HAL
open science

Injection et libération d'énergie libre, d'hélicité magnétique, et de courants électriques dans l'atmosphère solaire

Kévin Dalmasse

To cite this version:

Kévin Dalmasse. Injection et libération d'énergie libre, d'hélicité magnétique, et de courants électriques dans l'atmosphère solaire. Astrophysique stellaire et solaire [astro-ph.SR]. Observatoire de Paris, 2014. Français. NNT : . tel-01309666

HAL Id: tel-01309666

https://theses.hal.science/tel-01309666

Submitted on 30 Apr 2016

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.

Observatoire de Paris

École Doctorale Astronomie et Astrophysique d'île de France

Thèse de Doctorat

Spécialité
Astronomie et Astrophysique

Injection et libération d'énergie libre, d'hélicité magnétique, et de courants électriques dans l'atmosphère solaire

par

Kévin Dalmasse

Thèse dirigée par **Guillaume Aulanier**
et co-encadrée par **Étienne Pariat**

préparée au sein du
Laboratoire d'Étude Spatiale et d'Instrumentation en Astrophysique

présentée et soutenue le **18 septembre 2014**,
devant le jury composé de :

Mr	Christophe	Sauty	Président du jury
Mr	Frédéric	Auchère	Rapporteur
Mr	Manolis	Georgoulis	Rapporteur
Mme	Laurène	Jouve	Examinateur
Mr	Guillaume	Aulanier	Directeur de thèse
Mr	Étienne	Pariat	Co-directeur de thèse

Remerciements

Un mois après la soutenance, me voilà de retour sur ce manuscrit, l'heure étant venue d'écrire mes remerciements définitifs, et de tourner une nouvelle page [1].

Je ne vais probablement pas pouvoir échapper à la traditionnelle longue liste de noms, car comme bon nombre de mes prédécesseurs, il y a un nombre important de personnes que je tiens à remercier d'avoir participé d'une manière ou d'une autre à cette thèse, et de m'avoir soutenu pendant celle-ci... Je ferais cependant en sorte de ne pas imiter l'un de mes deux directeurs de thèse, en me tenant assez éloigné des trois pages !

Je commencerai donc par remercier les membres de mon jury : Christophe Sauty pour en avoir accepté la présidence, Frédéric Auchère et Manolis Georgoulis pour avoir accepté d'être rapporteurs de ma thèse, et Laurène Jouve d'avoir accepté de participer en tant qu'examinatrice. Je vous remercie d'avoir accepté la lourde tâche de lire et juger mon manuscrit [2], de vos remarques et questions pertinentes, et en particulier, pour vos compliments unanimes [3] !

Je souhaite également remercier l'Observatoire de Paris pour avoir financé cette thèse, ainsi que le LESIA [4] pour m'avoir permis d'effectuer cette thèse dans des conditions idéales, et, notamment, pour toutes ces possibilités de voyager qui m'ont été données. Cela m'a permis de faire des rencontres passionnantes, tant sur le plan scientifique que sur le plan humain. Je tiens aussi à remercier le personnel administratif du LESIA, en particulier, Françoise Bollard et Constance Imad, pour leur patience et leur accueil toujours très chaleureux, et grâce à qui les demandes et retour de mission n'ont jamais été une corvée !

Je continuerai en remerciant tous les personnes que j'ai pu côtoyer au sein du pôle de Physique solaire et/ou lors de conférences, et avec lesquelles j'ai pu interagir scientifiquement et humainement, Lidia van Driel-Gesztelyi, Nicole Vilmer, Ludwig Klein, Monique Pick, Cristina Mandrini, Sergio Dasso, Mark Linton, Tibor Török, Gherardo Valori, Lucie Green. Je remercie également Fernando Moreno-Insertis, Kostas Tziotziou, Klaus Glasgaard, Vassilis Archontis, Petros, Kalman, Gordon, Noé, Aurélien, Chloé, Vincent, et bien d'autres... Un merci particulier aux post-doctorants et doctorants qui sont passés par le groupe solaire (visiteurs inclus), Miho, Rosa, Rositsa, Hamish, Rui, Stuart, Francesco, Sophie 1, Sophie 2, Carolina, Naoto, Pietro, Shin.

Grâce à Brigitte Schmieder, j'ai pu, par deux fois, goûter au plaisir de participer à une campagne d'observations coordonnées, à l'Observatoire du Teide à Tenerife. Je remercie vivement Brigitte pour ces deux opportunités, ainsi que Véronique Bommier, Bernard Gelly, Arturo López-Ariste, Claude Le Men, Martial Bertrand, et Didier Laforgue, pour m'avoir initié aux observations du Soleil avec le télescope THEMIS [5]. Je souhaite également les remercier pour leur bonne humeur, et le temps qu'ils ont consacré à me parler de leurs travaux et de leur vie sur l'île.

1. nouvelle page qui a débutée à Boulder (Colorado), où je dois bien avouer que la vie y est *particulièrement difficile* : 20° fin Octobre, en milieu de journée, aux pieds des Rocheuses, avec une vue superbe sur celles-ci...
2. Évidemment, je n'oublie pas *Lord Vader* et *l'Empereur*, mais j'y reviendrai plus tard.
3. c'est comme le beurre dans les épinards, la cerise sur le gâteau, ou encore, G.A. lorsqu'il respire dans un masque de plongée...
4. Laboratoire d'Études Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique
5. Téléscope Héliographique pour l'Étude du Magnétisme Solaire

Ces trois années de thèse ont également été l'occasion de faire mes débuts dans l'enseignement. Pour cela, je tiens à remercier Caroline Barban pour m'avoir permis de tutorer des étudiants via la formation FSU [6]. Mes pensées vont également à Jean-marie Malherbe, Jacques Moity, Christian Balança, qui m'ont permis de découvrir le plaisir de l'enseignement en présentiel avec les travaux dirigés de M1 et la méthodologie de M2 à l'Observatoire.

Puisque je cherche à maintenir cette section la plus courte possible, j'en arrive maintenant aux personnes pour lesquelles je ne saurais exprimer l'étendue de la reconnaissance que je leur porte.

Ces trois années de travail ont été rendues si spéciales par quatre personnes qui m'ont pris sous leurs ailes, m'ont énormément appris, m'ont donné beaucoup d'eux-mêmes, m'ont permis de rencontrer toutes ces personnes précédemment citées, m'ont poussé à présenter mon travail et à interagir avec la communauté solaire, et ont émulé ma curiosité scientifique. Faire partie de l'équipe constituée de Guillaume Aulanier, Étienne Pariat, Pascal Démoulin, et Brigitte Schmieder, fut un grand privilège, et un véritable plaisir, humain et scientifique. Je vous remercie pour tous les précieux conseils [7] que vous m'avez donnés. Je remercie tout particulièrement mes deux directeurs de thèse, Guillaume et Étienne, pour m'avoir offert cette opportunité de travailler avec vous quatre, et cette aventure inoubliable. J'espère me montrer toujours à la hauteur de vos enseignements [8], et pouvoir revenir, un jour, à la *maison*.

Nous y voilà donc...à la fin. Je souhaite témoigner de toute ma reconnaissance à mes amis [9], et mes différentes familles [10]. Je ne les énumèreraient pas, mais ils se reconnaîtront, qu'ils soient de Paponville, Corbreuse, Marle, Toulis et Attencourt, Soissons, Guise, Saint-Quentin, Pargny, Crécy-sur-serre, Paris ou sa banlieue, Beauvais, Tours, Thouars, Grenoble, Collioure, Montpellier, Nîmes, ... Je souhaite remercier mon frère et ma soeur, Sébastien et Laurine, mes parents, Véronique et Benoît, ma marraine, Valérie, mes grand-mères, Marie-josé et Annick, pour m'avoir toujours poussé à aller le plus loin possible et donner le meilleur de moi-même pour atteindre mon but, ainsi qu'à tenter de nouvelles expériences, pour avoir réussi à être aussi patient avec moi pendant ces trois années, et pour m'avoir toujours soutenu dans les moments difficiles. Je finirai par une pensée pour mes deux grand-pères, Lionel et Michel, qui m'ont toujours accompagné, soutenu et poussé dans les voies que je me traçais, mais qui n'ont malheureusement pas pu en voir l'aboutissement : je vous remercie tous les deux pour tous ces moments de joie que nous avons partagés, et vous dédie ce manuscrit.

6. Fenêtre sur l'univers
7. parfois, ou souvent, divergents !!!
8. Évidemment, je fais aussi référence à vos enseignements non-scientifiques. J'espère ainsi me montrer aussi, un jour, à la hauteur de vos scores au geek-test ! ;-)
9. qu'ils soient du tennis club de Marle, de prépas, de M1, ou de M2
10. celle qui m'a vu naître et grandir, et celles qui m'ont *adoptées* ou à qui je n'ai pas laissé le choix !

Résumé

Dans l'atmosphère solaire, l'activité solaire se traduit par des émissions lumineuses transitoires, très intenses, et très localisées, durant lesquelles une région restreinte est rapidement et temporairement chauffée : les éruptions solaires. L'origine de ces éruptions est magnétique, et vient de l'évolution de champs magnétiques porteurs de courants électriques induits. Ces champs magnétiques sont indispensables à l'activité solaire, car ce sont eux qui stockent l'énergie magnétique libérable lors des éruptions solaires. Pour comprendre et caractériser leur rôle, j'ai étudié conjointement trois grandeurs physiques dont les propriétés caractérisent celles des champs magnétiques éruptifs : l'hélicité magnétique relative (qui caractérise la géométrie globale du champ magnétique, i.e. son cisaillement, sa torsion), les courants électriques induits, et l'énergie magnétique libre (énergie magnétique d'un champ magnétique porteur de courants électriques induits).

Dans un premier temps, j'ai développé une nouvelle méthode pour étudier et cartographier le flux d'hélicité magnétique dans les régions actives. En combinant des modèles analytiques et numériques à une analyse théorique, j'ai montré que cette nouvelle méthode de cartographie est mieux adaptée, et donne une représentation plus réaliste de la distribution du flux d'hélicité magnétique. Elle permet également d'étudier le transfert local d'hélicité magnétique en lien avec la présence de structures favorables au déclenchement des éruptions. Son application aux observations m'a permis de montrer l'existence d'une région active associée à des flux d'hélicité simultanés de signe opposé. Son application future va permettre d'apporter de nouvelles contraintes à la fois pour les modèles d'éruptions et pour les modèles d'émergence du champ magnétique.

