0$). \mathbf{B}_σ satisfait bien $B_n = g$ sur S_p mais \mathbf{B}_σ n'est potentiel que dans $\Omega \setminus \Sigma_c$ où Σ_c est une couche de courant séparant la partie de Ω où $\chi(\mathbf{r}) = +1$ de la partie de Ω où $\chi(\mathbf{r}) = -1$. D'autre part, Σ_c est une couche de courant en équilibre puisque les conditions de saut sont satisfaites. Enfin, B_σ décroît en r^{-2} : $\lim_{r \rightarrow \infty} r^{-2} B_\sigma = 0$. Cette définition du champ ouvert met clairement en lumière l'intérêt de la définition étendue des champs sans force qui a été reprise au 3.2.2 puisqu'ainsi le champ ouvert est inclus dans les équilibres de champ sans force. D'autre part, selon une conjecture formulée indépendamment par Aly (1991) et Sturrock (1991), l'énergie magnétique $W[\mathbf{B}_\sigma] = W_\sigma$ de ce champ est l'énergie maximale qu'un champ sans force puisse atteindre. Cela signifie que tout champ magnétique \mathbf{B} d'énergie $W[\mathbf{B}]$ s'approchant et dépassant l'énergie du champ ouvert W_σ subit une perte d'équilibre et doit voir ces lignes s'ouvrir. Un problème étroitement lié revient à considérer non plus un champ *totalelement ouvert* mais plutôt un champ *partiellement ouvert*, c'est à dire un champ qui a un paquet de lignes de champ ouvertes, les autres gardant leur topologie initiale. Un tel champ partiellement ouvert est noté \mathbf{B}'_σ et représente aussi une borne maximale en énergie : $W[\mathbf{B}] \leq W[\mathbf{B}'_\sigma]$. Ces concepts seront abordés plus en détail à la Section 4.2 quand nous traiterons des théories liées aux éruptions solaires.

3.3.6 Hélicités magnétiques

L'hélicité magnétique H_m dans un volume Ω est définie par (Berger and Field, 1984) :

$$H_m = \int_{\Omega} \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} dV \quad (52)$$

où \mathbf{B} est le champ magnétique et \mathbf{A} est le potentiel vecteur associé satisfaisant $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$. Cependant, l'équation (52) n'a de sens physique que pour un champ magnétique entièrement contenu dans Ω ; c'est à dire si la composante normale $B_n = \mathbf{B} \cdot \hat{\mathbf{n}}|_{\partial\Omega}$ du champ magnétique est nulle sur $\partial\Omega$. Cela provient du fait que H_m est invariant de jauge seulement pour $B_n = 0$ puisque le potentiel vecteur \mathbf{A} est défini à un potentiel scalaire ϕ près ($\mathbf{A} = \mathbf{A}' + \nabla\phi$).

Cependant, dans les cas d'études de la couronne solaire, il est clair que du flux magnétique traverse régulièrement la photosphère S_p (voir Sect. 4.1). Cependant, il est possible de définir une autre quantité, appelée hélicité magnétique relative ΔH_m , et qui, elle, sera invariante de jauge. Pour se faire, il suffit, en quelque sorte, de soustraire l'hélicité d'un champ magnétique de référence. Typiquement, ce champ de référence est le champ magnétique potentiel \mathbf{B}_π entièrement déterminé par

$$\nabla \times \mathbf{B}_\pi = \mathbf{0} \quad (53)$$

$$\mathbf{B}_\pi \cdot \hat{\mathbf{n}}|_{\partial\Omega} = \mathbf{B} \cdot \hat{\mathbf{n}}|_{\partial\Omega} \quad (54)$$

et associé au potentiel vecteur $\mathbf{B}_\pi = \nabla \times \mathbf{A}_\pi$ avec les conditions de jauge suivantes :

$$\mathbf{A}_\pi \cdot \hat{\mathbf{n}} = 0 \quad \text{sur } \partial\Omega \quad (55)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{A}_\pi = 0 \quad \text{dans } \Omega. \quad (56)$$

Pour un domaine Ω simplement connecté – comme la couronne, ΔH_m peut s'écrire, quelque soit la jauge, sous la forme (Finn and Antonsen, 1985) :

$$\Delta H_m = \int_{\Omega} (\mathbf{A} + \mathbf{A}_{\pi}) \cdot (\mathbf{B} - \mathbf{B}_{\pi}) dV. \quad (57)$$

L'hélicité relative magnétique est une mesure de l'interconnexion et de la torsion des tubes de flux et du cisaillement des arcades magnétiques. Les différentes formes d'hélicités sont toutes exprimées en $G^2.cm^4$ ou de manière équivalente en Mx^2 .

Il est possible de décomposer le champ magnétique en deux composantes, une nommée fermée \mathbf{B}_{close} et l'autre ouverte \mathbf{B}_{open} de telle sorte que $\mathbf{B} = \mathbf{B}_{close} + \mathbf{B}_{open}$. Typiquement, on choisit $\mathbf{B}_{open} = \mathbf{B}_{\pi}$, ce qui implique que \mathbf{B}_{close} est entièrement confiné dans le domaine Ω : $\mathbf{B}_{close} = \mathbf{B} - \mathbf{B}_{\pi}$ avec $\mathbf{B}_{close} \cdot \hat{\mathbf{n}}|_{\partial\Omega} = 0$. Je tiens à insister sur le fait que le champ \mathbf{B}_{open} est différent du champ ouvert \mathbf{B}_{σ} dont on a vu les propriétés au 3.3.5. En utilisant cette décomposition, les vecteurs potentiels associés et les conditions de jauge (55)–(56), on montre que ΔH_m s'écrit (Berger, 1999) :

$$\Delta H_m = \int_{\Omega} \mathbf{A}_{close} \cdot \mathbf{B}_{close} dV + 2 \int_{\Omega} \mathbf{A}_{open} \cdot \mathbf{B}_{close} dV \quad (58)$$

$$= H_m^{(self)} + H_m^{(mutual)} \quad (59)$$

où $H_m^{(self)}$ est la *self* hélicité du champ magnétique fermé et prend en compte la torsion, la contorsion et le cisaillement présent dans le champ magnétique \mathbf{B} alors que $H_m^{(mutual)}$ est la *mutual* hélicité et représente le croisement des lignes de champ de \mathbf{B} et la torsion à grande échelle.

3.3.7 Quelques Propriétés des champs sans forces

Du fait que l'environnement magnétique de la couronne puisse être décrit par un champ magnétique sans force, de nombreux auteurs ont étudié cette classe particulière pour en extraire différentes propriétés. Nous ne parlerons dans cette Section que de certaines de ces propriétés ; toutefois les lecteurs intéressés pourront consulter les articles suivants de Sakurai (1979, 1989) et Aly (1984, 1988) pour d'autres propriétés.

Nous l'avons vu à la Section 3.3.3, la force de Laplace peut s'écrire sous la forme de la divergence d'un tenseur et cette force est nulle dans le cas d'un champ sans force. Cette formulation permet alors de mettre en évidence certaines contraintes inhérentes au champ sans force (Molodenskii, 1969; Aly, 1984, 1989). Ainsi, lorsque l'on intègre cette force sous cette forme dans un volume, on obtient :

$$\int_{\Omega} \nabla \cdot \overline{\overline{\mathbf{T}}} dV = \int_{\partial\Omega} \overline{\overline{\mathbf{T}}} \cdot \hat{\mathbf{n}} dS = \mathbf{0} \quad (60)$$

où le théorème de Gauss a été utilisé pour le passage de l'intégrale de volume à l'intégrale de surface et où $\hat{\mathbf{n}}$ est le vecteur unitaire normal à $\partial\Omega$. Avec quelques hypothèses supplémentaires, telles qu'un champ magnétique décroissant suffisamment rapidement à l'infini et les frontières S_n suffisamment loin de la zone d'intérêt, il est possible d'écrire

l'Equation (60) en coordonnées cartésiennes sous la forme :

$$f_x = \frac{1}{4\pi} \int_{S_p} B_x B_z dS = 0 \quad (61)$$

$$f_y = \frac{1}{4\pi} \int_{S_p} B_y B_z dS = 0 \quad (62)$$

$$f_z = \frac{1}{8\pi} \int_{S_p} (B_z^2 - B_x^2 - B_y^2) dS = 0 . \quad (63)$$

Une infinité de relations similaires peuvent être obtenues en multipliant l'Equation (60) à chaque fois vectoriellement par le vecteur position \mathbf{r} . Par exemple, en multipliant une première fois, on obtient l'expression du moment exercé par \mathbf{B} sur S_p :

$$t_x = \frac{1}{8\pi} \int_{S_p} y (B_x^2 + B_y^2 - B_z^2) dS = 0 \quad (64)$$

$$t_y = \frac{1}{8\pi} \int_{S_p} x (-B_x^2 - B_y^2 + B_z^2) dS = 0 \quad (65)$$

$$t_z = \frac{1}{4\pi} \int_{S_p} (yB_x B_z - xB_y B_z) dS = 0 . \quad (66)$$

Pour un champ sans force, il est aussi possible d'écrire l'énergie magnétique en fonctions de la seule donnée du champ magnétique sur S_p avec les hypothèses utilisées ci-dessus (Chandrasekhar, 1961; Sakurai, 1989) :

$$W[\mathbf{B}] = \int_{\Omega} \frac{B^2}{8\pi} dV = \frac{1}{4\pi} \int_{S_p} B_z (xB_x + yB_y) dS . \quad (67)$$

Enfin, du fait de la relation (19) reliant la densité de courant \mathbf{j} au champ magnétique \mathbf{B} dans le cadre de l'hypothèse de champ sans force, on voit qu'au niveau de la ligne d'inversion des polarités (LIP) où $B_z = 0$ la composante verticale de la densité de courant doit être nulle $j_z = 0$; α étant borné et fini.

4 Magnétohydrodynamique appliquée aux phénomènes évolutifs

4.1 Emergence de Structures Sub-photosphériques dans la Couronne Solaire

L'étude de l'émergence comprend différents aspects : la montée d'un tube de flux du bas de la zone de convection jusqu'à la photosphère et son interaction avec le plasma environnant, son émergence à travers la photosphère dans l'atmosphère solaire et son évolution quasi-statique dans la couronne. Du fait des différentes échelles présentes lors de la montée de ce tube de flux, l'étude du problème global par des simulations numériques est un véritable challenge qui n'a pu être que partiellement relevé. Ainsi, le problème a été scindé en différentes parties : un domaine d'étude se concentre sur la

montée du tube dans toute la zone de convection (l'empêchant d'émerger dans l'atmosphère en imposant comme condition aux limites une vitesse normale nulle au niveau de la photosphère) alors qu'un autre se focalise sur son émergence proprement dite du haut de la zone de convection dans l'atmosphère solaire à travers la photosphère. Et, dans cette Section, nous nous intéresserons principalement à la montée du tube de flux du haut de la zone de convection dans la couronne dans le cadre de la formation des régions actives.

On pense que le champ magnétique est généré à la base de la zone de convection par l'effet Ω et qu'il est organisé sous forme de tubes de flux présentant une forte composante toroïdale (Moffatt, 1978; Parker, 1993). Une fois formés, Parker (1955) suggère que de tels tubes vont subir une poussée d'Archimède (appelée, dans cette situation précise, *magnetic buoyancy* en anglais) qui va les faire monter à travers la zone de convection. En effet, à l'équilibre hydrostatique, la pression p_e du gaz à l'extérieur du tube est égale à la somme de la pression magnétique p_m du tube de flux et de la pression p_i du gaz à l'intérieur du tube :

$$p_e = p_m + p_i$$

où la pression magnétique est donnée par (voir Section 3.3.3) :

$$p_m = \frac{B^2}{8\pi} > 0 .$$

Cela implique que $p_i < p_e$ et, en supposant un environnement isotherme $T_i = T_e$, on arrive à la conclusion que la densité à l'intérieur du tube est inférieure à la densité extérieure au tube $\rho_i < \rho_e$ (car $p_k \propto \rho_k T_k$). La poussée d'Archimède d'origine magnétique se met en place et le tube entame un mouvement ascendant à travers la zone convective. Basés sur ces travaux, de nombreuses simulations de la zone de convection seule ont montré que le tube de flux devait être un tube de flux torsadé avec une torsion minimale afin qu'il garde son intégrité durant la montée à travers la zone de convection (voir, par exemple, Moreno-Insertis and Emonet, 1996; Emonet and Moreno-Insertis, 1998).

En se basant sur les résultats précédents, les études d'émergence se concentrant sur le haut de la zone de convection font l'hypothèse de la présence d'un tube de flux torsadé sujet à la poussée d'Archimède. On peut noter que deux types de tubes de flux torsadé sont généralement utilisés : un tube de forme cylindrique possédant une symétrie axiale et un tube en forme de tore (voir les Figures 5-(a) et 5-(b) respectivement pour des exemples de ces structures magnétiques initiales). La différence principale entre ces deux formes initiales est que le tube torique ne contient pas de creux magnétiques dans ces lignes de champ et le plasma est libre de tomber en bas de la boîte de simulation. Le champ magnétique coronal est initialisé soit à une valeur constante avec une orientation verticale ou horizontale (e.g. Galsgaard et al., 2005), soit à une configuration magnétique potentielle (e.g. Fan and Gibson, 2003), ou soit à un champ magnétique provenant d'une précédente simulation d'émergence (e.g. Archontis and Hood, 2008).

Après cette phase d'initialisation, le tube de flux torsadé est soumis à une poussée d'Archimède (identique à celle discutée précédemment) qui entraîne la montée du tube torsadé à travers le haut de la zone de convection jusqu'à atteindre la photosphère. La montée du tube entraîne la formation d'une onde de compression de faible amplitude dans la zone de convection et qui se transforme en onde de choc lorsqu'elle atteint la basse atmosphère caractérisée par un abrupt gradient de densité (Archontis et al.,

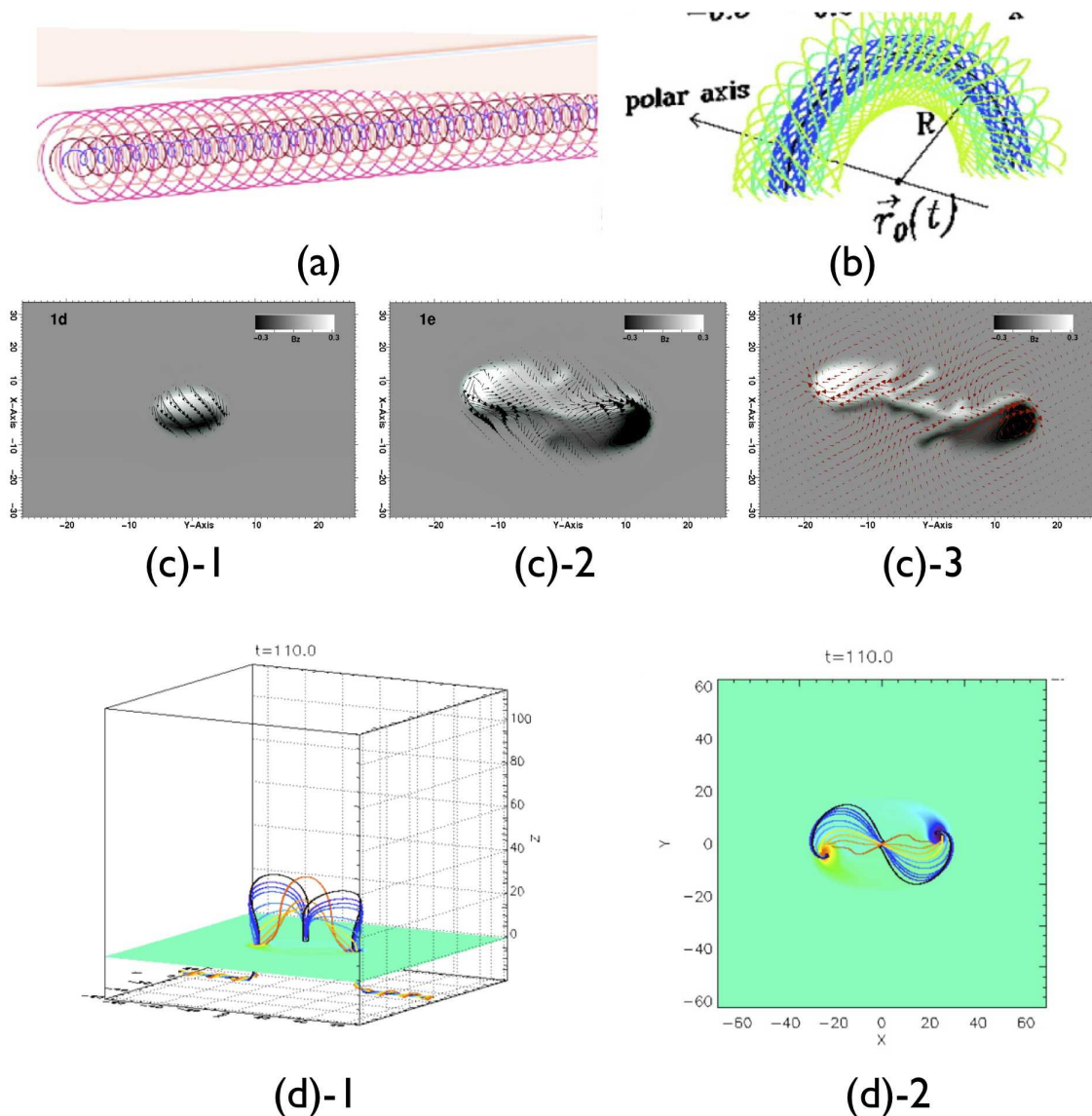


FIGURE 5 – (a) Tube de flux torsadé cylindrique basé sur le modèle de Fan (2001) (adapté de Amari et al., 2004). (b) Tube de flux torsadé torique (adapté de Fan and Gibson, 2003). (c) Allongement des polarités magnétiques durant le processus d'émergence de flux (adapté de Archontis and Hood, 2010). (d) Tube de flux torsadé coronal créé par reconnexion à partir d'arcades magnétiques (adapté de Fan, 2009).

2004). Durant cette phase, la torsion au sein du tube diminue en raison de la relation de conservation $B_{pol}/\rho = \text{constante}$: $B_{pol}(z) = B_{pol}(z_0) \rho(z) / \rho(z_0)$ et $\rho(z)$ diminuant avec l'altitude du fait de l'environnement en équilibre hydrostatique. Cependant, le flux étant conservé de manière globale, le flux poloïdal est converti en flux azimutal par l'émission d'une onde d'Alfvén torsionnelle non linéaire (Manchester, 2001; Fan, 2009) qui transfère la torsion aux plus hautes altitudes, ce qui a pour conséquence de créer des mouvements de cisaillement observés au niveau de la photosphère. Ce mécanisme entraîne la rotation des polarités magnétiques photosphériques ainsi que leurs allongements et la création de langues en forme de δ (voir la Figure 5-(c) et, par exemple, Fan, 2001; Archontis and Hood, 2010); rotation qui a d'ailleurs été observée sur de réelles régions actives, notamment par López Fuentes et al. (2000) et Luoni et al. (2011).

Alors que le plasma subit la poussée d'Archimède et entraîne le champ magnétique avec lui dans la zone convective, ce n'est plus le cas au niveau de la photosphère et au dessus de celle-ci du fait d'un gradient de température qui n'est plus décroissant (la température de la couronne est de l'ordre de 10^6 K alors que celle de la photosphère est de 6000 K). Ainsi, plasma et champ se retrouvent piégés sous cette interface et une accumulation de flux magnétique s'opère. Dès que suffisamment de champ magnétique s'est accumulé de telle sorte que le β du plasma a diminué vers une valeur proche de l'unité, l'émergence de flux est réactivée à travers une instabilité de type poussée d'Archimède (Archontis et al., 2004; Fan, 2009). Cette réactivation entraîne l'expansion du champ magnétique qui occupe ainsi un plus grand volume dans la couronne, sans que, toutefois, l'axe du tube de flux ascendant n'émerge entièrement, ne dépassant pas une altitude de 2-3 hauteurs de pression photosphérique $H_{p,phot}$ au dessus de la photosphère. La configuration magnétique coronale qui est observée ressemble alors à des arcades. Les nombreuses études montrent qu'ensuite un tube de flux torsadé coronal (différent de celui qui est monté à travers le haut de la zone de convection) est créé par un processus de reconnexion des arcades émergées; reconnexion qui a lieu au niveau de la photosphère (voir, par exemple Manchester et al., 2004; Archontis and Török, 2008). Un exemple de tube de flux torsadé coronal créé par ce processus de reconnexion est présenté dans la Figure 5 où (d)-1 représente une vue de profil d'une sélection de lignes de champs et (d)-2 représente une vue du dessus (selon $-z$).

La création de ce tube de flux torsadé coronal est un point crucial car de nombreuses études d'émergence ont montré qu'il était impliqué dans une éruption qui se déclenche quand l'évolution est poursuivie. La thématique des phénomènes éruptifs sera discutée plus en détail à la Section suivante (Section 4.2).

Durant ce processus d'émergence de structures sub-photosphériques dans la couronne solaire, des propriétés récurrentes apparaissent. Il existe une augmentation du flux magnétique non-signé $\phi(|B_n|)$ et du flux de courant $\phi(|j_n|)$ à travers la photosphère (e.g. Magara and Longcope, 2001) ainsi qu'une injection d'énergie et d'hélicité dans le volume coronal (e.g. Magara and Longcope, 2003).

Je voudrais toutefois attirer l'attention sur le fait que les résultats présentés précédemment sont des résultats généraux qui se retrouvent globalement dans diverses études menées avec des codes numériques différents. Cependant, le choix des paramètres initiaux et de la configuration magnétique initiale (cylindrique ou torique) implique de nombreuses variations dans les détails des résultats obtenus.

Enfin, on peut noter une approche quelque peu différente de ce problème où la montée du tube de flux torsadé n'est pas déclenché par la poussée d'Archimède mais plutôt par la prescription d'un champ de vitesses mimant le mouvement typique d'une cellule de convection. En particulier, Amari et al. (2005) modélisent la couche photosphérique fine et turbulente comme une couche résistive à travers laquelle les quantités physiques souffrent d'abrupts changements excepté le champ électrique tangentiel qui lui est continu, passant d'une forme inductive dans le haut de la zone de convection à une forme résistive dans la couche résistive et à nouveau à une forme inductive dans la couronne. Ce modèle a mis en évidence différentes propriétés des travaux cités précédemment telles que des concentrations de flux magnétiques, l'injection d'hélicité dans la couronne, et l'apparition d'un tube de flux torsadé dans la couronne pouvant conduire à une éruption.

4.2 Modèles Magnétiques d'Événements Éruptifs

Nous avons vu dans la Partie I quelques propriétés observationnelles des événements éruptifs se produisant dans la couronne solaire. Il est clair que ces événements sont d'origine magnétique étant donnés les ordres de grandeurs des réservoirs d'énergie présents dans la couronne (voir Table 3). Le champ magnétique n'étant pas directement mesurable dans la couronne, de nombreux modèles ont été construits pour tenter d'expliquer ces événements.

Avant d'étudier les causes possibles qui produisent les événements éruptifs, il est intéressant de noter que tous les modèles peuvent être classés de manière assez générale suivant leur configuration magnétique à l'équilibre pré-éruptif. En effet, il existe les modèles basés sur une configuration magnétique comprenant un tube de flux torsadé (présentés sur la Figure 6-(a) et que l'on a déjà rencontré à la Section 4.1) et ceux basés sur des configurations magnétiques en forme d'arcades cisailées présentés par la Figure 6-(b). Ces deux classes de modèles sont apparues dans le contexte de la modélisation des

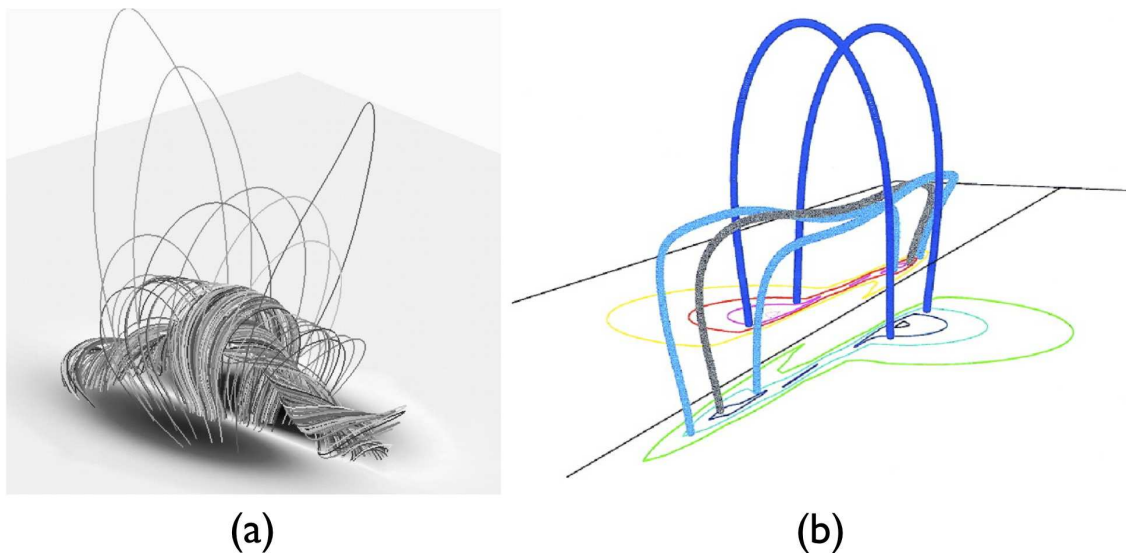


FIGURE 6 – (a) Tube de flux torsadé (adapté de Amari et al., 2000). (b) Arcades magnétique cisailées (adapté de DeVore and Antiochos, 2000).

protubérances et des filaments éruptifs dans les années 1980 et de nombreuses études de configurations 2D ont été réalisées pour déterminer leurs propriétés d'équilibre. Ce sujet sera abordé à la Section 4.3 ; nous nous focalisons ici sur les mécanismes MHD 3D qui conduisent à l'éruption. Ce problème est appelé le *Problème de l'Évolution Coronale* et consiste à étudier l'évolution du champ magnétique coronal quand il est soumis à des contraintes au niveau de la photosphère tels que des champs de vitesses, de l'annihilation ou de l'émergence de flux. En raison des fortes différences de densités entre la photosphère et la couronne, les modèles d'évolution coronale considèrent que la photosphère est une frontière rigide et que la couronne n'a pas de rétroaction dessus.

4.2.1 Champ de vitesses photosphérique

Un premier mécanisme d'évolution considéré a été l'imposition d'un champ de vitesses appliqué aux pieds des lignes de champ d'une configuration magnétique potentielle. Alors qu'il existe certaines solutions analytiques (par exemple Aly, 1985, 1990a), différentes études ont montré l'importance du profil de vitesse utilisé et la topologie du champ magnétique.

Ainsi, des mouvements de cisaillement, quand ils sont appliqués à une configuration bipolaire, produisent à 2D une ouverture des lignes du champ magnétique avec la création, à l'équilibre, d'une couche de courant entre les deux cellules de flux (Aly, 1985). Ce résultat se retrouve dans des simulations à 2.5D (Mikic and Linker, 1994; Amari et al., 1996a). De manière différente, dans une configuration bipolaire axisymétrique constituée d'une configuration magnétique en arcade cisailée, Kusano et al. (2004) montrent que des mouvements de cisaillement allant dans le sens contraire (on parle de cisaillement de sens opposé) produisent une éruption à condition de prendre en compte les équations de la MHD résistive. Bien que basé sur la présence d'un plasma résistif – ce qui n'est pas totalement vrai dans la couronne, ce modèle peut être intéressant dans certaines régions actives car des observations ont montré l'émergence de polarités avec un cisaillement de signe opposé à celui environnant (Yokoyama et al., 2003; Kusano et al., 2003).

Lorsqu'un champ de vitesses cisailant localisé près de la ligne d'inversion de polarité (LIP) est appliqué sur les polarités centrales d'une région quadripolaire 3D, Antiochos et al. (1999) ont montré que les arcades cisailées par le champ de vitesses évoluaient en éruption. Ce modèle, nommé *break out*, s'inscrit dans la classe des modèles présentant une configuration magnétique pré-éruptive de type arcades. Il a été repris par Lynch et al. (2008) qui ont montré qu'un tube de flux torsadé se formait durant l'éruption. Cette création du tube torsadé est due à la présence d'un point nul coronal au dessus du système d'arcades cisailées qui permet sa création par reconnexion. La Figure 7 présente l'évolution du système. Il est intéressant de noter que certains modèles d'émergence discutés à la Section précédente ont été appliqués dans le contexte du modèle de *break out* (e.g. MacTaggart and Hood, 2009).

Lorsque le profil de vitesse est choisi comme un flot rotationnel avec un support couvrant la totalité des polarités magnétiques d'une région bipolaire, Amari et al. (1996b) ont montré que le système évolue à travers une séquence de quasi-équilibres jusqu'à une torsion maximale de 1 tour. A partir de ce point, le champ magnétique évolue suivant une phase dynamique durant laquelle un tube de flux torsadé est créé et est éjecté tout en gardant ses pieds ancrés dans la photosphère alors qu'un certain nombre de lignes de champ s'ouvrent. Ils ont ainsi montré que le champ magnétique soumis à cette contrainte possédait une énergie supérieure à l'énergie $W[\mathbf{B}_\sigma]$ du champ ouvert. Cependant, ce processus correspondant à une ouverture partielle des lignes de champ, l'énergie magnétique restait tout de même inférieure à la valeur de l'énergie $W[\mathbf{B}'_\sigma]$ du champ partiellement ouvert, tout en tendant asymptotiquement vers celle-ci. Ce mécanisme a été qualifié d'équilibre asymptotique par ces auteurs car, à aucun moment, l'énergie du champ magnétique modélisé n'est supérieure à la limite de l'énergie du champ partiellement ouvert. Nommé *ouverture très rapide*, ce phénomène a été revisité successivement par Török and Kliem (2003) et Aulanier et al. (2005) en prenant en compte différents états initiaux et supports de flots rotationnels. Certaines propriétés de ce phénomène peuvent être reliées aux observations d'éruptions et d'éjections de masse coronale. Le

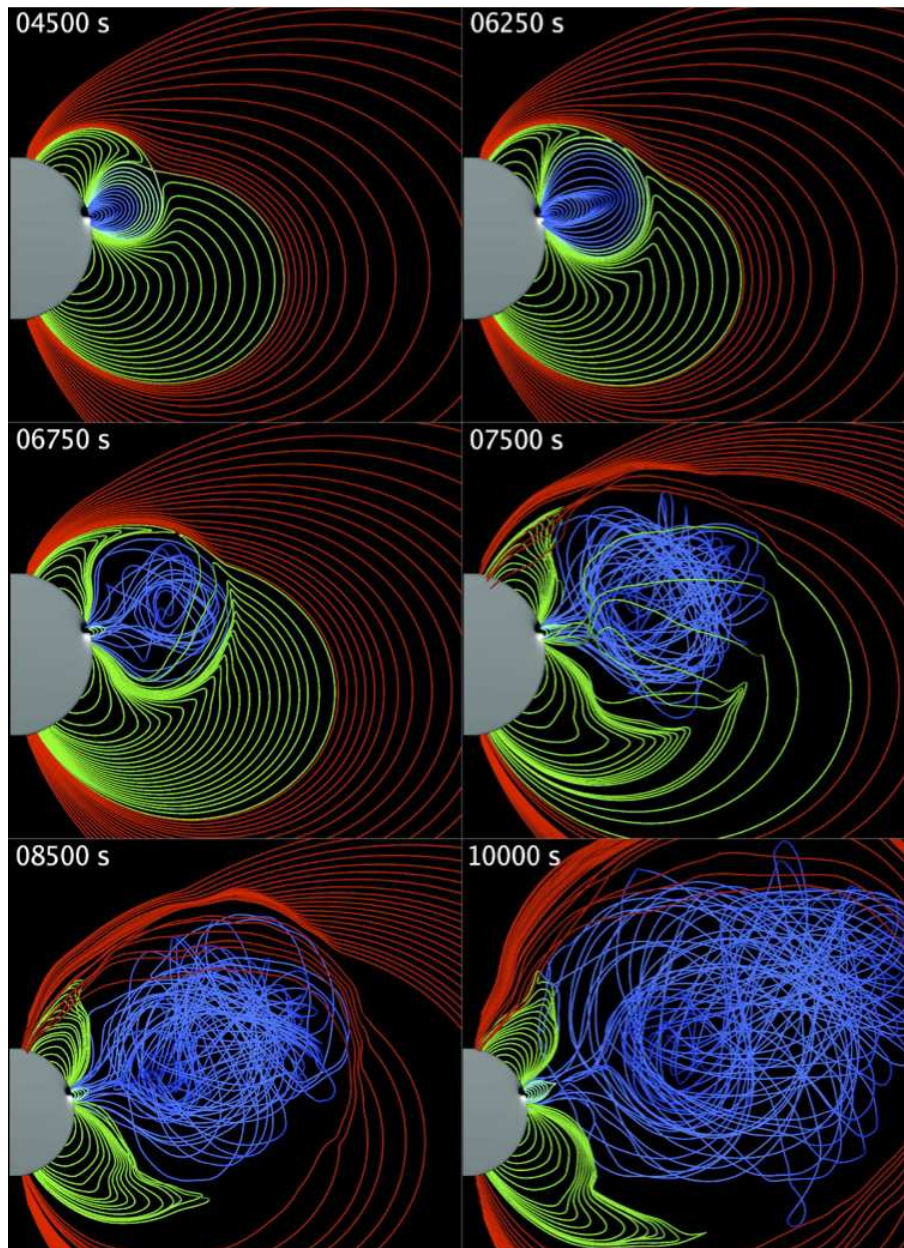


FIGURE 7 – Evolution temporelle du modèle de *break out* (adapté de Lynch et al., 2008).

flot rotationnel entraîne la création de forts courants situés sous le tube de flux torsadé et pourrait expliquer la présence des *sigmoids* en forme *S*. L'interaction entre le tube de flux torsadé en expansion et le champ magnétique le chevauchant est à l'origine de l'apparition de forts courants électriques et pourrait créer les « ondes EIT » (e.g. Delannée and Amari, 2000; Delannée et al., 2008). Enfin, le tube de flux torsadé en expansion est éjecté dans le milieu interplanétaire mais garde toujours ses pieds ancrés sur la surface du Soleil; ceci pourrait expliquer pourquoi une éruption, observée dans la couronne, donne l'impression que le champ magnétique s'ouvre alors qu'observée dans le milieu interplanétaire, le champ magnétique semble toujours fermé (Démoulin, 2008).

En diminuant la largeur du support du flot rotationnel à seulement une fraction de la taille des polarités et en plaçant ce flot toujours de manière symétrique par rapport à la LIP, Amari and Luciani (1999) ont montré que le phénomène d'ouverture très

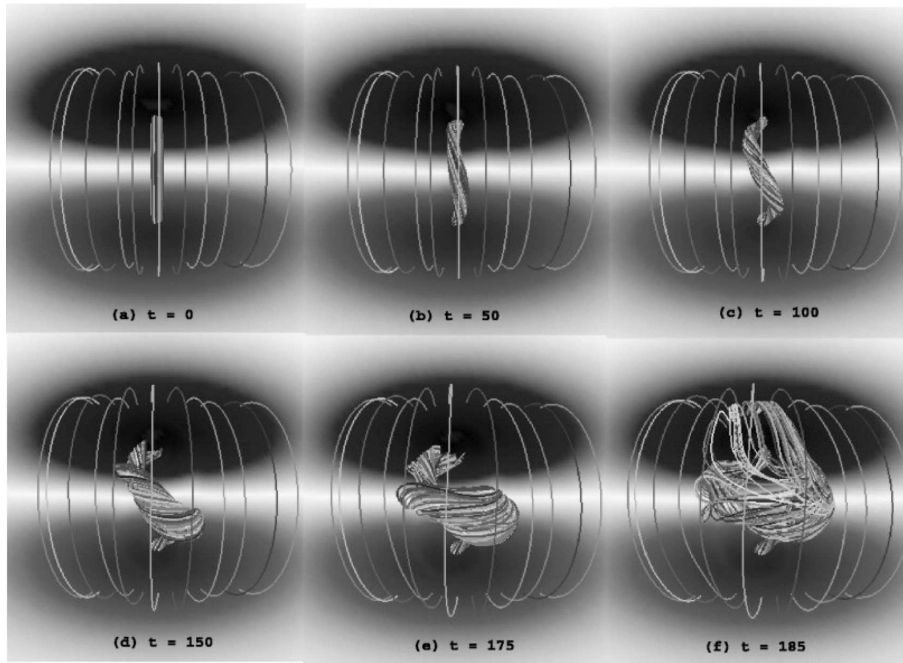


FIGURE 8 – Evolution temporelle de l'éruption confinée de Amari and Luciani (1999).

rapide du champ magnétique ne se produit plus. Après une phase semblable d'évolution lente quasi-statique, les mouvements de cisaillements localisés auxquels sont soumis les pieds du tube de flux entraînent celui-ci dans une phase dynamique caractérisée par une éruption qui reste confinée par les arcades qui le chevauchent. La Figure 8 montre l'évolution d'une sélection de lignes de champ lors d'une telle éruption confinée.

4.2.2 Annihilation de Flux Magnétique

L'annihilation de flux magnétique a été définie par Martin et al. (1985) alors qu'ils remarquaient que des polarités de flux magnétique disparaissaient durant l'observation de magnétogrammes de régions actives. Cette annihilation de flux magnétique a été observée sur toute la surface du Soleil : Soleil calme (Livi et al., 1985), régions actives (Martin et al., 1985) et voisinage de filaments (Litvinenko and Martin, 1999). Cette annihilation de flux le long de la LIP a par ailleurs été corrélée avec la formation de filaments et van Ballegooijen and Martens (1989) ont modélisé une région bipolaire axisymétrique contenant une configuration magnétique en arcades cisailées sur laquelle était appliquée un champ électrique tangentiel faisant diminuer le flux magnétique au niveau de la photosphère en $z = 0$. Ils ont ainsi pu mettre en évidence la formation d'un tube de flux torsadé contenant des creux magnétiques aligné avec la LIP. La poursuite de l'évolution a montré que ce tube de flux torsadé entraînait en éruption.

Amari et al. (2000) ont étudié le même processus d'annihilation de flux dans une région bipolaire entièrement 3D (l'hypothèse d'axisymétrie ayant été relaxée). Ils sont partis d'un équilibre de champ sans force non linéaire présentant des arcades cisailées obtenues à partir du champ potentiel en prescrivant un champ de vitesses rotationnel. A l'instar de van Ballegooijen and Martens (1989), ils ont aussi mis en évidence la formation d'un tube de flux torsadé aligné avec la LIP de la région bipolaire. Ils ont par ailleurs montré que le tube torsadé ainsi créé pouvait entrer en éruption à partir du

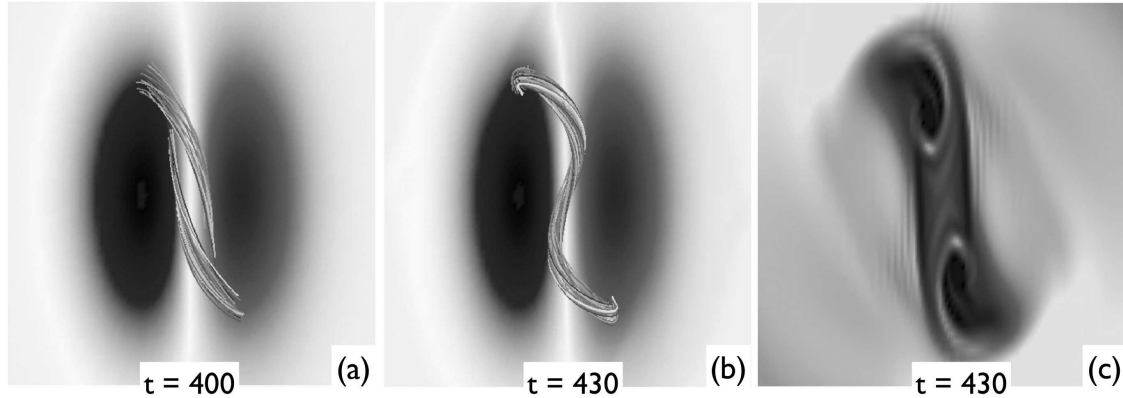


FIGURE 9 – Création d'un tube de flux torsadé. (a) Configuration initiale. (b) Tube de flux torsadé. (c) Structures de courant associées au tube de flux torsadé. (Adapté de Amari et al., 2000)

moment où l'énergie $W[\mathbf{B}_\sigma]$ du champ ouvert était égale ou inférieure à l'énergie de la configuration. Cela signifie que la configuration atteint un point de non-équilibre et que le champ magnétique n'a d'autre solution que de s'ouvrir et donc de produire une éruption. Cette limite en énergie est atteinte car l'énergie du champ ouvert diminue plus vite en raison de l'annihilation de flux que l'énergie de la configuration magnétique modélisée. Cette même expérience a été conduite dans une configuration quadripolaire similaire à celle dans laquelle le modèle de *break out* se développe. Dans ce contexte, Amari et al. (2007) ont montré que l'énergie pertinente comme valeur limite était celle du champ partiellement ouvert $W[\mathbf{B}'_\sigma]$ puisque l'annihilation de flux était localisée sur les deux polarités internes du quadripôle et que seules les lignes de champ connectées à ce dipôle s'ouvraient durant l'éruption. De manière générale, en localisant l'annihilation de flux sur une petite zone de part et d'autre de la LIP, on montre aussi que l'énergie du champ partiellement ouvert est la limite pertinente en énergie pour décrire le point de non-équilibre, avec toujours une diminution plus rapide du champ magnétique partiellement ouvert que celle du champ magnétique modélisé (Amari et al., 2010). Ce processus présente une première caractéristique intéressante schématisé par la Figure 9 puisque deux paquets de lignes de champ en forme de J (Figure 9-(a)) sont créés durant la phase de cisaillement, vont se rejoindre durant la phase d'annihilation de flux et se reconnecter pour former le tube de flux torsadé présent sur la Figure 9-(b). La présence de ce tube de flux torsadé correspond par ailleurs à la présence de structures de courant en forme de S ressemblant aux *sigmoids* (Figure 9-(c)). D'autre part, la phase éruptive produite par ce mécanisme possède une couche de courant qui se forme sous le tube de flux torsadé lorsqu'il commence son ascension. A travers cette couche, se reconnectent les arcades magnétiques qui chevauchaient initialement le tube torsadé avec une partie qui participe à l'expansion du tube torsadé et une autre partie qui forme les arcades post-éruptives observées durant les embrillancement à deux rubans. La Figure 10-(a) présente la configuration magnétique durant l'éruption, où l'on peut voir le tube torsadé, les arcades qui le chevauchent et qui sont entraînées par son éruption ainsi que les arcades post-éruptives qui se forment à basse altitude suite à la reconnexion à travers la couche de courant. La Figure 10-(b) présente la position de la couche de courant. La Figure 10-(c) est un schéma idéalisé du phénomène.

Le mécanisme d'annihilation de flux a aussi été appliqué à des configurations à

grandes échelles contenant des structures magnétiques ouvertes sur l'espace interplanétaire (appelées *helmet streamer*). Dans ce contexte, ce mécanisme est aussi capable de former des tubes de flux torsadé au sein de telles structures produisant par la suite une éruption qui se propage dans le vent solaire (Linker et al., 2003).

4.2.3 Diffusion Turbulente de Flux Magnétique

La diffusion de flux magnétique est aussi un mécanisme permettant de décrire l'annihilation de flux observé par Martin et al. (1985). Toutefois, ici, la diffusion est directement contenue dans l'équation d'induction du champ magnétique dans sa forme résistive. En considérant la photosphère comme résistive, la diffusion turbulente du champ magnétique causée par les mouvements photosphériques apparaît naturellement dans cette équation (Leighton, 1964).

Ce mécanisme, lorsqu'il est appliqué à l'initiation des éruptions à partir d'une configuration magnétique présentant des arcades cisailées, permet de former des tubes de flux torsadé au dessus de la LIP d'une région bipolaire (Amari et al., 1999c). D'autre part, l'évolution est caractérisée par deux phases distinctes. Une première phase correspond à la formation du tube torsadé de manière quasi-statique sous l'action de la diffusion avec une diminution lente de l'énergie magnétique. Cette diminution est causée par la reconnexion des arcades cisailées entre elles pour former le tube torsadé ; cette reconnexion se produisant au niveau de la photosphère. Durant cette phase, l'axe du tube monte doucement en altitude. Puis, subitement, une phase dynamique s'amorce avec une libération d'énergie plus rapide ; correspondant au déclenchement de l'éruption. Suivant la quantité de cisaillement (et donc d'hélicité magnétique) contenue dans la configuration cisailée initiale, l'éruption peut rester confinée pour une faible hélicité ou bien s'échapper totalement pour une quantité plus importante. Durant les deux phases de l'évolution, l'énergie du champ modélisé est toujours bornée par l'énergie W_σ

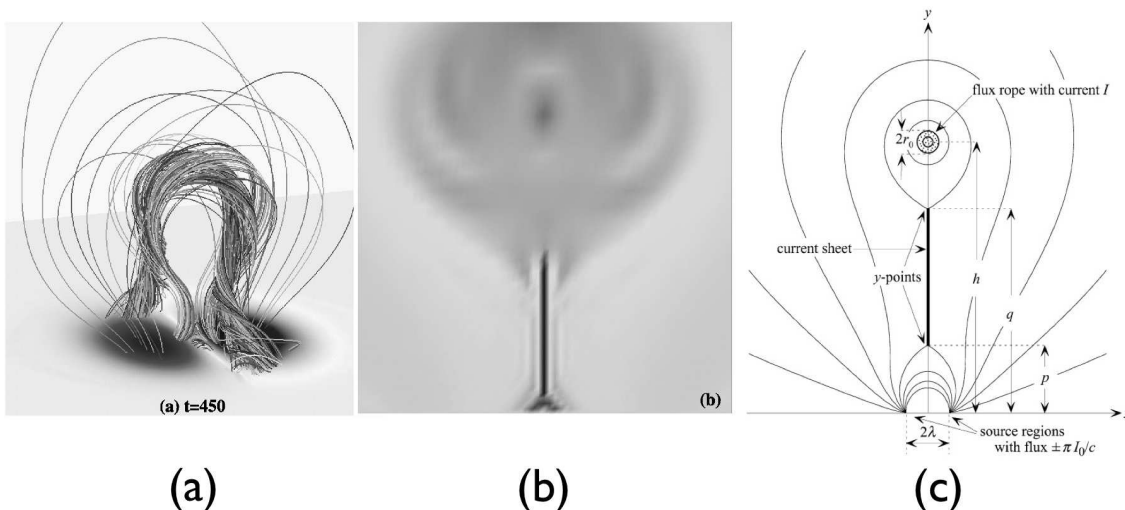


FIGURE 10 – (a) Eruption d'un tube de flux torsadé soumis au mécanisme d'annihilation de flux (adapté de Amari et al., 2000). (b) Présence d'une couche de courant sous le tube de flux torsadé ascendant (adapté de Amari et al., 2000). (c) Schéma d'éruption (adapté de Lin and Forbes, 2000).

du champ ouvert (Amari et al., 2003). Ce processus met aussi en évidence, d'une part, le passage de paquets de lignes de champ en forme de J à un tube de flux torsadé *via* la reconnexion et, d'autre part, la formation d'une couche de courant verticale sous le tube de flux torsadé ascendant durant l'éruption.

En mixant simultanément mouvements de cisaillements (visant à injecter énergie et hélicité dans la configuration magnétique) et diffusion, Aulanier et al. (2010) ont revisité ce modèle d'initiation d'éruption et ont proposé que le tube de flux torsadé devenait instable vis-à-vis de l'instabilité *torus* dès qu'il dépassait une certaine altitude durant sa phase quasi-statique pour amorcer la phase dynamique et l'éruption. Nous reviendrons en détails sur les instabilités dans la Section suivante. La Figure 11-(a) présente l'éruption du tube de flux torsadé créé par le processus de diffusion turbulente.

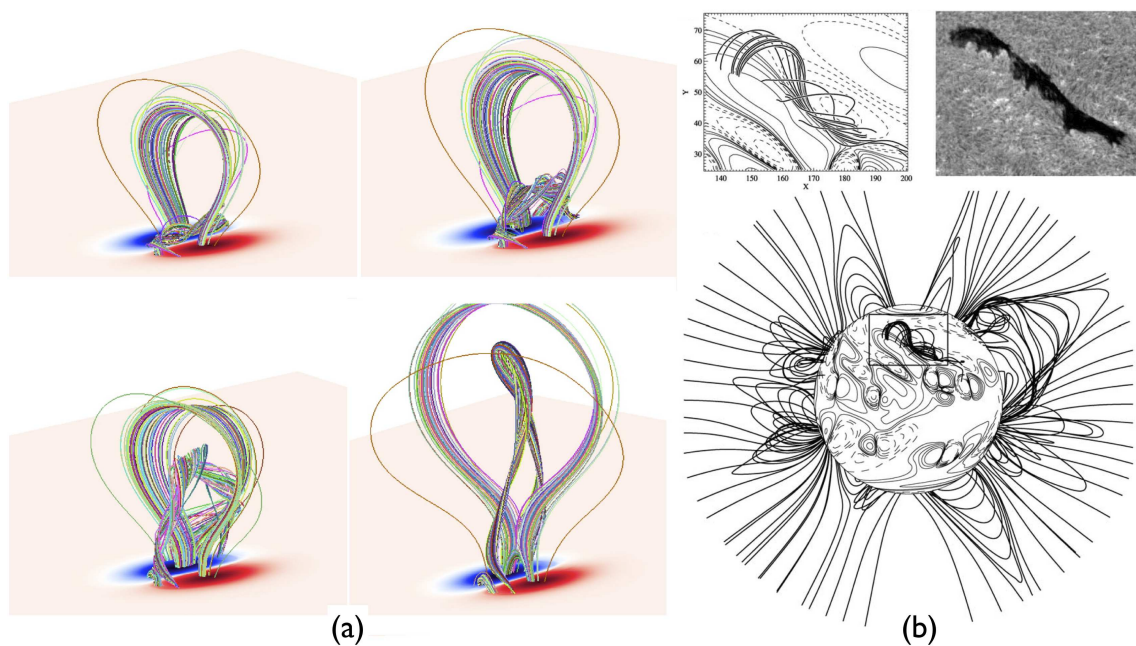


FIGURE 11 – (a) Evolution temporelle de l'éruption d'un tube de flux torsadé créé par le processus de diffusion (adapté de Amari et al., 2003). (b) Utilisation du processus de diffusion turbulente pour modéliser la couronne à grande échelle et étudier la formation de filaments (adapté de Yeates et al., 2008).

On peut noter aussi que le mécanisme de diffusion turbulente est un ingrédient, parmi d'autres, qui permet de modéliser l'évolution de la couronne à grande échelle et la formation des filaments (Yeates et al., 2008) comme le montre la Figure 11-(b).

4.2.4 Instabilités *kink* et *torus*

Lorsque l'on considère une configuration magnétique possédant un tube de flux torsadé, deux instabilités de la MHD idéale peuvent s'y développer : l'instabilité *kink* et l'instabilité *torus*.

En symétrie cylindrique, le critère de l'instabilité *kink* est liée au nombre de tours

(1 tour équivaut à une torsion de 2π) que les lignes font autour de l'axe de symétrie. Il s'exprime comme :

$$\Phi = \frac{LB_\varphi(r_0)}{r_0B_z(r_0)}$$

où Φ est la torsion, L/r_0 est le rapport longueur-sur-largeur, r_0 est un rayon caractéristique et B_φ et B_z sont les composantes azimutale et axiale du champ magnétique. Dans le contexte de la Physique Solaire, l'instabilité *kink* a été étudiée par Sakurai (1976) à partir d'une solution analytique puis par Hood and Priest (1979) qui ont pris en considération l'effet de l'ancrage des tubes de flux torsadé dans la photosphère. Cependant, ces deux études ne prennent pas en compte le champ magnétique dans le voisinage du tube torsadé qui peut jouer un rôle stabilisateur. De récentes études ont montrés qu'un tube de flux torsadé pouvait devenir instable vis-à-vis de l'instabilité *kink* pour une torsion supérieure à $3,75\pi$ et $3,5\pi$ selon Fan and Gibson (2003) et Török et al. (2004), respectivement. Certains travaux de modélisations d'éruptions solaires ont mis en évidence le développement de l'instabilité *kink* dans des événements confinés (e.g. Török and Kliem, 2005) et non-confinés (e.g. Williams et al., 2005). La Figure 12-(a) présente le développement d'une instabilité *kink* avec la contorsion typique du tube de flux torsadé.

L'instabilité *torus* est liée à la force *hoop* qui survient dans le cas de configurations magnétiques de forme torique à l'intérieur desquelles un courant est présent (typiquement les configurations magnétiques de tokamak). Il faut savoir qu'un tube de flux torsadé seul, même si ses pieds sont ancrés dans la photosphère, est instable car le champ magnétique étant plus intense au centre que sur les bords, la force de pression magnétique est dirigée vers l'extérieur et aura tendance à faire éclater le tube en entraînant son expansion de manière radiale. Basé sur ce principe, le tube torsadé sera stable si une force de tension, typiquement des arcades cisailées chevauchant le tube, dirigée vers son centre, le confine et contre-balance sa tendance à l'expansion. D'après Bateman (1978) dans le cas d'un anneau de courant, si le champ extérieur \mathbf{B}_{ext} à l'anneau de courant (modélisant le tube de flux torsadé) décroît suffisamment vite tel que

$$n_t := \frac{\partial \ln \|\mathbf{B}_{ext}\|}{\partial \ln r} > \frac{3}{2}$$

alors la configuration magnétique est instable vis-à-vis de l'instabilité *torus* et doit présenter une expansion radiale. Certains raffinements ont été apportés à ce critère en considérant l'évolution de cette instabilité dans un cas proche d'une éruption solaire (Kliem and Török, 2006) ou bien encore en étudiant seulement l'instabilité dans le cas d'un tore ancré dans la photosphère (Olmedo and Zhang, 2010). Le développement d'une instabilité *torus* décrivant son expansion radiale caractéristique est présenté par la Figure 12-(b).

Je voudrais insister sur le fait que les différents critères discutés ici pour le déclenchement de ces instabilités sont basés sur des configurations qui possèdent certaines symétries. Lorsque l'on est dans des configurations entièrement 3D qui ne présente aucune symétrie particulière, le degré de liberté supplémentaire ainsi introduit peut changer grandement les critères de ces seuils. D'autre part, il faut noter que pour l'instabilité *kink*, l'évaluation de la torsion se fait *a posteriori* et qu'il existe une certaine ambiguïté sur le champ magnétique \mathbf{B}_{ext} qu'il faut choisir dans les différentes études portant sur l'instabilité *torus*.

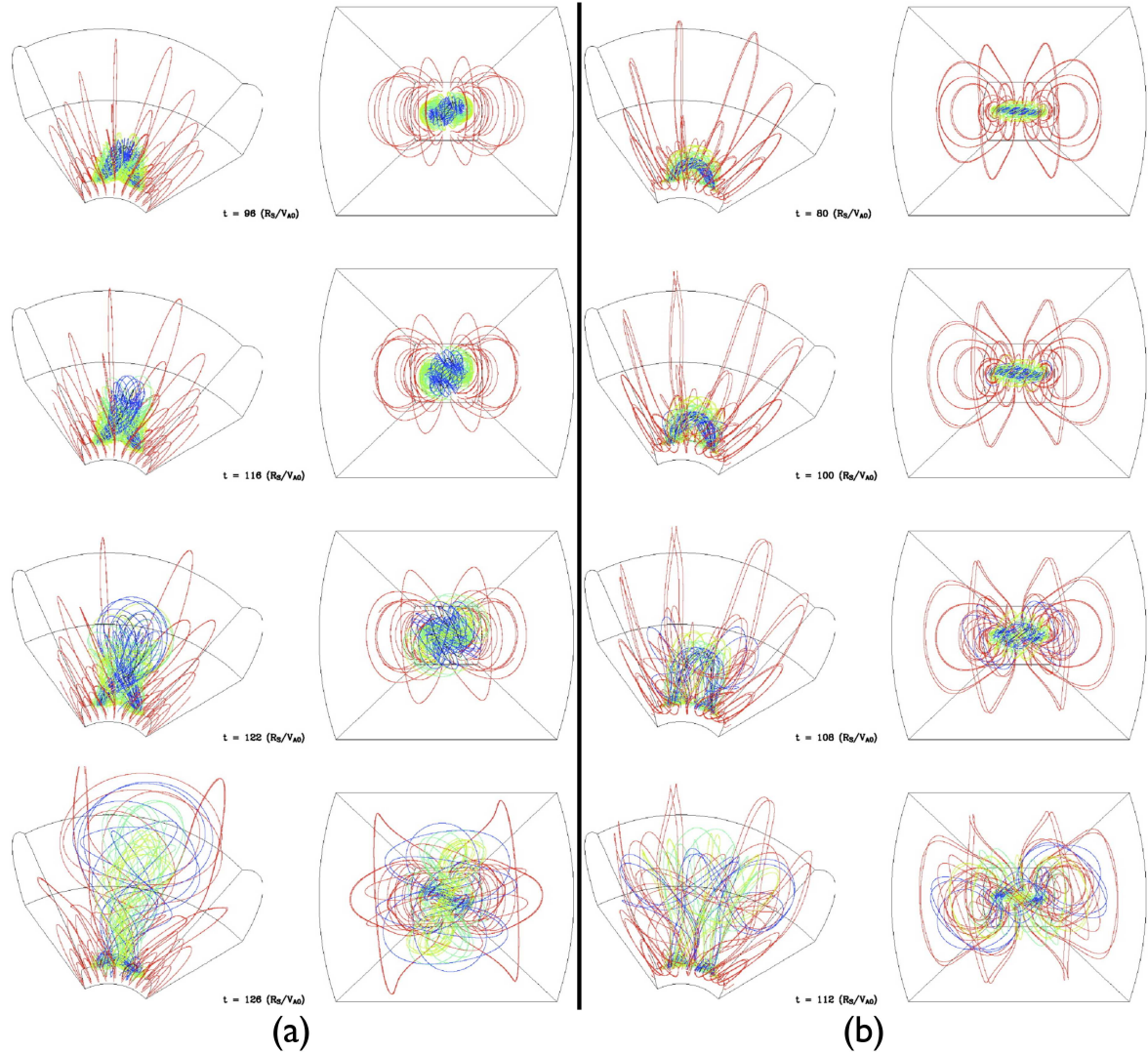


FIGURE 12 – (a) Développement d’une instabilité *kink*. (b) Développement d’une instabilité *torus*. (Adaptés de Fan and Gibson, 2007).

4.3 Modèles de Support Magnétique pour les Filaments

Nous abordons maintenant le thème des filaments. On appelle filaments les structures sombres positionnées sur le disque solaire et observées en absorption dans la raie $H\alpha$. Ces mêmes structures sont appelées protubérances quand elles sont observées aux limbes mais cette fois en émission par rapport au fond noir de l’espace. Dans ce qui suit nous n’emploierons que le terme filament.

Les filaments apparaissent donc comme des structures sombres en $H\alpha$ car leur température est très inférieure à la température de la couronne environnante : approximativement 7000 K pour les filaments contre quelques 10^6 K pour la couronne. D’autre part, il s’agit de structures où la densité est 100 fois supérieure à celle de la couronne : 10^{17} m^{-3} dans un filament contre 10^{15} m^{-3} pour la couronne.

La hauteur caractéristique de pression de la matière dans un filament est d’environ $H_p \simeq 500$ km ce qui est très inférieur à la hauteur caractéristique des filaments qui est

de l'ordre de $h_0 \simeq 10^4 - 10^5$ km. Cela implique que la pression du plasma ne suffit pas à fournir le mécanisme physique du support de la matière dans un filament. D'autre part, les vitesses verticales observées sont de quelques km.s^{-1} alors que les vitesses de chute libre sont de quelques 10 km.s^{-1} (Démoulin, 1998). Par conséquent, la matière froide du filament doit être supportée à l'intérieur de creux présents dans les lignes de champ magnétique et permettant son stockage et son isolation par rapport à l'environnement extérieur. Le champ magnétique joue donc, ici aussi, un rôle important dans la structure des filaments.

Il est possible de mesurer les trois composantes du champ magnétique dans un filament par l'effet Hanle (voir par exemple Leroy et al., 1983; Bommier et al., 1994). Ces mesures de champ magnétique ont montré qu'il existait deux types de filaments : les filaments avec une configuration normale (voir Figures 13-(a) et 13-(b)) et les filaments avec une configuration inverse (voir Figures 13-(c) et 13-(d)). Ces deux types de configu-

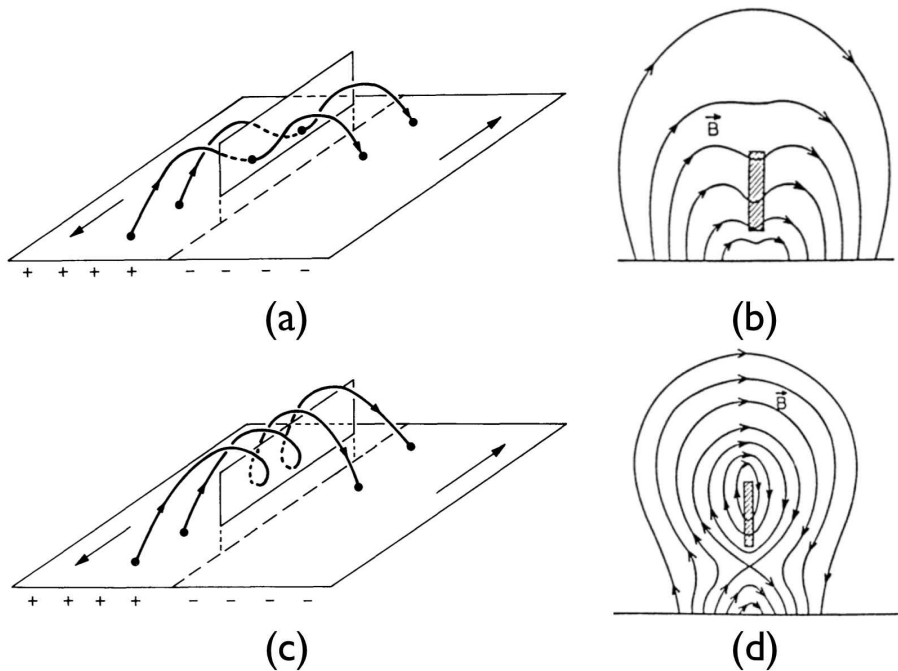


FIGURE 13 – (a) Exemple de configuration normale à 3D (adapté de van Ballegooijen and Martens, 1990). (b) Exemple de configuration normale vue de profil (adapté de Anzer and Priest, 1985). (c) Exemple de configuration inverse à 3D (adapté de van Ballegooijen and Martens, 1990). (d) Exemple de configuration inverse vue de profil (adapté de Pneuman, 1983).

rations ont été modélisés pour la première fois par Kippenhahn and Schlüter (1957) et Kuperus and Raadu (1974), respectivement et portent parfois leurs noms. D'autre part, à partir de ces schémas, on voit aisément que l'on peut classer ces modèles suivant que le support magnétique est une arcade ou un tube de flux torsadé (voir Figure 6). La Figure 13 montre que ces deux types de modèles sont compatibles avec la présence de creux magnétiques, propriété indispensable pour le stockage de la matière dans les modèles quasi-statiques qui seront abordés ici. Du fait de ces creux magnétiques, les filaments se situent toujours au dessus d'une ligne d'inversion de polarité (LIP); une propriété

qui est vérifiée par différentes observations (Mackay et al., 2010). La présence de creux magnétiques correspond au même critère que celui de la présence de *bald patches* dont on a discuté à la Section 3.3.4 bien que, dans le cas présent, on ne se situe plus juste au niveau de la photosphère mais aussi à des altitudes supérieures.

A partir des premiers modèles de Kippenhahn and Schlüter (1957) et Kuperus and Raadu (1974) pour les configurations normales et inverses, de nombreux autres modèles ont été proposés avec des configurations magnétiques à la complexité croissante dans le but de fournir des études précises de la stabilité de ces structures.

Dans le cadre des modèles de support magnétique basés sur les tubes de flux torsadés, Anzer and Priest (1985) ont modélisé le filament par une ligne de courant dans un champ potentiel bipolaire 2D ; cependant leur résultat montrait que la ligne de courant (représentant le filament) trouvait sa position d'équilibre à une altitude bien inférieure à celle fournie par les observations de Leroy et al. (1983). Différents raffinements ont ensuite été apportés aux études des configurations inverses comme la prise en compte d'un champ sans force linéaire pour modéliser la configuration magnétique et une ligne de courant pour le filament (Amari and Aly, 1989; Démoulin and Priest, 1988, 1989). Amari and Aly (1992) ont modélisé le filament comme une ligne de courant étendue (devenant ainsi une couche de courant) dans la configuration magnétique d'un champ sans force linéaire. Ils ont montré qu'une configuration inverse apparaissait pour des configurations magnétiques bipolaire et quadripolaire selon les valeurs prises par les paramètres libres du modèle, notamment lorsque la constante du champ sans force linéaire α_c était assez grande. Quelques années plus tard, des modèles axisymétriques à 3D ont été proposés comme le tube de flux torsadé *torique* de Titov and Démoulin (1999). On peut noter qu'une procédure, proposée par Amari et al. (1999c), consiste à cisailer un champ magnétique bipolaire de manière identique à Amari et al. (1996b). Cependant, les flots torsionnels sont arrêtés avant la phase dynamique d'*ouverture très rapide* et une configuration en arcades cisillées est obtenue (semblable à celle présentée dans la Figure 3-(b)). A partir de cette configuration, on applique un flot torsionnel de support inférieur à la taille des polarités et situés à l'opposé l'un de l'autre dans chaque polarité (et non plus de manière symétrique comme dans Amari and Luciani (1999)). Le champ magnétique résultant présente un tube de flux torsadé, aligné avec la LIP et possédant des creux magnétiques favorables au support de la matière froide des filaments. A partir du même équilibre cisillé, Amari et al. (1999c) ont aussi montré que la diffusion de flux permettait de créer des tubes de flux torsadé. D'autre part, les filaments présents hors des régions actives présentent parfois des extensions latérales visibles en $H\alpha$, appelées *barbes*. En modélisant la structure magnétique du filament par un tube de flux torsadé avec un champ sans force linéaire, Aulanier and Demoulin (1998) ont étudié l'apparition de ces *barbes* et ont montré qu'elles étaient liées à la présence de polarités magnétiques parasites (c'est à dire de signe opposé à la polarité magnétique environnante) qui courbaient les lignes de champ environnantes et offraient ainsi un endroit privilégié pour le stockage de la matière.

Depuis l'avènement de la modélisation numérique, des modèles entièrement 3D ont été développés permettant de modéliser à l'aide de tubes de flux torsadés des filaments observés sur le disque solaire. La Figure 14 en rassemble donc quelques exemples. Premièrement, la Figure 14-(a) représente la structure magnétique supportant la matière froide d'un filament obtenu par Régnier and Amari (2004, voir aussi Régnier et al. (2002)) en reconstruisant le champ magnétique coronal à l'aide de l'hypothèse de champ sans force

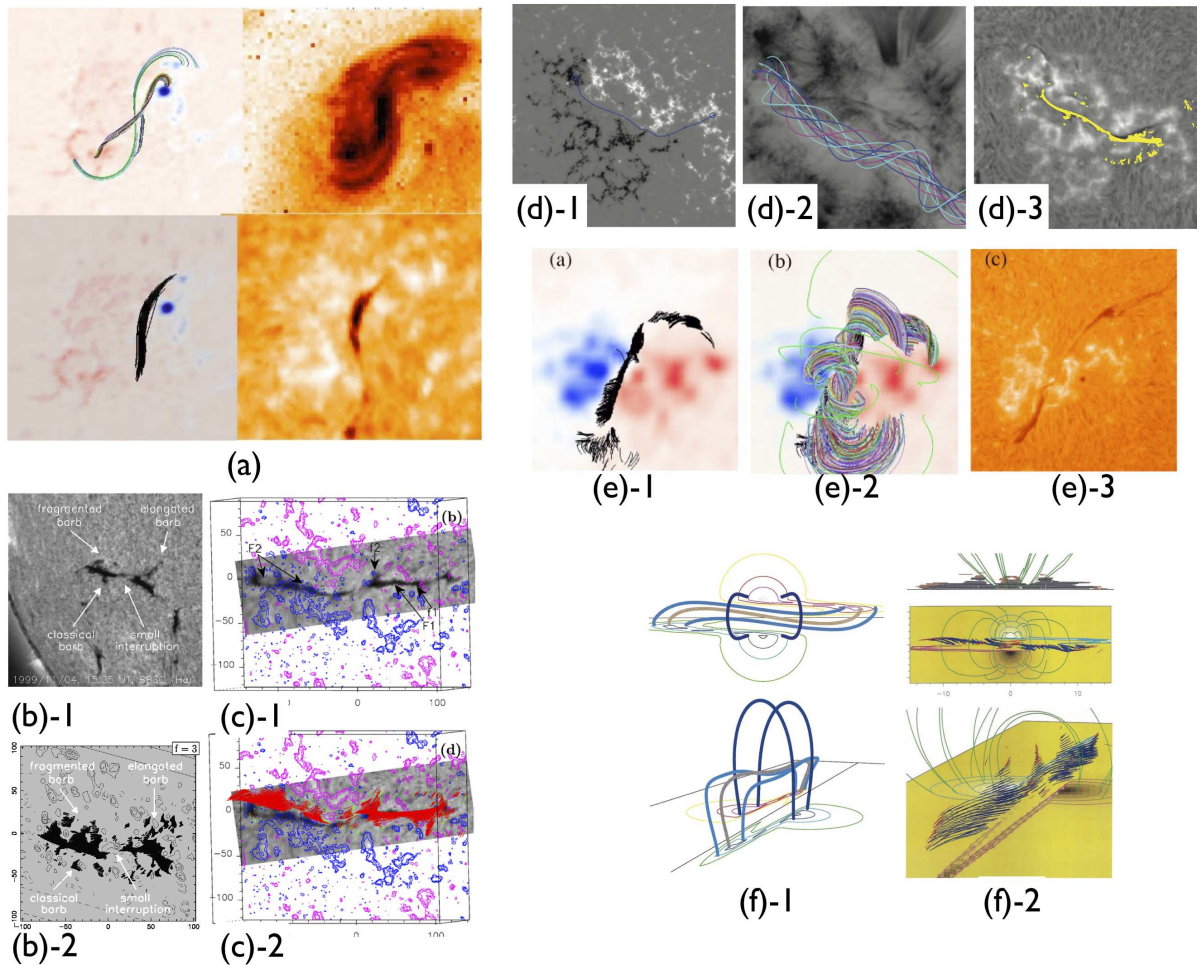


FIGURE 14 – Modélisation du support magnétique des filaments : (a) reconstruction du champ magnétique sous l’hypothèse d’un champ sans force non-linéaire (adapté de l’étude de Régnier and Amari, 2004) ; (b) avec un tube de flux torsadé (adapté de l’étude de Aulanier et al., 2000) ; (c) avec un tube de flux torsadé (adapté de l’étude de Dudík et al., 2008) ; (d) avec un tube de flux torsadé (adapté de l’étude de Bobra et al., 2008) ; (e) avec un tube de flux torsadé (adapté de l’étude de Lionello et al., 2002) ; (f) avec des arcades cisailées (adapté de l’étude de Aulanier et al., 2002).

(pour plus de détails, consulter la Section 5). La Figure 14-(b) montre l’étude de Aulanier et al. (2000) d’un filament observé en H α par BBSO et modélisé à partir du magnétogramme longitudinal de NSO/Kitt Peak par une méthode basée sur un équilibre magnétohydrostatique linéaire développée par Aulanier et al. (1999) à partir des équations de Low (1992). La même méthode a permis de modéliser d’autres filaments comme celui présenté sur la Figure 14-(c) et observé en H α par *THEMIS*/MTR (Dudík et al., 2008). Ces deux études mettent notamment en évidence la présence de *barbes*. Une autre approche, appelée *Flux Rope Insertion Method*, a été proposée par van Ballegoijen (2004) où un tube de flux torsadé est inséré à *la main* dans un champ magnétique potentiel. La position de l’insertion est déterminée en rapport avec différentes observations (par exemple, données H α ; voir Figure 14-(d)-1). La Figure 14-(d) présente le résultat d’une étude menée avec cette méthode par Bobra et al. (2008). Il est aussi possible de modéliser les filaments à partir de codes MHD en prescrivant un champ de vitesses

adéquat pour construire une configuration magnétique non-potentielle et en appliquant ensuite le processus d'annihilation de flux. La Figure 14-(e) montre l'étude de Lionello et al. (2002) qui modélise le filament observé en $H\alpha$ par le télescope de Sacramento Peak en suivant ce principe à partir d'une distribution de flux de NSO/Kitt Peak. Ils trouvent un tube de flux torsadé dont la position des creux magnétiques correspond à un bon degré d'accord à la position du filament en $H\alpha$.

En ce qui concerne les modèles de support de type arcades, Démoulin and Priest (1993) ont étudié le support magnétique de filaments dans une région quadripolaire 2D et ont montré que les arcades cisailées d'une telle région pouvaient contenir des creux magnétiques possédant une configuration inverse. Par ailleurs, DeVore and Antiochos (2000) ont montré que des arcades magnétiques dans une configuration bipolaire 3D soumises à des mouvements de cisaillement transverses à la LIP permettait d'obtenir des arcades magnétiques cisailées possédant des creux magnétiques favorables au stockage de la matière d'un filament. Aulanier et al. (2002) ont étendu ce travail et ont montré que ces arcades cisailées étaient un mélange de configurations inverses et de configurations normales (voir Figure 14-(f)). Ce mélange de configurations est une caractéristique du modèle de support magnétique basé sur des arcades et ne se retrouve pas dans celui basé sur un tube de flux torsadé.

Enfin, tous les processus décrits à la Section 4.1 et 4.2 pour créer des tubes de flux torsadés sont des candidats potentiels à la formation des filaments. C'est d'ailleurs dans cette optique de formation de filaments que fut proposé, pour la première fois, le mécanisme d'annihilation de flux (van Ballegoijen and Martens, 1989) ainsi que le processus de diffusion turbulente (Amari et al., 1999c). D'autre part, dans le cadre des protubérances et des filaments éruptifs, la Section 4.2 a montré que les deux modèles de support magnétique (arcade et tube de flux torsadé) correspondaient à des modèles pouvant mener à des éruptions. Cette Section s'est concentrée sur les configurations magnétiques étudiées dans le cadre du support magnétique des filaments. Il est tout de même intéressant de noter que les filaments et protubérances sont des structures complexes et que de nombreux modèles existent pour décrire leur formation, leur forme et leurs propriétés thermodynamiques. Toutefois, ces sujets sortent du cadre de cette thèse et le lecteur intéressé pourra consulter Mackay et al. (2010) et les références internes concernant ces autres thèmes.

5 Problème de la Reconstruction

5.1 Formulation du Problème

On a pu voir dans la Partie I que, d'une part, le champ magnétique semble fortement structurer l'environnement coronal et que, d'autre part, la densité d'énergie magnétique est le réservoir le plus probable dans lequel les mécanismes éruptifs peuvent puiser pour leurs déclenchements. Cette Partie I nous a aussi montré que les instruments actuels étaient incapables de mesurer le champ magnétique en chaque point de la couronne ; mais qu'ils pouvaient, en revanche, nous fournir de précieuses informations sur les structures de l'atmosphère solaire à différentes longueurs d'ondes, et en particulier la mesure du champ magnétique photosphérique avec soit la composante le long de la ligne de visée,

soit les trois composantes du champ de vecteurs.

La Sect. 4, quant à elle, a montré que les nombreux modèles théoriques proposés pour expliquer les diverses observations de formation et d'évolution de régions actives, d'émergence de structures magnétiques, de phénomènes éruptifs et de filaments, sont basés sur la MHD, théorie par excellence pour la description des phénomènes astrophysiques à grande échelle où le champ magnétique joue un rôle important. Cependant, tous ces modèles proposent des « raccourcis » ; tous, sans exceptions, mais avec des degrés différents. Ainsi, les modèles pour l'initiation des éruptions partent d'un champ potentiel et prescrivent un champ de vitesses rotationnel afin de construire une configuration magnétique contenant énergie et hélicité magnétiques, ingrédients indispensables au déclenchement d'une éruption. Divers mécanismes, tels que l'annihilation de flux, la diffusion et les flots convergents, prédisent la formation d'un tube de flux torsadé, basés sur le scénario des mouvements rotationnels. Dans le cas du modèle de *Break-Out*, le déclenchement nécessite une configuration quadripolaire et des mouvements de cisaillement. Pour l'étude de l'émergence de structures dans la couronne, la couronne semble décrite de manière consistante en prenant en compte l'information provenant des couches sub-photosphériques mais un tube de flux torsadé est supposé présent dans le haut de la zone de convection et un processus de montée de ce tube est déclenché (mouvements convectifs, instabilité de Parker, ...). D'autre part, il existe une dépendance vis à vis des conditions initiales qui peut s'avérer critique. Pour ce qui est des filaments, les diverses études se basent soit sur des modèles analytiques, soit sur des modèles numériques (par exemple, champ sans force linéaire ou *Flux Rope Insertion Method*) mais qui doivent ensuite être contraints par des observations ; avec parfois l'obtention de plusieurs modèles aux paramètres différents.

Ainsi, la question suivante se pose naturellement :

Est-il possible, en utilisant les données d'instruments couplés à une hypothèse physique « simple » sur l'état de la couronne, de la décrire de manière fine et prenant en compte tout la complexité du champ magnétique ?

Oui, en effet, c'est possible et ce champ de recherche est appelé le *Problème de la Reconstruction* (du champ magnétique coronal). Il s'appuie sur les données magnétiques vectorielles présentées brièvement dans la Partie I et sur l'hypothèse de champ sans force non-linéaire, hypothèse qui semble valide dans la couronne (Sect. 3.2.2). Ces deux aspects, présentés précédemment, vont être développés plus avant dans le cadre du *Problème de la Reconstruction*.

5.2 Méthodes de Reconstruction

S'appuyant sur les équilibres de champs sans force, différents auteurs se sont attaqués à la résolution du *Problème de la Reconstruction*. Et, bien que basée sur l'équation non-linéaire $(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} = \mathbf{0}$ qui implique que la densité de courant \mathbf{j} est colinéaire au champ magnétique \mathbf{B} , le *Problème de la Reconstruction* peut être résolu par différentes méthodes aux bases mathématiques plus ou moins solides (Amari et al., 1997). Cette section présentera succinctement différentes méthodes existantes et développera de manière plus détaillée la méthode qui a été utilisée durant ma thèse.

5.2.1 Intégration Verticale

Cette méthode se base sur les équations (20), (21) et $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ qui sont utilisées pour exprimer les dérivées verticales en fonction de quantités connues dans le plan (x, y) (Wu et al., 1985, 1990; Cuperman et al., 1990) :

$$\begin{aligned}
 \partial_z B_x &= +\alpha B_y + \partial_x B_z \\
 \partial_z B_y &= -\alpha B_x + \partial_y B_z \\
 \partial_z B_z &= -\partial_x B_x + \partial_y B_y \\
 \alpha &= (\partial_x B_y - \partial_y B_x) / B_z \\
 \partial_z (\alpha B_z) &= \partial_x (\partial_z B_y) - \partial_y (\partial_z B_x)
 \end{aligned} \tag{68}$$

Il s'agit ensuite d'intégrer progressivement de z à $z+dz$ ces équations en prenant comme conditions aux limites en $z = 0$ le champ magnétique vectoriel mesuré par des instruments. Cette transformation revient à modifier le système d'équations aux dérivées partielles (20) – (21) à la structure mixte elliptique-hyperbolique en un problème de Cauchy pour un système d'équation aux dérivées partielles. Cependant, ce genre de problème est mal posé au sens où soit une petite perturbation dans les conditions aux limites ($z = 0$) soit les erreurs numériques pour $z > 0$ résultent en des solutions qui divergent (Démoulin et al., 1992). Pour surpasser ce genre de problèmes, des méthodes de régularisation ont été développées et ont montré de bons résultats dans le cas de champs sans force linéaires (Amari et al., 1998) et de bonnes améliorations pour traiter le *Problème de la Reconstruction* (Song et al., 2006; Liu et al., 2011).

5.2.2 Méthodes de Relaxation MHD

Ces méthodes sont basées sur le principe de relaxation MHD (Chodura and Schlüter, 1981). L'idée est de partir d'un champ magnétique qui n'est pas à l'équilibre (au sens d'équilibre de champ sans force) et de le faire relaxer vers un tel équilibre au moyen d'une évolution MHD où le temps ne correspond pas à un véritable temps physique mais plutôt à un temps de relaxation vers un équilibre stable.

On part des équations MHD idéales incompressibles et on choisit dans l'équation (8) le terme $\mathbf{D}(\mathbf{v})$ proportionnel à \mathbf{v} : $\mathbf{D}(\mathbf{v}) = -\nu(\mathbf{r}) \mathbf{v}$. En prenant en compte l'hypothèse de champ sans force (comme cela a été fait au 3.2.2), on obtient le système d'équations suivant :

$$\nu(\mathbf{r}) \mathbf{v} = (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} \tag{69}$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \tag{70}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \tag{71}$$

Le paramètre ν est choisi pour optimiser le processus de relaxation (souvent choisi comme $\nu(\mathbf{r}) \propto B(\mathbf{r})^{-2}$). L'obtention d'un champ sans force non-linéaire se fait en deux phases : une phase de contraintes (Roumeliotis, 1996) qui impose les composantes transverses ($\mathbf{B}_{t,obs} = (B_{x,obs}, B_{y,obs})$) du champ magnétique mesuré et une phase de relaxation qui tend à dissiper les vitesses pour atteindre un équilibre de champ sans force non-linéaire (Yang et al., 1986). Les versions les plus récentes de cette méthode ont été développées par Valori et al. (2005, 2007, 2010).

5.2.3 Méthodes d'optimisation

D'un point de vue général, il s'agit ici de minimiser la fonctionnelle $L[\mathbf{B}]$ suivante :

$$L[\mathbf{B}] = \int_{\Omega} [a(\mathbf{r}) |(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}|^2 + b(\mathbf{r}) |\nabla \cdot \mathbf{B}|^2] dV + \int_{S_p} c(\mathbf{r}) |\mathbf{B} - \mathbf{B}_{obs}| dS \quad (72)$$

où $a(\mathbf{r})$, $b(\mathbf{r})$ et $c(\mathbf{r})$ sont des fonctions scalaires de l'espace qui ajoute un poids ; typiquement $a = b = c = 0$ près des frontières S_n de Ω . Le champ magnétique initial est un champ magnétique potentiel. Les trois composantes du champ magnétique mesuré sont imposées et le code minimise la fonctionnelle $L[\mathbf{B}]$ pour obtenir un champ sans force dans Ω . Cette méthode a été proposée par Wheatland et al. (2000) puis reprise par Wiegmann (2004) et appliquée régulièrement à des cas-tests et à des régions actives réelles. La méthode d'optimisation a aussi été développée dans le cadre des équilibres magnétohydrostatiques (voir Section 3.2.1 et Wiegmann et al., 2007)

5.2.4 Algorithme itératif de Grad-Rubin

Cette méthode s'attaque directement à la résolution du problème aux conditions aux limites (BVP, *boundary value problem*) défini par le système couplé mixte elliptique-hyperbolique d'équations aux dérivées partielles :

$$\nabla \times \mathbf{B} = \alpha(\mathbf{r}) \mathbf{B} \quad \text{dans } \Omega \quad (73)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad \text{dans } \Omega \quad (74)$$

$$B_n = g \quad \text{sur } \partial\Omega \quad (75)$$

$$\mathbf{B} \cdot \nabla \alpha(\mathbf{r}) = 0 \quad \text{dans } \Omega \quad (76)$$

$$\alpha = \lambda \quad \text{sur } \partial\Omega^+ \text{ ou } \partial\Omega^- \quad (77)$$

Certaines de ces équations ont déjà été rencontrées au 3.2.2 ; les équations supplémentaires sont les conditions aux limites pour définir le BVP. g et λ sont des fonctions scalaires définissant donc les conditions aux limites respectivement sur B_n et α . Dans le cas de la reconstruction, ces fonctions sont obtenues à partir des données magnétiques vectorielles et leurs caractéristiques seront détaillées au 5.3. Dans l'équation (77), $\partial\Omega^+$ et $\partial\Omega^-$ représentent la partie de $\partial\Omega$ où $B_n > 0$ et $B_n < 0$, respectivement ; cette distinction est nécessaire afin de ne pas avoir une sur-imposition des conditions aux limites pour le problème hyperbolique. D'autre part, nous rappelons que :

- Ω est un volume fermé de la couronne défini tel que $\Omega = [x_0, x_1] \times [y_0, y_1] \times [z_0, z_1]$ avec $z_0 = 0$,
- on note $\partial\Omega$ la frontière de Ω et comportant deux parties :
 1. $S_p = \partial\Omega \cap \{z = 0\}$ est la face basse de Ω où les données sont mesurées,
 2. $S_n = \partial\Omega \setminus S_p$ représente les 5 autres faces de Ω , sur lesquelles aucune donnée n'est disponible dans le cas du Problème de la Reconstruction.

L'algorithme de Grad-Rubin (Grad and Rubin, 1958) repose sur le fait de décomposer le système précédent en sa partie elliptique et hyperbolique et de les résoudre

successivement suivant un processus itératif ($n \geq 0$) :

$$\mathbf{B}^{(n)} \cdot \nabla \alpha^{(n)} = 0 \quad \text{dans } \Omega \quad (78)$$

$$\alpha^{(n)} = \lambda \quad \text{sur } \partial\Omega^+ \text{ ou } \partial\Omega^- \quad (79)$$

et

$$\nabla \times \mathbf{B}^{(n+1)} = \alpha^{(n)} \mathbf{B}^{(n)} \quad \text{dans } \Omega \quad (80)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B}^{(n+1)} = 0 \quad \text{dans } \Omega \quad (81)$$

$$B_n^{(n+1)} = g \quad \text{sur } \partial\Omega. \quad (82)$$

L'algorithme de Grad-Rubin a d'abord été proposé dans le cadre de la recherche en fusion thermonucléaire confinée par un champ magnétique pour l'étude des équilibres en tokamaks. Cependant, son application générale a permis quelques avancées dans la détermination des propriétés mathématiques des champs sans forces (plus généralement appelés champs de Beltrami). D'un point de vue mathématique, un BVP est bien posé au sens de Hadamard (1932) si et seulement si : il existe une solution, que cette solution est unique et qu'elle possède une dépendance continue à ses conditions aux limites (c'est à dire, que de petites variations dans les conditions aux limites induisent de petites perturbations dans la solution). Voici quelques résultats mathématiques concernant ce BVP :

1. pour un domaine D non-borné, $D = \{z > 0\}$:
 - aucun théorème d'existence n'a *encore* été prouvé,
 - il existe un théorème d'existence quand α n'est pas trop grand et quand le problème est posé pour l'extérieur d'un domaine (comme l'extérieur d'une sphère) plutôt que dans le demi-espace (Kaiser et al., 2000).
2. pour un domaine D borné, $D = \Omega$:
 - il existe un théorème d'existence, unicité et dépendance continue de la solution par rapport aux conditions aux limites pour α pas trop grand et dans l'hypothèse d'un champ magnétique \mathbf{B} possédant une topologie simple (excluant la présence de points nuls $\|\mathbf{B}\| = 0$; Bineau, 1972),
 - il existe un théorème d'existence étendu à des solutions admettant une topologie complexe (présence de points nuls et de séparatrices ; Boulmezaoud and Amari, 2000).

Le fait que cette méthode résolve directement les équations de champs sans force et qu'elle permette de démontrer certaines propriétés mathématiques a attiré de nombreux auteurs qui ont basé leur méthode de reconstruction sur cet algorithme.