Dans une seconde partie de ma thèse, j'ai utilisé une approche numérique pour caractériser les propriétés des courants électriques induits des champs éruptifs dans les régions actives. A l'aide de simulations numériques magnétohydrodynamiques (MHD), utilisant le code OHM, j'ai montré que l'existence d'un courant électrique total non-nul dans les régions actives, est liée à la présence de fort cisaillement magnétique au niveau de la ligne d'inversion de polarité magnétique. Ce travail m'a permis de valider des modèles d'éruptions basés sur une configuration magnétique contenant un courant électrique non-nul.

Pour finir, j'ai étudié les propriétés de la reconnexion magnétique en 3D (le processus permettant la reconfiguration du champ magnétique et la libération d'énergie libre). Sur un cas observationnel, l'analyse topologique du champ magnétique d'une région active m'a permis d'expliquer les signatures complexes d'une éruption, dans le cadre de la reconnexion sans point nul (région où les trois composantes du champ magnétique s'annulent). Des simulations numériques MHD utilisant le code ARMS, m'ont ensuite permis d'étudier la reconnexion en point nul 3D, appliquée à un type d'éruptions solaires : les jets coronaux. Les résultats de ce travail m'ont permis de faire le lien entre les propriétés de la reconnexion magnétique, la dissipation des courants électriques induits, la quantité d'énergie libre libérée, la quantité d'hélicité éjectée, et la diversité des jets observés.

Les différents travaux que j'ai effectués en étudiant conjointement hélicité magnétique relative, courants électriques induits, et énergie libre, ouvrent un nouveau champ d'étude pour les propriétés des champs magnétiques responsables de l'activité solaire en lien avec l'évolution et la dynamique des régions actives.

Mots clés : Soleil - Activité solaire - Magnétohydrodynamique - Hélicité magnétique - Courants électriques - Énergie magnétique libre - Topologie magnétique - Reconnexion magnétique

Paris Observatory

Graduate School Astronomy and Astrophysics of île de France

Doctoral Dissertation

Specialty
Astronomy and Astrophysics

Injection and release of free energy, magnetic helicity, and electric currents in the solar atmosphere

by

Kévin Dalmasse

PhD supervised by **Guillaume Aulanier**
and co-supervised by **Étienne Pariat**

prepared at the
Laboratoire d'Étude Spatiale et d'Instrumentation en Astrophysique

defended on **September 18, 2014**,
before the jury composed of :

Mr	Christophe	Sauty	President of the jury
Mr	Frédéric	Auchère	Referee
Mr	Manolis	Georgoulis	Referee
Mme	Laurène	Jouve	Examiner
Mr	Guillaume	Aulanier	Advisor
Mr	Étienne	Pariat	Co-advisor

Abstract

In the solar atmosphere, the signatures of solar activity are transient, intense, and very localized brightenings, during which a localized region is rapidly and temporarily heated : *i.e.*, solar flares. The origin of solar flares is magnetic, and comes from the evolution of current-carrying magnetic fields. These magnetic fields are essential for solar activity, because they store the magnetic energy that can be released during solar flares. In order to understand and quantify their role, I jointly studied three physical quantities whose properties give informations on the properties of eruptive magnetic fields : relative magnetic helicity (which quantifies the geometrical properties of the magnetic field, *i.e.*, its shear, its twist), electric currents, and free magnetic energy (the magnetic energy of the current-carrying magnetic fields).

First, I developed a new method for studying and mapping the flux of magnetic helicity in active regions. By combining analytical and numerical models, I demonstrated that this novel and robust method is best suited, and gives a more truthful representation of the distribution of magnetic helicity flux. This method is also well-suited for studying the local transfer of magnetic helicity with regard to the presence of structures that are favorable for the trigger of solar flares. Its application to observational data allowed me to prove the existence of an active region associated with simultaneous helicity fluxes of opposite sign. Its future application will allow to bring further constraints to both solar flare and magnetic flux emergence models.

In a second part of my PhD, I used a numerical approach to study and quantify the properties of electric currents in the eruptive magnetic fields of active regions. Using numerical magnetohydrodyanmics (MHD) simulations with the OHM code, I showed that the existence of a non-zero total electric current in active regions is due to the presence of a strong magnetic shear at the magnetic polarity inversion line. This work allowed me to validate flare models based on magnetic configurations containing a non-zero total electric current.

Finally, I also studied the properties of magnetic reconnection in 3D (the non-ideal process allowing the reconfiguration of the magnetic field and the release of free magnetic energy). The topological analysis of an active region magnetic field allowed me to explain the complex signatures of a solar flare in the framework of null-less magnetic reconnection (a null-point is a region where the three components of the magnetic field cancel). Then, using numerical MHD simulations with the ARMS code, I studied the properties of magnetic reconnection at a 3D null-point in the framework of a particular class of solar flares : solar coronal jets. The results of this work allowed me to relate the properties of magnetic reconnection with the dissipation of electric currents, the amount of released free energy, the amount of ejected helicity, and the variety of jets observed in the solar atmosphere.

The different studies I achieved by jointly studying relative magnetic helicity, electric currents, and free energy, pave the way for studying the properties of the magnetic fields which are responsible for solar activity, in close connection with the evolution and dynamics of solar active regions.

Keywords : Sun - Solar activity - Magnetohydrodynamics - Magnetic helicity - Electric currents - Free magnetic energy - Magnetic topology - Magnetic reconnection

Sommaire

Remerciements iii
Résumé v

1 Contexte général **3**

2 Introduction **5**
2.1 L'intérieur solaire 6
2.2 L'atmosphère solaire 7
2.3 La dynamo solaire 13
2.4 L'activité solaire 21

3 Dynamique de l'atmosphère solaire **29**
3.1 La magnétohydrodynamique 30
3.2 Non-potentialité d'un champ magnétique 40
3.3 Mesures de non-potentialité 51
3.4 Libération de l'énergie : reconfiguration du champ magnétique 57
3.5 Les aspects étudiés dans cette thèse 65

4 Injection d'hélicité dans l'atmosphère solaire **67**
4.1 Méthodes de calcul 68
4.2 Cartographier le flux d'hélicité 76
4.3 Conclusions 131

5 Injection de courants dans l'atmosphère solaire **133**
5.1 Courants électriques dans les régions actives 134
5.2 Modélisation et caractérisation des courants électriques 146
5.3 Conclusions 176

6 Reconfiguration magnétique dans l'atmosphère solaire **179**
6.1 Topologie du champ magnétique 180
6.2 Analyse topologique d'une éruption : reconnexion dans des QSLs 189
6.3 Jets coronaux : géométrie et reconnexion en point nul 208

6.4 Conclusions 239

7 Conclusions & Perspectives ***241***

Bibliographie ***247***

A Liste des communications ***269***
A.1 Articles dans revues à comité de lecture 269
A.2 Compte-rendus de conférences 270
A.3 Contributions orales 271

B Article (A.1.7) : Dynamics of a prominence observed in Mg II lines by the IRIS spectrograph ***273***

C Contribution 4ème rencontre franco-chinoise de physique solaire ***287***

D Contribution IAU Symposium 300 ***293***

E Mission d'enseignement ***299***

F Champs magnétiques sans force linéaires ***301***
F.1 Extrapolation d'un champ magnétique sans force linéaire 301
F.2 Hélicité magnétique relative d'un champ sans force linéaire 303
F.3 Énergie magnétique libre d'un champ sans force linéaire 305

G Transport de non-potentialité par les forces de Lorentz ***307***

H Les relations entre énergie libre et hélicité relative ***311***

Table des figures ***317***

Table des matières ***323***

1

Contexte général

Le Soleil n'est pas un astre calme. Les observations de son atmosphère montrent que celle-ci subit régulièrement des modifications se traduisant par des variations d'émission lumineuse et des changements de structures observables. L'un des traceurs de cette activité est l'apparition d'émissions lumineuses transitoires, très intenses, et très localisées, durant lesquelles une région restreinte est rapidement et temporairement chauffée : les éruptions solaires.

L'activité éruptive du Soleil impacte directement la Terre et son environnement. En particulier, lors des éruptions solaires, des particules peuvent être accélérées jusqu'à des vitesses relativistes, et de la matière atmosphérique solaire peut être éjectée dans le milieu interplanétaire. Lorsqu'elles atteignent la Terre, ces particules énergétiques peuvent endommager les satellites, les télécommunications, l'activité humaine au sol, mais également irradier les astronautes ou encore les personnels navigants.

Grâce aux développements instrumentaux, numériques, et théoriques, il est maintenant acquis que le champ magnétique solaire joue un rôle fondamental dans la génération des éruptions solaires. En particulier, c'est son évolution qui dicte le déclenchement des éruptions dans la couronne solaire, qui est la partie supérieure de l'atmosphère solaire. Plus exactement, c'est l'évolution des propriétés géométriques du champ magnétique solaire qui est fondamentale dans l'activité solaire. En effet, les observations montrent que les régions les plus actives sont des régions où la géométrie du champ magnétique est complexe, présentant un fort de degré de cisaillement, et/ou de torsion.

Cisaillement et torsion magnétique sont les traceurs de champs magnétiques porteurs de courants électriques induits, également appelés champs magnétiques non-potentiels. Ce sont les champs magnétiques porteurs de courants électriques induits qui stockent l'énergie magnétique libérable lors des éruptions solaires. Ces champs magnétiques non-potentiels sont naturellement transportés dans l'atmosphère solaire via l'émergence du champ magnétique sous la forme de tubes de flux magnétique porteurs de courants électriques, et via un forçage par des mouvements horizontaux du plasma au niveau de la photosphère, la surface visible du Soleil.

L'émergence du champ magnétique et le forçage venant des mouvements horizontaux du plasma entraînent l'accumulation d'énergie magnétique dans les champs magnétiques porteurs de courants. L'énergie magnétique ainsi stockée est ensuite libérée lors de reconfigurations brutales du champ magnétique par le processus de reconnexion magnétique.

C'est cette libération brutale qui provoque l'accélération de particules à hautes énergies, et également l'éjection de plasma et de structures magnétiques. Pour prévoir cette activité solaire et prendre des mesures de protection (*e.g.*, arrêts temporaires de l'électronique, déviations des plans de vols), il est donc nécessaire d'étudier les propriétés, ainsi que les conditions d'éruptivité, des champs magnétiques non-potentiels.

Mon travail de thèse vise ainsi à améliorer notre compréhension du rôle des champs magnétiques porteurs de courants dans l'activité solaire, et à caractériser les conditions nécessaires pour que ces champs magnétiques déclenchent une éruption solaire. Pour cela, je me suis concentré sur l'étude conjointe de trois grandeurs physiques dont les propriétés caractérisent celles des champs magnétiques éruptifs : l'hélicité magnétique (qui caractérise la géométrie globale du champ magnétique, *i.e.*, son cisaillement, sa torsion), les courants électriques, et l'énergie libre (énergie magnétique d'un champ magnétique porteur de courants électriques induits).