Fast Current-Field Iteration On peut citer notamment la méthode "Fast Current-Field Iteration" initialement développée par Sakurai (1981), reprise par Wheatland (2004) puis améliorée par Wheatland (2006, 2007). Dans sa version la plus moderne, cette méthode résout la partie elliptique du BVP-GR à l'aide du potentiel vecteur \mathbf{A} , ce qui permet de satisfaire numériquement la contrainte $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$. La méthode numérique utilisée est une transformée de Fourier rapide qui rend l'exécution du code rapide mais qui implique une périodicité en x et y , ce qui n'est pas forcément adéquat et optimal pour l'étude de régions actives coronales. Le problème hyperbolique est, quant à lui, résolu par l'intégration des lignes de champ avec une méthode de Runge-Kutta d'ordre

4. D'autre part, une autre version de cette méthode a été développée par Inhester and Wiegelmann (2006) pour être appliquée à des cas test et comparée à la méthode d'optimisation. Dans le cadre du *Problème de la Reconstruction*, cette version n'a jamais été appliquée à des régions actives réelles.

FEMQ Amari et al. (2006) ont développé le code *FEMQ*. Le BVP-GR est ici résolu par un schéma basé sur les éléments finis Q1 pour le champ magnétique \mathbf{B} et non pour le potentiel vecteur \mathbf{A} . La condition sur la divergence de \mathbf{B} ($\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$) est donc minimisée au sens des moindres carrés pour le système *div-rot* associé correspondant au problème elliptique. On peut noter que cette méthode n'a été appliquée qu'une seule fois à des données provenant de régions actives dans le cadre de l'étude de Canou and Amari (2010) qui sera présentée à la Partie IV.

XTRAPOL Enfin, cet algorithme a été implémenté par Amari et al. (1999a) pour donner le code *XTRAPOL* que j'ai utilisé tout au long de ma thèse. De plus, les travaux que je présenterai dans les Parties III, IV et V ont bénéficié des améliorations présentées par Amari et al. (2006) et Amari and Aly (2010). *XTRAPOL* résout donc le BVP-GR (78)–(82) à l'aide du potentiel vecteur \mathbf{A} et d'une discrétisation en différences finies des différents opérateurs. La discrétisation est opérée sur un maillage non-uniforme et décalé de telle sorte que la divergence du champ magnétique est nulle à la précision machine près et, ce, quelque soit la résolution du maillage. La résolution de la partie hyperbolique se fait par l'intégration des lignes de champ en utilisant la méthode d'Adams-Bashford à pas et ordre variables.

Le processus itératif de Grad-Rubin est initialisé avec le champ magnétique potentiel $\mathbf{B}^{(0)} = \mathbf{B}_\pi$, unique solution satisfaisant le BVP elliptique :

$$\nabla \times \mathbf{B}^{(0)} = 0 \quad \text{dans } \Omega \quad (83)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B}^{(0)} = 0 \quad \text{dans } \Omega \quad (84)$$

$$B_n^{(0)} = g \quad \text{sur } \partial\Omega, \quad (85)$$

ce champ étant calculé à chaque fois sur le maillage utilisé par la suite, afin, notamment de garantir une divergence de \mathbf{B} nulle. Dans le développement de cette méthode, deux points nécessitent un traitement particulier. D'une part, l'équation (85) prend en compte la totalité de la frontière ; or les données magnétiques ne sont mesurables que sur la face S_p de $\partial\Omega$. D'autre part, la résolution se faisant par le biais du potentiel vecteur \mathbf{A} , il est donc nécessaire de transformer le BVP-GR pour qu'il prenne en compte le potentiel vecteur. Alors que cette transformation est assez simple dans le volume Ω , une plus grande attention doit être apportée pour ce qui est des conditions aux limites sur $\partial\Omega$. Le lecteur intéressé par le traitement des conditions aux limites lira Amari and Aly (2010).

5.3 Magnétogrammes Vectoriels comme Conditions Aux Limites

5.3.1 Généralités

Le *Problème de la Reconstruction* fait donc appel à l'hypothèse de champ sans force non-linéaire avec la prise en compte des courants qui sont supposés alignés au champ magnétique dans le volume coronal Ω . Ainsi et ce, quelque soit la méthode employée (voir Sect. 5.2), il est nécessaire que les conditions aux limites aient un rapport avec ces courants. Nous avons vu brièvement dans la Partie I que certains instruments (e.g. *THEMIS*, *SOLIS* ou *Hinode/SOT/SP*) permettaient la mesure à 2D du champ magnétique vectoriel au niveau de la surface du Soleil. Cette surface correspond typiquement à la photosphère qui, par ailleurs, joue le rôle important d'interface entre les processus internes et externes (discutés à la Section 4). On voit donc le grand intérêt de ces mesures de champ magnétique puisqu'elles permettent d'avoir une empreinte 2D des structures magnétiques et donc des densités de courant (*via* l'équation de Maxwell–Ampère : $\mathbf{j} = \nabla \times \mathbf{B}$) qui traversent la photosphère et modifient de manière lente l'environnement coronal. Par conséquent et de manière tout à fait générale, les conditions aux limites utilisées dans le cadre du *Problème de la Reconstruction* proviennent du champ magnétique vectoriel 2D mesuré au niveau de la photosphère. De telles cartes sont appelées *magnétogrammes vectoriels*. Toutefois, l'obtention de ceux-ci nécessite un pré-traitement lourd.

5.3.2 Obtention de magnétogrammes vectoriels exploitables

La détermination des champs magnétiques photosphériques repose sur l'effet quantique plus général appelé effet Zeeman¹. Le champ magnétique sépare les niveaux d'énergie des atomes ou des molécules et provoque la polarisation de la lumière émise lors de la transition entre les différents niveaux. La nature (polarisation circulaire ou linéaire) et l'intensité de cette polarisation dépendent de l'orientation du champ magnétique par rapport à l'observateur et sont données par la mesure des quatre Paramètres de Stokes I , Q , U et V , où I est l'intensité du faisceau lumineux, Q et U sont reliés à la polarisation linéaire et V est la polarisation circulaire. Les magnétographes actuels mesurent essentiellement les paramètres de Stokes liés à la raie spectrale sensible au champ magnétique du Fe I à 6302.5 Å

Pour obtenir le champ magnétique à partir de ces mesures polarimétriques, on utilise la technique de l'Inversion qui revient à répondre à la question suivante : *étant donné une polarisation observée/mesurée, que serait le champ magnétique (vectoriel) qui aurait pu la créer ?* De nombreux auteurs ont tenté de répondre à cette question donnant différentes techniques d'inversion souvent liées à un instrument particulier. Parmi celles rencontrées durant ma thèse, on peut noter UNNOFIT (Landolfi et al., 1984; Bommier et al., 2007) et Milne Eddington gRid Linear Inversion Network (MERLIN, Skumanich and Lites, 1987), appliqués respectivement sur les données de *THEMIS/MTR* et *Hinode/SOT/SP*. Tous deux présentent quelques similitudes. Ils sont basés sur un modèle d'atmosphère de type Milne-Eddington. Et ils reposent sur l'utilisation de l'algorithme

1. découvert par le physicien néerlandais Pieter Zeeman, prix Nobel de physique en 1902

de Marquardt qui fait correspondre les profils de Stokes observés avec ceux théoriques provenant de la solution de l'équation de transfert radiatif en présence de champ magnétique obtenue par Unno-Rachkovsky (Unno, 1956; Rachkovsky, 1962). Leur principale différence vient du traitement du *filling factor*; cette quantité a été montrée comme essentielle dans le bon déroulement des techniques d'inversion (Stenflo, 1973) et correspond au fait que le champ magnétique n'est pas homogène à l'intérieur d'un pixel. La polarisation circulaire de paramètre de Stokes V est associée au champ magnétique longitudinal et la polarisation linéaire de paramètre de Stokes Q et U est associée au champ transverse.

Les codes d'inversion fournissent donc soit :

- la norme du champ magnétique $\|\tilde{\mathbf{B}}_{obs}\|$ en gauss (G), l'inclinaison θ en radian et l'azimut γ en radian
- la composante longitudinale $\tilde{B}_{z,obs}$, la norme du champ transverse $\|\tilde{\mathbf{B}}_{t,obs}\|$ et l'azimut γ en radian
- ou directement les trois composantes du champ magnétiques : $\tilde{B}_{x,obs}$, $\tilde{B}_{y,obs}$ et $\tilde{B}_{z,obs}$.

Ces différentes quantités sont reliées entre elles par les équations suivantes :

$$\tilde{B}_{x,obs} = \|\tilde{\mathbf{B}}_{t,obs}\| \cos(\gamma) \quad (86)$$

$$\tilde{B}_{y,obs} = \|\tilde{\mathbf{B}}_{t,obs}\| \sin(\gamma) \quad (87)$$

$$\tilde{B}_{z,obs} = \|\tilde{\mathbf{B}}_{obs}\| \cos(\theta) \quad (88)$$

$$\|\tilde{\mathbf{B}}_{t,obs}\| = \sqrt{\tilde{B}_{x,obs}^2 + \tilde{B}_{y,obs}^2} = \|\tilde{\mathbf{B}}_{obs}\| \sin(\theta) \quad (89)$$

$$\|\tilde{\mathbf{B}}_{obs}\| = \sqrt{\|\tilde{\mathbf{B}}_{t,obs}\|^2 + \tilde{B}_{z,obs}^2} \quad (90)$$

en définissant l'inclinaison de référence $\theta = 0$ comme la verticale et l'azimut de référence $\gamma = 0$ pointant vers l'Ouest solaire.

Cependant, du fait d'une dégénérescence de l'état de polarisation linéaire dans l'effet Zeeman, la direction du champ magnétique transverse $\tilde{\mathbf{B}}_{t,obs}$ est invariant aux états de polarisation ; les méthodes d'inversion ne peuvent donc pas déterminer le sens du vecteur champ transverse, c'est à dire si le champ transverse est $+\tilde{\mathbf{B}}_{t,obs}$ ou $-\tilde{\mathbf{B}}_{t,obs}$ ou, de manière équivalente, si l'azimut est γ ou $\gamma+180^\circ$. Cette ambiguïté est appelée l'ambiguïté de 180° et représente un domaine de recherche à part entière appelé *Résolution de l'Ambiguïté*. Ainsi, de nombreuses méthodes ont vu le jour pour résoudre cette ambiguïté ; la Table 4 propose une liste des algorithmes existants.

A l'instar des méthodes de reconstruction, les méthodes de résolution de l'ambiguïté sont régulièrement testées et comparées les unes aux autres. L'étude comparative la plus récente est celle effectuée par Metcalf et al. (2006) et il est ressorti de cette étude que les méthodes Azimuthal Ambiguity Method (AZAM, Lites et al., 1995) et Minimum Energy (ME1, Metcalf, 1994) obtenaient les meilleurs résultats sur des cas test dont la solution était connue. La résolution de l'ambiguïté, quand elle est appliquée à des données solaire, permet d'obtenir le champ magnétique \mathbf{B}_{obs} avec des composantes transverses non ambiguës, possédant une direction, un sens et une norme. Il est intéressant de noter qu'une méthode basée sur ME1 a été développée par Crouch et al. (2009) et appelée ME0 ; c'est une version Fortran bien plus rapide qui vise à traiter des données possédant

Méthode	Quantité Minimisée	Schéma de Minimisation
Angle Aigu (Acute Angle)	$ \gamma_0 - \gamma_e $	Local
Potentiel à Large Echelle (Large Scale Potential)	$ \gamma_0 - \gamma_e $	Echelle de Variation
Cisaillement Uniforme (Uniform Shear)	$ \gamma_0 - \gamma_e - \Delta\theta_{mp} $	Local
Gradient de Pression Magnétique (Magnetic Pressure Gradient)	$\partial B^2/\partial z$	Local
Minimisation de Structure (Structure Minimization)	$\omega_s \partial B/\partial z + \omega_p J_{2z}$	Local et Lissage
Champ Non Potentiel (NPFC)	$ j_z $	Itératif
Pseudo-Courant (Pseudo-Current)	$\int_{S_p} j_z^2 dS$	Gradient Conjugué
Univ. Hawai'i Iterative (UHIM)	$\int_{S_p} j_z^2 dS$	Itératif
Energie Minimum (Minimum Energy)	$\int_{S_p} (a j_z + \nabla \cdot \mathbf{B})^2 dS$	Recuit Simulé (Simulated Annealing)
AZAM (Azimuthal Ambiguity Method)	Angle entre pixels voisins	Interactive

TABLE 4 – Différents algorithmes pour la *Résolution de l'Ambiguïté*.

une grande résolution. Cette version ME0 est par ailleurs utilisée tout au long de cette thèse pour la résolution de l'ambiguïté des données magnétiques qui y sont présentées.

Enfin, pour obtenir des magnétogrammes vectoriels pouvant être utilisés comme conditions aux limites pour les reconstructions, un dernier point est important. Il s'agit de transformer les données du repère de l'observateur vers un repère cartésien centré au milieu du magnétogramme vectoriel et tangent à la surface du Soleil. Pour ce faire, on utilise les relations de changement de repère développées par Gary and Hagyard (1990) et on obtient durant cette dernière étape les trois composantes du champ magnétique photosphérique : $\mathbf{B}_{obs} \rightarrow \mathbf{B}_{phot}$.

Naturellement, quand ces méthodes de résolution sont appliquées à des données réelles, il existe régulièrement des zones qui sont mal résolues et qui entraînent ensuite quelques problèmes quand ces données sont utilisées en tant que conditions aux limites dans le cadre du *Problème de la Reconstruction*. Dans la section suivante, j'expose le traitement nécessaire et la procédure pour calculer les conditions aux limites des codes de reconstruction.

5.3.3 Traitement pour l'utilisation en tant que conditions aux limites

Les conditions aux limites utilisées par les codes de reconstruction sont soit les trois composantes du champ magnétique \mathbf{B}_{phot} soit, comme c'est le cas pour *XTRAPOL*, la fonction sans force définie par $(4\pi/c)\mathbf{j}_{phot} = \alpha_{phot}\mathbf{B}_{phot}$. Pour calculer α_{phot} , on prend la composante verticale de cette équation :

$$\alpha_{phot} = \frac{4\pi}{c} \frac{j_{z,phot}}{B_{z,phot}} = \frac{(\nabla \times \mathbf{B}_{phot})_z}{B_{z,phot}} \quad (91)$$

Ainsi, on doit calculer la densité de courant verticale $j_{z,phot}$ à partir de l'équation de Maxwell-Ampère (12). Ensuite, on suppose que le champ magnétique \mathbf{B}_{phot} est sans force et on obtient α_{phot} . On peut noter que l'on prend en compte seulement le $j_{z,phot}$ correspondant à une norme du champ transverse supérieure à une valeur $B_{t,cut}$ correspondant typiquement à l'erreur sur le champ transverse liée à la mesure par l'instrument. D'autre part, on met α_{phot} à zéro pour des valeurs de $B_{z,phot}$ inférieure à $B_{n,cut}$ correspondant, là aussi, à la valeur de l'erreur de mesure de l'instrument. On doit procéder comme cela du fait que α_{phot} prend des valeurs très élevées pour des valeurs petites de $B_{z,phot}$. Enfin, du fait des différentes erreurs liées à la mesure par l'instrument et produites par l'inversion et la résolution de l'ambiguïté, il est aussi possible de lisser les différentes quantités. Dans le cas d'*XTRAPOL*, les données sont ensuite interpolées sur le maillage de calcul. Cette procédure est utilisée à chaque fois que l'on reconstruit le champ magnétique coronal avec *XTRAPOL*.

Cependant, il est intéressant de noter que le champ magnétique photosphérique n'est pas un champ totalement sans force avec un β du plasma de l'ordre de l'unité (McClymont et al., 1997). Il s'ensuit que la fonction sans force α_{phot} ne permet pas une description fidèle du champ magnétique suivant la région active étudiée. Ainsi, α_{phot} dans la partie S_p^+ de S_p où $B_{z,phot} > 0$ ne correspond pas forcément α_{phot} dans la partie S_p^- de S_p où $B_{z,phot} < 0$. On voit donc l'avantage de l'algorithme de Grad-Rubin qui n'impose la condition aux limites sur α que dans une polarité choisie par l'utilisateur, permettant ainsi de contourner ce problème en ayant toutefois deux solutions différentes suivant que l'on impose α_{phot} sur S_p^- ou S_p^+ .

Dans le cas des codes de reconstruction qui nécessitent les trois composantes du champ magnétique \mathbf{B}_{phot} comme conditions aux limites, le fait que les données ne valident pas l'hypothèse de champ sans force soulève de sérieux problèmes quant aux solutions trouvées par ceux-ci, comme par exemple une non-convergence du code ou un champ magnétique \mathbf{B} dans le domaine Ω possédant une énergie inférieure au champ potentiel \mathbf{B}_π , ce qui n'est pas valide physiquement (voir Sect. 3.3.5). Afin de contourner ce problème, la technique du *pré-processing* a vu le jour. Il s'agit de modifier le \mathbf{B}_{phot} pour minimiser la fonctionnelle $\mathcal{L}[\mathbf{B}_{phot}]$:

$$\mathcal{L}[\mathbf{B}_{phot}] = \mu_1 L_1 + \mu_2 L_2 + \mu_3 L_3 + \mu_4 L_4 \quad (92)$$

où les termes L_1 , L_2 , L_3 et L_4 sont définis comme suit :

$$L_1 = f_x^2 + f_y^2 + f_z^2 \quad (93)$$

$$L_2 = t_x^2 + t_y^2 + t_z^2 \quad (94)$$

$$L_3 = (\mathbf{B}_{phot} - \mathbf{B}_{original}) \cdot (\mathbf{B}_{phot} - \mathbf{B}_{original}) \quad (95)$$

$$L_4 = (\Delta \mathbf{B}_{phot}) \cdot (\Delta \mathbf{B}_{phot}) \quad (96)$$

et représentent respectivement les forces, les moments (dont on a parlé à la Section 3.3.7), l'écart aux données originales et un opérateur de lissage. μ_1 , μ_2 , μ_3 et μ_4 sont des constantes donnant l'importance du terme dans la minimisation. Pour une fonctionnelle $\mathcal{L}[\mathbf{B}_{phot}] \ll 1$, le champ magnétique vérifie donc une force et un moment nuls, condition nécessaire mais non suffisante à l'obtention d'un champ magnétique sans force. Les méthodes de *pré-processing* sont donc incomplètes car elles ne prennent en compte que ces deux critères alors qu'il en existe une infinité (voir Section 3.3.7). D'autre part, les magnétogrammes vectoriels ont souvent un champ de vue limité impliquant qu'il y a une contribution non nulle des frontières S_n aux termes de force et de moment et cette contribution de S_n n'est pas prise en compte.

Deux méthodes différentes de *pré-processing* ont été développées par Wiegmann et al. (2006, 2010) et Fuhrmann et al. (2007) et il a été montré par Fuhrmann et al. (2011) que les codes de reconstruction basés sur la méthode de relaxation MHD (Sect. 5.2.2) et sur la méthode d'optimisation (Sect. 5.2.3) donnaient de meilleurs résultats sur les données *pré-traitées*. Mais, je le répète, à la différence des autres codes de reconstruction, il n'est pas obligatoire d'appliquer le *pré-processing* aux données pour obtenir de bons résultats avec *XTRAPOL* puisque celui-ci n'impose α_{phot} que dans une polarité, soit S_p^+ soit S_p^- . Deux solutions sont alors obtenues et convergent l'une vers l'autre pour un champ parfaitement sans force.

5.3.4 Etat de l'Art de la Reconstruction

Depuis les années 1980, un effort récurrent pour développer des méthodes et des algorithmes performants a été entrepris pour résoudre le *Problème de la Reconstruction* et il faut savoir que, depuis, cela a été un domaine de recherche très actif. Comme nous l'avons vu à la Section 5.2, de nombreuses méthodes, possédant chacune leurs avantages et inconvénients, ont été développées. Un groupe de travail international est donc né, avec pour objectif de comparer les différentes méthodes sur des caractères techniques et analyser les résultats produits dans différentes situations. Ce groupe est appelé le groupe *Nonlinear Force Free Field* (NLFFF ; Champ sans force non-linéaire, en français) et est piloté par le laboratoire Solar and Astrophysics Laboratory de l'Institut Lockheed Martin (LMSAL) en charge de différents instruments de satellites, dont notamment le magnétographe vectoriel HMI du *Solar Dynamics Observatory* (SDO). Un objectif de ce groupe était de déterminer la meilleure méthode de Reconstruction afin de produire de manière systématique des reconstructions à partir des magnétogrammes vectoriels produits par *SDO/HMI* et de fournir ces reconstructions comme valeurs ajoutées aux mesures de champ magnétique.

Schrijver et al. (2006) ont ainsi comparé les différents codes disponibles à cette époque sur le cas d'un champ magnétique connu de manière semi-analytique (la solution bien connue de Low and Lou, 1990). Il est ressorti de cette étude que la méthode d'optimisation implémentée par Wiegmann (2004) montrait les meilleures performances. On peut cependant noter que *XTRAPOL* a participé à cette étude dans la version proposée par Amari et al. (1999a) et les modifications effectuées par Amari et al. (2006) ont montré que les résultats, ensuite produits par *XTRAPOL* sur ce cas semi-analytique de Low and Lou (1990), le plaçaient parmi les codes les plus performants de cette étude.

Après ce cas semi-analytique, le groupe s'est concentré sur un cas produit à partir

de la méthode appelée Flux Rope Insertion Method (van Ballegooijen, 2004; van Ballegooijen et al., 2007). Basée sur des données de *SOHO*/MDI de la région active AR 10814, il s'agissait d'un tube de flux torsadé représentant la structure magnétique d'un filament situé entre les deux polarités de la région active. Puisque le champ magnétique provenait d'un code numérique avec ses propres caractéristiques, des forces de Lorentz résiduelles étaient présentes au niveau de la *photosphère*. Cette étude a donc abordé les conséquences sur les méthodes de reconstruction d'une photosphère avec un champ magnétique avec force et la méthode de *pré-processing* de Wiegmann et al. (2006) a été appliquée à ces données photosphériques. Il a ainsi été montré que les codes se comportaient mieux avec les données *pré-processées*. En comparaison, des données magnétiques *chromosphériques* (extraites à une altitude plus haute dans le domaine de simulation) ont été utilisées comme conditions aux limites pour les codes de reconstruction et, ici aussi, les codes semblaient reconstruire un champ magnétique plus proche de l'original avec ces données présentant une force de Lorentz résiduelle plus faible. Aucune version de *XTRAPOL* n'a participé à cette étude.

Les études suivantes du groupe ont ensuite porté sur des régions actives réelles mesurées par *Hinode*/SOT/SP : Schrijver et al. (2008) ont étudié la région active bien connue AR 10930 et De Rosa et al. (2009) AR 10953. Les conclusions de ces deux études ont été quelque peu mitigées pour différentes raisons.

Dans le cas de la première, les données utilisées pour la reconstruction ont été *pré-processées* et extraites des magnétogrammes vectoriels originaux mesurés par *Hinode*/SOT/SP et présentaient un champ de vue trop petit qui a contraint fortement les résultats obtenus par la reconstruction. Cette étude devait permettre d'expliquer la physique de la région active, or les reconstructions, du fait de ce champ de vue trop petit, n'ont pas été capables de donner un nouvel éclairage. Cette étude n'inclut pas non plus une reconstruction effectuée par *XTRAPOL*.

Pour la deuxième étude, il s'agissait d'une comparaison technique des différentes méthodes. Le magnétogramme vectoriel mesuré par *Hinode*/SOT/SP a été inclus dans le magnétogramme longitudinal de *SOHO*/MDI. Mais dans ce cas là, le magnétogramme vectoriel présentait une portion beaucoup trop petite des données finales et, lors des comparaisons, de trop nombreux diagnostics se basaient sur la partie des données finales ne possédant pas d'information sur le champ transverse $\mathbf{B}_{t,phot}$ (et donc, ni sur la densité de courant $j_{z,phot}$ ni sur la fonction de champ sans force α_{phot}). Certaines conclusions s'en sont donc retrouvées faussées. D'autre part, puisqu'il s'agissait d'une étude technique, la physique de la région a été laissée de côté alors que cette région possédait un filament. Or on a vu à la Section 4.3 que la structure magnétique supportant les filaments étaient un sujet de recherche actuel.

Résumé et Sujets abordés par la Thèse

Cette partie a abordé de manière générale le cadre dans lequel s'inscrivait cette thèse. Ainsi, après avoir décrit le cadre de la théorie de la magnétohydrodynamique, nous avons montré que l'environnement magnétique de la couronne solaire pouvait être décrit comme une séquence d'équilibres magnétostatiques. Différentes propriétés et quantités ont ensuite été expliquées afin de préparer les différentes analyses proposées au cours de

cette thèse.

La Section 4 a ensuite fait le point sur trois domaines de recherche contemporains, différents mais pourtant liés par la présence d'un champ magnétique dominant toute autre quantité physique. Cette Section a permis de mettre en évidence que différentes théories se confrontent sur ces sujets, notamment parce que ces différentes études doivent nécessairement écrire un scénario plus ou moins réaliste ou faire des hypothèses plus ou moins fortes quant à l'état initial de l'environnement de la haute zone de convection et de la couronne. Cette Section a aussi mis en évidence que deux classes générales de configurations magnétiques se retrouvaient dans les modèles d'éruption et de support magnétique de la matière des filaments.

Pour contourner l'écriture de scénarios, la Section 5 a présenté le *Problème de la Reconstruction* qui consiste à reconstruire en 3D le champ magnétique coronal à partir de la seule donnée du champ magnétique photosphérique \mathbf{B}_{phot} mesuré à 2D et de l'hypothèse que le champ magnétique dans la couronne est sans force (hypothèse qui a été montrée comme adéquate à la Section 3.2). Nous avons vu que ces données magnétiques nécessitaient tout de même différents traitements avant de pouvoir servir comme conditions aux limites pour les codes de reconstructions.

Dans la suite de cette thèse, je montrerai que le *Problème de la Reconstruction*, lorsqu'il est résolu de manière rigoureuse comme par la méthode *XTRAPOL*, peut apporter un avantage indéniable quant à la détermination et à la caractérisation de l'environnement magnétique de la couronne solaire. Ainsi, la méthode *XTRAPOL* a été utilisée avec les données magnétiques mesurées par différents magnétographes vectoriels et m'a permis d'étudier différents domaines de recherche en physique solaire :

- la Partie III traite de l'étude des structures magnétiques liées aux processus d'émergence,
- la Partie IV cherche à déterminer la structure magnétique supportant la matière froide d'un filament,
- la Partie V présente une séquence d'équilibres qui permettra d'étudier l'évolution d'une région active émergente, possédant un filament et ayant été l'origine d'une éjection de masse coronale géo-effective (c'est à dire ayant atteint la Terre),

avec comme fil conducteur la discrimination de l'une ou l'autre des classes de configurations magnétiques utilisées par les modèles présentés à la Section 4.

Troisième partie

Présence d'un Tube de Flux Torsadé Pré-Eruptif dans une Région Active Emergente

Sommaire

6	Contexte et Problématique	63
7	Description de la Région Active	64
8	Preuves de l'Emergence	66
8.1	Allongement et Cisaillement de Polarités	66
8.2	Bald Patch et Structure de Courant	69
9	Propriétés de la Structure Emergente	70
9.1	Configuration Magnétique : TFR & Bald Patch	70
9.2	Energies et Hélicités	71
10	Lien avec les Eruptions	73
	Résumé	74

Le premier processus physique que je présente est aussi le premier processus que j'ai étudié durant ma thèse ; il s'agit de l'émergence dans la couronne solaire de structures magnétiques dont on suppose qu'elles proviennent des couches sub-photosphériques.

Cette partie est organisée comme suit. Dans la Section 6, je ferai un rappel du contexte et de la problématique dans lesquels s'inscrit la présente étude. La Section 7 présentera la région active qui a été l'objet de cette étude alors que la Section 8 mettra en évidence les preuves observationnelles concernant une possible émergence d'une structure magnétique. La configuration magnétique reconstruite sera dévoilée dans la Section 9 avec certaines de ses caractéristiques. Enfin, la Section 10 reviendra sur les éruptions qui se sont produites dans cette région et leurs mises en corrélation avec ce que la reconstruction nous a appris.

6 Contexte et Problématique

Comme nous l'avons vu à la Section 4.1, l'apparition des régions actives à la surface du Soleil est (supposée) provoquée par l'émergence d'importantes structures magnétiques ayant remonté à travers la zone de convection après avoir été générée au niveau de la tachocline. De nombreux auteurs ont modélisé ce problème de l'émergence dans la couronne à l'aide de modèles variés et de nombreuses avancées ont été faites sur ce sujet. Il existe toutefois un dénominateur commun à toutes ces études : c'est la présence, dans le haut de la zone de convection, d'un tube de flux torsadé. La présence de ce genre de tube est absolument nécessaire pour modéliser fidèlement l'émergence et relier le résultat des simulations numériques avec les observations faites dans la couronne par de nombreux instruments à diverses longueurs d'onde. Cependant, il n'existe absolument aucune observation de ce genre de structures magnétiques dans les couches sub-photosphériques puisque celles-ci sont opaques.

D'un autre point de vue, dans la couronne, l'étude du déclenchement des éruptions a fait apparaître la nécessité d'avoir comme configuration pré-éruptive une structure magnétique possédant des quantités d'énergie et d'hélicité non négligeables. Dans la quasi-totalité des études (voir tout de même les modèles basés sur le *Break Out* magnétique : Antiochos et al., 1999; Lynch et al., 2008, où des tubes de flux torsadés sont créés durant l'éruption même), ces structures se sont aussi révélées être des tubes de flux torsadés. Cependant, dans ces études théoriques, tout est idéalisé et l'on doit écrire soit un scénario pour amener une configuration potentielle dans un état d'énergie plus élevé soit partir d'une configuration contenant déjà énergie et hélicité mais qui est obtenue à partir de résultats analytiques (par exemple, la configuration semi-torique de Titov and Démoulin, 1999). À partir de ces configurations énergétiques à l'équilibre, il est alors possible d'appliquer et de tester des mécanismes déclencheurs d'éruptions et de les comparer à certaines observations de la couronne. Mais dans tous les cas, pour ce genre de modèles particuliers, l'hypothèse sur la présence d'un tube de flux torsadé a été faite.

Cependant, faire une telle hypothèse serait-elle si loin de la réalité ? Attardons-nous donc sur les observations de la couronne.

De nombreux instruments ont fourni des observations de structures aux formes hélicales ; malheureusement ces structures ont toujours été observées durant leur phase éruptive. On a de nombreux exemples de protubérances éruptives développant une forme

torsadée comme celle bien connue, observée en Ha par le *High Altitude Observatory* en juin 1946 et nommée *Granddaddy*. Depuis son lancement en Février 2010, le satellite *Solar Dynamics Observatory* a aussi pu observer de telles protubérances éruptives. Il y a aussi un exemple intéressant de structure hélicale se formant durant l'éruption provenant d'une région active et étudiée et interprétée par Gary and Moore (2004) dans le cadre du modèle de *Break Out* magnétique (Antiochos et al., 1999). Les observations de Yohkoh/SXT ont aussi fourni une myriade d'observations de structures en forme de *S* et nommées *sigmoid* (Rust and Kumar, 1996; Green et al., 2011). Cependant, bien que ces structures semblent à l'équilibre et qu'elles soient présentes dans les simulations MHD d'émergence et d'éruption, il n'existe pas de preuves irréfutables et formelles que ces *sigmoids* proviennent de l'émergence de structures magnétiques sub-photosphériques et qu'elles soient constituées d'un tube de flux torsadé. D'autre part, ce genre de structure pourrait être tracé par un champ magnétique proche d'un champ potentiel mais au sein d'une topologie plus complexe.

Nous faisons donc face à un épineux problème :

1. les études des processus d'émergence font l'hypothèse de la présence d'un tube de flux torsadé
2. les études des processus éruptifs créent ce tube de flux torsadé à l'aide d'un scénario *ad hoc*
3. les observations, jusqu'à présent, ont mis en évidence des structures torsadées seulement durant les phases éruptives de protubérances et de structures de régions actives.

Ainsi, la question suivante se pose naturellement :

Est-il possible de mettre en évidence la présence de tubes de flux torsadé à l'équilibre pré-éruptif et résultant de l'émergence de structures sub-photosphériques ; et ainsi faire le lien, d'une part, entre l'étude des processus d'émergence et d'éruption, et, d'autre part, entre la phase pré-éruptive des études des processus d'éruption et la phase éruptive observée ?

Une manière de répondre à cette question est d'étudier une région active particulière et de montrer qu'elle est en train d'émerger puis de reconstruire et analyser le champ magnétique de cette même région pour y chercher la présence éventuelle d'un tube de flux torsadé.

7 Description de la Région Active

Le choix de la région active s'est porté sur l'AR 10808 qui a traversé le disque solaire du 9 au 18 Septembre 2005. La Figure 15-(a) représente le magnétogramme longitudinal mesuré par *SOHO/MDI* et montre sa position sur le disque le 13 septembre 2005. Cette région fut très active durant son passage puisque il y eut au moins 25 embrillancements de classe M et 10 de classe X. Cette région active est en fait le retour de la région active AR 10798 présente lors de la rotation précédente ; AR 10798 a émergé au milieu d'un petit trou coronal près du centre disque pour former une région active en forme d'*anénone de mer* (Asai et al., 2009).

D'un point de vue magnétique, cette région est formée, d'une part, par deux polarités

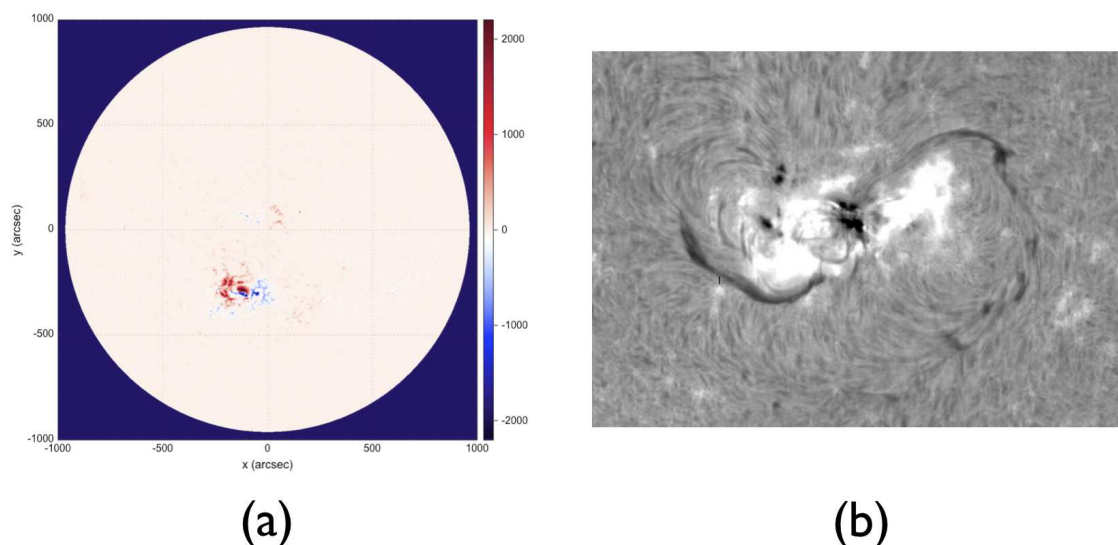


FIGURE 15 – (a) Magnétogramme longitudinal mesuré par *SOHO*/MDI le 13 Septembre 2005 à 14:30 UT. (b) Données en $H\alpha$ mesurée par BBSO, zoom sur la région active AR 10808 montrant un *système* de longs filaments.

centrales de signes opposés, concentrées et en forme de δ (nous nous référerons à ces tâches sous le nom de δ -spot) et, d'autre part, par deux polarités, elles aussi de signes opposés, mais plus diffuses et situées de part et d'autre du δ -spot. Ces polarités plus diffuses correspondent certainement à l'ancienne région AR 10798 dont les polarités se sont dispersées au cours de la rotation précédente à cause du processus de diffusion qui a lieu au niveau de la photosphère.

On peut noter la présence d'un *système* de filaments qui parcourt la région entière sous la forme de structures sombres et allongées apparaissant en $H\alpha$ sur la Figure 15-(b). Ces filaments semblent s'interrompre au centre de l'image, l'endroit correspondant au δ -spot de la région active.

D'autre part, cette région a été l'objet de différents phénomènes éruptifs (pour l'étude de l'impact de ces éruptions sur le milieu interplanétaire, voir Wang et al., 2006), dont notamment deux qui sont d'un intérêt tout particulier.

Le 13 septembre à 19:19 UT un embrillancement X1.5 s'est produit et a entraîné l'éruption de la partie sud-est du système de filaments vers 20:00 UT ; nous nous référerons à cet événement comme le premier phénomène éruptif. Cette éruption s'est transformée en éjection coronale de masse avec un angle apparent de propagation de plus de 270° ; ces éjections coronales de masse avec un grand angle de propagation sont appelées *halo*-CMEs car elles forment une sorte de halo autour du Soleil lorsqu'elles sont observées par des coronographes. Nagashima et al. (2007) ont montré à partir de l'évolution des magnétogrammes de *SOHO*/MDI qu'il existait deux petites polarités magnétiques négatives qui jouaient un rôle important durant les deux jours précédant cette éruption. La première provenant de la polarité négative du δ -spot se déplace vers l'Est et la polarité diffuse positive alors que la seconde émerge à l'Est de la polarité diffuse positive. Nagashima et al. (2007) suggèrent alors que ces polarités ont perturbé l'environnement du filament déclenchant les nombreux embrillancements de classe C et

M observés durant ces 48 heures. Ils ont aussi montré à partir des données du satellite *TRACE* à la longueur d'onde 195 Å que le filament au Sud-Est possédait, durant cette même période, un mouvement d'ascension à la vitesse moyenne de 0.1 km.s^{-1} et ont relié ce mouvement à une diminution du confinement magnétique du filament due aux reconnections successives dont les embrillancements sont les traces de libération d'énergie. De leurs côtés, Wang et al. (2007) et Liu et al. (2009) ont mis en évidence que deux éruptions différentes se produisaient : une première correspondant à une partie du filament non-visible sur la Figure 15-(b) qui est certainement liée au déplacement de la première petite polarité négative et une deuxième mettant en jeu le filament lui-même et provoquée, entre autre, par la polarité émergente et la déstabilisation du système entier par la première éruption. Il est intéressant de noter à ce moment de la discussion que des études théoriques ont montré que l'émergence de polarités pouvait provoquer une déstabilisation de la configuration initiale et conduire à des éruptions (Chen and Shibata, 2000; Török et al., 2009).

Le second phénomène éruptif eut lieu le 13 Septembre avec pour origine le δ -spot lui-même. Un embrillancement de classe X1.7 se produisit vers 23:15 UT et déclencha une éjection de masse coronale. Li et al. (2007) ont montré à partir de l'étude de magnétogrammes vectoriels mesurés par les instruments de *THEMIS/MTR* et *HSOS/HVVM* que le champ magnétique de la région était non-potentiel malgré l'occurrence du premier phénomène éruptif. Cependant, le manque de données de satellites tels que *TRACE* ou *SOHO/EIT* ne permet pas une analyse aussi détaillée que celle présentée pour le premier événement. Toutefois, Li et al. (2007) ont aussi montré que c'était la structure magnétique présente au niveau du δ -spot qui était éjectée durant l'éjection de masse coronale.

8 Preuves de l'Emergence

Suite à la question posée à la Section 6 et à la méthode proposée pour y répondre, nous allons donc étudier maintenant les différentes preuves provenant de données magnétiques.

8.1 Allongement et Cisaillement de Polarités

A la Section 7, les propriétés des polarités magnétiques de la région active ont été décrites très brièvement et nous allons revenir sur ce point plus en détails car il nous permet de mettre en lumière des caractéristiques intéressantes.

La Figure 16 présente l'évolution temporelle du champ magnétique longitudinal B_l mesuré par *SOHO/MDI* du 09 au 16 Septembre 2005. Alors que cette figure nous a permis de voir le déplacement et l'émergence de petites polarités liés aux éruptions et analysés par Nagashima et al. (2007) (voir aussi Section 7), elle nous permet aussi d'étudier l'évolution du δ -spot. Ainsi l'on peut voir que celui-ci est animé d'un mouvement apparent de rotation et de cisaillement d'Ouest en Est pour la polarité positive et d'Est en Ouest pour la polarité négative. Ce mouvement, par ailleurs, s'accompagne d'un allongement des deux polarités et de la formation de polarités en forme de δ à partir du 13 Septembre à 00:03 UT (Figure 16-(c)).

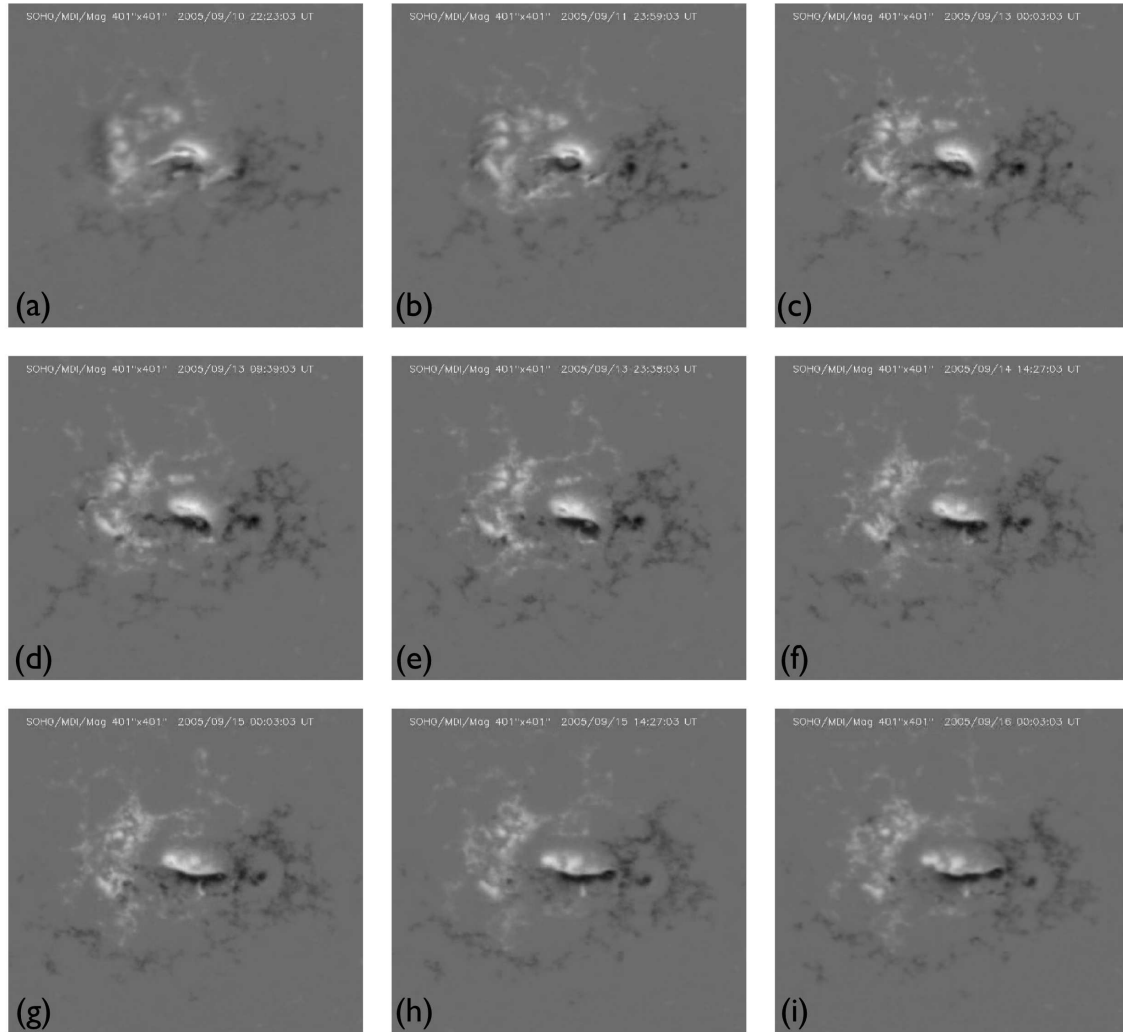


FIGURE 16 – Evolution des magnétogrammes longitudinaux mesurés par *SOHO/MDI* entre le 09 Septembre à 22:03 UT et le 16 Septembre à 00:03 UT.

Les différentes propriétés présentées plus haut ne sont pas observées pour la première fois sur des magnétogrammes longitudinaux et elles ont été interprétées comme l'émergence de tubes de flux torsadé provenant des couches sub-photosphériques par López Fuentes et al. (2000) et Luoni et al. (2011). D'autre part, les études des processus d'émergence faisant l'hypothèse de la présence d'un tube de flux torsadé dans le haut de la zone de convection retrouvent aussi ces propriétés (par exemple, Fan, 2001; Archontis and Hood, 2010).

On peut donc conclure que les tâches centrales de cette région AR 10808 représentent bien la signature d'une structure magnétique sub-photosphérique émergeant dans l'atmosphère solaire.

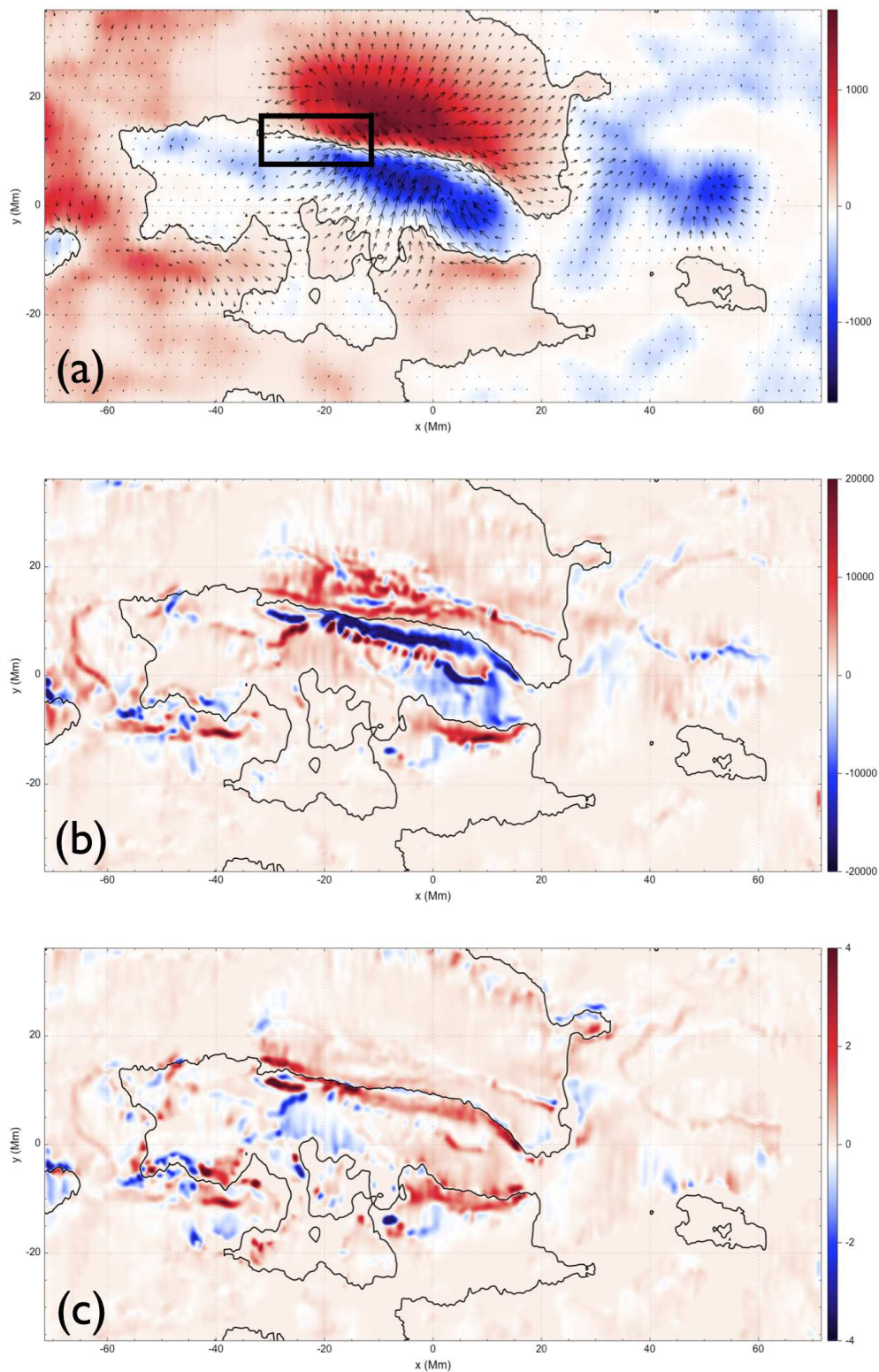


FIGURE 17 – (a) Magnétogramme vectoriel mesuré par *THEMIS*/MTR, les flèches représentent le champ magnétique transverse $\mathbf{B}_{t,phot}$ superposées à la distribution du champ magnétique vertical $B_{z,phot}$. (b) Densité de courant $j_{z,phot}$. (c) Fonction de champ sans force α_{phot} . Les lignes noires représentent la PIL ($B_{z,phot} = 0$).

8.2 Bald Patch et Structure de Courant

Avant d'analyser les résultats de la première reconstruction présentée dans cette thèse, il est intéressant de s'attarder sur les données utilisées et leurs caractéristiques.

La reconstruction s'appuiera donc sur les mesures de spectro-polarimétrie des paramètres de Stokes obtenues par le télescope *THEMIS* dans le mode MTR le 13 septembre 2005 entre 14:25 UT et 15:25 UT (voir López Ariste et al., 2000, pour une description détaillée des instruments de *THEMIS*). Ces données ont été mesurées dans la raie du fer Fe I à la longueur d'onde 6302.5 Å et ont été inversées par V. Bommier à l'aide de la méthode UNNOFIT (Bommier et al., 2007). La résolution de l'ambiguïté de 180° a été effectuée par la méthode de Wang et al. (2001).

A la fin de cette procédure (pour plus de détails, voir la Section 5.3.2), le magnétogramme vectoriel au niveau de la photosphère est obtenu et suivant la procédure développée à la Section 5.3.3, il nous est possible de calculer la composante verticale de la densité de courant, $j_{z,phot}$ et la fonction de champ sans-force α_{phot} . La Figure 17 présente : (a) le magnétogramme vectoriel où les flèches représentent le champ transverse $\mathbf{B}_{t,phot}$ superposé à la carte scalaire de la distribution de $B_{z,phot}$, (b) la composante verticale de la densité de courant $j_{z,phot} = (c/4\pi) [\nabla \times \mathbf{B}_{t,phot}]_z$ et (c) la fonction sans-force $\alpha_{phot} = (4\pi/c) j_{z,phot}/B_{z,phot}$. Les lignes noires correspondent à la LIP ($B_{z,phot} = 0$). Les distances sont exprimées en Mégamètre (Mm), le champ magnétique en Gauss (G), $j_{z,phot}$ en statampère (statamp) et α_{phot} en Mm^{-1} .

L'analyse du champ de vecteurs $\mathbf{B}_{t,phot}$ sur la Figure 17-(a) montre au niveau du δ -spot la présence de deux structures particulières. Sur la partie Ouest, le champ transverse est orienté de la polarité positive vers la polarité négative, typique de la présence de lignes de champ formant des structures en arcades, alors que sur la partie Est et encadré par le rectangle, le champ transverse est orienté de la polarité négative vers la polarité positive formant ainsi des *bald patches* (Titov et al., 1993). Comme nous l'avons vu au 3.3.4, les *bald patches* sont les lieux où les lignes de champ sont tangentes et courbées vers le haut. Ces *bald patches* peuvent être la signature de la présence d'un tube de flux torsadé.

Toujours au niveau du δ -spot, les structures de courant (Figure 17-(b)) dessinent, quant à elles, deux bandes de signes opposés qui semblent se recourber vers le Nord dans la polarité positive et vers le Sud dans la polarité négative. Ces structures sont aussi significatives de la présence d'une configuration magnétique énergétique voire de la présence d'un tube de flux torsadé (Aulanier et al., 2005).

Ainsi, nous avons démontré que la région active était composée d'un δ -spot formé par l'émergence d'un tube de flux torsadé provenant des couches sub-photosphériques. Le champ magnétique transverse du δ -spot exhibe par ailleurs des *bald patches* sur sa partie la plus à l'Est, indiquant possiblement la présence d'un tube de flux torsadé, et les structures de courant semblent correspondre à la présence d'une configuration magnétique énergétique. Ayant tiré parti au maximum des informations contenues dans diverses données magnétiques, il est maintenant temps de reconstruire et d'analyser le champ magnétique de cette région.

9 Propriétés de la Structure Emergente

Les distributions de $B_{z,phot}$ et α_{phot} présentées par les Figures 17-(a) et 17-(c) sur S_p sont donc utilisées comme conditions aux limites pour résoudre le BVP-GR à l'aide d'*XTRAPOL* et ainsi reconstruire le champ magnétique dans un volume coronal $\Omega = [-71; 71] \times [-36; 36] \times [0; 142]$ Mm³ discrétisé suivant un maillage de $200 \times 150 \times 120$ points, non-uniforme et concentré sur le δ -spot. Il a été choisi 40 G comme valeurs seuils pour $B_{n,cut}$ et $B_{t,cut}$.

9.1 Configuration Magnétique : TFR & Bald Patch

On obtient alors le champ magnétique dans le volume entier ; on peut voir sur la Figure 18 une vue globale de la région active avec certaines lignes de champ qui ont été tracées. Une analyse plus détaillée du champ magnétique reconstruit fait apparaître une structure très intéressante.

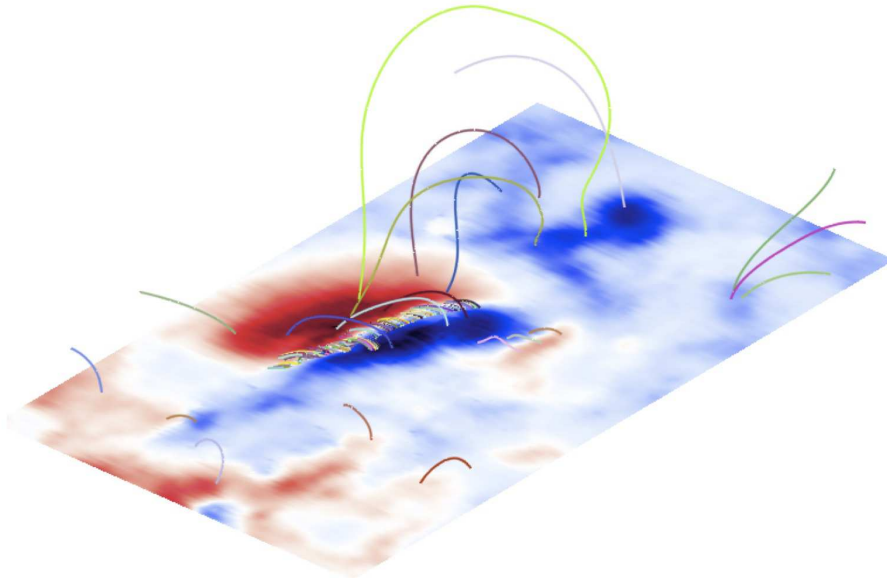


FIGURE 18 – Sélection de lignes de champ montrant une vue globale de la région active.

En effet, un tube de flux torsadé est présent à l'Est au dessus de la LIP du δ -spot alors que les lignes de champ sur la partie Ouest de la LIP forment de simples arcades cisillées ; comme on peut le voir sur les Figures 19-(a) et 19-(c) avec les lignes de champ de couleurs sombres et vertes, respectivement. Lorsque l'on compare sur les Figures 19-(a) et 19-(b) la présence de ce tube torsadé avec le magnétogramme vectoriel mesuré par *THEMIS*/MTR, on remarque que celui-ci correspond à la présence des *bald patches* dont on a parlé à la Section 8.

Un examen attentif des propriétés du tube de flux torsadé montre qu'il possède une torsion d'approximativement 2π (soit 1 tour) ce qui reste en dessous du seuil de déclenchement de l'instabilité *kink*. Sa longueur est de 17 Mm, sa largeur de 4 Mm et sa

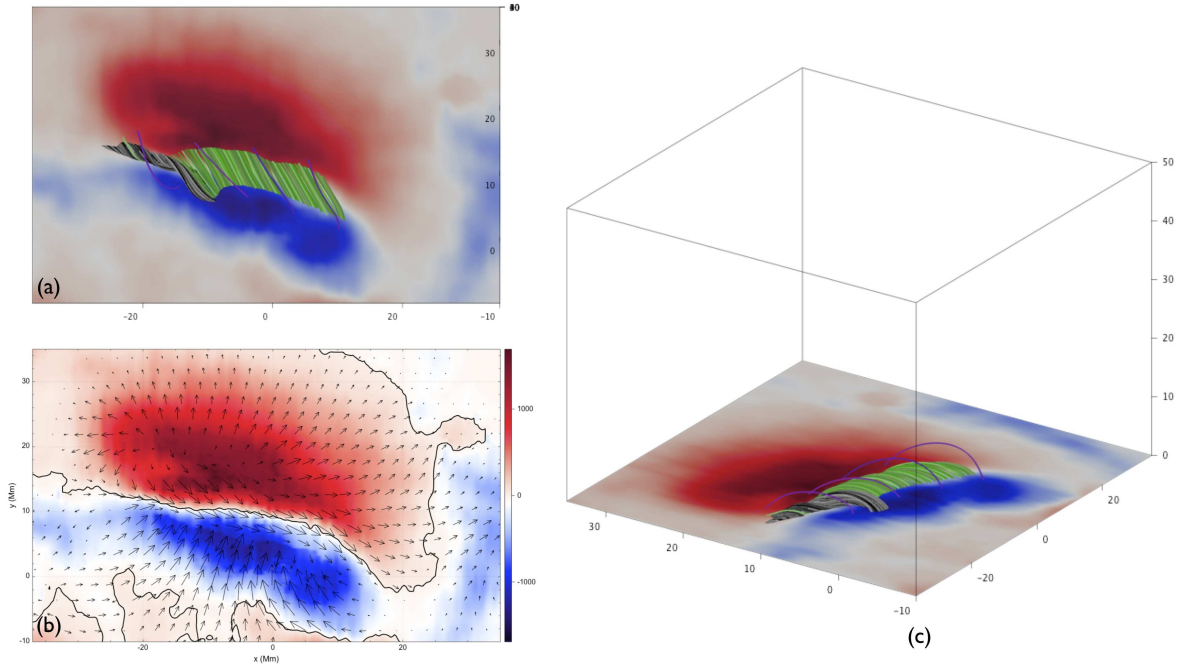


FIGURE 19 – (a) Sélection de lignes de champ montrant en couleur sombre le tube de flux torsadé, les arcades cisailées de couleur verte et les arcades cisailées et chevauchantes participant au confinement en violet. (b) Zoom avec le même champ de vue que (a) sur le magnétogramme vectoriel $\mathbf{B}_{t,phot}$. (c) Vue de profil (avec le même champ de vue et la même sélection de lignes de champ que (a)) de la configuration magnétique reconstruite.

hauteur de 4 Mm. Sa forme générale est allongée et horizontale, ce qui signifie qu'il est loin du seuil de déclenchement de l'instabilité *torus* qui nécessite une forme circulaire (Kliem and Török, 2006; Olmedo and Zhang, 2010). Enfin, le signe de α dominant dans le cœur du tube est positif avec des valeurs comprises entre 1.22 et 1.88 Mm^{-1} .

Ce tube de flux émergent a été reconstruit en choisissant d'imposer la distribution de α_{phot} sur S_p^+ (là où $B_{z,phot} > 0$). La raison de ce choix provient de la mauvaise résolution de l'ambiguïté dans la polarité négative du δ -spot : on peut voir sur la Figure 17-(a) que le champ de vecteurs $\mathbf{B}_{t,phot}$ n'est pas très ordonné ce qui provoque, lors du calcul de la densité de courant $j_{z,phot}$, de nombreuses polarités de signes opposés (voir Figure 17-(b)). Ainsi, le choix de la polarité où imposer α_{phot} (provenant du fait que la méthode de Grad-Rubin repose sur une formulation mathématique bien posée) pouvait s'avérer critique par l'existence de deux solutions correspondant à chaque polarité (voir Section 5.2) mais cette possibilité se révèle comme un avantage dans le cas de l'étude de cette région active puisque le choix d'imposer l'autre polarité conduit le code à ne pas converger, c'est à dire à ne pas trouver d'équilibre de champ sans force en accord avec ces conditions aux limites

9.2 Energies et Hélicités

A partir du champ magnétique \mathbf{B} reconstruit, il est possible de calculer le contenu en énergie et hélicité de la région active et ainsi d'obtenir certaines indications supplémentaires. Les différentes énergies et hélicités qu'il est possible de calculer sont résumées

dans les Tables 5 et 6 (voir 3.3.5 et 3.3.6 pour les définitions et les propriétés de ces quantités).

Energies (erg)			
W_π	$W[\mathbf{B}]$	W_σ	ΔW
3.44×10^{32}	5.04×10^{32}	7.55×10^{32}	1.60×10^{32}
$1.00 \times W_\pi$	$1.46 \times W_\pi$	$2.19 \times W_\pi$	$0.46 \times W_\pi$

TABLE 5 – Différentes énergies magnétiques

L'énergie libre est une quantité intéressante et pertinente dans l'étude de régions actives éruptives puisque qu'elle nous permet d'estimer une limite concernant la quantité maximale d'énergie magnétique pouvant servir à l'éruption. Nous voyons ici qu'elle représente 46 % de l'énergie potentielle, ce qui est un rapport assez élevé. Selon Priest and Forbes (2002), elle correspond à l'énergie nécessaire pour déclencher un important embrillancement, ce qui serait en accord avec le fait que deux embrillancements X1.5 et X1.7 soient survenus par la suite.

D'autre part, on voit aussi dans la Table 5 que la relation de la conjecture de Aly-Sturrock est satisfaite : $W_\pi \leq W[\mathbf{B}] < W_\sigma$.

Hélicités (Mx^2)		
ΔH_m	H_m^{mutual}	H_m^{self}
6.16×10^{42}	4.88×10^{42}	1.28×10^{42}
$1.00 \times \Delta H_m$	$0.79 \times \Delta H_m$	$0.21 \times \Delta H_m$

TABLE 6 – Différentes hélicités magnétiques

On voit que l'hélicité relative est positive, comme le sont les valeurs de α_{mean} et α_{glob} ; ceci est en accord avec la règle de chiralité qui relie le signe et l'hélicité observés à l'hémisphère où se trouve la région active. Ainsi, pour un signe positif, la région active se trouve dans l'hémisphère sud, ce qui est le cas de région AR 10808. D'autre part, 79 % de l'hélicité relative provient de la *mutual* hélicité qui prend en compte le croisement des lignes de champ et la torsion à grande échelle, alors que 21 % de l'hélicité relative provient de la *self* hélicité (prenant en compte le cisaillement et la torsion), ce qui est une part non négligeable.

Il est intéressant de rappeler qu'il n'existe pas, actuellement, de limite supérieure pour l'hélicité relative; la limite inférieure est zéro pour le champ potentiel et l'hélicité du champ ouvert n'est pas définie puisque l'intégrale ne converge pas. On ne peut donc pas la comparer à une valeur critique comme c'est le cas pour l'énergie magnétique.

10 Lien avec les Eruptions

Comme nous l'avons vu à la Section 7, la région AR 10808 fut le site de l'émergence d'une région active au centre de polarités plus diffuses et le site privilégié pour deux éruptions. Le premier événement éruptif a impliqué le filament au Sud-Est, s'est développé en *embrillancement à deux rubans* et a été observé par différents instruments. Le second événement a eu lieu au niveau de la LIP du δ -spot, mais, malheureusement, n'a pas été aussi bien observé. Il a cependant été montré par Li et al. (2007) que la structure magnétique, c'est à dire le tube de flux torsadé, présente au niveau du δ -spot était impliquée dans l'éruption.

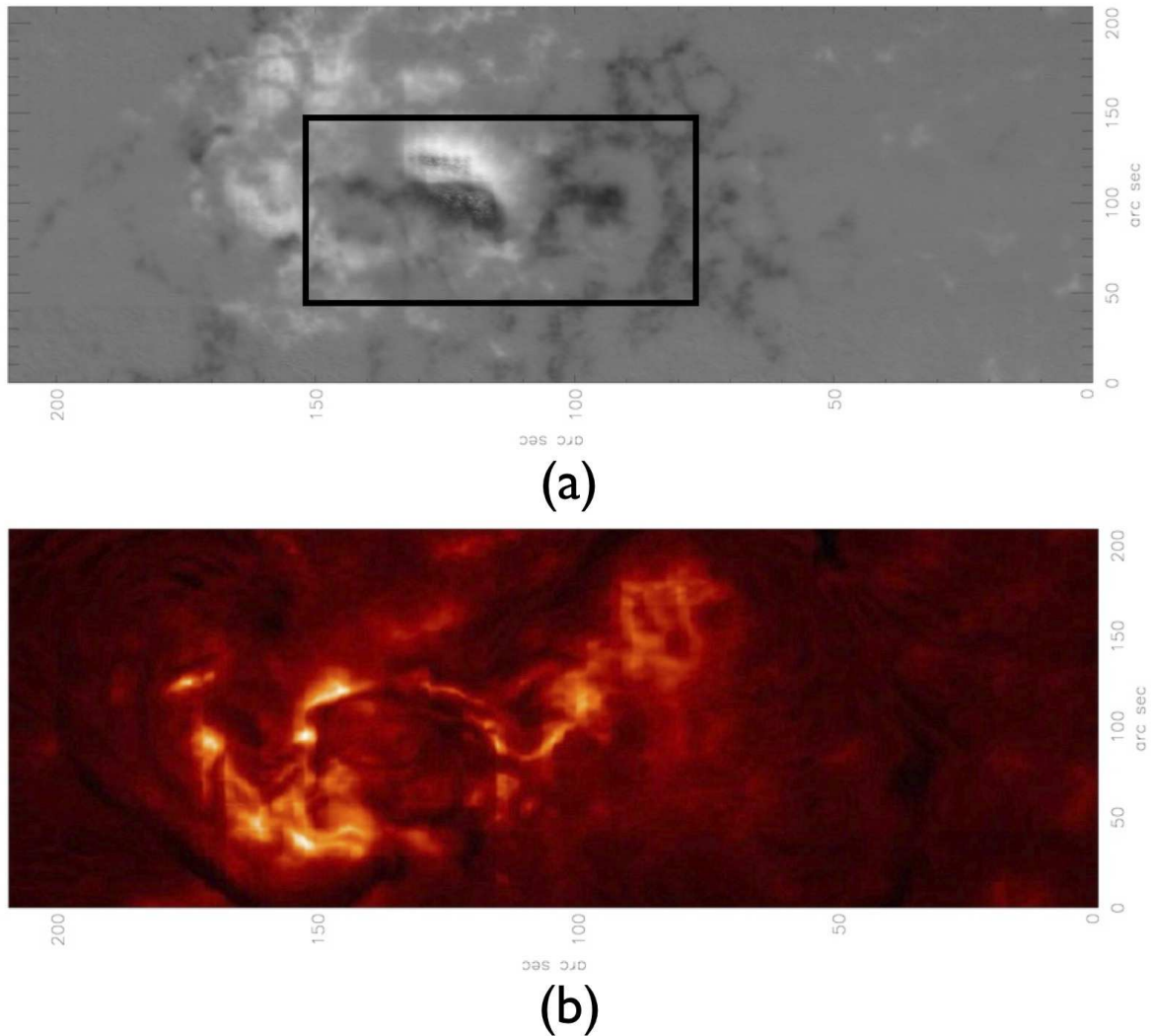


FIGURE 20 – (a) Champ longitudinal mesuré par *THEMIS* en mode MSDP; le rectangle noir représente le champ de vue des données de *THEMIS*/MTR utilisées pour la reconstruction. (b) Données $H\alpha$ mesurées par *THEMIS*, possédant le même champ de vue que (a). Courtoisie de Brigitte Schmieder.

D'autre part, la reconstruction ne permet pas de retrouver la structure magnétique du système de filaments de la région active. La Figure 20-(a) montre le champ magnétique longitudinal mesuré par *THEMIS*/DPSM, l'encadré noir représente le champ de vue

de *THEMIS*/MTR et la Figure 20-(b) est une image en $H\alpha$, où l'on voit le filament mesurée par *THEMIS* avec le même champ de vue que le champ longitudinal. On voit ainsi clairement que le champ de vue du magnétogramme vectoriel mesuré par *THEMIS*/MTR est trop petit pour retrouver le filament. Cependant, quand on regarde la quantité d'énergie libre dans un volume plus petit défini autour du TFR, on s'aperçoit que la quantité est bien moindre et que l'énergie libre est répartie dans tout le volume et pas seulement au niveau du δ -spot. Cela pourrait être une indication du fait que le magnétogramme vectoriel contient les informations sur le courant pour retrouver le filament.

Résumé

En utilisant les données mesurées par *THEMIS*/MTR et la seule hypothèse que la couronne possède un champ magnétique prédominant à l'équilibre magnétostatique, nous avons mis en évidence que la structure magnétique sous-jacente à l'émergence de cette région active était un tube de flux torsadé. D'autre part, du fait de l'hypothèse de champ sans force, on peut affirmer que ce tube de flux torsadé est à l'équilibre. Pour la première fois, cette étude a révélé qu'il existait des tubes de flux torsadés pré-éruptifs à l'équilibre provenant de l'émergence de structures sub-photosphériques. On peut noter cependant que la reconstruction ne permet pas d'affirmer si le tube torsadé reconstruit est le tube qui émerge ou si celui-ci est créé par d'autres processus physiques comme cela a été discuté à la Section 4.1. Néanmoins, suite à la publication de cette étude (Canou et al., 2009), Archontis and Hood (2010) ont étudié une simulation d'émergence qui mettait en évidence, d'une part, la formation de polarités allongées semblables à celles présentées dans la Section 8 et, d'autre part, la présence d'un tube de flux torsadé qui se formait par reconnection suite à l'émergence du tube torsadé initial au travers de la photosphère. Ainsi, il est fort possible que le tube reconstruit ne soit que le résultat de l'émergence d'un tube à plus grande échelle ; ce qui pourrait expliquer par ailleurs sa faible extension comparée à la taille du δ -spot.

D'autre part, le champ de vue de *THEMIS*/MTR étant trop petit, la reconstruction n'a pas été en mesure de retrouver la structure magnétique qui supportait la matière froide du filament, bien que certaines indications soient en faveur du fait que le magnétogramme vectoriel contenait une partie de l'information nécessaire. Or, la détermination de la structure magnétique qui supporte un filament est un champ de recherche actif comme nous avons pu le voir à la Section 4.3. La reconstruction ayant été en échec sur cette région avec ce magnétogramme particulier, cela ne nous empêche toutefois pas de tenter de déterminer la structure magnétique d'un filament présent dans une autre région. Une telle étude est ainsi présentée dans la Partie suivante.

Quatrième partie

Structure Magnétique d'un Filament de Région Active

Sommaire

11 Contexte	76
12 Description de la Région Active	76
12.1 Présence d'un Filament	77
12.2 Données et Conditions aux Limites pour la Reconstruction	80
13 Structure Magnétique et ses Propriétés	82
13.1 Configuration Magnétique : Présence d'un Tube de Flux Torsadé . . .	82
13.2 Tube de Flux Torsadé comme Support Magnétique du Filament . . .	85
13.3 Remarques concernant les Courtes Arcades présentes sous le Tube .	87
14 Etude de la Stabilité et Relation avec l'Evolution du Filament	88
14.1 Nécessité de l'Etude de Stabilité	88
14.2 Description de la Méthode	89
14.3 Résultats	90
Résumé	91

11 Contexte

Situés au dessus des lignes d'inversion de polarités (LIP), les filaments sont ces structures sombres visibles en $H\alpha$. Ils sont présents à des endroits variés de la couronne solaire : dans le Soleil calme, entre des régions actives ou au sein même des régions actives. Ils peuvent perdurer pendant de longues périodes (parfois plusieurs rotations du Soleil) avant d'entrer subitement en éruption. Ils ont donc été largement étudiés et modélisés.

Une question encore ouverte est liée à la structure magnétique supportant la matière froide du filament. La structure magnétique d'un filament doit, notamment, contenir des creux magnétiques permettant de stocker la matière froide et la Section 4.3 a montré que deux modèles de structures magnétiques possédaient cette contrainte : le modèle de tube de flux torsadé et le modèle d'arcades cisailées.

Cette Partie traite donc cette question et propose la détermination de la structure magnétique d'un filament de région active par reconstruction du champ magnétique à l'aide d'*XTRAPOL*. La Section 12 décrira les caractéristiques de la région active choisie ainsi que les données utilisées pour la reconstruction. Le champ magnétique reconstruit sera analysé dans la Section 13 et l'étude de la stabilité du système sera effectuée dans la Section 14.

12 Description de la Région Active

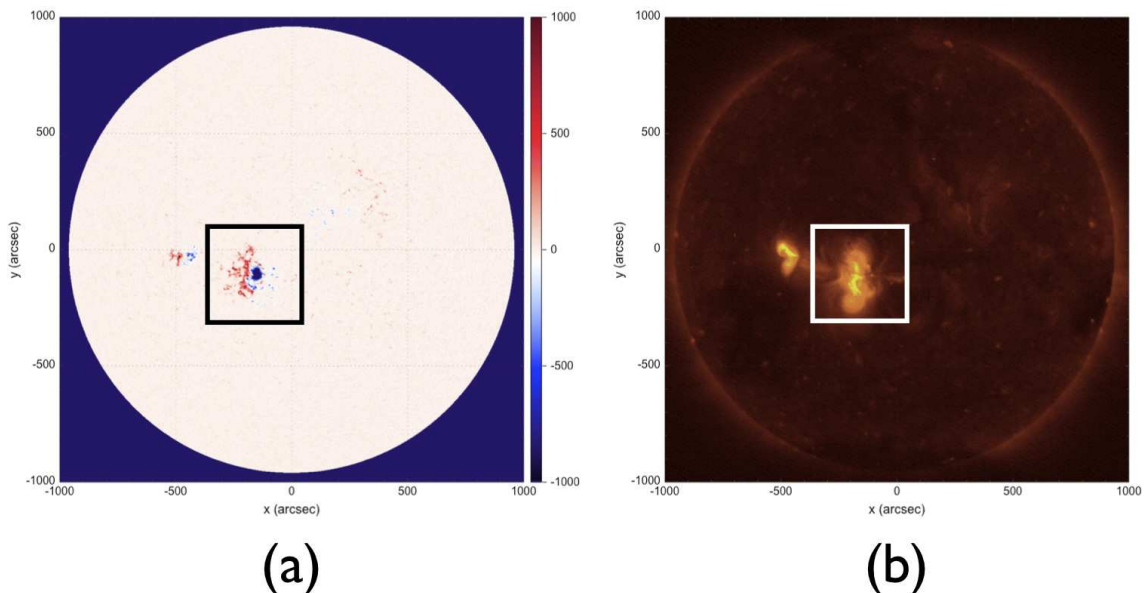


FIGURE 21 – Vue globale du disque solaire le 30 Avril 2007. (a) Magnétogramme longitudinal du disque solaire entier mesuré par *SOHO*/MDI le 30 Avril 2007 à 22:24 UT. (b) Données en rayons X mous mesurées par *Hinode*/XRT sur le disque solaire entier le 30 Avril 2007 à 23:56 UT.

Pour cette étude, le choix s'est porté sur la région active AR 10953 présente sur

le disque solaire du 26 Avril au 7 Mai 2007. On peut voir sur la Figure 21-(a) son positionnement souligné par le cadre noir sur le disque le 30 Avril 2007. Il s'agit d'une région plutôt simple, quasi-bipolaire, formée d'une polarité magnétique de tête négative et suivie par une polarité positive plus diffuse. Cette région active n'a présenté qu'une activité réduite avec un embrillancement à deux rubans de classe C8.5 le 2 Mai à 23:28 UT étudié par Su et al. (2009) et un embrillancement de classe C4.2 le 5 Mai à 12:20 UT. D'autres embrillancements se sont produits mais peu énergétiques puisque de classe B ; comme celui étudié par Murray et al. (2011). D'autre part, la région active AR 10954 est présente un peu plus à l'Est sur le disque solaire et partage quelques connections *via* des lignes de champ avec AR 10953 comme on peut le voir sur la Figure 21-(b) présentant les données en rayons X mous mesurées par l'instrument XRT (Golub et al., 2007) de *Hinode*. A partir de la Figure 21-(b), on voit aussi la présence d'une forme ressemblant à un *S* : cette structure visible en rayons X mous est appelée un *sigmoid*.

12.1 Présence d'un Filament

L'intérêt principal de cette région ne réside donc pas dans l'activité plutôt réduite, mais plutôt dans la présence d'un filament, ce qui fait de cette région la candidate idéale pour déterminer la structure magnétique qui supporte la matière froide d'un filament.

La Figure 22 présente l'évolution temporelle de la forme du filament du 28 Avril à 01:10 UT au 4 Mai à 21:44UT ; cette série temporelle a été mesurée par le télescope japonais Solar Magnetic Activity Research Telescope (*SMART*) en $H\alpha$. Un filament de région active est présent au Sud de la polarité magnétique principale de AR 10953. Notamment, entre le 29 Avril et le 01 Mai, le filament ne change pas véritablement de forme et présente une structure formant un *S*, une extrémité étant connectée à la polarité magnétique principale de la région active.

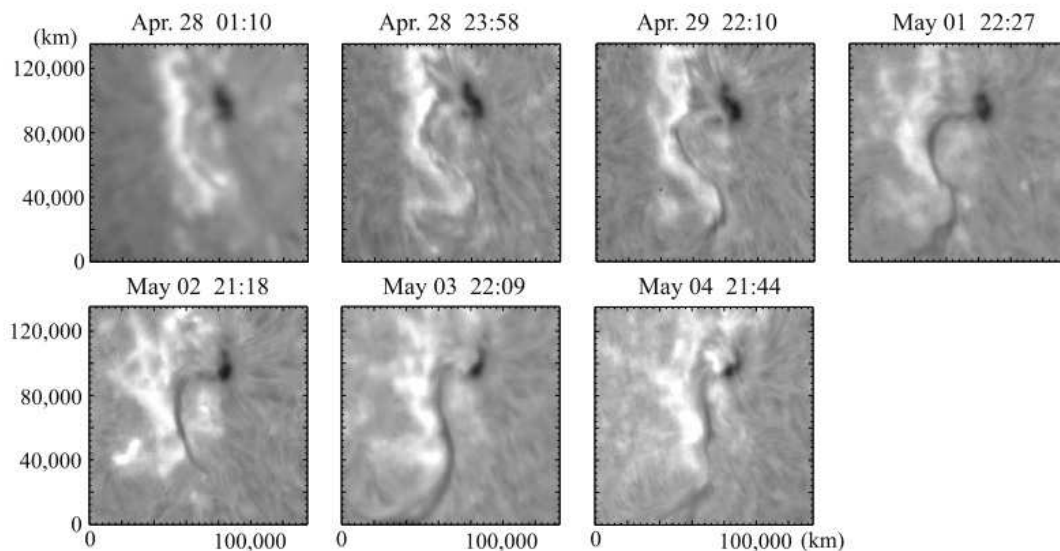


FIGURE 22 – Evolution du filament de la région active AR 10953 observé en $H\alpha$ par le télescope *SMART*. Adapté de Okamoto et al. (2009).

L'évolution de ce filament a été étudiée en détails par Okamoto et al. (2008) et Okamoto et al. (2009). Ils ont suggéré que le long filament final observé entre le 29 Avril

et le 01 Mai se formait par l'émergence d'un tube de flux torsadé entre le 28 et le 30 Avril sous une structure magnétique (un tube de flux torsadé ou un système d'arcades) formant un filament pré-existant. En effet, ils ont mis en évidence deux signatures photosphériques particulières : d'une part, l'augmentation puis la diminution du nombre de *bald patches* (Titov et al., 1993) sous le filament (augmentation tant que l'axe du tube n'est pas sorti et diminution une fois qu'il est sorti) et d'autre part, l'élargissement puis le rétrécissement d'une zone de champ faible entre deux polarités de signes opposés et interprété comme l'écartement causé par la montée et l'émergence en une seule entité du tube de flux torsadé. Cette émergence aurait alors entraîné la formation du long filament par reconnection magnétique des différentes parties ; reconnection mise en évidence par la présence d'embrillancements visibles en $H\alpha$ sur les données mesurées par *Hinode*/SOT/FG. Cependant, se basant sur une simulation MHD d'émergence de MacTaggart and Hood (2010) qui visait à vérifier le scénario proposé par Okamoto et al. (2008, 2009), Vargas Dominguez et al. (2011) étudient l'évolution du flux magnétique non signé et les vitesses de déplacement des éléments de flux à l'aide d'une technique de Local Correlation Tracking (LCT). Ils montrent alors que leurs résultats ne recouvrent pas les résultats de l'étude de MacTaggart and Hood (2010) pour cette région précise. Ils concluent donc qu'un tube de flux torsadé n'émergeait pas nécessairement mais plutôt que le filament pouvait se former par le processus d'annihilation de flux ; processus qui fut d'ailleurs étudié par van Ballegooijen and Martens (1989) dans le cadre de la formation des filaments. On peut cependant remarquer que leur calcul de flux non signé repose sur des magnétogrammes longitudinaux qui ne permettent donc pas une grande précision dans le calcul du $B_{z,phot}$ comme expliqué en Annexe A.1. D'autre part, la méthode LCT repose elle-aussi sur des approximations et les champs de vitesses calculés des éléments magnétiques peuvent être bien différents des champs de vitesses réels du plasma.

Ainsi il existe une forte ambiguïté concernant une possible émergence et une présence ultérieure d'un tube de flux torsadé. Aussi, je propose dans cette section de se concentrer sur certaines données magnétiques mesurées par le Spectro Polarimeter (SP) du Solar Optical Telescope (SOT) embarqué à bord du satellite japonais *Hinode* en parallèle avec les données observées en $H\alpha$ par le Filtergraph de *Hinode*/SOT ; l'objectif étant de souligner certaines propriétés particulières qui permettront d'analyser et justifier la Reconstruction sans autres hypothèses que celles faites dans le traitement des données magnétiques. Les données présentées ici ont été traitées par mes soins en utilisant la procédure expliquée en Annexe A.1. La Figure 23 montre donc l'évolution temporelle du $\mathbf{B}_{t,phot}$ (première ligne), $j_{z,phot}$ (deuxième ligne) et du filament en $H\alpha$ (troisième ligne) durant la période du 29 Avril à 15:20 UT au 01 Mai à 08:00UT – période où le filament ne change plus vraiment de forme. Les données des différents instruments aux différents temps ont été co-alignés spatialement avec un outil que j'ai développé durant ma thèse (voir Annexe A.1) ; ainsi les différentes quantités sont toutes affichées selon le même champ de vue.

Sur la Figure 23-(a), on voit en $H\alpha$ la présence de différentes parties dans le filament comme remarqué par Okamoto et al. (2008) et Okamoto et al. (2009) qui, ensuite, se connectent pour former une seule et même structure comme on peut le voir en $H\alpha$ sur la figure 23-(b). Cette transition s'accompagne, dans la zone définie par les cercles noirs, par une densité de courant $j_{z,phot}$ devenant plus négative et l'apparition d'une densité de courant positive, laissant penser à la présence de courants de retour permettant de neu-

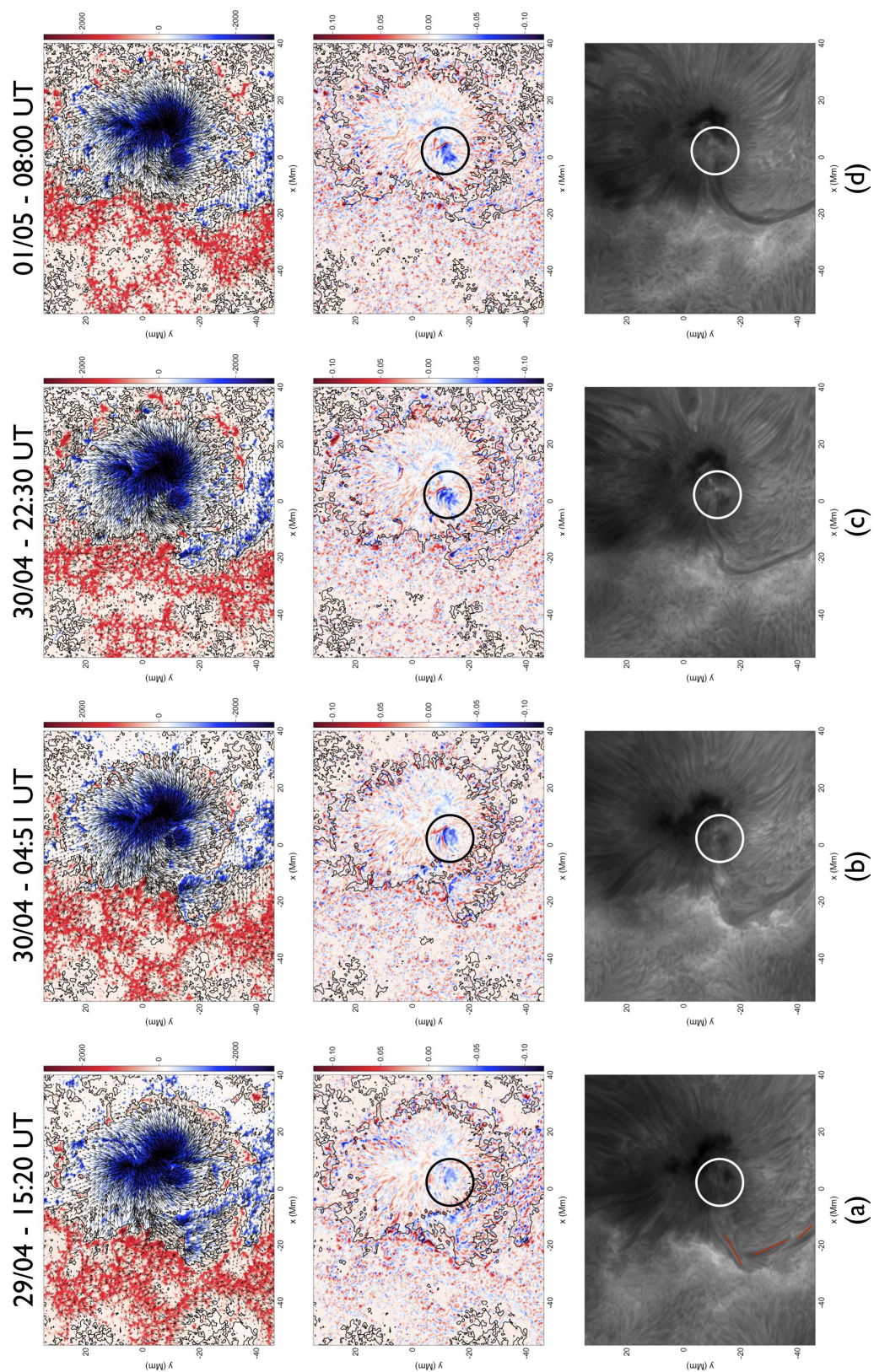


FIGURE 23 – Evolution temporelle du magnétogramme vectoriel (première ligne), de la composante verticale de la densité de courant (deuxième ligne) et du filament en H α (troisième ligne). (a) 29 Avril à 15:20 UT. (b) 30 Avril à 04:51 UT. (c) 30 Avril à 22:30 UT. (d) 01 Mai à 08:00 UT.

traliser les systèmes de courant (voir, par exemple : Wilkinson et al., 1992; Wheatland, 2000; Venkatakrishnan and Tiwari, 2009). La journée qui suit (Figure 23-(c) et 23-(d)) ne présente pas de nettes différences au niveau des structures des courants. Toutefois, on peut remarquer que ces concentrations de densité de courant semblent localisées au même endroit que le point d’ancrage visible du filament dans la polarité magnétique négative (voir sur les Figures 23-(a) – 23-(d) les cercles noirs et blancs sur les deuxième et troisième lignes, respectivement).

D’autre part, l’étude du $\mathbf{B}_{t,phot}$ montre quelques structures remarquables. En effet, le long de la LIP au sud de la polarité négative principale, on remarque la présence de *bald patches*, indications de la présence de lignes de champ tangentes à S_p et ayant un rayon de courbure positive. Okamoto et al. (2008) avait aussi souligné la présence de *bald patches* à cet endroit en utilisant une méthode de résolution de l’ambiguïté différente; notre résultat confirme donc bien leurs présences. Il est essentiel de noter que la présence de ces *bald patches* se trouvent juste à l’endroit de l’épine (i.e., la partie la plus sombre) du filament. On peut noter que la présence de *bald patches* a été remarquée dans les précédentes études des structures magnétiques des filaments et appelée configuration inverse quand elle fut observée ou/et modélisée plus haut dans l’atmosphère solaire.

Ainsi, seulement en considérant les données de bases que sont les magnétogrammes vectoriels et les images en $H\alpha$, nous avons mis en évidence la présence de *bald patches*, pouvant être la signature d’un tube de flux torsadé tangent à S_p et la présence d’une forte concentration de courant correspondant, semble-t-il, à l’ancrage du filament dans la polarité négative de la région active. Après cette description préliminaire de AR 10953, je vais présenter les données ayant servi de conditions aux limites pour la Reconstruction.

12.2 Données et Conditions aux Limites pour la Reconstruction

J’ai été amené à travailler sur cette région dans le cadre des travaux réalisés par le groupe de recherche international appelé Nonlinear Force-Free Field (NLFFF), piloté par l’institut Lockheed, USA. Ce groupe a pour but de tester et de comparer les différentes méthodes de reconstruction existantes (voir Sect 5.2) et est à l’origine d’un certain nombre d’études portant sur le *Problème de la Reconstruction* (Schrijver et al., 2006; Metcalf et al., 2008; Schrijver et al., 2008; De Rosa et al., 2009). Au début de ma thèse, j’ai ainsi pu me joindre à ce groupe et participer à l’étude de cette région et à la comparaison des résultats de différents codes développés par diverses équipes de par le monde; avec, notamment, nos résultats d’*XTRAPOL* utilisé tout au long de mon travail de thèse et *FEMQ*, code de reconstruction basé sur les éléments finis développé au CPhT (voir Amari et al., 2006, pour plus de détails) que j’ai pu utiliser à cette occasion. Dans cette Partie, seuls les résultats de *XTRAPOL* sont présentés; les résultats de *FEMQ* peuvent être consultés dans Canou and Amari (2010). Le lecteur intéressé par les conclusions de cette étude comparative se reportera à De Rosa et al. (2009) pour plus de détails.

La reconstruction du champ magnétique de cette région se base sur les données qui ont été fournies par le groupe NLFFF et je rappelle ici quelques points importants. Les données proviennent d’un scan de la région AR 10953 pris par *Hinode/SOT/SP* le 29 Avril à 22:30 UT. Les paramètres de Stokes I, Q, U et V ont ensuite été inversés à l’aide du code *MERLIN* (Skumanich and Lites, 1987) pour obtenir un champ magnétique dont

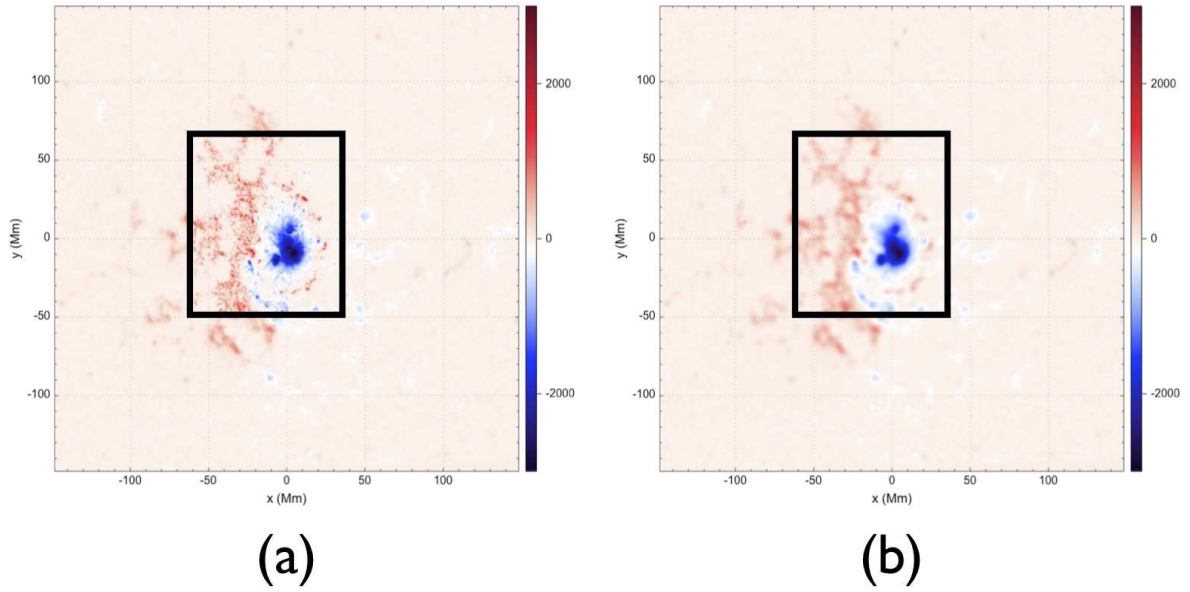


FIGURE 24 – Composante verticale $B_{z,phot}$ du champ magnétique correspondant à l’inclusion du magnétogramme vectoriel mesuré par *Hinode*/SOT/SP le 30 Avril 2007 à 22:30 UT dans le magnétogramme longitudinal de *SOHO*/MDI. (a) $B_{z,phot}$ original. (b) $B_{z,phot}$ pré-processé.

le champ transverse était sujet à l’ambiguïté de 180° . Celle-ci a été résolue par la méthode AZAM (voir Section 5.3.2 et Lites et al., 1995). Le champ de vue du magnétogramme vectoriel d’*Hinode* est cependant trop petit comparé à la taille totale de AR 10953 et le magnétogramme vectoriel a donc été inclus dans un magnétogramme longitudinal de *SOHO*/MDI possédant un champ de vue bien plus grand. La figure 24-(a) présente ces données qui s’étendent sur une zone de $186 \times 186 \text{ Mm}^2$ discrétisées sur un maillage uniforme de 320×320 pixels ; les données de *Hinode*, encadrées par le rectangle noir, sont visibles au centre de la Figure 24-(a) et s’étendent sur une zone de $100 \times 110 \text{ Mm}^2$. Naturellement, la partie MDI des données finales ne contient aucune information sur le champ transverse $\mathbf{B}_{t,phot}$ et donc sur le $j_{z,phot}$. Toujours dans le cadre de cette étude, les données ont été pré-processées par la méthode de Wiegelmann (Wiegelmann et al., 2006) pour lisser et diminuer les forces et moments exercés par le champ magnétique dans le volume Ω (voir Sect. 3.3.7).

Le résultat de ce pré-processing est montré par les Figures 24-(b) et 25. La Figure 24-(b) présente le champ de vue total de $B_{z,phot}$ équivalent aux données originales (i.e. non pré-processées, Figure 24-(a)). La Figure 25 est un zoom sur la zone d’intérêt discutée à la Section 12.1 avec (a) le magnétogramme vectoriel : les flèches représentant le champ transverse $\mathbf{B}_{t,phot}$, la carte le champ magnétique vertical $B_{z,phot}$ et sa LIP tracée par une ligne noire, (b) la densité de courant $j_{z,phot}$ et (c) la fonction sans-force α_{phot} . $j_{z,phot}$ et α_{phot} ont été calculés suivant la procédure décrite à la Section 5.3.3. Le champ magnétique est exprimé en Gauss (G), la densité de courant en statampère, la fonction sans force en Mm^{-1} et les axes en Mm.

Le pré-processing est connu pour modifier le champ magnétique mesuré \mathbf{B}_{phot} . Néanmoins, les bald patches et la forte concentration de densité de courant négatifs

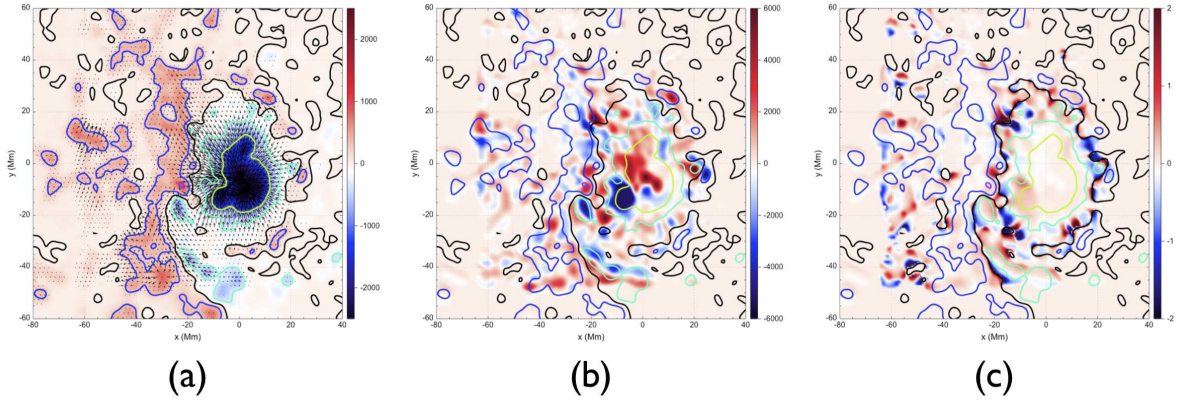


FIGURE 25 – Conditions aux limites *pré-processées* utilisées pour la reconstruction. (a) Magnétogramme vectoriel \mathbf{B}_{phot} ; les flèches représentent le champ transverse, la carte scalaire $B_{z,phot}$. (b) Densité de courant $j_{z,phot}$ (c) Fonction sans force α_{phot} . Les contours représentent les valeurs de $B_{z,phot} = \pm 300, 900$ G et le champ de vue a été restreint à $[-80; 40] \times [-60; 60]$ Mm².

sur la Figure 23-(c) et discutés à la Section 12.1 sont toujours visibles sur la Figure 25 ; ce qui est un point important pour pouvoir analyser le lien entre la structure magnétique reconstruite et les différentes observations disponibles.

13 Structure Magnétique et ses Propriétés

Le champ magnétique de la région active AR 10953 est reconstruit dans un volume $\Omega = [-93; 93] \times [-93; 93] \times [0; 149]$ Mm³ discrétisé sur un maillage de $180 \times 160 \times 120$ points. Le maillage est non-uniforme, les points sont concentrés dans le voisinage des *bald patches* sur le plan (x, y) et dans le bas du volume selon l'axe z . Les valeurs seuils pour le calcul de α_{phot} sont $B_{n,cut} = 5$ G et $B_{t,cut} = 30$ G.

13.1 Configuration Magnétique : Présence d'un Tube de Flux Torsadé

Le résultat de la reconstruction avec *XTRAPOL* est montré par la Figure 26 où des lignes de champ particulières ont été sélectionnées. Outre la présence de grandes boucles coronales connectant les différentes polarités de la région, on voit une structure particulière se dessiner au sud de la région : un tube de flux torsadé est présent dans cette région active avec, au dessus de lui, des arcades cisailées qui participent à son confinement relatif et, par conséquent, aux propriétés d'équilibre de la structure magnétique.

La Figure 27 présente une vue rapprochée de ce tube de flux torsadé. Les lignes de champ sélectionnées sont différentes de la Figure 26 et un système arbitraire de couleurs a été choisi pour mettre en exergue les différentes parties qui constituent ce tube. Les lignes sombres représentent le cœur du tube de flux torsadé, les lignes de champ violettes

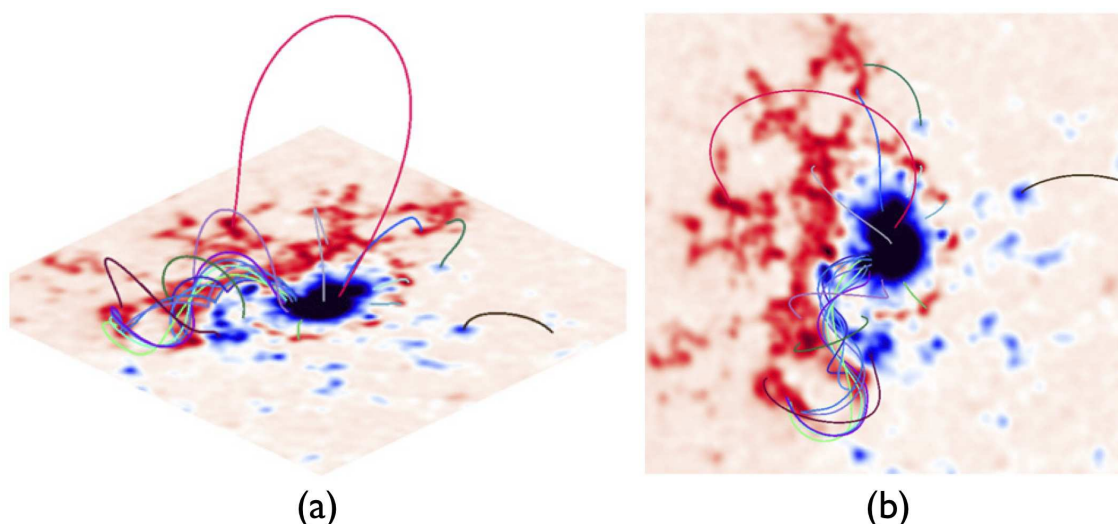


FIGURE 26 – Vue globale de la région active avec une sélection de lignes de champ magnétique. (a) Vue de profil. (b) Vue du haut (selon $-z$).

sont de longues arcades extrêmement cisailées situées autour du cœur et celles vertes sont de courtes arcades avec un cisaillement plus ou moins important se situant sous le tube entre les pieds des lignes de champ violettes. Alors que nous reviendrons en détails sur la présence des arcades présentes à basse altitude (arcades vertes), il est intéressant de noter que la transition entre les courtes et les longues arcades implique une forte variation dans la connectivité des lignes de champs (c'est-à-dire un fort gradient de connectivité, Titov et al., 2002) ; il en résulte que deux couches quasi-séparatrices sont présentes de part et d'autre de la LIP et définissent un tube de flux hyperbolique qui entourent le cœur torsadé (Titov, 2007). Toujours concernant l'analyse de ces trois jeux de lignes de champ, la présence d'arcades cisailées sous le tube torsadé peut laisser penser à la présence d'un point nul où $\mathbf{B} = \mathbf{0}$; ce type de configuration se réalise souvent à 2D (voir par exemple la Figure 3-(e) de Malherbe and Priest, 1983) et joue un rôle important dans la stabilité et l'évolution du système. La recherche de points nuls se fait à l'aide de la méthode de Haynes and Parnell (2007). Aucun point nul ne se trouve donc dans le voisinage du tube de flux torsadé ; ceci n'est pas surprenant toutefois puisque nous sommes ici à 3D.

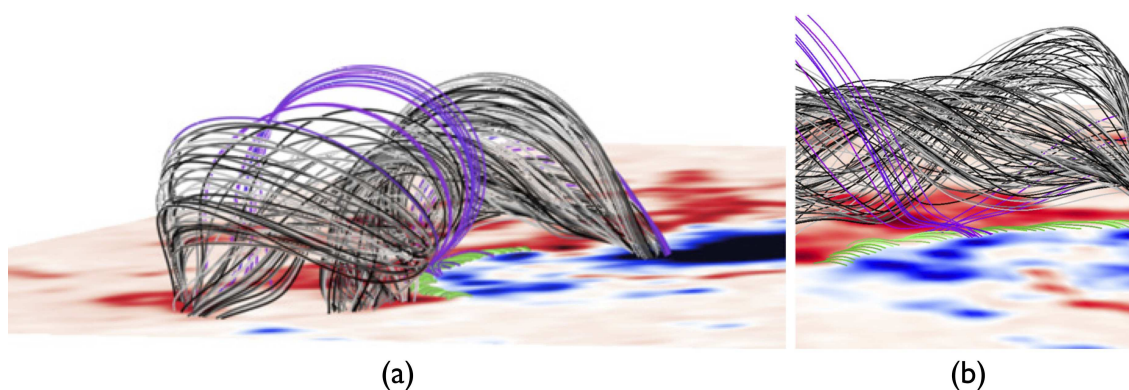


FIGURE 27 – Zoom sur le tube de flux torsadé avec une sélection de lignes de champ magnétique.

Concernant le cœur du tube torsadé, il est intéressant de noter que, dans la polarité négative, les pieds de ses lignes de champ sont ancrés dans la concentration de courant qui a été mise en avant à la Section 12.1 et qui se retrouve naturellement dans les données utilisées pour calculer les conditions aux limites d'*XTRAPOL*. La reconstruction met donc clairement en avant que ce tube est créé par la présence de cette concentration de courant. Par ailleurs, on a vu à la Section 4.3 que les filaments étaient modélisés dans les études analytiques par des lignes de courant sont ponctuelles (par exemple : Amari and Aly, 1989) soit étendues (par exemple : Amari and Aly, 1992). On remarque donc ici que la modélisation par un champ sans force non-linéaire fait apparaître naturellement non plus une ligne de courant mais plutôt une *gaine* de courant, conséquence de la présence de la forte concentration de densité de courant présente au niveau de la photosphère. D'autre part, pour l'étude présentée ici, la fonction sans force α_{phot} a été imposée sur S_p^- , mettant aussi en avant l'avantage de l'algorithme de Grad-Rubin (qui stipule l'imposition de α_{phot} dans une seule polarité magnétique pour avoir un problème qui n'est pas sur-imposé) : d'une part, on prend en compte cette forte concentration de courant et, d'autre part, on réduit l'impact du manque d'information sur le courant dans la polarité positive de la partie MDI des conditions aux limites au Sud de la région active. Dans cette même polarité positive, les lignes de champs se connectent à deux endroits différents séparés par une polarité de signes opposés et ces *bifurcations* de connexion entraînent une certaine complexité dans la forme du tube de flux torsadé.

Le tube torsadé a une hauteur de 25 Mm, une largeur de 15 Mm et une longueur de 78 Mm. Le signe de α en son cœur est positif avec une valeur comprise entre 0,20 et $0,55 \text{ Mm}^{-1}$. La torsion du cœur est au maximum de 1 tour (soit une torsion de 2π) ce qui le situe en dessous du seuil de déclenchement de l'instabilité *kink*. D'autre part, le tube torsadé est principalement horizontal ; ce qui rend difficile le calcul du seuil de l'instabilité *torus*.

Enfin, le champ magnétique reconstruit permet de calculer énergies et hélicités. Les résultats sont résumés dans la Table 7 (voir 3.3.5 et 3.3.6 pour les définitions et les propriétés de ces quantités). L'énergie libre de la configuration reconstruite possède

W_π	$W[\mathbf{B}]$	W_σ	ΔW	ΔH_m
$8,63 \times 10^{32}$	$11,27 \times 10^{32}$	$15,81 \times 10^{32}$	$2,64 \times 10^{32}$	$1,49 \times 10^{42}$
$1,00 \times W_\pi$	$1,31 \times W_\pi$	$1,83 \times W_\pi$	$0,31 \times W_\pi$	-

TABLE 7 – Energies et hélicité magnétiques. Les énergies sont exprimées en erg et l'hélicité en Mx^2 .

CWsin	$\langle f_i \rangle$
0,08	$3,0 \cdot 10^{-10}$

TABLE 8 – Diagnostics de champ sans force

31% d'énergie en plus du champ potentiel soit $2,64 \times 10^{32}$ erg. Cette quantité d'énergie est suffisante pour alimenter les différents embrillancements de classe B et les deux embrillancements de classe C qui ont eu lieu le 2 Mai et le 5 Mai. On peut noter aussi

que la conjecture d'Aly–Sturrock est satisfaite avec $W_\pi < W[\mathbf{B}] < W_\sigma$ (voir Section 3.3.5 et Aly, 1991; Sturrock, 1991).

Lorsque le champ magnétique coronal est reconstruit par un champ magnétique sans force, deux diagnostics peuvent être intéressants à calculer pour quantifier à quel point le champ reconstruit vérifie l'hypothèse de départ. Le premier correspond à la validation de la contrainte imposée par l'équation $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ et a pour expression :

$$\langle |f_i| \rangle = \frac{1}{N} \sum_i \frac{\int_{S_i} |\mathbf{B}_i \cdot d\mathbf{S}|}{\int_{S_i} \|\mathbf{B}_i\| dS} \quad (97)$$

où S_i est la surface associée au volume du pixel i contenant le champ magnétique \mathbf{B}_i et N est le nombre total de pixels. Pour $\langle |f_i| \rangle = 0$, le champ magnétique reconstruit est à divergence nulle. Le deuxième diagnostic est appelé sinus de l'angle moyen entre la densité de courant \mathbf{j} et le champ magnétique \mathbf{B} pondéré par le la densité de courant :

$$CW_{\sin} = \frac{\int_{\Omega} \sigma_j \|\mathbf{j}\| dV}{\int_{\Omega} \|\mathbf{j}\| dV} \quad (98)$$

où

$$\sigma_j = \sin \theta = \frac{\|\mathbf{j} \times \mathbf{B}\|}{\|\mathbf{j}\| \|\mathbf{B}\|}.$$

La Table 8 montre les valeurs de ces diagnostics. Ces valeurs sont suffisamment faibles pour assurer que le champ magnétique reconstruit soit sans force et à divergence nulle.

13.2 Tube de Flux Torsadé comme Support Magnétique du Filament

Après avoir mis en évidence la présence du tube de flux torsadé et avoir étudié certaines de ces caractéristiques, il s'agit maintenant de déterminer le support magnétique du filament. Si l'on compare le lieu du filament on se rend compte qu'il semble coïncider avec l'emplacement du tube torsadé. Afin de démontrer l'équivalence filament/tube torsadé, il est nécessaire de se rappeler ce qu'est un filament. D'après les observations, un filament est une structure contenant en son sein de la matière qui est plus froide que la matière environnante; c'est pour cela qu'elle apparaît plus sombre en $H\alpha$ car elle absorbe l'émission photosphérique. On sait, d'autre part, que l'atmosphère solaire est baignée dans un champ magnétique. Ainsi, en considérant un filament comme une structure stationnaire et contenant un champ magnétique, ce champ magnétique doit posséder des lignes de champ avec des creux où la matière peut être stockée et supportée contre la force de gravité. Ces creux magnétiques peuvent alors être mis en évidence en calculant le rayon de courbure d'une ligne de champ : si ce rayon est positif, la ligne possède une courbure favorable au stockage de matière froide. L'expression de ce critère pour les creux magnétiques est identique à celui de la présence de *bald patches* et que l'on a rencontré à la Section 3.3.4.

Ce calcul de courbure a été effectué pour cette région et les lignes de champ avec un rayon de courbure positif ont été tracées sur une hauteur $H_p = 300$ km, qui correspond à peu près à la hauteur de stockage de la matière au niveau de la chromosphère. Le résultat est montré par la Figure 28-(b); les Figures 28-(a) et 28-(c) sont des observations par

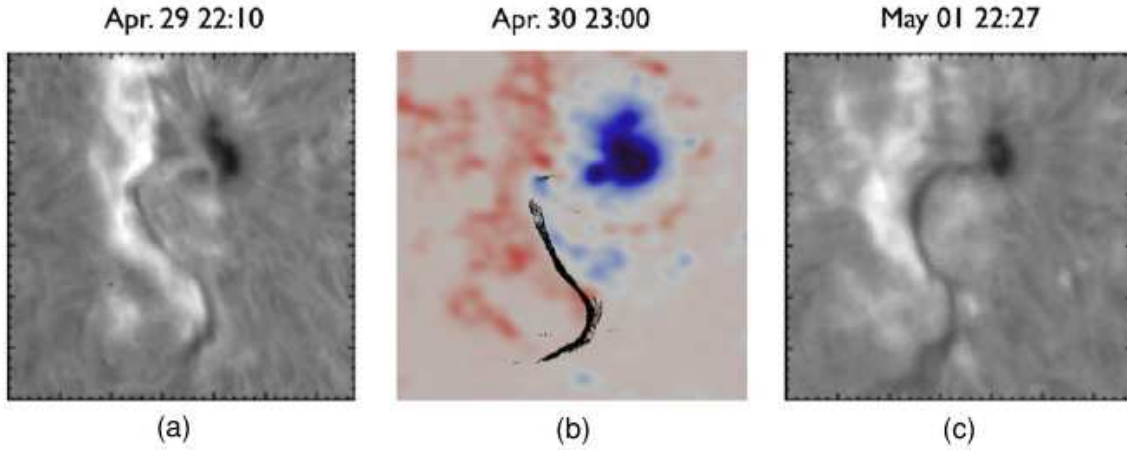


FIGURE 28 – Comparaison entre les images $H\alpha$ de SMART et la position des creux magnétiques du tube de flux torsadé. (a) *SMART/H α* le 29 Avril 2007 à 22:10 UT. (b) Position des creux du tube torsadé. (c) *SMART/H α* le 01 Mai 2007 à 22:27 UT.

SMART en $H\alpha$ du filament datant du 29 Avril à 22:10 UT et du 01 Mai à 22:27 UT respectivement, soit 1 jour avant et 1 jour après la date de la reconstruction. On voit ainsi que les creux magnétiques contenus dans le tube de flux torsadé sont en accord d'une part avec l'emplacement du filament et d'autre part avec sa forme. La Figure 29 présente, quant à elle, les données mesurées par *Hinode/SOT/FG* en $H\alpha$ et déjà présentées à la Section 12.1 sur la Figure 23-(c). On a superposé la position des creux magnétiques à ces données; on voit ainsi que la position des creux est très proche de la position du filament sur cette image en $H\alpha$. Il est intéressant de noter que le filament ne présente pas d'extensions latérales appelées *barbes* (Aulanier et al., 1998), que ce soit sur les images en $H\alpha$ ou sur les Figures présentant les creux magnétiques; cela semble être une caractéristique des filaments de régions actives (Mackay et al., 2010). Ces deux Figures permettent de conclure que la matière du filament visible en $H\alpha$ est supportée par la structure magnétique qu'est le tube de flux torsadé.

A la Section 12, nous avons vu que le filament correspondait aussi à l'emplacement d'une structure en S appelée *sigmoid*. Les *sigmoids* sont visibles en rayons X mous et l'on pense qu'ils sont dûs au chauffage de la couronne par les courants qui s'y trouvent. Il est donc possible de les mettre en évidence à partir d'une reconstruction puisque qu'elle nous fournit la distribution des courants dans la couronne. Une manière de les mettre en évidence est d'intégrer verticalement la norme de la densité de courant :

$$I_z = \int_{z_0}^{z_1} \|\mathbf{j}\| dz . \quad (99)$$

Cette densité de courant intégrée est représentée sur la figure 30-(b) alors que la Figure 30-(a) représente les données en rayons X mous de *Hinode/XRT* avec une échelle logarithmique et intégrées sur la période de scan de *Hinode/SOT/SP*. On remarque ici aussi que les deux Figures correspondent et sont en accord. Le tube de flux torsadé, en plus d'être la structure magnétique supportant le filament, contient aussi les courants nécessaires à l'apparition du *sigmoid* observé en rayons X mous.

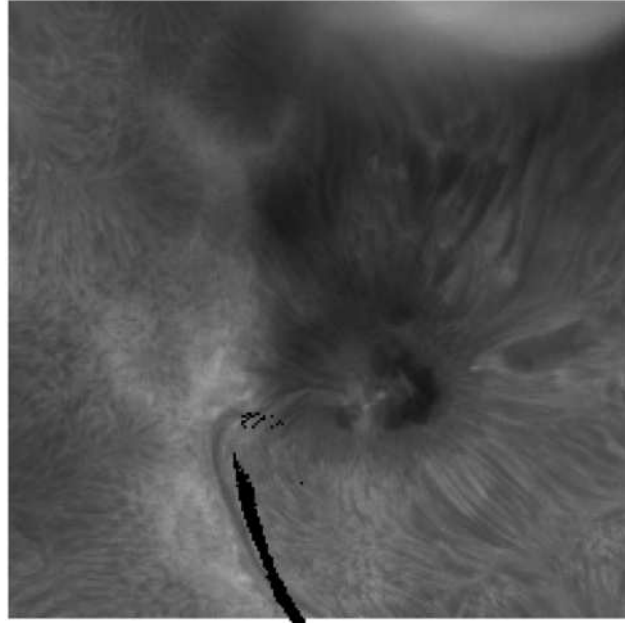


FIGURE 29 – Comparaison entre les données $H\alpha$ mesurées par *Hinode*/SOT/FG et la position des creux magnétiques présents dans le tube de flux torsadé reconstruit.

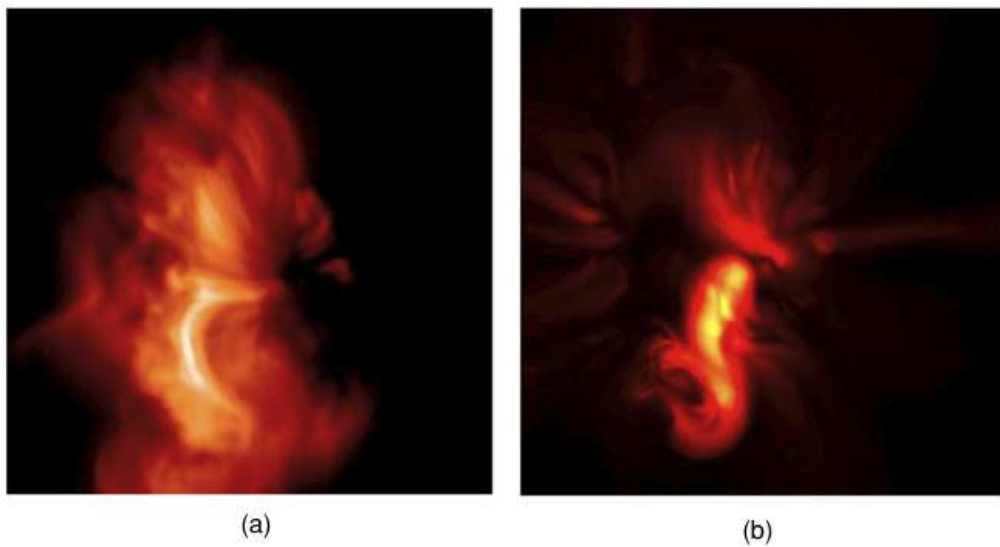


FIGURE 30 – Comparaison entre (a) les données en rayons X mous de *Hinode*/XRT affichées selon une échelle logarithmique et intégrées temporellement sur la période de scan de *Hinode*/SOT/SP et (b) la norme des courants intégrée verticalement.

13.3 Remarques concernant les Courtes Arcades présentes sous le Tube

La présence des courtes arcades cisailées sous le tube de flux torsadé soulève quelques questions et les réponses permettent de mieux saisir certains aspects de l'hypothèse de champ sans force et des contraintes qui lui sont liées.

Tout d'abord, leur présence n'a pas lieu d'être car nous avons vu à la Section 12.2 que le long de cette LIP, le champ magnétique transverse présente des *bald patches* et

que ceux-ci sont liés à des lignes de champ magnétique tangentes à la surface avec une courbure positive (les arcades ayant une courbure négative). D'autre part, ces arcades s'étendent sur 2 points de chaque côté de la LIP et sur environ 4 points verticalement et elles restent présentes pour différentes résolutions et domaine Ω ; ce qui exclut donc un manque de résolution du maillage. Cette incompatibilité flagrante entre la solution d'*XTRAPOL* et les données originales est causée par différents facteurs liés aux données et à la méthode de calcul de α_{phot} .

Comme je le disais lors de la description des données (voir 12.2), le magnétogramme vectoriel de *Hinode/SOT/SP* a été inclus dans le magnétogramme longitudinal de *SOHO/MDI*. Aucune information n'est disponible pour le champ magnétique transverse et donc, pour la densité de courant et pour α_{phot} dans la partie MDI des données. Ainsi pour la partie la plus au sud du tube de flux torsadé, α_{phot} est nul de chaque côté de la LIP, ce qui implique que le champ magnétique n'est que peu modifié aux très basses altitudes comparé au champ potentiel.

D'autre part, et malgré le *pré-processing* de Wiegmann et al. (2006), le magnétogramme vectoriel n'est manifestement pas celui d'un champ sans force. En effet, comme il a été expliqué à la Section 3.3.7, dans le cas d'un champ sans force et d'un α_{phot} borné (qui est une condition nécessaire mais non suffisante pour assurer l'existence d'une solution : Boulmezaoud and Amari, 2000), la composante verticale de la densité de courant \mathbf{j}_{phot} doit être nulle sur la PIL. Or, on voit clairement sur la Figure 25-(c) que ce n'est pas le cas. Cette déviation de l'hypothèse provient certainement du fait que le champ magnétique de la photosphère n'est pas sans force avec la présence de forces non-magnétiques non négligeables.

14 Etude de la Stabilité et Relation avec l'Évolution du Filament

14.1 Nécessité de l'Étude de Stabilité

Le champ magnétique reconstruit représente un équilibre de champ sans force (à un bon niveau de précision : la force de Lorentz est faible bien que non nulle). Du fait de la faible activité de la région active, il peut être intéressant de déterminer si la configuration magnétique, et notamment le tube de flux torsadé, est dans un état d'équilibre stable ou instable.

Bien qu'il n'existe pas de condition nécessaire générale pour définir la stabilité d'un champ magnétique sans force 3D, il existe toutefois une condition suffisante qui, si elle est validée, permet d'affirmer que le champ magnétique est stable. Ainsi, pour une configuration ayant tous ses pieds de lignes de champ connectés à $\partial\Omega$, il suffit que la relation suivante soit satisfaite (Aly, 1990b) :

$$\alpha_0 L_0 \leq 1 \tag{100}$$

où α_0 est l'ordre de grandeur de la fonction sans force α_{phot} au pied de la configuration et L_0 la longueur caractéristique de la structure magnétique. On calcule la valeur ci-dessus en prenant la valeur de α_{phot} aux pieds du tube torsadé dans la polarité négative :

$\alpha_0 = [0,20; 0,55] \text{ Mm}^{-1}$ et $L_0 = 78 \text{ Mm}$ la longueur du tube. On obtient alors $\alpha_0 L_0 = [15,6; 42,9] \gg 1$; la condition suffisante pour que la configuration soit stable n'est donc pas vérifiée. Mais, n'étant pas une condition nécessaire, on ne peut pas conclure quant à la stabilité du système.

14.2 Description de la Méthode

Par conséquent, une autre méthode de détermination doit être employée. On se base donc sur les travaux antérieurs qui étudiaient les mécanismes d'initiation d'éruption. Ces études construisent des systèmes contenant énergie et hélicité à partir d'un champ magnétique potentiel et déterminent le moment où le système amorce une phase dynamique, et par conséquent instable vis à vis de l'équilibre de champ sans force, en utilisant le principe de relaxation MHD idéale : le système n'est plus forcé et on le laisse évoluer dans le temps en résolvant le système d'équations MHD. Si le système est stable, les vitesses et l'énergie cinétique W_{cin} doivent décroître vers zéro alors que l'énergie magnétique $W[\mathbf{B}]$ et l'hélicité magnétique relative ΔH_m doivent rester constantes (aux erreurs et dissipations numériques près). Si le système est instable vis à vis de l'équilibre de champ sans force, une phase non linéaire et très dynamique s'amorce avec une augmentation des vitesses et de l'énergie cinétique ainsi qu'une diminution de l'énergie magnétique due à son utilisation pour accélérer le plasma et donc sa conversion en énergie cinétique.

L'état magnétique reconstruit provenant d'*XTRAPOL* est utilisé comme condition initiale de simulations de relaxation MHD avec les hypothèses suivantes (en unités normalisées) :

1. la simulation est incompressible $d\rho/dt = 0$
2. la densité est initialisée à $\rho(\mathbf{r}, t = 0) = \rho_0(\mathbf{r}) = 1$
3. la pression est constante, $p = const.$
4. la gravité est négligée, $\mathbf{g} = \mathbf{0}$
5. le terme de dissipation cinématique dans l'Equation (8) est $\mathbf{D}(\mathbf{v}) = -\nabla \cdot (\nu \rho \nabla \mathbf{v})$
6. le coefficient de dissipation cinématique est $\nu(\mathbf{r}, t) = [1,0 \cdot 10^{-3}; 1,0 \cdot 10^{-2}]$
7. le coefficient de résistivité est $\eta(\mathbf{r}, t) = 0$.

Il ne s'agit pas ici de reproduire fidèlement les conditions physiques coronales mais plutôt de coller le plus possible à l'hypothèse de champ sans force de telle sorte que les conclusions de cette étude de stabilité ne soient pas faussées par une *sur-stabilité* ou une instabilité artificielle causées par l'inclusion d'hypothèses contraires à l'équilibre de champ sans force. Le point (7) implique que seule une relaxation en MHD idéale est considérée ici. D'autre part, nous prenons en compte différentes valeurs pour le coefficient de dissipation cinématique ν pour tester son effet sur l'évolution de la configuration et assurer la robustesse des résultats. D'un point de vue pratique, les équations de la MHD sont résolues avec le code *METEOSOL* (Amari et al., 1999b) utilisant une discrétisation à différences finies sur le même maillage décalé que *XTRAPOL*, ce qui permet de conserver toutes les propriétés du champ magnétique (e.g. divergence nulle, forces de Lorentz résiduelles, ...) lors du passage de l'un à l'autre code. La relaxation MHD idéale est effectuée sur une période de temps de $t = 0$ à $t = 1475 \tau_A$ où $\tau_A = v_A/L_0$ est le temps d'Alfvén en prenant comme condition initiale pour le champ magnétique le champ magnétique reconstruit par *XTRAPOL* et en initialisant les vitesses à zéro.

14.3 Résultats

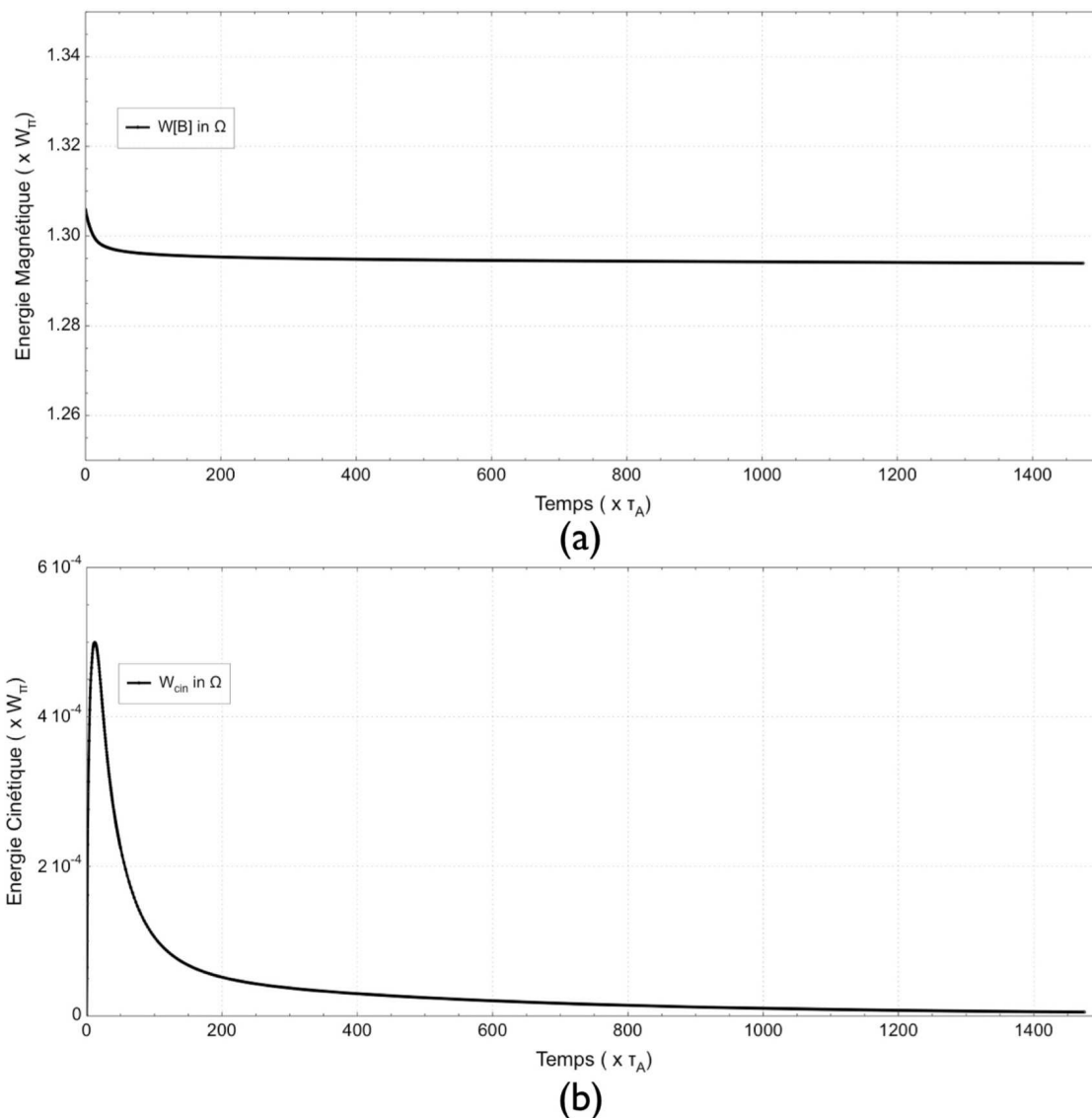


FIGURE 31 – Evolutions temporelles des courbes d'énergies durant le processus de relaxation MHD idéale. (a) Energie magnétique $W[\mathbf{B}]$. (b) Energie cinétique W_{cin} .

La Figure 31 présente, pour la relaxation avec $\nu = 1,0 \cdot 10^{-2}$, les courbes de l'évolution de l'énergie du champ magnétique et de l'énergie cinétique, toutes deux normalisées à l'énergie du champ potentiel W_π ($W_\pi = 8,63 \times 10^{32}$ erg). On note, tout d'abord, qu'en accord avec l'hypothèse d'un champ sans force, l'énergie magnétique est très supérieure à l'énergie cinétique. L'énergie magnétique diminue de $1,310 \times W_\pi$ à $1,294 \times W_\pi$ entre $t = 0 \tau_A$ et $t = 200 \tau_A$ puis reste à une valeur quasi constante proche de $1,29 \times W_\pi$ durant le reste de la relaxation. L'énergie cinétique présente deux phases distinctes. La première est une phase d'augmentation correspondant au développement du champ de vitesses dans Ω sous l'action des forces de Lorentz résiduelles. Durant cette phase, à $t = 12 \tau_A$, l'énergie cinétique atteint son maximum de $5,0 \cdot 10^{-4} \times W_\pi$. La deuxième est une phase de diminution jusqu'à atteindre $5,0 \cdot 10^{-6} \times W_\pi$ à $t = 1475 \tau_A$.

Lorsque l'on contrôle au cours du temps la forme du tube de flux torsadé et des ar-

cadres cisailés à basse altitude, on remarque que ces deux caractéristiques de la structure magnétique sont présentes à chacun de ces instants. Leur évolution n'est pas montrée.

Les résultats de la relaxation MHD avec $\nu = 1,0 \cdot 10^{-3}$ montre les mêmes tendances que les résultats exposés précédemment et ne sont donc pas montrés. D'autre part, le temps d'évolution a été choisi suffisamment long pour assurer que les valeurs finales de $W[\mathbf{B}]$ et W_{cin} ne varient plus que très peu et atteignent des valeurs quasi-constantes. Ainsi, puisque l'énergie cinétique montre une tendance à la diminution et que le tube de flux torsadé est toujours présent avec une énergie magnétique proche de l'originale, on peut conclure que la configuration reconstruite est idéalement stable. Bien que ces tests ne représentent aucunement des conditions réalistes qui se rencontrent dans la couronne, ce résultat est en accord avec le fait que la région active ne présente qu'une faible activité et que l'énergie du champ ouvert soit très supérieure à l'énergie du champ reconstruit, indiquant l'existence d'un équilibre démontré par les résultats de cette procédure.

Résumé

La région active AR 10953 n'a présenté qu'une faible activité durant son passage sur le disque solaire du 26 Avril au 09 Mai 2007. Son intérêt principal réside dans la présence d'un filament (Okamoto et al., 2008, 2009) qui aurait pu se former suite à l'annihilation possible de flux magnétique (Vargas Dominguez et al., 2011).

Dans le cadre du Groupe NLFFF, les données de *Hinode*/SOT/SP mesurées le 30 Avril 2007 à 22:30 UT et *pré-processées* par la méthode de Wiegmann et al. (2006) ont été utilisées comme conditions aux limites pour reconstruire le champ magnétique de cette région à l'aide d'*XTRAPOL* et de la seule hypothèse de champ sans force. Un tube de flux torsadé a été mis en évidence au dessus de la LIP au Sud de la région. On a pu relier ce tube de flux torsadé à une forte concentration de densité de courant et à la présence de *bald patches*. Le calcul des creux magnétiques et du courant intégré verticalement a démontré que ce tube torsadé était, à la fois, la structure magnétique supportant la matière froide du filament et le *sigmoid*.

Le modèle n'est cependant pas capable de retrouver le magnétogramme vectoriel original puisque des arcades cisailées sont présentes à 3D alors que des *bald patches* sont présents au niveau de la photosphère. Cette différence provient certainement d'une combinaison : (1) du manque d'information sur le courant $j_{z,phot}$ dans la partie MDI des données et (2) d'une violation de l'hypothèse sans force à cet endroit due à certains processus physiques. Cependant, les paramètres de diagnostics de l'hypothèse sans force sont bons, l'énergie magnétique $W[\mathbf{B}]$ du magnétique reconstruit est très inférieure à la limite supérieure d'énergie W_σ du champ ouvert et la procédure de relaxation confirme que l'équilibre magnétique reconstruit est le seul dans ce voisinage et représente un équilibre idéalement stable (aux perturbations liées au bruit numérique près).

Le tube de flux torsadé correspond donc à la structure sous-jacente supportant la matière froide du filament observé par Okamoto et al. (2008, 2009). Ce tube torsadé contient par ailleurs suffisamment d'énergie libre pour avoir nourri les deux embrillanements de classe C des jours suivant la reconstruction et l'absence d'éjections de masse coronale laisse penser que le tube a continué de supporter ce filament durant une longue période de temps.

Cinquième partie

Evolution d'une Région Active Eruptive

Sommaire

15 Contexte et Problématique	93
16 Description de la Région Active et Données	94
16.1 Description Globale	94
16.2 Données	98
17 Preuves et Conséquences de l'Émergence	99
17.1 Émergence d'une Structure Sub-Photosphérique	100
17.2 Conséquences Coronales de cette Émergence	104
17.2.1 Evolution quasi-statique en plusieurs phases	108
17.2.2 Structures remarquables	109
18 Etats Pré-éruptifs et Post-éruptif	111
18.1 Quels Mécanismes Eruptifs?	111
18.2 Conséquences de l'Éruption	114
18.3 Transition Pré-éruptive	115
Résumé	118

15 Contexte et Problématique

Dans la Partie III (voir aussi Canou et al., 2009), un tube de flux torsadé sous-jacent au processus d'émergence est mis en évidence comme configuration magnétique à l'état d'équilibre pré-éruptif. A partir de la seule reconstruction effectuée, il n'est pas possible de déterminer si ce tube torsadé est le tube de flux torsadé présent dans le haut de la zone de convection (comme, par exemple, dans les études de Fan, 2001; Amari et al., 2004) ou bien s'il est créé dans la couronne à la suite de processus de reconnexion (comme dans le cas des études de Hood et al., 2009; Archontis and Hood, 2010). D'autre part, le filament éruptif de cette région (qui, je le rappelle, n'est pas le tube de flux torsadé reconstruit) ne peut être retrouvé du fait du trop petit champ de vue du magnétogramme vectoriel de *THEMIS*/MTR.

Dans la Partie IV (voir aussi Canou and Amari, 2010), l'étude montre que la structure magnétique supportant la matière froide du filament est aussi un tube de flux torsadé. Une de ses extrémités est ancrée dans une forte concentration de densité de courant photosphérique induisant la présence d'un *sigmoid* dans le domaine coronal. D'autre part, ce tube torsadé se trouve dans un état d'équilibre stable démontré par la relaxation MHD et en accord avec le peu d'activité présente dans cette région.

Un autre domaine de recherche en physique solaire porte sur l'étude des mécanismes d'initiation des éruptions et des processus survenant durant celles-ci. Actuellement, ces études sont menées à partir de modèles MHD coronaux. Typiquement, un champ de vitesses est appliqué au niveau de la *photosphère* pour cisailer de manière quasi-statique un champ magnétique potentiel. Celui-ci est alors amené dans un état d'énergie plus élevé et contient nécessairement une certaine quantité d'hélicité relative. Différents mécanismes peuvent alors être appliqués pour obtenir une éruption tels que des flots cisailants ou convergents, de l'annihilation ou de l'émergence de flux ou encore de la diffusion turbulente. Par la suite, ces études des mécanismes éruptifs ont pris en compte les couches sub-photosphériques : un tube de flux torsadé est placé dans la partie haute de la zone de convection. Dû à une instabilité ou à un champ de vitesse mimant les mouvements convectifs, le tube de flux entame une montée à travers le haut de la zone de convection et émerge dans la couronne. Suivant les simulations et les paramètres choisis, certains auteurs ont montré qu'une éruption se déclenchait ensuite et en ont étudié les mécanismes, avec notamment la mise en évidence du développement d'instabilité *kink* et *torus* (e.g. Fan and Gibson, 2003).

Cependant, ces différentes études théoriques doivent initialiser le champ magnétique à une configuration arbitraire et bien souvent plus simple que celle présente réellement dans la zone de convection et dans la couronne. D'autre part, elles créent un scénario pour amener le système dans l'état adéquat à l'étude : soit des mouvements de cisaillement pour obtenir un champ magnétique coronal contenant énergie et hélicité soit une instabilité ou des mouvements convectifs pour obtenir la montée du tube de flux torsadé à travers le haut de la zone de convection. Enfin, dans le cadre de l'étude de l'émergence, la forme et les paramètres choisis pour le tube de flux torsadé entraînent des comportements fort différents pour les processus mis en jeu durant l'émergence et l'éruption.

Or, les Parties III et IV nous ont apporté la preuve qu'une reconstruction ponctuelle basée sur un seul magnétogramme vectoriel était un *outil* puissant pour déterminer la

configuration magnétique des structures émergentes et des filaments sans autres hypothèses qu'un champ magnétique coronal sans force. D'autre part, le champ magnétique coronal semble évoluer à travers une séquence d'équilibres quasi-statiques (c'est à dire une évolution lente de la couronne en réponse à un forçage au niveau de la photosphère) comme le montre observations et théories, à l'exception naturellement des événements éruptifs.

Ainsi, à la lumière de ce qui a été dit précédemment, la question suivante se pose :

Une séquence de reconstructions est-elle capable de décrire l'évolution quasi-statique de la couronne et que pourrait apporter une telle séquence concernant l'étude de l'évolution des régions actives et des mécanismes éruptifs ?

On se propose donc, dans cette Partie, l'étude de la région active AR 10930 présente sur le disque solaire en Décembre 2006. Possédant un filament et un *sigmoid*, elle a été à l'origine d'une éjection de masse coronale géoeffective. Elle est donc la parfaite candidate pour étudier les possibles causes de l'éruption et pourrait soit conforter les résultats des Parties précédentes soit apporter un point de vue différent. Après la description de la région et des données exploitées (Section 16), nous montrerons dans la Section 17.1 qu'elle a été le lieu de l'émergence de structures sub-photosphériques. La Section 17.2 se concentrera sur les conséquences sur l'environnement magnétique coronal de cette émergence. La Section 18 sera dédiée à l'analyse des causes de l'éruption du 13 Décembre 2006.

16 Description de la Région Active et Données

16.1 Description Globale

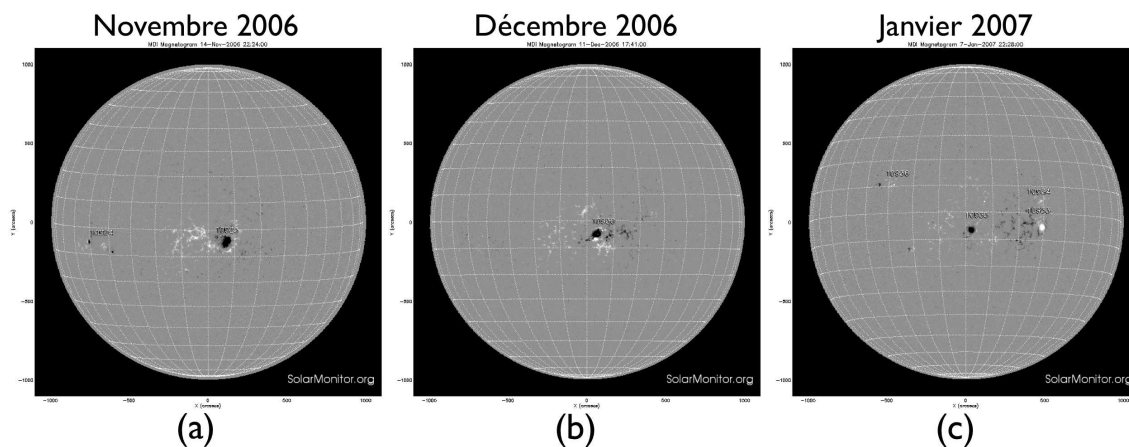


FIGURE 32 – Trois magnétogrammes longitudinaux mesurés par *SOHO/MDI* montrant trois rotations successives. (a) Novembre 2006. (b) Décembre 2006. (c) Janvier 2007.

Cette région active AR 10930 est passée sur le disque solaire du 06 au 15 Décembre 2006 et était la seule région active présente sur le disque durant cette période. La Figure 32-(b) présente le magnétogramme longitudinal du disque entier mesuré par *SOHO/MDI*

le 11 Décembre à 17:41 UT. Cette région est composée d'une tâche de forte concentration de flux négatif au Nord et d'une polarité positive plus petite au Sud. Ces deux polarités principales sont entourées de polarités bien plus diffuses. Il est intéressant de noter que la forte polarité négative semble présente à la rotation précédente (AR 10923) ainsi qu'à la rotation suivante (AR 10935 ; voir Figure 32-(a) et 32-(c)) alors que la polarité positive n'est présente que durant cette rotation ; et nous reviendrons sur les caractéristiques de cette polarité positive à la Section 17.

D'un point de vue structures remarquables, AR 10930 est intéressante car un *sigmoid* visible en rayons X mous et un filament visible en $H\alpha$ sont présents. La Figure 33-(a) présente les données en rayons X mous mesurées par *Hinode*/XRT entre le 10 Décembre à 00:14 UT et le 13 Décembre à 17:00 UT. Min and Chae (2009) ont ainsi mis en évidence la formation du *S* caractéristique des *sigmoids*. Les Figures 33-(b) et 33-(c) présentent, respectivement, les données du disque entier et du zoom sur la région active mesurées en $H\alpha$ par le Spectrohéliographe de l'Observatoire de Paris-Meudon le 12 Décembre à 14:11 UT. On y voit un premier filament situé entre les deux polarités principales ainsi qu'un autre, de taille plus grande, situé au Sud-Ouest de ces deux polarités.

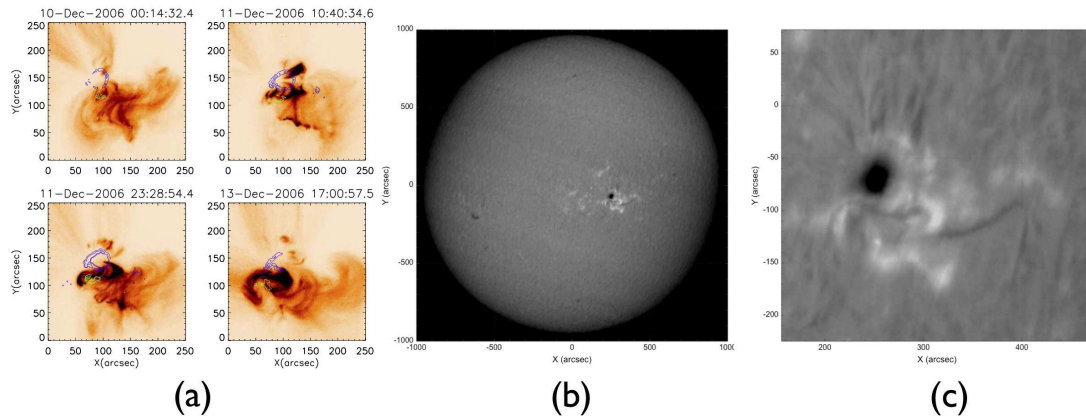


FIGURE 33 – Structures remarquables de la région active AR 10930. (a) Formation d'un *sigmoid* observé en rayons X mous avec *Hinode*/XRT (adapté de Min and Chae, 2009). (b) Données $H\alpha$ mesurées par le Spectrohéliographe de Paris-Meudon le 12 Décembre à 14:11 UT sur le disque solaire entier. (c) Zoom sur la région active des données en $H\alpha$ du Spectrohéliographe de Paris-Meudon le 12 Décembre à 14:11 UT.

Trois événements éruptifs majeurs se sont produits ayant pour origine cette région. Le 06 Décembre, un embrillancement de classe X6.5 suivi d'une éjection de masse coronale est survenu alors que la région était au limbe Est. Cet événement a été étudié par Balasubramaniam et al. (2010) mais ne rentre pas dans le cadre de l'étude présentée ici du fait de sa position sur le disque solaire défavorable aux mesures de champ magnétique. Le deuxième est un embrillancement de classe X3.4 qui s'est produit le 13 Décembre 2006 à 02:30 et a entraîné une éjection de masse coronale géoeffective. La Figure 34-(a) montre l'évolution de la trace chromosphérique de cet événement mesuré par *Hinode*/SOT/FG dans la ligne Ca II H alors que la Figure 34-(b) montre son évolution dans la haute couronne comme l'a observé le coronographe LASC0 C2 de *SOHO*. La Figure 34-(a) met donc en évidence la présence de deux rubans d'embrillancements chromosphériques qui s'écartent au cours du temps. Cette signature est typique des embrillancements à deux rubans et a été discuté à la Section 4.2. La présente étude se concentre sur cet

événement et les processus qui ont conduit à son déclenchement. Le dernier événement éruptif s'est produit le 14 Décembre à 21:07 UT sous la forme d'un embrillancement de classe X1.5 et a été suivi par une éjection de masse coronale en forme de halo (c'est à dire avec un grand angle de propagation, *halo-CME*). Pour cet événement aussi, sa position n'est pas favorable aux mesures de champ magnétique et il ne sera pas étudié dans cette Partie. On peut aussi noter que différents embrillancements bien moins énergétiques se sont produits. Ils sont résumés dans la Table 9.

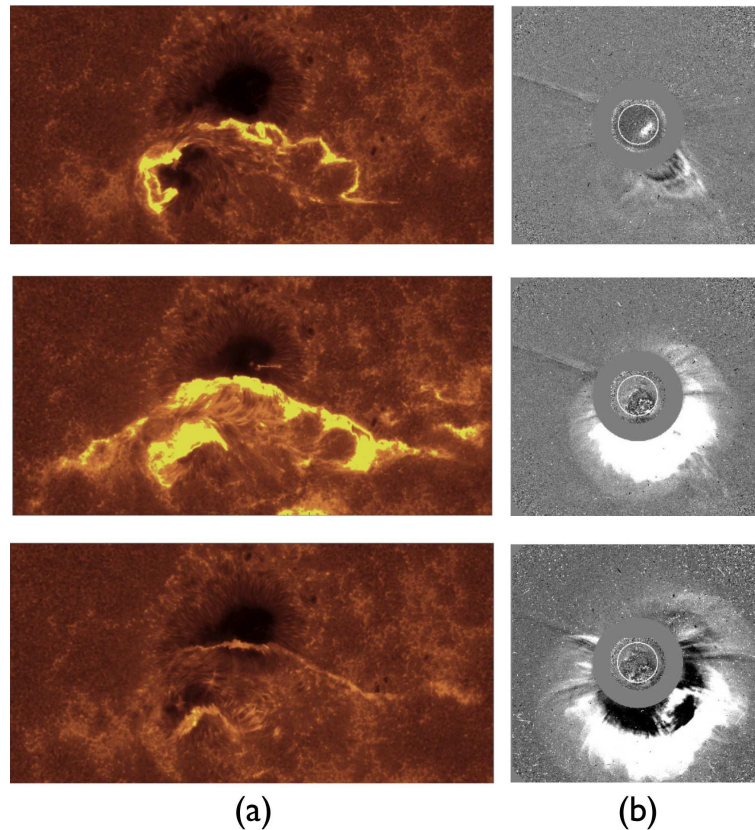


FIGURE 34 – Embrillancement de classe X3.4 suivi d'une éjection de masse coronale le 13 Décembre à partir de 02:30 UT. (a) Evolution de l'embrillancement chromosphérique mesuré par *Hinode*/SOT/FG. (b) Evolution de la propagation de l'éjection de masse coronale observée par *SOHO*/LASCO C2.

Historiquement, la région active AR 10930 fut la première région active présentant une forte activité observée par *Hinode*. De ce fait, un nombre considérable d'études (environ une quarantaine !) ont été publiées sur cette région et ses différentes caractéristiques. On peut noter en particulier une étude du groupe NLFFF (Schrijver et al., 2008) qui rassemble quatre méthodes différentes : deux implémentations de la méthode d'optimisation, la méthode de *fast current-field iteration* et la méthode de magnéto-friction. Basée sur les magnétogrammes vectoriels *pré-processés* obtenus à partir de *Hinode*/SOT/SP, cette étude s'est concentrée sur l'analyse du champ magnétique pré- et post-éruptif du 12 Décembre à 20:30 UT et du 13 Décembre à 04:30 UT, respectivement ; pour un total de 14 modèles différents pour chaque date. Parmi les différents modèles obtenus, seule la méthode de Wheatland (2007), basée sur un algorithme de Grad-Rubin, présentait une certaine correspondance avec les observations de la région active bien que, cependant, les résultats obtenus par cette méthode n'étaient pas ceux escomptés du fait de l'acti-

Date	Classe	Heure de début	Heure de fin	Eruption
09 Déc. 2006	B4.5	10:29 UT	10:46 UT	-
	C1.3	10:48 UT	11:05 UT	-
	B1.8	15:01 UT	15:11 UT	-
	B1.6	17:03 UT	17:10 UT	-
	B2.9	19:12 UT	19:26 UT	-
	B2.4	22:55 UT	23:03 UT	-
10 Déc. 2006	B1.9	02:54 UT	03:03 UT	-
	B2.9	05:15 UT	05:26 UT	-
	B7.0	07:25 UT	07:33 UT	-
	B1.6	17:12 UT	17:20 UT	-
	B1.4	21:21 UT	21:35 UT	-
11 Déc. 2006	C1.4	00:56 UT	01:28 UT	-
	C2.6	05:08 UT	05:23 UT	-
	B1.6	06:13 UT	06:18 UT	-
	C5.7	07:54 UT	08:22 UT	-
	B5.5	09:38 UT	09:45 UT	-
	4 B4.x	10:17 UT	11:48 UT	-
	B3.5	13:20 UT	13:30 UT	-
	B4.2	13:31 UT	13:48 UT	-
	2 B1.x	15:35 UT	15:51 UT	-
12 Déc. 2006	B1.4	01:52 UT	02:10 UT	-
	B1.9	13:30 UT	13:35 UT	-
13 Déc. 2006	X3.4	02:14 UT	02:57 UT	Halo-CME
	B7.8	11:22 UT	11:40 UT	-
	B7.4	13:22 UT	13:38 UT	-
	B3.5	13:20 UT	13:30 UT	-
	C2.2	14:14 UT	14:33 UT	-
	C1.7	18:18 UT	18:31 UT	-
	B3.1	19:29 UT	19:45 UT	-

TABLE 9 – Liste des embrillancements mesurés par GOES durant la période d'intérêt de cette étude.

tivité de la région et de son *histoire* racontée par les diverses observations effectuées par différents satellites. D'autre part, de nombreuses reconstructions ont été effectuées basées sur la méthode d'optimisation (Wiegmann, 2004), et ce, malgré le fait que l'étude du groupe NLFFF ait montré qu'elle ne donnait pas de résultats très satisfaisants. A partir de ces reconstructions qui n'apportaient pas de nouveaux résultats par rapport à ceux de l'étude du groupe NLFFF, différents sujets ont été abordés tels que l'étude du canal magnétique présent entre les deux polarités principales de AR 10930 (Wang et al., 2008; Lim et al., 2010), l'étude des états pré-éruptif et post-éruptif (Jing et al., 2008; Guo et al., 2008), l'étude de son évolution pour tenter de déterminer sa probabilité de produire une éruption (Jing et al., 2010a) et une étude portant sur l'injection d'hélicité magnétique dans la couronne (Park et al., 2010).

Une question peut alors se poser : pourquoi proposer une *ènième* étude basée sur la reconstruction du champ magnétique ? D'une part, *XTRAPOL* n'a pas participé à

l'étude de Schrijver et al. (2008). D'autre part, durant le développement des outils de traitement des données (voir Annexe A), j'ai testé ces outils sur la région active AR 10930 et utilisé les données résultantes avec le code *XTRAPOL* pour tester la chaîne entière de Reconstruction. Comparées aux études citées précédemment, la qualité et la cohérence des résultats obtenus sur un échantillon de données m'ont alors poussé à entamer une étude et une analyse approfondies basées sur une séquence de magnétogrammes vectoriels. Les données utilisées et certains résultats préliminaires de cette analyse sont dévoilés dans la suite de cette Partie.

16.2 Données

L'étude présentée ici se base donc sur les magnétogrammes vectoriels obtenus à partir des mesures polarimétriques de *Hinode/SOT/SP*. L'inversion polarimétrique a été obtenue par le code MERLIN (Skumanich and Lites, 1987) produisant des données vectorielles² $\tilde{\mathbf{B}}_{phot}$ avec l'ambiguïté de 180° . Suivant la procédure décrite à l'Annexe A.1, les magnétogrammes vectoriels à différents instants $\mathbf{B}_{phot}(t)$ sont obtenues dans un repère cartésien co-aligné spatialement. La séquence de magnétogrammes vectoriels traitée comprend 31 jeux de données entre le 09 Décembre à 03:40 UT et le 14 Décembre 2006 à 22:00 UT. Néanmoins, tous ne sont pas parfaitement exploitables dans le cadre de la Reconstruction du fait de leur position sur le disque défavorable à une mesure précise du champ magnétique vectoriel. Par conséquent, *seulement* 24 d'entre eux ont été sélectionnés pour la Reconstruction et la Table 10 liste certaines de leurs propriétés comme leur position sur le disque, leur nombre de pixels et leur champ de vue en Mm. La majorité des magnétogrammes vectoriels proviennent du *fast map mode* de *Hinode/SOT/SP* bien que trois magnétogrammes aient été obtenus avec le *normal observing mode* procurant ainsi une meilleure résolution spatiale ($0.16''$ contre $0.32''$) mais avec un temps de balayage plus long (environ 180 minutes contre 60 minutes).

Les conditions aux limites pour la Reconstruction sont obtenues à partir des ces magnétogrammes vectoriels co-alignés spatialement en suivant la procédure décrite à la Section 5.3.3. On peut noter par ailleurs que le champ de vue original a été gardé lors de ce traitement afin de garantir la plus grande cohérence des résultats et éviter soit l'insertion systématique de ces magnétogrammes vectoriels dans des magnétogrammes longitudinaux de *SOHO/MDI* ou de *SOLIS/VSM*, soit la réduction du champ de vue au champ de vue le plus petit de cette séquence. Dans ce qui suit, les valeurs seuils $B_{n,cut}$ et $B_{t,cut}$ ont été fixées à 20 G et 100 G, respectivement.

D'autre part, nous utiliserons aussi les données de *Hinode/SOT/FG* dans la raie Ca II H. Ces données sont utiles car elles permettent, comme nous l'avons vu sur la Figure 34-(a), d'observer la chromosphère et ainsi de mettre en évidence différents embrillanements chromosphériques tels que ceux liés aux éruptions à deux rubans. Ces données sont elles aussi transformées dans le repère cartésien et co-alignées spatialement avec les magnétogrammes vectoriels. Pour le co-alignement, on prend comme image de référence les données dans le domaine visible du rayonnement mesurées par *Hinode/SOT/SP* et ayant les mêmes résolution et champ de vue que les magnétogrammes vectoriels.

2. Ces données sont disponibles via les commandes IDL de Solar Software sur le serveur du LMSAL : <http://sot.lmsal.com/data/sot/level2d/>

Date	Heure	Position	Résolution ($n_x \times n_y$)	Limites de S_p [$x_0 ; x_1$] \times [$y_0 ; y_1$]
09 Dec. 2006	10:00 UT	S06E27	1000 \times 512	[−118 ; 119] \times [−57 ; 60]
	11:20 UT	S06E26	1000 \times 512	[−118 ; 117] \times [−56 ; 61]
	12:40 UT	S06E26	1000 \times 512	[−117 ; 118] \times [−57 ; 60]
	14:00 UT	S06E25	1000 \times 512	[−115 ; 118] \times [−57 ; 60]
	17:10 UT	S06E23	1000 \times 512	[−113 ; 116] \times [−57 ; 60]
	22:00 UT	S06E20	1000 \times 512	[−111 ; 114] \times [−58 ; 59]
10 Dec. 2006	01:00 UT	S06E19	1000 \times 512	[−111 ; 112] \times [−57 ; 60]
	10:55 UT	S06E13	2047 \times 1024	[−113 ; 108] \times [−56 ; 61]
	21:00 UT	S06E08	1000 \times 512	[−107 ; 106] \times [−58 ; 59]
11 Dec. 2006	03:10 UT	S06E04	1000 \times 512	[−105 ; 107] \times [−59 ; 58]
	08:00 UT	S06E02	1000 \times 512	[−105 ; 106] \times [−58 ; 58]
	11:10 UT	S06W00	999 \times 512	[−106 ; 105] \times [−57 ; 60]
	13:10 UT	S06W02	2037 \times 1024	[−107 ; 109] \times [−58 ; 59]
	17:00 UT	S06W04	1000 \times 512	[−105 ; 107] \times [−58 ; 59]
	20:00 UT	S06W05	1000 \times 512	[−105 ; 107] \times [−59 ; 58]
	23:10 UT	S06W07	1000 \times 512	[−106 ; 107] \times [−59 ; 58]
12 Dec. 2006	03:50 UT	S06W10	1000 \times 512	[−107 ; 107] \times [−58 ; 59]
	10:10 UT	S06W14	2047 \times 1024	[−112 ; 110] \times [−58 ; 59]
	15:30 UT	S06W16	989 \times 512	[−107 ; 111] \times [−59 ; 58]
	17:40 UT	S06W17	1000 \times 512	[−110 ; 112] \times [−59 ; 58]
	20:30 UT	S06W19	1000 \times 512	[−111 ; 112] \times [−59 ; 58]
13 Dec. 2006	04:30 UT	S06W23	1000 \times 512	[−115 ; 115] \times [−57 ; 60]
	07:50 UT	S06W25	1000 \times 512	[−118 ; 116] \times [−57 ; 60]
	16:21 UT	S06W30	1000 \times 512	[−121 ; 123] \times [−58 ; 59]

TABLE 10 – Données magnétiques mesurées par *Hinode*/SOT/SP utilisées comme conditions aux limites pour la reconstruction. La position est exprimée en degrés et représente le point central du magnétogramme vectoriel. La résolution ($n_x \times n_y$) est le nombre de pixels le long de l’axe x and y du magnétogramme vectoriel original. Les limites du champ de vue de $S_p := [x_0 ; x_1] \times [y_0 ; y_1]$ sont exprimées en Mm.

17 Preuves et Conséquences de l’Emergence

De nombreux auteurs ont pris pour acquis que cette région active présentait l’émergence d’une structure sub-photosphérique sans pour autant le démontrer de manière rigoureuse. C’est ce que nous nous proposons de faire dans cette Section en tirant avantage du fait qu’une séquence de magnétogrammes vectoriels soit disponible. Dans un deuxième temps, les conséquences de l’émergence seront étudiées à l’aide du champ magnétique reconstruit par *XTRAPOL* à partir de la séquence de magnétogrammes vectoriels traitée à la Section précédente (Sect. 16.2).

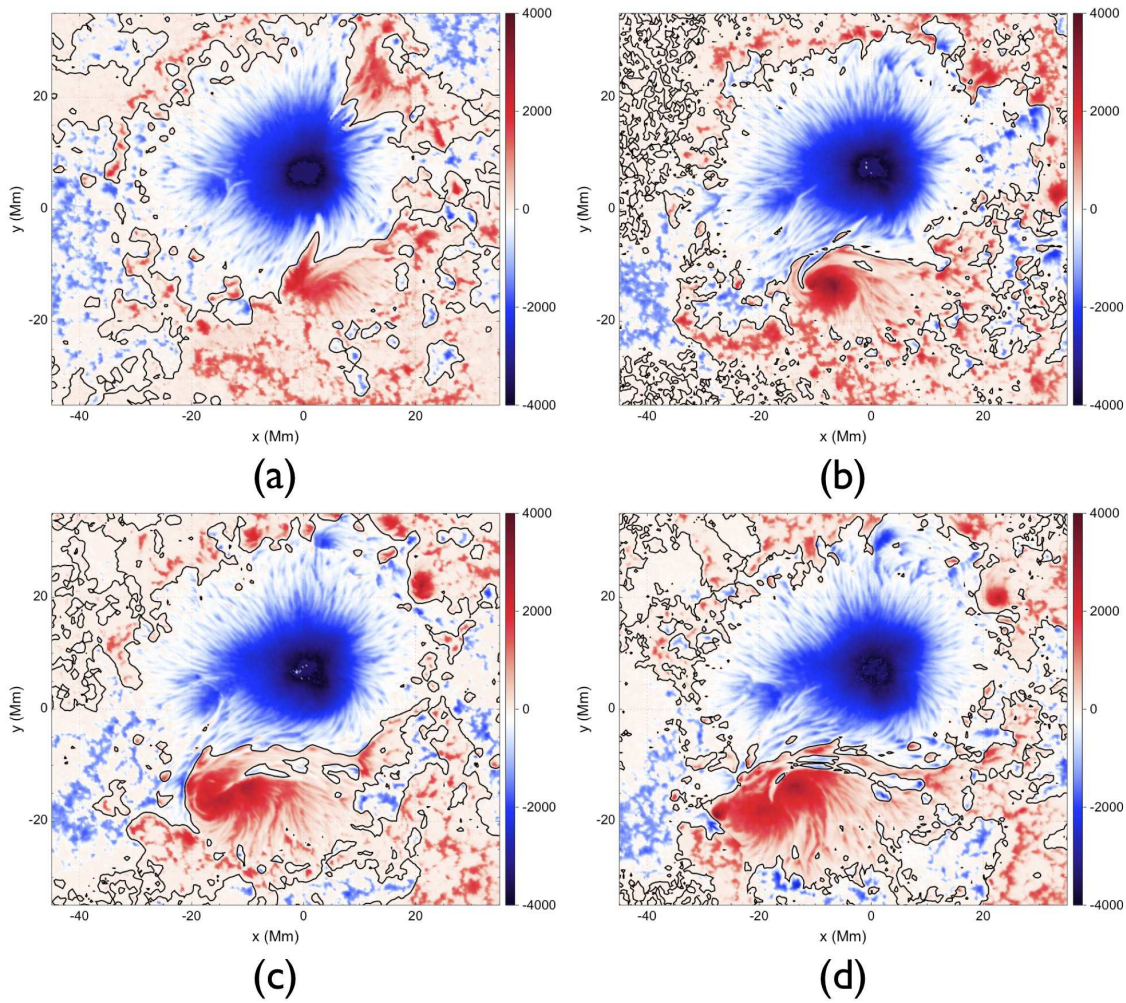


FIGURE 35 – Mise en évidence de l’allongement de polarités de la région active AR 10930 à partir de la composante verticale $B_{z,phot}$ du champ magnétique obtenu à partir de *Hinode*/SOT/SP. (a) 09 Décembre à 11:20 UT. (b) 11 Décembre à 08:00 UT. (c) 11 Décembre à 23:10 UT. (d) 12 Décembre à 10:10 UT.

17.1 Émergence d’une Structure Sub-Photosphérique

Comme nous l’avons vu dans la Partie III, une signature de l’émergence de structures sub-photosphériques est l’allongement des polarités magnétiques comme, par exemple, cela a été observé par López Fuentes et al. (2000) et Luoni et al. (2011) ou encore modélisé par Fan (2001) et Archontis and Hood (2010). Ainsi, en analysant l’évolution de la distribution du champ magnétique vertical $B_{z,phot}$ présentée sur la Figure 35, on remarque qu’il y a une rotation dans le sens direct de la polarité positive, un allongement Est-Ouest ainsi qu’un écartement Nord-Sud des deux polarités. D’autre part, on remarque que la distribution de $B_{z,phot}$ possède de nombreuses petites polarités magnétiques de signes opposés distribuées autour des deux polarités principales. Cette caractéristique a été retrouvée par Magara (2006) lors de l’étude de l’émergence de structures torsadées. Min and Chae (2009) ont étudié en détails la rotation de la polarité positive en calculant le champ de vitesses avec la méthode *NAVE* (Chae and Sakurai, 2008). Associé à cet allongement de polarités, ils ont ainsi montré qu’un champ de vi-

rotationnel était présent durant plusieurs jours (voir Figure 36). Dans le cadre de l'étude des processus d'émergence, il a été montré qu'un tel champ de vitesses pouvait être associé à la propagation d'une onde d'Alfvén non-linéaire cisailante qui transporte le cisaillement de la structure magnétique émergente à une plus haute altitude coronale (Manchester, 2001; Manchester et al., 2004). Ce champ de vitesses rotationnel pourrait donc être associé à ce phénomène.

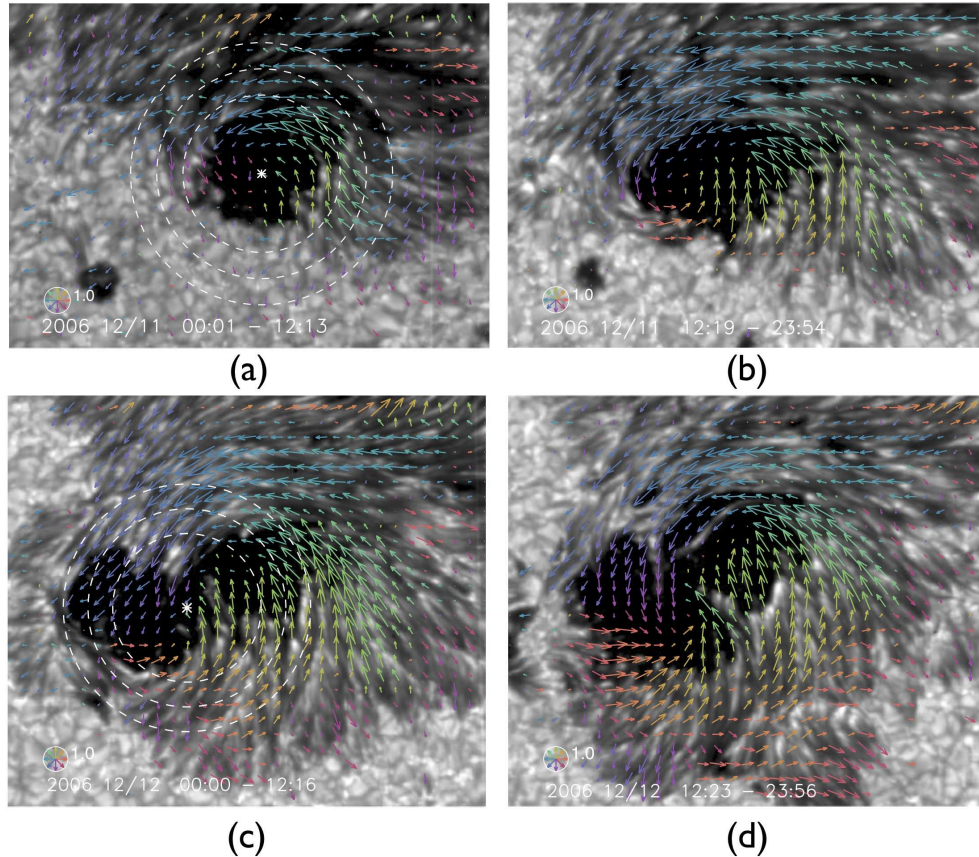


FIGURE 36 – Champ de vitesses rotationnel présent dans la région active AR 10930 (adapté de Min and Chae, 2009). (a) 11 Décembre 00:01 – 12:13 UT. (b) 11 Décembre 12:19 – 23:54 UT. (c) 12 Décembre 00:00 – 12:16 UT. (d) 12 Décembre 12:23 – 23:56 UT.

Ainsi, une première signature de l'émergence (allongement des polarités et flots rotationnels, voir aussi Section 4.1) est donc présente dans cette région.

La Figure 37 présente une sélection de magnétogrammes vectoriels obtenus à partir des mesures de *Hinode*/SOT/SP pour y rechercher la présence de *bald patches* (Titov et al., 1993) indiquant la présence de lignes de champ tangentes à la photosphère avec un rayon de courbure positif, et donc potentiellement la présence d'un tube de flux torsadé lié à l'émergence (voir Section 3.3.4). Le long de la LIP ($B_{z,phot} = 0$) représentée par la courbe noire, on remarque à plusieurs endroits que le champ transverse pointe de la polarité négative vers la polarité positive, signature typique de la présence de *bald patches*. De surcroît, on observe une augmentation au cours du temps de la présence de cette signature indiquant que de plus en plus de lignes de champ tangentes à la photosphère apparaissent.

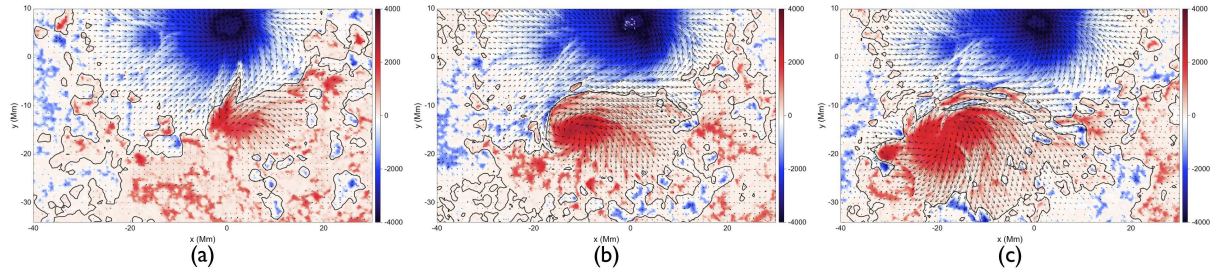


FIGURE 37 – Magnétogrammes vectoriels où les flèches représentent le champ magnétique transverse $\mathbf{B}_{t,phot}$ et la carte scalaire la composante verticale $B_{z,phot}$. (a) 09 Décembre à 11:20 UT. (b) 11 Décembre 17:00 UT. (c) 12 Décembre 15:30 UT.

D'autre part, du fait de l'écartement des deux polarités magnétiques, il se forme une zone entre celles-ci à l'intérieur de laquelle, d'une part, le champ magnétique vertical $B_{z,phot}$ est faible et constitué de multiples petites polarités de signes opposés et, d'autre part, le champ magnétique transverse $\mathbf{B}_{t,phot}$ est important (quelques milliers de Gauss) avec la présence de *bald patches* dans le cas de cette région particulière. Cette zone particulière dans la pénombre partagée par les deux taches a été observée pour la première fois par Zirin and Wang (1993) et a été nommée *canal magnétique* (*magnetic channel* en anglais). Ce canal magnétique a été étudié en détails par Wang et al. (2008) et Lim et al. (2010). Ils ont notamment reconstruit le champ magnétique sur plusieurs jours à l'aide de la méthode d'optimisation de Wiegmann (2004) appliquée aux données de *Hinode/SOT/SP pré-processées* avec la méthode de Wiegmann et al. (2006). Les configurations magnétiques reconstruites possèdent des arcades cisailées, ce qui semble en forte contradiction avec la présence des *bald patches* que nous avons mis en évidence, surtout que ceux-ci sont aussi présents sur les magnétogrammes vectoriels utilisés dans ces études. Cette non-conformité peut être due au *pré-processing* qui a trop déformé le champ transverse ou à cette méthode précise de reconstruction comme l'a montré, en partie l'étude du groupe NLFFF (Schrijver et al., 2008). La Section 17.2 fera clairement apparaître en quoi nos résultats diffèrent grandement de leurs précédentes études. Par ailleurs, on peut noter que, pour cette région précise, le canal magnétique correspond au canal du filament dont on a parlé à la Section 16.1.

Dans les études d'émergence qui ont été discutées à la Section 4.1, l'émergence même de la structure implique une injection de flux magnétique et de courant dans la couronne ; couronne qui est souvent modélisée par un champ magnétique initial nul ou potentiel. Dans le cas de AR 10930, il est clair que la couronne n'est pas vide de champ magnétique puisque la polarité négative est présente pendant plusieurs rotations. Toutefois, la polarité positive semble peu développée durant la rotation précédente (voir Figure 32-(a)) et semble plutôt apparaître et réellement se développer durant son passage sur le disque en Décembre 2006 (voir Figure 35). La séquence de magnétogrammes vectoriels nous permet alors de calculer l'évolution des flux magnétiques $\phi(B_{z,phot})$ et des flux de courant $\phi(j_{z,phot})$ à travers S_p et de comparer leurs évolutions avec ce que l'on connaît des simulations d'émergence. Le calcul des différents flux et le choix de la surface d'intégration est une opération assez simple dans le cas d'une simulation idéalisée, mais ça ne l'est plus autant dans le cas d'un magnétogramme vectoriel réel. Certaines études définissent la surface d'intégration *à la main* (voir par exemple, Murray et al., 2011) alors que d'autres définissent des formes géométriques (rectangles, cercles ; par exemple, Wilkinson et al.,

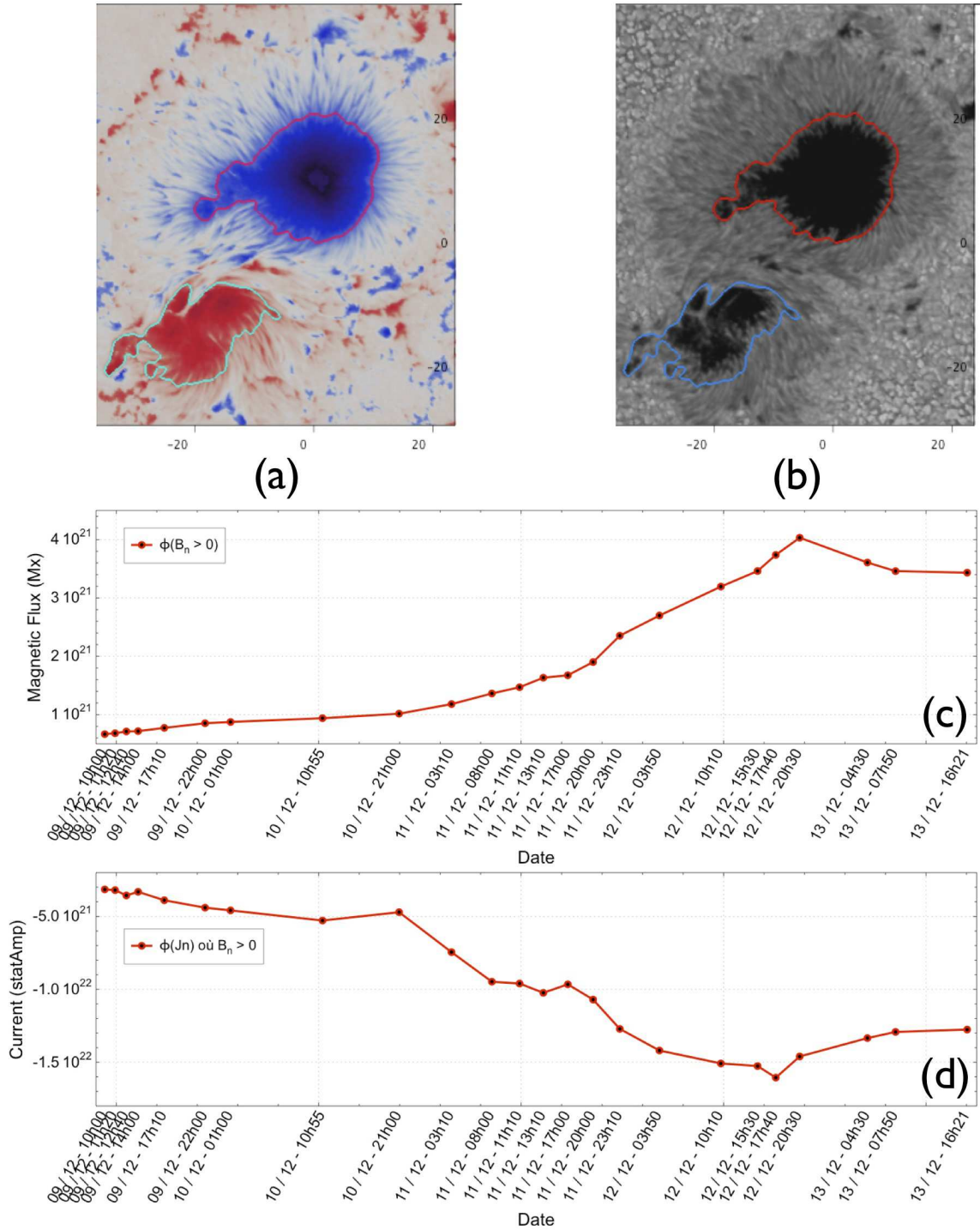


FIGURE 38 – (a) Contours C^+ et C^- superposé à $B_{z,phot}$ (le rouge correspond à la polarité positive et le bleu à la polarité négative). (b) Contours C^+ et C^- superposé à l'image mesuré dans le visible par *Hinode/SOT/SP*. (c) Evolution temporelle du flux magnétique $\phi(B_{z,phot})$ à travers la surface S_{C^+} entourée par le contour fermé C^+ . $\phi(B_{z,phot})$ est exprimé en Maxwell (Mx). (d) Evolution temporelle du flux de courant $\phi(j_{z,phot})$ à travers la surface S_{C^+} entourée par le contour fermé C^+ . $\phi(j_{z,phot})$ est exprimé en statAmpère (statAmp).