En couplant trois approches différentes, *i.e.*, théorique, numérique, et observationnelle, j'ai notamment étudié les questions suivantes :

- ➢ Comment étudier le transfert local d'hélicité magnétique dans l'atmosphère solaire ?
- ➢ Quelle méthode peut-on utiliser pour étudier le transfert 3D d'hélicité magnétique et le relier à l'activité des champs magnétiques éruptifs ?
- ➢ Quelles sont les propriétés des courants électriques induits des champs magnétiques éruptifs de l'atmosphère solaire ? En particulier, comment émergent-ils, et comment sont-ils distribués ?
- ➢ Quelles sont les propriétés de la reconnexion magnétiques en 3D ?
- ➢ Comment les propriétés 3D de la reconnexion magnétique affectent-elles la dissipation des courants électriques, et la libération d'énergie magnétique libre et d'hélicité magnétique ?

2 Introduction

Sommaire

2.1 L'intérieur solaire **6**

2.1.1 Le coeur nucléaire et la zone radiative 6

2.1.2 La tachocline et la zone convective 6

2.2 L'atmosphère solaire **7**

2.2.1 La photosphère 8

2.2.2 La chromosphère et la région de transition 10

2.2.3 La couronne 11

2.3 La dynamo solaire **13**

2.3.1 Génération et intensification du champ magnétique 13

2.3.2 Transport et émergence du champ magnétique 15

2.3.3 Dispersion et inversion du champ magnétique 19

2.4 L'activité solaire **21**

2.4.1 Activité cyclique, activité magnétique 21

2.4.2 Éruptions solaires et éjections de masse coronales 23

2.4.3 Activité éruptive : importance des structures torsadées 25

2.4.4 Sujet de la thèse 26

Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser au rôle fondamental du champ magnétique pour l'activité solaire. Dans un premier temps, je rappellerai différents aspects de l'intérieur solaire (Sect. 2.1), et de l'atmosphère solaire (Sect. 2.2). Dans la section 2.3, je présenterai les mécanismes responsables de la génération du champ magnétique du Soleil, et de son transport jusqu'à la couronne solaire. Enfin, section 2.4, je discuterai les conséquences de l'émergence du champ magnétique dans l'atmosphère solaire pour son activité. En particulier, j'insisterai sur les propriétés géométriques des champ magnétiques qui sont communes aux régions éruptives.

2.1 L'intérieur solaire

La "surface" apparente du Soleil à un rayon solaire, $1R_\odot$ [1], sépare l'intérieur de l'atmosphère solaire (qui s'étend jusqu'aux limites de l'héliosphère). L'héliosphère représente la zone d'influence magnétique du Soleil, et marque la limite avec le milieu interstellaire de notre galaxie [2].

Dans l'intérieur solaire, le libre parcours moyen des photons est inférieur au centimètre. Par conséquent, il faut de l'ordre de 10^5 années aux photons émis depuis le coeur du Soleil, pour traverser la structure interne de cette étoile (au lieu de 2 secondes si cette région était optiquement mince, *i.e.*, sans absorption des photons émis). L'intérieur solaire est donc un milieu opaque, et il n'est pas possible d'en observer les différentes couches grâce à la lumière qu'elles émettent.

De manière analogue au cas de la Terre, la propagation des ondes sonores dans une étoile dépend des paramètres physiques du milieu dans lequel ces ondes évoluent. L'héliosismologie (l'étude des modes de vibration du plasma solaire) permet de sonder l'intérieur solaire. La combinaison de l'héliosismologie à des modèles théoriques et numériques permet ainsi de contraindre les paramètres physiques de la structure interne du Soleil. Cela a permis de montrer que l'intérieur solaire est composée de quatres régions : le coeur nucléaire, la zone radiative, la tachocline, et la zone convective.

2.1.1 Le coeur nucléaire et la zone radiative

Le coeur, ou noyau, solaire s'étend du centre à environ $0.2-0.25R_\odot$. Dans cette région, la compression gravitationnelle est si forte que la densité du plasma atteint des valeurs de l'ordre de 10^{32} particules par m^3 (soit une masse volumique de l'ordre de 1.5×10^5 kg m^{-3}), et la température est de l'ordre de 1.5×10^7 K. C'est dans cette région qu'ont lieu les réactions de fusion nucléaire qui permettent de synthétiser des éléments plus lourds à partir de l'hydrogène.

L'énergie émise par les réactions de fusion nucléaire dans le noyau, est ensuite transportée dans la zone radiative par rayonnement (photons). Dans cette région, la densité du plasma diminue et atteint de l'ordre de $10^{29} - 10^{30}$ m^{-3}, à sa limite se situant à $\sim 0.7R_\odot$. Bien que la densité diminue de deux ordres de grandeurs dans la zone radiative, cette dernière reste un milieu dense, et le libre parcours moyen des photons reste faible. Les photons émis par le coeur sont ainsi absorbés et ré-émis plusieurs fois au cours de leur traversée de la zone radiative. La température diminue également pour atteindre de l'ordre de 10^6 K (à $\sim 0.7R_\odot$).

2.1.2 La tachocline et la zone convective

Entre la zone radiative et la zone convective, se trouve la tachocline. La tachocline est une région dont l'épaisseur est estimée à $\sim$ 7000 km (soit $\sim$ 0.01 $R_\odot$). C'est une région de transition "brutale" entre le coeur et la zone radiative qui sont en rotation solide, et la zone convective qui est en rotation différentielle (*i.e.*, la vitesse angulaire du plasma dépend de la latitude et de sa distance à l'axe de rotation du Soleil). Cette transition

1. $1R_\odot \approx 6.96 \times 10^5$ km $\approx$ 109 fois le rayon de la Terre
2. Cette limite fut, par ailleurs, récemment traversée par la sonde Voyager 1, en Août 2012.

créé des cisaillements radiaux importants de vitesses angulaires. Ce sont ces gradients de vitesses de la tachocline que l'on pense être à l'origine de l'intensification du champ magnétique solaire (voir section 2.3.1).

Enfin, la zone convective est la partie la plus externe de la structure interne solaire. Elle s'étend de ~ 0.7 à $1R_\odot$ et sa dynamique est contrôlée par les mouvements du plasma. La densité du plasma et la température continuent de diminuer, atteignant respectivement 10^{23} m^{-3} et 5800 K à $1R_\odot$ (*i.e.*, à sa limite avec la photosphère). Dans cette région, on peut montrer que le gradient thermique vaut $|dT/dr| \sim 10$ K km^{-1} (T et r étant respectivement la température et la distance radiale). D'après le critère de Schwarzschild, la convection est enclenchée si le gradient thermique est supérieur au gradient thermique adiabatique $|dT_{adiab.}/dr| = g_\odot/C_{p,\odot} \sim 10$ K km^{-1} [3]. Cela implique que cette région est *marginalement stable* à la convection qui a bien lieu (*e.g.*, Fan 2009a). Le transport d'énergie s'y fait donc par convection. Pour toute bulle de plasma chauffée lentement au niveau de la tachocline, la pression à l'intérieur de la bulle reste approximativement constante (évolution quasi-adiabatique). La relation des gaz parfaits, $P = nk_BT$ (n et k_B étant respectivement la densité du plasma, et la constante de Boltzmann [4]), implique que l'augmentation de température se traduit par une diminution de la densité de la bulle, qui commence alors son ascension due à la poussée d'Archimède. La bulle de plasma est transportée jusqu'au niveau de la photosphère, région au-delà de laquelle le plasma devient optiquement mince et l'énergie thermique s'échappe sous forme de photons. Le refroidissement soudain de la bulle par transfert radiatif, se traduit par une augmentation de sa densité, et sa descente vers la tachocline. Pendant sa descente, le plasma est de nouveau chauffé et peut entamer une nouvelle ascension, recommançant ainsi le processus.

2.2 L'atmosphère solaire

La limite supérieure de la zone convective, à $1R_\odot$, délimite la "surface" du Soleil, *i.e.*, la région dans laquelle le plasma devient optiquement mince, émettant la lumière observée. Cette région n'est pas une surface au sens strict, mais au sens de la profondeur optique du plasma, τ, qui vaut 1 à $1R_\odot$ ($\tau \gg 1$ dans l'intérieur solaire, et $\tau < 1$ dans l'atmosphère solaire), et au sens de la densité du plasma, dont le gradient radial est élevé (diminue de 2 ordres de grandeurs en ~ 500 km ; voir Fig. 2.1).

Le plasma présent au-delà de $1R_\odot$ constitue l'atmosphère solaire. Les changements de propriétés observables du plasma dans l'atmosphère solaire, permettent de la délimiter en quatres couches très approximativement concentriques : la photosphère, la chromosphère, la région de transition, et la couronne.

La distribution du plasma n'est donc pas discontinue, mais s'étend dans le milieu interplanétaire, jusqu'aux limites de l'héliosphère.

3. avec $g_\odot \approx 2.7 \times 10^{-1}$ km s^{-2} est la gravité de surface du Soleil, et $C_{p,\odot} \approx 2.1 \times 10^4$ J kg^{-1} K^{-1} = 2.1×10^{-2} km^2 s^{-2} K^{-1} est la capacité thermique molaire à pression constante du plasma dans la zone de convection. $C_{p,\odot}$ est calculé en faisant l'hypothèse que le Soleil n'est constitué que d'hydrogène, et à partir de $C_{p,\odot} = \gamma C_{v,\odot} = \gamma(3R)/(2M_H)$, où γ est l'exposant adiabatique du plasma ($\gamma = 5/3$ pour un gaz monoatomique), $R = 8.31$ J mol^{-1} K^{-1} est la constante des gaz parfaits, $M_H = 10^{-3}$ kg mol^{-1} est la masse molaire de l'hydrogène, et $C_{v,\odot}$ est la capacité thermique à volume constant.