1992; Venkatakrishnan and Tiwari, 2009; Cheng et al., 2010). Nous préférons, ici, tirer avantage du programme de calcul de flux que j'ai développé et qui se base sur la surface

enfermée par certains contours d'une fonction définie par l'utilisateur (voir Annexe A.2). Nous choisissons la surface d'intégration comme la surface S_{C^+} entourée par le contour C^+ de $B_{z,phot}$ de telle sorte que l'ombre des tâches (c'est à dire, la partie la plus sombre apparaissant dans le domaine visible de la lumière et mesuré ici par *Hinode/SOT/SP*) est incluse dans ces contours. On peut voir un exemple du contour C^+ superposé à $B_{z,phot}$ sur la Figure 38-(a) et superposé aux données en lumière visible sur la Figure 38-(b) pour le 12 Décembre à 20:30 UT. Les flux à travers ces surfaces S_{C^+} sont donc calculés pour les différents magnétogrammes vectoriels $\mathbf{B}_{phot}(t)$. Nous nous concentrerons sur les flux de la polarité positive puisque c'est elle qui semble émerger d'après ce que nous avons dit précédemment. La Figure 38-(c) présente l'évolution temporelle du flux magnétique $\phi(B_{z,phot})$ à travers la surface S_{C^+} . Comme on pouvait s'y attendre au vu de l'évolution temporelle du $B_{z,phot}$, la courbe d'évolution du flux magnétique indique très clairement une forte augmentation du 09 Décembre à 10:00 UT jusqu'au 12 Décembre à 20:30 UT ; dernier magnétogramme avant l'éruption. Cependant, de manière plus surprenante, le flux magnétique diminue fortement après que l'éruption soit survenue. Cela pourrait être due à l'éjection de flux dans le milieu interplanétaire provoquée par l'éruption. Basée sur les mêmes surfaces d'intégration, la Figure 38-(d) présente l'évolution temporelle du flux de courant exprimé en statAmpère et calculé comme la circulation du champ magnétique transverse $\mathbf{B}_{t,phot}$ le long du contour C^+ (voir Annexe A.2). On remarque que le courant est négatif avec un comportement plus irrégulier mais qu'il présente tout de même une tendance, en valeur absolue, à l'augmentation jusqu'au 12 Décembre à 17:40 UT, avant dernier magnétogramme vectoriel avant l'éruption. Il diminue ensuite, même avant l'éruption, et nous reparlerons de ce comportement par la suite.

On peut donc conclure que des courants émergent à travers la photosphère en même temps que du flux magnétique ; situation typique de l'émergence de structures sub-photosphériques (voir Section 4.1 et Moreno-Insertis and Emonet, 1996; Emonet and Moreno-Insertis, 1998).

Toutefois, nous voudrions rappeler que les contours ont été choisis de manière arbitraire et bien que l'on ait essayé différents contours sans trouver de différences majeures, il faut garder à l'esprit que ces deux courbes, et particulièrement le courant (puisque l'on attend de fort courant proche de la LIP), ne donnent qu'une tendance.

17.2 Conséquences Coronales de cette Emergence

La Section précédente a montré à partir des données magnétiques photosphériques et des champs de vitesses calculés dans la chromosphère qu'une structure magnétique émergeait des couches sub-photosphériques. Nous allons maintenant étudier son effet sur l'environnement coronal en reconstruisant le champ magnétique dans le domaine coronal Ω à l'aide du code *XTRAPOL*. Les différentes conditions aux limites pour la reconstruction ont été calculées à partir des magnétogrammes vectoriels en suivant la procédure présentée à la Section 5.3.3 et, comme il a été dit précédemment, les valeurs seuils pour $B_{n,cut}$ et $B_{t,cut}$ sont 20 G et 100 G, respectivement. Le volume coronal Ω varie dans le temps du fait de la transformation en coordonnées cartésiennes (voir dernière colonne de la Table 10) mais la discrétisation de ce volume a été effectué sur un maillage non-uniforme comprenant $300 \times 180 \times 120$ points avec une plus grande concentration de points dans la zone d'intérêt de l'émergence.

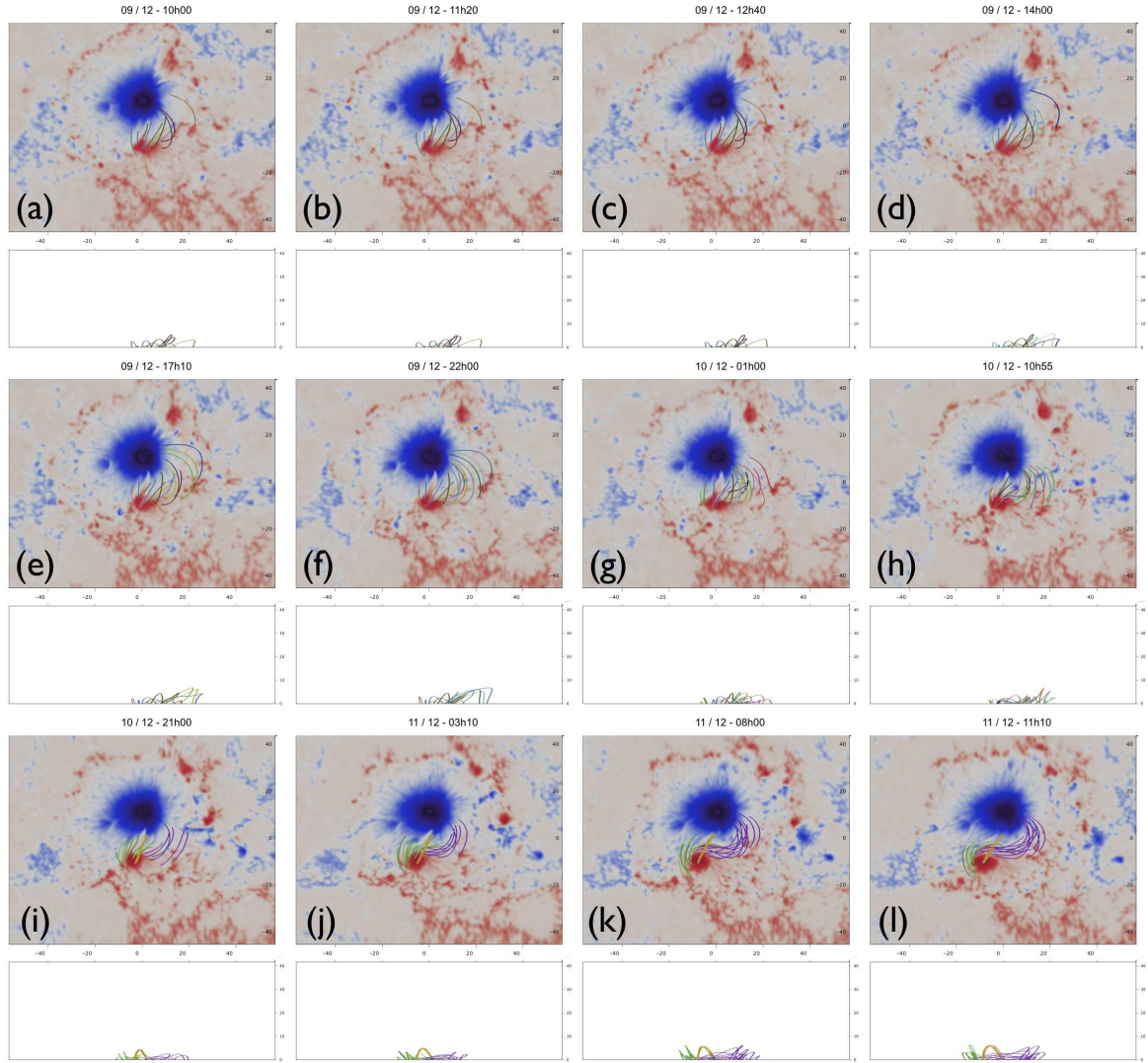


FIGURE 39 – Evolution quasi-statique de la région active AR 10930, soulignée par une sélection de lignes de champ des reconstructions du 09 Décembre à 10:00 UT jusqu’au 11 Décembre à 11:10 UT.

La séquence des équilibres reconstruits est montrée dans les Figures 39 et 40 avec deux vues différentes pour chaque date : une selon l’axe $-z$ dans les vignettes du haut et une selon l’axe $+y$ dans celles du bas. Pour chaque date, le champ de vue se concentre sur les deux polarités principales et est le même : $[-57; 57] \times [-50; 40] \times [0; 42] \text{ Mm}^3$. Certaines lignes de champs ont été sélectionnées afin de montrer l’évolution et les processus à l’œuvre ; j’aimerais toutefois rappeler que le champ magnétique est un continuum et qu’il y a donc une certaine *subjectivité* dans le choix de ces lignes de champs.

Avant d’analyser l’évolution décrite par les Figures 39 et 40, j’introduis aussi la Figure 41 qui présente l’évolution de différentes énergies et hélicités calculées à partir des trois différents champs remarquables. Ainsi, la Figure 41-(a) montre l’énergie du champ potentiel W_π , du champ non-linéaire $W[\mathbf{B}]$ et du champ ouvert W_σ au cours du temps et exprimées en erg. La Figure 41-(b) montre l’évolution de l’énergie libre ΔW au cours du temps et exprimée en erg. Toutes ces énergies ont été calculées dans un sous-volume V_s défini par $V_s = [-57; 57] \times [-50; 40] \times [0; 42] \text{ Mm}^3$ correspondant au champ de vue des

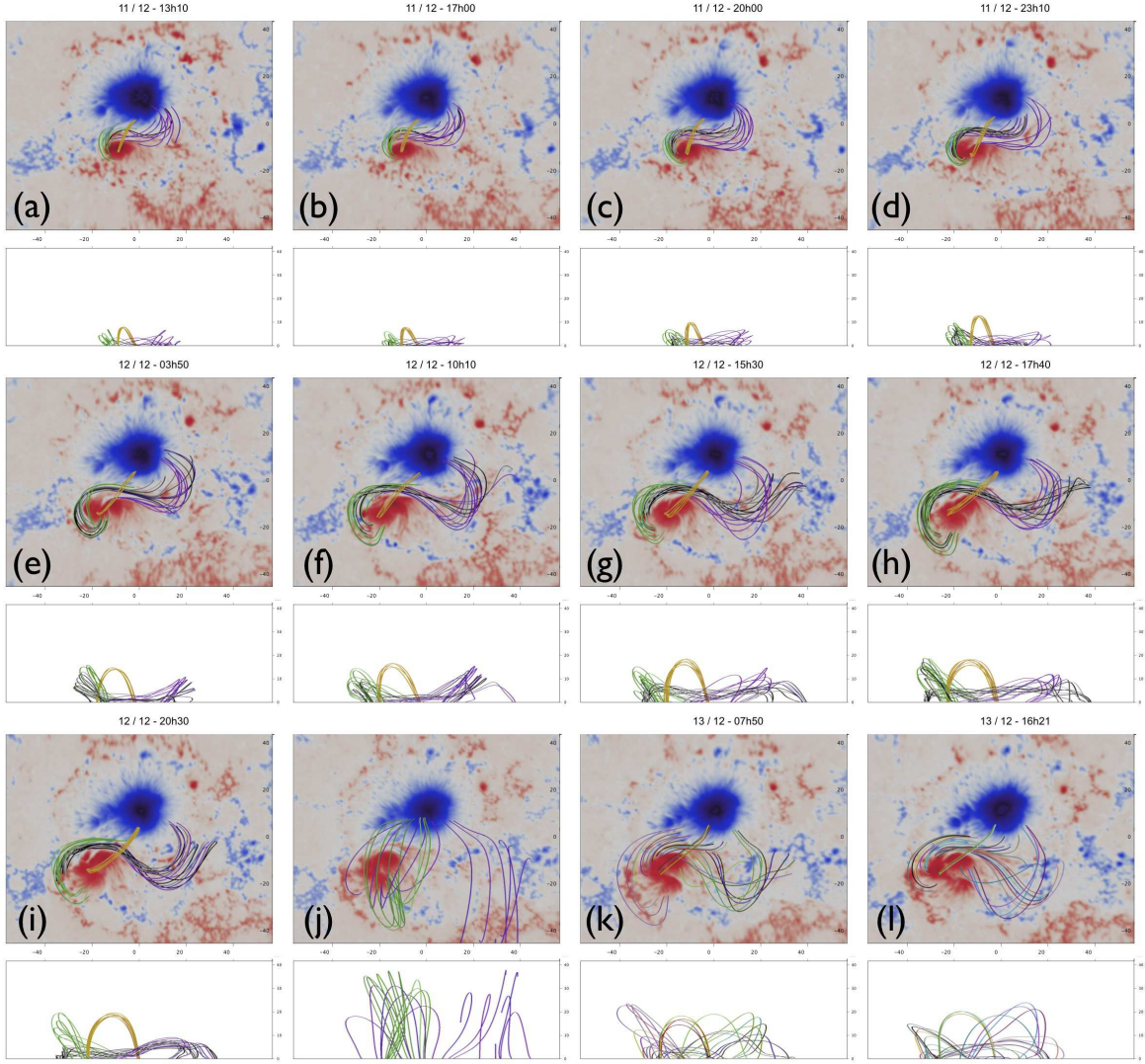


FIGURE 40 – Evolution quasi-statique de la région active AR 10930, soulignée par une sélection de lignes de champ des reconstructions du 11 Décembre à 13:10 UT jusqu'au 13 Décembre à 16:21 UT.

Figures 39 et 40 des lignes de champs. La Figure 41-(c) montre l'évolution au cours du temps de l'hélicité magnétique relative ΔH_m , de l'hélicité magnétique *mutual* H_m^{mutual} et de l'hélicité magnétique *self* H_m^{self} exprimées en Mx^2 . Du fait de leurs définitions et de leurs dépendances aux conditions aux limites (voir Section 3.3.6), les différentes hélicités sont, quant à elles, calculées dans les volumes respectifs Ω des reconstructions.

	CWsin	$\langle f_i \rangle$
Valeur minimale	0,057	$0,9 \cdot 10^{-11}$
Valeur maximale	0,097	$2,1 \cdot 10^{-11}$

TABLE 11 – Valeurs minimales et maximales des diagnostics de champ sans force.

Enfin, pour chaque reconstruction, nous avons calculé les diagnostics de champ sans force exposés à la Section 13.1 par les équations (97) et (98); les valeurs minimales et

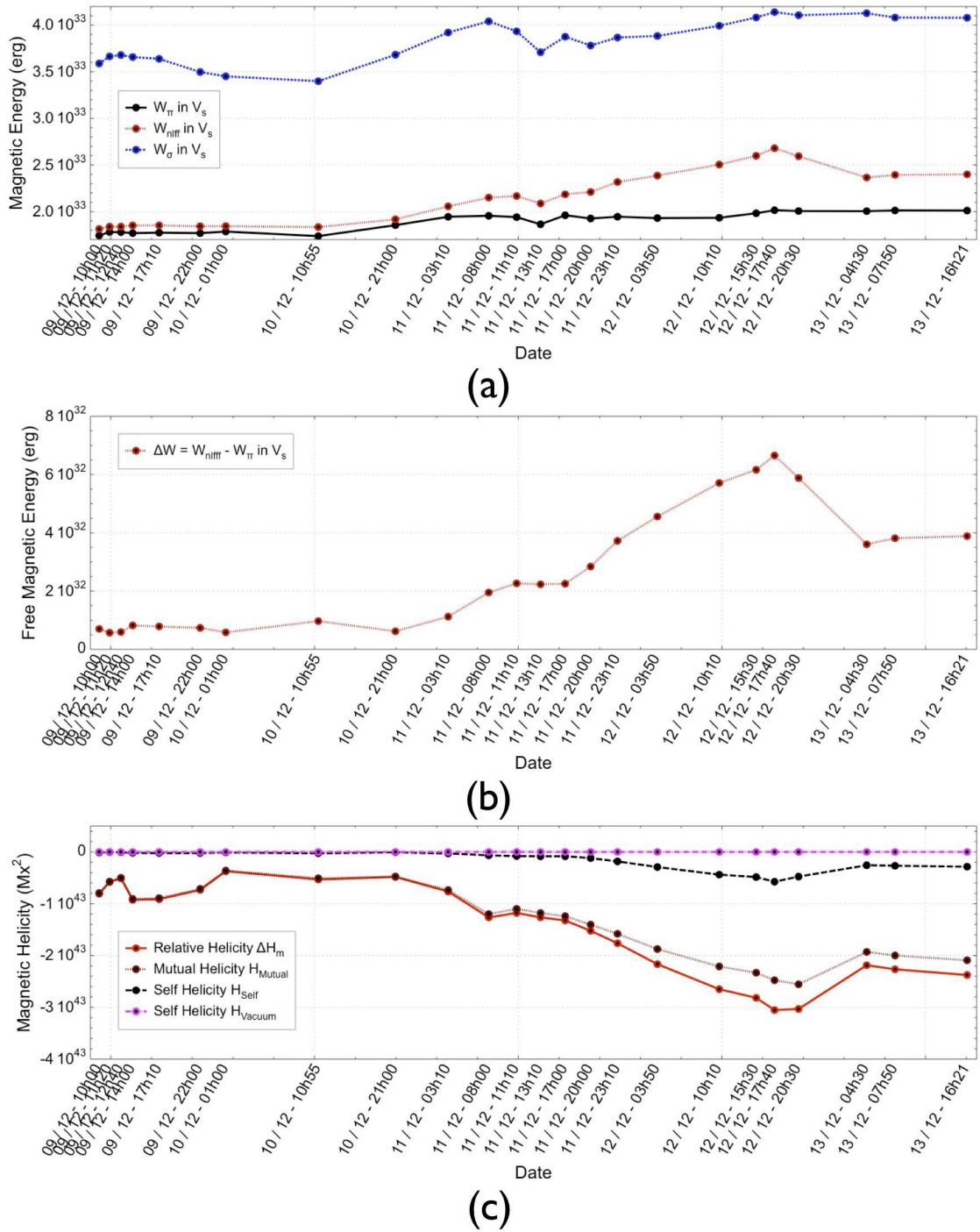


FIGURE 41 – (a) Evolution temporelle de différentes énergies : W_π , $W[\mathbf{B}]$ et W_σ ; exprimées en erg. (b) Evolution temporelle de l'énergie libre ΔW , exprimée en erg. (c) Evolution temporelle de différentes hélicités : ΔH_m , $H_m^{(\text{self})}$ et $H_m^{(\text{mutual})}$; exprimées en Mx^2 .

maximales de ces diagnostics pour la séquence de reconstructions sont exposées dans la Table 11. Les valeurs maximales restent suffisamment basses et on peut conclure que chaque reconstruction représente un champ magnétique à divergence nulle et sans force à un bon degré de précision.

17.2.1 Evolution quasi-statique en plusieurs phases

Ainsi, à l'aide des Figures 39, 40 et 41, on remarque assez aisément que l'évolution se décompose en différentes phases :

Phase I – Phase Calme La première phase commence avec la première reconstruction le 09 Décembre à 10:00 (Figure 39-(a)) UT et se poursuit jusqu'au 10 Décembre à 10:55 UT (inclus; Figure 39-(h)) : il s'agit d'une phase où l'énergie du champ non-linéaire reste à peu près constante avec une valeur moyenne : $\langle W[\mathbf{B}] \rangle = 16,5 \cdot 10^{32}$ erg. D'autre part, l'énergie libre reste très faible, indiquant un champ magnétique proche du champ potentiel. L'hélicité magnétique relative est entièrement constitué d'hélicité magnétique *mutual*. L'évolution des lignes de champ ne montre que peu de différences avec seulement une très légère augmentation du cisaillement. Durant cette même phase, la Figure 38-(c) indique que la région active se trouve dans la phase où peu de flux traverse la photosphère et l'examen attentif de $B_{z,phot}(t)$ nous montre que la polarité positive est toujours constituée de deux fragments durant cette phase.

Phase II – Augmentation du Cisaillement La deuxième phase commence le 10 Décembre à 21:00 UT (Figure 39-(i)) et se termine le 11 Décembre à 11:10 UT inclus (Figure 39-(l)). Cette phase est caractérisée par une augmentation permanente de l'énergie du champ magnétique reconstruit et de l'énergie libre de la Figure 41-(b). L'énergie accumulé dans le volume V_s durant cette phase est de $3,0 \cdot 10^{32}$ erg (soit $0,18 \times \langle W[\mathbf{B}] \rangle$). L'hélicité magnétique relative augmente elle aussi et est constituée majoritairement d'hélicité magnétique *mutual* correspondant au croisement et au cisaillement des lignes de champ. Ceci se retrouve sur l'évolution des lignes de champ : un cisaillement croissant apparaît marqué par l'allongement des lignes de champ vertes et violettes. Toutefois, nous n'avons pas clairement trouvé de *paquets* de lignes de champ permettant de statuer sur la présence d'un tube de flux torsadé. Il est intéressant de noter que cette phase marque la disparition des deux fragments de la polarité positive pour ne former qu'une seule et même polarité positive (voir les Figures 35-(a) et 35-(b)).

Phase III – Création et Expansion d'un Tube de Flux Torsadé Cette phase est caractérisée, de manière évidente, par la création d'un tube de flux torsadé avec l'apparition, le 11 Décembre à 13:10 UT (Figure 40-(a)), de premiers paquets de lignes de champ (lignes sombres sur la Figure 40) permettant de définir un tube de flux torsadé. A partir de sa création, le tube de flux torsadé montre une expansion bien visible dans la couronne qui se traduit par une augmentation de l'énergie magnétique et de l'énergie libre. On peut noter que cette expansion se retrouve dans les modèles d'émergence discutés à la Section 4.1. L'énergie dans ce sous-volume augmente donc de $5,0 \cdot 10^{32}$ (soit $0,30 \times \langle W[\mathbf{B}] \rangle$) durant cette phase alors qu'elle a augmenté de $7,4 \cdot 10^{32}$ (soit $0,45 \times \langle W[\mathbf{B}] \rangle$) depuis le début de la séquence de reconstructions. Durant cette phase, l'hélicité relative augmente plus fortement et l'on voit clairement une augmentation de l'hélicité magnétique *self* liée à l'apparition du tube de flux torsadé. Cette phase s'arrête le 12 Décembre à 17:40 UT inclus (Figure 40-(h)). On peut noter que la transition entre la phase II et la phase III le 12 Décembre à 13:10 UT s'accompagne par une diminution de l'énergie du champ magnétique reconstruit de $0,6 \cdot 10^{32}$ (soit $0,04 \times \langle W[\mathbf{B}] \rangle$) provoquant

une stagnation de l'énergie libre ΔW .

Phase IV – Pré-éruption et Post-éruption Cette phase encadre l'éruption du 13 Décembre à 02:30 UT et regroupe les états pré-éruptif (12 Décembre à 20:30 UT ; Figure 40-(i)) et post-éruptif (13 Décembre à 04:30 UT ; Figure 40-(j)). Elle est caractérisée par une forte diminution de l'énergie $W[\mathbf{B}]$ et de l'hélicité magnétique relative ΔH_m ; ce qui est cohérent avec les théories étudiant les phénomènes éruptifs. Toutefois, on peut remarquer que la transition entre la phase III et IV implique aussi une diminution de l'énergie, bien que plus faible. Une analyse plus détaillée de la transition III–IV et de cette phase sera proposée à la Section suivante.

Phase V – Début d'un Nouveau Cycle Cette phase regroupe les deux dernières reconstructions du 13 Décembre à 07:50 UT et 16:21 UT ; Figures 40-(k) et 40-(l) respectivement. Les lignes de champs présentent de nouveau un cisaillement croissant avec une légère augmentation des énergies et de l'hélicité relative.

Cette séquence de reconstructions montre, d'autre part, que l'évolution de l'énergie magnétique et de l'hélicité magnétique relative se fait de manière relativement continue excepté dans le voisinage de l'éruption. La configuration montre aussi une évolution cohérente d'une reconstruction à l'autre. Ceci laisse donc penser que cette séquence de reconstructions décrit, à un bon degré de précision, l'évolution de la région active comme une séquence d'équilibres quasi-statiques ; à l'exception, naturellement, de la transition entre la configuration pré-éruptive et la configuration post-éruptive. Il est intéressant de noter que, cette région étant le théâtre d'émergence de structures sub-photosphériques, ce processus physique semble bien se produire de manière quasi-statique, comme ce qui est supposé dans les différents modèles théoriques.

17.2.2 Structures remarquables

A partir des données $H\alpha$ du Spectrohéliographe de l'Observatoire de Paris-Meudon (Figures 33-(b) et 33-(c)), nous avons remarqué que deux filaments étaient présents le 12 Décembre à 14:11 UT : un entre les deux polarités principales de la région active et un autre situé au Sud-Ouest. Toutes les études concernant cette région active sont passées à côté de cette structure. Nous répétons donc le calcul de creux magnétiques présenté à la Section 13.2 pour mettre en évidence la configuration magnétique supportant la matière froide du filament.

Ce calcul a été effectué sur la reconstruction du 12 Décembre à 15:30 UT qui est celle la plus proche des données en $H\alpha$ de la Figure 33-(b) ; le résultat est affiché sur la Figure 42. Il existe donc des creux magnétiques présents entre les deux polarités principales de la région active et liés à la présence du tube de flux torsadé. Le calcul ne met cependant pas en évidence d'autres creux situés au Sud-Ouest ; cela est dû au fait que le filament au Sud-Ouest est situé hors du champ de vue des magnétogrammes vectoriels de *Hinode*/SOT/SP.

Il est intéressant de remarquer pour cette région que le tube de flux torsadé est étroitement lié à une concentration de densité de courant $j_{z,phot}$ qui se déplace à mesure que l'on observe la rotation de la totalité de la polarité positive. La Figure 43 met en

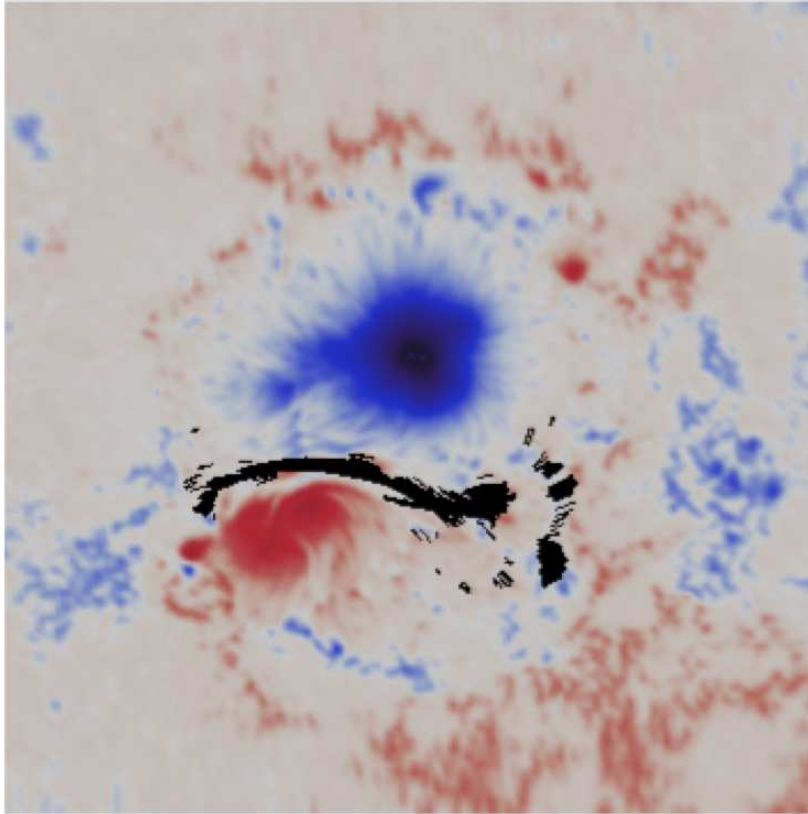


FIGURE 42 – Mise en évidence de creux magnétiques présents dans la configuration reconstruite correspondant au tube de flux torsadé.

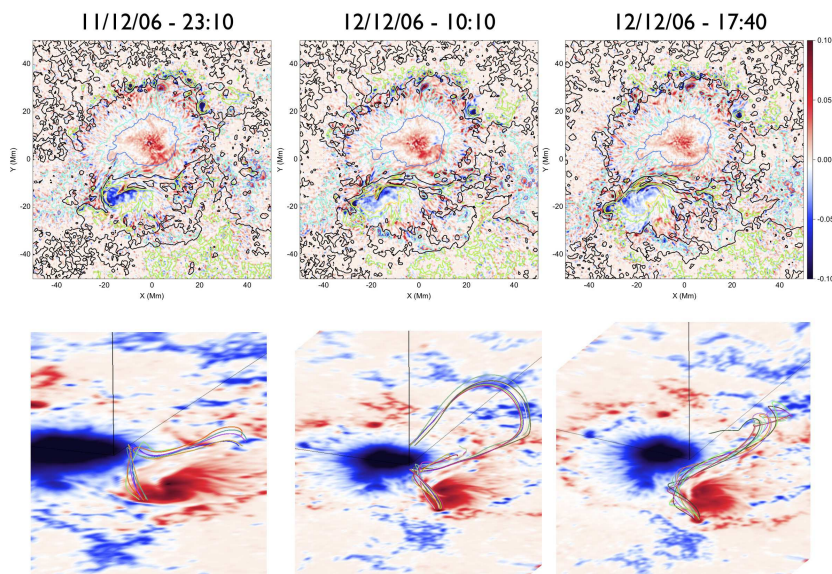


FIGURE 43 – Lien entre les structures de la composante verticale de la densité de courant $j_{z,phot}$ et la configuration magnétique coronale. (a) Le 11 Décembre à 23:10. (b) Le 12 Décembre à 10:10 UT. (c) Le 12 Décembre à 17:40 UT.

évidence cette relation entre densité de courant (première ligne) et champ magnétique coronal (deuxième ligne) pour trois instants précis.

18 Etats Pré-éruptifs et Post-éruptif

Cette section aborde différents points remarquables entre le 12 Décembre 17:40 UT et le 13 Décembre 04:30 UT. Premièrement, nous analysons à la Section 18.1 les différents mécanismes qui auraient pu provoquer l'éruption. La Section 18.2 présentera les conséquences sur la structure magnétique et les propriétés résultantes. Enfin, nous reviendrons sur les causes possibles de la diminution non-négligeable d'énergie du 12 Décembre entre 17:40 UT et 20:30 UT (Section 18.3).

18.1 Quels Mécanismes Eruptifs ?

Dans cette Section, différentes causes possibles pour l'éruption du 13 Décembre sont traitées à partir des reconstructions et des observations. Ainsi, la présence d'un tube de flux torsadé nous pousse à se poser la question de sa stabilité. Une telle structure peut être sujette à l'instabilité *kink* et *torus*.

Le critère du seuil de stabilité de l'instabilité *kink* porte sur la torsion au sein du tube de flux torsadé, c'est à dire l'enroulement en nombre de tours des lignes de champs autour de l'axe de ce tube. Nous avons vu à la Section 4.2 que de nombreuses études ont été menées concernant cette instabilité en supposant certaines symétries simplificatrices permettant, par exemple, une détermination aisée de la position de l'axe du tube. Cependant, lorsque l'on travaille avec le champ magnétique reconstruit à partir d'un magnétogramme vectoriel, de telles symétries ne sont plus présentes. Cela rend difficile la détermination de la position de l'axe du tube. A noter que cet axe n'est pas nécessairement confondu avec une ligne de champ particulière pour de telles configurations. Nous avons donc estimé le nombre de tour de différentes parties du tube de flux torsadé : le cœur schématisé par les lignes de champ de couleur sombre en supposant que l'axe se trouvait au centre du cœur et les arcades cisailées de couleur violette et verte en supposant le même axe que précédemment. Les couleurs font références à celles des Figures 39 et 40. Les résultats de cette estimation montre que les arcades cisailées possèdent un enroulement de 0,5 tour, soit une torsion de π tout au long de l'évolution. Concernant le cœur, l'enroulement varie au cours du temps : de 1 tour, soit une torsion de 2π , du 11 Décembre à 13:10 UT au 11 Décembre à 23:10 UT, son enroulement passe à 1,5 tours (soit une torsion de 3π) au centre le 12 Décembre de 03:50 UT à 20:30 UT. Pour l'enroulement du cœur, ces valeurs correspondent aux valeurs près de l'*axe*. D'autre part, la torsion va en diminuant à mesure que l'on s'éloigne de l'*axe*.

Ces valeurs sont donc inférieures aux valeurs trouvées de $3,75\pi$ et $3,5\pi$ par Fan and Gibson (2003) et Török et al. (2004), respectivement. Ceci laisse donc penser que le tube de flux torsadé est stable vis-à-vis de l'instabilité *kink* pour les moments précis correspondant aux reconstructions. On peut aussi remarquer une différence dans la forme globale du tube torsadé reconstruit et ceux produits par ces deux études précédentes : le tube de flux torsadé reconstruit est principalement horizontal alors que ceux de ces études montrent une forme clairement circulaire.

Concernant l'instabilité *torus*, la détermination du critère d'instabilité pose le même problème que pour celui de l'instabilité *kink* : les différentes études reposent sur des géométries simplifiées. Cependant, on sait que cette instabilité survient lorsque le tube

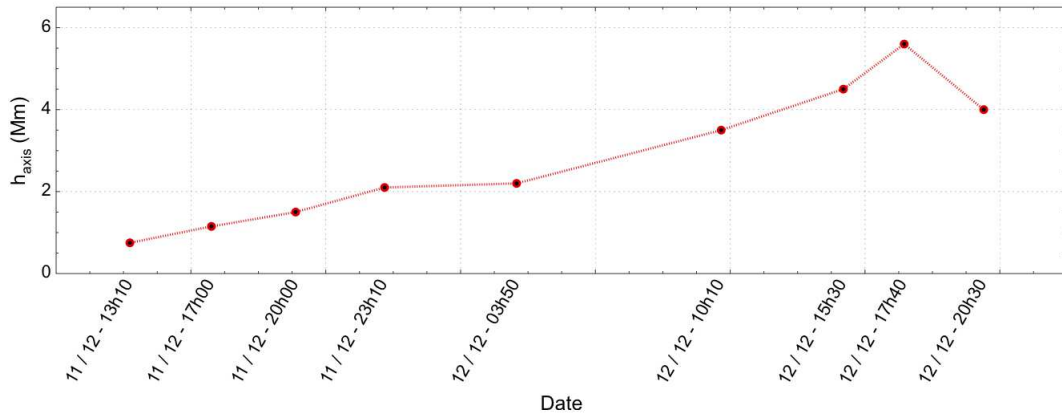


FIGURE 44 – Evolution de l’altitude de l’axe h_{axis} en Mm du tube de flux torsadé durant la phase pré-éruptive de la région active.

de flux torsadé possède une forme circulaire de type tore entre ces deux pieds et que la composante pression magnétique de la force de Laplace au sein du tube est supérieure à la tension magnétique des structures chevauchant ce tube et le confinant. Sur la Figure 44, la courbe représente l’altitude h_{axis} approximative de l’axe du tube de flux torsadé estimée comme cela a été expliqué au paragraphe précédent. Ainsi, depuis sa création, l’axe du tube de flux torsadé montre une tendance à s’élever de 0,75 à 5,75 Mm dans l’atmosphère solaire jusqu’au 12 Décembre à 17:40 UT inclus, cohérente avec l’expansion observée sur les Figures 39 et 40. L’axe redescend subitement à 4,0 Mm le 12 Décembre à 20:30 UT ; moment qui correspond à la transition analysée à la Section 18.3. D’autre part, le tube de flux torsadé ne possède jamais, au cours de son évolution (voir Figures 39 et 40), une forme circulaire. Ceci peut être montré en estimant l’écartement des pieds du tube de flux torsadé en ligne droite. Celui-ci varie de 30 à 70 Mm du 11 Décembre à 13:10 UT au 12 Décembre à 20:30 UT, fournissant un rayon pour le tore variant de 15 Mm à 35 Mm. Ce rayon du tore est toujours très supérieur à l’altitude de l’axe, appuyant le fait que le tube est une structure à basse altitude, confinée par les arcades cisailées (dont un exemple est donné par les lignes de champ jaunes sur les Figures 39 et 40).

On peut donc conclure que, quelque soit le moment correspondant aux reconstructions, le tube de flux torsadé est stable vis-à-vis de l’instabilité *torus* et de l’instabilité *kink*. Cependant, il n’est pas possible d’écarter le fait qu’une de ces instabilités se soit développée entre deux moments reconstruits produisant une éruption, confinée ou non. Par exemple, il y a tout de même une période de presque 6 heures entre la reconstruction pré-éruptive du 12 Décembre à 20:30 UT et l’éruption. Et il ne nous est pas possible de conclure de manière certaine.

A la Section 4.2, nous avons vu que différents travaux théoriques montrent l’importance du champ magnétique ouvert \mathbf{B}_σ et de son énergie $W[\mathbf{B}_\sigma]$ comparée à l’énergie du champ magnétique $W[\mathbf{B}]$. Notamment, en accord avec la conjecture d’Aly-Sturrock (voir Section 3.3.5), dès que $W[\mathbf{B}] \simeq W[\mathbf{B}_\sigma]$, le champ magnétique atteint un non-équilibre et une phase dynamique entraînant l’éruption se déclenche. Sur la Figure 41-(a), on remarque aisément que W_σ est toujours largement supérieure à $W[\mathbf{B}]$; ceci est en accord avec la conjecture de Aly-Sturrock (Section 3.3.5). Or, il a été montré par Amari

et al. (2007, 2010) que l'énergie du champ totalement ouvert n'est pas une quantité totalement pertinente comme valeur limite en énergie pour certains problèmes. Nous avons donc calculé le champ partiellement ouvert \mathbf{B}'_σ et son énergie $W[\mathbf{B}'_\sigma]$ associée. On prend comme support pour la partie ouverte la surface $S_\sigma = [-105; 105] \times [y_0; 13]$ Mm^2 où y_0 est la valeur de la position suivant y de la frontière Sud (sa position variant d'une reconstruction à l'autre). On ne prend donc pas en considération une petite partie de $B_{z,phot}$ en x , alors que l'on prend toute la zone Sud des magnétogrammes et juste une petite partie de la zone Nord ; la zone S_σ est mise en évidence par la Figure 45-(a) pour le 12 Décembre à 20:30 UT. La Figure 45-(b) présente la courbe de l'évolution temporelle des différentes énergies dans le volume Ω .

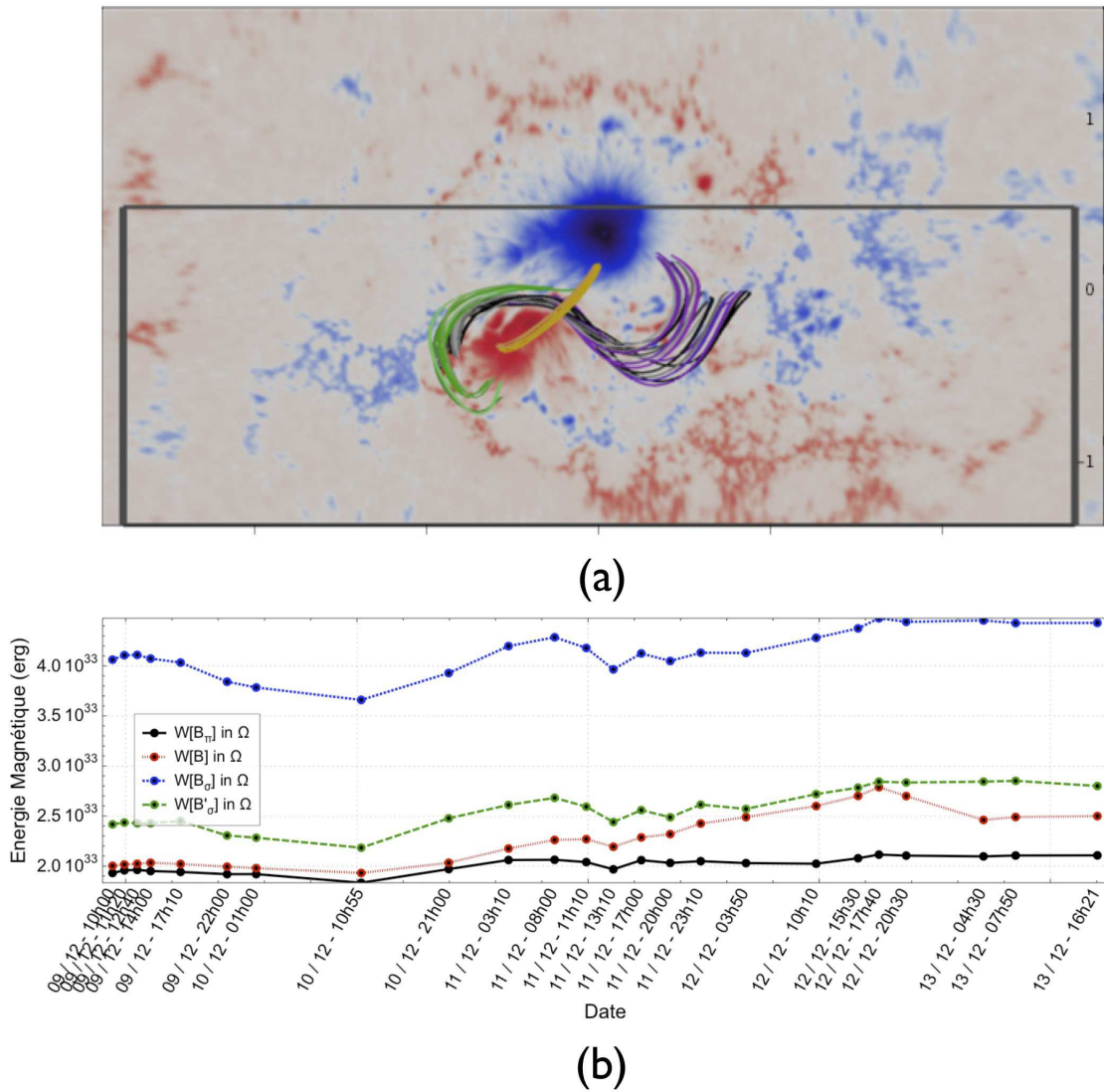


FIGURE 45 – (a) Définition de S_σ pour le 12 Décembre à 20:30 UT. (b) Evolution temporelle des courbes d'énergies.

Il faut considérer cette courbe comme une tendance au non-équilibre au sens où plus la différence $\Delta_\sigma = W[\mathbf{B}'_\sigma] - W[\mathbf{B}]$ est proche de 0 plus le champ magnétique est proche d'un non-équilibre et sera enclin à l'éruption. On remarque ainsi que, durant la phase I et II (jusqu'au 11 Décembre à 13:10 UT), cette différence Δ_σ est assez marquée. Dès le début de la phase III (i.e. création du tube torsadé), la différence devient de

moins en moins marquée, mettant ainsi en évidence que la configuration magnétique est proche d'un point de non-équilibre. Δ_σ atteint même un minimum le 12 Décembre à 17:40 UT avant d'augmenter légèrement à 20:30 UT, sans toutefois atteindre ses valeurs de la Phase I. La différence Δ_σ augmente de nouveau et de manière importante après l'éruption ce qui signifie que l'éruption a permis de déplacer la configuration magnétique vers un état moins proche du non-équilibre. Enfin, il est intéressant de noter qu'au final les énergies $W[\mathbf{B}_\sigma]$ et $W[\mathbf{B}'_\sigma]$ suivent des tendances fortement similaires, l'énergie du champ partiellement ouvert $W[\mathbf{B}'_\sigma]$ étant juste bien inférieure ce qui facilite la comparaison avec l'énergie du champ magnétique reconstruit $W[\mathbf{B}]$.

18.2 Conséquences de l'Eruption

Nous allons maintenant discuter des conséquences de l'événement éruptif qui s'est produit le 13 Décembre. Il a commencé par un embrillancement de classe X3.4 à 02:14 UT, s'est développé en un embrillancement à deux rubans et une éjection de masse coronale visible grâce à *SOHO*/LASCO C2 et C3 à partir de 02:50 UT (voir Figure 34).

A partir de la courbe d'énergie magnétique du champ reconstruit de la Figure 41-(a), une diminution d'énergie de $2,3 \cdot 10^{32}$ erg s'est produite autour de l'embrillancement et de l'éjection de masse coronale. Cette fraction d'énergie libérée correspond à 35 % de l'énergie magnétique accumulée jusqu'au 12 Décembre à 20:30 UT et est entièrement comprise dans l'énergie magnétique libre du 12 Décembre à 20:30 UT : $\Delta W = 5,7 \cdot 10^{32}$ erg. D'autre part, les courbes d'hélicités magnétiques (Figure 41-(c)) montrent toutes une diminution en valeur absolue correspondant à l'éjection d'hélicité relative du volume Ω par l'éjection de masse coronale.

Ravindra and Howard (2010) ont calculé l'énergie mécanique transportée par l'éjection de masse coronale (composée de l'énergie cinétique et de l'énergie potentielle gravitationnelle) et l'énergie radiative libérée par l'embrillancement de classe X3.4. Ils ont ainsi estimé que l'éjection transportait entre $1,2 \cdot 10^{32}$ et $4,5 \cdot 10^{32}$ erg alors que l'embrillancement avait libéré une énergie de $9,0 \cdot 10^{30}$ erg. Ils ont, par ailleurs, estimé la masse de cette éjection entre $8,6 \cdot 10^{15}$ et $9,3 \cdot 10^{15}$ g et la vitesse entre 1780 et 3060 km.s⁻¹. On remarque que ces valeurs d'énergies sont incluses dans l'énergie libre du 12 Décembre à 20:30 UT : $\Delta W = 5,7 \cdot 10^{32}$ erg (voir Figure 41-(a)) et que la diminution d'énergie magnétique entre le 12 Décembre à 20:30 UT et le 13 Décembre à 04:30 UT est située entre les deux valeurs extrêmes estimées par Ravindra and Howard (2010).

Ces diminutions d'énergies et d'hélicités se retrouvent naturellement dans la configuration magnétique post-éruptive du 13 Décembre à 04:30 UT : le tube de flux torsadé, créé durant la Phase III entre les deux polarités principales, a laissé la place à un système d'arcades cisailées, comme le montre les Figures 40-(i) et 40-(j). Sur la Figure 46, un examen plus détaillé du champ magnétique reconstruit le 13 Décembre à 04:30 UT met en lumière une caractéristique liée à l'embrillancement à deux rubans qui était attendue d'un point de vue théorique. Des arcades post-éruptives sont présentes et connectent les deux rubans d'embrillancements chromosphériques encore visibles sur les données de *Hinode*/SOT/FG en Ca II H. Pour rappel, de nombreuses indications montrent que ces arcades post-embrillancement pourraient être créées par reconnexion dans la couche de courant se formant sous le tube de flux torsadé ascendant durant l'éruption (voir Section 4.2).

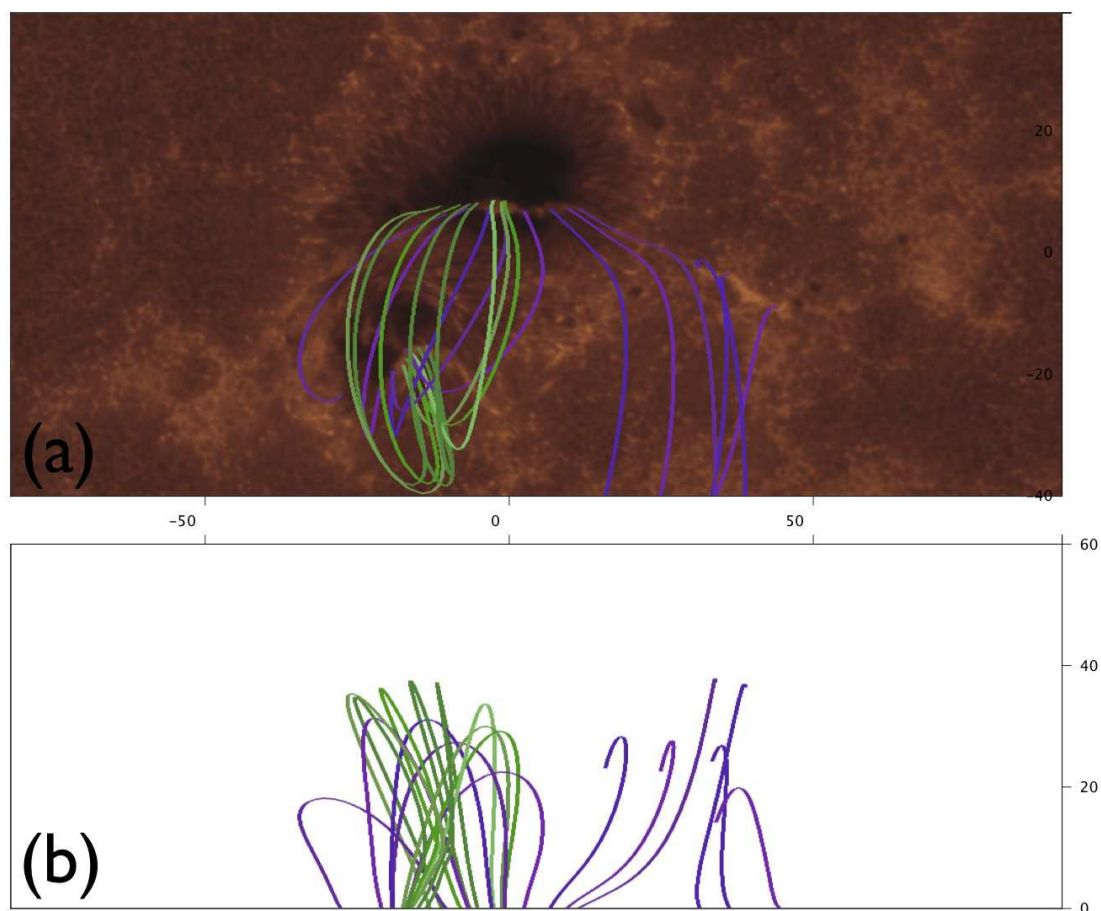


FIGURE 46 – Correspondance des rubans d’embrillancement observés par *Hinode*/SOT/FG dans la raie Ca II H le 13 Décembre à 04:30 UT avec les lignes de champ de la reconstruction à la même heure. (a) Vue de dessus (selon $-z$). (b) Vue de profil (selon $+y$).

18.3 Transition Pré-éruptive

Enfin, cette Section aborde ce que nous avons appelé la transition pré-éruptive, c’est-à-dire la diminution d’énergie constatée sur la Figure 41-(a) entre 17:40 UT et 20: UT le 12 Décembre. Cette diminution de l’énergie est de $0,9 \cdot 10^{32}$ erg, correspondant à environ 12 % de l’énergie accumulée durant les Phases I, II et III.

En regardant du côté des différentes théories sur les éruptions, on s’aperçoit qu’une telle baisse est présente pour les simulation de cancellation de flux et de diffusion de flux. Cette phase de diminution de l’énergie correspond à une phase où la reconnexion photosphérique crée un tube de flux torsadé : la reconnexion entraîne ainsi une diminution de l’énergie, la torsion du tube augmente et l’axe du tube s’élève (voir, par exemple, Aulanier et al., 2010). Or ici, d’une part, le tube de flux torsadé semble perdre de la torsion et, d’autre part, son cœur perd en altitude avec une descente maximale de $z = 5,6$ Mm à $z = 4,0$ Mm (voir Figure 44). Ces deux caractéristiques laissent donc penser que cette diminution d’énergie n’est due ni à de l’annihilation ni à de la diffusion de flux à grande échelle comme c’est le cas pour les simulations théoriques .

Après avoir cherché un comportement décrit par la théorie, regardons du côté de possibles embrillancements et/ou événements éruptifs. D'après le catalogue d'éjections de masse coronale de *SOHO/LASCO*³, une éjection de masse coronale a été repérée vers 20:28 UT à l'angle de position 193° mesuré dans le sens direct à partir du Nord et transportant une masse de $1,2 \cdot 10^{14}$ g et une énergie cinétique estimée de $1,3 \cdot 10^{29}$ erg. On peut noter que la diminution d'énergie magnétique est supérieure à l'énergie estimée de l'éjection, ce qui semble cohérent. Cette position pourrait correspondre approximativement à une éjection provenant de AR 10930 car l'éjection du 13 Décembre à 02:54 UT semble avoir à peu près le même angle de position. Lorsque l'on analyse les données de *Hinode/XRT*, on remarque qu'une forte saturation apparaît à 20:02 UT (voir les Figures 47-(a) et 47-(b)) laissant penser à une libération d'énergie ayant pu entraîner la faible éruption de 20:28 UT. Cependant, aucun embrillancement n'a été relevé par GOES durant cette période (voir Table 9).

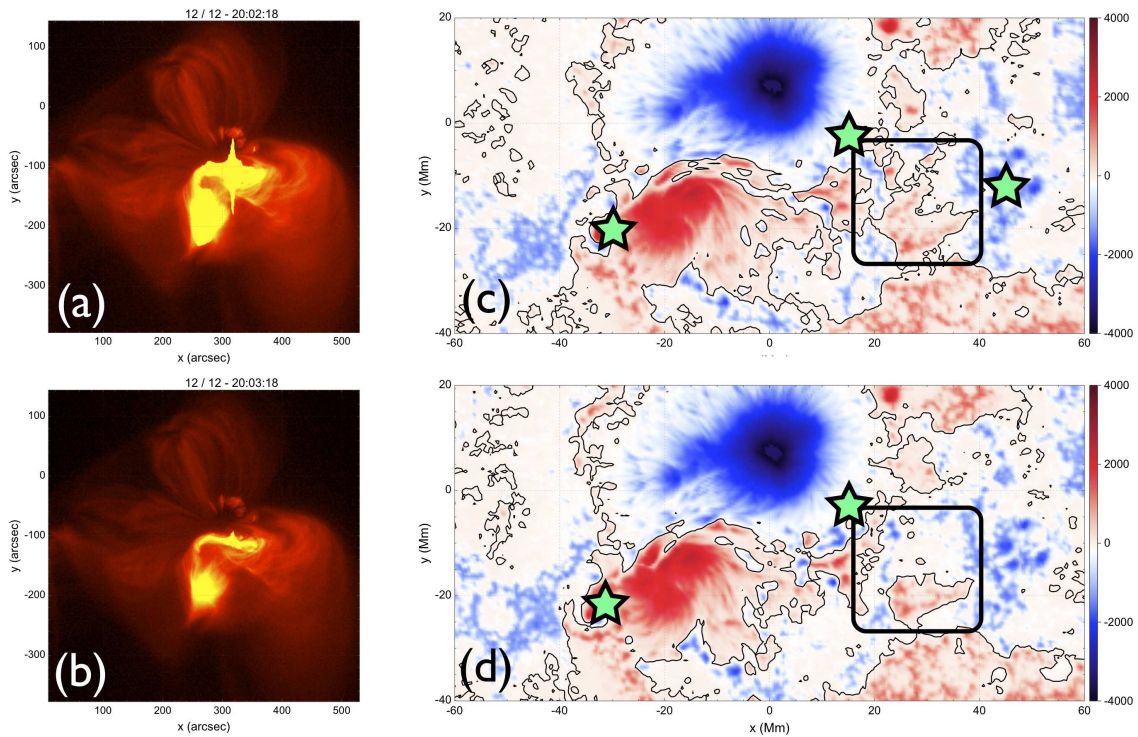


FIGURE 47 – (a) et (b) Données en rayons X mesurées par *Hinode/XRT*, respectivement, à 20:02 et 20:03 UT le 12 Décembre. (c) Distribution de $B_{z,phot}$ le 12 Décembre à 17:40 UT. (d) Distribution de $B_{z,phot}$ le 12 Décembre à 20:30 UT.

Les explications précédentes restent quelque peu hypothétiques et fragmentaires. Utilisons donc la reconstruction et le champ magnétique comme une sorte de nouvelle longueur d'onde pour expliquer cette diminution d'énergie. D'une part, malgré la diminution d'énergie, l'hélicité relative reste approximativement constante (voir Figure 41-(c)) ce qui correspondrait à une reconfiguration de la configuration magnétique plutôt qu'à une éjection de masse coronale avec éjection d'hélicité dans le milieu interplanétaire, corroborant ainsi l'idée d'un embrillancement (par exemple, celui visible sur les Figures 47-(a) et 47-(b)) non suivi par une éruption.

3. voir : http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/UNIVERSAL/2006_12/univ2006_12.html

L'énergie magnétique dans le volume V_s (et, *a fortiori*, dans Ω) est intrinsèquement liée aux courants traversant la photosphère S_p . Or, la Figure 38-(d) nous montre clairement que le flux de la densité de courant à travers la surface définie à la Section 17.1 diminue le 12 Décembre entre 17:40 UT et 20:30 UT. En regardant le détail des structures de courant sur la Figure 43, on remarque notamment une fragmentation de la concentration de densité de courant avec une certaine dispersion de la polarité magnétique positive associée à cette concentration de courant dont on a discuté à la Section 17.2. Cette modification des structures de courant pourrait donc être la cause de la diminution apparente de la torsion et de l'énergie dans le volume V_s bien que l'origine physique de celle-ci n'a pu être repérée dans les différentes données à notre disposition.

Une dernière cause probable de cette diminution est peut-être liée à une modification de la distribution de $B_{z,phot}$ ayant entraîné une modification de la connectivité des lignes de champ. La Figure 47-(c) et 47-(d) montre la distribution de $B_{z,phot}$ le 12 Décembre à 17:40 UT et 20:30 UT, respectivement. Les étoiles correspondent approximativement aux pieds d'ancrage du tube de flux torsadé et le rectangle correspond à une zone située sous le tube torsadé où le flux est modifié : d'une polarité majoritairement positive, on passe à une polarité négative. Ce changement de polarité pourrait permettre au tube de flux torsadé de se connecter à cet endroit. D'autre part, la présence de points nuls ($\mathbf{B} = \mathbf{0}$) a été recherchée à l'aide de la méthode de Haynes and Parnell (2007) le 12 Décembre à 15:30 UT, 17:40 UT et 20:30 UT et les résultats sont affichés dans la Figure 48-(a), 48-(b) et 48-(c), respectivement. On remarque que, lié à ce changement de polarité sous le tube torsadé, certains points nuls (entourés par une ellipse) ont disparu le 12 Décembre à 20:30 UT alors qu'ils étaient présents aux mêmes endroits pour les deux reconstructions précédentes. Cette disparition des points nuls est certainement liée à la modification de la distribution du $B_{z,phot}$ observée dans les Figures 47-(c) et 47-(d). Cette modification de la topologie a aussi pu déstabiliser la configuration magnétique qui a alors atteint un nouvel état d'équilibre moins énergétique caractérisé par la configuration reconstruite le 12 Décembre à 20:30 UT.

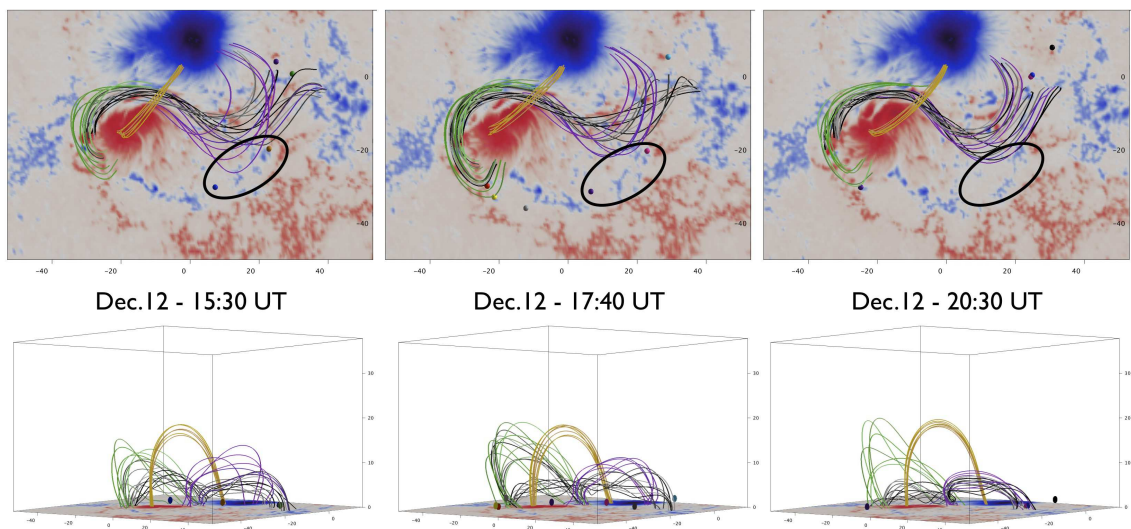


FIGURE 48 – Présence de points nuls dans la couronne. (a) Le 12 Décembre à 15:30 UT. (b) Le 12 Décembre à 17:40 UT. (c) Le 12 Décembre à 20:30 UT.

Enfin, il est intéressant de noter que Guo et al. (2008) ont reconstruit le champ magnétique à l'aide de la méthode d'optimisation de Wiegmann (2004) et du *pré-*

processing des données de *Hinode*. Bien qu'ils ne trouvent pas la présence d'un tube de flux torsadé comparable à celui présenté ici, eux-aussi obtiennent une décroissance de l'énergie magnétique de $0,96 \cdot 10^{32}$ erg.

Résumé

En Décembre 2006, la région active AR 10930 apparaît sur le disque solaire et est observée régulièrement par différents instruments à bord du satellite *Hinode* nouvellement lancé. Bien que cette région fut assez calme durant son passage sur le disque, une éjection de masse coronale est survenue le 13 Décembre vers 02:30 UT avec un impact sur le champ magnétique terrestre (Liu et al., 2008). L'étude de cette région avait pour but de déterminer les causes et les conséquences de cette éruption sur le champ magnétique coronal.

Après avoir montré que cette région active présentait de nombreuses caractéristiques liées à l'émergence de structures sub-photosphériques tel que l'allongement des polarités magnétiques, des flots rotationnels et une augmentation du flux magnétique associé à une augmentation (en valeur absolue) du flux de courant, le champ magnétique a été reconstruit à l'aide de la méthode *XTRAPOL* en utilisant comme conditions aux limites une séquence temporelle de 24 magnétogrammes vectoriels. Cette séquence de reconstructions non-linéaires met en évidence l'évolution quasi-statique de la région active qui est caractérisée par cinq phases différentes : (I) une phase calme où peu de changements apparaissent ; (II) une phase où l'on observe une augmentation du cisaillement du champ magnétique présent entre les deux polarités principales sous forme d'arcades, caractérisée par une augmentation lente de l'énergie et de l'hélicité ; (III) une phase où un tube de flux torsadé apparaît entre ces deux mêmes polarités, correspondant à une importante injection d'énergie et d'hélicité dans la couronne ; (IV) une phase éruptive où le tube de flux torsadé se trouve éjecté dans le milieu interplanétaire avec la création dans l'état post-éruptif d'arcades cisailées ; et (V) de nouveau une phase présentant une augmentation d'énergie et d'hélicité liée à une augmentation du cisaillement du champ magnétique entre les deux polarités magnétiques principales.

Cette étude a aussi mis en évidence que le tube de flux torsadé à l'équilibre était le support magnétique de la matière froide du filament présent entre les deux polarités et qui se trouve éjecté durant l'éruption du 13 Décembre. L'analyse du champ magnétique de l'état post-éruptif fait apparaître des arcades cisailées post-éruptives liées à la position des rubans d'embranchement visibles dans la raie Ca II H observée par *Hinode/SOT/FG*. L'étude des causes de l'éruption révèle que la configuration magnétique s'approche, durant la phase IV, d'un point de non-équilibre caractérisé par une énergie qui s'approche de l'énergie du champ partiellement ouvert, alors que le tube torsadé reste stable vis-à-vis des instabilités *kink* et *torus* pour les moments reconstruits.

Un point intéressant soulevé par les reconstructions est une diminution d'énergie le 12 Décembre 2006 entre 17:40 UT et 20:30 UT. L'analyse de différentes quantités liées aux magnétogrammes vectoriels et à la reconstruction ainsi que certaines observations laissent penser qu'un petit événement éruptif, confiné ou non, a eu lieu. Un fort embranchement est visible sur les données de *Hinode/XRT* avant qu'une petite éjection de masse coronale soit observée par *SOHO/LASCO*. On peut lier cette diminution d'éner-

gie à une diminution du flux de courant ainsi qu'à une zone où le $B_{z,phot}$ se fragmente. En rapport avec ces deux caractéristiques, le champ magnétique reconstruit montre une plus grande organisation au niveau du tube torsadé ainsi que la disparition de deux points nuls dans le voisinage de ce même tube. Il est toutefois difficile de conclure de manière définitive quant à une éventuelle cause de cette légère diminution d'énergie. Une approche permettant d'avoir une idée plus précise de ce qu'il s'est passé serait d'utiliser la reconstruction du 12 Décembre 2006 à 17:40 UT comme condition initiale pour une simulation MHD évolutive où l'on mimerait l'évolution observée du $B_{z,phot}$ entre 17:40 UT et 20:30 UT par différents mécanismes (champs de vitesses, annihilation de flux ou diffusion de flux). Une telle simulation MHD et l'analyse des résultats produits apporteraient certainement des indications sur la ou les causes de cette diminution d'énergie et sera conduite dans un futur proche.

Sixième partie

Conclusion

Cette thèse avait pour objectif de modéliser et caractériser l'environnement magnétique de la couronne solaire, et plus particulièrement de caractériser l'environnement magnétique proche des régions actives qui sont le lieu privilégié pour l'étude de différents phénomènes (émergence, éruption) et structures (filaments). Tirant parti des efforts incessants pour résoudre le *Problème de la Reconstruction*, la méthode employée pour caractériser cet environnement se base sur l'état de l'art des observations du champ magnétique et de la modélisation réaliste : les magnétogrammes vectoriels et la reconstruction du champ magnétique sans force non-linéaire.

Une des problématiques abordée par cette thèse est la détermination de la structure du champ magnétique dans les régions actives émergentes. On sait maintenant, grâce aux études théoriques numériques, que le champ magnétique doit posséder une certaine torsion pour conserver son intégrité durant sa montée dans la zone de convection (Fan, 2004). D'autre part, les observations ont montrés la présence de structures torsadées durant les phase éruptives (par exemple Gary and Moore, 2004). Enfin, les structures magnétiques torsadées sont un élément clé dans l'étude des mécanismes éruptifs et des éruptions (Amari and Aly, 2009; Chen, 2011). Présentée dans la Partie III, l'étude de la région active AR 10808 a révélé, à partir de données mesurées par le télescope franco-italien *THEMIS* en mode MTR, la présence d'un tube de flux torsadé à l'équilibre comme la configuration magnétique pré-éruptive de cette région active émergente. Cette étude (publiée par ailleurs par Canou et al., 2009) s'est aussi révélée être la première étude présentant la preuve de la présence d'une telle structure dans un équilibre pré-éruptif. Jusqu'alors, son existence dans de telles conditions n'était montrée que par les résultats des modèles d'émergence – modèles possédant leurs propres hypothèses, contraintes et limitations. La Partie V a étudié, quant à elle, la région active AR 10930 observée régulièrement par *Hinode/SOT/SP* durant son passage sur le disque solaire. Cette Partie a démontré qu'une polarité de cette région active émergeait et la séquence des reconstructions représentant l'évolution quasi-statique de la région montre, ici aussi, la présence d'un tube de flux torsadé à l'équilibre pré-éruptif. Le nombre de données magnétiques disponibles a permis de mettre en évidence un grand nombre de détails jamais atteint auparavant par la reconstruction. Cette étude représente, à ce jour – et à ma connaissance, la deuxième preuve en faveur de la présence d'un tube de flux torsadé comme configuration magnétique pré-éruptive à l'équilibre dans une région active émergente.

La deuxième problématique majeure traitée dans cette thèse est liée à la structure magnétique supportant la matière froide des filaments (Mackay et al., 2010). D'une manière générale, il existe deux modèles concurrents permettant de décrire un certain nombre de propriétés observationnelles de ces filaments : le modèle basé sur un tube de flux torsadé et celui basé sur des arcades cisailées. Dans la Partie IV, l'étude de la région active AR 10953 a permis de mettre en évidence que le filament qui était présent au sein de cette région était supporté par un tube de flux torsadé dans un état d'équilibre idéalement stable. L'étude de l'évolution de la région active AR 10930 a, elle aussi, mis en évidence la présence d'un tube de flux torsadé pré-éruptif supportant la matière froide du filament impliqué dans l'éjection de masse coronale du 13 Décembre 2006. Ces deux études rajoutent donc deux preuves supplémentaires en faveur d'un tube de flux torsadé comme structure magnétique supportant la matière froide d'un filament ; deux preuves qui sont à regrouper avec les études basées sur les reconstructions de Régnier and Amari (2004), Guo et al. (2010) et Jing et al. (2010b). Différentes autres modélisations

du support magnétique des filaments avec un tube de flux torsadé ont été effectuées à l'aide de champ sans force linéaire (e.g. Aulanier et al., 1999) ou magnétohydrostatique linéaire (e.g. Aulanier and Schmieder, 2002; Dudík et al., 2008) ainsi qu'à l'aide du *Flux Rope Insertion Method* (e.g. van Ballegooijen, 2004; Su et al., 2009). Malgré ces différentes preuves, il n'est cependant pas possible d'affirmer que le modèle de tube de flux torsadé est le seul modèle valable dans la couronne solaire pour le support des filaments. En effet, Guo et al. (2010) ont mis en évidence la présence d'arcades cisailées comme support magnétique d'un système de filaments en arche. De nombreuses autres études sont donc nécessaires.

La troisième et dernière problématique discutée dans cette thèse est l'étude des causes et des conséquences magnétiques d'un événement éruptif. Ce sujet est un domaine de recherche en perpétuelle évolution où un grand nombre de scénarios sont proposés, basés sur différents mécanismes de déclenchement (champs de vitesses rotationnels et convergents, annihilation ou émergence de flux, diffusion de flux, émergence d'arcades cisailées d'hélicité de signe opposé ; voir par exemple Priest and Forbes, 2002; Forbes et al., 2006; Chen, 2011). On remarque, ici aussi, la possibilité de classer en deux classes distinctes les structures magnétiques à l'équilibre pré-éruptif nécessaires au déclenchement des éruptions : tube de flux torsadé et arcades cisailées. D'autre part, ces structures soumises à des mécanismes de déclenchement particuliers peuvent être sujettes à certaines instabilités MHD idéales telles que l'instabilité *kink* et l'instabilité *torus*. La région active AR 10808 étudiée dans la Partie III aurait pu être une bonne candidate pour attaquer cette problématique avec deux éruptions impliquant deux structures magnétiques distinctes (la structure magnétique d'un filament et le tube de flux torsadé lié à l'émergence) mais nous avons vu que le champ de vue du magnétogramme vectoriel mesuré par *THEMIS* était trop restreint pour retrouver la structure magnétique supportant le filament éruptif. Cette problématique a donc été étudiée dans le cadre de l'évolution quasi-statique de la région active AR 10930 proposée dans la Partie V ; région dont la configuration magnétique présente un tube de flux torsadé indubitablement lié, le 13 Décembre 2006, à l'embrillancement de classe X3.4 suivi d'une éjection de masse coronale géo-effective. Nous avons alors montré qu'à aucun moment correspondant à une reconstruction la configuration magnétique n'était instable vis-à-vis de l'instabilité *kink* et *torus* ; ce qui ne signifie pourtant pas qu'une telle instabilité ne s'est pas produite à un certain moment, non décrit par la séquence de reconstructions. Nous avons cependant montré, en calculant l'énergie du champ partiellement ouvert $W[\mathbf{B}']$, que le système s'approchait d'un état toujours plus proche du non-équilibre à mesure que l'on se rapprochait de l'heure de l'éruption. Celle-ci a eu pour conséquence de libérer l'énergie magnétique et d'éjecter de l'hélicité dans le milieu interplanétaire, mis en évidence par une diminution de l'énergie magnétique et de la valeur absolue de l'hélicité relative entre l'état pré-éruptif et post-éruptif. L'analyse de la configuration magnétique a montré que le tube de flux torsadé, lié aux processus d'émergence de la région active et supportant la matière froide du filament, n'apparaissait plus dans l'état post-éruptif, remplacé par des arcades cisailées connectant les deux rubans de l'embrillancement.

Les travaux présentés ici ont apporté une forte contribution quant à la discrimination de l'une ou l'autre des classes de configurations magnétiques étudiées dans le cadre des mécanismes éruptifs et du support des filaments. Ils ont mis en avant, par deux fois pour chaque problématique, la présence de tube de flux torsadé à l'équilibre. Par ailleurs, par deux fois, il ont mis en avant la présence d'un tube de flux torsadé comme

structure magnétique coronale associée à un phénomène d'émergence de structures sub-photosphériques permettant ainsi de faire le lien entre les modèles théoriques et les observations d'éruptions. Ces différentes études s'inscrivent donc dans le cadre de sujets actuels à la pointe de la recherche en physique solaire et soutiennent les différents efforts fournis par la communauté internationale pour une meilleure compréhension du Soleil. Toutefois, certains problèmes et développements proches de ceux étudiés dans cette thèse n'ont pu être adressés et le reste de cette partie leur est consacré.

Tout d'abord, le modèle utilisé, nommé *XTRAPOL*, est basé sur l'hypothèse d'un champ sans force non-linéaire et le domaine Ω représente un espace cartésien. La reconstruction à l'aide d'*XTRAPOL* permet donc d'obtenir des modèles à petite échelle ; typiquement de la taille d'une région active et de son entourage proche comme ce qui a été présenté aux Parties III, IV et V. Cependant, la Partie III a clairement mis en évidence la limitation de ce type de modèles quand il s'agit de reconstruire de grandes structures comme des filaments en bord de régions actives. Bien que ces modèles sont parfaitement adaptés aux champs de vue restreints des magnétographes actuels, le lancement récent de *Solar Dynamics Observatory (SDO)* et de son magnétographe vectoriel HMI mesurant le champ magnétique photosphérique sur le disque entier lève cette restriction sur les champs de vue. Et, afin de tirer pleinement profit de ce nouvel instrument, il sera nécessaire de disposer de modèles de reconstruction non-linéaire à grande échelle, c'est à dire en coordonnées sphériques et prenant en compte la courbure du Soleil (voir l'Annexe A.1 et la Figure 52 pour un exemple de données magnétique en coordonnées sphériques). Actuellement, un seul modèle de reconstruction à grande échelle a été développé (Wiegmann, 2007), basé sur la méthode d'optimisation (Wheatland et al., 2000). Mais gageons que de nouvelles méthodes seront développées à mesure que les magnétogrammes vectoriels sphériques de *SDO/HMI* deviendront disponibles et exploitables.

Que ce soit en coordonnées cartésiennes ou sphériques, les méthodes basées sur l'algorithme de Grad-Rubin n'imposent la fonction de champ sans force α_{phot} que pour l'une ou l'autre des polarités : soit sur S_p^+ où $B_{z,phot} > 0$ soit sur S_p^- où $B_{z,phot} < 0$. Il résulte de cette spécificité (qui provient du fait que ce problème est bien posé sous cette formulation) que deux solutions sont obtenues : une pour chaque polarité. Les travaux présentés ici ont montré que cette spécificité présentait un avantage certain. Néanmoins, ceci peut présenter un désavantage quand chaque polarité est bien mesurée et qu'on ne peut faire un choix sur l'imposition de la polarité. Ainsi, il a été proposé différentes solutions pour contourner ce problème comme pondérer α_{phot} par une certaine fonction entre la partie $B_{z,phot} > 0$ et $B_{z,phot} < 0$. Il existe actuellement deux algorithmes différents : un pour la méthode *Fast Current-Field Iteration* proposé par Wheatland and Régnier (2009) et Wheatland and Leka (2011) et un pour la méthode *XTRAPOL* proposé par Amari and Aly (2010). Pour la méthode *XTRAPOL*, cette fonction de pondération pourrait être liée à l'erreur de mesure du champ magnétique calculé en suivant la procédure expliquée dans Leka and Skumanich (1999). Une telle fonction permettrait ainsi de prendre en considération les erreurs de mesures et d'attribuer un poids plus fort à un α_{phot} correspondant à une erreur plus faible.

Toujours concernant les modèles, on remarque que le *Problème de la Reconstruction* est basée sur l'hypothèse d'un équilibre de champ sans force non-linéaire ou équilibre magnétostatique (Section 3.2.2). On peut parfaitement imaginer un glissement de ce problème vers d'autres équilibres tels que les équilibres magnétohydrostatiques (voir Section 3.2.1) qui prennent en compte les forces de pression p et la gravité. L'inclusion

de ces forces permettrait une description plus fine de la couronne et permettrait de minimiser l'effet du caractère *non sans force* de la photosphère que l'on a pu rencontrer au cours des différentes études. Toutefois, une très forte contrainte apparaîtrait alors puisqu'il faudrait fournir aux codes magnétohydrostatiques des conditions aux limites portant sur la pression p et la densité ρ . Or, ce genre de cartes 2D de pression et de densité ne sont pas (encore) disponibles.

Cependant, avant de penser à une complexification des hypothèses pour le *Problème de la Reconstruction*, peut-être est-il possible d'aller plus loin que ce qui a été présenté dans cette thèse ? Et, en effet, il est possible d'aller bien plus loin et, toujours, en conservant l'hypothèse d'un champ magnétique sans force non-linéaire. Par exemple, nous avons vu à la Partie V que la période autour de l'éruption n'était pas couverte par les observations de *Hinode/SOT/SP*. Et, même en améliorant la cadence des observations (comme c'est le cas pour le satellite *SDO*), l'hypothèse de champ sans force est violée durant une éruption avec le développement de vitesses et de force de Lorentz non négligeables ; ce qui entrainerait une mauvaise description de l'environnement magnétique coronal. Un nouveau champ de recherche s'ouvre donc : celui de la modélisation de ces éruptions à l'aide de modèles MHD évoluant dans le temps. Nous avons vu à la Section 14 qu'il était assez simple d'utiliser le champ magnétique reconstruit par *XTRAPOL* comme condition initiale pour débiter une relaxation MHD idéale simulée avec le code MHD *METEOSOL*. La relaxation MHD consiste à laisser évoluer le système sans le forcer de manière extérieure. Cependant, et on l'a vu dans la Partie V, l'analyse de différentes observations fournies par les instruments et de quantités dérivées telles que les champ de vitesses photosphériques ou les variations temporelles de $B_{z,phot}$ permet de mettre en lumière certaines indications quant aux mécanismes de déclenchement à l'œuvre. En *idéalisant* ces observations et en les modélisant sous forme de mécanismes d'initiation d'éruption, il est possible de modéliser l'éruption avec *METEOSOL* en utilisant comme condition initiale la configuration magnétique reconstruite par *XTRAPOL* et en appliquant ces mécanismes d'initiation obtenus à partir des observations. J'ai pu mener de premiers tests en me basant sur la reconstruction du 12 Décembre 2006 à 20:30 UT de la région AR 10930 (voir Partie V). La Figure 49 est une illustration d'un résultat préliminaire obtenu en appliquant le mécanisme d'annihilation de flux (voir Section 4.2). Les Figures 49-(a) et 49-(b) représentent la configuration magnétique initiale où une sélection de lignes de champ est dessinée, traçant le tube de flux torsadé discuté dans cette Partie. Il est intéressant de noter que les conditions aux limites ayant servi à cette reconstruction résultent de l'inclusion du magnétogramme vectoriel de *Hinode/SOT/SP* dans un magnétogramme longitudinal de *SOLIS/VSM*, de telle sorte que le champ de vue est bien plus important et, par conséquent, plus adéquat à une modélisation de l'éruption. Le processus d'inclusion n'a, par ailleurs, que peu d'effet sur la solution trouvée puisque, d'une part, le tube de flux torsadé possède une forme et une connectivité similaire à celles de la Partie V et que, d'autre part, l'énergie et l'hélicité ont des valeurs semblables. Ainsi, on voit clairement sur les Figures 49-(c) et 49-(d), que le tube de flux torsadé est entré en éruption, caractérisé par une ascension et une déformation de sa forme. On remarque aussi clairement qu'il n'y a aucune symétrie comparable aux simulations théoriques dont on a parlé précédemment, soulignant ainsi le véritable avantage de l'utilisation d'un état magnétique reconstruit comme condition initiale. Les études futures de telles simulations MHD permettront certainement de faire de grands progrès dans la compréhension des phénomènes éruptifs (confinés ou non) et, peut-être, de déterminer, de manière plus précise, les valeurs seuils et le rôle jouer par

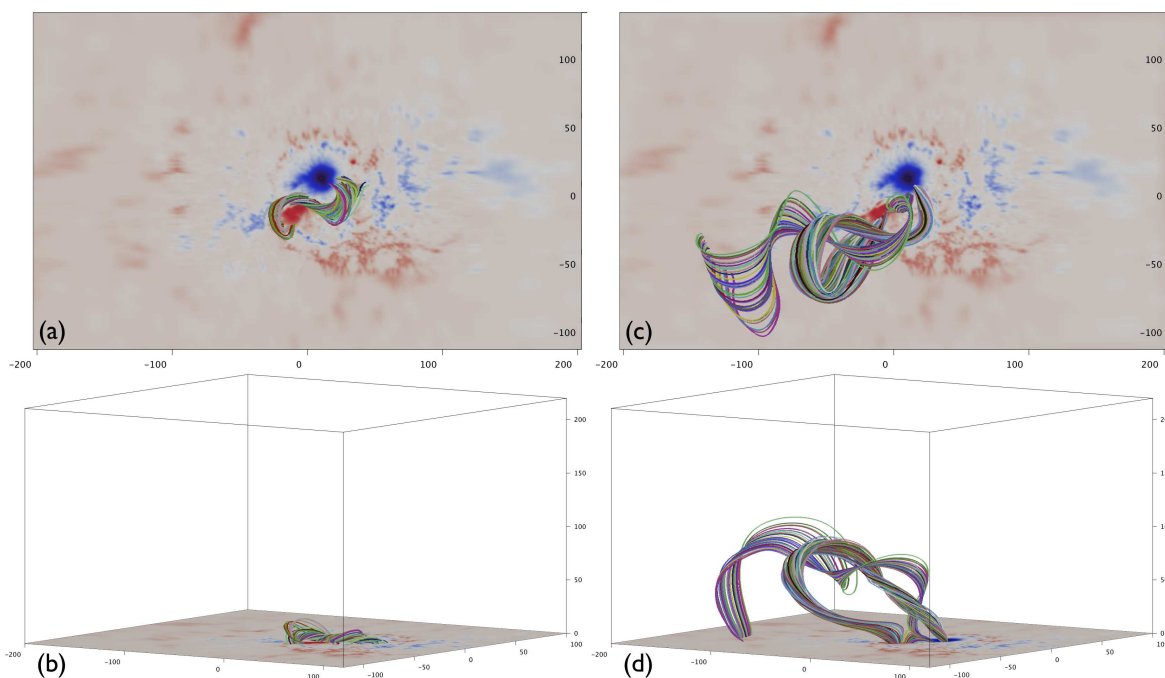


FIGURE 49 – Modélisation de l'éruption du 13 Décembre 2006 à partir d'une configuration reconstruite et en appliquant le processus d'annihilation de flux. (a) Configuration magnétique initiale vue du dessus (selon $-z$). (b) Configuration magnétique initiale vue de profil. (c) Configuration magnétique entrée en éruption vue du dessus (selon $-z$). (d) Configuration magnétique entrée en éruption vue de profil

les instabilités MHD.

Les différents travaux présentés dans cette thèse ont aussi mis en évidence l'importance du processus d'émergence de structures sub-photosphériques dans la couronne et de leur impact sur l'environnement magnétique de la couronne. En particulier, la Partie V a clairement établi le lien entre émergence et création d'un tube de flux torsadé coronal impliqué ultérieurement dans une éjection de masse coronale (il reste toujours à déterminer si ce tube torsadé coronal est le tube sub-photosphérique ascendant ou s'il est créé par reconnexion, au niveau de la photosphère, entre les arcades cisailées et émergées du tube ascendant). Or, on a vu que le problème de l'émergence était traité en deux temps du fait de conditions physiques fort différentes (entraînant des contraintes au niveau des schémas numériques) : du bas de la zone de convection jusqu'à la photosphère (par exemple Fan, 2008; Jouve and Brun, 2009) ou du haut de la zone de convection jusque dans la couronne, allant jusqu'à suivre une éventuelle éruption (voir par exemple Manchester et al., 2004; Archontis and Hood, 2008). Pour faire un pas de plus vers la complète compréhension de la montée à travers la zone de convection et de l'émergence de ces structures magnétiques, un modèle global est nécessaire, couplant ces deux zones étendues du Soleil à travers l'interface fine que représente la photosphère. Les conditions physiques de la zone de convection et de la couronne présentent des caractéristiques extrêmement différentes avec d'abrupts changements au niveau de la photosphère (Cheung et al., 2010). Ce problème du couplage global est, par conséquent, un véritable challenge pour le développement de méthodes numériques. On peut noter qu'un pas vers un tel couplage a été effectué par Amari et al. (2005) qui proposent de modéliser la photosphère comme un couche résistive permettant le transfert d'hélicité

et d'énergie magnétique à travers la continuité de la composante transverse du champ électrique.

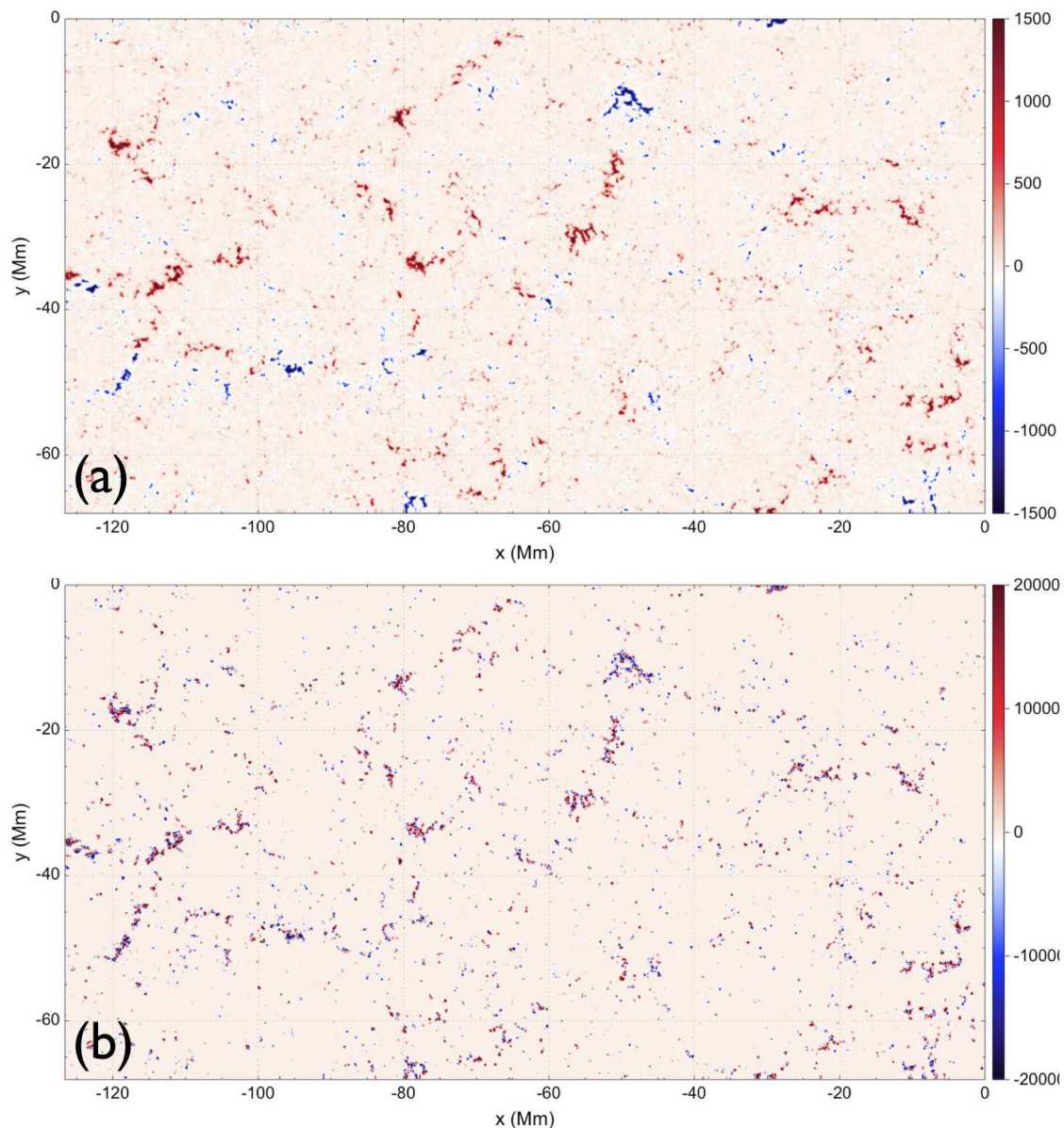


FIGURE 50 – Correspondance entre concentration de flux magnétique et concentration de courant. (a) Composante verticale du champ magnétique. (b) Composante verticale de la densité de courant.

Les études présentées dans les parties III, IV et V se sont focalisées sur les configurations magnétiques des régions actives. Ceci s'explique par le fait que les magnétographes vectoriels qui existaient jusque dans les années 2000 fournissaient des données de bonne qualité et de bonne résolution essentiellement dans le voisinage des régions actives : le rapport signal sur bruit était bien meilleur du fait du fort champ magnétique des régions actives. Or, en restreignant la caractérisation de l'environnement magnétique coronal aux seules régions actives, on n'oublie une zone importante du Soleil : le Soleil calme constitué de petites polarités de flux qui apparaissent, se déplacent et disparaissent sous l'effet de champs de vitesses liés par exemple à la granulation et à la supergranulation.

La supergranulation représente un motif couvrant la surface du Soleil calme avec une distance caractéristique de 30 Mm, une durée de vie de 1,8 jours et des vitesses essentiellement horizontales de 360 m.s^{-1} (pour plus de détails concernant ces structures et leurs propriétés, voir Rieutord and Rincon, 2010). A la frontière de ces supergranules, on trouve des petites concentrations intenses de flux magnétique (environ 1000 – 2000 G). On a longtemps supposé que le champ magnétique du Soleil calme se présentait sous la forme d'un tapis magnétique quasi-potentiel à la topologie complexe (par exemple, voir Régnier et al., 2008, pour une étude topologique à l'aide d'un champ potentiel du tapis magnétique du Soleil calme). Or, de récents modèles numériques ont montré que des courants étaient associés à ces fortes concentrations de flux magnétique avec, dans la basse couronne, la présence de lignes de champs torsadées portant du courant et se refermant à basse altitude (par exemple Abbett, 2007; Amari et al., 2008). On pense d'autre part, que la structure magnétique du Soleil calme joue un rôle prédominant dans le chauffage de la couronne à quelques 10^6 K .

Avec la disponibilité de magnétogrammes vectoriels mesurés par *Hinode*/SOT/SP, nous pourrions parfaitement reconstruire le champ magnétique coronal du Soleil calme et ainsi confronter cette modélisation de champ sans force aux résultats des différentes études antérieures. En prévision d'une telle étude, je présente sur la Figure 50-(a) la composante verticale $B_{z,phot}$ du magnétogramme vectoriel, saturée à 1500 G et sur la Figure 50-(b) la composante verticale $j_{z,phot}$ de la densité de courant. Cette Figure fait donc apparaître, comme résultat préliminaire, une bonne correspondance entre la localisation des concentrations de flux magnétique et des courants. Une modélisation en champs sans force sera conduite ultérieurement, son champ magnétique analysé et comparé aux différentes études existantes.

Septième partie

Annexes

Sommaire

A Outils d'Exploitation des Magnétogrammes Vectoriels	129
A.1 Préparation des Magnétogrammes Vectoriels	129
A.2 Diagnostics des Magnétogrammes Vectoriels	133
B Publications dans des Revues à Comité de Lecture	136
B.1 Nonlinear Force-Free and Potential Fields Models of Active Region and Global Coronal Fields during the Whole Heliospheric Interval . .	136
B.2 A Twisted Flux Rope as the Magnetic Structure of a Filament in Active Region 10953 Observed by Hinode	169
B.3 Evidence for a Pre-Eruptive Twisted Flux Rope using THEMIS Vector Magnetograph	179
B.4 A Critical Assessment of Nonlinear Force-Free Field Modeling of the Solar Corona for Active Region 10953	184
C Autres Publications et Communications	197
C.1 Reconstructing the Solar Magnetic Field from Active Region Scale to Large Scale	197
C.2 Presence of Twisted Flux Ropes in Active Regions	197
C.3 Magnetic Structure of the Filament in AR 10953	197
C.4 Présence de Tubes de Flux Torsadé dans des Régions Actives	197
C.5 Presence of a Twisted Flux Rope in AR 10953	197
C.6 Some Quantities related to the Force-Free Character Of « Manches- ter's Model »	197
C.7 Presence of Twisted Flux Ropes In Pre-eruptive and Pre-flaring Phases of Active Regions	197
C.8 Nonlinear Force-Free Magnetic Field Modeling of AR 10953 : a Critical Assessment	198
Références	200

A Outils d'Exploitation des Magnétogrammes Vectoriels

Les Parties III, IV et V ont montré l'importance des données magnétiques (magnétogrammes longitudinaux et vectoriels) pour fournir une analyse précise d'une région active soit à partir de données 2D soit à partir de la reconstruction. Alors que les magnétogrammes vectoriels des Parties III et IV m'ont été fournis par de tierces personnes, j'ai dû utiliser d'autres outils et développer les miens pour obtenir les différents résultats de la Partie V.

Je propose donc dans ces Annexes d'expliquer les fonctionnalités de ces différents outils que j'ai développés.

A.1 Préparation des Magnétogrammes Vectoriels

Les notations utilisées à la Section 5.3.2 sont reprises ici. Nous supposons, d'autre part, que l'inversion des Paramètres de Stokes a été effectuée de telle sorte que nous obtenons un champ magnétique $\tilde{\mathbf{B}}_{obs}$ à 2D dont la composante transverse est soumise à l'ambiguïté de 180° .

Ainsi, la préparation des données commence par l'utilisation d'un outil de résolution de l'ambiguïté afin de déterminer le sens du champ magnétique transverse $\tilde{\mathbf{B}}_{t,obs}$. Le choix s'est porté sur le code *Minimum Energy* (ME0) développé récemment par Crouch et al. (2009). Il s'agit dans cette algorithmique de minimiser la quantité

$$\mathcal{E}[\mathbf{B}_{phot}] = \sum_p |\nabla \cdot \mathbf{B}_{phot}| + \lambda \sum_p |j_{z,phot}| \quad (101)$$

où la dérivée selon z de la divergence est obtenue par transformée de Fourier, la composante verticale de la densité de courant $j_{z,phot}$ est obtenue à partir de l'équation de Maxwell-Ampère (12) et λ est un facteur donnant l'importance relative du courant dans la minimisation. La sommation se fait sur l'ensemble des pixels p du magnétogramme vectoriel.

\mathbf{B}_{phot} et $j_{z,phot}$ (calculé à partir de $\mathbf{B}_{t,phot}$) sont définis dans le repère cartésien de la région active et ME0 procède donc à une transformation régulière de $\tilde{\mathbf{B}}_{obs}$ dans le repère de l'observation en \mathbf{B}_{phot} dans le repère cartésien, *via* les coefficients calculés par Gary and Hagyard (1990). Ce changement de repère est absolument nécessaire et améliore grandement les résultats de la méthode en comparaison avec d'autres méthodes (voir Metcalf et al., 2006). L'intérêt de ce code réside aussi dans la présence de la densité de courant verticale dans la quantité à minimiser : en effet, une mauvaise résolution de l'ambiguïté provoque des discontinuités du $\mathbf{B}_{t,phot}$ qui se traduisent par des pics de courant. Ce terme permet de les prendre en compte et de supprimer ces mauvaises solutions.

En résultat de ce code, on obtient alors un champ magnétique $\mathbf{B}_{t,obs}$ défini dans le repère de l'observateur. Les distances sont exprimées en arcseconde ("). Pour le passage en coordonnées cartésiennes, j'utilise la matrice de transformation \mathcal{M}_{ij} définie dans Gary and Hagyard (1990) et certaines routines IDL du pack *Solar SoftWare* réencodées

en langage C. Ainsi, il nous est possible d'obtenir le champ magnétique \mathbf{B}_{phot} , défini en coordonnées cartésiennes par :

$$\mathbf{B}_{phot} = \mathcal{M} \mathbf{B}_{obs} . \quad (102)$$

S'arrêter à cette étape est suffisant pour pouvoir calculer la fonction sans force α_{phot} suivant la procédure de la Section 5.3.3 et reconstruire le champ magnétique à partir d'un magnétogramme vectoriel. Toutefois, dans le cas d'une séquence de magnétogrammes vectoriels comme ce qui a été présenté à la Partie V, tous les magnétogrammes vectoriels ne présentent pas le même champ de vue et la même origine pour les coordonnées, du fait de mauvais pointages du satellite ou télescope, de champs de vue différents, etc... Pour faciliter les différentes analyses (2D ou 3D), il est nécessaire de co-aligner spatialement les différents magnétogrammes de la séquence. Ceci est réalisé grâce à une routine que j'ai développée en langage C. On co-aligne ainsi deux magnétogrammes $\mathbf{B}_{phot}^{(1)}$ et $\mathbf{B}_{phot}^{(2)}$ ensemble, interpolés sur un même maillage uniforme, en minimisant la quantité suivante :

$$CC(B_z^{(1)}, B_z^{(2)})_{i,j} = \sum_{m,n} \left[\frac{B_{z;m-i,n-j}^{(1)} - \langle B_z^{(1)} \rangle}{\sigma(B_z^{(1)})} \times \frac{B_{z;m,n}^{(2)} - \langle B_z^{(2)} \rangle}{\sigma(B_z^{(2)})} \right] \quad (103)$$

où $\langle X \rangle$ et $\sigma(X)$ correspondent respectivement à la moyenne et à la déviation standard de la variable X .

Typiquement, cette expression correspond à une corrélation croisée normalisée suivant le critère de Pearson (Brunelli, 2009). Le pixel (i, j) correspondant à $\max[CC(B_z^{(1)}, B_z^{(2)})]$ correspond au meilleur alignement spatial entre les deux magnétogrammes et on peut facilement déterminer l'offset à appliquer à l'un ou l'autre des magnétogrammes pour modifier l'origine de leur système de coordonnées et ainsi les co-aligner spatialement. Pour une séquence de plusieurs magnétogrammes, on co-aligne spatialement les différentes données en appliquant cette procédure successivement et, par récurrence, ils se retrouvent tous co-alignés.

A la Partie III, nous avons mis en évidence que le champ de vue du magnétogramme vectoriel obtenu à partir de *THEMIS*/MTR était trop restreint pour reconstruire le filament. Ce genre de problème survient régulièrement (voir, par exemple, De Rosa et al., 2009; Guo et al., 2010; Wheatland and Leka, 2011) et il est possible de contourner ce problème en incluant le magnétogramme vectoriel dans un magnétogramme longitudinal possédant un champ de vue plus grand (*SOLIS*/VSM ou *SOHO*/MDI). Ce genre de technique possède toutefois un inconvénient puisque, d'une part, on mélange les données de différents instruments et, d'autre part, le champ magnétique longitudinal est mesuré dans le repère de l'observateur et que sa transformation dans le repère cartésien est approximative (Hagyard, 1987). J'ai toutefois développé une routine d'inclusion basée sur le processus de co-alignement discuté précédemment pour co-aligner spatialement un magnétogramme longitudinal avec un magnétogramme vectoriel.

Alors que les Figures 23 et 39 des Parties IV et V, respectivement, montrent l'efficacité de cette procédure de co-alignement, la Figure 51 montre le résultat de l'inclusion de magnétogrammes vectoriels dans des magnétogrammes longitudinaux : (a)-(c) pour la région active AR 10930 et (d)-(f) pour la région active AR 10953 – régions actives qui sont étudiées aux Parties V et IV.

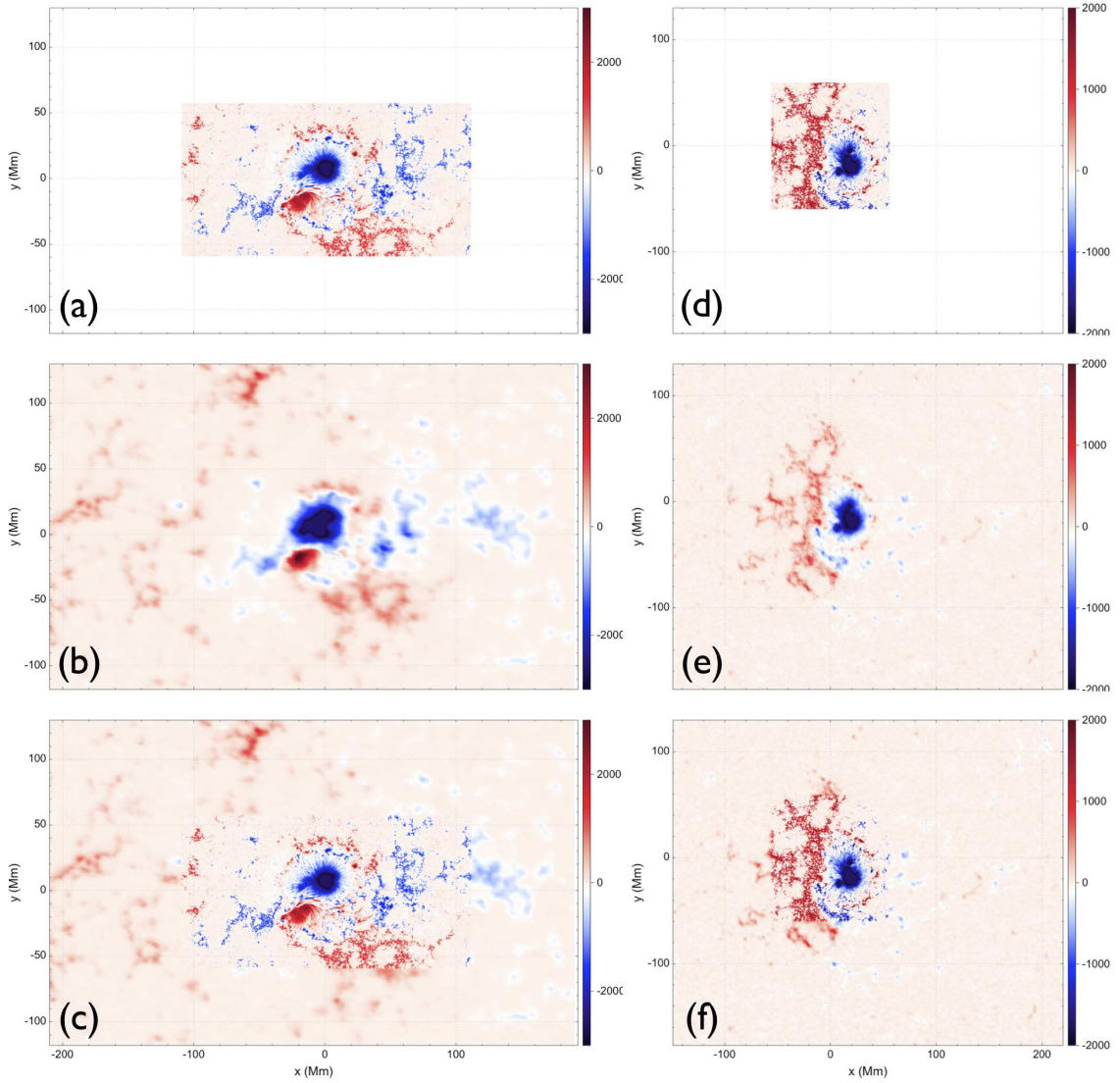


FIGURE 51 – Inclusion de magnétogrammes vectoriels dans des magnétogrammes longitudinaux pour les régions actives AR 10930 et AR 10953. (a) Magnétogramme vectoriel mesuré par *Hinode/SOT/SP* le 12 Décembre 2006 à 17:40 UT. (b) Magnétogramme longitudinal mesuré par *SOLIS/VSM* le 12 Décembre 2006 à 16:13 UT. (c) Résultat du processus d’inclusion pour la région AR 10930. (d) Magnétogramme vectoriel mesuré par *Hinode/SOT/SP* le 30 Avril 2007 à 22:30 UT. (e) Magnétogramme longitudinal mesuré par *SOHO/MDI* le 30 Avril 2007 à 22:24 UT. (f) Résultat du processus d’inclusion pour la région AR 10953. $B_{z,phot}$ est saturé à 3000 G et 2000G pour AR 10930 et AR 10953, respectivement.

Enfin, les différentes opérations expliquées précédemment peuvent aussi bien être appliquées pour obtenir des magnétogrammes vectoriels en coordonnées sphériques. La différence majeure provient de la matrice de transformation \mathcal{M}_{ij} qui devient alors $\mathcal{M}_{ij}(\theta, \varphi)$ et l’équation (102) devient :

$$\mathbf{B}_{phot}(\theta, \varphi) = \mathcal{M}(\theta, \varphi) \mathbf{B}_{obs}(\theta, \varphi) \quad (104)$$

où θ et φ sont les coordonnées sphériques usuelles. Les coordonnées de $\mathbf{B}_{obs}(\theta, \varphi)$ dans le repère sphérique sont obtenues à partir des coordonnées du repère de l’observateur par

une transformation effectuée par une routine IDL du pack *Solar SoftWare*. La Figure 52 présente le résultat des procédures d'obtention de données sphériques pour la région AR 10930 étudiée à la Partie V. Ces données ont été obtenues en incluant le magnétogramme vectoriel de *Hinode/SOT/SP*, à la fois, dans un magnétogramme longitudinal de *SOLIS/VSM* et dans une carte synoptique de la rotation Carrington correspondante.

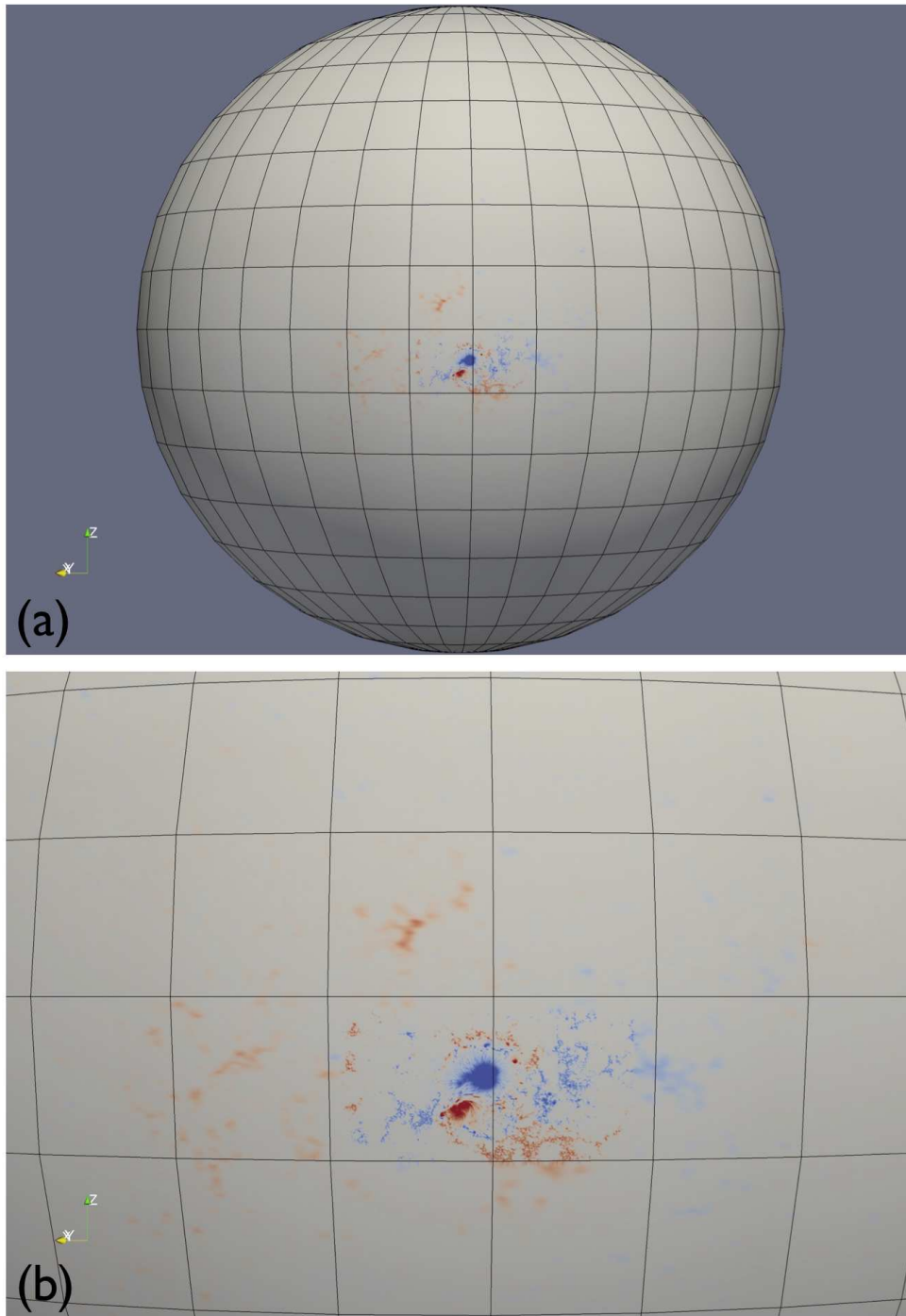


FIGURE 52 – Composante radiale $B_{r,phot}$ saturée à 2000 G de la région active AR 10930 : (a) disque solaire entier et (b) zoom sur la région. Les lignes noires verticales et horizontales représentent, respectivement, les méridiens et les latitudes avec un pas de 10° .

A.2 Diagnostics des Magnétogrammes Vectoriels

L'Annexe A.1 a présenté une procédure permettant d'obtenir des magnétogrammes vectoriels exploitables pour la reconstruction mais aussi pour la détermination de différentes quantités physiques fort intéressantes pour l'étude des régions actives et la caractérisation de l'environnement magnétique photosphérique (la photosphère étant, actuellement, la couche où sont mesurées les données) et coronal.

Dans les études des Parties IV et V, j'ai parfois présenté des courbes qui sont issues d'outils de diagnostics de ces magnétogrammes vectoriels que j'ai personnellement développés en langage C. Ces outils lisent les magnétogrammes vectoriels \mathbf{B}_{phot} obtenus par la procédure de l'Annexe A.1, calculent différentes quantités dont l'évolution peut ensuite être analysée.

Parmi les quantités calculées, on peut noter :

- la composante verticale de la densité de courant $j_{z,phot}$,
- la fonction de champ sans force α_{phot} ,
- les forces (Eqs. (61)–(63)) et moments (Eqs. (64)–(66)) discutés à la Section 3.3.7,
- les flux $\phi(B_{z,phot})$, $\phi(|B_{z,phot}|)$ et $\phi(j_{z,phot})$ intégrés sur la surface totale des magnétogrammes vectoriels,
- la composante verticale de la tension $T_{z,phot}$:

$$T_{z,phot} = \frac{1}{4\pi} [B_{x,phot}\partial_x B_{z,phot} + B_{z,phot}\partial_y B_{z,phot}] - \frac{B_{z,phot}}{4\pi} (\partial_x B_{x,phot} + \partial_y B_{y,phot}) \quad (105)$$

où $\nabla \cdot \mathbf{B}_{phot}$ a été utilisé.

Dans le cadre d'une collaboration avec le Professeur Venkatakrishnan et son équipe du Udaipur Solar Observatory (USO), Inde, j'ai été amené à développer une routine de calcul de flux. En effet, Venkatakrishnan and Tiwari (2009) calculent le flux du courant à travers S_p pour différents magnétogrammes vectoriels en faisant l'approximation que la forme des polarités des régions actives est un cercle ce qui leur permet par la suite de calculer le flux de courant comme la circulation du champ transverse en coordonnées cylindriques. Or, cette approximation sur la forme des polarités n'est pas valable pour toutes les régions (par exemple, AR 10930 et AR 10953). J'ai donc développé un outil qui permet de calculer le flux de courant comme la circulation du champ transverse (tirant ainsi avantage du fait que l'on n'utilise pas de dérivées discrètes) en prenant comme contour d'intégration le contour d'une fonction définie par l'utilisateur, typiquement une gaussienne, ou, pour se rapprocher du travail de Venkatakrishnan and Tiwari (2009), le contour de $B_{z,phot}$.

Voici le détail de la méthode.

Le flux de courant $\phi_C(j_{z,phot})$ à travers une surface S_C entourée par un contour fermé \mathcal{C} est défini comme suit :

$$\phi_C(j_{z,phot}) = \int_{S_C} j_{z,phot} dS = \frac{c}{4\pi} \int_{S_C} (\nabla \times \mathbf{B}_{phot})_z dS \quad (106)$$

où l'équation de Maxwell-Ampère (12) a été utilisée. L'indice z représente la composante

verticale du rotationnel. En utilisant le théorème de Stokes, l'équation (107) devient :

$$\phi_{\mathcal{C}}(j_{z,phot}) = \frac{c}{4\pi} \int_{S_{\mathcal{C}}} (\nabla \times \mathbf{B}_{phot})_z \, dS = \frac{c}{4\pi} \oint_{\mathcal{C}} \mathbf{B}_{phot} \cdot d\mathbf{l} . \quad (107)$$

Nous voulons maintenant définir un contour fermé \mathcal{C} pertinent pour pouvoir calculer le flux $\phi_{\mathcal{C}}(j_{z,phot})$. Nous définissons donc une fonction f , suffisamment lisse, dont les dérivées existent et sont aussi suffisamment lisses. Une telle fonction peut être donnée, par exemple par une superposition de gaussienne ou bien par un $B_{z,phot}$ qui a été lissé. Le principe, ici, est de s'appuyer sur les contours de cette fonction pour déterminer le contour fermé \mathcal{C} . On remarque de suite que pour $f = B_{z,phot}$ un problème se pose car les contours ne seront pas forcément fermés et les méthodes performantes de traçage de contours, telles que CONREC⁴ ne sont pas capables de déterminer si un contour est fermé ou non. J'ai donc développé mon propre algorithme qui permet aisément le contrôle total concernant la fermeture de ces contours.

On cherche donc les points $\mathbf{r}(s) = x(s)\hat{\mathbf{x}} + y(s)\hat{\mathbf{y}}$ appartenant à $\mathcal{C}(s)$ où s est l'abscisse curviligne le long de ce contour et satisfaisant l'équation :

$$f[\mathbf{r}(s)] = f_0 \quad (108)$$

où f_0 est une constante définissant la valeur d'un contour. De manière équivalente, on peut écrire :

$$\frac{df[\mathbf{r}(s)]}{ds} = 0 \quad (109)$$

$$= \frac{d\mathbf{r}(s)}{ds} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} . \quad (110)$$

La différentiation des différents termes de (110) nous donne :

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{r}(s)}{ds} &= \frac{dx(s)}{ds} \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial x} + \frac{dy(s)}{ds} \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial y} \\ &= \frac{dx(s)}{ds} \hat{\mathbf{x}} + \frac{dy(s)}{ds} \hat{\mathbf{y}} \end{aligned} \quad (111)$$

$$\frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} = \frac{\partial f}{\partial x} \hat{\mathbf{x}} + \frac{\partial f}{\partial y} \hat{\mathbf{y}} . \quad (112)$$

En utilisant les équations (110), (111) et (112), on obtient :

$$\frac{dx(s)}{ds} \frac{\partial f}{\partial x} = - \frac{dy(s)}{ds} \frac{\partial f}{\partial y} \quad (113)$$

qu'il est possible de transformer en :

$$\frac{dx}{u_x} = \frac{dy}{u_y} \quad (114)$$

où

$$\mathbf{u} = (u_x, u_y) = (\partial_y f, -\partial_x f) := \nabla^\perp f . \quad (115)$$

4. <http://paulbourke.net/papers/conrec/>

On remarque aisément l'analogie avec l'équation des lignes de champs (voir Section 3.3.1) ce qui permet de calculer le contour fermé \mathcal{C} à partir d'un point \mathbf{r}_0 utilisé comme condition initiale dans la résolution du problème aux conditions initiales en fournissant comme second membre le champ $\mathbf{u} = \nabla^\perp f$. On utilise la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4 pour intégrer ce contour et $\nabla^\perp f$ est discrétisé sur un maillage décalé. Les coordonnées du point initial \mathbf{r}_0 est trouvé sur le contour de valeur f_0 à l'aide de la routine CONREC dans une petite fenêtre choisie par l'utilisateur.

La version actuelle a passé de nombreux tests avec succès, notamment sur la solution semi-analytique de Low and Lou (1990) et a été exploitée, pour l'instant, seulement sur la région active AR 10930 dans la Partie V. Son exploitation est planifiée pour le calcul de flux de courant dans le cadre de la problématique de la neutralisation des courants (Parker, 1996).

B Publications dans des Revues à Comité de Lecture

B.1 Nonlinear Force-Free and Potential Fields Models of Active Region and Global Coronal Fields during the Whole Heliospheric Interval (Petrie et al., 2011)

Résumé : Entre le 24 Mars et le 2 Avril 2008, les trois régions actives AR10987, 10988 et 10989 ont été observées quotidiennement par l'instrument Vector Spectro-Magnétograph (VSM) du télescope Synoptic Optical Long-term Investigations of the Sun (*SOLIS*) alors qu'elles traversaient le disque solaire. Nous utilisons ces mesures de champ magnétique et le code de reconstruction de champ sans force non-linéaire *XTRAPOL* pour reconstruire le champ magnétique coronal de chaque région et comparer le champ magnétique ainsi modélisé avec les données des satellites Solar Terrestrial Relations Observatory (STEREO) et *Hinode*/XRT. Les cartes synoptiques obtenues à partir des magnétogrammes du Global Oscillations Network Group (GONG) fournissent les informations de champ magnétique photosphérique à grande échelle. Des modèles de champ magnétique potentiel à grande échelle utilisant ces cartes décrivent le champ magnétique coronal global durant le *Whole Heliospheric Interval* ainsi que durant les rotations précédente et suivante. Les propriétés du champ magnétique global, telles que les trous coronaux et la position des *streamers*, sont comparées aux observations des satellites STEREO. Le champ magnétique global se trouve donc dans un état loin d'un état minimum dipolaire. Les modèles non-linéaires nous permettent de calculer différentes quantités physiques pour chaque région, chaque jour où les observations le permettent : flux photosphériques magnétiques et de courants électriques, énergies libres et hélicités magnétiques relatives. L'interconnectivité entre régions est étudiée dans le cadre du modèle de champ potentiel à grande échelle. A partir de ces différents modèles, l'activité de chaque région est discutée.

Solar Phys
DOI 10.1007/s11207-010-9687-0

THE SUN–EARTH CONNECTION NEAR SOLAR MINIMUM

Nonlinear Force-Free and Potential-Field Models of Active-Region and Global Coronal Fields during the Whole Heliosphere Interval

G.J.D. Petrie · A. Canou · T. Amari

Received: 13 September 2010 / Accepted: 24 November 2010
© Springer Science+Business Media B.V. 2010

Abstract Between 24 March 2008 and 2 April 2008, the three active regions (ARs) NOAA 10987, 10988 and 10989 were observed daily by the *Synoptic Optical Long-term Investigations of the Sun* (SOLIS) Vector Spectro-Magnetograph (VSM) while they traversed the solar disk. We use these measurements and the nonlinear force-free magnetic field code XTRAPOL to reconstruct the coronal magnetic field for each active region and compare model field lines with images from the *Solar Terrestrial RELations Observatory* (STEREO) and *Hinode* X-ray Telescope (XRT) telescopes. Synoptic maps made from continuous, round-the-clock *Global Oscillations Network Group* (GONG) magnetograms provide information on the global photospheric field and potential-field source-surface models based on these maps describe the global coronal field during the Whole Heliosphere Interval (WHI) and its neighboring rotations. Features of the modeled global field, such as the coronal holes and streamer-belt locations, are discussed in comparison with extreme ultra-violet and coronagraph observations from STEREO. The global field is found to be far from a minimum, dipolar state. From the nonlinear models we compute physical quantities for the active regions such as the photospheric magnetic and electric current fluxes, the free magnetic energy and the relative helicity for each region each day where observations permit. The interconnectivity of the three regions is addressed in the context of the potential-field source-surface model. Using local and global quantities derived from the models, we briefly discuss the different observed activity levels of the regions.

The Sun – Earth Connection near Solar Minimum
Guest Editors: M.M. Bisi, B.A. Emery, and B.J. Thompson.

G.J.D. Petrie (✉)
National Solar Observatory, Tucson, AZ 85719, USA
e-mail: gpetrie@noao.edu

A. Canou · T. Amari
CNRS, Centre de Physique Théorique de l'Ecole Polytechnique, 91128 Palaiseau Cedex, France

A. Canou
e-mail: Aurelien.Canou@cpht.polytechnique.fr

T. Amari
e-mail: Tahar.Amari@cpht.polytechnique.fr

Published online: 01 January 2011

 Springer

1. Introduction

A large part of the low solar corona is dominated by the magnetic field. This field is created inside the Sun and then emerges into the atmosphere. The magnetic field plays a defining role in most coronal phenomena, quasi-static structures from cool, dense prominences to hot loops, and dynamical events such as flares and coronal mass ejections (CMEs). The most spectacular events with the greatest impact on us originate from the lower corona. If we are to understand the various phenomena that occurred in the corona during WHI it is therefore crucial that we determine the 3D coronal magnetic field as well as possible. Unfortunately, the coronal field is notoriously difficult to measure (Tomczyk *et al.*, 2007; Liu and Lin, 2008), significantly more difficult than in the much denser photosphere. It has therefore become common practice to reconstruct the coronal field from boundary conditions derived from photospheric field measurements (Amari *et al.*, 1997; Schrijver *et al.*, 2006; Wiegmann, 2008). Our best estimate of coronal magnetic structure comes from such modeling efforts.

On the other hand, it is clear that there remain significant problems with the accuracy of the models. The governing magnetohydrodynamics (MHD) equations are complex and even their equilibrium solutions are difficult to constrain. Because the magnetic field so dominates the corona, most coronal fields can reasonably be assumed to be approximately force-free. Models of the global lower coronal field usually do not include electric currents in the lower coronal domain either. Such models, referred to as potential-field source-surface (PFSS) models, incorporate on their upper boundary a current “source surface”, where the magnetic field is forced to be radial, mimicking the effect of the solar wind (Altschuler and Newkirk, 1969; Schatten, Wilcox, and Ness, 1969; Hoeksema, 1984; Wang and Sheeley, 1992). The global field produced by such models usually closely approximates much more expensive MHD models in practice (Neugebauer *et al.*, 1998; Riley *et al.*, 2006) and they have been successfully applied in studying basic properties of the global coronal field such as coronal holes, streamer-belt locations and dipole axis tilts (Zhao, Hoeksema, and Scherrer, 2005; Schrijver and Liu, 2008).

Although Schrijver *et al.* (2005) found that many quiescent active regions resemble potential-field models, recent attempts to measure the accuracy of coronal magnetic field models extrapolated from photospheric field measurements have produced discouraging conclusions. Since the launch of NASA’s twin *Solar Terrestrial Relations Observatory* (STEREO) satellites, it has been possible to estimate from simultaneous pairs of extreme ultra-violet (EUV) images from distinct vantage points the path through 3D space of any loop structure that can be correctly identified in both images. Sandman *et al.* (2009) used this technique to test the accuracy of potential-field models of three active regions from line-of-sight MDI field measurements. They measured the accuracy by calculating the misalignment angle between each observed loop and the model at different positions along the loop and noting the median value. For the three regions studied they found averages and standard deviations $25^\circ \pm 8^\circ$, $19^\circ \pm 8^\circ$ and $36^\circ \pm 13^\circ$. We remark that these observational tests do not involve direct comparison between observed and modeled coronal fields. It is not known how closely the loop structures observed in EUV adhere to magnetic field trajectories.

As for NLFFF modeling, the picture is still more complicated. There are several very different solution methods available and, unlike the potential-field problem, the nonlinear force-free problem cannot be immediately cast in a clear, mathematically well-posed way. The force-free equations are nonlinear and of mixed mathematical (elliptic/hyperbolic) type. Only two pieces of information, see, *e.g.*, the normal components of the field \mathbf{B} and the

Nonlinear Force-Free and Potential-Field Models of Active-Region

electric current \mathbf{J} , can be imposed on the boundary to give a mathematically well-posed boundary-value problem, whereas observations of all three magnetic field vector components are available. Different solution methods apply this information in different ways, often producing conflicting results. To add to the complication, Grad–Rubin methods (Grad and Rubin, 1958) such as the one used here can incorporate data from either the positive or the negative magnetic polarity but not both in a single model. Models from the two polarities can be very dissimilar, and often are in practice. On the other hand, sometimes it is clear which polarity one must apply as boundary data (Canou and Amari, 2010). New approaches to take into account both polarities have been recently proposed by Wheatland and Régnier (2009) and Amari and Aly (2010).

Schrijver *et al.* (2008) and DeRosa *et al.* (2009) compared several NLFFF codes using common boundary data sets comprising *Hinode* vector magnetograms embedded within line-of-sight MDI magnetograms. They found major disparities between the various models, in their magnetic field and electric current structures. Schrijver *et al.* (2008) find that the model fields differed significantly in geometry, energy content, and force-freeness. DeRosa *et al.* (2009) concluded that while models can coincide well with observed features it remains difficult to determine whether a significant proportion of a modeled field accurately reproduces the coronal field over the entire coronal volume above an active region. Canou and Amari (2010) have re-analyzed the data set studied by DeRosa *et al.* (2009), modeling the field of AR 10953 exploiting the fact that their Grad-Rubin method (also used here) takes its information on the photospheric electric current (via the force-free function α) from only one of the magnetic polarities. They chose to integrate from the polarity most fully observed by *Hinode*, including an intense sunspot electric current flux, thereby avoiding the lack of information on the electric current in the MDI portion of the boundary data set. Finding evidence of a bald patch in the vector magnetogram they successfully modeled a magnetic flux rope that corresponded well with a *Hinode* XRT sigmoid and a filament seen in SMART H α data.

A further complication is that photospheric vector-field measurements of a given solar phenomenon show significant disagreement from instrument to instrument and even between different inversions of a single Stokes data set.¹ In view of this, it may be optimistic to expect a coronal model extrapolated from photospheric data to agree with coronal observations. Wiegmann *et al.* (2010) show encouraging evidence that nonlinear force-free field models based on good photospheric vector-field measurements can give reasonable estimates of the structure of the coronal field.

Nonlinear force-free models give estimates of the free magnetic energy and magnetic helicity of active-region structures. Such modeling techniques can capture twisted coronal magnetic structures, providing evidence that twisted flux ropes exist in equilibrium in the solar corona (see, *e.g.*, Canou *et al.*, 2009) and sometimes detailed knowledge of the different twisted structures in an active region can clarify discrepancies between the handedness of twisted flux tubes ejected from the Sun (magnetic clouds) and the handedness of twisted flux low in the corona (Régnier and Amari, 2004). Usually electric currents flow in more than one direction in an active region. Nonlinear force-free fields can capture this current structure and allow a more accurate and detailed estimate of active-region helicities.

In this paper we combine the two different types of coronal model discussed above, PFSS and NLFFF, to describe the global coronal field structure and the active-region field properties during the WHI. The PFSS models will be based on *Global Oscillations Network*

¹<http://ftp.cora.nwra.com/pub/leka/papers/magcomp.pdf>.

Group (GONG) synoptic magnetograms and the NLFFF models extrapolated from *Synoptic Optical Long-term Investigations of the Sun* Vector Spectro-Magnetograph (SOLIS/VSM) vector magnetograms. From the PFSS models for the WHI and its neighboring rotations we can study the coronal hole distributions and streamer-belt locations, comparing them to synoptic EUV and coronagraph data from NASA's STEREO spacecraft. Meanwhile NLFFF models of the active regions can provide information on the magnetic field including its basic structure, free magnetic energy and relative magnetic helicity. We will compare the modeled field structures to *Hinode*/XRT and STEREO/SECCHI/EUVI images and interpret the PFSS and NLFFF models together to characterize the active regions.

The paper is organized as follows. We will describe the modeling techniques in Section 2. Then, we will present PFSS models for Carrington rotations 2067–2069 and associated observations of the global coronal structure in Section 3, before presenting NLFFF models and observations of the active-region structure in Section 4 including a brief study of the inter-connectedness of the regions and their temporal evolution. We will conclude in Section 5.

2. The PFSS and NLFFF Models

In the low corona, typical Alfvén speeds are so fast (1000 km s^{-1}) compared to the observed evolution time of structures that any persistent structure is static to a good approximation. The magnetic field dominates the dynamics such that the Lorentz force $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$, unopposed by significant plasma forces, is negligible; almost all Maxwell stresses are contained within the field and the field and electric current are approximately parallel,

$$\mathbf{J} = \alpha(\mathbf{x})\mathbf{B}. \quad (1)$$

Because the quantity α is inversely proportional to the length scale, the current-free approximation $\alpha \approx 0$ is useful for studying large-scale structure.

Under the simplifying assumption that there are no significant electric currents in the corona, the coronal magnetic field may be represented by $\mathbf{B} = -\nabla\psi(r, \theta, \phi)$ in spherical coordinates where $\psi(r, \theta, \phi)$ is a spherical harmonic series in θ and ϕ . The spherical harmonic coefficients are chosen such that the radial field component at the lower boundary of the model matches the photospheric magnetogram while the r -dependence of ψ guarantees that the field is radial at a “source surface”, the outer surface of the model (Altschuler and Newkirk, 1969; Hoeksema, 1984). While line-of-sight boundary data can also be used, radial boundary conditions derived from line-of-sight data generally give better models because the photospheric field is approximately radial and because polar fields are poorly represented by line-of-sight measurements (Wang and Sheeley, 1992; Petrie and Patrikeeva, 2009). For a given magnetogram this method in theory provides a unique solution that is guaranteed to exist. In practice the solution depends not only on the magnetogram, but also on the location and shape of the source surface and the number of spherical harmonics used. For the PFSS models presented in this paper we use spherical harmonics up to order $l = 36$ and we apply a spherical source surface of radius 2.5 solar radii. The GONG synoptic maps used have 360×180 pixels in longitude-sine (latitude) coordinates.

A force-free field obeys the equations

$$\nabla \times \mathbf{B} = \alpha\mathbf{B}, \quad (2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \quad (3)$$

The function $\alpha(\mathbf{x})$ must satisfy

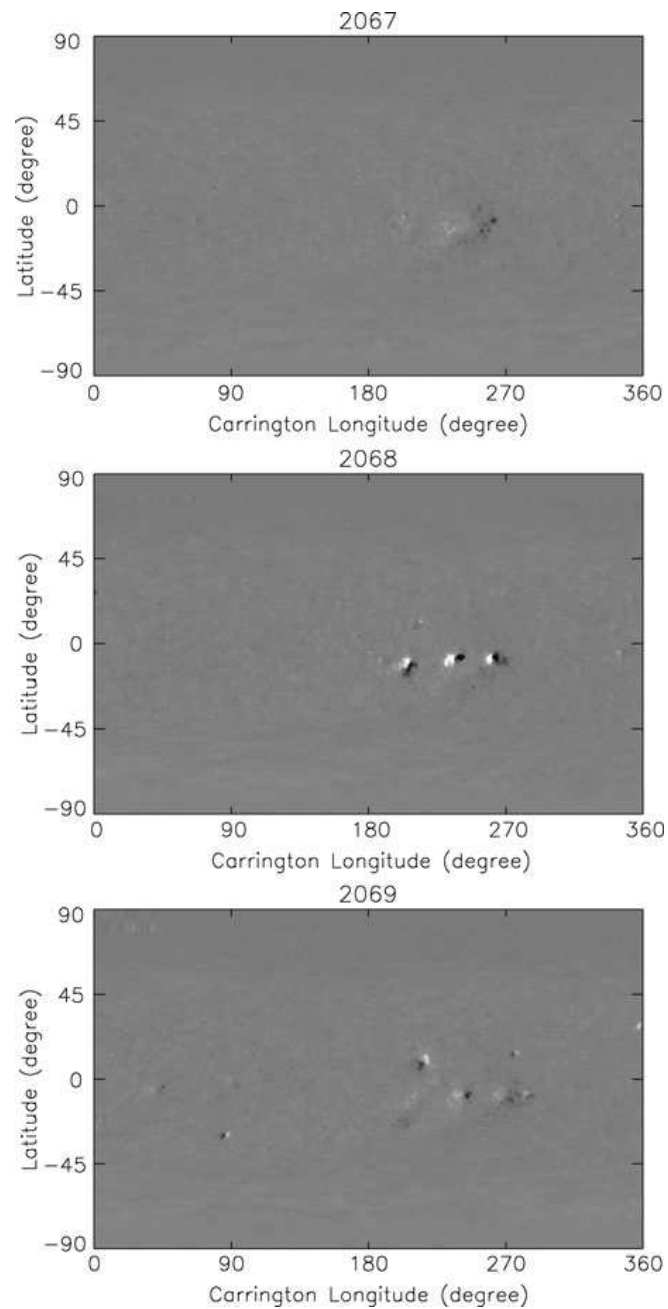
$$\mathbf{B} \cdot \nabla \alpha = 0. \quad (4)$$

Equations (2, 4) have mixed elliptic-hyperbolic structure, consisting of an elliptic problem for \mathbf{B} with fixed α and a hyperbolic problem for α with fixed \mathbf{B} . The nonlinear force-free field calculation is of Grad-Rubin type, *i.e.* \mathbf{B} and α are calculated iteratively with the elliptic and hyperbolic parts of the problem solved successively at each step. To solve the elliptic problem one needs to impose the vertical field component B_z on the boundary, whereas solving the hyperbolic problem requires information about α on either the part of the boundary where $B_z > 0$ or the part where $B_z < 0$. Although all three components of the photospheric field are measured, only two pieces of information, *e.g.*, the vertical components of the magnetic field and the electric current, may be imposed on the boundary to obtain a mathematically well-posed boundary-value problem for the mixed elliptic-hyperbolic NLFFF equations. For this type of well-posed formulation, rigorous existence and partial uniqueness theorems have been proved (Bineau, 1972; Boulmezaoud and Amari, 2000). In addition, the finite-difference XTRAPOL code used here works with a vector potential \mathbf{A} associated with the magnetic field, such that $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$, and with a staggered mesh such that the approximate solution is a member of the kernel of the $\nabla \cdot$ so that the model field is constrained to be divergence-free to machine precision (Amari, Boulmezaoud, and Mikic, 1999). More recently, the code was extended to accommodate solutions with non-zero \mathbf{B} and α on all six sides of the computational box (Amari, Boulmezaoud, and Aly, 2006). In this paper we exploit all of these properties of the code. All of the NLFFF calculations in this paper were performed on $120 \times 120 \times 80$ grid points using a non-uniform grid where grid points are accumulated in the region of strong current and strong magnetic field. In comparison a typical resolution of the SOLIS AR vector magnetograms is 300×300 grid points. For each magnetogram we calculate a model from each polarity. If there is significant disagreement between them there is usually a simple explanation, as we discuss in later sections. The NLFFF calculation requires a potential-field solution. This is calculated independently of the global PFSS model discussed above, in the same Cartesian domain as the NLFFF model, using the SOLIS measurements for the vertical field component as boundary conditions. The instrumental noise level of the VSM is a few G for the longitudinal field and about 40 G in the transverse direction (Jack Harvey, private communication). The results of the Stokes inversion calculation are not reliable for fields weaker than about 50 G. In practice we include only fields stronger than about 50 G in our boundary data. Because of the enormous differences in spatial resolution between the GONG synoptic map and the SOLIS magnetograms for the active regions, the question of consistency between these data sets and the associated coronal field models is not a trivial issue. We will see as the paper progresses that, while the gross features of the active regions appear consistently in both data sets, the distinctive characteristics of the three regions are much more obvious in the vector data.

3. The Global Structure

Figure 1 shows the GONG synoptic maps for Carrington rotations 2067–2069. These show that rotation 2068 had three well-defined active regions, NOAA Active Regions 10987, 10988 and 10989 at approximately equal latitude, about -10° , and separated by about 30° of longitude from each other; 10989 at about 205° , 10988 at 235° and 10987 at 265° . All are consistent with Hale's polarity law in having leading negative polarity but their tilt angles

Figure 1 GONG synoptic magnetograms of the radial magnetic field component for Carrington rotations 2067 (top), 2068 (WHI, middle) and 2069 (bottom).

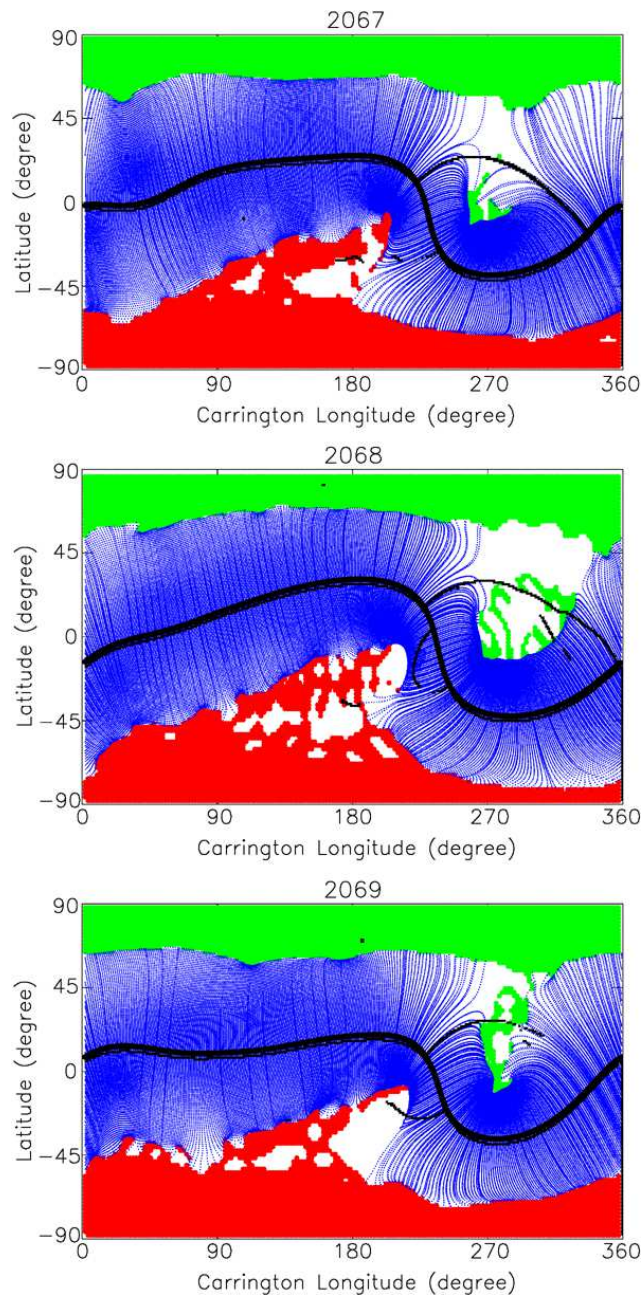


appear to differ. The maps also suggest that AR 10989 was shorter-lived than the other two regions. It is dispersed in the 2069 map, while another less intense region (not numbered by NOAA) appears at the same Carrington longitude but north of the equator and with opposite leading polarity. Meanwhile regions 10987 and 10988 reappear in rotation 2069, both showing evidence of wear and tear from turbulent diffusion. The map of rotation 2067, on the other hand, shows little coherent structure but only diffuse field around longitude 235° , latitude -10° where 10988 will appear.

Figure 2 show features of the PFSS model for rotations 2067 – 2069 based on the synoptic map of Figure 1. These plots show the main neutral line which is formed by the apexes

Nonlinear Force-Free and Potential-Field Models of Active-Region

Figure 2 PFSS models extrapolated from the GONG synoptic magnetograms of Figure 1 for Carrington rotations 2067 (top), 2068 (WHI, middle) and 2069 (bottom). Positive and negative coronal holes are colored red and green. The streamer-belt neutral lines are represented by thick black lines and pseudo-streamer locations by thin black lines. Streamer-belt fields are plotted in blue.



of the set of tallest closed field lines projected radially downward onto the photosphere. The coronal streamer belt is expected to be located immediately above this neutral line, separating open field regions of opposite polarity. The thin black lines in the top left plot denote locations of pseudo-streamers, streamer structures sometimes found above multipolar loop systems, separating regions of open field of the same polarity. The principal morphological difference between the two types of streamers in coronagraph images is that the helmet streamer cusps are located a solar radius or two above the solar surface whereas only the long stalks of pseudo-streamers are visible above such a height. In the PFSS model the closed portion of the streamer must extend to the outer boundary because a current sheet cannot appear

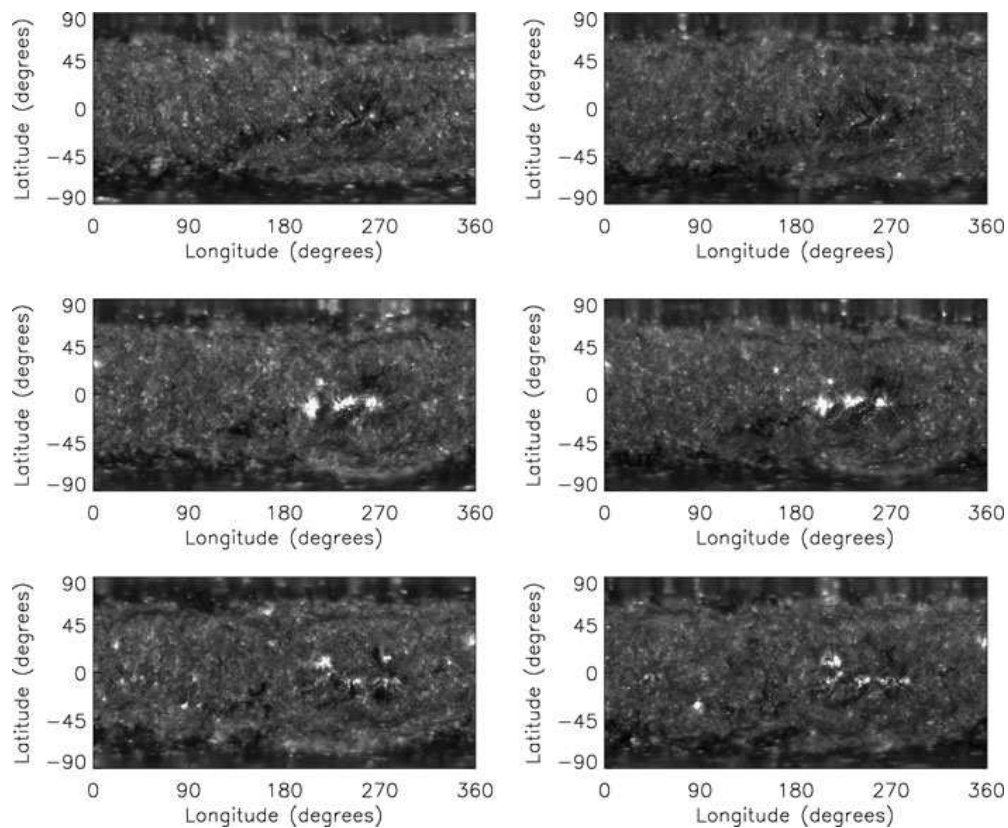
G.J.D. Petrie *et al.*

Figure 3 STEREO/SECCHI/EUVI 171 Å synoptic maps for CR 2067 (top pictures), CR 2068 (middle pictures) and CR 2069 (bottom pictures) from the ahead (left pictures) and behind (right pictures) spacecraft. These show active regions as bright regions and coronal holes as dark regions.

in the domain of a regular potential field. On the other hand, the cusp of a pseudo-streamer can appear at any height in the domain. These are found by following Wang, Sheeley, and Rich (2007). We define a point on the source surface to be a pseudo-streamer if at least two of its neighbors have foot-point separation $> (\pi/12)R_s$, where R_s is the solar radius, and are of the same polarity. Also shown in the model plots are the predicted coronal holes, regions formed by the set of foot points of field lines open to the outer boundary of the model. The STEREO/EUVI 171 Å maps in Figure 3 show the coronal hole locations as dark patches while the STEREO/COR1 synoptic maps in Figure 4 summarize the brightness distribution of the east limb over the rotation. The modeled coronal hole and streamer locations match the observations reasonably well.

The three aligned active regions produce a warp in the neutral line during the WHI. They do this by creating an east-west magnetic moment on a spatial scale large enough to influence the global field structure. During much of 2008 there was activity at approximately these Carrington longitudes, corresponding to a major filament system at the same longitudes observed throughout 2008 by Patrick McIntosh – see Webb *et al.* (2011) for examples. It is this asymmetric activity pattern combined with relatively weak polar fields (Petrie and Patrikeeva, 2009) that results in a global coronal field configuration that is far from dipolar. Comparison of the spherical harmonic components of the potential field shows why the field is so tilted and non-dipolar. The equatorial dipole component is approximately half as strong as the polar dipole, producing a combined dipole tilted at about 60° to the rota-

Nonlinear Force-Free and Potential-Field Models of Active-Region

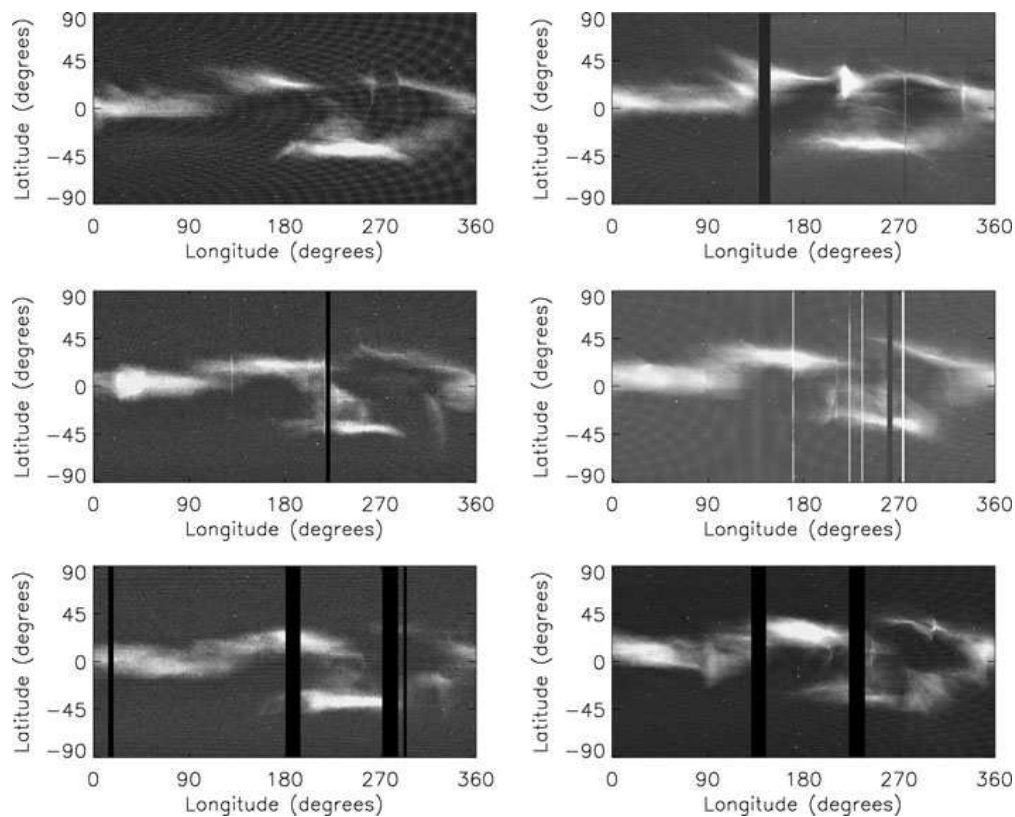
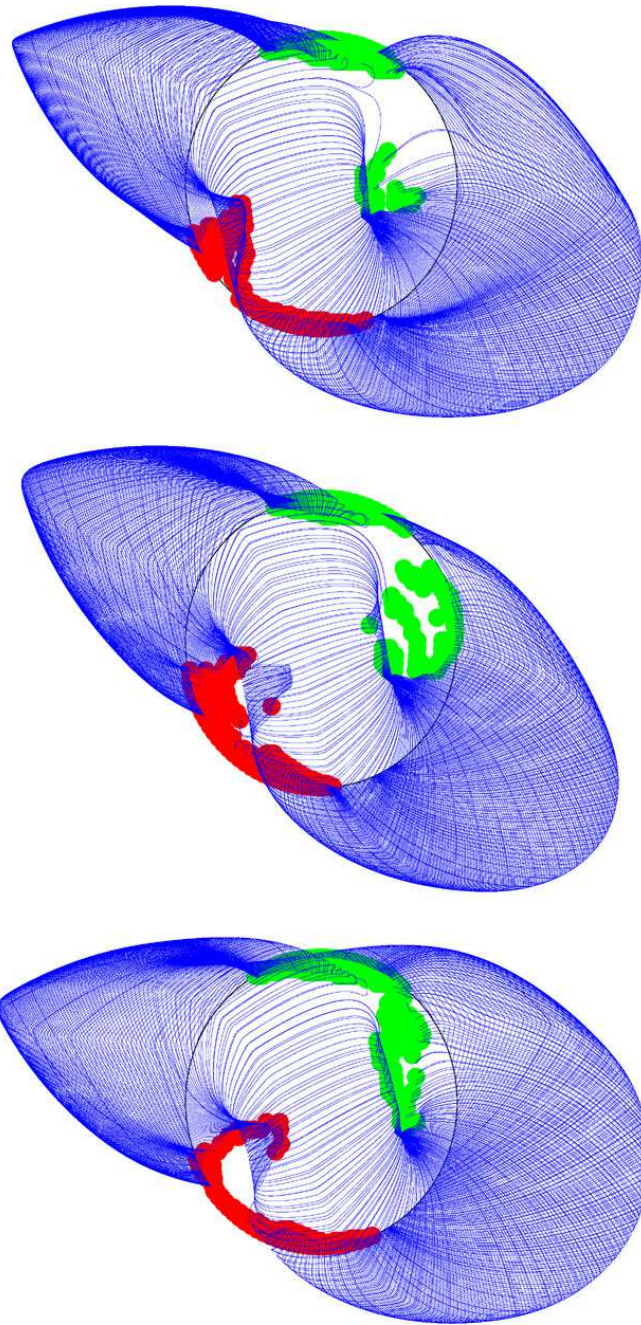


Figure 4 STEREO/SECCHI/COR1 synoptic maps for CR 2067 (top pictures), CR 2068 (middle pictures) and CR 2069 (bottom pictures) from the ahead (left pictures) and behind (right pictures) spacecraft. These maps show the streamer brightness at $2.6R_s$ off the east limb, where R_s is the solar radius. The equivalent maps for the west limb appear very similar.

tion axis. Even at the source surface the full dipole component is only three times stronger than the quadrupole and octupole components of the field. Figure 5 shows the models for rotations 2067–2069 in spherical coordinates, viewed from a longitude of 240° . This viewpoint shows the warp and tilt of the streamer belt. The strength and alignment of the active regions during the WHI produces a slightly larger warp and tilt in the model for 2068 compared to 2067 and 2069. However, the displacement of the streamer belt from the equator is approximately the same for all three rotations according to Figure 4.

Figure 6 displays in spherical coordinates the photospheric surface field for rotation 2068 in greyscale with the streamer-belt field in blue and the positive and negative open field in red and green. Figure 7 shows the magnetogram for 2068 in greyscale with features of the coronal field structure over-plotted. The neutral line is plotted in blue and the positive and negative coronal holes are represented by regions of red and green dots. The red and green lines represent the positive and negative field trajectories that connect the base of the corona to where the ecliptic plane intersects the outer boundary of the model. These fields are therefore the predicted trajectories of solar wind plasma that will eventually reach Earth. Unusually for solar minimum, much of this ecliptic flux originates from midlatitude coronal holes. This is another indication of how far from a dipolar state the global coronal field was during this rotation.

Figure 5 The PFSS models of Figure 2 extrapolated from the GONG synoptic magnetograms of Figure 1 for Carrington rotations 2067 (top), 2068 (WHI, middle) and 2069 (bottom). Positive and negative coronal holes are colored red and green. Streamer-belt fields are plotted in blue.



4. Structure of the Active Regions

The three main active regions of the WHI have been compared and contrasted in terms of their CME productivity and flare activity. The CMEs and other transient phenomena during the WHI have been surveyed by Webb, Gibson, and Thompson (2010), Cremades, Mandrini, and Dasso (2011) and Sterling (2010). These surveys were carried out independently and used different data sources and analysis techniques. Webb, Gibson, and Thompson (2010) combined these surveys into a comprehensive catalog and Webb *et al.* (2011) extended this

Nonlinear Force-Free and Potential-Field Models of Active-Region

Figure 6 “Hairy ball” plot of the PFSS model of Figure 2 extrapolated from the GONG synoptic magnetogram for CR 2068. The magnetogram is plotted in greyscale. The streamer-belt fields are plotted in blue and the open positive and negative fields in red and green.

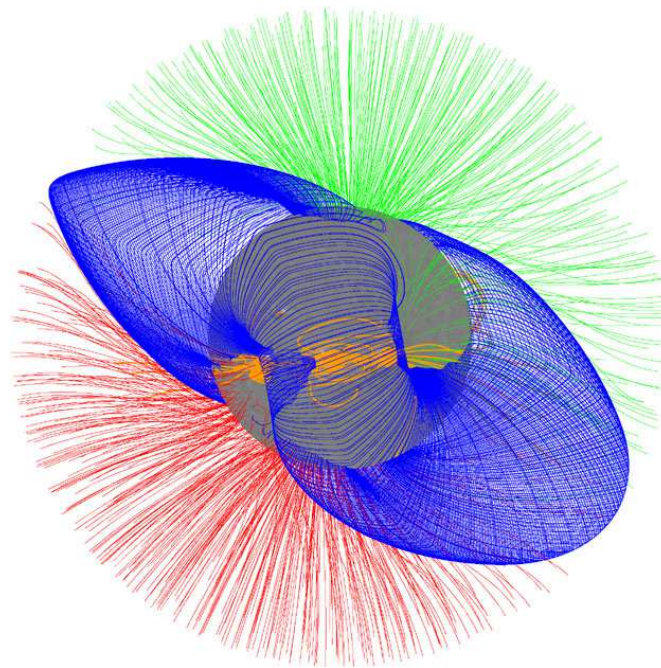
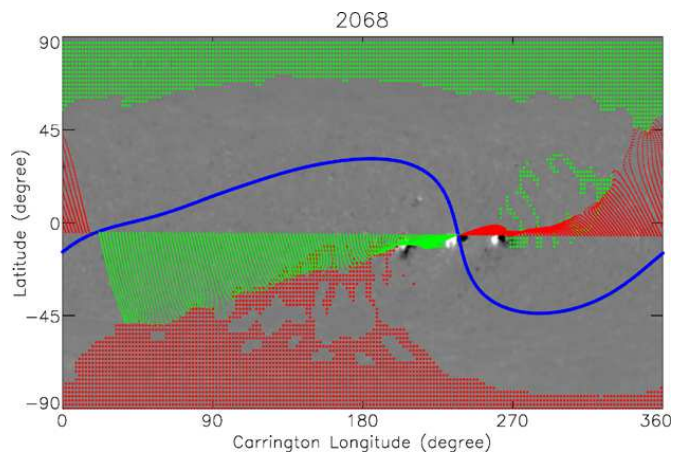
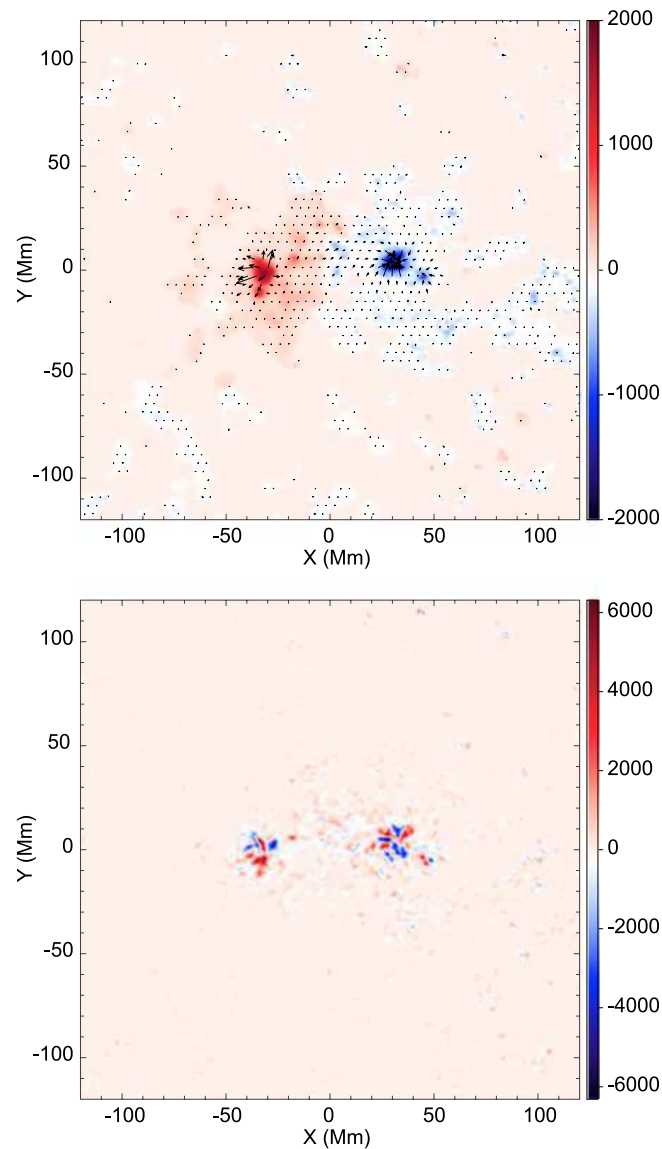


Figure 7 Plot of the positive (red) and negative (green) ecliptic-plane fields of the PFSS model for CR 2068. Also plotted are the streamer-belt neutral line in blue, the positive and negative coronal holes represented by red and green dots and the GONG magnetogram in greyscale.



catalog to CR 2067 and CR 2069. About two thirds of the CMEs from CRs 2067–2069 occurred during CR 2068, and most of those between 21 March and 11 April. According to GOES X-ray flux measurements significantly more flaring activity occurred during CR 2068 than during CR 2067 and CR 2069, mainly between 24 March and 6 April (Webb *et al.*, 2011). This flaring activity was low to moderate. Even during the relatively active period of CR 2068 there were only three flares with peak fluxes above the X-ray C level (10^{-6} W m^{-2}): an M1.7 flare on March 25, by far the most energetic flare during the WHI, and two C1.2 flares on April 3. Most of the CMEs were associated with the three ARs 10987–10989, in particular with AR 10989. As Figure 10 in Webb *et al.* (2011) shows, significantly more CMEs were traced to locations close to (mainly to the south of) AR 10989 than to AR 10987 and AR 10988. The two largest CMEs during the WHI occurred on 25 March and 9 April. The 25 March event, associated with the M1.7 flare mentioned above, occurred at the east limb and was associated with AR 10989. (The 9 April event was associated with a promi-

Figure 8 SOLIS vector magnetogram (top) and corresponding vertical electric current density (bottom) of AR 10987 on 27 March 2008 at 15:35 UT. In the plot of the vector magnetogram red and blue denote positive and negative vertical magnetic field, with the color bar showing the values in gauss, and the black arrows show the transverse field vectors. In the electric current plot red and blue denote positive and negative current with the color bar showing the values in statampère cm^{-2} .



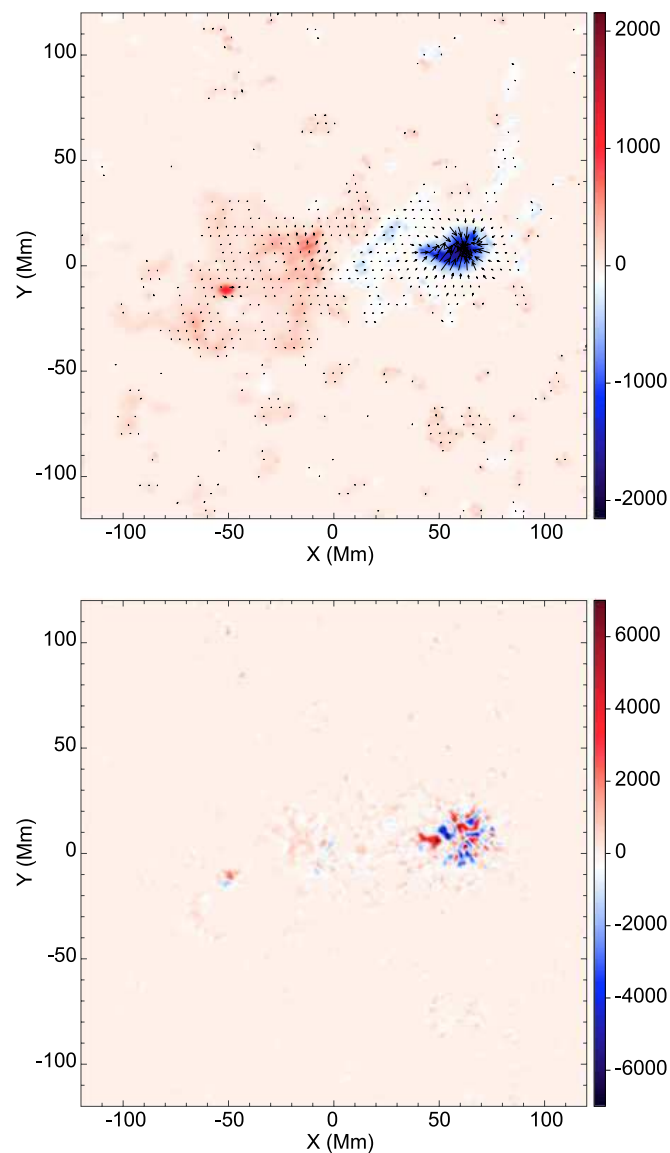
nence eruption.) AR 10989 was the most CME-productive of the three regions, producing an M2 flare on March 25th and various ejecta, while AR 10987 was less active and AR 10988 least active of all. Welsch and McTiernan (2011) augmented the standard GOES flare list with Sam Freeland's "Latest Events" database² and the RHESSI flare catalog and found that the activity levels among the three active regions were more evenly balanced when the "Latest Events" database was used to associate more of the GOES flares to source active regions, and when RHESSI events were manually associated with the active regions.

According to several predictors of flare activity based on the photospheric magnetic field (total unsigned magnetic flux, magnetic flux near polarity inversion lines, amount of flux canceled, proxy Poynting flux, relative magnetic helicity flux), Welsch and McTiernan (2011) found that AR 10988 should have been the most active region of the three and

²http://www.lmsal.com/solarsoft/latest_events.

Nonlinear Force-Free and Potential-Field Models of Active-Region

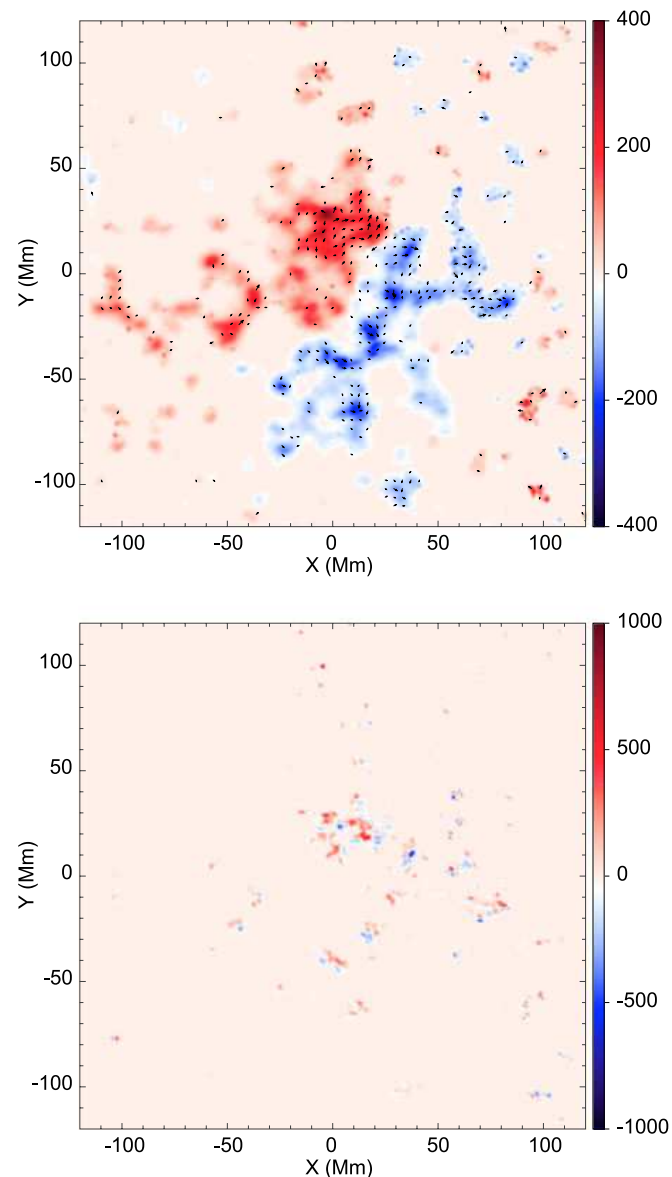
Figure 9 SOLIS vector magnetogram (top) and corresponding vertical electric current density (bottom) of AR 10988 on 29 March 2008 at 15:28 UT. In the plot of the vector magnetogram red and blue denote positive and negative vertical magnetic field, with the color bar showing the values in gauss, and the black arrows show the transverse field vectors. In the electric current plot red and blue denote positive and negative current with the color bar showing the values in statampère cm^{-2} .



AR 10989 the least. Of the magnetic parameters they studied, the characteristic helicity, the dimensionless quantity defined as the cumulative relative magnetic helicity flux normalized by the square of the mean magnetic flux over the time the active region was observed, was the only one for which AR 10989 had a higher value than the other two regions. Magnetic helicity is not easily dissipated in the corona (Berger, 1984) and is thought to accumulate there until bodily removed by CMEs (Low, 2001).

We are fortunate that the SOLIS VSM was collecting full-disk vector-field measurements daily during the disk passage of the three active regions. We therefore have a time series of measurements including an observation close to disk-center for each region. While the three regions appear quite similar in the synoptic magnetogram for rotation 2068 shown in Figure 1, closer examination reveals major differences between them. The top pictures in Figures 8, 9, and 10 show SOLIS vector magnetograms for the three active regions. Each region is represented by the magnetogram closest to central meridian. AR 10987 is a bipolar region

Figure 10 SOLIS vector magnetogram (top) and corresponding vertical electric current density (bottom) of AR 10989 on 31 March 2008 at 17:42 UT. In the plot of the vector magnetogram red and blue denote positive and negative vertical magnetic field, with the color bar showing the values in gauss, and the black arrows show the transverse field vectors. In the electric current plot red and blue denote positive and negative current with the color bar showing the values in statampère cm^{-2} .



with approximately equally strong concentrations of positive and negative flux. AR 10988 has a strong negative leading polarity, the most intense field in the triplet of regions, while the trailing positive flux is significantly weaker and more diffuse. Finally, AR 10989 is the weakest and most diffuse region. It has no flux concentration comparable to those of the other two regions. These patterns are also found in the GONG continuum intensity images (not shown). AR 10987 has a sunspot of each polarity and they are of approximately equal size. AR 10988 has a large leading-polarity sunspot, the largest among the three regions, but no comparable trailing sunspot. AR 10989 has no significant sunspot. The vertical unsigned and net magnetic fluxes, F_{tot} and F_{net} , associated with the magnetograms in Figures 8–10 are recorded in Table 1. ARs 10987 and 10988 have substantial flux imbalances, over 30% and just under 20%. These imbalances are of opposite signs, hinting at some magnetic connection between the two regions. Meanwhile, AR 10989 is more nearly flux-balanced with an imbalance of just under 10%.

Nonlinear Force-Free and Potential-Field Models of Active-Region

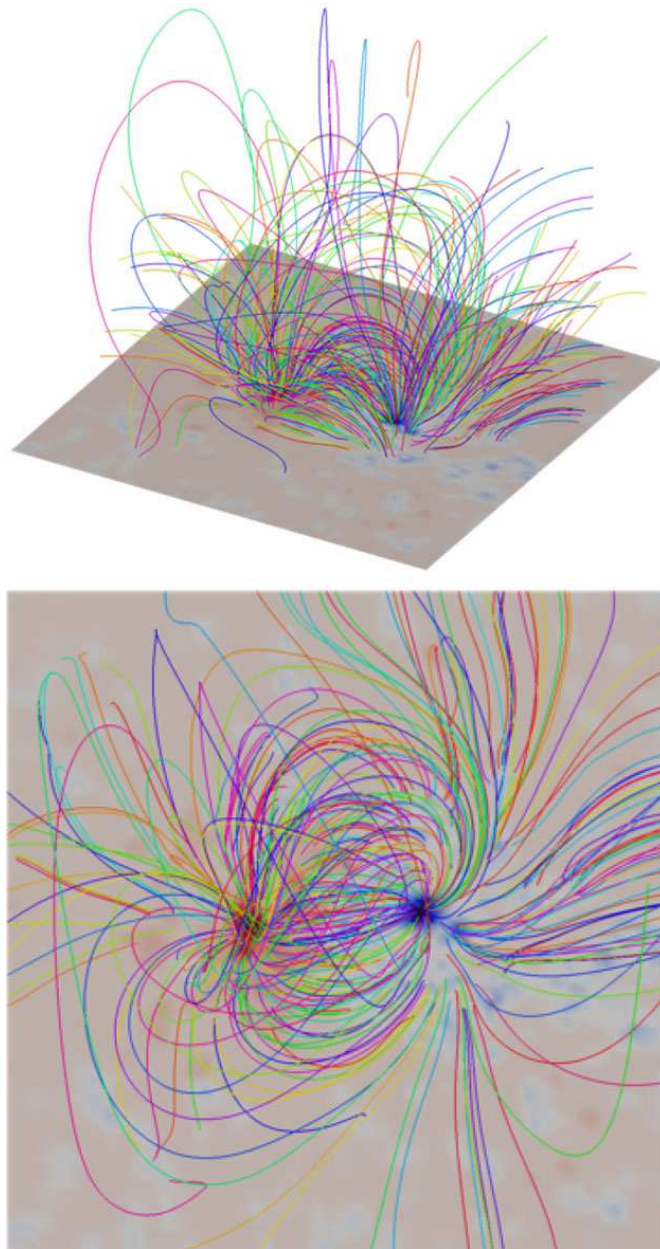
Table 1 Properties of the field measurements and NLFFF models of ARs 10987–10989 in Figures 11–13. The parameter CW sin is the current-weighted average of the sine of the angle between the current density and the magnetic field.

	AR 10987	AR 10988	AR 10989
Total magnetic flux F_{tot} (Mx)	2.3×10^{22}	2.2×10^{22}	1.1×10^{22}
Net magnetic flux F_{net} (Mx)	-8.0×10^{21}	4.1×10^{21}	9.7×10^{20}
Potential-field magnetic energy W_{π} (erg)	2.9×10^{32}	3.8×10^{32}	6.0×10^{31}
NLFFF magnetic energy $W[\mathbf{B}]$ (erg)	3.1×10^{32}	4.0×10^{32}	6.1×10^{31}
Normalized magnetic energy $W[\mathbf{B}]/W_{\pi}$	1.07	1.05	1.02
Relative magnetic helicity ΔH ($\text{G}^2 \text{cm}^4$)	2.9×10^{42}	2.0×10^{42}	2.2×10^{41}
Characteristic helicity $\Delta H/F_{\text{tot}}^2$	5.5×10^{-3}	4.1×10^{-3}	1.7×10^{-3}
CW sin (see caption)	0.05	0.07	0.1

The vertical electric current maps in the bottom pictures of Figures 8–10 also show current concentrations of approximately equal size in AR 10987, a strong leading current concentration and weak, diffuse following current in AR 10988 and no significant current structure in AR 10989. These maps also show that the vertical electric current is well balanced in each case. Therefore the electrical currents must flow in both directions along the field trajectories, from positive to negative polarity and vice versa, in approximately equal quantities. Connection due to flux imbalance thus corresponds to non-current-carrying field lines between the three active regions.

Figures 11, 12, and 13 show plots of representative field lines from nonlinear force-free models of the three regions. These plots contain the same field of view as the plots in Figures 8–10. The model for AR 10987 includes some twisted lines connecting the two sunspots while the models for AR 10988 and AR 10989 appear less twisted. Like AR 10987, AR 10988 has a simple bipolar appearance with long loops connecting fairly localized polarities. AR 10989, on the other hand, has more dispersed magnetic polarities and many short loops distributed over a large area. Table 1 shows selected physical parameter values for the magnetograms and models. The magnetic energy for a field \mathbf{B} is defined by the volume integral $\int (B^2)/8\pi \text{d}V$. W_{π} and $W[\mathbf{B}]$ are the energies associated with the unique potential field \mathbf{B}_{π} determined from the boundary data for the vertical field component and the NLFFF \mathbf{B} , and the difference between them is the free magnetic energy, *i.e.*, the maximum energy that can be released during a flare and/or a CME. ARs 10987 and 10988 have approximately equal unsigned magnetic flux, and significantly more than AR 10989. On the other hand, the model for AR 10988 has the most magnetic energy, significantly more than the model for AR 10987, and the model for AR 10989 has the least. We estimate from the PFSS model for CR 2068 that the global coronal field (out to 2.5 solar radii) contains about 1.8×10^{33} ergs of magnetic energy, about 40% of which is accounted for by the NLFFF models for the active regions. AR 10989 also has significantly less free magnetic energy than the other two regions, which have approximately equal free magnetic energy. AR 10987 does, however, contain proportionally the largest free magnetic energy. AR 10987 also contains significantly more relative magnetic helicity than AR 10988 and AR 10989 contains very little relative magnetic helicity. The relative magnetic helicity can easily be computed using XTRAPOL, which solves for the vector potential \mathbf{A} , via the volume integral $\Delta H = \int (\mathbf{A} + \mathbf{A}_{\pi}) \cdot (\mathbf{B} - \mathbf{B}_{\pi}) \text{d}V$ (Finn and Antonsen, 1985). The characteristic helicity (Welsch and McTiernan, 2011), the relative magnetic helicity normalized by the square of the mean magnetic flux, shows this difference between the regions more starkly. The field

Figure 11 Oblique and top projections of selected representative 3D magnetic field lines of the NLFFF model for AR 10987 on 27 March. On the lower boundary, the vertical magnetic flux distribution is indicated by red (positive field) and blue (negative field) coloring. The colors of the field lines are not significant.