4. $k_B \approx 1.38 \times 10^{-23}$ J K^{-1}

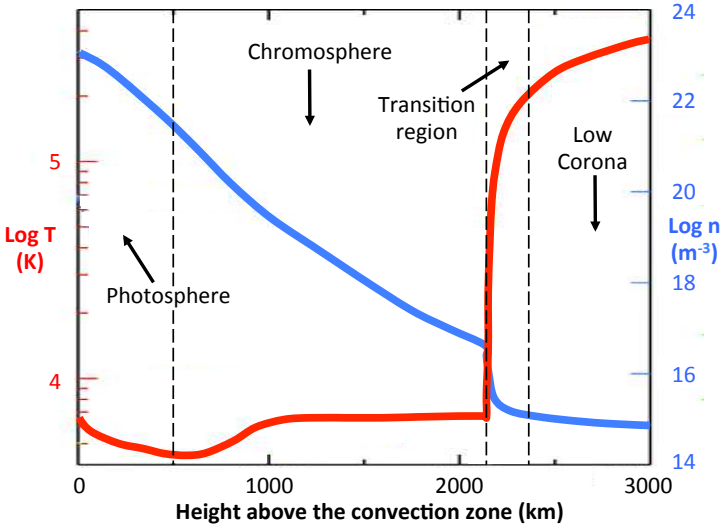

FIGURE *2.1: Modèle de profils de température (courbe rouge) et densité (courbe bleue) du plasma dans l'atmosphère solaire (adapté de Avrett & Loeser 2008).*

2.2.1 La photosphère

La photosphère est une région qui s'étend sur quelques centaines de kilomètres à partir de $1R_\odot$. Sa dynamique est *globalement* contrôlée par les mouvements du plasma plutôt que par le champ magnétique (voir Sect. 3.1.2.4). C'est la région de l'atmosphère solaire qui émet le plus dans le domaine visible ($\tau = 1$). La densité du plasma y est de l'ordre de 10^{23} m^{-3} (voir Fig. 2.1). La photosphère émet approximativement comme un corps noir à ~ 5800 K, avec une émission centrée sur 5000 Å (*i.e.*, dans le vert-jaune).

Les observations de la photosphère dans le visible montrent que celle-ci présente une structure granulaire ayant une taille caractéristique de l'ordre de 1 Mm (= 1000 km ; voir Fig. 2.2). Ces structures granulaires correspondent à la partie supérieure des cellules de convection. Il existe plusieurs échelles caractéristiques de granulation (*e.g.*, Title et al. 1986) : la mésogranulation de l'ordre de $5 - 10$ Mm, et la supergranulation associée à des cellules de l'ordre de 30 Mm. Ces différentes échelles sont liées à une profondeur de formation différente, et donnent donc des informations sur les propriétés de la convection dans l'intérieur solaire.

Au niveau de la photosphère, on peut également observer les traces du champ magnétique solaire. Les principaux traceurs du champ magnétique dans la photosphère sont les taches solaires (voir Fig. 2.2). Ces régions sombres, appartenant aux *régions actives* du Soleil (Sect. 2.3.2.3), sont composées d'une partie centrale, l'ombre, dont la température caractéristique est $\sim 4000 - 4500$ K, et qui est entourée par un réseau de structures radiales appelé la pénombre. L'ombre est la partie des taches associée aux plus fortes concentrations de champ magnétique. Les mesures de champ magnétique dans l'ombre donnent des valeurs caractéristiques de $\sim 2000 - 3500$ G [5], contre ~ 10 G dans les régions sans taches (ou régions de Soleil *calme*). Dans l'ombre, la concentration magnétique est si forte qu'elle inhibe partiellement le transport de chaleur par convection. C'est pourquoi la température y est plus faible que dans les cellules de granulation environnantes. Ce sont les observations des taches qui ont permis de mettre en évidence le cycle d'activité magnétique du Soleil (voir Sect. 2.4.1). En effet, leur nombre et localisation suivent une évolution quasi-périodique de 11 ans. Ces taches constituent un traceur de l'émergence du

5. 1 Tesla = 10^4 G

champ magnétique et de la dynamo (mécanisme responsable de l'origine et de l'évolution du champ magnétique solaire ; voir Sect. 2.3) opérant au niveau de la tachocline.

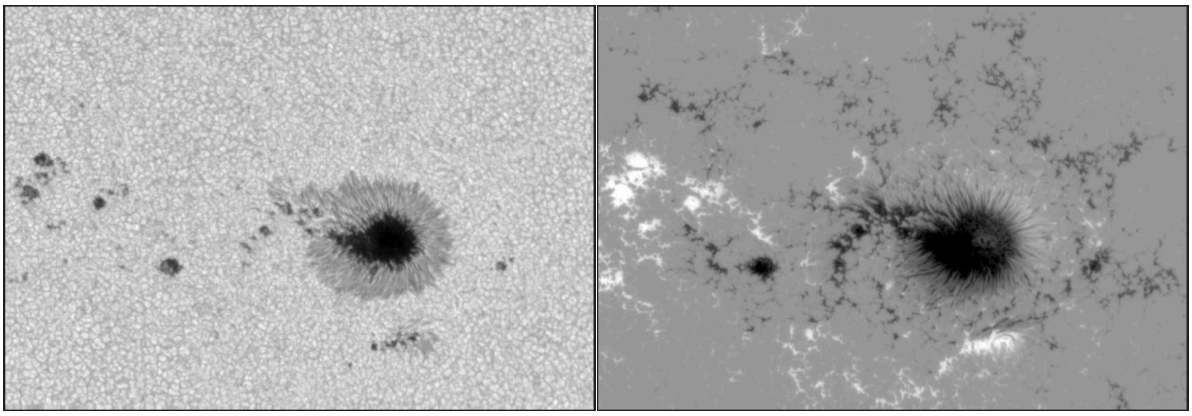

FIGURE *2.2: Observations de la photosphère par le satellite Hinode avec l'instrument SOT-SP, le 03 Juillet 2012.* **Gauche :** *dans le visible, montrant la granulation ainsi que l'ombre et la pénombre de taches solaires.* **Droite :** *magnétogramme longitudinal (carte repésentant la valeur algébrique de la projection du vecteur champ magnétique le long de la ligne de visée). Les flux magnétiques positifs/négatifs sont en blanc/noir. La tache principale fait partie de la région active NOAA 11513. Le champ de vue couvre* $\sim 81 \times 56$ *Mm*^{2}.

C'est de la photosphère que viennent les principales mesures de champ magnétique. Le champ magnétique y est mesuré par spectropolarimétrie. En effet, la présence d'un champ magnétique intense introduit un effet Zeeman sur certaines raies d'émission et d'absorption. C'est la polarisation de la lumière accompagnant cet effet qui permet d'accéder aux trois composantes photosphériques du vecteur champ magnétique. Le champ magnétique peut également être mesuré dans la chromosphère (Sect. 2.2.2) et dans la couronne (Sect. 2.2.3). Les premières mesures dans ces deux régions remontent aux années 1980-1990, mais restent, en définitive, peu fréquentes. En effet, ces mesures sont particulièrement difficiles à obtenir avec précision car les champs magnétiques dans ces régions sont faibles et n'introduisent donc que de faibles modifications de la polarisation de la lumière, et donc de décalages Zeeman, qui sont d'autant plus difficiles à mesurer que l'augmentation de la température (qui commence dans la moitié supérieure de la chromosphère) entraine un élargissement des raies spectrales. Cependant, de récents développements théorique, ainsi qu'instrumentaux (avec *e.g.*, l'instrument CoMP, ou le télescope en construction DKIST [6]) offrent de nouvelles perspectives pour les mesures de champ magnétique dans la couronne (*e.g.*, Tomczyk et al. 2008).

Notons également que l'effet Hanle, *i.e.*, la dépolarisation de la lumière par diffusion de celle-ci dans un champ magnétique, permet aussi de faire des mesures de champ magnétique coronal. L'effet Hanle, qui permet de mesurer des champs magnétiques faibles ($\lesssim 50$ G), est utilisé, *e.g.*, pour les mesures de champs magnétiques dans les protubérances solaires (filaments observés au limbe ; voir Sect. 2.2.2), *i.e.*, dans la basse-couronne (*e.g.*, Schmieder et al. 2013b, 2014).

6. anciennement ATST

2.2.2 La chromosphère et la région de transition

La chromosphère et la région de transition forment une zone de transition entre deux couches de l'atmosphère solaire ayant des propriétés très différentes : la photosphère (Sect. 2.2.1) et la couronne (Sect. 2.2.3 ; voir Fig. 2.1).

La chromosphère est la région qui s'étend sur ≈ 2 Mm au-dessus de la photosphère, à partir du minimum de température (~ 4000 K). La densité du plasma y est de l'ordre de 10^{21} m^{-3} à sa limite inférieure, et chute rapidement, atteignant $\sim 10^{16}$ m^{-3} à sa limite avec la région de transition (Fig. 2.1). Sa température atteint $\approx 10^4$ K. Ces conditions font que la chromosphère est optiquement épaisse pour certaines longueurs d'onde, *e.g.*, pour les raies Hα (6563 Å) et Ca II (8542 Å). C'est un milieu très inhomogène, composé de différentes structures telles que les *spicules* (jets de plasma très collimatés vus en Ca II), les *fibrilles* (éléments filiformes associés à des concentrations magnétiques contenant du plasma dense, froid, confiné, et vus en absorption en Hα, et ayant une taille caractéristique $\lesssim 5$ Mm), ou encore les *filaments* (structures similaires aux fibrilles, mais à une échelle plus grande, $\gtrsim 20$ Mm ; voir Fig. 2.3).

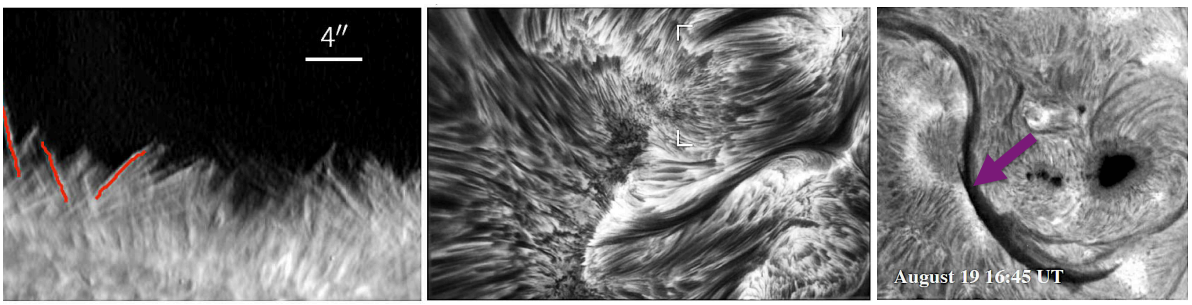

FIGURE *2.3: Observations de la chromosphère avec différents instruments.* **Gauche :** *spicules observés au limbe, en Ca II, avec le satellite Hinode/SOT (Pereira et al. 2012).* **Centre :** *fibrilles (structures filiformes) observés en Hα avec le Swedish Solar Telescope (le champ de vue est de $79'' \times 52''$; Lin et al. 2008).* **Droite :** *filament (structure sombre indiquée par la flèche mauve) observé en Hα avec le Big Bear Solar Observatory (le champ de vue est de $\sim 180'' \times 180''$; Chae 2003).*

Au-dessus de la chromosphère se trouve la région de transition. Son épaisseur est estimée à quelques centaines de kilomètres. La densité du plasma continue de diminuer et atteint $\sim 10^{15}$ m^{-3}, alors que la température continue d'augmenter, jusque $\sim 10^5 - 10^6$ K (voir Fig. 2.1). Cette région émet essentiellement dans l'ultraviolet (UV).