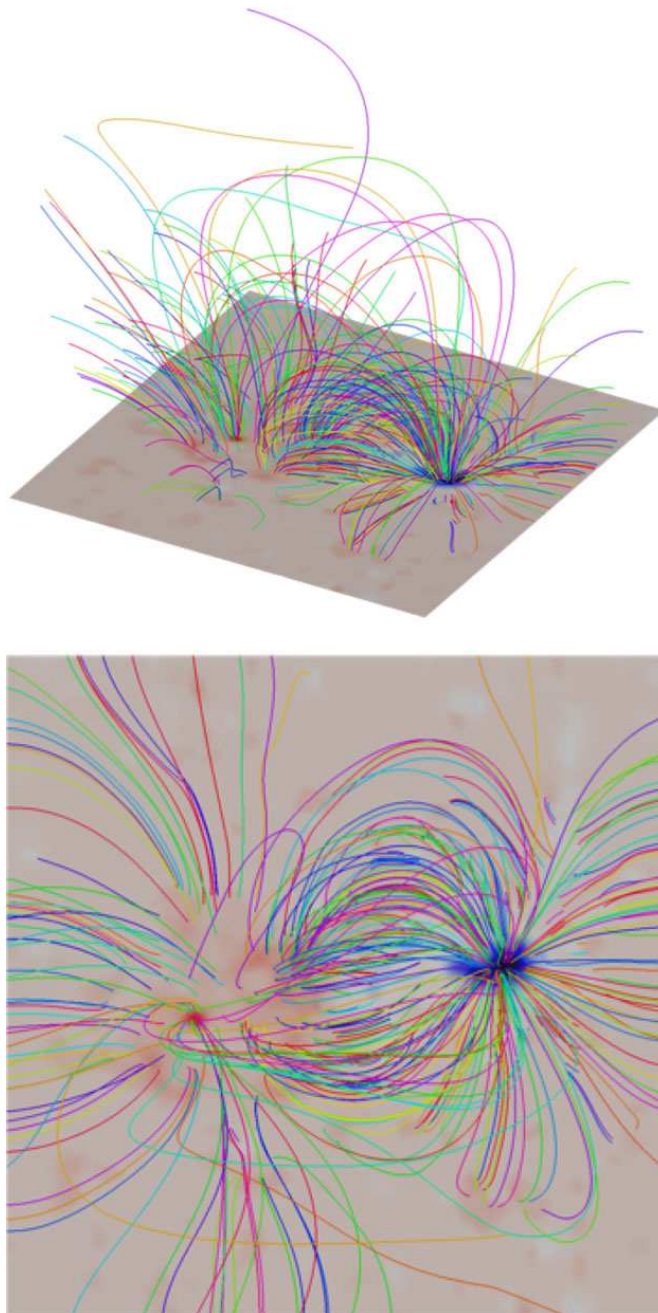


of the AR 10987 model does indeed appear to be more twisted than the fields of the other two models. Figure 14 shows a subset of field lines whose foot points are located in a strong current concentration in the negative sunspot. These twisted, S-shaped lines highlight the twist in this active-region's field structure. According to the NLFFF models the other two regions did not include such twisted structure. Nevertheless, according to the models, none of these regions contains enough free magnetic energy to power a major flare.

Wheatland, Sturrock, and Roumeliotis (2000) introduced a parameter measuring the force-freeness of a numerical model, also included in Table 1. The quantity $CW \sin$ is the current-weighted average of the sine of the angle between the current density and the magnetic field. This parameter is equal to zero for an exact force-free magnetic field. For the

Nonlinear Force-Free and Potential-Field Models of Active-Region

Figure 12 Oblique and top projections of selected 3D magnetic field lines of the NLFFF model for AR 10988 on 29 March. On the lower boundary, the vertical magnetic flux distribution is indicated by red (positive field) and blue (negative field) coloring. The colors of the field lines are not significant.



three models for ARs 10987 – 10989 plotted in Figures 11, 12, and 13 the CW_{\sin} parameter took reasonable values.

The *Hinode* XRT soft X-ray image of AR 10987 on March 27 shown in Figure 15 features an S-shaped structure commonly referred to as a sigmoid. The magnetic field model plots in Figure 11 show evidence of a twisted field joining the two sunspots, with twist of the same handedness as the structure in the *Hinode* image. However, the plots of the modeled field also shows much structure that does not appear in the *Hinode* image. If one plots only field lines with foot points located within an intense concentration of vertical current, shown in

Figure 13 Oblique and top projections of selected representative 3D magnetic field lines of the NLFFF model for AR 10989 on 31 March. On the lower boundary, the vertical magnetic flux distribution is indicated by red (positive field) and blue (negative field) coloring. The colors of the field lines are not significant.

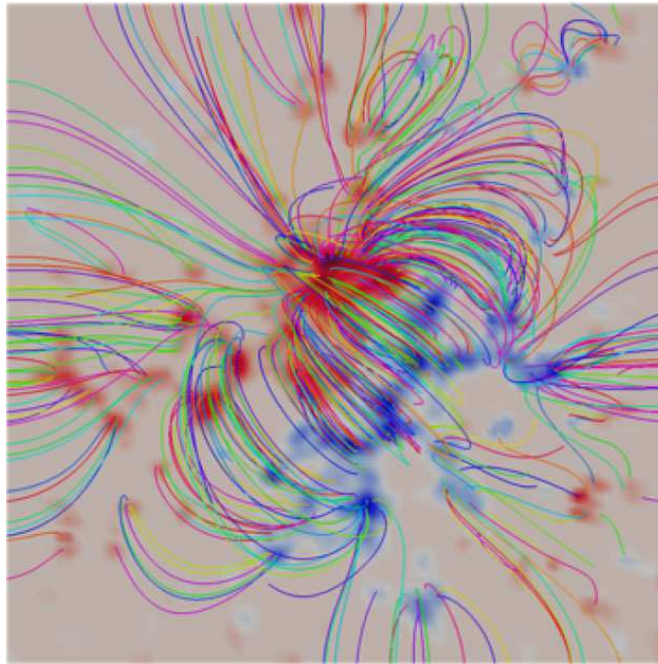
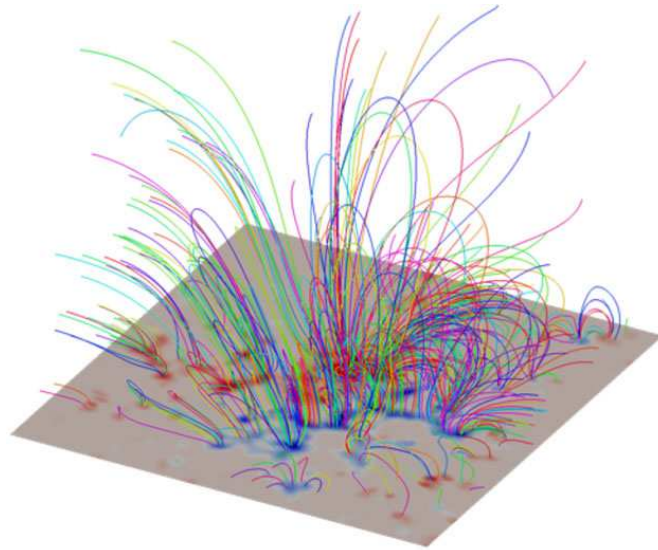
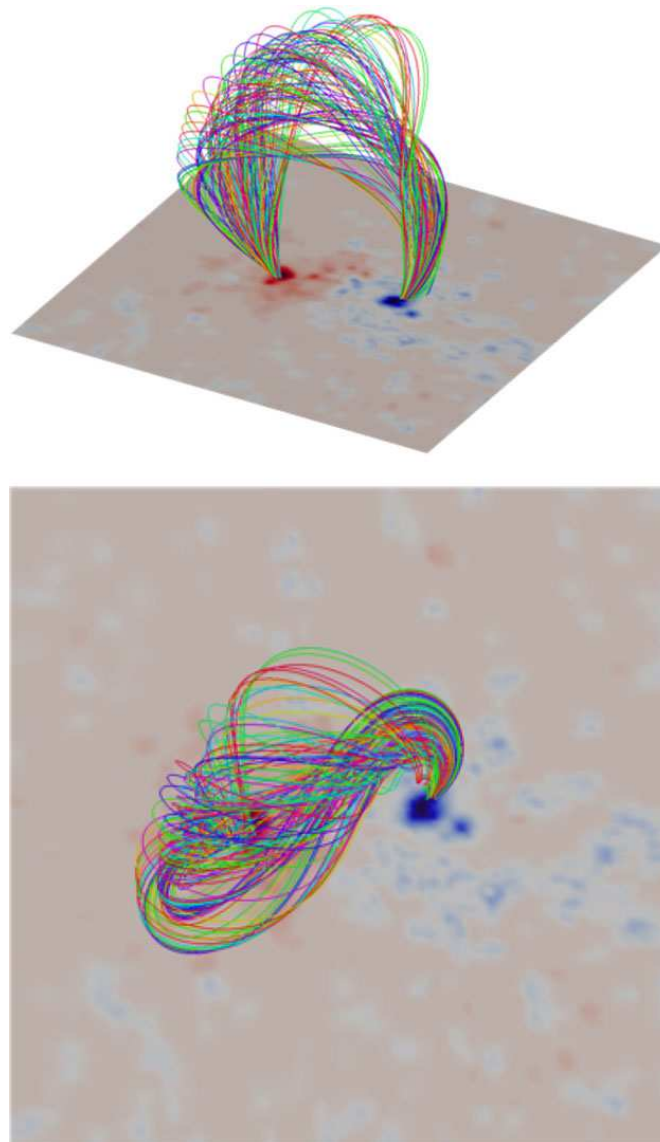


Figure 14, an S-shaped structure stands out, bearing a striking resemblance to the S-shaped structure in the *Hinode* image. The X-ray image appears brightest where the twist appears greatest and where the overlying field lines meet the twisted structure at a large angle.

The *Hinode* XRT image of AR 10988 on 29 March in Figure 15 shows a plasma structure fanning out from the leading sunspot to the more diffuse following flux. In soft X-rays AR 10987 appears more compact than AR 10988 and AR 10989. In the plots of the modeled field for AR 10987 in Figure 12, the asymmetric structure of the short field lines reproduces features of the *Hinode* image. For example, the lines ending at the south edge of the leading sunspot originate from locations due south of the spot, corresponding to a distinct lobe at the south-west of the plasma structure seen in the *Hinode* image. Meanwhile, structures ending

Nonlinear Force-Free and Potential-Field Models of Active-Region

Figure 14 Oblique and top projections of selected 3D magnetic field lines for AR 10987 on 27 March. On the lower boundary, the vertical magnetic flux distribution is indicated by red (positive field) and blue (negative field) coloring. The colors of the field lines are not significant. For this plot the field lines represent the flux through an electric current concentration in the positive magnetic flux concentration. The resulting field lines together resemble a sigmoidal or S-shaped structure.



at the north, east and south-east edges of the spot curve in from the east in a manner common to the *Hinode* image and the model.

Despite the lack of significant current structure in AR 10989, the *Hinode* XRT image of AR 10989 on 31 March shows a contiguous bright structure. Its brightness distribution in soft X-rays is more compact than that of AR 10988 but less so than that of AR 10987. The set of short closed field lines connecting intense field concentrations in Figure 13 together resembles the bright X-ray structure.

The XRT is sensitive to a broad range of temperatures, peaking in sensitivity between about 6–8 MK. For further information we also plot in Figures 16, 17, and 18 images from STEREO/SECCHI/EUVI with three narrow-band filters; 171 Å (corresponding to about 1 MK), 195 Å (about 1.5–1.6 MK) and 284 Å (about 2.5 MK).

Figure 16 shows in the top pictures the STEREO/SECCHI/EUVI 171 Å ahead and behind images of AR 10987 on March 27 March, and Figure 19 shows the vertical integral of

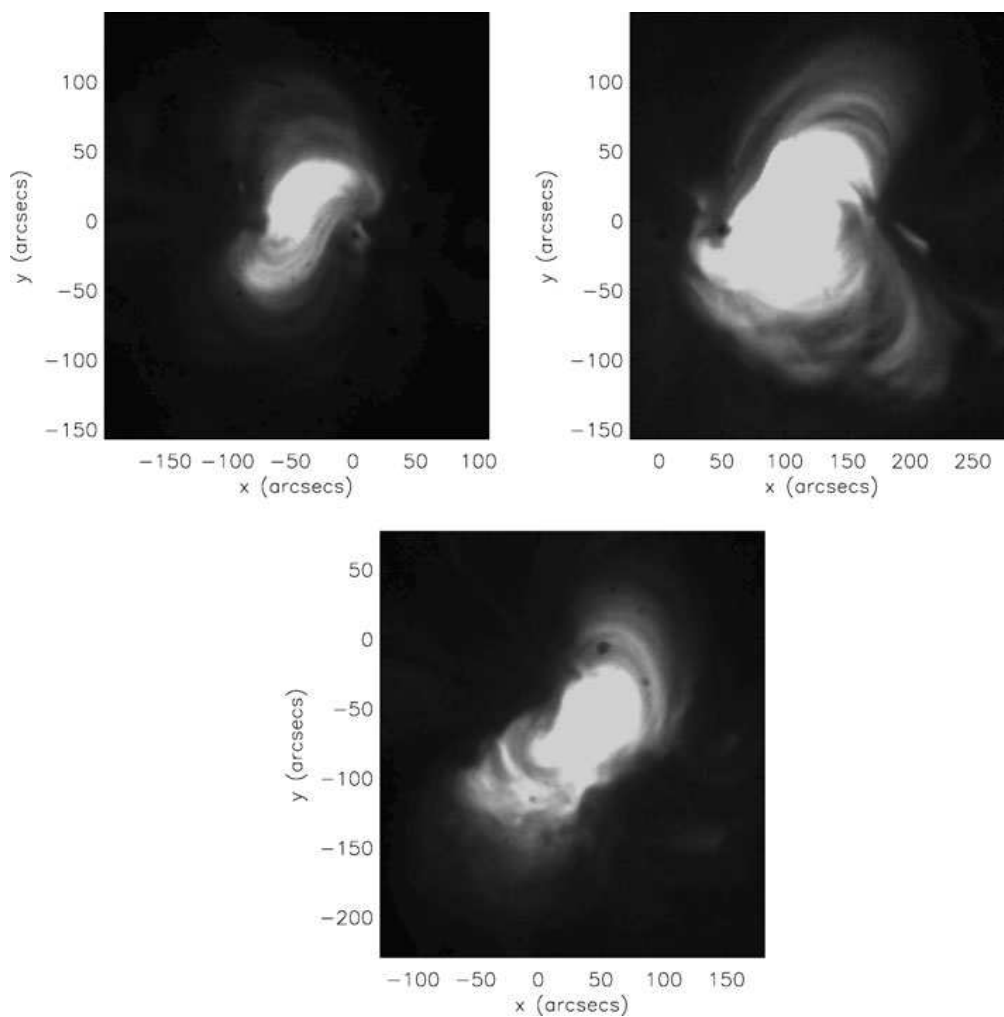


Figure 15 *Hinode* XRT images of AR 10987 on 27 March 2008 at 06:17 UT (top left), AR 10988 on 29 March 2008 at 17:59 UT (top right) and AR 10989 on 31 March 2008 at 18:02 UT (bottom).

the electric current squared $\mathbf{J} \cdot \mathbf{J}$. There is no sign of a twisted S-shaped structure in any of these plots. It appears that the sigmoidal structure in the *Hinode* XRT image is not well populated with plasma emitting at EUV wavelengths. The middle pictures of Figure 16 show the STEREO behind and ahead images of AR 10988 on 29 March. There is some resemblance between the modeled field plots in Figure 12 and STEREO images of AR 10988. While there are clearly significant misalignment angles between the modeled field trajectories and the plasma loops, there are striking qualitative similarities between them. This might suggest that most of the AR 10987 field is populated with X-ray plasma whereas AR 10988 contains plasma at a greater range of EUV and X-ray temperatures. Finally, the bottom pictures of Figure 16, the STEREO EUV 171 Å images of AR 10989, do not reveal so much organized loop structure in AR 10989 as in AR 10987 and AR 10988.

Figure 17 shows the corresponding STEREO/SECCHI/EUVI 195 Å images. The main difference is that ARs 10987 and 10989 appear brighter in this temperature range. More of the peripheral structure of these regions is visible at 195 Å than at 171 Å, and both are brighter than AR 10988. The 195 Å images of AR 10988 appear very similar to the 171 Å

Nonlinear Force-Free and Potential-Field Models of Active-Region

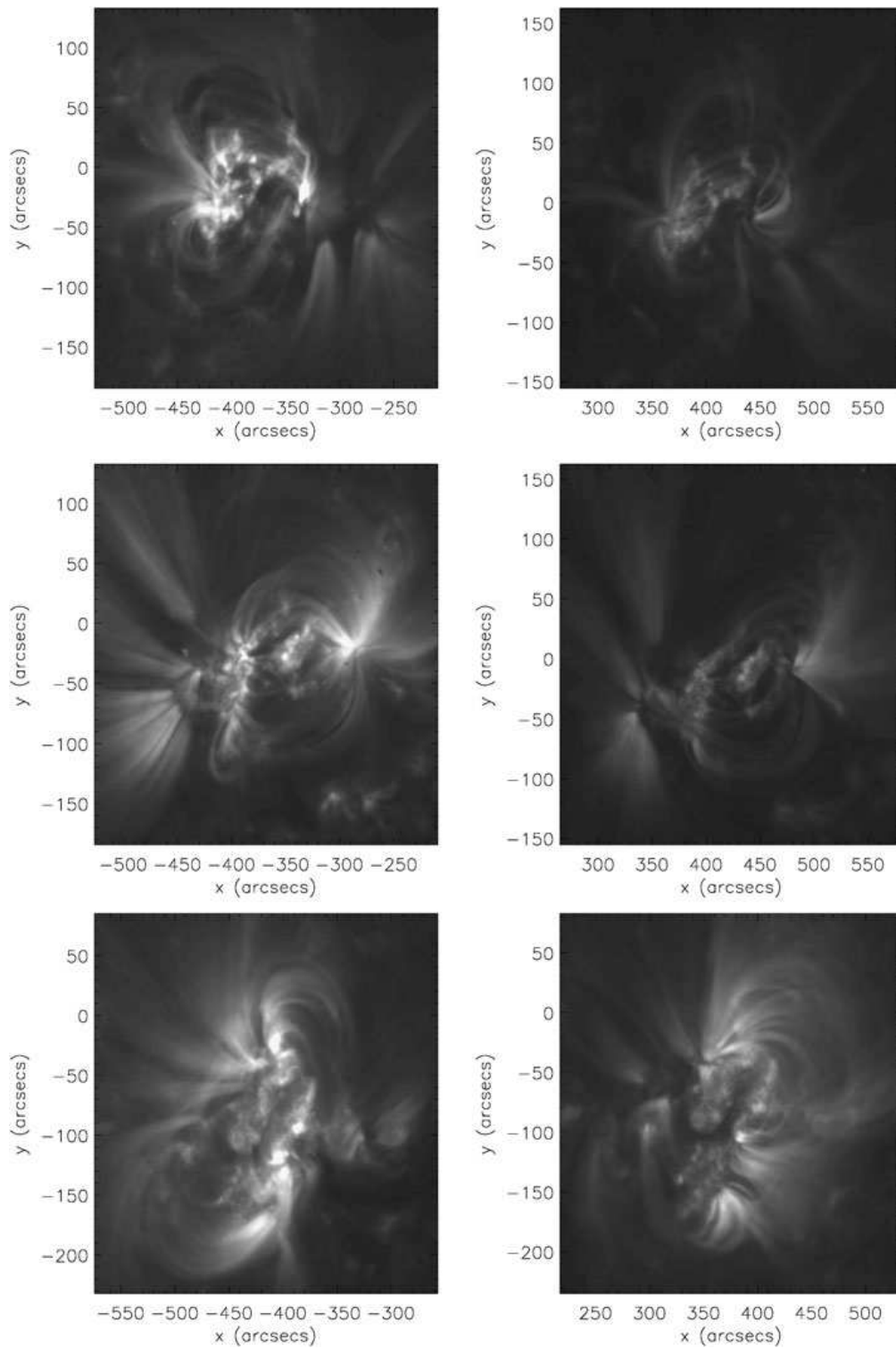


Figure 16 STEREO/SECCHI/EUVI 171 Å images for AR 10987 on 27 March 2008 at 15:36 UT (top pictures), AR 10988 on 29 March 2008 at 15:28 and 15:26 UT (middle pictures) and AR 10989 on 31 March 2008 at 17:41 UT (bottom pictures) from the ahead (left pictures) and behind (right pictures) spacecraft.

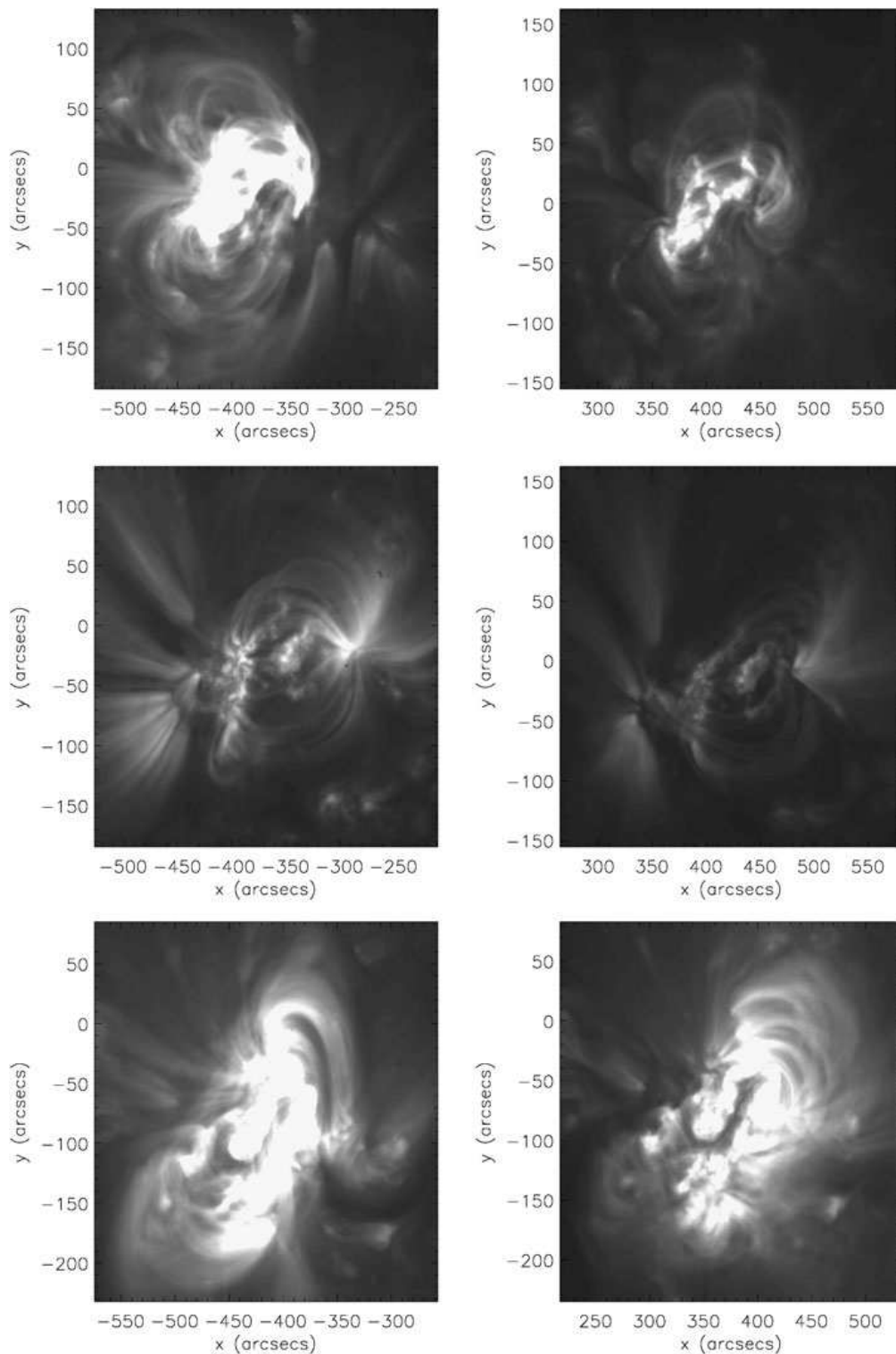
G.J.D. Petrie *et al.*

Figure 17 STEREO/SECCHI/EUVI 195 Å images for AR 10987 on 27 March 2008 at 15:35 UT (top pictures), AR 10988 on 29 March 2008 at 15:21 UT (middle pictures) and AR 10989 on 31 March 2008 at 17:45 UT (bottom pictures) from the ahead (left pictures) and behind (right pictures) spacecraft.

Nonlinear Force-Free and Potential-Field Models of Active-Region

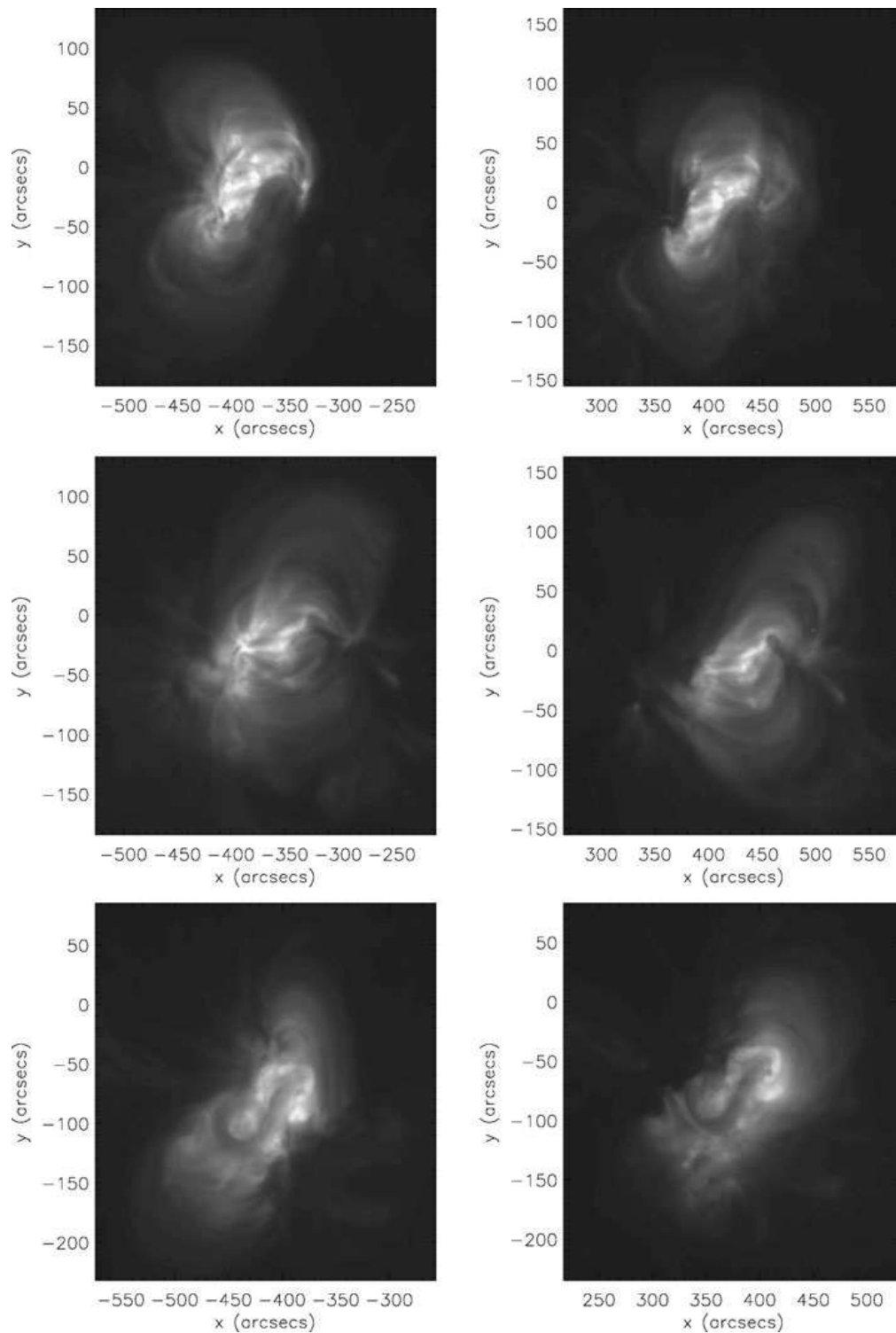


Figure 18 STEREO/SECCHI/EUVI 284 Å images for AR 10987 on 27 March 2008 at 15:46 UT (top pictures), AR 10988 on 29 March 2008 at 15:26 UT (middle pictures) and AR 10989 on 31 March 2008 at 17:46 UT (bottom pictures) from the ahead (left pictures) and behind (right pictures) spacecraft.

images, retaining the resemblance to the field structure shown in Figure 12. There is a hint of sigmoidal structure in the behind image of AR 10987 but it is not a clear sigmoidal signature.

The near-simultaneous STEREO/SECCHI/EUVI 284 Å images are plotted in Figure 18. These images differ significantly from those in Figures 16 and 17. Here the structure is more diffuse and only the structure at the cores of the active regions are generally visible. In fact, these images are more like the soft X-ray images from *Hinode* shown in Figure 15. At 284 Å AR 10987 has a pronounced sigmoidal structure very similar to appearance in soft X-rays. The asymmetric loop system of AR 10988 is clearly delineated in the 284 Å behind plot, the middle right plot of Figure 18, and in the *Hinode* image, the top right plot of 15.

According to the *Hinode* XRT and STEREO EUVI images, then, AR 10987 has a sigmoidal structure that is populated with hot plasma and this structure corresponds to a set of 'S'-shaped current-carrying field lines in the NLFFF model. The surrounding fields in the model show little resemblance to the structure in the cooler EUVI images. AR 10988 has an asymmetric loop system that is visible at all temperatures and structures leaving the field of view to the east and west visible at the cooler temperatures. These structures correspond reasonably well to features in the NLFFF model. AR 10989 is much less coherently structured than the other two regions, but it is visible at all temperatures, although its peripheral structures are only visible at the lower temperatures. Its basic shape resembles the set of the most intense field structures of the model but there is little correspondence between individual plasma loops and modeled field trajectories. The other two regions had significantly more intense fields than this one.

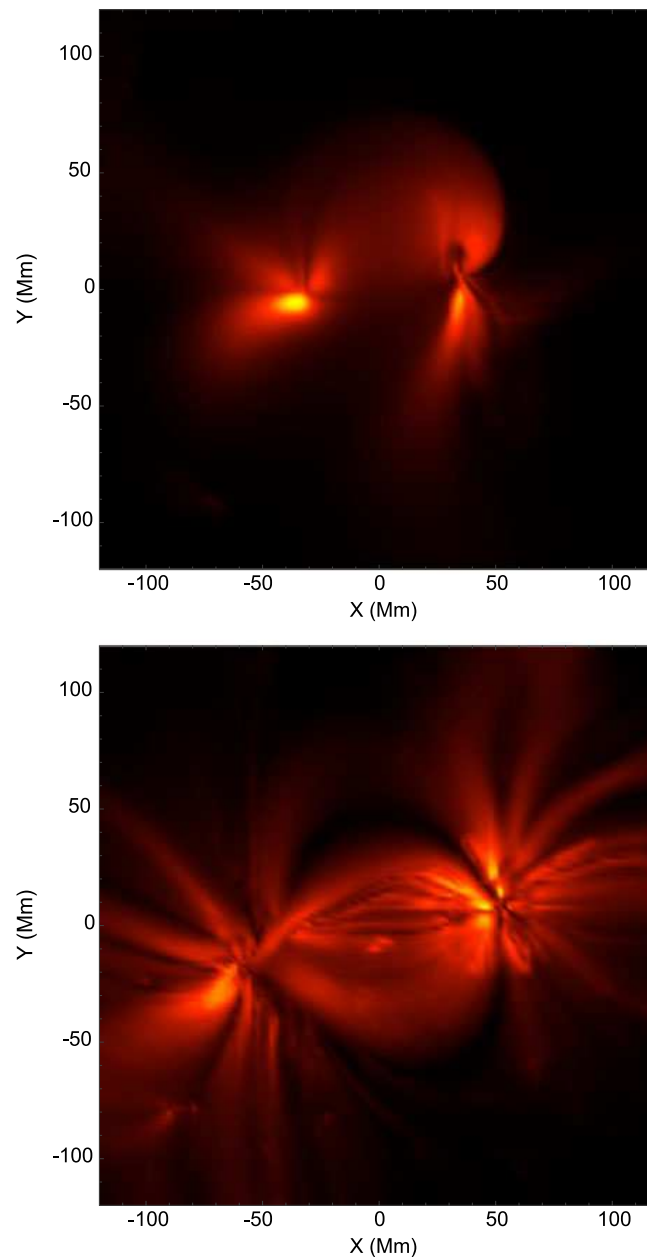
Figure 19 shows the vertical integral of the modeled coronal current density squared $\mathbf{J} \cdot \mathbf{J}$ for ARs 10987 and 10988 both on 27 March. The vertically integrated current density squared (or ohmic heating for a uniform resistor) does not forward-model actual soft X-ray or EUV emission, but it is often used as a proxy for a qualitative comparison. Comparing the AR 10987 plots to Figures 11, 14 and 15 the integrated current structure shows no sign of the twisted, sigmoidal structure of the field trajectories and XRT brightness pattern. Indeed, none of the models for AR 10987 show sigmoidal structure in their integrated vertical current profiles. The twisted current-carrying fields seen in Figure 14 perhaps extend too high into the atmosphere and are perhaps too weak to compete with the lower-lying strong field that dominates the integrated current image. The plot for AR 10988, however, does resemble the structure of the field in Figures 11 and the EUV emission patterns in the middle pictures of Figures 16 and 17. On the other days during its disk passage the current structure of AR 10988 looks similar but some of the details are missing.

The STEREO/EUVI 171 Å image in Figure 20 shows evidence that the three active regions are magnetically connected. In particular, AR 10989, which is approximately flux-balanced, has structures extending outward both to the east and to the west.

As the top panel of Figure 21 shows, the PFSS model for the global coronal field of rotation 2068 also indicates that all three active regions are magnetically connected. In the model, magnetic flux directed toward the west side of AR 10989 originates from the east side of AR 10988 and, the flux of AR 10989 being nearly balanced, positive flux from the east side of AR 10989 connects to quiet-Sun fields to the east. The connectivities of AR 10987 and AR 10988 are more unusual. Because these regions have significant positive and negative flux imbalances, respectively, there is less connection between their neighboring positive and negative polarities than between their more separated negative and positive fields. Flux connecting these fields must loop over both active regions. The second plot shows the same model but also includes coronal holes and streamer-belt field lines. Comparing the two plots, the tall, looping field lines connecting AR 10987 and AR 10988 are contained within the streamer belt, while a significant quantity of AR 10987's flux, directed toward the western part of the region, is open field. All but this western part of AR 10987 is contained within

Nonlinear Force-Free and Potential-Field Models of Active-Region

Figure 19 The vertically integrated modeled coronal current densities for ARs 10987 (top) and 10988 (bottom) on 27 March.



the streamer belt. Almost all of AR 10988 is also within the streamer belt, but the part outside, the eastern edge, is mostly connected to AR 10989 to the east. AR 10989 is unique in lying entirely outside albeit close to the streamer belt. An active region, consisting of closed loop structures, located mostly outside the streamer belt among ambient open field, may be expected to have more fields in contact with topologically different domains and therefore be more flare-productive than a region embedded within closed fields under the streamer belt. This may help to explain why, although this region has the least free magnetic energy and helicity of the three regions, it is also the most flare-productive (Webb *et al.*, 2011).

Figure 22 shows the net, positive and negative magnetic fluxes of the three active regions over five daily observations. Almost all measurements show a significant positive flux

Figure 20
STEREO/SECCHI/EUVI 171 Å
image of the three active regions
10987–10989 on 29 March 2008
at 04:09 UT from the behind
spacecraft.

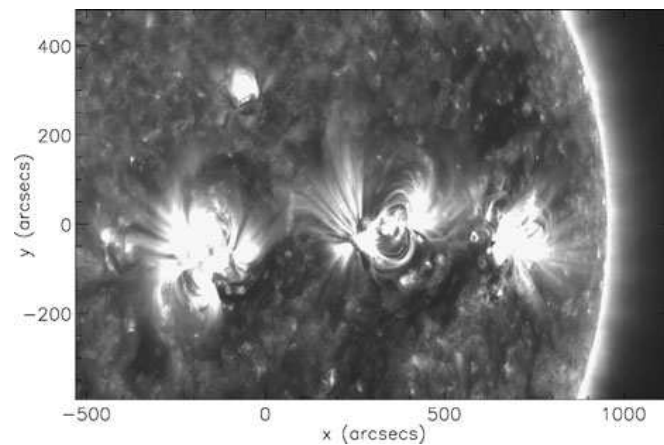
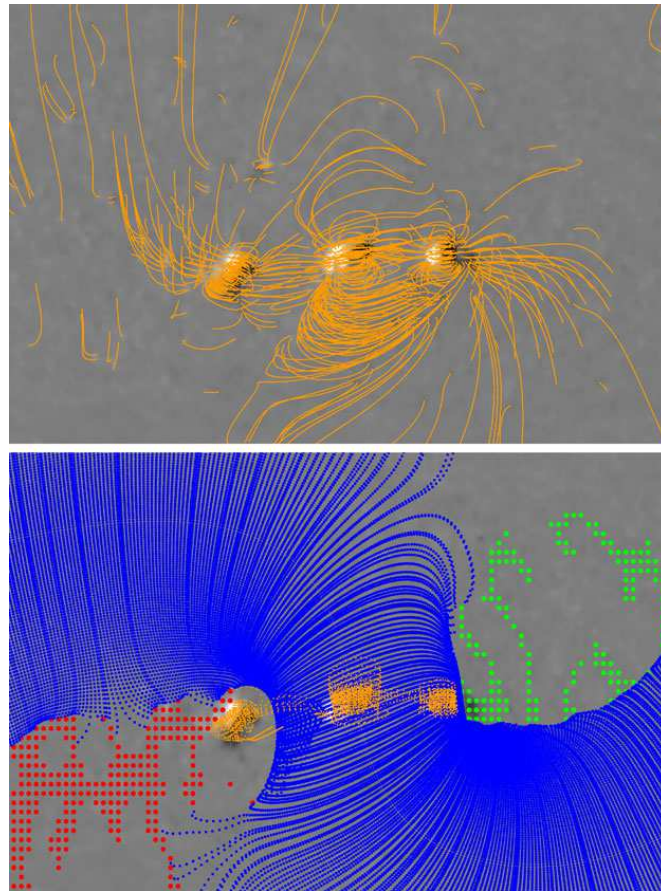


Figure 21 Two pictures of the
PFSS model for CR 2068. The
two pictures show the synoptic
magnetogram in greyscale. The
top picture shows field lines with
foot-point fields of strength 15 G
or higher in yellow. The bottom
picture shows field lines with
foot-point fields of strength 45 G
or higher in yellow, streamer-belt
field lines in blue and positive
and negative coronal holes in red
and green dots.



imbalance in AR 10987, a significant negative flux imbalance in AR 10988 and approximately balanced flux in AR 10989. The measurements for AR 10987 seem to be approximately steady in time whereas AR 10988 and AR 10989 show significant variation. While AR 10988's negative flux declines steadily in the plots, its positive flux has a large peak on 30 March, resulting in a particularly large flux imbalance on that day. Inspection of the images reveals anomalously strong plage field measurements on that day that seem unlikely

Nonlinear Force-Free and Potential-Field Models of Active-Region

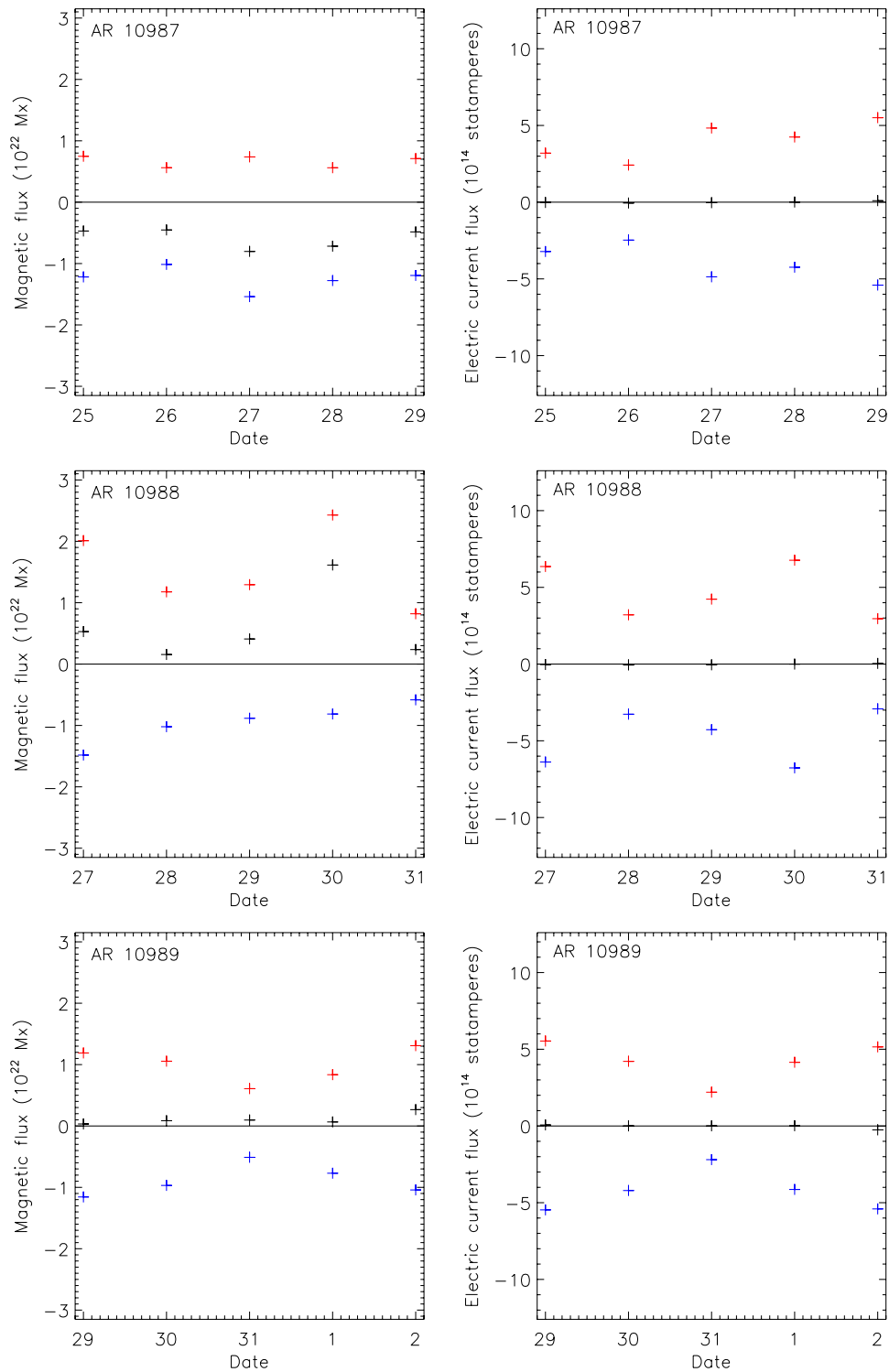


Figure 22 Temporal evolution over five-day intervals of the magnetic (left plots) and electric current (right plots) fluxes for AR 10987 (top plots) 10988 (middle plots) and 10989 (bottom plots). Red/blue/black symbols represent positive/negative/net fluxes.

to be accurate. The positive and negative fluxes of AR 10989 increase in size with distance from disk-center. This apparent dependence on position on the solar disk is most likely an artifact due to noise. The further the region is displaced from disk-center, the more the signal for B_z derives from transverse as opposed to longitudinal measurements. Transverse field measurements are intrinsically noisier than longitudinal field measurements. It seems that the measurements for AR 10989 are more affected by this noise than are the measurements for the other two regions, because AR 10989's fields are relatively weak.

Also plotted are the net, positive and negative electric current fluxes of the regions. The current fluxes are very well balanced in these measurements. AR 10987 has a gradual overall increase in current. Moreover, the current is well balanced at each sunspot, suggesting that local twisting motions are adding twist to the field. AR 10988's graphs are more ambiguous. The electric current flux of AR 10989 shows the same dependence on position on the solar disk as its magnetic flux.

Figure 23 shows plots of the free magnetic energies and helicities of the models of the three regions based on the same five-day daily observations. The plots include models based on both positive- and negative-field boundary conditions. As we mentioned in Section 2 the reconstruction method can use boundary conditions for α either where the vertical field is positive or where it is negative. While innovative methods have been developed to take into account both polarities by Wheatland and Régnier (2009) and Amari and Aly (2010), our active regions are nearly potential so that the positive- and negative-polarity solutions tend to match quite well. When they do not match, there is generally a simple explanation. Hence for simplicity we retain the simpler approach of integrating from each polarity separately. In Figure 23 the left plots of the magnetic energy also include potential-field models for comparison. It is clear that none of these models is far from a potential state. AR 10988 has the most photospheric flux of the three regions and also has the most magnetic energy. All three regions show decreasing trends in magnetic energy, with outlying data points for AR 10988 on 30 March and for AR 10989 on 31 March interrupting these trends. All three regions appear to have decreasing free magnetic energy, perhaps due to cumulative effects of turbulent diffusion. It is notable that the model parameters for AR 10989 do not show the same dependence on position on the solar disk as the magnetic and electric current fluxes do for that region. AR 10987 has proportionally significantly more free magnetic energy than the other regions, reflected in its twisted, sigmoidal structure. However, the free energy contained in even this region is much less than would be needed to power a major flare.

The graphs of magnetic helicity are more complicated because this quantity is very sensitive to problems in the data and model. In extreme cases the model can even give the wrong sign for the helicity. For example, the positive-polarity model for AR 10988 on 27 March had a problem because the large positive flux balance of the region caused a significant amount of current-carrying flux to leave the numerical domain, instead of closing within the region. Because magnetic helicity depends on the twist and interlinking of fields, such a problem can significantly affect the relative helicity of the modeled field. Similar problems occur with the negative-polarity model for AR 10987 on 25 and 28 March and for the positive-polarity model for AR 10988 on March 29. In such cases it is clear that the anomalous models should be disregarded. Judging from those models that are free of such problems, whose helicities are plotted in the right half of Figure 23, ARs 10987 and 10988 most likely have positive magnetic helicity while AR 10989 does not have significant helicity. These results are consistent with the statistical result (Pevtsov, Canfield, and Metcalf, 1995; Pevtsov, Canfield, and Latushko, 2001) that active regions in the northern/southern hemisphere tend to have negative/positive helicity.

Welsch and McTiernan (2011) calculated from time series of MDI longitudinal magnetograms that AR 10988 contains the most magnetic flux and AR 10989 the least. They find

Nonlinear Force-Free and Potential-Field Models of Active-Region

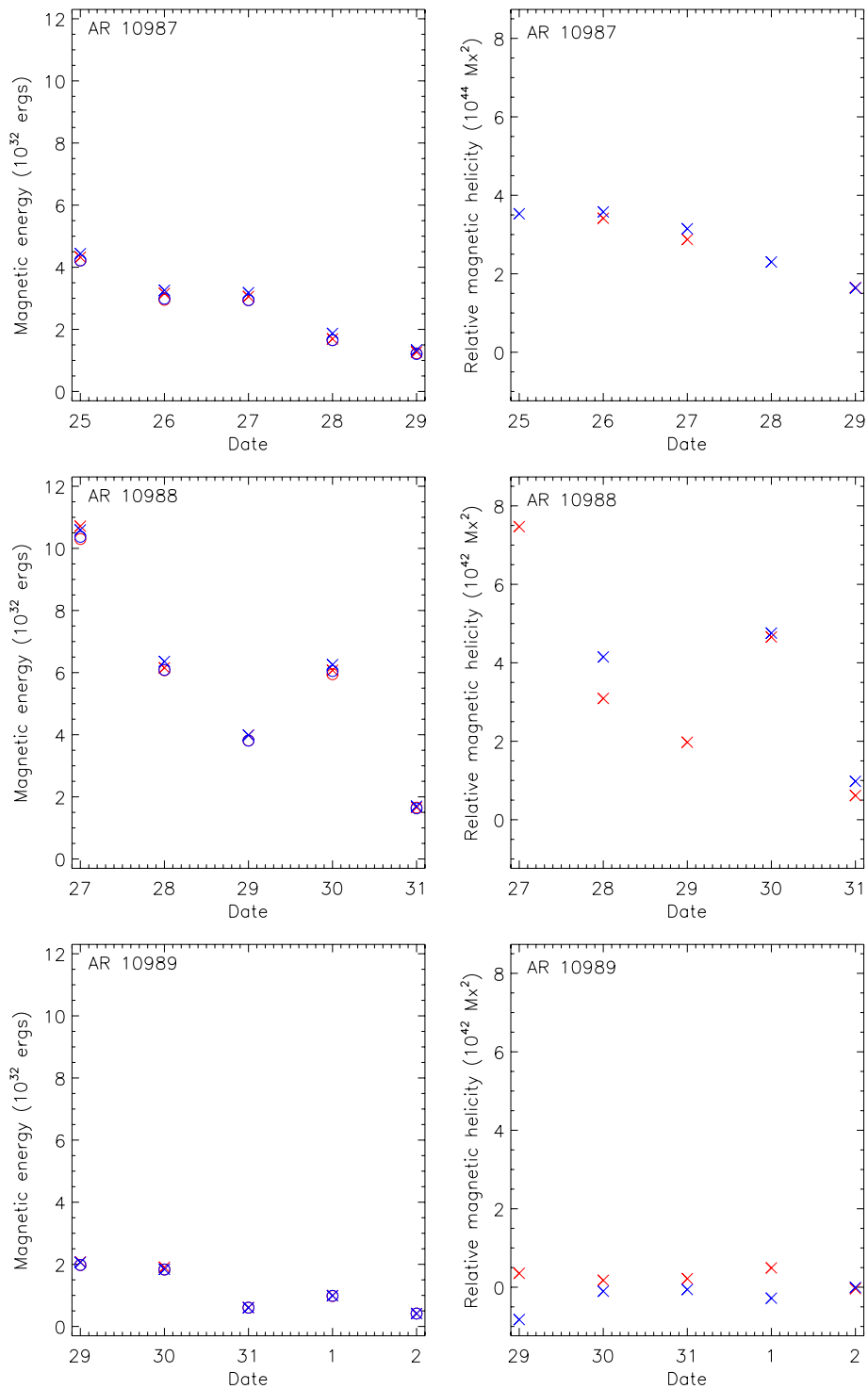


Figure 23 Temporal evolution over five-day intervals of the modeled magnetic energies (left plots) and relative magnetic helicities (right plots) for AR 10987 (top plots) 10988 (middle plots) and 10989 (bottom plots). Crosses represent NLFFF models and circles represent the corresponding potential-field (current-free) models. The potential-field models have zero relative magnetic helicity. Red/blue symbols represent models integrated from positive/negative vertical magnetic fields.

that, while the three regions are fed similar quantities of relative helicity flux, the characteristic magnetic helicity flux is greatest for AR 10989 because of its relatively small magnetic flux. This is the only evidence they derived from the MDI magnetograms that AR 10989 should have been the most active of the regions. As Welsch and McTiernan (2011) have noted, we find little evidence of significant relative magnetic helicity in the NLFFF models for AR 10989. We already know that AR 10989 was not a very structured region and that it lay mostly in a region of open field outside the streamer belt. Perhaps the relative magnetic helicity transported into the corona was not effectively trapped in the coronal field of AR 10989.

5. Conclusion

We have calculated PFSS models for Carrington rotations 2067–2069 and NLFFF models for the three active regions of the WHI, NOAA ARs 10987–10989. Together the models reveal the following properties of coronal magnetic field structure around the time of the WHI.

The global coronal field structure was very asymmetric around the time of the WHI with all significant activity crowded between about 180° and 270° of Carrington longitude. This lopsided activity distribution, combined with relatively weak polar fields, resulted in a global coronal field structure that was far from the nearly axisymmetric, dipolar configuration expected during solar minimum. There was a large warp in the streamer belt centered at around 240° of Carrington longitude and a displacement of the streamer belt from the equator of 30 to 40° during all three rotations CR 2067–2069 in both the modeled fields and the STEREO/SECCHI/COR1 streamer observations. Furthermore, much of the flux connecting to the ecliptic plane originated from low-latitude coronal holes, an unusual state of affairs for a near-minimum corona.

During the WHI itself, CR 2068, the magnetic activity appeared to be particularly well organized in three active regions about 30° apart in longitude and approximately equal latitude of about -10° . All three were bipolar and had leading negative polarity, consistent with Hale's law, although their tilt angles appeared to be different. There were further significant differences between the ARs. The photospheric field of AR 10987 was dominated by two sunspots of approximately equal strength. AR 10988 had a strong leading sunspot but widely distributed, less intense following flux, while AR 10989 had no sunspot and was significantly weaker and more fragmented than the other two. ARs 10987 and 10988 had comparable magnetic fluxes and AR 10989 had significantly less. According to NLFFF models AR 10988 had the largest magnetic energy of the three regions although AR 10987 had approximately the same amount of photospheric magnetic flux and had proportionally more free magnetic energy. AR 10987 also had the most relative magnetic helicity of the three regions and AR 10989 the least. The models for ARs 10987 and 10988 indicate positive relative magnetic helicity, consistent with a well-known statistical tendency for active regions of the southern hemisphere, while the relative magnetic helicity of AR 10989 was not significant and its sign was not determined by the models. None of the regions had the free magnetic energy or helicity normally associated with a flaring active region. However, AR 10987 had a coherent S-shaped or sigmoidal structure connecting its two sunspots. This was embedded in a bipolar loop system in the NLFFF model and had foot points in an intense current concentration in the positive-polarity sunspot. This structure was also evident in the high-temperature STEREO/SECCHI/EUVI and *Hinode*/XRT images. ARs 10988 and 10989 had no corresponding structure in the models or the observations. The PFSS model

Nonlinear Force-Free and Potential-Field Models of Active-Region

for CR 2068 showed that the three regions were highly interconnected, and that ARs 10987 and 10988 were located mostly within the helmet streamer belt, whereas most of AR 10989 lay outside the streamer belt among open fields.

According to Webb *et al.* (2011) AR 10989 was the most CME- and flare-productive of the three regions. While Welsch and McTiernan (2011) argue that the flare activity may have been more balanced among the three regions, several predictors of flare activity that they calculated based on the photospheric magnetic field indicated that AR 10988 should have been the most active region of the three and AR 10989 the least. Of the magnetic parameters they studied, the characteristic helicity, the cumulative relative magnetic helicity flux normalized by the square of the mean magnetic flux, was the only one for which AR 10989 had a higher value than the other two regions. Our NLFFF models tell a similar story. Of the three regions, AR 10989 had the lowest free magnetic energy and relative magnetic helicity. In the present paper we have computed the two solutions each one corresponding to injection of electric current from one polarity. It would be interesting to extend this study using the new Optimization Grad Rubin Method (OGRM) described in Amari and Aly (2010) for the NLFFF calculation to find a unique solution obtained by taking into account electric current from both polarities.

Webb *et al.* (2011) and Welsch and McTiernan (2011) discuss possible reasons why AR 10989 was relatively active. According to helioseismological calculations, subsurface vortical flows were occurring beneath all three active regions but AR 10989 was distinguished in having strong neighboring vortical flows of opposite sign, a characteristic of flare-productive active regions (Webb *et al.*, 2011). Moreover the field of AR 10989 may have evolved between the time of the magnetic observations near disk-center and the time of the CME activity observed near AR 10989 at the limbs (Welsch and McTiernan, 2011). Our PFSS model indicates that AR 10989 was situated among open fields while our NLFFF models show how relatively weak and unstructured the field of AR 10989 was compared to the other two regions. One tentative explanation is that the equilibrium of AR 10989's field was relatively unstable. Perhaps the subsurface vortical motions and photospheric helicity flux easily destabilized the coronal field, whereupon magnetic energy and helicity readily escaped from the vicinity of AR 10989 via the ambient open fields. What is more certain is that we have much to learn about the interacting processes of solar activity.

Acknowledgements We thank Sarah Gibson, Pat McIntosh, Dave Webb and Brian Welsch for discussions and Janet Luhmann, Yan Li and Xuepu Zhao for contributing software to our PFSS modeling effort. GP acknowledges funding from NASA Grant NNH08AH251. AC and TA thank CNES for its support, as well as NSO for financial support for AC's stay in Tucson. SOLIS/VSM vector magnetograms are produced cooperatively by NSF/NSO and NASA/LWS. The GONG program is managed by NSO. NSO is operated by AURA, Inc. under a cooperative agreement with the NSF. The GONG data were acquired by instruments operated by the Big Bear Solar Observatory, High Altitude Observatory, Learmonth Solar Observatory, Udaipur Solar Observatory, Instituto de Astrofísica de Canarias, and Cerro Tololo Interamerican Observatory. We thank the referee for helpful comments.

References

- Altschuler, M., Newkirk, G.: 1969, *Astrophys. J.* **9**, 131.
Amari, T., Aly, J.: 2010, *Astron. Astrophys.* **522**, A52. doi:[10.1051/0004-6361/200913058](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200913058).
Amari, T., Boulmezaoud, T., Aly, J.: 2006, *Astron. Astrophys.* **446**, 691.
Amari, T., Boulmezaoud, T., Mikic, Z.: 1999, *Astron. Astrophys.* **350**, 1051.
Amari, T., Aly, J., Luciani, J., Boulmezaoud, T., Mikić, Z.: 1997, *Solar Phys.* **174**, 129.
Berger, M.: 1984, *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.* **30**, 79.
Bineau, M.: 1972, *Commun. Pure Appl. Math.* **25**, 77.

- Boulmezaoud, T., Amari, T.: 2000, *Z. Angew. Math. Phys.* **51**(6), 942.
- Canou, A., Amari, T.: 2010, *Astrophys. J.* **715**, 1566.
- Canou, A., Amari, T., Bommier, V., Schmieder, B., Aulanier, G., Li, H.: 2009, *Astrophys. J. Lett.* **693**, 27.
- Cremades, H., Mandrini, C., Dasso, S.: 2011, *Solar Phys.* this issue.
- DeRosa, M., Schrijver, C., Barnes, G., Leka, K., Lites, B., Aschwanden, M., Amari, T., Canou, A., McTiernan, J., Régnier, S., Thalmann, J., Valori, G., Wheatland, M., Wiegelmann, T., Cheung, M., Conlon, P., Fuhrmann, M., Inhester, B., Tadesse, T.: 2009, *Astrophys. J.* **696**, 1780.
- Finn, J., Antonsen, T.: 1985, *Comments Plasma Phys. Control. Fusion* **9**, 11.
- Grad, H., Rubin, H.: 1958, In: *Proc. 2nd Intern. Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy* **31**, United Nations, Geneva, 190.
- Hoeksema, J.: 1984, Structure and evolution of the large scale solar and heliospheric magnetic fields. PhD thesis, Stanford Univ., CA.
- Liu, Y., Lin, H.: 2008, *Astrophys. J.* **680**, 1496.
- Low, B.: 2001, *J. Geophys. Res.* **106**, 25141.
- Neugebauer, M., Forsyth, R., Galvin, A., Harvey, K., Hoeksema, J., Lazarus, A., Lepping, R., Linker, J., Mikić, Z., Steinberg, J., von Steiger, R., Wang, Y.M., Wimmer-Schweingruber, R.: 1998, *J. Geophys. Res.* **103**, 14587.
- Petrie, G., Patrikeeva, I.: 2009, *Astrophys. J.* **699**, 871.
- Pevtsov, A., Canfield, R., Latushko, S.: 2001, *Astrophys. J. Lett.* **549**, 261.
- Pevtsov, A., Canfield, R., Metcalf, T.: 1995, *Astrophys. J. Lett.* **440**, 109.
- Régnier, S., Amari, T.: 2004, *Astron. Astrophys.* **425**, 345.
- Riley, P., Linker, J., Mikić, Z., Lionello, R., Ledvina, S., Luhmann, J.: 2006, *Astrophys. J.* **653**, 1510.
- Sandman, A., Aschwanden, M., Derosa, M., Wülser, J., Alexander, D.: 2009, *Solar Phys.* **259**, 1.
- Schatten, K., Wilcox, J., Ness, N.: 1969, *Solar Phys.* **6**, 442.
- Schrijver, C., Liu, Y.: 2008, *Solar Phys.* **252**, 19.
- Schrijver, C., De Rosa, M., Title, A., Metcalf, T.: 2005, *Astrophys. J.* **628**, 501.
- Schrijver, C., De Rosa, M., Régnier, S., Valori, G., Wheatland, M., Wiegelmann, T.: 2006, *Solar Phys.* **235**, 161.
- Schrijver, C., De Rosa, M., Metcalf, T., Barnes, G., Lites, B., Tarbell, T., McTiernan, J., Valori, G., Wiegelmann, T., Wheatland, M., Amari, T., Aulanier, G., Démoulin, P., Fuhrmann, M., Kusano, K., Régnier, S., Thalmann, J.: 2008, *Solar Phys.* **675**, 1637.
- Sterling, A.: 2010, In: Corbett, I. (ed.) *Whole Heliospheric Interval: Overview of JD16, Highlights of Astronomy* **15**, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 498.
- Tomczyk, S., McIntosh, S., Keil, S., Judge, P., Schad, T., Seeley, D., Edmondson, J.: 2007, *Science* **317**(5842), 1192.
- Wang, Y.M., Sheeley, N.R.: 1992, *Astrophys. J.* **392**, 310.
- Wang, Y.M., Sheeley, N.R., Rich, N.: 2007, *Astrophys. J.* **658**, 1340.
- Webb, D., Gibson, S., Thompson, B.: 2010, In: Corbett, I. (ed.) *Whole Heliospheric Interval: Overview of JD16, Highlights of Astronomy* **15**, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 471.
- Webb, D., Cremades, H., Sterling, A., Mandrini, C., Dasso, S., Gibson, S., Haber, D., Komm, R., Petrie, G., McIntosh, P., Welsch, B., Plunkett, S.: 2011, *Solar Phys.* this issue.
- Welsch, B., McTiernan, J.: 2011, *Solar Phys.* this issue.
- Wheatland, M., Régnier, S.: 2009, *Astrophys. J.* **700**, L88.
- Wheatland, M., Sturrock, P., Roumeliotis, G.: 2000, *Astrophys. J.* **540**, 1150.
- Wiegelmann, T.: 2008, *J. Geophys. Res.* **113**, A03S02.
- Wiegelmann, T., Yelles Chaouche, L., Solanki, S., Lagg, A.: 2010, *Astron. Astrophys.* **511**, A4.
- Zhao, X., Hoeksema, J., Scherrer, P.: 2005, *J. Geophys. Res.* **110**, A10101.

B.2 A Twisted Flux Rope as the Magnetic Structure of a Filament in Active Region 10953 Observed by Hinode (Canou and Amari, 2010)

Le travail exposé dans cet article est repris et complété dans la Partie IV.

Résumé : La présence de tubes de flux torsadé dans les configurations magnétiques pré-éruptives est d'un intérêt capital pour la compréhension de la structure et de la dynamique de la couronne solaire. D'une part, leur présence est un ingrédient-clé dans divers modèles théoriques tels que le support magnétique de la matière froide des filaments, le déclenchement des éjections de masse coronale ou encore l'émergence de structures sub-photosphériques. D'autre part, différentes observations montrent la présence de cisaillement et de torsion durant les phases d'embrillancement et éruptives. Dans cet article, nous considérons la détermination de la structure magnétique de la région active AR 10953 observée par *Hinode* et reconstruite à l'aide de deux codes de champ sans force non-linéaire. Nous montrons que la configuration magnétique reconstruite possède un tube de flux torsadé le long de la partie Sud de la ligne neutre. De plus, la position des creux magnétiques présents dans le tube torsadé correspond aux images $H\alpha$ de SMART et le courant intégré verticalement met en évidence les structures mesurées par *Hinode*/XRT. L'énergie libre est suffisamment élevée pour fournir l'énergie nécessaire aux embrillancements de classe C des jours suivants. Nous comparons finalement nos résultats à ceux de Su et al.

A TWISTED FLUX ROPE AS THE MAGNETIC STRUCTURE OF A FILAMENT IN ACTIVE REGION 10953
OBSERVED BY *Hinode*A. CANOU¹ AND T. AMARI^{1,2}¹ CNRS, Centre de Physique Théorique de l'École Polytechnique, F-91128 Palaiseau Cedex, France; canou@cpht.polytechnique.fr² Observatoire de Paris, LESIA, 5 place Jules Janssen, F-92190 Meudon Cedex, France

Received 2010 February 8; accepted 2010 April 19; published 2010 May 12

ABSTRACT

The presence of twisted flux ropes (TFRs) in pre-eruptive/flaring magnetic configurations is of main interest for our understanding of the structure and dynamics of the solar corona. On the one hand, their presence is a key ingredient in several theoretical models for the magnetic support of material in filaments, or triggering of coronal mass ejections as well as the emergence of structures from the convection zone into the corona. On the other hand, several observations have shown the presence of twist and shear during eruptive and flaring phases of eruptive phenomena. In this paper, we consider the determination of the magnetic structure of active region (AR) 10953 observed by *Hinode* and reconstructed using our two nonlinear force-free models. We show that the reconstructed magnetic configurations exhibit a TFR along the southern part of the neutral line. Moreover, the location of the magnetic dips within the TFR agrees within a good level of accuracy with the $H\alpha$ images taken by *SMART* and the vertically integrated current density recovers the main structure present in *Hinode*/*XRT* images. The free magnetic energy is also found to be large enough to power the two C-class flares of the following days. We finally compare our results with those of Su et al. who proposed an interesting model of the same AR in which a TFR is inserted at the same location using the flux rope insertion method.

Key words: magnetic fields – magnetohydrodynamics (MHD) – Sun: corona – Sun: filaments, prominences

Online-only material: color figures

1. INTRODUCTION

Large-scale eruptive phenomena such as flares and coronal mass ejections (CMEs) happen in solar corona above and in the neighborhood of active regions (ARs). Although the mechanisms which trigger these phenomena are not precisely yet understood, the magnetic field is known to play a major role. From our current understanding, the energy is stored in the magnetic field through the electrical currents flowing in the corona during the slow evolution of the AR. The magnetic energy is then released during flares; sometimes with the trigger of CMEs.

Several observational studies have shown the presence of shear and twist during flaring and eruptive phases, stressing the fact that the magnetic field is far from the current-free state (or potential state). A famous example of twist can be seen in the well-known Granddaddy eruptive prominence. And Gary & Moore (2004) clearly presented evidence for the presence of twist during the eruptive phase of an AR filament. However, observations have never been able to show clearly and without ambiguity the existence of twisted flux ropes (TFRs) in equilibrium in pre-eruptive magnetic configurations.

To model those observations, two generic classes of magnetic structure have been proposed: the TFR model which presents twist and shear, and the magnetic arcade model which presents only shear, although the definition and distinction between twist and shear in three-dimensional (3D) configurations is not obvious for a slightly twisted configuration. We do not intend to review the TFR model in the context of the solar prominences modeling (see Démoulin 1998; Mackay et al. 2010); but we recall that it has first been studied in the two-dimensional (2D) potential field (e.g., Kuperus & Raadu 1974; Anzer & Priest 1985) and the linear force-free field (e.g., Amari & Aly 1989, 1992; Démoulin & Priest 1988, 1989), and it was shown to possess dips and present the inverse configuration polarity. Later

on, 3D axisymmetric models have been developed (e.g., Aulanier & Démoulin 1998; Titov & Démoulin 1999), and the role of flux cancellation in creating such TFRs has been highlighted (van Ballegoijen & Martens 1989; Amari et al. 1999). Since then, filament located on the disk has been numerically modeled (e.g., Lionello et al. 2002; van Ballegoijen 2004; Dudík et al. 2008). On the other hand, the magnetic arcade model has also been shown to possess dips and is thus another possible candidate for the support of matter in the magnetic field (DeVore & Antiochos 2000; Aulanier et al. 2002).

Moreover, both classes of models have also been shown to lead to large-scale eruptions during magnetohydrodynamic (MHD) evolution. While TFR models can lead to disruptions either in simple background topology (e.g., Amari et al. 2000, 2003a, 2003b; Aulanier et al. 2010, and references therein) or in a complex one (Amari et al. 2007), the arcade model requires a complex background topology. A TFR is then created by reconnection at the null point only during the eruptive phase (e.g., Antiochos et al. 1999; Lynch et al. 2008).

Furthermore, numerical simulations of emergence of magnetic structures through the solar convection zone (CZ) and/or across the photosphere have been given a great deal of attention in recent years. Assuming the presence of a TFR in the CZ and studying the rise of this structure, those calculations have reproduced several AR features such as the characteristic tongues (López Fuentes et al. 2000; Fan 2001) and have been shown to lead to the eruption of the emerging coronal structure when the initial underlying TFR possesses a sufficient amount of twist (Magara & Longcope 2003; Fan & Gibson 2004; Amari et al. 2004, 2005; Archontis et al. 2004; Galsgaard et al. 2005; Manchester et al. 2004; Cheung et al. 2007). However, all those results assume the presence of a TFR either in the CZ or in the corona prior to the eruption, and the issue of the pre-existence of TFRs as stable structures in the corona remains to be addressed.

For that purpose, the determination of the coronal magnetic configuration still turns out to be of principal interest to prove or disprove one or the other model regardless of the AR under study.

A possible answer to that issue can be given by solving the *reconstruction problem* which has become a major topic of research in the past decades (Amari et al. 1997; Schrijver et al. 2006; Aly & Amari 2007; Wiegelmann 2008). Assuming the low corona to be in a force-free state due to the low- β value in the coronal plasma, the aim is to reconstruct the 3D magnetic configuration using the vector magnetogram measured near the photospheric level by vector magnetographs (e.g., *THEMIS/MTR*, *SOLIS/VSM*, *MSO/IVM*, *Hinode/SOT/SP*). Although this approach in its globality is subject to numerous assumptions and uncertainties (e.g., measurement errors, inversion of Stokes parameters, resolution of the 180° ambiguity, photosphere not perfectly force-free; see McClymont et al. 1997) mixed with a complex mathematical problem, some quite interesting results in favor of the TFR model have been provided. For instance, Régnier & Amari (2004) and Guo et al. (2010) showed the presence of a TFR as the magnetic structure supporting a filament respectively in AR 8151 and AR 10767, whereas Canou et al. (2009) highlighted the presence of a TFR tangent to the photosphere in the emerging main spot of AR 10808.

This paper considers the NOAA AR 10953 which is known to present good clues as to the emergence of a TFR related to the modification of the shape of a filament (see Section 2). We applied the two reconstruction methods XTRAPOL and FEMQ (Amari et al. 2006) within the framework of the previous study performed by DeRosa et al. (2009), and we found the presence of a TFR without any assumption other than that the corona is force-free. We extend this previous work within a more detailed study of the configuration as well as its link with the physics of the AR. In Section 2, we recall the context of this study and Section 3 presents the reconstruction method. The results are shown in Section 4 and are compared to the study of Su et al. (2009) in Section 5. The conclusion comes in Section 6.

2. CONTEXT

AR 10953 was a rather simple bipolar AR, formed by a strong concentration of negative polarity as leading sunspot and by a less concentrated positive polarity as following sunspot. AR 10953 did not have a strong flare activity. Only two small flares occurred during its appearance: a C8.5 two-ribbon flare on 2007 May 2 at 23:28 UT and a C4.2 flare on 2007 May 5 at 12:20 UT. Otherwise, the region was flare quiet above the C1.0 level. An interesting filament, on which we will focus later in the paper, extended from the main negative polarity to the south of the AR 10953. It was present from before 2007 April 28 until after May 4 even though its shape changed and that it suffered several activations. By studying the temporal evolution of vector magnetograms, Okamoto et al. (2008) suggested that a TFR emerged from below the photosphere. Moreover, Okamoto et al. (2009) studied with multi-instrument observations the formation and the maintenance of the filament. They related it to the emergence of the TFR. On the other hand, Su et al. (2009) used the flux rope insertion method (van Ballegoijen et al. 2007; Bobra et al. 2008) to model the magnetic structure of the filament before the C8.5 flare on May 2.

In this paper, we use the same data sets as those described in DeRosa et al. (2009) about which we recall some details. These were taken from a scan of the Spectro-Polarimeter (SP) instrument of the Solar Optical Telescope (SOT; Tsuneta et al. 2008)

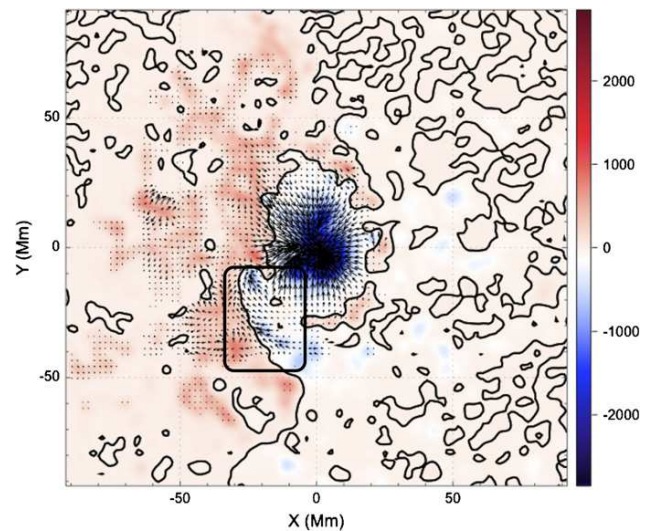


Figure 1. Preprocessed vector magnetogram from *Hinode/SOT/SP* on 2007 April 30 at 23:00 UT. The black contour represents the PIL, and the transverse magnetic field vectors below $\|\mathbf{B}_t\| < 30$ G are not plotted.

(A color version of this figure is available in the online journal.)

on board *Hinode* on 2007 April 30 from 22:30 to 23:00 UT. At this moment, AR 10953 was located at S10E09. The 180° ambiguity was solved using the AZAM utility (Metcalf et al. 2006, and references therein). Since the magnetic field is not perfectly force-free on the photosphere, the data were preprocessed by the method of Wiegelmann et al. (2006). This procedure decreases the magnetic forces and torques (Aly 1989) and reduces the small-scale variations of the magnetic field by a smoothing operation. It is also worth noting that the data from *Hinode/SOT/SP* just cover the central part of the AR and thus the vector magnetogram has been embedded in the line-of-sight magnetogram from the Michelson Doppler Imager (MDI; Scherrer et al. 1995) on board the *Solar and Heliospheric Observatory* spacecraft. However, no information about the transverse field for the MDI magnetogram exists. The final vector magnetogram presents a field of view of 186×186 Mm² with a resolution of 320×320 pixels.

Figure 1 shows the preprocessed vector magnetogram of the AR. In the black box along the southern part of the polarity inversion line (PIL), arrows representing the transverse magnetic field point from the negative polarity to the positive one; this particular configuration is referred to as T-like topology feature (Aly & Amari 1989) or bald patches (Titov et al. 1993) when seen on the photosphere and as inverse polarity configuration when seen higher in the corona. It indicates the presence of field lines tangent to the photosphere with an upward concavity suggesting the presence of a TFR; this location also corresponds to the projection on a plane parallel to the photosphere of the filament location. The scan of *Hinode/SOT/SP* was done one day after the filament changed from a complex shape to a simpler one (Okamoto et al. 2009). It also corresponds to a period of about two days before the study of Su et al. (2009) and during it, the flare activity was much below the C1.0 level.

3. RECONSTRUCTION METHOD

The corona $\Omega = \{z > 0\}$ is supposed to be filled up with a low- β plasma. The magnetic field is thus in a force-free state

which fulfills the following set of equations:

$$\nabla \times \mathbf{B} = \alpha(\mathbf{r}) \mathbf{B} \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2)$$

$$\mathbf{B} \cdot \nabla \alpha(\mathbf{r}) = 0, \quad (3)$$

where α is called the force-free function and, in the case of a nonlinear force-free (NLFF) field, it depends on the position. Equation (1), which states that the electric current density \mathbf{j} is collinear to the magnetic field \mathbf{B} , just expresses the balance between the magnetic tension and pressure forces. Equation (2) is the well-known divergence-free condition. Equation (3) (derived from the divergence of Equation (1)) means that α is constant along each field lines.

To solve this boundary value problem, we used two different methods: XTRAPOL and FEMQ (Amari et al. 2006). Both are based on a Grad–Rubin algorithm (Grad & Rubin 1958), which iteratively solves the hyperbolic and elliptic parts of the above set of equations with the appropriate boundary conditions (BCs), and which is associated with a well-posed formulation

$$\mathbf{B}^{(n)} \cdot \nabla \alpha^{(n)} = 0 \quad \text{in } \Omega \quad (4)$$

$$\alpha^{(n)} = \alpha_{\text{phot}} \quad \text{on } \partial\Omega^+ \text{ or } \partial\Omega^-, \quad (5)$$

and

$$\nabla \times \mathbf{B}^{(n+1)} = \alpha^{(n)} \mathbf{B}^{(n)} \quad \text{in } \Omega \quad (6)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B}^{(n+1)} = 0 \quad \text{in } \Omega \quad (7)$$

$$B_n^{(n+1)} = B_{z,\text{phot}} \quad \text{on } \partial\Omega. \quad (8)$$

In the previous equations, the superscript n represents the n th iteration of the Grad–Rubin algorithm. Equations (5) and (8) are the BCs for the hyperbolic and elliptic parts of the system, respectively. They are provided on the lower boundary $\partial\Omega = \{z = 0\}$ which is assumed to correspond to the photospheric layer where the vector magnetogram is measured. Moreover, Equation (5) means that α_{phot} is specified either in the positive polarity $\partial\Omega^+$ where $B_n > 0$, or in the negative polarity $\partial\Omega^-$ where $B_n < 0$. In both these methods, the Grad–Rubin algorithm is initialized with a potential field $\mathbf{B}^{(0)} = \mathbf{B}_\pi$ (also called current-free field) associated with $\alpha^{(0)} = 0$ in Equations (4)–(8) although their lateral and top BCs are different.

3.1. Two Different Implementations

The main properties of these two methods are briefly recalled; the interested reader is referred to Amari et al. (2006) for a detailed explanation.

1. XTRAPOL. This method is based on a finite difference discretization scheme and solves Equation (4)–(8) with the vector potential representation for the magnetic field ($\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$) along with a specific gauge condition. The different operators are discretized on a nonuniform and staggered mesh with Cartesian coordinates such that the divergence-free condition is thus satisfied to machine accuracy.
2. FEMQ. This method does not lead to exactly divergence-free solution. It is based on a Q1 finite element scheme; the force-free equations are solved for the magnetic field \mathbf{B} and not for the vector potential. The divergence-free condition is addressed by minimizing $\nabla \cdot \mathbf{B}$ in the least square sense for

the associated div-curl system corresponding to the elliptic problem.

3.2. Generation of Boundary Conditions

Both methods require the z -component of the magnetic field and the force-free function α_{phot} on $\partial\Omega$. Whereas $B_{z,\text{phot}}$ is directly accessible from the vector magnetogram, α_{phot} needs to be computed as follows by assuming that the vector magnetogram is force-free:

$$\alpha_{\text{phot}} = \frac{j_{z,\text{phot}}}{B_{z,\text{phot}}} = \frac{1}{\mu_0} \frac{(\nabla \times \mathbf{B}_{\text{phot}})_z}{B_{z,\text{phot}}}, \quad (9)$$

where $j_{z,\text{phot}}$ is the vertical component of the current density.

From Equation (9), one can see that special treatment is needed near the PIL where $B_{z,\text{phot}}$ is small. As in Bleybel et al. (2002), Régnier & Amari (2004), and Canou et al. (2009), we choose to set α_{phot} to zero where $|B_{z,\text{phot}}|$ is below its measurement error. A similar cutoff value is used for $\|\mathbf{B}_t\|$ in order to avoid unreliable values of $j_{z,\text{phot}}$ due to sudden variations on the computational mesh, or reconstruction could restore on the PIL some nonzero value of α_{phot} taken from the vicinity of the PIL. The maps of $B_{z,\text{phot}}$, $j_{z,\text{phot}}$, and α_{phot} are shown in Figure 2. It should be noted that the data have not been smoothed in this particular case since they were already preprocessed and smoothed using the method of Wiegelmann et al. (2006).

The normal component of the vector magnetogram presents a slight flux imbalance of 1.5% on the photosphere ($\phi^+ = 1.67 \times 10^{22}$ Mx and $\phi^- = -1.62 \times 10^{22}$ Mx). We use open BCs so that the magnetic flux is balanced (up to round-off machine errors) for all the boundaries of our simulation domain, and field lines are allowed to connect with the lateral and top boundaries.

4. RESULTS AND INTERPRETATION

The magnetic field is reconstructed in a volume of $[-93; 93] \times [-93; 93] \times [0; 149]$ Mm³ discretized on a nonuniform mesh in which gridpoints are accumulated in the areas where current is stronger, with $180 \times 160 \times 120$ gridpoints for both XTRAPOL and FEMQ models. The cutoff values are 5 G for $|B_{z,\text{phot}}|$ and 30 G for $\|\mathbf{B}_t\|$. The mesh and the BCs are the same for both models and are shown in Figures 2(a) and 2(c).

4.1. Magnetic Configurations and Presence of a TFR

Global views of the magnetic configuration are shown in Figure 3: panels (a) and (c) for XTRAPOL and panels (b) and (d) for FEMQ. A TFR clearly appears above the southern part of the PIL as suggested by Okamoto et al. (2008, 2009). Above the TFR, the presence of weakly sheared loops participates in the relative confinement (and thus stability properties) of the magnetic system. Hereafter, we will mainly focus on the results obtained with XTRAPOL; yet we found very similar results with the reconstruction obtained with FEMQ.

As shown in Figure 4, the TFR reconstructed with XTRAPOL is visible in a closer view. Three different sets of field lines are drawn: the darker one represents the twisted core of the TFR, the purple one is highly sheared but little twisted, and the green one is low-lying short and sheared arcades. The horizontal transition between the short arcades (green set) and the long one (purple set) induces the presence of rapid variation in the connectivity mapping defined by the field lines, resulting in the presence of two quasi-separatrix layers (Titov et al. 2002) on each side of

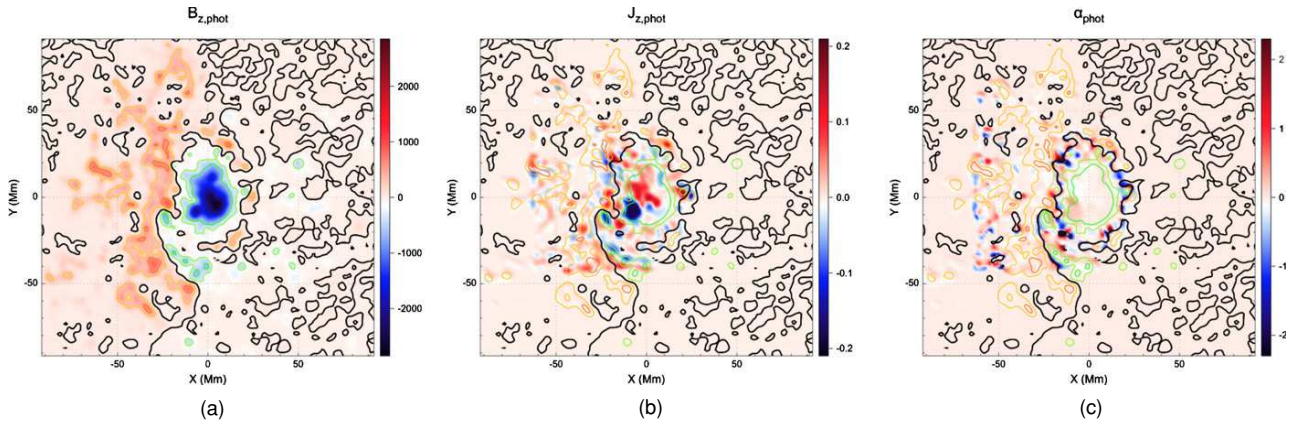


Figure 2. (a) Vertical component $B_{z,\text{phot}}$ of the magnetic field in Gauss. (b) Vertical component $j_{z,\text{phot}}$ of the current density in mA cm^{-2} . (c) α_{phot} function in Mm^{-1} . The black contours represent the PIL, and the colored ones are $B_{z,\text{phot}} = \pm 300, \pm 600$ G. (A color version of this figure is available in the online journal.)

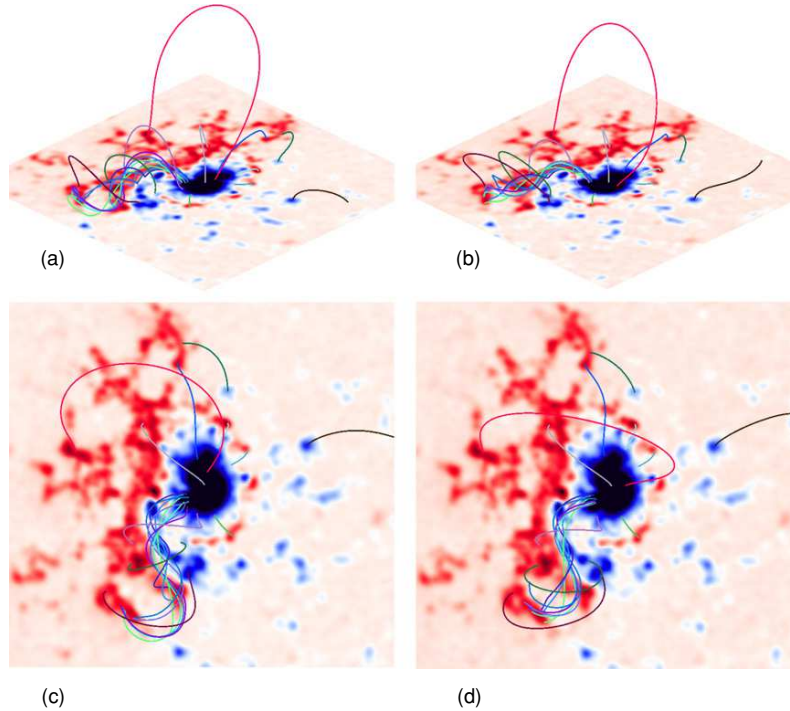


Figure 3. Same selected field lines are drawn for each model: (a) global view of AR 10953 reconstructed by XTRAPOL, (b) same as (a) but reconstructed with FEMQ, (c) view from above for XTRAPOL, and (d) same as (c) but for FEMQ. (A color version of this figure is available in the online journal.)

the PIL. Those structures form a hyperbolic flux tube which surrounds the twisted core (Titov 2007). It is to be noted that there is no null point between the low-lying sheared arcades and the TFR.

In the negative polarity, the footpoints of the TFR core are anchored where the large amount of vertical current density is responsible for its appearance (see Figure 2(b)). It should be noted that α_{phot} has been imposed in the negative polarity, on the one hand, to take into account this large amount of current and, on the other hand, to reduce the impact of the absence of information about the transverse magnetic field in the MDI data for the southern part of the AR.

In the positive polarity, the footpoints are anchored in two different locations separated by a negative polarity area (see

Figures 2(a) and 4(a)). The height of the TFR is 25 Mm, it has a width of 15 Mm in its center, and a length of 78 Mm.

4.2. Remarks on Small Sheared Arcades below the TFR

As shown in Figure 4 for the XTRAPOL model, some small sheared arcades are present below the TFR; these are also present for FEMQ. But this presence is not expected and field lines tangent to the photosphere should rather be seen, in agreement with the BPs observed at this location on the vector magnetogram (Figure 1). The arcades extend on approximately two gridpoints (2.08 Mm) on each side of the PIL and extend vertically on about three gridpoints (0.62 Mm). We think that their presence is an artifact primarily caused by observational and thus associated computational reasons.

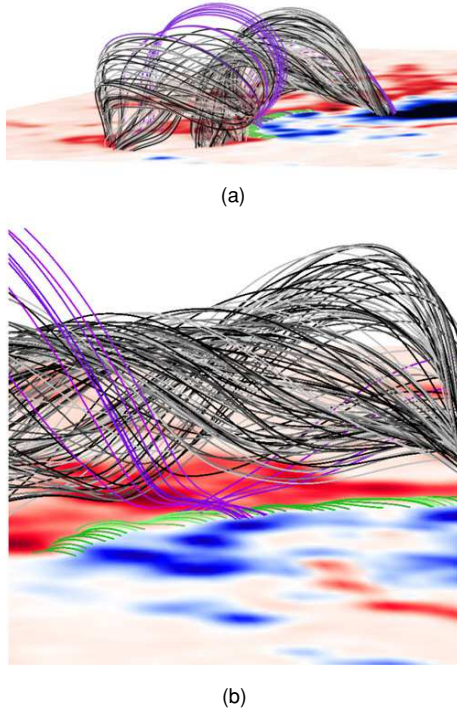


Figure 4. Zoom on the TFR: (a) its general shape (b) its central part. The same three set of field lines are drawn for both panels: green one, underlying sheared arcades; purple one, strongly sheared but few twisted field lines; and darker one, highly twisted core of the TFR.