Dans cette zone de transition entre la photosphère et la couronne, la température du plasma augmente de deux ordres de grandeurs, alors que la densité du plasma y diminue de ~ 8 ordres de grandeurs. C'est également dans cette zone que la dynamique change fortement, puisque l'on passe d'une dynamique globalement dominée par les mouvements du plasma, à une dynamique très largement dominée par le champ magnétique (voir Sect. 3.1.2.4). Cette zone est donc particulièrement difficile à modéliser puisqu'il faut prendre en compte de nombreux processus physiques couplés, ayant des temps caractéristiques d'évolution similaires : *e.g.*, transfert radiatif, propagation et dissipation d'ondes magnéto-acoustiques, transfert et dissipation de courants électriques (*e.g.*, De Pontieu et al. 2014). Plusieurs points sont ainsi encore mal compris concernant le rôle et les propriétés de cette zone de transition. Quel est son rôle dans l'évolution et la

dynamique des champs magnétiques photosphériques et coronaux ? Quel type d'énergie non-thermique domine et permet d'expliquer l'augmentation anormale de température ? Ou encore, comment cette zone régule-t'elle les transferts de masse et d'énergie vers la couronne ? Le récent lancement de la mission IRIS, ainsi que les développements de codes MHD incluant du transfert radiatif 3D, devraient permettre d'apporter des réponses à ces questions (*e.g.*, Gudiksen et al. 2011).

2.2.3 La couronne

La couronne est la "dernière" couche de l'atmosphère solaire. Elle s'étend du haut de la région de transition, jusqu'aux limites de l'héliosphère. Elle se décompose en trois parties : la basse couronne (jusque $\sim 0.5R_\odot$) ; la haute (jusque $\sim 2.5R_\odot$) couronne, dont la dynamique est dominée par le champ magnétique ; et au-delà, l'Héliosphère.

Dans la basse couronne, la densité du plasma varie entre $10^{15} - 10^{12}$ m^{-3}, et la température atteint $\sim 10^5 - 10^6$ K (selon que l'on soit dans une région active, ou un trou coronal ; Fig. 2.1). Cette température très élevée permet une très forte ionisation des éléments lourds, *e.g.*, le Fe XIV. La couronne émet ainsi fortement en extrême ultraviolet (EUV) et en rayon-X. Elle est également observable dans le visible, grâce à la diffusion Thomson de l'émission photosphérique par les électrons libres de la couronne. Cependant, cette émission reste de l'ordre de 1000 fois plus faible que l'émission photosphérique. Elle n'est donc observable dans le visible qu'à condition d'occulter la photosphère, soit naturellement (éclipses solaires), soit artificiellement (avec un coronographe). La couronne est également observable en infrarouge, grâce à des transitions électroniques permises par modifications de la polarisation de la lumière (*e.g.*, par effet Zeeman ou Hanle ; *e.g.*, Bommier & Sahal-Brechot 1978, 1982; Tomczyk et al. 2008), ou en radio, grâce aux émissions cyclotrons et synchrotrons provenant de l'accélération des électrons dans le champ magnétique, ou encore le rayonnement Bremsstrahlung dû au freinage des électrons (*e.g.*, avec le radioéliographe de Nançay ; Radioheliograph Group 1989).

De nombreuses structures apparaissent à des échelles spatiales et temporelles différentes dans la couronne (*e.g.*, Fig. 2.4) : les régions actives, les boucles coronales, les plumes, les protubérances, les trous coronaux, les *streamers*, les points brillants, les sigmoïdes, *etc.* Toutes ces structures reflètent différentes configurations et évolutions des champs magnétiques coronaux (voir Sect. 2.4).

L'Héliosphère, ou le vent solaire, correspond à l'extension de la couronne solaire dans le milieu interplanétaire. Elle est composée des particules du plasma coronal s'échappant de l'atmosphère solaire. On distingue deux types de vents solaires : le vent lent, et le vent rapide. Le vent lent est observé à des latitudes proches de l'équateur solaire, entre $-20°$ et $+20°$. Sa vitesse est de l'ordre de $300 - 400$ km s^{-1} (*e.g.*, McComas et al. 2003). Le vent rapide est observé dans les trous coronaux, et pour des latitudes supérieures à $\sim 20°$. Sa vitesse est typiquement de l'ordre de $700 - 800$ km s^{-1}. Les propriétés du vent solaire varient avec la latitude par rapport au Soleil, la présence de trous coronaux, et le cycle d'activité magnétique (Fig. 2.5). En période de maximum solaire, le vent lent et le vent rapide sont plus difficilement discernables. Les vitesses du vent montrent alors des variations importantes en fonction de la latitude (Fig. 2.5). Bien que les propriétés des deux types de vents soient assez bien contraintes, les mécanismes de leur origine sont encore discutés.

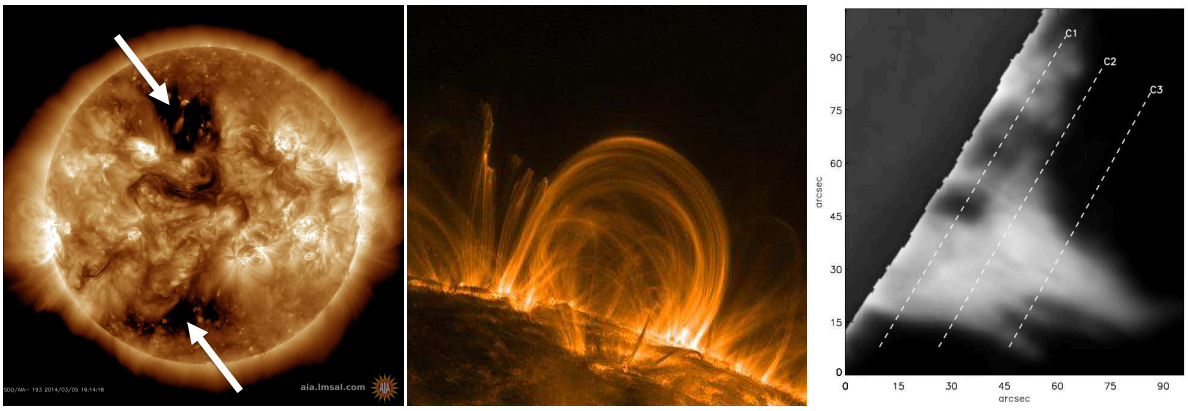

FIGURE *2.4: Observations de la couronne à différentes échelles, avec différents instruments.* **Gauche :** *basse couronne observée avec l'instrument AIA du satellite SDO, à 193 Å. Les flèches blanches indiquent la présence de deux trous coronaux (structures très sombres par rapport à l'émission environnante, correspondant à des régions de faible densité de plasma). Les régions d'embrillancement saturé correspondent à l'émission du plasma dans les boucles coronales de régions actives.* **Centre :** *boucles coronales d'une région active, observées avec le satellite TRACE, à 171 Å.* **Droite :** *protubérance observée avec l'instrument DPSM de la Tour Solaire de Meudon, en Hα (Schmieder et al. 2010).*

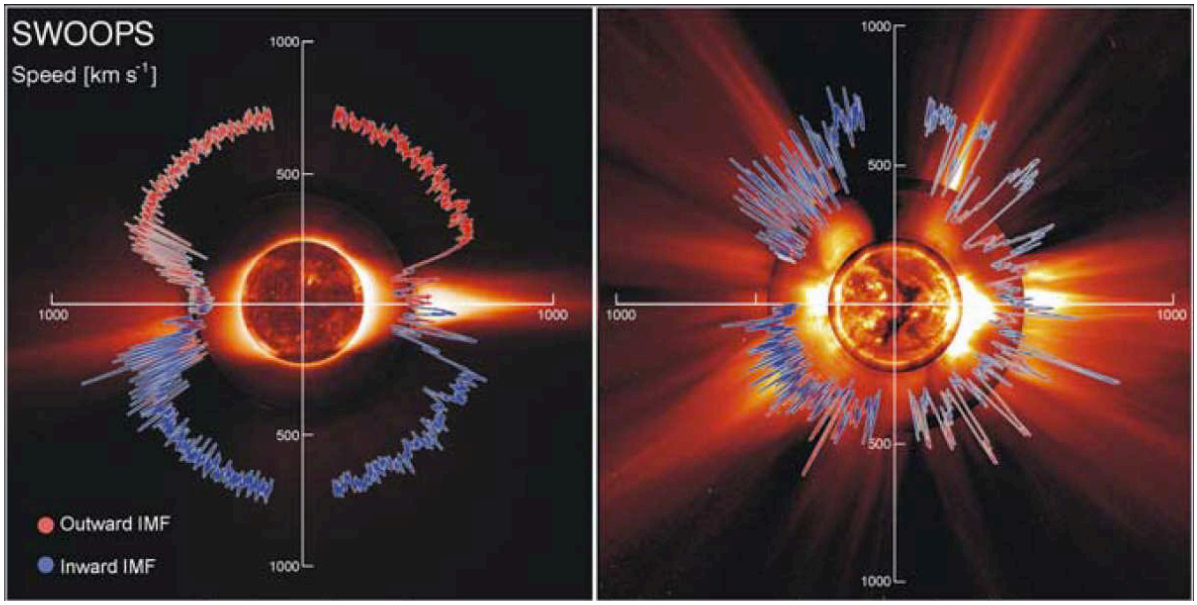

FIGURE *2.5: Diagramme polaire de la vitesse du vent solaire en fonction de la latitude, en période de minimum solaire (gauche), et en période de maximum solaire (droite ; McComas et al. 2003). Chaque diagramme est superposé à une image de SOHO/EIT à 195 Å pour la partie centrale, entourée d'une image du Mauna Loa K-coronameter entre 7000 et 9500 Å, elle-même entourée par une image de SOHO/LASCO-C2 en lumière blanche. Dans cette dernière partie de l'image, on peut distinguer la présence de streamers (embrillancements saturés allongés en forme de triangles ou plumes).*

2.3 La dynamo solaire

Les observations de l'atmosphère solaire montrent la présence de forts champs magnétiques, dont les propriétés varient avec l'activité du Soleil (dont nous parlerons Sect. 2.4). La dynamo solaire, est le processus complexe responsable de l'activité solaire, qui permet d'expliquer l'origine et l'évolution de ces champs magnétiques. Ce mécanisme se décompose en trois parties :

- la génération et l'intensification du champ magnétique dans l'intérieur solaire ;
- le transport et l'émergence du champ magnétique dans l'atmosphère solaire ;
- la dispersion du champ magnétique, et l'inversion du sens du dipôle solaire tous les 11 ans.

2.3.1 Génération et intensification du champ magnétique

Les théories de dynamos solaires sont basées sur le couplage entre plasma et champ magnétique, l'idée étant, que ce sont les mouvements du plasma qui permettent d'amplifier le champ magnétique qui est gelé dans le plasma (*e.g.*, Elsasser 1956; Parker 1975; Petrovay 2000, voir Sect. 3.1.2.3). Dans ces conditions, un déplacement à vitesse $\boldsymbol{v}$ dans une direction non-parallèle au champ magnétique $\boldsymbol{B}$, induit un champ électrique, $\boldsymbol{E}_{induit} = \boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}$. D'après l'équation de Maxwell-Faraday (Eq. (3.9)), ce champ électrique induit génère lui-même un champ magnétique, $\boldsymbol{B}_{induit}$, qui vient s'ajouter au champ magnétique initial, $\boldsymbol{B}$. Cela peut ainsi permettre d'amplifier le champ magnétique initial. Cependant, $\boldsymbol{B}_{induit}$ génère un courant électrique, $\boldsymbol{j}_{induit}$ (via l'équation d'Ampère, Eq. (3.11)), et donc une force de Lorentz qui s'oppose aux mouvements initiaux du plasma, et qui va tendre à ramener le champ magnétique vers son état initial (voir Sect. 3.1.2.4). La dynamo est donc loin d'être un problème trivial, et est un problème hautement non-linéaire.

Pour que l'effet dynamo fonctionne, il faut donc un champ de vitesse qui puisse amplifier un champ magnétique (contenant des courants), tout en en résistant aux effets rétroactifs des forces de Lorentz (induites par ces courants) sur ce champ de vitesse (*e.g.*, voir revues de Tobias 2002; Charbonneau 2010). Ceci est possible dans la tachocline, la zone convective, voire la photosphère, qui sont des régions du Soleil où la dynamique est dominée par les mouvements du plasma.

Le Soleil présente une rotation différentielle radiale et en latitude. La rotation différentielle en latitude se traduit au niveau de la photosphère, par une période de ~ 25 jours à l'équateur, contre ~ 30 jours à $\pm 60°$ de latitude. Dû aux cisaillements radiaux de vitesse angulaire très importants au niveau de la tachocline, plusieurs arguments ont été donnés en faveur de cette dernière comme étant la région possédant les propriétés nécessaires à une dynamo à grande échelle (*e.g.*, Tobias 2002). Des études récentes semblent néanmoins indiquer la possibilité que la dynamo puisse opérer dans toute la zone convective (y compris dans la photosphère) via une forte turbulence (*e.g.*, voir revues de Brandenburg & Subramanian 2005; Charbonneau 2013, et leurs références). D'autre part, de nombreux modèles de dynamo solaire existent (*e.g.*, Babcock 1961; Leighton 1964; Roberts 1972; Charbonneau & MacGregor 1997; Brandenburg et al. 2002; Charbonneau et al. 2005; Jouve et al. 2008, 2010; Nelson et al. 2011; Kemel et al. 2012), différant par leur formalisme, par la région où la dynamo opère, le traitement de la diffusion magnétique, le transport du flux magnétique, la prise en compte de l'effet rétroactif des forces de Lorentz

sur le champ de vitesse du plasma, *etc.* Plusieurs questions concernant la région d'origine de la dynamo solaire, ainsi que le type de dynamo et ces propriétés sont ainsi encore très discutées.

Dans les modèles de dynamo solaire de type *champ moyen*, l'intensification du champ magnétique est basée sur l'effet conjoint de deux mouvements appliqués à un champ magnétique moyen : les effets Ω et α (on parle également de dynamo α-Ω). Ce champ magnétique moyen est le champ magnétique (quasi)-poloïdal, dipolaire (et supposé axisymétrique), orienté le long de l'axe de rotation du Soleil, que l'on retrouve pendant les minimums d'activité. L'effet Ω est dû à la rotation différentielle du Soleil, et introduit progressivement une composante toroïdale au champ magnétique poloïdal du début de cycle. L'effet α, quant à lui, ré-introduit progressivement une composante poloïdale au champ magnétique. L'effet α est de nature différente selon les modèles (voir la revue de Charbonneau 2010, et ses références). Par exemple, dans certains modèles, l'effet α est dû aux mouvements hélicoïdaux cycloniques à petites échelles, générés par les mouvements de turbulence convective (*e.g.*, voir les revues de Brandenburg & Subramanian 2005; Brandenburg et al. 2012, et leurs références). Au contraire, *e.g.*, dans les modèles de type de Babcock-Leighton, c'est la force de Coriolis qui s'exerce sur les tubes de flux magnétique lors de leur transport dans la zone convective, et le transport du champ magnétique vers les pôles (où le champ magnétique est renversé ; *cf.* Sect. 2.3.3), qui ré-introduisent la composante poloïdale (*e.g.*, Babcock 1961; Leighton 1964; Jouve et al. 2013).

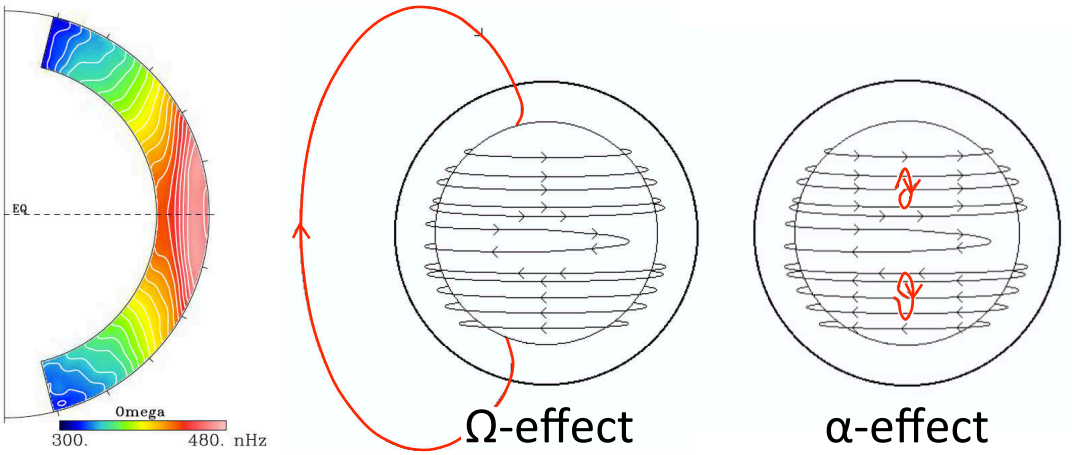

FIGURE *2.6:* **Gauche :** *rotation différentielle dans la zone convective (Jouve & Brun 2009). Illustration des effets Ω (centre) et α (droite) de la dynamo solaire. Les lignes de champ magnétique rouges/noires représentent le champ poloïdal/toroïdal.*

La dynamo solaire est ainsi basée sur une succession de transformations des composantes d'un champ magnétique moyen par les mouvements du plasma. L'évolution de ce champ magnétique est donnée par l'équation d'induction de la théorie des champs moyens :

$$\frac{\partial \boldsymbol{B}_0}{\partial t} = \nabla \times (\boldsymbol{v}_0 \times \boldsymbol{B}_0) + \nabla \times (\alpha \boldsymbol{B}_0) - \nabla \times (\eta_t \nabla \times \boldsymbol{B}_0)\,, \tag{2.1}$$

où $\boldsymbol{B}_0$ est le champ magnétique moyen (quasi-poloïdal, dipolaire, et axisymétrique en période de minimum solaire), $\boldsymbol{v}_0$ est le champ de vitesse moyen qui permet d'avoir un effet dynamo (*e.g.*, la rotation différentielle), α est un coefficient relié à l'hélicité cinétique

du champ de vitesse turbulent, et enfin, η_t est la diffusivité magnétique turbulente.

Le premier terme du membre de droite correspond à l'amplification du champ magnétique par la rotation différentielle, et donc, l'effet Ω. Le second terme du membre de droite correspond à l'amplification du champ magnétique par les mouvements de convection, et donc, l'effet α. Enfin, le troisème terme correspond à la diffusion, et donc la dissipation, du champ magnétique sous l'action de la turbulence (généralement plus efficace que la dissipation ohmique). On peut ainsi remarquer que l'effet dynamo introduit (en plus d'une compétition avec les forces de Lorentz) une compétition entre l'amplification par l'effet α-Ω et la diffusion turbulente du champ magnétique.

2.3.2 Transport et émergence du champ magnétique

2.3.2.1 Formation de tubes de flux magnétiques

Dans les modèles 3D de dynamo, l'amplification du champ magnétique amène à la formation d'une couche magnétique plus ou moins homogène au niveau de la tachocline (voir Fig. 2.7 ; voir aussi *e.g.*, Nelson et al. 2013; Pinto & Brun 2013). Le champ magnétique de cette couche est ensuite transporté à travers la zone convective sous la forme de tubes de flux magnétique, jusqu'au niveau de la photosphère (voir *e.g.*, Fan 2009a, et ses références).

La couche magnétique formée au niveau de la tachocline, n'émerge donc pas de façon rigide, mais plutôt fragmentée en tubes de flux magnétiques ayant des propriétés physiques et géométriques similaires (voir Fig. 2.7). L'origine de cette fragmentation peut trouver son explication dans l'instabilité de Parker (Parker 1966, 1984), *i.e.*, l'instabilité de Rayleigh-Taylor pour un plasma magnétisé (voir aussi Manchester 2001). En effet, dans la zone convective, la pression du plasma (si l'on suppose qu'il est entièrement ionisé et que c'est un gaz parfait) est $P_{ZC} = 2\rho_{ZC}k_BT_{ZC}/m$ (k_B est la constante de Boltzmann, et m est la masse d'une particule de plasma). Dans la tachocline, la pression totale est la pression du gaz à laquelle se rajoute la pression magnétique (Sect. 3.1.2.5), *i.e.*, $P_{tach.} = 2\rho_{tach.}k_BT_{tach.}/m + B_0^2/2\mu_0$, où B_0 est l'amplitude du champ magnétique et μ_0 est la perméabilité magnétique du vide. Si l'on suppose que le système est à l'équilibre thermodynamique, $T_{ZC} = T_{tach.} = T$ et $P_{ZC} = P_{tach.} = P$, alors il existe une différence de densité du plasma entre les deux régions :

$$\Delta\rho = \rho_{ZC} - \rho_{tach.} = \frac{mB_0^2}{4\mu_0 k_B T} > 0\,. \tag{2.2}$$

On se retrouve alors dans un cadre favorable à l'instabilité de Rayleigh-Taylor, puisque le plasma dans la zone convective est plus dense, et au-dessus, du plasma dans la tachocline. Or, le champ magnétique étant gelé dans le plasma (Sect. 3.1.2), et les mouvements du plasma imposant la dynamique (Sect. 3.1.2.4), toute ondulation du plasma par une perturbation en pression ou densité entraîne la même ondulation du champ magnétique. Cela induit la formation d'ondulations de la couche magnétique de taille caractéristique ne dépendant que des propriétés du plasma (*i.e.*, hauteur de pression, voir Sect. 2.3.2.2) et de la gravité.