(A color version of this figure is available in the online journal.)

As said in Section 3.2, the transverse magnetic field is unknown for most of the MDI data although the preprocessing of data restored some information. Thus, for the very southern part of the TFR, α_{phot} is zero in both polarities.

Furthermore and despite the preprocessing, this data set presents an inconsistency with the force-free assumption. On the photosphere, one can write

$$\mathbf{j}_{\text{phot}} = \alpha_{\text{phot}} \mathbf{B}_{\text{phot}}, \quad (10)$$

if \mathbf{B}_{phot} is assumed to be force-free. The point is that the usually used relation Equation (9) is only the projection of this equation: $j_{z,\text{phot}} = \alpha_{\text{phot}} B_{z,\text{phot}}$. Equation (10) readily implies that for α_{phot} bounded (a condition anyway necessary to ensure the existence of a solution, see Boulmezaoud & Amari 2000), the vertical current density should be null on the PIL. But one can see in Figure 2(b) that the current density differs from zero on the PIL, which therefore prevents the use of a l'Hospital rule as in Cuperman et al. (1991). Whether the breakdown of the force-free assumption may result from the emergence of the TFR and the presence of non-null magnetic forces linked to the presence of other forces (e.g., pressure gradient, plasma velocities near or higher than the Alfvén velocity) is an issue that remains beyond the scope of the present study and is not solved in this paper.

However, it is worth noting that computing α_{phot} directly from Equation (10) would avoid any constraint on the PIL (except only the presence of a null point) since α_{phot} would be given by

$$\alpha_{\text{phot}} = \frac{\mathbf{j}_{\text{phot}} \cdot \mathbf{B}_{\text{phot}}}{\mathbf{B}_{\text{phot}} \cdot \mathbf{B}_{\text{phot}}}. \quad (11)$$

Using Equation (11) might highly improve the efficiency of the Grad–Rubin-like reconstruction model. However, vector

Table 1
Energies, Relative Helicity, and Force-Free Parameters for the Different Models

Model	W_{π}	$W[\mathbf{B}]$	ΔW	W_{σ}	ΔH	CWsin	$\langle f_i \rangle$
FEMQ	8.85	11.25	2.40	15.81	...	0.10	2.06×10^{-4}
XTRAPOL	8.63	11.27	2.64	15.81	1.49	0.08	0.30×10^{-9}
Relaxed XTRAPOL	8.63	11.24	2.61	15.81	1.44	0.01	7.84×10^{-9}

Note. Energies are expressed in 10^{32} erg and helicities in 10^{42} G² cm⁴ (see the text for details).

magnetograms should be given at two different heights in order to compute the transverse current density $\mathbf{j}_{r,\text{phot}}$.

4.3. Magnetic Energy and Relative Helicity

The magnetic energy is defined as $W[\mathbf{B}] = \int_{\Omega} \frac{B^2}{2\mu_0} dV$. Various relevant magnetic energies have been computed for the two reconstruction methods and are summarized in the first two rows of Table 1. W_{π} , $W[\mathbf{B}]$, and W_{σ} are respectively the potential field, the NLFF field, and the open-field energies, and ΔW is the free magnetic energy, that is, the maximum energy that can be released during a flare and/or a CME.

Since the mesh and the distribution of $B_{z,\text{phot}}$ are the same for XTRAPOL and FEMQ, the open-field energies are identical for both methods. But, as said in Section 3, the potential field was computed with two different lateral and top BCs, so that a small difference appears in the potential field energies.

The NLFF energies are very similar for both methods, and the configurations stored enough free energy to power the C-class flares. Nonetheless, as expected, the XTRAPOL model has a free magnetic energy ($0.31 \times W_{\pi}$) larger than that of the FEMQ model ($0.27 \times W_{\pi}$). This is due to the difference in their potential magnetic energies. It is also worth noting that, for both models, the Aly–Sturrock conjecture is clearly satisfied: $W_{\pi} \leq W[\mathbf{B}] < W_{\sigma}$ (Aly 1991; Sturrock 1991).

The relative magnetic helicity can easily be computed for XTRAPOL which solves the vector potential \mathbf{A} . Using the expression $\Delta H_m = \int_{\Omega} (\mathbf{A} + \mathbf{A}_{\pi}) \cdot (\mathbf{B} - \mathbf{B}_{\pi}) dV$ (Finn & Antonsen 1985), one gets a positive value for the relative helicity (see Table 1). For this southern AR, this is in agreement with the fact that southern ARs tend to have a positive helicity (and northern ARs a negative one; Pevtsov et al. 1995, 2001).

4.4. Quality of the Reconstruction and MHD Relaxed State

The last two columns of Table 1 present two parameters often used to indicate a measure of the quality of a reconstruction procedure. $\langle |f_i| \rangle$ represents a measure of the divergence-free condition and CWsin is the current-weighted average of the sine of the angle between the current density and the magnetic field (as defined in Wheatland et al. 2000). These two parameters are equal to zero for an exact force-free magnetic field. We found that these parameters are small enough for both models. Furthermore, whereas CWsin is almost identical to the one computed in DeRosa et al. (2009) with our models, $\langle |f_i| \rangle$ is even several orders of magnitude smaller. Indeed, our previous results were interpolated on a different mesh to facilitate the comparison and exploitation of the results. Thus, the benefit of using a staggered grid and of the minimization was lost for XTRAPOL and FEMQ models, respectively, while implying better values for the divergence of the magnetic field in this paper.

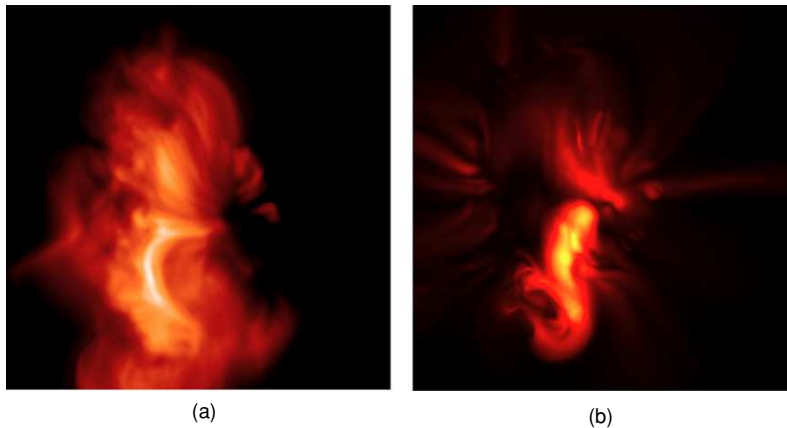


Figure 5. Qualitative comparison between *Hinode*/XRT images and the vertically integrated current density. (a) Time-averaged and logarithmically scaled *Hinode*/XRT soft X-ray image on 2007 April 30 between 22:30 and 23:00 UT. (b) Vertically integrated current density from XTRAPOL. The same field of view is plotted for both panels.

(A color version of this figure is available in the online journal.)

The magnetic configuration computed above as an NLFF model represents an equilibrium to a relatively good level of accuracy. This equilibrium may be either linearly stable or unstable. While there is no general necessary condition for the linear stability of a 3D force-free magnetic configuration in equilibrium having its footpoints connected to the boundary, there exists a sufficient condition (Aly 1990): $\alpha_0 L \leq 1$, where α_0 is the order of magnitude of the force-free function, and L is the typical length scale of the structure. Applying this condition to the TFR with $\alpha_0 = [0.20; 0.55] \text{ Mm}^{-1}$ (taken at the footpoints of the TFR in the negative polarity) and $L = 78 \text{ Mm}$, we find that this condition is not fulfilled: $\alpha_0 L = [15.6; 42.9] > 1$. However, since it is only a sufficient condition for stability, we cannot conclude that the configuration is an unstable configuration. Thus, this question still remains to be addressed.

A practical way for addressing this issue thus consists in starting from the configuration reconstructed above with XTRAPOL as an initial state and solving an MHD evolution boundary value problem associated with an MHD viscous relaxation. This corresponds to a linear stability evolution in which the perturbation arises from the numerical noise. In cylindrical geometry, this would be equivalent to a superposition of various modes. Using the code METEOSOL (Amari et al. 2000), the configuration evolves ideally (i.e., with zero resistivity) from $t = 0$ to $t = 450$ in unit of Alfvén time. The various magnetic energies, the relative helicity, and the force-free parameters of the relaxed state are summarized in the last row of Table 1. At the end, the magnetic energy and the relative helicity have slightly decreased (respectively 0.3% and 3.4%). The relaxed configuration in the neighborhood of the TFR still exhibits the same three-part structure and topological features (not shown here). Moreover, the viscous relaxation had the effect of decreasing the CWsin parameter; that is, to align in a better way the current density to the magnetic field by dissipating the residual Lorentz forces. Thus, the reconstructed configuration can be considered as a linearly stable equilibrium up to those “numerical perturbations.”

Although this relaxation process is not meaningful in realistic solar conditions, it agrees with the observed stability of the filament shape and with the few activities observed in the following days.

4.5. Large-scale Properties

We now study some large-scale properties of the reconstructed configuration, attempting to link them to the major features of AR 10953.

We first compare the vertically integrated current density with the *Hinode*/XRT images in Figure 5. The vertically integrated current density does not represent the real soft X-ray emission, but it may be used as a good proxy for a qualitative comparison. The X-ray telescope (XRT) image has been time averaged over the period of scan of SOT/SP. We found a strong concentration of current in the south of the AR similar to the soft X-ray emission present in the XRT image. However, neither the most southern thin structures nor the northern structures are well recovered. This could be expected as a result of the absence of information about the transverse magnetic field in the MDI data.

On the other hand, the reconstructed TFR seems to coincide with the location of the filament. To determine more precisely whether the TFR is the filament, the magnetic dips in the vicinity of the TFR have been computed.

A magnetic dip is a concavity of the magnetic field line within which the matter can be stored on a pressure scale height h . One has to find the location where $\mathbf{B}_r \cdot \nabla B_z|_{B_z=0} \geq 0$ (Aulanier & Demoulin 1998) and to trace the field lines from their bottom to the height h (assumed here to be 300 km). The result is shown in Figure 6 where two $H\alpha$ images from *SMART* are present to compare. A quite good agreement is found between the location of magnetic dips and the darker zone on $H\alpha$ images representing the filament spine. In any NLFF model, these dips are not created by gravity but are only the consequence of the current density flowing along the field lines.

Despite the presence of the sheared arcades on the “few gridpoints” of the lower part of the simulation domain, the reconstruction has shown a good correspondence with the XRT and $H\alpha$ images, in addition to good force-free parameters. So, it seems that their presence below the TFR does not call into question the presence and the large-scale properties of the TFR.

5. COMPARISON WITH THE FLUX ROPE INSERTION METHOD

We now compare our results with that of Su et al. (2009) on May 2, beginning by the TFR shape. Comparing their Figure 7 with our Figure 3(c), one can see that the two TFRs are very

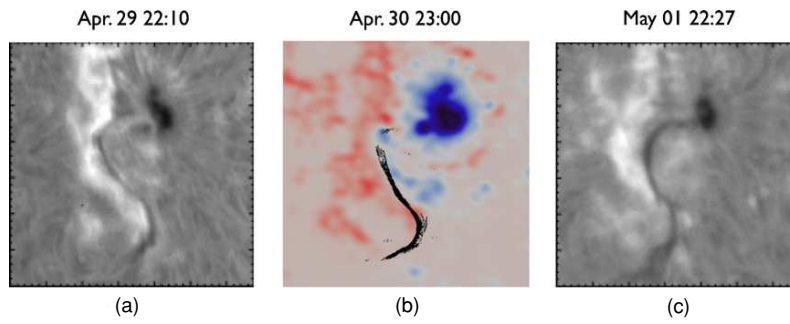


Figure 6. Comparison between *SMART/H α* images and the location of dips in the TFR. (a) *SMART/H α* image on 2007 April 29 at 22:10 UT, (b) location of dips from XTRAPOL, and (c) *SMART/H α* image on 2007 May 1 at 22:27 UT.

(A color version of this figure is available in the online journal.)

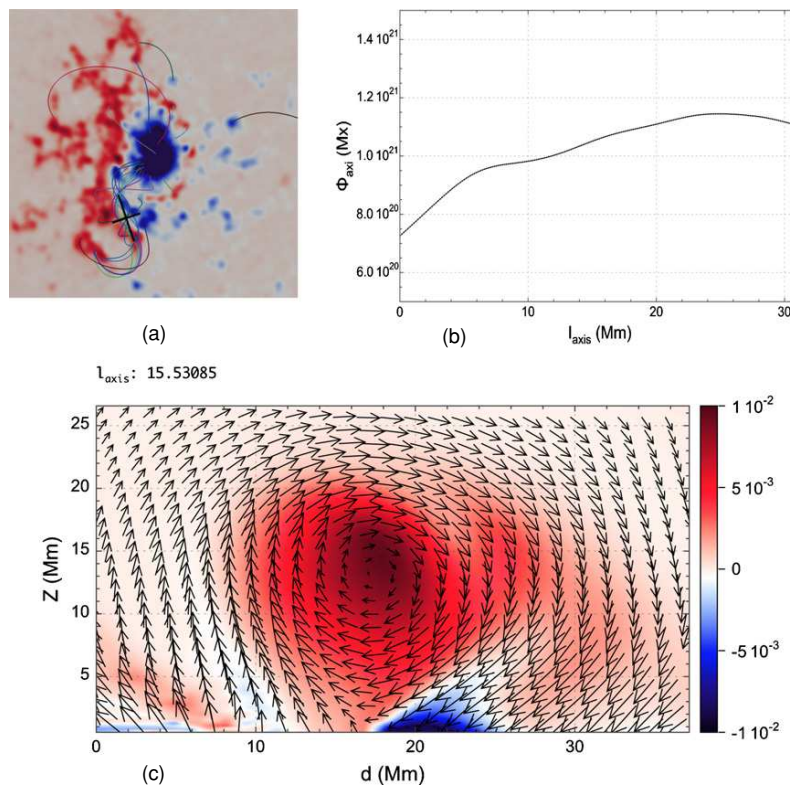


Figure 7. (a) Same figure as Figure 3(c). Black lines represent the axis along which Φ_{axi} has been computed and the transversal cut perpendicular to this axis. (b) Axial flux Φ_{axi} in Mx along the TFR. (c) Vertical cross section of the current density parallel to the TFR axis and black arrows are the transverse magnetic field.

(A color version of this figure is available in the online journal.)

similar in their structure and by the location of their anchoring footpoints. This turns out to be in agreement with both the low activity of the AR and the few changes in the filament shape as noticed by Okamoto et al. (2009) during this period. However, the TFR found by XTRAPOL seems to be more twisted.

Unlike the NLFF models, the aim of the flux rope insertion method is not to recover the features of vector magnetograms. Rather, two parameters are fixed by the user to determine the shape of the TFR: the axial flux Φ_{axi} and the poloidal flux F_{pol} . The result is then compared with the observations to determine one or several best-fit models. The axial flux Φ_{axi} for the XTRAPOL model has been computed along the straight part of the TFR axis as shown by the longest black line in Figure 7(a). As shown in Figure 7(b), the values of Φ_{axi} lie between 7×10^{20} and 12×10^{20} Mx. These values correspond

to the range of values of the best-fit models of Su et al. (2009) and are below the limit of 15×10^{20} Mx above which they found the TFR to be unstable. Moreover, on each extremity of the axis chosen for the calculation, the flux starts decreasing from the location where the field lines begin to curve to connect to the photosphere.

Su et al. (2009) found a free magnetic energy of about 0.85×10^{32} erg whereas we found 2.64×10^{32} erg. These values seem consistent: on the one hand, our TFR is more twisted and, on the other hand, our model takes also into account the electrical currents outside the TFR location.

One last point which is worth comparing is the location of the current density parallel to the TFR axis in the two models. Su et al. (2009) found that it is distributed on the outer edge of the TFR. A transversal cut of the TFR axis was taken along the

shortest black line in Figure 7(a). Figure 7(c) shows the current density parallel to this plane for the XTRAPOL model, and the black arrows represent the magnetic field tangent to this plane. In our model, the current is located in the core of the TFR. This might be the most striking difference between these two studies which can be however expected: in our case, the TFR is anchored in the negative polarity where a large amount of electric current is present and, in an NLFF model, the current density is located along the field lines. This also explains why a more twisted flux rope is recovered for the XTRAPOL model. However, increasing the poloidal flux F_{pol} for the flux rope insertion method leads to a current located in the core (Bobra et al. 2008), but also to possible unstable configurations.

Okamoto et al. (2008, 2009) noticed that the changes in the shape of the filament were closely related to the period of emergence of the TFR during April 28 and 29. They also observed the appearance of brightenings in the $H\alpha$ images due to reconnection and they suggested that the emerging TFR reconnected with the overlying magnetic structure supporting the filament to form a single magnetic structure. The conclusion drawn by these observations is in agreement with our reconstruction models: the filament is recovered by a single TFR and there is no other dipped magnetic structure in its vicinity. However, the NLFF models cannot give any clues about the physical processes involved in the filament formation or evolution.

6. CONCLUSION

AR 10953 was a low-flaring AR during its appearance on the disk from 2007 April 26 to May 9. It presented features of an emergence of a TFR linked to the evolution of an overlying filament (Okamoto et al. 2008, 2009).

Using the vector magnetogram of *Hinode*/SOT/SP on 2007 April 30, two different numerical implementations of the Grad–Rubin algorithm have been applied to AR 10953 in order to reconstruct the 3D NLFF magnetic field. Both models highlighted the presence of a TFR above the southern part of the PIL in agreement with the location of the filament. Although they found very similar results for the magnetic configuration and the energetic content, they were able to recover the vector magnetogram features under the TFR up to the presence of small sheared arcades. This is certainly due to a combination of the following: (1) the lack of information on the MDI data and (2) underlying physical processes which imply a magnetic field too far from the NLFF assumption.

However, the force-free parameters and the viscous relaxation process confirm that the reconstructed configuration is the only one in that neighborhood and might represent a linearly stable force-free equilibrium (up to those noise level numerical perturbations). Furthermore, the magnetic dipoles and the vertically integrated current density have been computed and are in good agreement with the *SMART*/ $H\alpha$ and *Hinode*/XRT images, respectively.

These large-scale properties of the reconstructed TFR along with the independent studies of Okamoto et al. (2008, 2009) and Su et al. (2009) indicate that the cool material of the filament is supported by a TFR during a period of several days without any violent CMEs. Moreover, the free magnetic energy is already large enough to power the two C-class flares that happen during the following days.

Along with the work of Régnier & Amari (2004) and Guo et al. (2010), this work is the third example of an AR filament recovered by a TFR directly by using the whole information

contained in vector magnetograms (of course, there exists other examples where different techniques from the NLFF reconstruction have been used). However, we do not claim that the magnetic structure of an AR filament is necessarily a TFR; moreover, the distinction between moderate/small twist and shear becomes disputable for arbitrary 3D magnetic configurations. And although these works are encouraging, many more ARs need to be studied with the help of both observations and NLFF modeling in order to link observable properties and evolution of ARs with their 3D magnetic configuration.

We thank P. Démoulin, T. Török, and G. Valori for valuable discussions about this AR, and M. DeRosa for his explanations about co-alignment of XRT images, as well as G. Aulanier for more general stimulating discussions. *Hinode* is a Japanese mission developed and launched by ISAS/JAXA, with NAOJ as a domestic partner, and NASA and STFC (UK) as international partners. It is operated by these agencies in co-operation with ESA and NSC (Norway). We also thank CNES (Centre National d'Etudes Spatiales) for support.

REFERENCES

- Aly, J. J. 1989, *Sol. Phys.*, **120**, 19
 Aly, J. J. 1990, *Phys. Fluids B*, **2**, 1928
 Aly, J. J. 1991, *ApJ*, **375**, 61
 Aly, J. J., & Amari, T. 1989, *A&A*, **221**, 287
 Aly, J. J., & Amari, T. 2007, *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, **101**, 249
 Amari, T., & Aly, J. J. 1989, *A&A*, **208**, 261
 Amari, T., & Aly, J. J. 1992, *A&A*, **265**, 791
 Amari, T., Aly, J. J., Luciani, J. F., Boulmezaoud, T. Z., & Mikic, Z. 1997, *Sol. Phys.*, **174**, 129
 Amari, T., Aly, J. J., Mikic, Z., & Linker, J. 2007, *ApJ*, **671**, L189
 Amari, T., Boulmezaoud, T. Z., & Aly, J. J. 2006, *A&A*, **446**, 691
 Amari, T., Luciani, J. F., & Aly, J. J. 2004, *ApJ*, **615**, L165
 Amari, T., Luciani, J. F., & Aly, J. J. 2005, *ApJ*, **629**, L37
 Amari, T., Luciani, J. F., Aly, J. J., Mikic, Z., & Linker, J. 2003a, *ApJ*, **585**, 1073
 Amari, T., Luciani, J. F., Aly, J. J., Mikic, Z., & Linker, J. 2003b, *ApJ*, **595**, 1231
 Amari, T., Luciani, J. F., Mikic, Z., & Linker, J. 1999, *ApJ*, **518**, L57
 Amari, T., Luciani, J. F., Mikic, Z., & Linker, J. 2000, *ApJ*, **529**, L49
 Antiochos, S. K., DeVore, C. R., & Klimchuk, J. A. 1999, *ApJ*, **510**, 485
 Anzer, U., & Priest, E. 1985, *Sol. Phys.*, **95**, 263
 Archontis, V., Moreno-Insertis, F., Galsgaard, K., Hood, A., & O'Shea, E. 2004, *A&A*, **426**, 1047
 Aulanier, G., & Démoulin, P. 1998, *A&A*, **329**, 1125
 Aulanier, G., DeVore, C. R., & Antiochos, S. K. 2002, *ApJ*, **567**, L97
 Aulanier, G., Török, T., Démoulin, P., & DeLuca, E. E. 2010, *ApJ*, **708**, 314
 Bleybel, A., Amari, T., van Driel-Gesztelyi, L., & Leka, K. D. 2002, *A&A*, **395**, 685
 Bobra, M. G., van Ballegoijen, A. A., & DeLuca, E. E. 2008, *ApJ*, **672**, 1209
 Boulmezaoud, T. Z., & Amari, T. 2000, *Z. Angew. Math. Phys.*, **51**, 942
 Canou, A., Amari, T., Bommier, V., Schmieder, B., Aulanier, G., & Li, H. 2009, *ApJ*, **693**, L27
 Cheung, M. C. M., Schüssler, M., & Moreno-Insertis, F. 2007, *A&A*, **467**, 703
 Cuperman, S., Démoulin, P., & Semel, M. 1991, *A&A*, **245**, 285
 Démoulin, P. 1998, in ASP Conf. Ser., 150, IAU Colloq. 167, New Perspectives on Solar Prominences, ed. D. F. Webb, B. Schmieder, & D. M. Rust (San Francisco, CA: ASP), 78
 Démoulin, P., & Priest, E. R. 1988, *A&A*, **206**, 336
 Démoulin, P., & Priest, E. R. 1989, *A&A*, **214**, 360
 DeRosa, M. L., et al. 2009, *ApJ*, **696**, 1780
 DeVore, C. R., & Antiochos, S. K. 2000, *ApJ*, **539**, 954
 Dudík, J., Aulanier, G., Schmieder, B., Bommier, V., & Roudier, T. 2008, *Sol. Phys.*, **248**, 29
 Fan, Y. 2001, *ApJ*, **554**, L111
 Fan, Y., & Gibson, S. E. 2004, *ApJ*, **609**, 1123
 Finn, J. H., & Antonsen, T. M. 1985, *Comments Plasma Phys. Control. Fusion*, **9**, 111
 Galsgaard, K., Moreno-Insertis, F., Archontis, V., & Hood, A. 2005, *ApJ*, **618**, L153

- Gary, G. A., & Moore, R. L. 2004, *ApJ*, **611**, 545
- Grad, H., & Rubin, H. 1958, in Proc. 2nd Intern. Conf. Peaceful Uses of Atomic Energy, Vol. 31 (Geneva: United Nations), 190
- Guo, Y., Schmieder, B., Démoulin, P., Wiegmann, T., Aulanier, G., Török, T., & Bommier, V. 2010, *ApJ*, **714**, 343
- Kuperus, M., & Raadu, M. A. 1974, *A&A*, **31**, 189
- Lionello, R., Mikić, Z., Linker, J. A., & Amari, T. 2002, *ApJ*, **581**, 718
- López Fuentes, M. C., Demoulin, P., Mandrini, C. H., & van Driel-Gesztelyi, L. 2000, *ApJ*, **544**, 540
- Lynch, B. J., Antiochos, S. K., DeVore, C. R., Luhmann, J. G., & Zurbuchen, T. H. 2008, *ApJ*, **683**, 1192
- Mackay, D. H., Karpen, J. T., Ballester, J. L., Schmieder, B., & Aulanier, G. 2010, *Space Sci. Rev.*, **151**, 333
- Magara, T., & Longcope, D. W. 2003, *ApJ*, **586**, 630
- Manchester, W., IV, Gombosi, T., DeZeeuw, D., & Fan, Y. 2004, *ApJ*, **610**, 161
- McClymont, A. N., Jiao, L., & Mikić, Z. 1997, *Sol. Phys.*, **174**, 191
- Metcalf, T. R., et al. 2006, *Sol. Phys.*, **237**, 267
- Okamoto, T. J., et al. 2008, *ApJ*, **673**, L215
- Okamoto, T. J., et al. 2009, *ApJ*, **697**, 913
- Pevtsov, A. A., Canfield, R. C., & Latushko, S. M. 2001, *ApJ*, **549**, L261
- Pevtsov, A. A., Canfield, R. C., & Metcalf, T. R. 1995, *ApJ*, **440**, L109
- Régnier, S., & Amari, T. 2004, *A&A*, **425**, 345
- Scherrer, P. H., et al. 1995, *Sol. Phys.*, **162**, 129
- Schrijver, C. J., et al. 2006, *Sol. Phys.*, **235**, 161
- Sturrock, P. A. 1991, *ApJ*, **380**, 655
- Su, Y., van Ballegoijen, A., Lites, B. W., Deluca, E. E., Golub, L., Grigis, P. C., Huang, G., & Ji, H. 2009, *ApJ*, **691**, 105
- Titov, V. S. 2007, *ApJ*, **660**, 863
- Titov, V. S., & Démoulin, P. 1999, *A&A*, **351**, 707
- Titov, V. S., Hornig, G., & Démoulin, P. 2002, *J. Geophys. Res.*, **107**, 1164
- Titov, V. S., Priest, E. R., & Démoulin, P. 1993, *A&A*, **276**, 564
- Tsuneta, S., et al. 2008, *Sol. Phys.*, **249**, 167
- van Ballegoijen, A. A. 2004, *ApJ*, **612**, 519
- van Ballegoijen, A. A., DeLuca, E. E., Squires, K., & Mackay, D. H. 2007, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **69**, 24
- van Ballegoijen, A. A., & Martens, P. C. H. 1989, *ApJ*, **343**, 971
- Wheatland, M. S., Sturrock, P. A., & Roumeliotis, G. 2000, *ApJ*, **540**, 1150
- Wiegmann, T. 2008, *J. Geophys. Res.*, **113**, A03S02
- Wiegmann, T., Inhester, B., & Sakurai, T. 2006, *Sol. Phys.*, **233**, 215

B.3 Evidence for a Pre-Eruptive Twisted Flux Rope using THEMIS Vector Magnetograph Canou et al. (2009)

Le travail exposé dans cet article est repris et complété dans la Partie III.

Résumé : Bien qu'il existe des preuves de formation de structures torsadées durant les événements éruptifs, il n'est pas encore clair que de telles structures existent à l'état de tube de flux torsadé à l'équilibre durant la phase pré-éruptive. Cette problématique est d'un intérêt capital puisque de nombreux modèles théoriques d'évolution coronale par changement photosphérique ou par émergence sub-photosphérique peuvent conduire à la formation de tels tubes de flux torsadé. On considère, pour répondre en partie à cette question, la région active AR 10808 connue pour être à l'origine de différents événements éruptifs et associée à l'émergence d'un δ -spot. A partir du magnétogramme vectoriel de *THEMIS*/MTR comme conditions aux limites photosphériques pour le code de reconstruction de champ sans force non-linéaire et sans autre hypothèse, nous montrons que la configuration magnétique pré-éruptive présente un tube de flux torsadé tangent à la ligne neutre du δ -spot émergent. De surcroît, l'énergie magnétique libre est suffisamment élevée pour expliquer les différents événements éruptifs.

EVIDENCE FOR A PRE-ERUPTIVE TWISTED FLUX ROPE USING THE THEMIS VECTOR MAGNETOGRAPH

A. CANOU¹, T. AMARI^{1,5}, V. BOMMIER², B. SCHMIEDER³, G. AULANIER³, AND H. LI⁴¹ CNRS, Centre de Physique Théorique de l'École Polytechnique, F-91128 Palaiseau Cedex, France; amari@cpt.polytechnique.fr² Observatoire de Paris, LERMA, 5 place Jules Janssen, F-92190 Meudon cedex, France³ Observatoire de Paris, LESIA, 5 place Jules Janssen, F-92190 Meudon cedex, France⁴ Purple Mountain Observatory, Nanjing 210008, People's Republic of China

Received 2008 December 15; accepted 2009 January 13; published 2009 February 11

ABSTRACT

Although there is evidence that twisted structures form during large-scale eruptive events, it is not yet clear whether these exist in the pre-eruptive phase as twisted flux ropes (TFRs) in equilibrium. This question has become a major issue since several theoretical mechanisms can lead to the formation of TFRs. These models consider either the evolution of a coronal configuration driven by photospheric changes or the emergence of TFR from the convection zone. We consider as a target for addressing this issue the active region NOAA AR 10808 known at the origin of several large-scale eruptive phenomena, and associated with the emergence of a δ -spot. Using the THEMIS vector magnetogram as photospheric boundary conditions for our nonlinear force-free reconstruction model of the low corona and without any other assumption, we show that the resulting pre-eruptive configuration exhibits a TFR above the neutral line of the emerging δ -spot. In addition, the free magnetic energy of this configuration could even be large enough to explain such resulting large-scale eruptive events.

Key words: MHD – Sun: corona – Sun: magnetic fields

1. INTRODUCTION

A typical coronal mass ejection (CME) structure contains a front, a dark cavity, and a plasmoid. This plasmoid has often been associated with the cool material of a prominence which is ejected with the CME, with a typical mass of 10^{16} g and an average speed of 10^3 km s⁻¹ (see Gopalswamy et al. (2006) and Forbes et al. (2006), for interesting reviews of the many observations relevant to the CME model and constraints). A key issue is whether this prominence is just tracing the visible CME phenomenon as a passive entity, or if it plays an active role in the initiation of the mechanism itself.

Observations show the presence of twist in the eruptive prominence (as in the well known “Granddaddy” prominence). Gary & Moore (2004) made a quantitative study showing that during the eruptive phase a twisted structure clearly appears in favor of a twisted flux rope (TFR; Gibson et al. 2006). However, this does not represent evidence for the existence of this twisted structure prior to the eruption. Therefore, determining the nature of the pre-eruptive configuration is an important issue.

Although it is now well known that the magnetic field is dominant in the low corona, it is not yet fully accessible in the corona by observational means. A large variety of models have been proposed for the pre-eruptive magnetic configuration; these can be gathered into two generic classes: the TFR model and the magnetic arcade one. These are intimately related to the determination of the magnetic structure responsible for the support of prominence in their magnetic dips (Forbes et al. 2006; Dudík et al. 2008). Both these types of pre-eruptive configuration models have also been shown to lead to large-scale disruptions, either in simple topology (such as the flux cancellation model; Amari et al. 2000) or in complex topology only (such as the breakout model (Antiochos et al. 1999) or also the flux cancellation model (Amari et al. 2007)).

On the other hand, assuming the presence of a TFR in the convection zone (CZ), numerical simulations of emerging TFR

have been given a great deal of attention to attempt to deduce both emergence through the CZ and across the photosphere (Fan 2001; Magara & Longcope 2003; Archontis et al. 2004; Galsgaard et al. 2005; Manchester et al. 2004; Cheung et al. 2007).

However, without any assumption in the above coronal models proposed for the formation of a TFR or without assuming the pre-existence of such TFR in the CZ, it has not yet been proven that such TFRs exist in the corona after emergence of subphotospheric structures.

For this reason, solar physicists have turned toward the determination of the three-dimensional coronal configuration, using boundary conditions from various photospheric magnetograms of ground-based (IVM, SOLIS, ASP, and THEMIS) or embarked (*Hinode*, *SDO* in the future) vector magnetographs. This problem has been called the *reconstruction problem*. Although solving this problem is still an active field of research (Amari et al. 1997; Schrijver et al. 2006; Aly & Amari 2007; Wiegmann 2008), there exist few cases for which TFRs have been successfully reconstructed in the pre-eruptive configuration (Régner & Amari 2004), although this case does not correspond to the case of an emerging active region (AR).

Qualitative arguments of association of an emerging AR and the apparition of a TFR in the corona have been shown (Lites & Low 1997). An emerging delta-type sunspot (δ -spot) in active region NOAA AR 10808 exhibiting tongues gives indications that a TFR is emerging from below (López Fuentes et al. 2000). What is the coronal signature of this emerging structure? Is there quantitative evidence of a TFR present in the corona?

In this Letter, we report a contribution to the solution of that problem. This AR has been observed by THEMIS, thus providing a vector magnetogram. Using these data without any other assumption but that the low corona is force free, we reconstruct the coronal magnetic field as a nonlinear force-free (NLFF) field using our reconstruction code XTRAPOL (Amari et al. 2006). We thus determine the nature of the pre-eruptive configuration, and in particular above the emerging δ -spot.

⁵ Associate scientist at Observatoire de Paris, LESIA, 5 place Jules Janssen, F-92190 Meudon cedex, France.

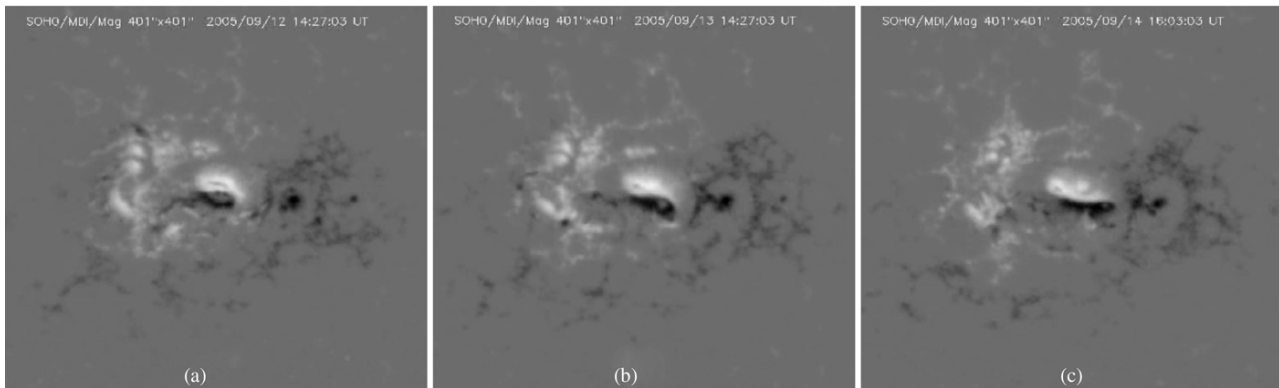


Figure 1. SOHO/MDI magnetogram during the emergence of the δ -spot from 2005 September 12 to September 14. One clearly sees evidence of tongue formation on panels (a), (b), and (c).

2. ACTIVE REGION AR 10808 AND RECONSTRUCTION MODEL

On 2005 September 7, NOAA AR 10808 appeared on the east limb of the solar disk in the Southern Hemisphere. It was a very flare-productive AR: during its appearance more than 10 X-class and 25 M-class flares occurred. In panel (b) of the *Solar and Heliospheric Observatory* (SOHO)/MDI magnetogram (see Figure 1), we see that AR 10808 is composed of an emerging δ -spot with two elongated tongues surrounded by two opposite diffuses polarities. The δ -spot underwent a counterclockwise rotation motion of its two polarities, such that their orientation is in agreement with Hale’s law (Hale et al. 1919). The two more diffuse opposite polarities that surround the δ -spot also satisfy Hale’s law and are the remaining polarities of the older AR 10798.

We base our study on the data obtained by the ground-based THEMIS telescope located on Tenerife. The AR was observed from 14:25 UT to 15:25 UT on 2005 September 13 before an X1.5 flare which lead to the eruption of a large filament and an X1.7 flare which lead to a CME (see, respectively, Nagashima et al. (2007) and Li et al. (2007b) for detailed studies of these events). THEMIS was in the MTR mode using the Fe I 6302.5 Å line (see López Ariste et al. (2000) for a detailed description of the THEMIS instrumentation). The MTR observing mode allows polarimetric observations with a spatial resolution of $0''.4 \text{ pixel}^{-1}$. After correcting the dark current and flat field, one can extract the four Stokes parameters and then, using the UNNOFIT inversion code (Bommier et al. 2007), the three components of the magnetic field are derived. The 180° ambiguity was solved using the method of Wang et al. (2001). So we finally have the three components $B_{x,\text{phot}}$, $B_{y,\text{phot}}$, and $B_{z,\text{phot}}$ of the solar magnetic field expressed in the Sun’s Cartesian frame.

In Figure 2(a), the THEMIS vector magnetogram with the ambiguity solved is shown. One can note that some vectors point from the negative to the positive polarity (the circles in Figure 2(a)). This is a feature of an inverse configuration (Li et al. 2007a) and may represent an indication for the presence of a TFR. Furthermore, on the west part of the δ -spot the tangential component exhibits a normal configuration which is proper to sheared arcades. The presence of tongues and the inverse configuration are both evidence for the emergence of a TFR (López Fuentes et al. 2000).

One assumes that the domain is filled up with a zero- β plasma, thus assumed to be in a force-free state, which

represents a reasonable approximation for the low- β corona. The magnetic field above the AR is then reconstructed using the code XTRAPOL (Amari et al. 1997, 2006). Based on the Grad–Rubin algorithm (Grad & Rubin 1958), it solves the set of NLFF equations as a well posed problem. These equations are not reproduced here.

This set of equations needs α_{phot} and $B_{z,\text{phot}}$ as boundary conditions. These are directly computed from the vector magnetogram: $B_{z,\text{phot}}$ is the z -component of the magnetic field whereas, adopting the same strategy as in Régnier & Amari (2004), α_{phot} is defined as $\alpha_{\text{phot}} = \frac{j_{z,\text{phot}}}{B_{z,\text{phot}}}$, where $j_{z,\text{phot}}$ is the vertical current density.

Given the way α_{phot} is computed and since $B_{z,\text{phot}}$ becomes small near the polarity inversion line (PIL), we have to impose a threshold on $|B_{z,\text{phot}}|$ under which we set α_{phot} to zero. Moreover, the computation of $j_{z,\text{phot}}$ implies a discrete derivative of the tangential components. In order to avoid its unreliable values due to sudden variations of $B_{x,\text{phot}}$ or $B_{y,\text{phot}}$ below the noise level, we also fix a threshold on the norm of the tangential component $\|\mathbf{B}_t\|$ below which we set $j_{z,\text{phot}}$ to zero. α_{phot} is then smoothed and interpolated on the computational mesh. The result of the processing is shown in Figure 2(b) and one can note that the inverse configuration is not damaged during this step (see the circles).

It is to noted that, because of magnetic flux imbalance in the lower boundary, we use open boundary conditions for XTRAPOL. That is, the field lines are allowed to reach lateral and top boundaries in such a way that the flux is balanced for the six boundaries of our simulation domain.

3. RESULTS AND DISCUSSION

Using the values of $B_{z,\text{phot}}$ and α_{phot} as boundary conditions for our reconstruction model, we compute the magnetic field in a computational domain of size $[-69; 69] \times [-35; 35] \times [0; 143] \text{ Mm}^3$ discretized on a nonuniform mesh with $158 \times 125 \times 120$ grid points. We use a cutoff value of 40 G for both $\|\mathbf{B}_t\|$ and $|B_{z,\text{phot}}|$.

The following features are observed in the computed configuration.

1. In Figure 3, the selected field lines have been drawn. The configuration reveals an emerged TFR only along the east part of the δ -spot PIL with the presence of bald patches below. This is in agreement with the presence of the inverse configuration. It presents a twist of 2π , an altitude of

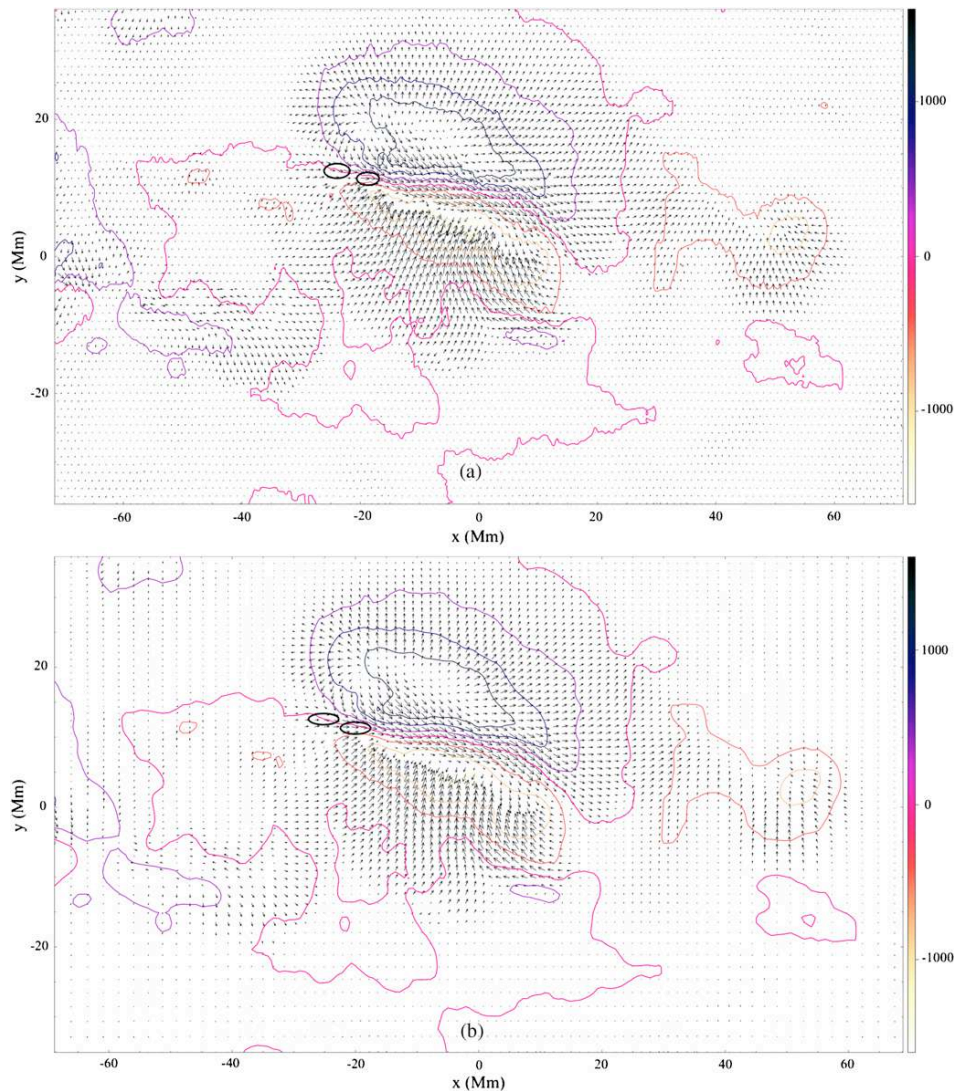


Figure 2. Transverse magnetic field measured by THEMIS on 2005 September 13 at 15:25 UT: (a) original data and (b) processed data. The overlaid contour levels of the normal magnetic field are 0, ± 400 , ± 800 , and ± 1200 G.

1.72 Mm, and a length of 23.96 Mm. The value of α lies between 1.22 and 1.88 Mm^{-1} and the current density is about 26.2 mA m^{-2} and -60.5 mA m^{-2} in the positive and negative polarities, respectively. One can note that, on the one hand, the TFR is overlaid by a strongly sheared magnetic field and that, on the other hand, sheared arcades are present on the west part of the δ -spot, as guessed from Figure 2.

- Using the same notations as in Amari et al. (2003), the magnetic energy is defined as $W[\mathbf{B}] = \int_{\Omega} \frac{B^2}{2\mu_0} dV$. However, it is more relevant to compute the free magnetic energy defined as $\Delta W = W[\mathbf{B}] - W_{\pi}$, where $W[\mathbf{B}]$ and W_{π} are the energies of the NLFF and potential configurations, respectively. The free energy represents the maximum energy that can be released during a CME. Thus, $W_{\pi} = 3.31 \times 10^{32}$ erg, $W[\mathbf{B}] = 4.88 \times 10^{32}$ erg, and $\Delta W = 1.57 \times 10^{32}$ erg. For this flux distribution, the open-field energy is $W_{\sigma} = 2.18 W_{\pi}$, whereas $W[\mathbf{B}] = 1.47 W_{\pi}$; this clearly satisfies $W_{\pi} \leq W[\mathbf{B}] < W_{\sigma}$ (Aly 1991). So the maximum energy that can be released during the flare is 47% of that of the potential field. This value is similar to that of a large flare, that

is 3×10^{32} erg (Priest & Forbes 2002). On the one hand, this value is similar to that found by Régnier & Amari (2004), who found a TFR, and to that of Thalmann & Wiegmann (2008), who studied a flare-productive AR. On the other hand, this ratio is much greater than that computed in Thalmann et al. (2008) and Guo et al. (2008) where no TFR was found. Thus, such large free magnetic energy might be able to explain why AR 10808 suffers two major disruptions in few hours.

- The total relative magnetic helicity ΔH_m can easily be computed from our model which solves the vector potential \mathbf{A} with our gauge choice using the formula of Finn & Antonsen (1985), $\Delta H_m = \int_{\Omega} (\mathbf{A} + \mathbf{A}_{\pi}) \cdot (\mathbf{B} - \mathbf{B}_{\pi}) dV$. One gets $\Delta H_m = 6.07 \times 10^{42} \text{ G}^2 \text{ cm}^4$. This value is positive, as is the mean value of α , which is in agreement with the chirality rules for an AR located in the Southern Hemisphere. This value can be compared to those computed in Bleybel et al. (2002) and Régnier & Amari (2004) which also found twisted magnetic structures. However, since there is no upper bound as for the magnetic energy, this value cannot

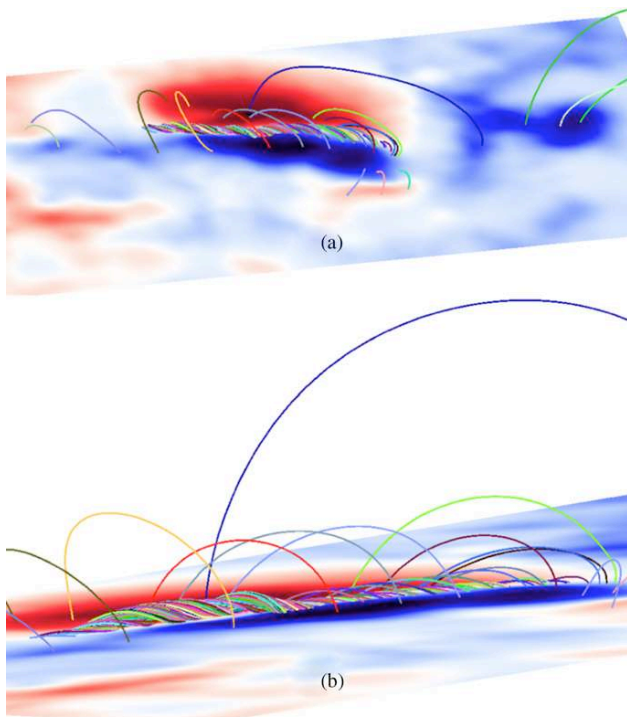


Figure 3. Set of field lines reconstructed with the code XTRAPOL as an NLFF field using the THEMIS vector magnetogram as boundary data. It shows the presence of a TFR in equilibrium above the emerging δ -spot.

be relevant to compare to any critical value. This value does not give the amount of self-magnetic helicity “stored” in the TFR, which might not be negligible. However, defining and computing partial magnetic helicity, which would require a partitioning of the domain, is not an easy task to do in a meaningful way.

In conclusion, the data provided by THEMIS allowed us to highlight the presence of a TFR located above the emerging δ -spot in AR 10808. This result may represent the first case of quantitative evidence of existence of a TFR in the corona associated with an emerging pair of spots. Since the presence of tongues observed in the structure represents evidence for the emergence of a TFR, our results build a bridge between the underlying TFR structure and the coronal configuration which is also a TFR. Moreover, since TFRs have been shown to be good candidates for explaining large-scale eruptive events in the context of magnetohydrodynamic (MHD) mechanisms (see Amari & Aly 2009), our results show that because of the large amount of free magnetic energy available in the reconstructed configuration the presence of the TFR may be an important ingredient at the origin of the eruptive events which occurred in AR 10808.

However, we do not pretend that this is the only possible type of configuration which may lead to an eruption in general.

A more extended study including the effect on the model of various methods for solving the 180° ambiguity as well as data provided by various vector magnetographs, and the physics of the AR will be presented in a forthcoming paper (A. Canou et al. 2009, in preparation).

We thank N.-E. Raouafi for his diagnostic of the magnetograms.

REFERENCES

- Aly, J. J. 1991, *ApJ*, **375**, L61
Aly, J. J., & Amari, T. 2007, *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, **101**, 249
Amari, T., & Aly, J. J. 2009, in Proc. IAU Symp. 257, Universal Heliospherical Processes, ed. N. Gopalswamy & D. F. Webb (Cambridge: Cambridge Univ. Press)
Amari, T., Aly, J. J., Luciani, J. F., Boulmezaoud, T. Z., & Mikic, Z. 1997, *Sol. Phys.*, **174**, 129
Amari, T., Aly, J. J., Mikic, Z., & Linker, J. 2007, *ApJ*, **671**, L189
Amari, T., Boulmezaoud, T. Z., & Aly, J. J. 2006, *A&A*, **446**, 691
Amari, T., Luciani, J. F., Aly, J. J., Mikic, Z., & Linker, J. 2003, *ApJ*, **585**, 1073
Amari, T., Luciani, J. F., Mikic, Z., & Linker, J. 2000, *ApJ*, **529**, L49
Antiochos, S. K., DeVore, C. R., & Klimchuk, J. A. 1999, *ApJ*, **510**, 485
Archontis, V., Moreno Insertis, F., Galsgaard, K., Hood, A., & O’Shea, E. 2004, *A&A*, **426**, 1047
Bleybel, A., Amari, T., van Driel-Gesztelyi, L., & Leka, K. D. 2002, *A&A*, **395**, 685
Bommier, V., Landi Degl’Innocenti, E., Landolfi, M., & Molodij, G. 2007, *A&A*, **464**, 323
Cheung, M. C. M., Schüssler, M., & Moreno Insertis, F. 2007, *A&A*, **467**, 703
Dudík, J., Aulanier, G., Schmieder, B., Bommier, V., & Roudier, T. 2008, *Sol. Phys.*, **248**, 29
Fan, Y. 2001, *ApJ*, **554**, L111
Finn, J. M., & Antonsen, T. M. 1985, *Comm. Plasma Phys. Control. Fusion*, **9**, 111
Forbes, T. G., et al. 2006, *Space Sci. Rev.*, **123**, 251
Galsgaard, K., Moreno Insertis, F., Archontis, V., & Hood, A. 2005, *ApJL*, **618**, L153
Gary, G. A., & Moore, R. L. 2004, *ApJ*, **611**, 545
Gibson, S. E., Fan, Y., Török, T., & Kliem, B. 2006, *Space Sci. Rev.*, **124**, 131
Gopalswamy, N., Mikić, Z., Maia, D., Alexander, D., Cremades, H., Kaufmann, P., Tripathi, D., & Wang, Y.-M. 2006, *Space Sci. Rev.*, **123**, 303
Grad, H., & Rubin, H. 1958, *Proc. 2nd Int. Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy*, Vol. 31 (Geneva: United Nations), 190
Guo, Y., Ding, M. D., Wiegmann, T., & Li, H. 2008, *ApJ*, **679**, 1629
Hale, G. E., Hellerman, F., Nicholson, S. B., & Joy, A. H. 1919, *ApJ*, **49**, 153
Li, J., Amari, T., & Fan, Y. 2007a, *ApJ*, **654**, 675
Li, H., Schmieder, B., Song, M. T., & Bommier, V. 2007b, *A&A*, **475**, 1081
Lites, B. W., & Low, B. C. 1997, *Sol. Phys.*, **174**, 91
López Ariste, A., Rayrole, J., & Semel, M. 2000, *A&AS*, **142**, 137
López Fuentes, M. C., Demoulin, P., Mandrini, C. H., & van Driel-Gesztelyi, L. 2000, *ApJ*, **544**, 540
Magara, T., & Longcope, D. W. 2003, *ApJ*, **586**, 630
Manchester IV, W., Gombosi, T., DeZeeuw, D., & Fan, Y. 2004, *ApJ*, **610**, 161
Nagashima, K., Isobe, H., Yokoyama, T., Ishii, T. T., Okamoto, T. J., & Shibata, K. 2007, *ApJ*, **668**, 533
Priest, E. R., & Forbes, T. G. 2002, *A&AR*, **10**, 313
Régnier, S., & Amari, T. 2004, *A&A*, **425**, 345
Schrijver, C. J., et al. 2006, *Sol. Phys.*, **235**, 161
Thalmann, J. K., & Wiegmann, T. 2008, *A&A*, **484**, 495
Thalmann, J. K., Wiegmann, T., & Raouafi, N.-E. 2008, *A&A*, **488**, L71
Wang, H., Yan, Y., & Sakurai, T. 2001, *Sol. Phys.*, **201**, 323
Wiegmann, T. 2008, *J. Geophys. Res. (Space Phys.)*, **113**, 3

B.4 A Critical Assessment of Nonlinear Force-Free Field Modeling of the Solar Corona for Active Region 10953 (De Rosa et al., 2009)

Résumé : On pense que les modèles de champ sans force non-linéaire (NLFFF) sont des outils viables pour investiguer la structure, la dynamique et l'évolution de la couronne solaire au dessus des régions actives. Dans une série d'études de modélisation NLFFF, il a été trouvé que les modèles NLFFF s'appliquent avec succès à des cas analytiques, avec un succès relatif à des cas solaires construits numériquement et avec un succès moindre pour de réelles régions actives. Appliqués à de vrais données solaires, les différents codes ont montré des résultats variés grandement au niveau des lignes de champ et de l'énergie libre. Les modèles NLFFF demandent comme conditions aux limites des magnétogrammes vectoriels consistants avec l'hypothèse de champ sans force. Or, ces mesures de champ magnétique photosphérique ne satisfont pas ces contraintes du fait d'une photosphère dynamique contenant forces de Lorentz et de poussée et créent ainsi des problèmes dans la modélisation résultante. Dans ce papier, la modélisation de la région active AR 10953 est effectuée à l'aide des observations de *Hinode*/SOT/SP, *Hinode*/XRT, STEREO/SECCHI-EUVI et *SOHO*/MDI. Trois problèmes jugés critiques sont illustrés : (1) des magnétogrammes vectoriels couvrants de plus grands champs de vue sont nécessaires afin que les courants associés avec les régions actives entières soient mesurés, (2) les modèles NLFFF ont besoin de prendre en compte les incertitudes contenues dans les conditions aux limites, et (3) un modèle physique plus réaliste est nécessaire pour modéliser l'interface photosphère-couronne afin de mieux transformer le champ magnétique photosphérique en champ magnétique sans force demandé par les code de reconstruction. Nous faisons différentes recommandations pour les efforts futurs de modélisations pour surpasser ces problèmes, non encore résolus.

A CRITICAL ASSESSMENT OF NONLINEAR FORCE-FREE FIELD MODELING OF THE SOLAR CORONA FOR ACTIVE REGION 10953

MARC L. DEROSA¹, CAROLUS J. SCHRIJVER¹, GRAHAM BARNES², K. D. LEKA², BRUCE W. LITES³, MARKUS J. ASCHWANDEN¹, TAHAR AMARI^{4,5}, AURÉLIEN CANOU⁴, JAMES M. McTIERNAN⁶, STÉPHANE RÉGNIER⁷, JULIA K. THALMANN⁸, GHERARDO VALORI⁹, MICHAEL S. WHEATLAND¹⁰, THOMAS WIEGELMANN⁸, MARK C. M. CHEUNG¹, PAUL A. CONLON¹¹, MARCEL FUHRMANN¹², BERND INHESTER⁸, AND TILAYE TADESSE^{8,13}

¹ Lockheed Martin Solar and Astrophysics Laboratory, 3251 Hanover St. B/252, Palo Alto, CA 94304, USA

² North West Research Associates, Colorado Research Associates Division, 3380 Mitchell Ln., Boulder, CO 80301, USA

³ High Altitude Observatory, National Center for Atmospheric Research¹⁴, P.O. Box 3000, Boulder, CO 80307, USA

⁴ CNRS, Centre de Physique Théorique de l'École Polytechnique, 91128 Palaiseau Cedex, France

⁵ LESIA, Observatoire de Paris, 5 Place Jules Janssen, 92190 Meudon Cedex, France

⁶ Space Sciences Laboratory, University of California at Berkeley, 7 Gauss Way, Berkeley, CA 94720, USA

⁷ Mathematics Institute, University of St Andrews, St Andrews, Fife KY16 9SS, UK

⁸ Max-Planck-Institut für Sonnensystemforschung, Max-Planck-Strasse 2, 37191 Katlenburg-Lindau, Germany

⁹ Astrophysikalisches Institut Potsdam, An der Sternwarte 16, 14482 Potsdam, Germany

¹⁰ School of Physics, University of Sydney, Sydney, NSW 2006, Australia

¹¹ Astrophysics Research Group, School of Physics, Trinity College Dublin, Dublin 2, Republic of Ireland

¹² Institut für Physik, Universität Potsdam, Am Neuen Palais 10, 14469 Potsdam, Germany

¹³ Department of Physics, Addis Ababa University, P.O. Box 1176, Addis Ababa, Ethiopia

Received 2008 November 13; accepted 2009 February 18; published 2009 April 27

ABSTRACT

Nonlinear force-free field (NLFFF) models are thought to be viable tools for investigating the structure, dynamics, and evolution of the coronae of solar active regions. In a series of NLFFF modeling studies, we have found that NLFFF models are successful in application to analytic test cases, and relatively successful when applied to numerically constructed Sun-like test cases, but they are less successful in application to real solar data. Different NLFFF models have been found to have markedly different field line configurations and to provide widely varying estimates of the magnetic free energy in the coronal volume, when applied to solar data. NLFFF models require consistent, force-free vector magnetic boundary data. However, vector magnetogram observations sampling the photosphere, which is dynamic and contains significant Lorentz and buoyancy forces, do not satisfy this requirement, thus creating several major problems for force-free coronal modeling efforts. In this paper, we discuss NLFFF modeling of NOAA Active Region 10953 using *Hinode*/SOT-SP, *Hinode*/XRT, *STEREO*/SECCHI-EUVI, and *SOHO*/MDI observations, and in the process illustrate three such issues we judge to be critical to the success of NLFFF modeling: (1) vector magnetic field data covering larger areas are needed so that more electric currents associated with the full active regions of interest are measured, (2) the modeling algorithms need a way to accommodate the various uncertainties in the boundary data, and (3) a more realistic physical model is needed to approximate the photosphere-to-corona interface in order to better transform the forced photospheric magnetograms into adequate approximations of nearly force-free fields at the base of the corona. We make recommendations for future modeling efforts to overcome these as yet unsolved problems.

Key words: Sun: corona – Sun: magnetic fields

1. INTRODUCTION

The structure and evolution of the magnetic field (and the associated electric currents) that permeates the solar atmosphere play key roles in a variety of dynamical processes observed to occur on the Sun. Such processes range from the appearance of extreme ultraviolet (EUV) and X-ray bright points, to brightenings associated with nanoflare events, to the confinement and redistribution of coronal loop plasma, to reconnection events, to X-ray flares, to the onset and liftoff of the largest mass ejections. It is believed that many of these observed phenomena take on different morphologies depending on the configurations of the magnetic field, and thus knowledge of such field configurations is becoming an increasingly important factor in discriminating between different classes of events. The coronal topology is thought to be a critical factor in determining, for example, why

some active regions flare, why others do not, how filaments form, and many other topics of interest.

One model of the coronal magnetic field \mathbf{B} assumes that the corona is static and free of Lorentz forces, such that $\mathbf{J} \times \mathbf{B} = \mathbf{0}$, where $\mathbf{J} = c \nabla \times \mathbf{B} / 4\pi$ is the current density. This means that $\nabla \times \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B}$, and thus any electric currents must be aligned with the magnetic field. Because $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$, it can be shown that $\mathbf{B} \cdot \nabla \alpha = 0$, demonstrating that α is invariant along field lines of \mathbf{B} . The scalar α is in general a function of space and identifies how much current flows along each field line. In cases where α varies spatially, the problem of solving for \mathbf{B} (and α) is nonlinear. Solving for such nonlinear force-free fields (NLFFFs) requires knowledge of \mathbf{B} over the complete bounding surface S enclosing the solution domain. To be compatible with a force-free field, it is necessary for these boundary data $\mathbf{B}|_S$ to satisfy a number of consistency criteria, which we outline in Section 2 and which are explained in detail by Molodenskii (1969) and Aly (1984, 1989).

¹⁴ The National Center for Atmospheric Research is sponsored by the National Science Foundation.

In analyzing solar active regions, localized maps of the photospheric vector field are typically used for the lower bounding surface $\mathbf{B}|_{z_0}$, and potential fields are used for the other surfaces. (For the Cartesian models discussed herein, we use the convention that the z axis is normal to the photosphere, which is located at height $z = z_0$.) The availability of vector field maps, produced by recent instrument suites such as the Synoptic Optical Long-term Investigations of the Sun (SOLIS) facility and the *Hinode* spacecraft, building on earlier work done in Hawaii with data from the Haleakalā Stokes Polarimeter (HSP) and by the Imaging Vector Magnetograph (IVM) as well as from the HAO/NSO Advanced Stokes Polarimeter (ASP) at Sacramento Peak in New Mexico, has spurred investigations that employ coronal field models based on such measurements. We anticipate that such research will intensify when regular, space-based vector field maps from the Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) instrument on board the *Solar Dynamics Observatory* (SDO) become available.

One goal of NLFFF modeling is to provide useful estimates of physical quantities of interest (e.g., connectivities, free energies, and magnetic helicities) for ensembles of active regions, so that these active regions may be systematically analyzed and intercompared. The use of static, force-free models mitigates some of the computational difficulties associated with solving the more physically realistic, time-dependent problem, as running such dynamical models at the desired spatial and temporal resolutions for multiple active regions typically exceeds current computing capabilities.

There exist several previous studies of individual active regions where NLFFF models are shown to be compatible with various structures in the corona (e.g., Régnier et al. 2002; Régnier & Amari 2004; Wiegelmann et al. 2005; Régnier & Canfield 2006; Schrijver et al. 2008). Several of these studies provide evidence of good alignment between NLFFF model field lines and the locations of observed features such as coronal loop structures observed in EUV and X-ray images. Others show that the locations of sigmoids, twisted flux ropes, and/or field line dip locations coincide with analogous features in the NLFFF models. Such studies are certainly encouraging, but still it remains difficult to conclusively determine whether these models match a significant fraction of the coronal magnetic field located within the volume overlying an entire active region.

As part of a long-lasting (e.g., Sakurai 1981; McClymont et al. 1997) effort to develop methods that generate more robust NLFFF models, a working group (in which all of the authors of this paper are participating) has held regular workshops over the past several years. The previous results from this collaboration are presented by Schrijver et al. (2006), Metcalf et al. (2008), and Schrijver et al. (2008). Since the launch of *Hinode* in 2006, we have applied multiple NLFFF modeling codes to a few active regions for which *Hinode* vector magnetogram data are available and for which nonpotential features are evident (e.g., Schrijver et al. 2008). The resulting NLFFF models generally differ from each other in many aspects, such as the locations and magnitudes of currents, as well as measurements of magnetic energy in the solution domain. In this paper, we identify several problematic issues that plague the NLFFF-modeling endeavor, and use a recent *Hinode* case to illustrate these difficulties. We describe one representative data preparation scheme in Section 2, followed in Section 3 by a comparison of field lines in the resulting NLFFF models to two- and three-dimensional coronal loop paths, the latter determined by analyzing pairs

of stereoscopic images. In Section 4, we explain the primary issues that we believe to impact our ability to reconstruct the coronal field in a robust manner, and also identify and discuss the alternate data preparation scenarios we tried in addition to those presented in Section 2. Concluding remarks are presented in Section 5.

2. CONSTRUCTION OF NLFFF MODELS FOR AR 10953

Several NLFFF extrapolation algorithms (each implementing one of the three general classes of extrapolation methods) were applied to boundary conditions deduced from a scan of NOAA Active Region (AR) 10953, taken by the Spectro-Polarimeter (SP) instrument of the Solar Optical Telescope (SOT; Tsuneta et al. 2008) on board the *Hinode* spacecraft. The *Hinode*/SOT-SP scan of this active region started at UT 22:30 on 2007 April 30 and took about 30 min to complete. As the scan progressed, polarization spectra of two magnetically sensitive Fe I lines at 6301.5 Å and 6302.5 Å were obtained within the $0'.16 \times 164''$ slit, from which Stokes IQUV spectral images were generated. For this scan (in “fast-map” mode), the along-slit and slit-scan sampling was $0'.32$, and the total width of the scan was $160''$. AR 10953 produced a C8.5 flare about two days after this *Hinode*/SOT-SP scan, and a C4.2 flare about four and a half days after this scan, but otherwise the active region was flare-quiet above the C1.0 level. Images from the X-ray Telescope (XRT; Golub et al. 2007) on board *Hinode* around this time show a series of bright loops in the central region of AR 10953 (Figure 1(a)).

The NLFFF algorithms need vector magnetic data as boundary conditions, and determining these boundary maps comprises the first step in constructing NLFFF models. The conditions pertaining to the lower boundary are determined from a map of the photospheric vector magnetic field from the *Hinode*/SOT-SP instrument. The magnetic components parallel to and transverse to the line of sight, B_{LOS} and \mathbf{B}_t , are functions of the circular and linear polarization signals, respectively. Constructing $\mathbf{B}|_{z_0}$ requires assuming an atmospheric model (in this case Milne–Eddington) and determining which combinations of magnetic field strengths and filling factors produce the observed polarization signals (e.g., Skumanich & Lites 1987; Klimchuk et al. 1992; Borrero et al. 2007). B_{LOS} has uncertainties that are typically an order of magnitude less than \mathbf{B}_t .

The next step involves removing the ambiguities in the components of \mathbf{B}_t that arise due to the property that the same linear polarization signal can be produced by either of two magnetic field vectors differing by 180° of azimuth in the transverse plane. We choose to perform the disambiguation using the interactive Azimuthal Ambiguity Method (AZAM), which is one of several methods that have been devised and tested to resolve this ambiguity (see Metcalf et al. 2006, and references therein).

After disambiguation, the $\mathbf{B}|_{z_0}$ map for AR 10953 is used to produce potential field data with which the extrapolation codes will initialize the computational domain. Our approach is to specify the computational domain (having an enclosing surface S) that contains much of the coronal volume overlying the active region of interest, such that the lower boundary includes the area for which vector magnetogram data are available. The initialization field is calculated by embedding the *Hinode*/SOT-SP vector magnetogram data in a larger line-of-sight magnetogram observed by the Michelson Doppler

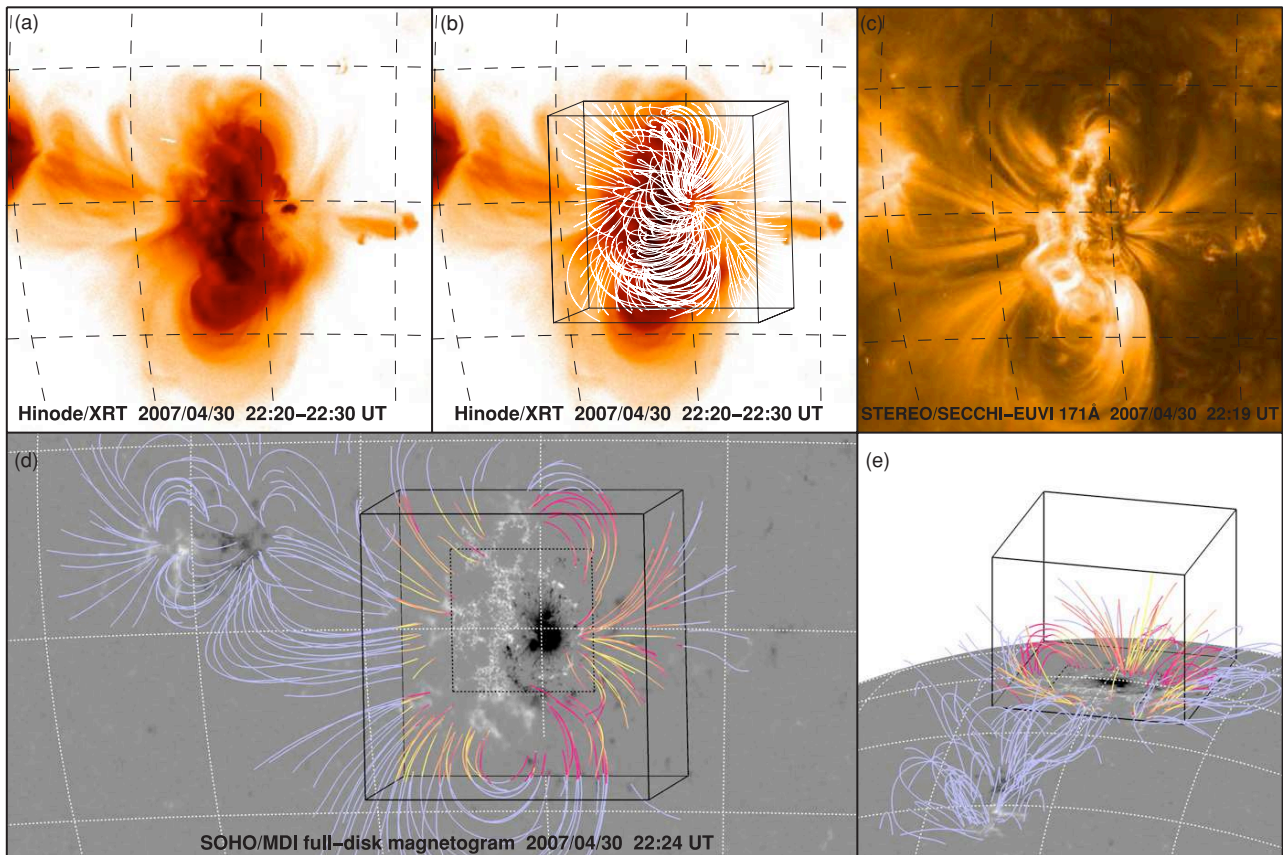


Figure 1. Series of co-aligned images of AR 10953 (with the same 10° gridlines drawn on all images for reference). (a) Time-averaged and logarithmically scaled *Hinode*/XRT soft X-ray image, and (b) with the best-fit Wh^- model field lines overlaid. (c) *STEREO-A*/SECCHI-EUVI 171 Å image. (d) Trajectories of loops, as viewed from the perspective of an observer located along the Sun–Earth line of sight and determined stereoscopically from contemporaneous pairs of images from the two *STEREO* spacecraft. (e) Same visualization as panel (d) but viewed from the side. The solid black cubes in panels (d) and (e) outline the full $320 \times 320 \times 256$ pixel NLFFF computational domain, and the interior dotted black square outlines the base of the smaller $160 \times 160 \times 160$ pixel volume (covering most of the *Hinode*/SOT–SP scan area) used for the field line maps of Figure 2 and for the metrics in Table 1. The *STEREO*-loop points are colored blue if outside the NLFFF computational domain, or are colored according to their misalignment angle ϕ made with the field lines from the Wh^- solution. Yellow is indicative of $\phi < 5^\circ$, red of $\phi > 45^\circ$, with a continuous progression from yellow through orange to red for $5^\circ < \phi < 45^\circ$. On the bottom face of the large cube is displayed the B_z map used during the NLFFF modeling, which includes higher resolution data from *Hinode*/SOT–SP embedded in *SOHO*/MDI full-disk magnetogram data. The magnetogram images saturate at $\pm 1500 \text{ Mx cm}^{-2}$.

Imager (MDI) instrument (Scherrer et al. 1995) on board the *Solar and Heliospheric Observatory* (*SOHO*) spacecraft (as shown in Figure 1(d)). Then, the potential field coefficients corresponding to this enlarged footprint are determined, from which the potential field in the $320 \times 320 \times 256$ pixel NLFFF computational domain is computed. In addition, the vector field boundary conditions for the side and top boundaries of the computational domain are taken from this same potential field extrapolation, primarily because we expect that the coronal magnetic field becomes largely potential away from the center of the active region, but also because it is useful to specify how unbalanced flux emanating from this active region connects to flux of the opposite polarity located elsewhere on the Sun.

The embedded lower boundary data are then sampled onto a uniform, helioplanar, 320×320 pixel grid having 580 km pixels, such that the footprint of the computational domain spans a 185.6 Mm square area. The region for which *Hinode* vector magnetogram data for AR 10953 were available comprise about a $100 \text{ Mm} \times 115 \text{ Mm}$ subarea of the full lower boundary footprint, outside of which the horizontal components of $\mathbf{B}|_{z_0}$ are set to zero. Thus, in this peripheral region outside the *Hinode*/SOT–SP field of view, the field on the lower boundary can

be considered either as purely vertical (for force-free methods which use all three components of the field as boundary conditions), or equivalently as having zero vertical current density (for methods which use the vertical component of the field together with the vertical component of the current density).

Next, to be consistent with a force-free field, it is necessary (but not sufficient) that the entire boundary field $\mathbf{B}|_S$ satisfy several criteria, as delineated by Molodenskii (1969) and Aly (1984, 1989), namely: (1) the volume-integrated Lorentz force must vanish, (2) the volume-integrated magnetic torque must vanish, and (3) the amount of negative-polarity flux through $\mathbf{B}|_S$ having a given value of α must equal the positive-polarity flux through $\mathbf{B}|_S$ with this same value of α . The first two criteria are relations involving various components of $\mathbf{B}|_S$, and are derived from volume integrals of the Lorentz force and its first moment. The third (“ α -correspondence”) relation operates over all values of α present on $\mathbf{B}|_S$.

There is, of course, no guarantee, however, that the values of $\mathbf{B}|_{z_0}$, coupled with the potential field of \mathbf{B} for the complement of the enclosing surface, together satisfy these consistency criteria. Our working group attempts to deal with this problem by preprocessing the boundary data before feeding them to the

extrapolation codes. The preprocessing scheme used here (developed by Wiegelmann et al. 2006) seeks to adjust the components of $\mathbf{B}|_{z_0}$ so as to satisfy the first two consistency criteria while minimizing the deviations of $\mathbf{B}|_{z_0}$ from their measured values. During this preprocessing step, spatial smoothing is also applied to $\mathbf{B}|_{z_0}$ to attenuate some of the small-scale magnetic fluctuations that likely die off shortly above the photosphere.

Finally, we apply the various NLFFF algorithms to these boundary and initial data. Several methods for calculating NLFFF models of the coronal magnetic field have been developed and implemented in recent years, including (1) the optimization method, in which the solution field is evolved to minimize a volume integral such that, if it becomes zero, the field is divergence free and force free (Wheatland et al. 2000; Wiegelmann 2004); (2) the evolutionary magnetofrictional method, which solves the magnetic induction equation using a velocity field that advances the solution to a more force-free state (Yang et al. 1986; Valori et al. 2007); and (3) Grad–Rubin-style current-field iteration procedures, in which currents are added to the domain, and the magnetic field is recomputed in an iterative fashion (Grad & Rubin 1958; Amari et al. 2006; Wheatland 2006). Some of these methods have been implemented by multiple authors. For brevity, we omit detailed explanations of these numerical schemes as implemented here and instead direct the reader to Schrijver et al. (2006) and Metcalf et al. (2008), and references therein.

Although these methods work well when applied to simple test cases (Schrijver et al. 2006), we have found that the results from each of the methods typically are not consistent with each other when applied to solar data. The resulting magnetic field configurations differ both qualitatively (e.g., in their connectivity) and quantitatively (e.g., in the amount of magnetic energy contained within them). In discussing the results from the solar-like test case of Metcalf et al. (2008), we described some likely causes of such discrepancies amongst the models. In what follows, we illustrate these problems in greater detail using the (solar) data set at hand.

3. COMPARISON WITH XRT AND STEREO LOOPS

The results of twelve extrapolations for AR 10953 (including the potential field), based on the data preparation steps described in Section 2, are summarized in Table 1 and Figure 2. Table 1 contains domain-averaged metrics characterizing the center of the active region (corresponding to the region surrounding the leading, negative-polarity sunspot), and Figure 2 shows representative field lines in this same volume for each of these models. This central region is a $160 \times 160 \times 160$ pixel volume, chosen to cover the portion of the lower boundary containing much of *Hinode*/SOT–SP magnetogram data (i.e., where we have some knowledge about the currents passing through the photosphere), and is fully contained within the larger $320 \times 320 \times 256$ pixel computational domain.

The models considered in Table 1 and Figure 2 are the current-field iteration method as run by Wheatland using the values of α in either the negative or positive polarity (hereafter “Wh[−]” and “Wh⁺,” respectively); the finite-element Grad–Rubin-style method (FEMQ in Amari et al. 2006) run using two different parameter sets by Amari (“Am1[−]” and “Am2[−]”); the vector-potential Grad–Rubin-like method (XTRAPOL in Amari et al. 2006) by Canou (“Can[−]”), or by Régnier using the values of α in either the positive (“Rég⁺”) or negative (“Rég[−]”) polarity; the optimization method using grid refinement as run by Wiegelmann (“Wie”) or McTiernan (“McT”), or no grid

Table 1
NLFFF Model Extrapolation Metrics^a for AR 10953

Model ^b	E/E_{pot}^c	$\langle \text{CW} \sin \theta \rangle^d$	$\langle f_i \rangle^e (\times 10^8)$	$\langle \phi \rangle^f$
Pot	1.00	...	0.02	24°
Wh ⁺	1.03	0.24	7.4	24°
Tha	1.04	0.52	34.0	25°
Wh [−]	1.18	0.16	1.9	27°
Val	1.04	0.26	71.0	28°
Am1 [−]	1.25	0.09	0.72	28°
Am2 [−]	1.22	0.12	1.7	28°
Can [−]	1.24	0.09	1.6	28°
Wie	1.08	0.46	20.0	32°
McT	1.15	0.37	15.0	38°
Rég [−]	1.04 ^g	0.37	6.2	42°
Rég ⁺	0.87 ^g	0.42	6.4	44°

Notes.

^a All metrics were evaluated over a $160 \times 160 \times 160$ pixel comparison volume (whose base overlaps much of the *Hinode*/SOT–SP scan area and is shown as a dotted line in Figures 1(d) and (e)), with the exception of $\langle \phi \rangle$, for which the full $320 \times 320 \times 256$ pixel computational domain was used. The models are listed in order of $\langle \phi \rangle$.

^b As listed in Section 3, the models are the initial potential solution (“Pot”); the current-field iteration method as run by Wheatland using the values of α in the negative (“Wh[−]”) or positive (“Wh⁺”) polarity; the finite-element Grad–Rubin-style method as run by Amari (“Am1[−]” and “Am2[−]”); the vector-potential Grad–Rubin-like method by Canou (“Can[−]”), or by Régnier using the values of α in the negative (“Rég[−]”) or positive (“Rég⁺”) polarity; the optimization method using grid refinement as run by Wiegelmann (“Wie”) or McTiernan (“McT”), or no grid refinement as run by Thalmann (“Tha”); and the magnetofrictional method using grid refinement as run by Valori (“Val”).

^c E/E_{pot} is the total magnetic energy relative to the initial potential field solution for the comparison volume.

^d The $\langle \text{CW} \sin \theta \rangle$ metric is the current weighted average of $\sin \theta$, where θ is the angle between \mathbf{B} and \mathbf{J} in each model (with $0^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$). For perfectly force-free fields, $\langle \text{CW} \sin \theta \rangle = 0$.

^e The $\langle |f_i| \rangle$ metric is the mean over all pixels i in the comparison volume of the absolute fractional flux ratio $|f_i| = |(\nabla \cdot \mathbf{B})_i| / (6|\mathbf{B}_i|/\Delta x)$, where Δx is the grid spacing. The $\langle |f_i| \rangle$ metric is a measure of how well $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ is satisfied in the models (see Equation (15) of Wheatland et al. 2000), with divergence-free fields having $\langle |f_i| \rangle = 0$.

^f The quantity $\langle \phi \rangle$ is the mean difference in angle between the stereoscopically determined loops and the NLFFF model field lines (with $0^\circ \leq \phi \leq 90^\circ$), averaged over the full NLFFF computational domain.

^g The Rég[−] and Rég⁺ solutions use closed boundary conditions for the side and top surfaces through which no magnetic flux is transmitted, and thus are associated with a different potential field than the Pot solution. When comparing the Rég[−] and Rég⁺ solutions to the potential field associated with these closed boundary conditions, the values of E/E_{pot} are 1.23 and 1.04, respectively.

refinement as run by Thalmann (“Tha”); the magnetofrictional method using grid refinement as run by Valori (“Val”); and the initial potential solution (“Pot”).

We find that the Am1[−], Am2[−], Can[−], and Wh[−] current-field iteration models contain between 18% and 25% more energy than the potential solution, and have smaller residual Lorentz forces and smaller average $\nabla \cdot \mathbf{B}$ than the other models. In addition, the Am1[−], Am2[−], and Can[−] models find a strongly twisted flux rope in equilibrium, whose foot points are anchored southeast of the main spot (mostly outside of the core volume shown in Figure 2), a feature which was anticipated by the analysis of Okamoto et al. (2008). Models using the optimization method (McT, Wie, and Tha) contain between 4% and 15% more energy than the potential solution, but possess more residual Lorentz forces than the current-field iteration solutions. The magnetofrictional model (Val) has

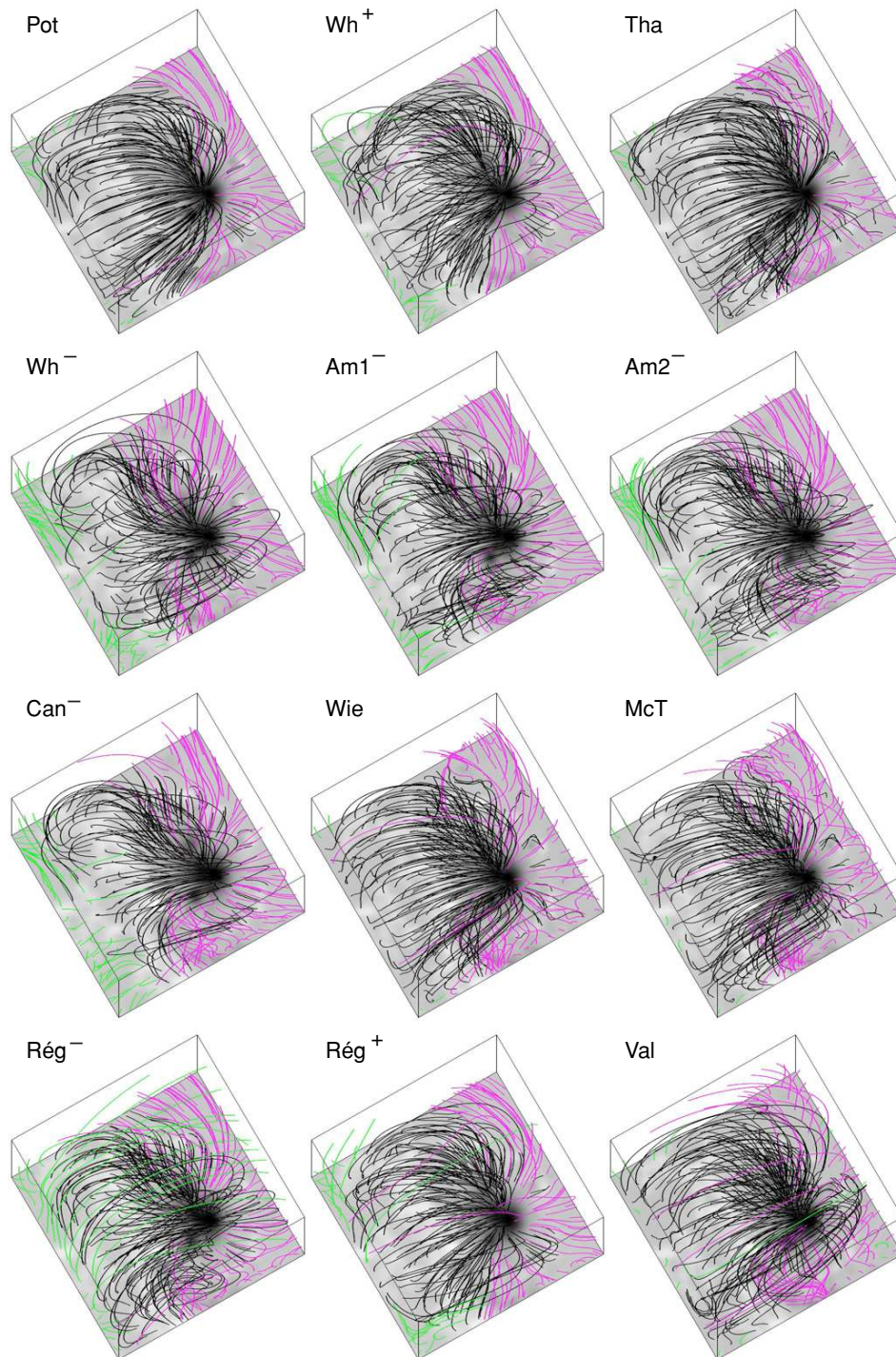


Figure 2. Representative field lines in the central portion of the active region for each NLFFF model listed in Table 1. The cubes shown here comprise the same $160 \times 160 \times 160$ pixel subvolumes excerpted from the full $320 \times 320 \times 256$ pixel computational domain. (The base of this subvolume is the region indicated by dotted lines in Figures 1(d) and (e).) The starting locations for the integration of the field lines are the same in each case, and form an array of regularly spaced grid points located near the lower boundary of the volume. Black field lines indicate (closed) lines that intersect the lower boundary twice, and red and green field lines represent field lines that leave the box through either the sides or top, with color indicative of polarity.

4% more energy than the potential solution, but has larger values of $\nabla \cdot \mathbf{B}$ than the optimization or current-field iteration solutions. Based on the results summarized in Table 1, the excess magnetic energy (above the potential field) for this active region could be anywhere from near zero to about 25%

of the potential field energy. However, it is also possible that the excess energy is significantly larger than 25% when taking into account the uncertainty associated with the inconsistency between the boundary data and the force-free model assumption (see Section 4.3).

Because of these differences in the resulting NLFFF models of AR 10953, we perform a goodness-of-fit test to determine which of the NLFFF models is the best approximation to the observed coronal magnetic field. In the earlier study of Schrijver et al. (2008), we performed this test in both a qualitative and quantitative manner using EUV and X-ray imagery, provided respectively by the *Transition Region and Coronal Explorer (TRACE)* and *Hinode/XRT* instruments, by determining which model possessed field lines that were more closely aligned with the projected coronal loop structures visible in the (two-dimensional) image plane. Models for which most field lines appeared to be aligned with loops were considered good approximations to the actual coronal magnetic field. Locations where the field was noticeably sheared or twisted were of particular interest because such patterns are usually indicative of the presence of currents (which the modeling seeks to ascertain). More weight was typically given to regions connected to places at the photospheric boundary where J_z is found to be high, whereas coronal loops located in the periphery of the active region with footpoints located where J_z was lower were likely to be less sensitive to the presence of currents elsewhere in the active region. All such comparisons with coronal loops rest on the assumption that the plasma responsible for the emission is aligned with the coronal magnetic field and that this field is in a force-free state.