Acheson (1979) a montré que l'instabilité de Parker se déclenche lorsque (voir aussi

Cheung & Isobe 2014) :

$$\frac{\mathrm{d}\ln B_0}{\mathrm{d}z} < -\frac{c_s^2}{g}\left(k_\parallel^2\left(1+\frac{k_z^2}{k_\perp^2}+\frac{N^2}{v_A^2}\right)\right) , \tag{2.3}$$

où g, $c_s = \sqrt{\gamma P/\rho}$, et $v_A = B/\sqrt{\mu_0\rho}$ sont respectivement la gravité, la vitesse du son, et la vitesse d'Alfvén (*cf.* Sect. 3.1.1). k_z, $k_\parallel$, et $k_\perp$ sont respectivement les nombres d'onde associés aux ondulations du champ magnétique dans la direction radiale du Soleil, et dans les directions parallèle et perpendiculaire au champ magnétique. N est la fréquence de flottabilité, ou fréquence Brunt-Väisälä, définie par :

$$N^2 = \frac{g}{\gamma}\frac{\mathrm{d}\ln(P\rho^{-\gamma})}{\mathrm{d}z} . \tag{2.4}$$

N représente la fréquence angulaire d'oscillation d'un élément de plasma, en équilibre hydrostatique, deplacé de sa position d'équilibre dans la direction radiale du Soleil.

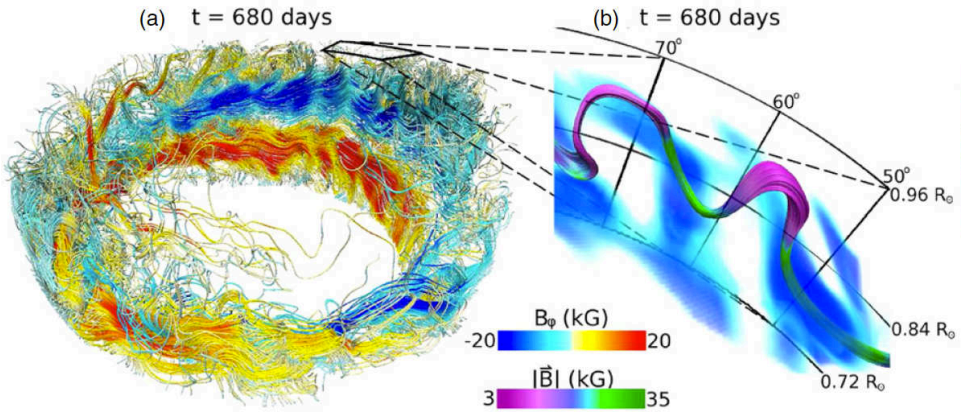

FIGURE *2.7: Lignes de champ magnétiques montrant une couche magnétique (gauche) et un tube de flux magnétique (droite) formés par la dynamo (Nelson et al. 2013).*

La turbulence et la convection dans la zone convective introduisent naturellement les perturbations en pression et/ou densité permettant le développement de l'instabilité de Parker, et donc, la fragmentation de la couche magnétique créée par la dynamo au niveau de la tachocline, en tubes de flux magnétiques dont le rayon caractéristique est la taille des ondulations créées par l'instabilité[7] (Fig. 2.7).

2.3.2.2 Transport des tubes de flux magnétiques

Les tubes de flux magnétiques créés par l'instabilité de Parker sont ensuite transportés à travers la zone convective, jusqu'à la photosphère. Dans le modèle classique, c'est la poussée d'Archimède qui permet le transport du flux magnétique (*e.g.*, Parker 1955;

7. Notons que, bien que le modèle classique de fragmentation et d'émergence de la couche magnétique en tube de flux magnétique cohérents, torsadés, et cylindriques, est idéalisé, plusieurs signatures observationnelles supportent cette vision, *e.g.*, la forme quasi-circulaire des taches solaires, l'apparition des langues magnétiques (ou "magnetic tongues" Luoni et al. 2011), ou encore la cohérence dans les mesures de torsion ou plus généralement d'hélicité magnétique dans les régions actives (*cf.* Sect. 3.2.4 et 3.3.2).

Spruit 1981; Emonet & Moreno-Insertis 1998; Magara 2004; Archontis et al. 2005; Cheung et al. 2006; Fan 2009b; Leake et al. 2013). En effet, considérons un tube de flux magnétique de section, D, de densité moyenne de plasma, ρ_{FT}, et de champ magnétique moyen, B_0, à l'équilibre thermodynamique dans la zone convective. On retrouve alors l'équation (2.2) pour le tube de flux, en remplaçant $\rho_{tach.}$ par ρ_{FT}. La densité de plasma dans le tube de flux magnétique est donc plus faible que dans son environnement extérieur. La poussée d'Archimède entraîne alors le plasma du tube de flux, et donc le tube de flux magnétique (qui est gelé dans le plasma ; Sect. 3.1.2), vers la photosphère.

Ce modèle présuppose que la section d'un tube de flux magnétique, D, est inférieure à la hauteur de pression du gaz, *i.e.*, la hauteur caractéristique de variation de pression (ce qui est vrai pour une grande partie de la zone convective ; *e.g.*, Parker 1955; Fan 2009a) :

$$D < H_P = \frac{2k_B T(z)}{mg(z)}\,, \tag{2.5}$$

où z est l'altitude du tube de flux magnétique dans la zone convective, $T(z)$ est la température du plasma, m est la masse moyenne d'une particule de plasma, et $g(z)$ est l'accélération de pesanteur. Si la section du tube de flux magnétique est de l'ordre de, ou supérieure à, l'échelle de hauteur de pression, la poussée d'Archimède ne permet pas d'assurer le transport du tube de flux (Parker 1979). Enfin, notons que le transport étant basé sur une succession d'états quasi-statiques, cela implique que la vitesse du son soit largement plus grande que la vitesse d'ascension du tube de flux. Cette condition est vérifiée jusque $\sim 20 - 30$ Mm en-dessous de la photosphère (voir revue de Fan 2009a).

2.3.2.3 Émergence résistive des tubes de flux magnétiques

A mesure que le tube de flux poursuit son ascension dans la zone convective, la densité du plasma environnant, ainsi que la hauteur de pression du plasma, diminuent (*e.g.*, Fan 2009a). À l'approche de la photosphère (où la stratification est importante, *i.e.*, forts gradients de densité et de température), le plasma autour du tube de flux magnétique devient progressivement convectivement stable (Sect. 2.1.2). L'ascension de la partie supérieure du tube de flux (*i.e.*, la plus proche de la photosphère) ralentit, et s'arrête. Le tube n'est plus transporté de façon cohérente, et s'aplatit progressivement sous la photosphère (Magara 2001; Cheung et al. 2010; Toriumi & Yokoyama 2010). L'émergence du flux magnétique dans l'atmosphère solaire n'est donc pas simplement due à l'ascension initiale du tube flux magnétique induite par la poussée d'Archimède.

En étudiant en détail les signatures d'émergence d'une région active, Pariat et al. (2004) ont proposé un modèle d'émergence résistive qui permet d'expliquer comment le transport de flux magnétique peut malgré tout poursuivre et aboutir à l'émergence du flux magnétique dans l'atmosphère solaire. Ce modèle invoque la turbulence convective et permet d'expliquer toutes les signatures caractéristiques, observées pendant l'émergence de flux magnétique. En effet, l'aplatissement du tube de flux magnétique sous la photosphère entraîne la formation d'une "couche" magnétique. L'instabilité de Parker (Sect. 2.3.2.1), et/ou la convection, peuvent alors entraîner des ondulations de la couche magnétique le long de l'axe du tube de flux magnétique initial, et l'émergence graduelle de ces ondulations dans l'atmosphère solaire (voir aussi Isobe et al. 2007; Cheung et al. 2010; Toriumi & Yokoyama 2010).

Si l'on considère l'émergence d'une ligne de champ magnétique ondulée lors de la traversée de la photosphère, on voit donc apparaître une succession périodique de polarités magnétiques de signes opposés (voir Fig. 2.8). À mesure que la ligne de champ émerge, on doit voir des polarités opposées converger (respectivement diverger) lorsque les parties concaves (respectivement convexes) de la ligne de champ émergent. De plus, la ligne de champ étant ondulée, le plasma qui y est confiné va s'accumuler dans les creux magnétiques (parties concaves) de celle-ci, à cause de la gravité et de la courbure de la ligne de champ. L'intersection des creux magnétiques avec la photosphère, créé une structure topologique (Sect. 6.1) particulière, appelée *Bald Patch* (BP ; voir Sect. 6.1.1.2) qui permet la reconfiguration locale du champ magnétique par le processus résistif de reconnexion magnétique (sur lequel nous reviendrons Sect. 3.4.1). La reconnexion au niveau des *BPs* se traduit par une reconfiguration de la ligne de champ magnétique qui permet d'évacuer le plasma dense qui leste les creux magnétiques de la ligne de champ (voir Fig. 2.8). Ces événements de reconnexion entraînent des émissions brèves et localisées, observées dans les ailes photosphériques de raies chromosphériques (telles que la raie Hα), appelées *Bombes d'Ellerman* (EBs ; Ellerman 1917; Vorpahl & Pope 1972; Kurokawa et al. 1982; Georgoulis et al. 2002; Pariat et al. 2007b, 2009b).