For AR 10953, we overlaid field lines from all of the NLFFF models (as well as the potential field model) on top of the time-averaged *Hinode/XRT* image shown in Figure 1(a), and used the same criteria listed above to qualitatively determine the better-matching models. We subjectively judged the field lines in the Wh^- , $Am1^-$, $Am2^-$, and Can^- models to be more closely aligned with the XRT loops than any of the others. An overlay of field lines from the Wh^- model is shown in Figure 1(b). This judgment is based on good alignment with the tightly curved X-ray loops north of the sunspot (which is visible in the coaligned magnetogram of this region shown in Figure 1(d)), together with a reasonably good match of the loop arcade and fan structures to the south and west of the sunspot. This judgment is also based on side-by-side comparisons of field line overlays amongst the various candidate models (including the potential field model), from which a relative ranking was determined. The models listed above came out on top in both instances.

With the aim of determining more quantitatively the best-fit model(s) for AR 10953, we also compared the model field lines to three-dimensional trajectories of loop paths. We are able to do this because AR 10953 was observed by the twin *Solar Terrestrial Relations Observatory (STEREO)* spacecraft, one of which leads the Earth in its orbit around the Sun, and the other of which trails the Earth. As part of the Sun Earth Connection Coronal and Heliospheric Investigation (SECCHI) instrument suite (Howard et al. 2008), each *STEREO* spacecraft contains an Extreme Ultraviolet Imager (EUVI). The angular separation of the two *STEREO* spacecraft at the time AR 10953 was on disk (of about 7°) was favorable for stereoscopically determining the three-dimensional trajectories of loops observed in the 171 Å, 195 Å, and 284 Å channels of EUVI. The coordinates of these loop trajectories were obtained by triangulating the positions of common features visible in pairs of concurrent EUVI images using the method described by Aschwanden et al. (2008).

Unfortunately, most of the loops visible in the three EUVI wavebands lie outside of the central region of AR 10953 (Figure 1(c)), and thus do not overlap the region for which the vector magnetogram data are available (Figures 1(d) and (e)).

The main reason is that loops located closer to the centers of the active regions tend to emit more in X-ray passbands than in EUV passbands. In addition, large loops at the periphery of active regions are generally easier to reconstruct with stereoscopy, while small loops in the centers of active regions are more difficult to discern from underlying bright features (such as moss) and thus cannot unambiguously be triangulated. However, the outlying loops evident in AR 10953 should still sense the presence of currents in the center of the active region, due to Ampère's law, and thus might be useful for quantitatively determining the best-matching NLFFF model for this active region. We infer that currents must be present in the AR 10953 corona for two reasons. First, most of the strong vertical currents in the J_z map are located in the central portion of the active region (as illustrated in Figure 3) and presumably flow upward into the corona. Second, field lines from the potential model do not qualitatively match the X-ray and EUV loops as well as field lines from the Wh^- , $Am1^-$, $Am2^-$, and Can^- models, which are our most nonpotential models and evidently contain currents strong enough to affect the trajectories of many field lines in the central portion of this active region (see Figure 2).

To quantitatively compare the *STEREO* loops and the NLFFF model field lines, we determine the (positive) angle ϕ between the *STEREO*-loop and the model field line trajectories subtended at all *STEREO*-loop points lying inside the full $320 \times 320 \times 256$ pixel NLFFF computational domain. We then computed the mean of these angles, yielding for each model the domain-averaged misalignment angle metric $\langle \phi \rangle$ listed in Table 1. We find that, at least by this particular quantitative measure, none of the NLFFF models improve upon the value of $\langle \phi \rangle = 24^\circ$ found for the potential field model, although several models (including the qualitatively better-fitting models discussed earlier) are comparable. We discuss reasons why none of the models improved upon the potential field metric for $\langle \phi \rangle$ in Section 4.2.

4. DISCUSSION

Given the boundary conditions produced using the data preparation process described in Section 2, the various NLFFF algorithms converged to different solutions for the coronal field above AR 10953. A few of the models appear to match the loop structures in the *Hinode/XRT* image, but none of them were able to improve upon the potential field in their alignment with the three-dimensional loop trajectories inferred from *STEREO/SECCHI-EUVI*. In attempting to find a consensus model, we also applied the NLFFF algorithms to different boundary data generated using variants of the data preparation process. These variations, described in Section 4.1, were run in parallel to those analyzed in Section 3, but they too did not produce a viable model.

This inability to generate models that both qualitatively and quantitatively match the coronal loops paths is disappointing, especially given the generally successful application of these algorithms to test cases with known solutions (Schrijver et al. 2006), including a solar-like test case with quasi-realistic forcing in the lower layers that was meant to approximate some of the forces acting in the solar chromosphere (Metcalf et al. 2008). While we realistically expect the various methods to yield somewhat different solutions, we cannot fully ascribe the broad range of inconsistencies in the solutions solely to algorithmic differences. This causes us to examine the entire NLFFF modeling process from beginning to end, and in so

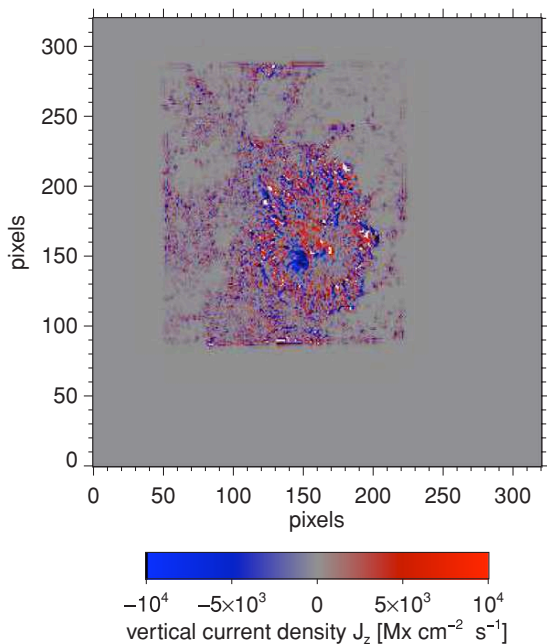


Figure 3. Map of the vertical component of the electric current density J_z at the lower bounding surface as determined from *Hinode*/SOT-SP vector-field measurements (i.e., prior to preprocessing). The values of B_x and B_y , and therefore J_z , outside of the region containing vector magnetogram data are unknown and have been zeroed out. Saturation of the color table is indicated by black or white hues. The pixel scale is 580 km per pixel.

doing we have identified several additional factors that likely also impact our ability to produce robust models. These factors are discussed further in Sections 4.2 and 4.3.

4.1. Data Preparation Variations

We applied the NLFFF algorithms to boundary data produced using eleven variations of the data preparation process, of which only one was outlined in Section 2. Variations involved substituting a different procedure to remove the 180° ambiguity of the measured transverse vector field, and/or using different versions of the standard preprocessing algorithm. In total, about 60 different NLFFF models for AR 10953 were calculated. (Not all algorithms were run on all of the available boundary data sets.)

The first variant entailed using a different algorithm to remove the 180° ambiguity inherent in the vector magnetogram inversion process. Although there are, in fact, several algorithms to do this, we chose as an alternative to AZAM to employ the automated University of Hawaii Iterative Method (UHIM) (Canfield et al. 1993) because it has been used extensively in the literature and also scored highly amongst other ambiguity resolution algorithms (Metcalf et al. 2006). We found that, while differences exist in, for example, field line trajectories near regions where the ambiguity was resolved differently, the volume-integrated metrics discussed in Section 3 and shown in Table 1 were largely similar for both the AZAM- and UHIM-disambiguated boundary data.

The second variant involved a new version of the method used to preprocess the values of $\mathbf{B}|_{z_0}$ to make the boundary data more consistent with a force-free solution. Our standard scheme pivots and smooths the components of $\mathbf{B}|_{z_0}$ so that the integrated magnetic forces and torques in the overlying volume are reduced as much as possible, while also retaining some fidelity to the measured vector field. For AR 10953, we

also experimented with a preprocessing scheme (described by Wiegelmann et al. 2008) that, in addition to the above, seeks to align the horizontal components of $\mathbf{B}|_{z_0}$ with fibrils seen in contemporaneous images of $H\alpha$. The motivation for this additional preprocessing constraint is to produce boundary data as close as possible to the force-free field expected to exist at the chromospheric level (to which the $H\alpha$ fibrils are assumed parallel). We found, however, that using $H\alpha$ -fibril information (observed by the Narrowband Filter Imager of *Hinode*/SOT) did not make a significant difference in the domain-averaged metrics used to characterize the various extrapolation models, although we intend to experiment further with this preprocessing scheme as it is somewhat new.

The third variant was to use the method of preprocessing described by Fuhrmann et al. (2007), the goals of which are the same as the Wiegelmann et al. (2006), but which uses a simulated annealing numerical scheme to find the optimal $\mathbf{B}|_{z_0}$ field. As with the other variations, using this alternate preprocessing scheme did not much affect the resulting global metrics (M. Fuhrmann et al. 2009, in preparation).

4.2. Field-of-View Issues

The *Hinode*/SOT-SP vector magnetogram data span only the central portion of the AR 10953, and thus do not cover all of the weaker field and plage that surround the active region center. Here, as in the Schrijver et al. (2008) case, we chose to extend the NLFFF computational domain and embed the vector data in a larger line-of-sight magnetogram. One benefit of such embedding is that it places the side and top bounding surfaces farther away from the center of the active region, in locations where the coronal magnetic field is presumed more potential and thus more consistent with the boundary conditions applied there. Another reason is that in earlier test cases using boundary data with known solutions (described by Schrijver et al. 2006), we found that enlarging the NLFFF computational domain improved the solution field in the central region of interest. We attributed this behavior primarily to the sensitivity of the final solution to the specified boundary conditions, and concluded that moving the side and top boundaries farther away from the region of interest improved the resulting models.

However, there is an important difference between these earlier tests and the current case of AR 10953. In the Schrijver et al. (2006) study, vector data for the entire (enlarged) lower boundary were available, and thus the locations of currents penetrating the entire lower bounding surface, over both polarities, were known. In contrast, for AR 10953 we have no information about currents located exterior to the region containing the *Hinode* vector magnetogram data, as shown in Figure 3, and consequently (as stated earlier) the horizontal components of $\mathbf{B}|_{z_0}$ were set to zero in the region outside of the area containing *Hinode*/SOT-SP vector data. This is obviously not correct, but lacking any knowledge of actual horizontal fields there, this approach was presumed to be the least damaging. However, the lack of satisfactory results suggests that the decision to embed may not be as harmless as originally believed.

The ability of the various NLFFF algorithms to find a valid solution ultimately depends upon how they deal with the currents passing through the bounding surfaces of the computational domain. Figure 4 shows maps of the current density integrated vertically through the models. It is evident from these images that algorithms based on similar methods result in models that look similar to each other, but also that there are stark

differences between the locations of the strong currents amongst the different classes of methods.

It is interesting to note that for AR 10953, as for the Schrijver et al. (2008) case, the solutions bearing the best resemblance to the *Hinode*/XRT loops, and here were among the best at matching the *STEREO*-loop trajectories, were calculated using the current-field iteration method. This method differs from the others in that it uses values of J_z and α only in one of the polarities (the well observed leading polarity, in the case of the best-fit models) from the lower boundary, while ignoring such measurements in the opposite polarity. In contrast, the optimization and magnetofrictional methods require that information about currents be available across both polarities.

We suspect that the Wheatland current-field iteration algorithm benefits from the additional space in the solution domain because fewer current-carrying field lines intersect the side boundaries (which causes their values of α to be set to zero). However, the Wiegmann optimization algorithm, and the Valori magnetofrictional algorithm in particular, perform better when applied to smaller volumes or when the weighting given to the peripheral boundary information is less than that applied to the *Hinode* vector magnetogram data. The bottom row of images in Figure 4 shows that the Valori magnetofrictional algorithm has markedly different behavior depending on the weighting of the peripheral boundary data. The differences are most striking in the area exterior to where the vector magnetogram data are located. Restricting the computational domain to contain only the region overlying the *Hinode*/SOT-SP field of view produces a solution with more intense currents and having fewer Lorentz forces ($\langle CW \sin \theta \rangle = 0.19$) and greater energy ($E/E_{\text{pot}} = 1.12$) than the Val solution. Many of these problems caused by the embedding process are alleviated when vector magnetogram data are provided over a field of view that covers the locations of all relevant currents associated with the region of interest. For active region studies, this often means capturing much of the trailing polarity, which is often more diffuse and extended than the leading polarity.

We therefore conclude that vector magnetogram data of active regions for use by NLFFF modeling efforts need to span much of the area above which currents flow. Coverage of the more diffuse, trailing-polarity fields is likely to be especially important because of the tendency for the trailing-polarity field to contain the endpoints of many field lines that carry significant currents (due to the existence of such currents in the leading polarity, coupled with the assumption that many field lines connect the leading and trailing polarities within the active region of interest).

On a related topic, we suspect that the *STEREO*-loop comparison process described in Section 3 is affected both by the proximity of the *STEREO* loops to the sidewalls of the NLFFF computational domain (where potential field boundary conditions were applied) and by their lying outside of the region for which we have vector magnetogram data (Figures 1(d) and (e)). Consequently, one might not be surprised that the potential model bested the others in matching the *STEREO* loops, but the sizable misalignment angle $\langle \phi \rangle$ of 24° for the potential model seems to suggest that even these outlying *STEREO* loops do carry some currents.

In light of these issues, rather than using the *STEREO*-loop comparison as a discriminator between the collection of NLFFF models, we instead view the collectively poor misalignment angles by the NLFFF models as another indication that the region over which vector magnetogram data are available needs

to be enlarged. Although it is possible to enlarge the NLFFF computational domain (beyond what we have already done) in order to include even more loops observed by *STEREO*, we again emphasize that the added benefit of doing so without additional vector magnetogram data would be minimal because of the lack of further information about currents flowing through the lower boundary. Indeed, we applied the same current-field iteration method used for Wh⁻ to larger (512×512 pixel) boundary data produced using the same process described in Section 2, and found that the value of $\langle \phi \rangle$ for the identical volume used to compute the values of $\langle \phi \rangle$ in Table 1 remained unchanged.

Lastly, we recognize that, when compared with stronger-field regions, the transverse field components B_t are not measurable with the same degree of certainty in weaker-field regions such as those likely to lie within the enlarged fields of view for which we are advocating. The findings presented here, however, suggest that the NLFFF modeling algorithms would benefit by having these vector magnetic field data available, even if such data possess higher measurement uncertainties than the stronger fields found closer to the centers of most active regions.

4.3. Boundary Data Inconsistencies

In Section 2, we described several conditions that the boundary data $\mathbf{B}|_S$ must satisfy in order to be consistent with a force-free magnetic field. However, these conditions are never guaranteed to be satisfied on the full bounding surface S , which here consists of the vector and line-of-sight magnetogram data for the lower boundary combined with the potential field boundary conditions used for the remainder of the enclosing surface. To partially rectify this problem, we apply preprocessing to these data to thereby adjust the various components of $\mathbf{B}|_{z_0}$ on S such that the boundary data are made more compatible with the equations the NLFFF algorithms seek to solve.

Even after preprocessing, however, the boundary data can be shown to be incompatible with a force-free field. The Wh⁻ model, which is one of several models judged to match best on a qualitative basis, only uses the α values located in the negative polarity of the active region. However, the algorithm converged to a solution for which the corresponding α values in the positive polarity do not match those indicated by the *Hinode*/SOT-SP data. Figure 5(a) illustrates this problem. There, the α values in the Wh⁻ model from field lines that intersect the lower boundary in the positive polarity are plotted against the α values at the same boundary points deduced from the preprocessed *Hinode* data. For consistent boundary data, these would be equal. The scatter evident in the figure indicates that the *Hinode* boundary data, even after preprocessing, are inconsistent with a force-free field. Additionally, the difference in the location of currents in the Wh⁻ and Wh⁺ models (and similarly in the Rég⁻ and Rég⁺ models), as evident in Figure 4, may also indicate that the boundary data are inconsistent with a force-free solution.

Figure 5(b) illustrates this effect in a different way. This incompatibility can be illustrated by computing

$$\Phi(\alpha) = \int_S H(\alpha' - \alpha) B_z dx dy, \quad (1)$$

where H is the Heaviside step function, and $B_z(x, y)$ and $\alpha'(x, y)$ are, respectively, the flux density and value of J_z/B_z at each point on the preprocessed *Hinode* boundary map. The function $\Phi(\alpha)$ signifies the net flux in that subarea of the boundary map for which α' is larger than a certain threshold α . When the α -correspondence relation holds, the function $\Phi(\alpha)$ thus possesses

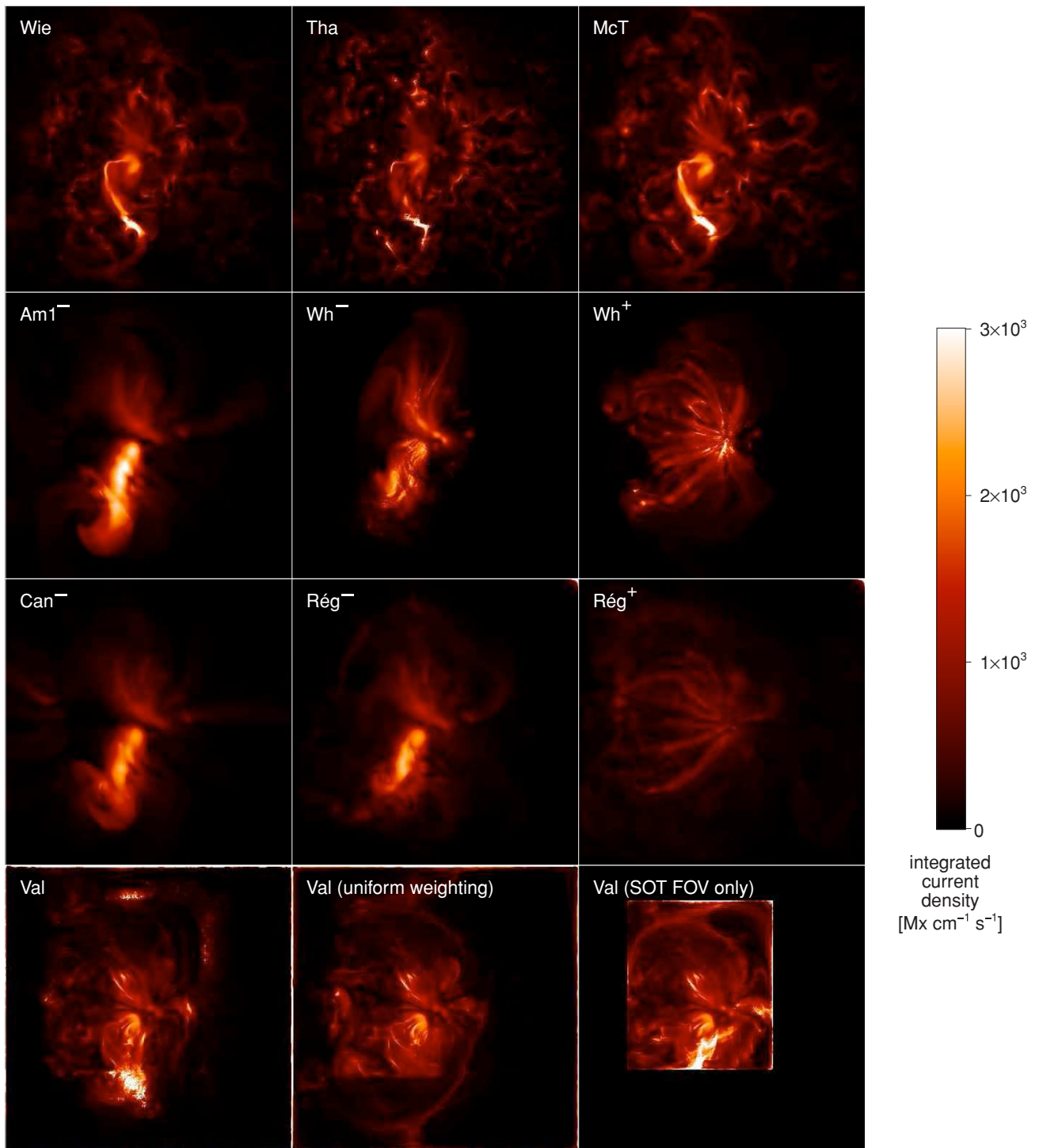


Figure 4. Images showing the magnitude of the current density $|J|$ after integrating vertically through the computational domain for most of the models presented in Figure 2. Algorithms using the same class of method tend to produce similar patterns, as evident in the top row (showing models produced using optimization algorithms) and in the middle two rows (showing models produced using Grad–Rubin-style current-field iteration algorithms). The bottom row illustrates three different versions of the Valori magnetofrictional model, illustrating some of the effects associated with the process of embedding vector magnetogram data into line-of-sight magnetogram data to produce lower-boundary data. Shown are the Val model of Figure 2 which weights more heavily the boundary data inside the *Hinode*/SOT–SP field of view, a model for which the lower-boundary data were weighted uniformly, and a smaller-domain model encapsulating only the volume overlying the *Hinode*/SOT–SP field of view. The integrated current map from the $Am2^-$ model in Figure 2 is almost identical to that of the $Am1^-$ model, and is not shown.

a derivative of zero because such correspondence requires, for any interval $d\alpha$, an equal amount of positive and negative flux

passing through that subarea of the boundary map having values of α' between α and $\alpha + d\alpha$. However, Figure 5(b) shows that

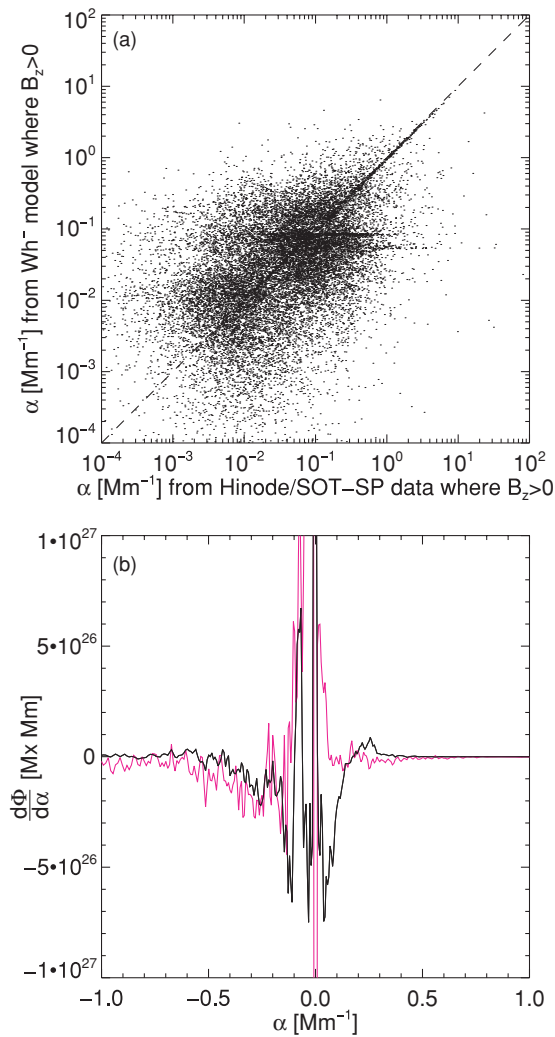


Figure 5. (a) Scatter diagram illustrating the mismatch between the values of α implied by the preprocessed *Hinode*/SOT-SP boundary data $\mathbf{B}|_{z_0}$ for all points having $B_z > 0$, and the values of α for field lines in the Wh⁻ model intersecting these same points. For a consistent boundary condition where the α -correspondence relation is satisfied, the values of α on each field line in the Wh⁻ solution (which are taken from the negative-polarity end of the field line) would match the measured value of α found at the positive-polarity end. (b) The differential change $d\Phi/d\alpha$ in net flux Φ integrated over all points having α values greater than the abscissa. The unprocessed (red) and processed (black) boundary data for AR 10953 are both shown. Data for which the α -correspondence relation holds have $d\Phi/d\alpha = 0$.

$d\Phi/d\alpha$ is nonzero over most α values for the preprocessed data used here, especially within the range $-0.2 < \alpha < 0.2$ which corresponds to the α values possessed by about 80% of the area of the boundary map. For comparison, the figure includes the function $d\Phi/d\alpha$ for the unprocessed data set.

The various methods deal with the lack of α correspondence in the boundary data in different ways. Current-field iteration methods allow the α -correspondence condition to be met by ignoring the values of α in one polarity. However, only limited uniqueness results have been found for this approach, and even existence results are limited to the case of an unbounded domain (see Amari et al. 2006). It is well known that the current-field iteration method fails to converge in some cases, and this may be due to the absence of a solution, or the absence of a unique

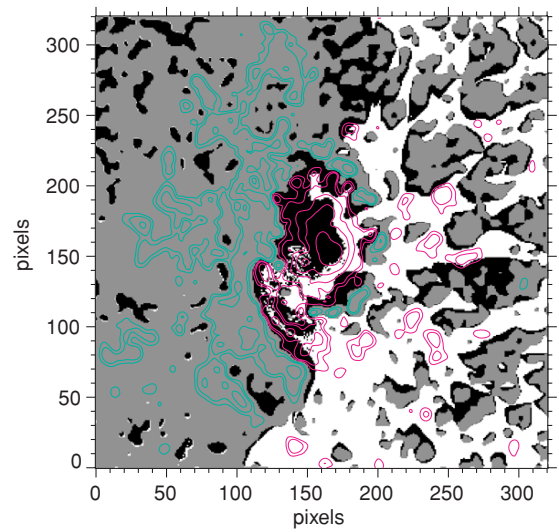


Figure 6. Sensorship map for the Wh⁻ model. Pixels are gray in the positive polarity of B_z and are either black or white in the negative polarity. White pixels indicate the locations of field lines for which α was censored (set to zero); black pixels indicate locations where $\alpha \neq 0$. Contours of B_z are overlaid, with green and red contours located in positive and negative polarity regions, respectively. Contour levels are at $\pm\{100, 200, 500, 1000, 2000\}$ Mx cm⁻². The pixel scale is 580 km per pixel.

solution. In Wheatland's implementation of this method, if the solution does not converge, values of α are censored (set to zero) in the polarity defining the currents going into the corona. The censorship is imposed at boundary points with $|B_z|$ less than a threshold value, and that value is increased as required. Additional censorship is also imposed such that field lines intersecting the side and top boundaries carry no current. In practice, it is found that such reduction of the currents flowing into the domain can lead to convergence. The Wh⁻ model, for example, censored almost half of the values of α in the negative polarity (corresponding to 43% of the negative-polarity flux) before convergence was achieved, as illustrated in Figure 6. Valori's magnetofrictional method is prevented from relaxing past an equilibrium state in which the continual injection of inconsistencies into the model (at the boundaries) is balanced by their removal via diffusion. Wiegelmann's optimization method does not reach as well relaxed of a force-free state as some of the other models, even though it disregards some of the boundary mismatches via the tapered nature of the weighting functions toward the edges of the model volume.

There are several reasons why the boundary conditions used for this study (and other active region studies) might not satisfy the force-free consistency relations. The most conspicuous reason is that the photospheric layers of the Sun, from which originate the *Hinode*/SOT-SP magnetogram data used here, do contain Lorentz, buoyancy, and pressure gradient forces and thus are not force free to begin with (Metcalf et al. 1995; Gary 2001). Additionally, measurement uncertainties in the components of $\mathbf{B}|_{z_0}$ preclude accurate determinations of J_z (and thus α) on the lower boundary because of the need to take derivatives of the horizontal components of $\mathbf{B}|_{z_0}$. Another reason is that measurements of the current density normal to the enclosing surface are unavailable over much of S due to the lack of vector magnetogram data above the photosphere. Another reason is that the modeling implicitly assumes that the boundary data span a planar surface, and do not take into account effects present in vector magnetograms such as the Wilson depression in sunspots

and the broad range of line formation heights across the line. Yet another reason is that the inversion techniques that produce the vector magnetogram measurements do not fully take into account the multiple components of thin, narrow strands of interleaved magnetic fields that characterize sunspot penumbrae (Title et al. 1993; Bellot Rubio et al. 2004; Shimizu et al. 2008). We thus conclude that the NLFFF modeling process needs to account for these intrinsic uncertainties in the boundary data, which include everything from measurement uncertainties to the lack of knowledge about how to infer the magnetic field in the force-free region at the base of the corona from the observed photospheric field maps.

5. CONCLUSIONS

We have attempted to model the coronal magnetic field overlying AR 10953 by applying a suite of NLFFF algorithms to the photospheric vector field measured using *Hinode*/SOT-SP. These data were remapped, embedded, and preprocessed in various ways in order to produce boundary data for this active region that were also consistent with the force-free assumption. From these boundary data, about 60 different NLFFF models were constructed.

The resulting variations in these models prompted us to validate the results against images of coronal loops evident in EUV or X-ray images. The goodness of fit was first determined in a qualitative manner by overlaying NLFFF-model field lines on *Hinode*/XRT imagery. This comparison indicated that some models contain field lines that are aligned with the observed loop structures. However, conclusive determinations of best-matching models, based solely on such overlays, remained difficult because of the indistinct nature of many coronal loops, especially those located near the center of AR 10953 where many of the currents are presumed to lie.

We then turned to stereoscopic determinations of three-dimensional loop paths as a way to quantitatively assess the goodness of fit. This comparison was also inconclusive, because the loops traced stereoscopically in the *STEREO*/SECCHI-EUVI observations were restricted to the outermost domain of the active region. This meant that those loops that did fall in the NLFFF computational domain lay close to the edge of the computational volume, where model field lines either leave the domain or run close to the side boundaries. We suspect this quantitative comparison was at least partially compromised by these effects, due to the model fields being sensitive to the way in which the side boundary information is incorporated and to their being located above the portion of the lower boundary for which *Hinode*/SOT-SP vector magnetogram data were not available.

As exemplified by the qualitative and quantitative comparisons presented here, we find that it remains difficult to construct and validate coronal magnetic field models of solar active regions that can reliably be used for detailed analyses of a quantitative nature. Our experience with modeling test cases with known solutions had shown that the various algorithms do work when given consistent boundary conditions. This led us to examine thoroughly the entire NLFFF modeling framework in order to identify problematic issues that impact our ability to build useful models of the solar coronal field. The results of this examination leave us with several possibilities. First, it may be that useful NLFFF extrapolations based on currently available signal-to-noise levels, preprocessing procedures, fields of view, and observable fields are intrinsically infeasible. A second (and more hopeful) possibility is that NLFFF extrapolations need

both much larger fields of view to better constrain the long field lines high over a region or to distant neighboring regions, and enough spatial resolution to resolve the spatial distribution of current densities on the boundaries. Third, NLFFF algorithms need to accommodate the fact that the boundary conditions contain (sometimes significant) uncertainties, either from the measurement process (e.g., signal-to-noise issues or inadequate resolution of the 180° ambiguity), or from physical origins (e.g., variations in the line formation height, or most prominently the non-force-free nature of photospheric vector magnetograms).

The second possibility can be tested empirically. One way to do this with current codes and instrumentation is to obtain vector magnetic observations of a substantially smaller active region and its wide surroundings. This will place the side boundaries relatively farther away from the region of interest, while remaining compatible with the range and resolution of, e.g., the *Hinode*/SOT-SP and with the Cartesian nature of the available modeling codes.

To address the third possibility, we have several avenues available. Simple ways to account for boundary data uncertainties include introducing a position-dependent weighting function used in relaxation methods, or modifying the selection criteria for the α field in the current-field iterative method. Additionally, the preprocessing of the raw vector data needs to better approximate the physics of the photosphere-to-chromosphere interface in order to transform the observed photospheric field to a realistic approximation of the overlying near-force-free field at the base of the corona. One way to do that without resorting to more computationally intensive MHD models is to use the magnetohydrostatic concept (e.g., Wiegmann & Neukirch 2006) and approximate the stratifications for the flux tubes and their surroundings (or the strongly and weakly magnetic regions) separately.

Finally, in light of our findings in this study and in consideration of the aforementioned goal of constructing models that provide useful estimates of physical quantities of interest, we thus recommend that a particular force-free extrapolation should not be considered a consistent model of an active region corona unless the following indicators (at a minimum) are satisfied: (1) good alignment of modeled field lines to the coronal loops observed on the solar disk; (2) acceptable agreement of the α -correspondence relation by having similar values of α at both ends of all closed field lines, and acceptable agreement with the boundary values of α from the data; while (3) still realizing low values of the NLFFF metrics $\langle CW \sin \theta \rangle$ and $\langle |f_i| \rangle$.

We gratefully acknowledge Professor Sami Solanki and the Max-Planck-Institut für Sonnensystemforschung in Katlenburg-Lindau, Germany, for their hospitality during our most recent workshop, at which the ideas presented in this article were discussed and refined. *Hinode* is a Japanese mission developed and launched by ISAS/JAXA (Japan), with NAOJ as domestic partner and NASA (USA) and STFC (UK) as international partners. It is operated by these agencies in cooperation with ESA and NSC (Norway). The *STEREO*/SECCHI data used here are produced by an international consortium of the Naval Research Laboratory (USA), Lockheed Martin Solar and Astrophysics Laboratory (USA), NASA/Goddard Space Flight Center (USA), Rutherford Appleton Laboratory (UK), University of Birmingham (UK), Max-Planck-Institut für Sonnensystemforschung (Germany), Centre Spatiale de Liège (Belgium), Institut d'Optique Théorique et Appliquée (France), and Institut d'Astrophysique Spatiale (France). M.L.D., C.J.S., G.B., and

K.D.L. were supported by Lockheed Martin Independent Research Funds. M.L.D. was also supported by NASA contract NNM07AA01C to Lockheed Martin. J.M.M. was supported by NASA grants NNG05144G and NNX08A156G. S.R. acknowledges the financial support of the UK STFC. J.K.T. acknowledges support from DFG grant WI 3211/1-1. G.V. was supported by DFG grant HO 1424/9-1. T. W. acknowledges support from DLR grant 50 OC 0501. P.A.C. is an IRCSET Government of Ireland Scholar. T.T. acknowledges support from the International Max Planck Research School on Physical Processes in the Solar System and Beyond.

Facilities: Hinode, SOHO, STEREO

REFERENCES

- Aly, J. J. 1984, *ApJ*, 283, 349
 Aly, J. J. 1989, *Sol. Phys.*, 120, 19
 Amari, T., Boulmezaoud, T. Z., & Aly, J. J. 2006, *A&A*, 446, 691
 Aschwanden, M. J., Wülser, J.-P., Nitta, N. V., & Lemen, J. R. 2008, *ApJ*, 679, 827
 Bellot Rubio, L. R., Balthasar, H., & Collados, M. 2004, *A&A*, 427, 319
 Borrero, J. M., Tomczyk, S., Norton, A., Darnell, T., Schou, J., Scherrer, P., Bush, R., & Liu, Y. 2007, *Sol. Phys.*, 240, 177
 Canfield, R. C. 1993, *ApJ*, 411, 362
 Fuhrmann, M., Seehafer, N., & Valori, G. 2007, *A&A*, 476, 349
 Gary, G. A. 2001, *Sol. Phys.*, 203, 71
 Golub, L., et al. 2007, *Sol. Phys.*, 243, 63
 Grad, H., & Rubin, H. 1958, in *Peaceful Uses of Atomic Energy: Proc. Second UN International Atomic Energy Conference*, 31 (Geneva: UN), 190
 Howard, R. A., et al. 2008, *Space Sci. Rev.*, 136, 67
 Klimchuk, J. A., Canfield, R. C., & Rhoads, J. E. 1992, *ApJ*, 385, 327
 McClymont, A. N., Jiao, L., & Mikić, 1997, *Sol. Phys.*, 174, 191
 Metcalf, T. R., et al. 2008, *Sol. Phys.*, 247, 269
 Metcalf, T. R., Jiao, L., McClymont, A. N., Canfield, R. C., & Uitenbroek, H. 1995, *ApJ*, 439, 474
 Metcalf, T. R., et al. 2006, *Sol. Phys.*, 237, 267
 Molodenskii, M. M. 1969, *SvA*, 12, 585
 Okamoto, T. J., et al. 2008, *ApJ*, 673, L215
 Régnier, S., & Amari, T. 2004, *A&A*, 425, 345
 Régnier, S., Amari, T., & Kersalé, E. 2002, *A&A*, 392, 1119
 Régnier, S., & Canfield, R. C. 2006, *A&A*, 451, 319
 Sakurai, T. 1981, *Sol. Phys.*, 69, 343
 Scherrer, P. H., et al. 1995, *Sol. Phys.*, 162, 129
 Schrijver, C. J., et al. 2008, *ApJ*, 675, 1637
 Schrijver, C. J., et al. 2006, *Sol. Phys.*, 235, 161
 Shimizu, T., et al. 2008, *ApJ*, 680, 1467
 Skumanich, A., & Lites, B. W. 1987, *ApJ*, 322, 473
 Title, A. M., Frank, Z. A., Shine, R. A., Tarbell, T. D., Topka, K. P., Scharmer, G., & Schmidt, W. 1993, *ApJ*, 403, 780
 Tsuneta, S., et al. 2008, *Sol. Phys.*, 249, 167
 Valori, G., Kliem, B., & Fuhrmann, M. 2007, *Sol. Phys.*, 245, 263
 Wheatland, M. S. 2006, *Sol. Phys.*, 238, 29
 Wheatland, M. S., Sturrock, P. A., & Roumeliotis, G. 2000, *ApJ*, 540, 1150
 Wiegmann, T. 2004, *Sol. Phys.*, 219, 87
 Wiegmann, T., Inhester, B., & Sakurai, T. 2006, *Sol. Phys.*, 233, 215
 Wiegmann, T., Lagg, A., Solanki, S. K., Inhester, B., & Woch, J. 2005, *A&A*, 433, 701
 Wiegmann, T., & Neukirch, T. 2006, *A&A*, 457, 1053
 Wiegmann, T., Thalmann, J. K., Schrijver, C. J., DeRosa, M. L., & Metcalf, T. R. 2008, *Sol. Phys.*, 247, 249
 Yang, W. H., Sturrock, P. A., & Antiochos, S. K. 1986, *ApJ*, 309, 383

C Autres Publications et Communications

C.1 Reconstructing the Solar Magnetic Field from Active Region Scale to Large Scale.

Amari, T., Canou, A., Delyon, F., Frey, P. & Alauzet, F.

Solar physics at the advent of the European Solar Telescope, Semaine de l'Astrophysique Française, Journées de la SF2A 2011, 20-23 Juin 2011. Paris.

C.2 Presence of Twisted Flux Ropes in Active Regions.

Canou, A. & Amari, T.

Séminaire, National Solar Observatory, Tucson, U.S.A., December 2, 2009.

C.3 Magnetic Structure of the Filament in AR 10953.

Canou, A. & Amari, T.

Prominence Research : Observations and Models Workshop, Prague, Czech Republic, October 20, 2009.

C.4 Présence de Tubes de Flux Torsadé dans des Régions Actives.

Canou, A. & Amari, T.

Colloque de Prospectives du PNST, Ecole Polytechnique, France, September 30, 2009.

C.5 Presence of a Twisted Flux Rope in AR10953.

Canou, A. & Amari, T.

Nonlinear Force-Free Field Workshop 6, School of Mathematics, Univ. of Saint Andrews, Scotland, June 24, 2009.

C.6 Some Quantities related to the Force-Free Character Of « Manchester's Model ».

Canou, A. & Amari, T.

Nonlinear Force-free Field Workshop 6, School of Mathematics, Univ. of Saint Andrews, Scotland, June 23, 2009.

C.7 Presence of Twisted Flux Ropes In Pre-eruptive and Pre-flaring Phases of Active Regions.

Canou, A. & Amari, T.

Séminaire, LESIA, Observatoire de Meudon, France, May 28, 2009.

C.8 Nonlinear Force-Free Magnetic Field Modeling of AR 10953 : a Critical Assessment.

De Rosa, M. L., Schrijver, C. J., Barnes, G., Leka, K. D., Lites, B. W., Aschwanden, M. J., Amari, T., **Canou, A.**, McTiernan, J. M. Régnier, S., Thalmann, J. K., Valori, G., Wheatland, M. S., Wiegmann, T., Cheung, M. C. M., Conlon, P. A., Fuhrmann, M., Inhester, B. & Tadesse, T.

AAS/Solar Physics Division Meeting #40, May, 2009.

Références

- Abbett, W. P. (2007). The Magnetic Connection between the Convection Zone and Corona in the Quiet Sun. *Astrophysical Journal*, 665 :1469–1488.
- Aly, J. J. (1984). On some properties of force-free magnetic fields in infinite regions of space. *Astrophysical Journal*, 283 :349–362.
- Aly, J. J. (1985). Quasi-static evolution of sheared force-free fields and the solar flare problem. *Astronomy & Astrophysics*, 143 :19–22.
- Aly, J. J. (1988). Some properties of the solutions of a non-linear boundary value problem for a force-free field in an infinite region of space. I - Energy estimates. *Astronomy & Astrophysics*, 203 :183–188.
- Aly, J. J. (1989). On the reconstruction of the nonlinear force-free coronal magnetic field from boundary data. *Solar Physics*, 120 :19–48.
- Aly, J. J. (1990a). Quasi-static evolution of a force-free magnetic field. *Computer Physics Communications*, 59 :13–20.
- Aly, J. J. (1990b). The stability of a line-tied force-free magnetic field in an unbounded region of space. *Physics of Fluids B*, 2 :1928–1935.
- Aly, J. J. (1991). How much energy can be stored in a three-dimensional force-free magnetic field? *Astrophysical Journal Letters*, 375 :L61–L64.
- Aly, J. J. and Amari, T. (1989). Current sheets in two-dimensional potential magnetic fields. I - General properties. *Astronomy & Astrophysics*, 221 :287–294.
- Aly, J. J. and Amari, T. (2007). Structure and evolution of the solar coronal magnetic field. *Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics*, 101 :249–287.
- Amari, T. and Aly, J. J. (1989). Interaction between a line current and a two-dimensional constant-alpha force-free field - an analytical model for quiescent prominences. *Astronomy & Astrophysics*, 208 :261–270.
- Amari, T. and Aly, J. J. (1992). Extended massive current sheet in a two-dimensional constant-alpha force-free field - A model for quiescent prominences. *Astronomy & Astrophysics*, 265 :791–805.
- Amari, T. and Aly, J.-J. (2009). Magnetic flux ropes : Fundamental structures for eruptive phenomena. In N. Gopalswamy & D. F. Webb, editor, *IAU Symposium*, volume 257 of *IAU Symposium*, pages 211–222.
- Amari, T. and Aly, J.-J. (2010). Observational constraints on well-posed reconstruction methods and the optimization-Grad-Rubin method. *Astronomy & Astrophysics*, 522 :A52+.
- Amari, T., Aly, J. J., Luciani, J. F., Boulmezaoud, T. Z., and Mikic, Z. (1997). Reconstructing the solar coronal magnetic field as a force-free magnetic field. *Solar Physics*, 174 :129–149. 10.1023/A :1004966830232.

- Amari, T., Aly, J. J., Mikic, Z., and Linker, J. (2007). Coronal Mass Ejection Initiation and Complex Topology Configurations in the Flux Cancellation and Breakout Models. *Astrophysical Journal Letters*, 671 :L189–L192.
- Amari, T., Aly, J.-J., Mikic, Z., and Linker, J. (2010). Coronal Mass Ejection Initiation : On the Nature of the Flux Cancellation Model. *Astrophysical Journal Letters*, 717 :L26–L30.
- Amari, T., Boulmezaoud, T. Z., and Aly, J. J. (2006). Well posed reconstruction of the solar coronal magnetic field. *Astronomy & Astrophysics*, 446 :691–705.
- Amari, T., Boulmezaoud, T. Z., and Maday, Y. (1998). A regularization method for the extrapolationbreak of the photospheric solar magnetic field. I. Linear force-free field. *Astronomy & Astrophysics*, 339 :252–260.
- Amari, T., Boulmezaoud, T. Z., and Mikic, Z. (1999a). An iterative method for the reconstructionbreak of the solar coronal magnetic field. I. Method for regular solutions. *Astronomy & Astrophysics*, 350 :1051–1059.
- Amari, T. and Luciani, J. F. (1999). Confined Disruption of a Three-dimensional Twisted Magnetic Flux Tube. *Astrophysical Journal Letters*, 515 :L81–L84.
- Amari, T., Luciani, J. F., and Aly, J. J. (2004). Coronal Magnetohydrodynamic Evolution Driven by Subphotospheric Conditions. *Astrophysical Journal Letters*, 615 :L165–L168.
- Amari, T., Luciani, J. F., and Aly, J. J. (2005). Non-Current-free Coronal Closure of Subphotospheric MHD Models. *Astrophysical Journal Letters*, 629 :L37–L40.
- Amari, T., Luciani, J. F., and Aly, J. J. (2008). Coronal Closure of Subphotospheric MHD Convection for the Quiet Sun. *Astrophysical Journal Letters*, 681 :L45–L48.
- Amari, T., Luciani, J. F., Aly, J. J., Mikic, Z., and Linker, J. (2003). Coronal Mass Ejection : Initiation, Magnetic Helicity, and Flux Ropes. II. Turbulent Diffusion-driven Evolution. *Astrophysical Journal*, 595 :1231–1250.
- Amari, T., Luciani, J. F., Aly, J. J., and Tagger, M. (1996a). Plasmoid formation in a single sheared arcade and application to coronal mass ejections. *Astronomy & Astrophysics*, 306 :913–+.
- Amari, T., Luciani, J. F., Aly, J. J., and Tagger, M. (1996b). Very Fast Opening of a Three-dimensional Twisted Magnetic Flux Tube. *Astrophysical Journal Letters*, 466 :L39+.
- Amari, T., Luciani, J. F., and Joly, P. (1999b). A Preconditioned Semi-Implicit Method for Magnetohydrodynamics Equations. *SIAM J. Sci. Comput.*, 21 :970–986.
- Amari, T., Luciani, J. F., Mikic, Z., and Linker, J. (1999c). Three-dimensional Solutions of Magnetohydrodynamic Equationsfor Prominence Magnetic Support : Twisted Magnetic Flux Rope. *Astrophysical Journal Letters*, 518 :L57–L60.
- Amari, T., Luciani, J. F., Mikic, Z., and Linker, J. (2000). A Twisted Flux Rope Model for Coronal Mass Ejections and Two-Ribbon Flares. *Astrophysical Journal Letters*, 529 :L49–L52.

- Antiochos, S. K., DeVore, C. R., and Klimchuk, J. A. (1999). A Model for Solar Coronal Mass Ejections. *Astrophysical Journal*, 510 :485–493.
- Anzer, U. and Priest, E. (1985). Remarks on the magnetic support of quiescent prominences. *Solar Physics*, 95 :263–268.
- Archontis, V. and Hood, A. W. (2008). A Flux Emergence Model for Solar Eruptions. *Astrophysical Journal Letters*, 674 :L113–L116.
- Archontis, V. and Hood, A. W. (2010). Flux emergence and coronal eruption. *Astronomy & Astrophysics*, 514 :A56+.
- Archontis, V., Moreno-Insertis, F., Galsgaard, K., Hood, A., and O’Shea, E. (2004). Emergence of magnetic flux from the convection zone into the corona. *Astronomy & Astrophysics*, 426 :1047–1063.
- Archontis, V. and Török, T. (2008). Eruption of magnetic flux ropes during flux emergence. *Astronomy & Astrophysics*, 492 :L35–L38.
- Asai, A., Shibata, K., Ishii, T. T., Oka, M., Kataoka, R., Fujiki, K., and Gopalswamy, N. (2009). Evolution of the anemone AR NOAA 10798 and the related geo-effective flares and CMEs. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 114(A13) :A00A21.
- Aulanier, G. and Demoulin, P. (1998). 3-D magnetic configurations supporting prominences. I. The natural presence of lateral feet. *Astronomy & Astrophysics*, 329 :1125–1137.
- Aulanier, G., Démoulin, P., and Grappin, R. (2005). Equilibrium and observational properties of line-tied twisted flux tubes. *Astronomy & Astrophysics*, 430 :1067–1087.
- Aulanier, G., Démoulin, P., Mein, N., van Driel-Gesztelyi, L., Mein, P., and Schmieder, B. (1999). 3-D magnetic configurations supporting prominences. III. Evolution of fine structures observed in a filament channel. *Astronomy & Astrophysics*, 342 :867–880.
- Aulanier, G., Demoulin, P., van Driel-Gesztelyi, L., Mein, P., and Deforest, C. (1998). 3-D magnetic configurations supporting prominences. II. The lateral feet as a perturbation of a twisted flux-tube. *Astronomy & Astrophysics*, 335 :309–322.
- Aulanier, G., DeVore, C. R., and Antiochos, S. K. (2002). Prominence Magnetic Dips in Three-Dimensional Sheared Arcades. *Astrophysical Journal Letters*, 567 :L97–L101.
- Aulanier, G. and Schmieder, B. (2002). The magnetic nature of wide EUV filament channels and their role in the mass loading of CMEs. *Astronomy & Astrophysics*, 386 :1106–1122.
- Aulanier, G., Srivastava, N., and Martin, S. F. (2000). Model Prediction for an Observed Filament. *Astrophysical Journal*, 543 :447–456.
- Aulanier, G., Török, T., Démoulin, P., and DeLuca, E. E. (2010). Formation of Torus-Unstable Flux Ropes and Electric Currents in Erupting Sigmoids. *Astrophysical Journal*, 708 :314–333.

- Balasubramaniam, K. S., Cliver, E. W., Pevtsov, A., Temmer, M., Henry, T. W., Hudson, H. S., Imada, S., Ling, A. G., Moore, R. L., Muhr, N., Neidig, D. F., Petrie, G. J. D., Veronig, A. M., Vršnak, B., and White, S. M. (2010). On the Origin of the Solar Moreton Wave of 2006 December 6. *Astrophysical Journal*, 723 :587–601.
- Bateman, G. (1978). *MHD instabilities*.
- Berger, M. A. (1999). Introduction to magnetic helicity. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 41 :167–+.
- Berger, M. A. and Field, G. B. (1984). The topological properties of magnetic helicity. *Journal of Fluid Mechanics*, 147 :133–148.
- Bineau, M. (1972). On the existence of force-free magnetic fields. *Communications on Pure and Applied Mathematics*, 25 :77–84.
- Bobra, M. G., van Ballegooijen, A. A., and DeLuca, E. E. (2008). Modeling Nonpotential Magnetic Fields in Solar Active Regions. *Astrophysical Journal*, 672 :1209–1220.
- Bommier, V., Landi Degl’Innocenti, E., Landolfi, M., and Molodij, G. (2007). UNNO-FIT inversion of spectro-polarimetric maps observed with THEMIS. *Astronomy & Astrophysics*, 464 :323–339.
- Bommier, V., Landi Degl’Innocenti, E., Leroy, J.-L., and Sahal-Brechot, S. (1994). Complete determination of the magnetic field vector and of the electron density in 14 prominences from linear polarization measurements in the HeI D3 and H-alpha lines. *Solar Physics*, 154 :231–260.
- Boulmezaoud, T. Z. and Amari, T. (2000). On the existence of non-linear force-free fields in three-dimensional domains. *Zeitschrift Angewandte Mathematik und Physik*, 51 :942–967.
- Brunelli, R. (2009). *Template Matching Techniques in Computer Vision : Theory and Practice*. Wiley.
- Bungey, T. N., Titov, V. S., and Priest, E. R. (1996). Basic topological elements of coronal magnetic fields. *Astronomy & Astrophysics*, 308 :233–247.
- Canou, A. and Amari, T. (2010). A Twisted Flux Rope as the Magnetic Structure of a Filament in Active Region 10953 Observed by Hinode. *Astrophysical Journal*, 715 :1566–1574.
- Canou, A., Amari, T., Bommier, V., Schmieder, B., Aulanier, G., and Li, H. (2009). Evidence for a Pre-Eruptive Twisted Flux Rope Using the Themis Vector Magnetograph. *Astrophysical Journal Letters*, 693 :L27–L30.
- Chae, J. and Sakurai, T. (2008). A Test of Three Optical Flow Techniques-LCT, DAVE, and NAVE. *Astrophysical Journal*, 689 :593–612.
- Chandrasekhar, S. (1961). *Hydrodynamic and hydromagnetic stability*. International Series of Monographs on Physics, Oxford.
- Chen, P. F. (2011). Coronal Mass Ejections : Models and Their Observational Basis. *Living Reviews in Solar Physics*, 8 :1–+.

- Chen, P. F. and Shibata, K. (2000). An Emerging Flux Trigger Mechanism for Coronal Mass Ejections. *Astrophysical Journal*, 545 :524–531.
- Cheng, X., Ding, M. D., Guo, Y., Zhang, J., Jing, J., and Wiegelmann, T. (2010). Re-flaring of a Post-flare Loop System Driven by Flux Rope Emergence and Twisting. *Astrophysical Journal Letters*, 716 :L68–L73.
- Cheung, M. C. M., Rempel, M., Title, A. M., and Schüssler, M. (2010). Simulation of the Formation of a Solar Active Region. *Astrophysical Journal*, 720 :233–244.
- Chodura, R. and Schlüter, A. (1981). A 3D code for MHD equilibrium and stability. *Journal of Computational Physics*, 41 :68–88.
- Crouch, A. D., Barnes, G., and Leka, K. D. (2009). Resolving the Azimuthal Ambiguity in Vector Magnetogram Data with the Divergence-Free Condition : Application to Discrete Data. *Solar Physics*, 260 :271–287.
- Cuperman, S., Ofman, L., and Semel, M. (1990). Determination of force-free magnetic fields above the photosphere using three-component boundary conditions - Moderately non-linear case. *Astronomy & Astrophysics*, 230 :193–199.
- De Rosa, M. L., Schrijver, C. J., Barnes, G., Leka, K. D., Lites, B. W., Aschwanden, M. J., Amari, T., Canou, A., McTiernan, J. M., Régnier, S., Thalmann, J. K., Valori, G., Wheatland, M. S., Wiegelmann, T., Cheung, M. C. M., Conlon, P. A., Fuhrmann, M., Inhester, B., and Tadesse, T. (2009). A Critical Assessment of Nonlinear Force-Free Field Modeling of the Solar Corona for Active Region 10953. *Astrophysical Journal*, 696 :1780–1791.
- Delannée, C. and Amari, T. (2000). Are the EIT waves really waves? In *Bulletin of the American Astronomical Society*, volume 32 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, pages 837–+.
- Delannée, C., Török, T., Aulanier, G., and Hochedez, J.-F. (2008). A New Model for Propagating Parts of EIT Waves : A Current Shell in a CME. *Solar Physics*, 247 :123–150.
- Démoulin, P. (1998). Magnetic Fields in Filaments. In David F. Webb, Brigitte Schmieder, and David M. Rust, editor, *New Perspective on Solar Prominences*, volume 150 of *ASP Conference Series*, page 78.
- Démoulin, P. (2008). A review of the quantitative links between CMEs and magnetic clouds. *Annales Geophysicae*, 26 :3113–3125.
- Démoulin, P., Cuperman, S., and Semel, M. (1992). Determination of force-free magnetic fields above the photosphere using three-component boundary conditions. II - Analysis and minimization of scale-related growing modes and of computational induced singularities. *Astronomy & Astrophysics*, 263 :351–360.
- Démoulin, P. and Priest, E. R. (1988). Instability of a prominence supported in a linear force-free field. *Astronomy & Astrophysics*, 206 :336–347.

- Démoulin, P. and Priest, E. R. (1989). A twisted flux model for solar prominences. II - Formation of a dip in a magnetic structure before the formation of a solar prominence. *Astronomy & Astrophysics*, 214 :360–368.
- Démoulin, P. and Priest, E. R. (1993). A model for an inverse-polarity prominence supported in a dip of a quadrupolar region. *Solar Physics*, 144 :283–305.
- Démoulin, P., Priest, E. R., and Anzer, U. (1989). A three-dimensional model for solar prominences. *Astronomy & Astrophysics*, 221 :326–337.
- DeVore, C. R. and Antiochos, S. K. (2000). Dynamical Formation and Stability of Helical Prominence Magnetic Fields. *Astrophysical Journal*, 539 :954–963.
- D’haeseleer, W. D., Hitchon, W. N. G., Callen, J. D., and Shohet, J. L. (1991). *Flux Coordinates and Magnetic Field Structure – A Guide to a Fundamental Tool of the Plasma Theory*. Springer Verlag Berlin.
- Dudík, J., Aulanier, G., Schmieder, B., Bommier, V., and Roudier, T. (2008). Topological Departures from Translational Invariance along a Filament Observed by THEMIS. *Solar Physics*, 248 :29–50.
- Emonet, T. and Moreno-Insertis, F. (1998). The Physics of Twisted Magnetic Tubes Rising in a Stratified Medium : Two-dimensional Results. *Astrophysical Journal*, 492 :804–+.
- Fan, Y. (2001). The Emergence of a Twisted Ω -Tube into the Solar Atmosphere. *Astrophysical Journal Letters*, 554 :L111–L114.
- Fan, Y. (2004). Magnetic Fields in the Solar Convection Zone. *Living Reviews in Solar Physics*, 1 :1–+.
- Fan, Y. (2008). The Three-dimensional Evolution of Buoyant Magnetic Flux Tubes in a Model Solar Convective Envelope. *Astrophysical Journal*, 676 :680–697.
- Fan, Y. (2009). The Emergence of a Twisted Flux Tube into the Solar Atmosphere : Sunspot Rotations and the Formation of a Coronal Flux Rope. *Astrophysical Journal*, 697 :1529–1542.
- Fan, Y. and Gibson, S. E. (2003). The Emergence of a Twisted Magnetic Flux Tube into a Preexisting Coronal Arcade. *Astrophysical Journal Letters*, 589 :L105–L108.
- Fan, Y. and Gibson, S. E. (2007). Onset of Coronal Mass Ejections Due to Loss of Confinement of Coronal Flux Ropes. *Astrophysical Journal*, 668 :1232–1245.
- Finn, J. H. and Antonsen, T. M. J. (1985). Magnetic helicity : what is it, and what is it good for? *Comments on Plasma Physics and Controlled Fusion*, 9 :111.
- Forbes, T. G. (2000). A review on the genesis of coronal mass ejections. *Journal Of Geophysical Research*, 105 :23153–23166.
- Forbes, T. G., Linker, J. A., Chen, J., Cid, C., Kóta, J., Lee, M. A., Mann, G., Mikić, Z., Potgieter, M. S., Schmidt, J. M., Siscoe, G. L., Vainio, R., Antiochos, S. K., and Riley, P. (2006). CME Theory and Models. *Space Science Reviews*, 123 :251–302.

- Fuhrmann, M., Seehafer, N., and Valori, G. (2007). Preprocessing of solar vector magnetograms for force-free magnetic field extrapolation. *Astronomy & Astrophysics*, 476 :349–357.
- Fuhrmann, M., Seehafer, N., Valori, G., and Wiegmann, T. (2011). A comparison of preprocessing methods for solar force-free magnetic field extrapolation. *Astronomy & Astrophysics*, 526 :A70+.
- Galsgaard, K., Moreno-Insertis, F., Archontis, V., and Hood, A. (2005). A Three-dimensional Study of Reconnection, Current Sheets, and Jets Resulting from Magnetic Flux Emergence in the Sun. *Astrophysical Journal Letters*, 618 :L153–L156.
- Gary, G. A. and Hagyard, M. J. (1990). Transformation of vector magnetograms and the problems associated with the effects of perspective and the azimuthal ambiguity. *Solar Physics*, 126 :21–36.
- Gary, G. A. and Moore, R. L. (2004). Eruption of a Multiple-Turn Helical Magnetic Flux Tube in a Large Flare : Evidence for External and Internal Reconnection That Fits the Breakout Model of Solar Magnetic Eruptions. *Astrophysical Journal*, 611 :545–556.
- Golub, L., Deluca, E., Austin, G., Bookbinder, J., Caldwell, D., Cheimets, P., Cirtain, J., Cosmo, M., Reid, P., Sette, A., Weber, M., Sakao, T., Kano, R., Shibasaki, K., Hara, H., Tsuneta, S., Kumagai, K., Tamura, T., Shimojo, M., McCracken, J., Carpenter, J., Haight, H., Siler, R., Wright, E., Tucker, J., Rutledge, H., Barbera, M., Peres, G., and Varisco, S. (2007). The X-Ray Telescope (XRT) for the Hinode Mission. *Solar Physics*, 243 :63–86.
- Grad, H. and Rubin, H. (1958). Hydromagnetic Equilibria and Force-Free Fields. In *Proc. 2nd Intern. Conf. Peaceful Uses of Atomic Energy*, volume 31 of -, page 190.
- Green, L. M., Kliem, B., and Wallace, A. J. (2011). Photospheric flux cancellation and associated flux rope formation and eruption. *Astronomy & Astrophysics*, 526 :A2+.
- Guo, Y., Ding, M. D., Wiegmann, T., and Li, H. (2008). 3D Magnetic Field Configuration of the 2006 December 13 Flare Extrapolated with the Optimization Method. *Astrophysical Journal*, 679 :1629–1635.
- Guo, Y., Schmieder, B., Démoulin, P., Wiegmann, T., Aulanier, G., Török, T., and Bommier, V. (2010). Coexisting Flux Rope and Dipped Arcade Sections Along One Solar Filament. *Astrophysical Journal*, 714 :343–354.
- Hadamard, J. (1932). *Le problème de Cauchy et les équations aux dérivées partielles linéaires hyperboliques*. Herman, Paris.
- Hagyard, M. J. (1987). Changes in measured vector magnetic fields when transformed into heliographic coordinates. *Solar Physics*, 107 :239–246.
- Hathaway, D. H. (2010). The Solar Cycle. *Living Reviews in Solar Physics*, 7 :1+.
- Haynes, A. L. and Parnell, C. E. (2007). A trilinear method for finding null points in a three-dimensional vector space. *Physics of Plasmas*, 14(8) :082107+.

- Hood, A. W., Archontis, V., Galsgaard, K., and Moreno-Insertis, F. (2009). The emergence of toroidal flux tubes from beneath the solar photosphere. *Astronomy & Astrophysics*, 503 :999–1011.
- Hood, A. W. and Priest, E. R. (1979). Kink instability of solar coronal loops as the cause of solar flares. *Solar Physics*, 64 :303–321.
- Inhester, B. and Wiegelmann, T. (2006). Nonlinear Force-Free Magnetic Field Extrapolations : Comparison of the Grad Rubin and Wheatland Sturrock Roumeliotis Algorithm. *Solar Physics*, 235 :201–221.
- Jing, J., Tan, C., Yuan, Y., Wang, B., Wiegelmann, T., Xu, Y., and Wang, H. (2010a). Free Magnetic Energy and Flare Productivity of Active Regions. *Astrophysical Journal*, 713 :440–449.
- Jing, J., Wiegelmann, T., Suematsu, Y., Kubo, M., and Wang, H. (2008). Changes of Magnetic Structure in Three Dimensions Associated with the X3.4 Flare of 2006 December 13. *Astrophysical Journal Letters*, 676 :L81–L84.
- Jing, J., Yuan, Y., Wiegelmann, T., Xu, Y., Liu, R., and Wang, H. (2010b). Nonlinear Force-free Modeling of Magnetic Fields in a Solar Filament. *Astrophysical Journal Letters*, 719 :L56–L59.
- Jouve, L. and Brun, A. S. (2009). Three-Dimensional Nonlinear Evolution of a Magnetic Flux Tube in a Spherical Shell : Influence of Turbulent Convection and Associated Mean Flows. *Astrophysical Journal*, 701 :1300–1322.
- Kaiser, R., Neudert, M., and von Wahl, W. (2000). On the Existence of Force-Free Magnetic Fields with Small Nonconstant α in Exterior Domains. *Communications in Mathematical Physics*, 211 :111–136.
- Kippenhahn, R. and Schlüter, A. (1957). Eine Theorie der solaren Filamente. Mit 7 Textabbildungen. *Zeitschrift für Astrophysik*, 43 :36.
- Kliem, B. and Török, T. (2006). Torus Instability. *Physical Review Letters*, 96(25) :255002–+.
- Krall, N. A. and Trivelpiece, A. W. (1986). *Principles of plasma physics*. San Francisco Press, Inc, San Francisco.
- Kuperus, M. and Raadu, M. A. (1974). The Support of Prominences Formed in Neutral Sheets. *Astronomy & Astrophysics*, 31 :189–+.
- Kusano, K., Maeshiro, T., Yokoyama, T., and Sakurai, T. (2003). Measurement of magnetic helicity flux into the solar corona. *Advances in Space Research*, 32 :1917–1922.
- Kusano, K., Maeshiro, T., Yokoyama, T., and Sakurai, T. (2004). The Trigger Mechanism of Solar Flares in a Coronal Arcade with Reversed Magnetic Shear. *Astrophysical Journal*, 610 :537–549.
- Landolfi, M., Landi Degl’Innocenti, E., and Arena, P. (1984). On the diagnostic of magnetic fields in sunspots through the interpretation of Stokes parameters profiles. *Solar Physics*, 93 :269–287.

- Leighton, R. B. (1964). Transport of Magnetic Fields on the Sun. *Astrophysical Journal*, 140 :1547–+.
- Leka, K. D. and Skumanich, A. (1999). On the value of ‘ α AR’ from vector magnetograph data - I. Methods and Caveats. *Solar Physics*, 188 :3–19.
- Leroy, J. L., Bommier, V., and Sahal-Brechot, S. (1983). The magnetic field in the prominences of the polar crown. *Solar Physics*, 83 :135–142.
- Li, H., Schmieder, B., Song, M. T., and Bommier, V. (2007). Interaction of magnetic field systems leading to an X1.7 flare due to large-scale flux tube emergence. *Astronomy & Astrophysics*, 475 :1081–1091.
- Lim, E.-K., Chae, J., Jing, J., Wang, H., and Wiegmann, T. (2010). The Formation of a Magnetic Channel by the Emergence of Current-carrying Magnetic Fields. *Astrophysical Journal*, 719 :403–414.
- Lin, J. and Forbes, T. G. (2000). Effects of reconnection on the coronal mass ejection process. *Journal Of Geophysical Research*, 105 :2375–2392.
- Linker, J. A., Mikić, Z., Lionello, R., Riley, P., Amari, T., and Odstreil, D. (2003). Flux cancellation and coronal mass ejections. *Physics of Plasmas*, 10 :1971–1978.
- Lionello, R., Mikić, Z., Linker, J. A., and Amari, T. (2002). Magnetic Field Topology in Prominences. *Astrophysical Journal*, 581 :718–725.
- Lites, B. W., Low, B. C., Martinez Pillet, V., Seagraves, P., Skumanich, A., Frank, Z. A., Shine, R. A., and Tsuneta, S. (1995). The Possible Ascent of a Closed Magnetic System through the Photosphere. *Astrophysical Journal*, 446 :877–+.
- Litvinenko, Y. E. and Martin, S. F. (1999). Magnetic reconnection as the cause of a photospheric canceling feature and mass flows in a filament. *Solar Physics*, 190 :45–58.
- Liu, C., Lee, J., Karlický, M., Prasad Choudhary, D., Deng, N., and Wang, H. (2009). Successive Solar Flares and Coronal Mass Ejections on 2005 September 13 from NOAA AR 10808. *Astrophysical Journal*, 703 :757–768.
- Liu, S., Zhang, H. Q., Su, J. T., and Song, M. T. (2011). Study on Two Methods for Nonlinear Force-Free Extrapolation Based on Semi-Analytical Field. *Solar Physics*, 269 :41–57.
- Liu, Y., Luhmann, J. G., Müller-Mellin, R., Schroeder, P. C., Wang, L., Lin, R. P., Bale, S. D., Li, Y., Acuña, M. H., and Sauvaud, J.-A. (2008). A Comprehensive View of the 2006 December 13 CME : From the Sun to Interplanetary Space. *Astrophysical Journal*, 689 :563–571.
- Livi, S. H. B., Wang, J., and Martin, S. F. (1985). The cancellation of magnetic flux. I - On the quiet sun. *Australian Journal of Physics*, 38 :855–873.
- López Ariste, A., Rayrole, J., and Semel, M. (2000). First results from THEMIS spectropolarimetric mode. *Astronomy and Astrophysics Supplement*, 142 :137–148.

- López Fuentes, M. C., Demoulin, P., Mandrini, C. H., and van Driel-Gesztelyi, L. (2000). The Counterkink Rotation of a Non-Hale Active Region. *Astrophysical Journal*, 544 :540–549.
- Low, B. C. (1992). Three-dimensional structures of magnetostatic atmospheres. IV - Magnetic structures over a solar active region. *Astrophysical Journal*, 399 :300–312.
- Low, B. C. and Lou, Y. Q. (1990). Modeling solar force-free magnetic fields. *Astrophysical Journal*, 352 :343–352.
- Luoni, M. L., Démoulin, P., Mandrini, C. H., and van Driel-Gesztelyi, L. (2011). Twisted Flux Tube Emergence Evidenced in Longitudinal Magnetograms : Magnetic Tongues. *Solar Physics*, 270 :45–74.
- Lynch, B. J., Antiochos, S. K., DeVore, C. R., Luhmann, J. G., and Zurbuchen, T. H. (2008). Topological Evolution of a Fast Magnetic Breakout CME in Three Dimensions. *Astrophysical Journal*, 683 :1192–1206.
- Mackay, D. H., Karpen, J. T., Ballester, J. L., Schmieder, B., and Aulanier, G. (2010). Physics of Solar Prominences : II - Magnetic Structure and Dynamics. *Space Science Reviews*, 151 :333–399.
- MacTaggart, D. and Hood, A. W. (2009). Can magnetic breakout be achieved from multiple flux emergence? *Astronomy & Astrophysics*, 501 :761–768.
- MacTaggart, D. and Hood, A. W. (2010). Simulating the "Sliding Doors" Effect Through Magnetic Flux Emergence. *Astrophysical Journal Letters*, 716 :L219–L222.
- Magara, T. (2006). Dynamic and Topological Features of Photospheric and Coronal Activities Produced by Flux Emergence in the Sun. *Astrophysical Journal*, 653 :1499–1509.
- Magara, T. and Longcope, D. W. (2001). Sigmoid Structure of an Emerging Flux Tube. *Astrophysical Journal Letters*, 559 :L55–L59.
- Magara, T. and Longcope, D. W. (2003). Injection of Magnetic Energy and Magnetic Helicity into the Solar Atmosphere by an Emerging Magnetic Flux Tube. *Astrophysical Journal*, 586 :630–649.
- Malherbe, J. M. and Priest, E. R. (1983). Current sheet models for solar prominences. I Magnetohydrostatics of support and evolution through quasi-static models. *Astronomy & Astrophysics*, 123 :80–88.
- Manchester, IV, W. (2001). The Role of Nonlinear Alfvén Waves in Shear Formation during Solar Magnetic Flux Emergence. *Astrophysical Journal*, 547 :503–519.
- Manchester, IV, W., Gombosi, T., DeZeeuw, D., and Fan, Y. (2004). Eruption of a Buoyantly Emerging Magnetic Flux Rope. *Astrophysical Journal*, 610 :588–596.
- Martin, S. F., Livi, S. H. B., and Wang, J. (1985). The cancellation of magnetic flux. II - In a decaying active region. *Australian Journal of Physics*, 38 :929–959.

- McClymont, A. N., Jiao, L., and Mikic, Z. (1997). Problems and Progress in Computing Three-Dimensional Coronal Active Region Magnetic Fields from Boundary Data. *Solar Physics*, 174 :191–218.
- Metcalf, T. R. (1994). Resolving the 180-degree ambiguity in vector magnetic field measurements : The 'minimum' energy solution. *Solar Physics*, 155 :235–242.
- Metcalf, T. R., De Rosa, M. L., Schrijver, C. J., Barnes, G., van Ballegooijen, A. A., Wiegelmann, T., Wheatland, M. S., Valori, G., and McTiernan, J. M. (2008). Nonlinear Force-Free Modeling of Coronal Magnetic Fields. II. Modeling a Filament Arcade and Simulated Chromospheric and Photospheric Vector Fields. *Solar Physics*, 247 :269–299.
- Metcalf, T. R., Leka, K. D., Barnes, G., Lites, B. W., Georgoulis, M. K., Pevtsov, A. A., Balasubramaniam, K. S., Gary, G. A., Jing, J., Li, J., Liu, Y., Wang, H. N., Abramenko, V., Yurchyshyn, V., and Moon, Y.-J. (2006). An Overview of Existing Algorithms for Resolving the 180 Ambiguity in Vector Magnetic Fields : Quantitative Tests with Synthetic Data. *Solar Physics*, 237 :267–296.
- Mikic, Z. and Linker, J. A. (1994). Disruption of coronal magnetic field arcades. *Astrophysical Journal*, 430 :898–912.
- Min, S. and Chae, J. (2009). The Rotating Sunspot in AR 10930. *Solar Physics*, 258 :203–217.
- Moffatt, H. K. (1978). *Magnetic field generation in electrically conducting fluids*.
- Molodenskii, M. M. (1969). Integral Properties of Force-Free Fields. *Soviet Astronomy*, 12 :585.
- Moreno-Insertis, F. and Emonet, T. (1996). The Rise of Twisted Magnetic Tubes in a Stratified Medium. *Astrophysical Journal Letters*, 472 :L53+.
- Murray, S. A., Bloomfield, D. S., and Gallagher, P. T. (2011). The Evolution of Sunspot Magnetic Fields Associated with a Solar Flare. *ArXiv e-prints*.
- Nagashima, K., Isobe, H., Yokoyama, T., Ishii, T. T., Okamoto, T. J., and Shibata, K. (2007). Triggering Mechanism for the Filament Eruption on 2005 September 13 in NOAA Active Region 10808. *Astrophysical Journal*, 668 :533–545.
- Nakagawa, Y. and Raadu, M. A. (1972). On Practical Representation of Magnetic Field. *Solar Physics*, 25 :127–135.
- Okamoto, T. J., Tsuneta, S., Lites, B. W., Kubo, M., Yokoyama, T., Berger, T. E., Ichimoto, K., Katsukawa, Y., Nagata, S., Shibata, K., Shimizu, T., Shine, R. A., Suematsu, Y., Tarbell, T. D., and Title, A. M. (2008). Emergence of a Helical Flux Rope under an Active Region Prominence. *Astrophysical Journal Letters*, 673 :L215–L218.
- Okamoto, T. J., Tsuneta, S., Lites, B. W., Kubo, M., Yokoyama, T., Berger, T. E., Ichimoto, K., Katsukawa, Y., Nagata, S., Shibata, K., Shimizu, T., Shine, R. A., Suematsu, Y., Tarbell, T. D., and Title, A. M. (2009). Prominence Formation Associated with an Emerging Helical Flux Rope. *Astrophysical Journal*, 697 :913–922.

- Olmedo, O. and Zhang, J. (2010). Partial Torus Instability. *Astrophysical Journal*, 718 :433–440.
- Park, S.-H., Chae, J., Jing, J., Tan, C., and Wang, H. (2010). Time Evolution of Coronal Magnetic Helicity in the Flaring Active Region NOAA 10930. *Astrophysical Journal*, 720 :1102–1107.
- Parker, E. (2007). *Conversations on Electric and Magnetic Fields in the Cosmos*. Princeton University Press.
- Parker, E. N. (1955). The Formation of Sunspots from the Solar Toroidal Field. *Astrophysical Journal*, 121 :491–+.
- Parker, E. N. (1993). A solar dynamo surface wave at the interface between convection and nonuniform rotation. *Astrophysical Journal*, 408 :707–719.
- Parker, E. N. (1996). Inferring Mean Electric Currents in Unresolved Fibril Magnetic Fields. *Astrophysical Journal*, 471 :485–+.
- Petrie, G. J. D., Canou, A., and Amari, T. (2011). Nonlinear Force-Free and Potential-Field Models of Active-Region and Global Coronal Fields during the Whole Heliosphere Interval. *Solar Physics*, pages 2–+.
- Pneuman, G. W. (1983). The formation of solar prominences by magnetic reconnection and condensation. *Solar Physics*, 88 :219–239.
- Priest, E. (1984). *Solar Magnetohydrodynamics*. D. Reidel Publishing Company.
- Priest, E. R. and Forbes, T. G. (2002). The magnetic nature of solar flares. *Astronomy and Astrophysics Review*, 10 :313–377.
- Rachkovsky, D. (1962). . *Izv. Krymsk. Astrofiz. Observ.*, 28 :259–+.
- Ravindra, B. and Howard, T. A. (2010). Comparison of energies between eruptive phenomena and magnetic field in AR 10930. *Bulletin of the Astronomical Society of India*, 38 :147–163.
- Rax, J. M. (2005). *Physique des Plasmas*. Dunod, -.
- Régnier, S. and Amari, T. (2004). 3D magnetic configuration of the H α filament and X-ray sigmoid in NOAA AR 8151. *Astronomy & Astrophysics*, 425 :345–352.
- Régnier, S., Amari, T., and Kersalé, E. (2002). 3D Coronal magnetic field from vector magnetograms : non-constant-alpha force-free configuration of the active region NOAA 8151. *Astronomy & Astrophysics*, 392 :1119–1127.
- Régnier, S., Parnell, C. E., and Haynes, A. L. (2008). A new view of quiet-Sun topology from Hinode/SOT. *Astronomy & Astrophysics*, 484 :L47–L50.
- Rieutord, M. and Rincon, F. (2010). The Sun’s Supergranulation. *Living Reviews in Solar Physics*, 7 :2–+.
- Roumeliotis, G. (1996). The “Stress-and-Relax” Method for Reconstructing the Coronal Magnetic Field from Vector Magnetograph Data. *Astrophysical Journal*, 473 :1095–+.

- Rust, D. M. and Kumar, A. (1996). Evidence for Helically Kinked Magnetic Flux Ropes in Solar Eruptions. *Astrophysical Journal Letters*, 464 :L199+.
- Sakurai, T. (1976). Magnetohydrodynamic interpretation of the motion of prominences. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 28 :177–198.
- Sakurai, T. (1979). A New Approach to the Force-Free Field and Its Application to the Magnetic Field of Solar Active Regions. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 31 :209–230.
- Sakurai, T. (1981). Calculation of force-free magnetic field with non-constant α . *Solar Physics*, 69 :343–359.
- Sakurai, T. (1989). Computational modeling of magnetic fields in solar active regions. *Space Science Reviews*, 51 :11–48.
- Schrijver, C. J., De Rosa, M. L., Metcalf, T., Barnes, G., Lites, B., Tarbell, T., McTiernan, J., Valori, G., Wiegelmann, T., Wheatland, M. S., Amari, T., Aulanier, G., Démoulin, P., Fuhrmann, M., Kusano, K., Régnier, S., and Thalmann, J. K. (2008). Nonlinear Force-free Field Modeling of a Solar Active Region around the Time of a Major Flare and Coronal Mass Ejection. *Astrophysical Journal*, 675 :1637–1644.
- Schrijver, C. J., De Rosa, M. L., Metcalf, T. R., Liu, Y., McTiernan, J., Régnier, S., Valori, G., Wheatland, M. S., and Wiegelmann, T. (2006). Nonlinear Force-Free Modeling of Coronal Magnetic Fields Part I : A Quantitative Comparison of Methods. *Solar Physics*, 235 :161–190.
- Skumanich, A. and Lites, B. W. (1987). Stokes profile analysis and vector magnetic fields. I - Inversion of photospheric lines. *Astrophysical Journal*, 322 :473–482.
- Song, M. T., Fang, C., Tang, Y. H., Wu, S. T., and Zhang, Y. A. (2006). A New and Fast Way to Reconstruct a Nonlinear Force-free Field in the Solar Corona. *Astrophysical Journal*, 649 :1084–1092.
- Stenflo, J. O. (1973). Magnetic-Field Structure of the Photospheric Network. *Solar Physics*, 32 :41–63.
- Sturrock, P. A. (1991). Maximum energy of semi-infinite magnetic field configurations. *Astrophysical Journal*, 380 :655–659.
- Su, Y., van Ballegooijen, A., Lites, B. W., Deluca, E. E., Golub, L., Grigis, P. C., Huang, G., and Ji, H. (2009). Observations and Nonlinear Force-Free Field Modeling of Active Region 10953. *Astrophysical Journal*, 691 :105–114.
- Titov, V. S. (2007). Generalized Squashing Factors for Covariant Description of Magnetic Connectivity in the Solar Corona. *Astrophysical Journal*, 660 :863–873.
- Titov, V. S. and Démoulin, P. (1999). Basic topology of twisted magnetic configurations in solar flares. *Astronomy & Astrophysics*, 351 :707–720.
- Titov, V. S., Hornig, G., and Démoulin, P. (2002). Theory of magnetic connectivity in the solar corona. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 107 :1164.

- Titov, V. S., Priest, E. R., and Démoulin, P. (1993). Conditions for the appearance of "bald patches" at the solar surface. *Astronomy & Astrophysics*, 276 :564–+.
- Török, T., Aulanier, G., Schmieder, B., Reeves, K. K., and Golub, L. (2009). Fan-Spine Topology Formation Through Two-Step Reconnection Driven by Twisted Flux Emergence. *Astrophysical Journal*, 704 :485–495.
- Török, T. and Kliem, B. (2003). The evolution of twisting coronal magnetic flux tubes. *Astronomy & Astrophysics*, 406 :1043–1059.
- Török, T. and Kliem, B. (2005). Confined and Ejective Eruptions of Kink-unstable Flux Ropes. *Astrophysical Journal Letters*, 630 :L97–L100.
- Török, T., Kliem, B., and Titov, V. S. (2004). Ideal kink instability of a magnetic loop equilibrium. *Astronomy & Astrophysics*, 413 :L27–L30.
- Unno, W. (1956). Line Formation of a Normal Zeeman Triplet. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 8 :108–+.
- Valori, G., Kliem, B., and Fuhrmann, M. (2007). Magnetofrictional Extrapolations of Low and Lou's Force-Free Equilibria. *Solar Physics*, 245 :263–285.
- Valori, G., Kliem, B., and Keppens, R. (2005). Extrapolation of a nonlinear force-free field containing a highly twisted magnetic loop. *Astronomy & Astrophysics*, 433 :335–347.
- Valori, G., Kliem, B., Török, T., and Titov, V. S. (2010). Testing magnetofrictional extrapolation with the Titov-Démoulin model of solar active regions. *Astronomy & Astrophysics*, 519 :A44+.
- van Ballegooijen, A. A. (2004). Observations and Modeling of a Filament on the Sun. *Astrophysical Journal*, 612 :519–529.
- van Ballegooijen, A. A., Deluca, E. E., Squires, K., and Mackay, D. H. (2007). Modeling magnetic flux ropes in the solar atmosphere. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 69 :24–31.
- van Ballegooijen, A. A. and Martens, P. C. H. (1989). Formation and eruption of solar prominences. *Astrophysical Journal*, 343 :971–984.
- van Ballegooijen, A. A. and Martens, P. C. H. (1990). Magnetic fields in quiescent prominences. *Astrophysical Journal*, 361 :283–289.
- Vargas Dominguez, S., MacTaggart, D., Green, L., van Driel-Gesztelyi, L., and Hood, A. (2011). On Signatures of Twisted Magnetic Flux Tube Emergence. *ArXiv e-prints*.
- Venkatakrisnan, P. and Tiwari, S. K. (2009). On the Absence of Photospheric Net Currents in Vector Magnetograms of Sunspots Obtained from Hinode (Solar Optical Telescope/Spectro-Polarimeter). *Astrophysical Journal Letters*, 706 :L114–L119.
- Wang, H., Jing, J., Tan, C., Wiegelmann, T., and Kubo, M. (2008). Study of Magnetic Channel Structure in Active Region 10930. *Astrophysical Journal*, 687 :658–667.

- Wang, H., Liu, C., Jing, J., and Yurchyshyn, V. (2007). Successive Flaring during the 2005 September 13 Eruption. *Astrophysical Journal*, 671 :973–977.
- Wang, H., Yan, Y., and Sakurai, T. (2001). Topology of Magnetic Field and Coronal Heating in Solar Active Regions. *Solar Physics*, 201 :323–336.
- Wang, Y., Xue, X., Shen, C., Ye, P., Wang, S., and Zhang, J. (2006). Impact of Major Coronal Mass Ejections on Geospace during 2005 September 7–13. *Astrophysical Journal*, 646 :625–633.
- Wheatland, M. S. (2000). Are Electric Currents in Solar Active Regions Neutralized? *Astrophysical Journal*, 532 :616–621.
- Wheatland, M. S. (2004). Parallel Construction of Nonlinear Force-Free Fields. *Solar Physics*, 222 :247–264.
- Wheatland, M. S. (2006). A Fast Current-Field Iteration Method for Calculating Nonlinear Force-Free Fields. *Solar Physics*, 238 :29–39.
- Wheatland, M. S. (2007). Calculating and Testing Nonlinear Force-Free Fields. *Solar Physics*, 245 :251–262.
- Wheatland, M. S. and Leka, K. D. (2011). Achieving Self-consistent Nonlinear Force-free Modeling of Solar Active Regions. *Astrophysical Journal*, 728 :112–+.
- Wheatland, M. S. and Régnier, S. (2009). A Self-Consistent Nonlinear Force-Free Solution for a Solar Active Region Magnetic Field. *Astrophysical Journal Letters*, 700 :L88–L91.
- Wheatland, M. S., Sturrock, P. A., and Roumeliotis, G. (2000). An Optimization Approach to Reconstructing Force-free Fields. *Astrophysical Journal*, 540 :1150–1155.
- Wiegelmann, T. (2004). Optimization code with weighting function for the reconstruction of coronal magnetic fields. *Solar Physics*, 219 :87–108.
- Wiegelmann, T. (2007). Computing Nonlinear Force-Free Coronal Magnetic Fields in Spherical Geometry. *Solar Physics*, 240 :227–239.
- Wiegelmann, T., Inhester, B., and Sakurai, T. (2006). Preprocessing of Vector Magnetograph Data for a Nonlinear Force-Free Magnetic Field Reconstruction. *Solar Physics*, 233 :215–232.
- Wiegelmann, T., Neukirch, T., Ruan, P., and Inhester, B. (2007). Optimization approach for the computation of magnetohydrostatic coronal equilibria in spherical geometry. *Astronomy & Astrophysics*, 475 :701–706.
- Wiegelmann, T., Yelles Chaouche, L., Solanki, S. K., and Lagg, A. (2010). Nonlinear force-free modelling : influence of inaccuracies in the measured magnetic vector. *Astronomy & Astrophysics*, 511 :A4+.
- Wilkinson, L. K., Emslie, A. G., and Gary, G. A. (1992). On neutralized currents in the solar corona. *Astrophysical Journal Letters*, 392 :L39–L42.

- Williams, D. R., Török, T., Démoulin, P., van Driel-Gesztelyi, L., and Kliem, B. (2005). Eruption of a Kink-unstable Filament in NOAA Active Region 10696. *Astrophysical Journal Letters*, 628 :L163–L166.
- Wu, S. T., Chang, H. M., and Hagyard, M. J. (1985). On the numerical computation of nonlinear force-free magnetic fields. In *NASA Conference Publication*, volume 2374 of *NASA Conference Publication*, pages 17–48.
- Wu, S. T., Sun, M. T., Chang, H. M., Hagyard, M. J., and Gary, G. A. (1990). On the numerical computation of nonlinear force-free magnetic fields. *Astrophysical Journal*, 362 :698–708.
- Yang, W. H., Sturrock, P. A., and Antiochos, S. K. (1986). Force-free magnetic fields - The magneto-frictional method. *Astrophysical Journal*, 309 :383–391.
- Yeates, A. R., Mackay, D. H., and van Ballegooijen, A. A. (2008). Modelling the Global Solar Corona II : Coronal Evolution and Filament Chirality Comparison. *Solar Physics*, 247 :103–121.
- Yokoyama, T., Kusano, K., Maeshiro, T., and Sakurai, T. (2003). Relation between magnetic helicity injection and flare activities in active region NOAA 8100. *Advances in Space Research*, 32 :1949–1952.
- Zirin, H. and Wang, H. (1993). Narrow lanes of transverse magnetic field in sunspots. *Nature*, 363 :426–428.