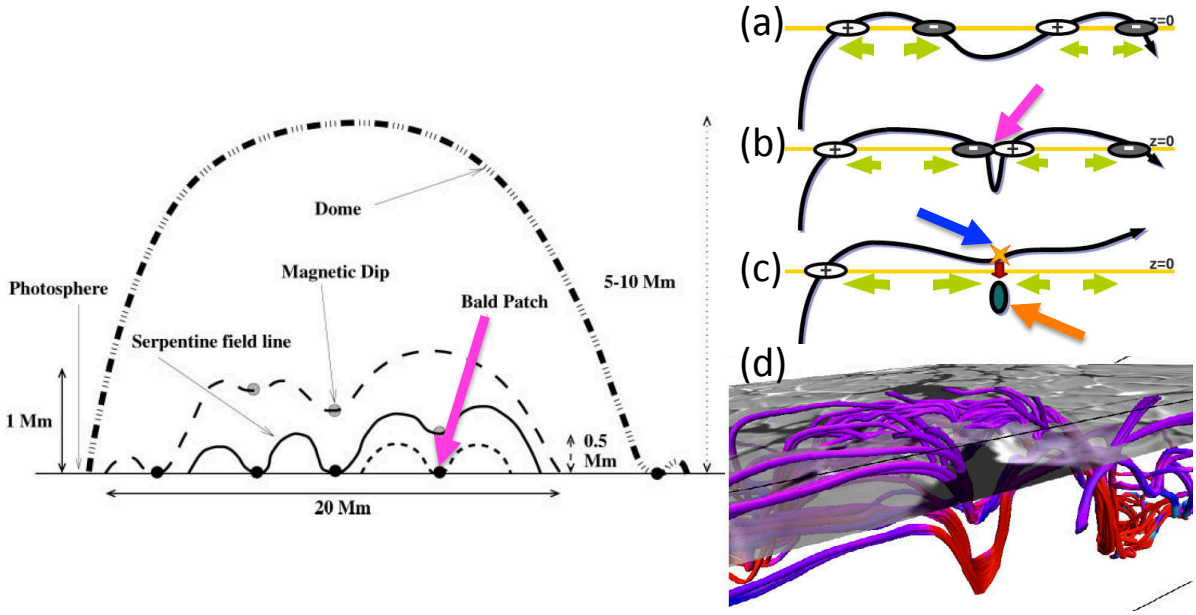

FIGURE *2.8: Émergence résistive d'un tube de flux magnétique.* **Gauche :** *modèle de Pariat et al. (2004). Les lignes représentent différentes étapes de l'émergence d'une ligne de champ magnétique ondulée, depuis le début (en bas) jusqu'à la formation d'une boucle coronale (en haut).* **Droite :** *résultats de la simulation numérique de Cheung et al. (2010). Les panneaux (a), (b) et (c) schématisent l'émergence d'une ligne de champ magnétique ondulée. Le panneau (d) montre les lignes de champ magnétiques ondulées dans la simulation, superposées à la distribution de la composante verticale du champ magnétique (en niveaux de gris, blanc/noir pour les valeurs positives/négatives) au niveau de la photosphère. Les flèches vertes montrent les mouvements de convergence et divergence des polarités magnétiques. Les flèches roses montrent l'apparition d'un Bald Patch (BP). Les flèches bleue et orange montrent respectivement une bombe d'Ellerman, et l'évacuation d'une bulle de plasma, suite à la reconnexion au BP (cf. Sect. 2.3.2.3).*

La succession de reconnexions *BPs* permet une suppression progressive des creux ma-

gnétiques, et la poursuite de l'émergence du flux magnétique (Fig. 2.8). L'émergence aboutit ainsi à la formation d'une *région active*, *i.e.*, l'accumulation de flux magnétique dans l'atmosphère solaire, se traduisant par l'apparition des taches solaires (dans le domaine visible) au niveau de la photosphère, de boucles coronales (en EUV et rayons-X) dans la couronne, et d'une activité éruptive venant de cette région.

2.3.3 Dispersion et inversion du champ magnétique

Une fois le champ magnétique émergé, les éruptions de la région active permettent la libération de l'énergie magnétique stockée dans le tube de flux magnétique ayant émergé (Sect. 2.4.2). Le champ magnétique perd peu à peu de son intensité et de son intégrité physique, via l'action conjointe de plusieurs mécanismes : la libération d'énergie, la dispersion photosphérique du flux magnétique, et la dissipation aux petites échelles via la turbulence (*e.g.*, van Driel-Gesztelyi 1998). Cependant, la diffusivité magnétique étant très faible dans l'atmosphère solaire (voir Sect. 3.1.2), la dissipation du flux magnétique est largement dominée par la dispersion de ce flux. La dispersion du flux vient de la diffusion photosphérique, de la convection, et de la rotation différentielle.

La durée nécessaire à ces mécanismes pour disperser et annihiler le champ magnétique d'une région active, dépend de plusieurs paramètres : *e.g.*, la quantité de flux magnétique dans le tube de flux émergent, la quantité de flux magnétique qui émerge réellement, l'intensité maximale du champ magnétique (*e.g.*, Rempel & Cheung 2014). La durée de vie des régions actives varie ainsi entre quelques semaines, et plusieurs rotations solaires.

L'origine de l'inversion du sens du dipôle solaire dépend fortement des modèles de dynamo, et est un sujet encore très débattu (*e.g.*, voir Petrovay 2000; Brandenburg & Subramanian 2005; Charbonneau 2010, 2013). Notons cependant que la mise en évidence de la circulation méridienne oriente la solution vers une inversion analogue à celle proposée dans la dynamo de Babcock-Leighton. Si l'on considère une coupe du Soleil, et un quartier de cette coupe (voir Fig. 2.9), la circulation méridienne est un écoulement du plasma qui se fait en direction de l'équateur dans la moitié inférieure de la zone convective, et permet donc de transporter le champ magnétique vers l'équateur, *e.g.*, au niveau de la tachocline (ce qui pourrait expliquer l'origine de la loi de Hale-Nicholson ; Sect. 2.4.1). Au contraire, dans la moitié supérieure de la zone convective, la circulation méridienne se traduit par un écoulement du plasma, et donc, un transport du flux magnétique des régions actives, vers les pôles (*e.g.*, Haber et al. 2002; Rightmire-Upton et al. 2012; Upton & Hathaway 2014) [8].

Lors de leur émergence dans l'atmosphère solaire, les tubes de flux magnétiques à l'origine de la formation des régions actives sont très souvent orientés dans une direction inclinée par rapport à la direction Est-Ouest (voir Fig. 2.9). En particulier, la polarité magnétique de tête est très souvent à une latitude plus basse (proche de l'équateur) que la polarité magnétique de queue. C'est la loi empirique de Joy (*e.g.*, Hale & Nicholson 1925). Cette loi statistique de Joy trouve une explication naturelle avec la force de Coriolis affectant l'évolution des tubes de flux magnétiques lors de leur transport dans la zone

8. Remarquons que des études observationnelles (*e.g.*, Haber et al. 2002; Hathaway & Rightmire 2010; Zhao et al. 2013), et des simulations numériques (*e.g.*, Brun & Toomre 2002; Miesch et al. 2008) indiquent qu'il existe plusieurs cellules de circulation méridienne dans la zone convective, empilées dans la direction radiale.

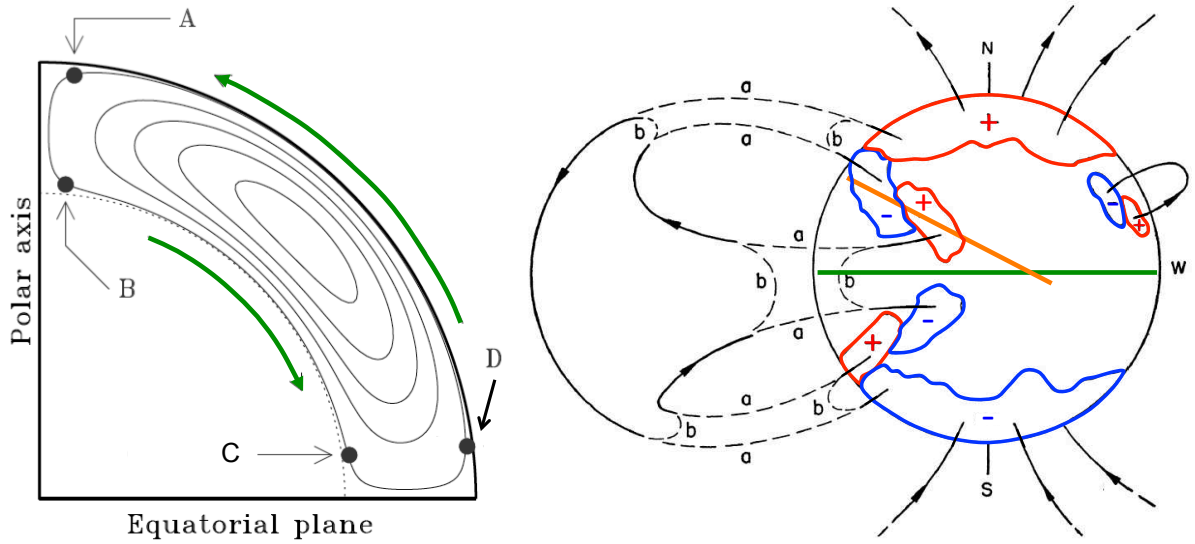

FIGURE *2.9:* **Gauche :** *isocontours de la circulation méridienne dans une coupe de l'hémisphère Nord solaire (adapté de Charbonneau 2010). Les flèches vertes indiquent le sens de l'écoulement.* **Droite :** *schéma du principe d'inversion du sens du dipôle solaire causée par la circulation méridienne et la turbulence convective (adapté de Babcock 1961). Les contours rouges/bleus délimitent les polarités magnétiques positives/négatives. Les lignes "a", respectivement "b", représentent les connexions magnétiques initiales, respectivement finales, permettant l'annihilation progressive du flux magnétique et l'inversion du signe des polarités au niveau des pôles. La ligne verte montre l'équateur solaire. La ligne orange montre l'orientation du bipôle magnétique d'une région active, incliné par rapport à l'équateur (selon la loi de Joy ; cf. Sect. 2.3.3).*

convective (*e.g.*, D'Silva & Choudhuri 1993; Jouve et al. 2013). Comme nous pouvons le voir figure 2.9, cela se traduit par une polarité magnétique de queue dont le signe négatif dans l'hémisphère Nord (Fig. 2.9) est opposé à celui de la polarité magnétique positive du pôle de cet hémisphère (Fig. 2.9). D'autre part, la polarité magnétique de tête, qui est positive dans l'hémisphère Nord de la figure 2.9, est de signe opposé à la (aux) polarité(s) de tête négative(s) de la (des) région(s) active(s) de l'hémisphère Sud. Dans la figure 2.9, la turbulence convective entraîne la dispersion des polarités magnétiques de chacune des deux régions actives. Cette dispersion se traduit par une annihilation progressive du flux magnétique de chaque région active :

- ➢ entre les deux polarités magnétique au sein de chacune des régions actives ;
- ➢ entre la polarité de tête de la région active de l'hémisphère Nord et celle de l'hémisphère Sud ;
- ➢ entre la polarité magnétique de queue d'une région active et la polarité magnétique du pôle de l'hémisphère dans laquelle la région active est apparue.

En advectant les polarités magnétiques des régions actives vers les pôles, la circulation méridienne vient, dans le modèle de Babcock-Leighton, favoriser l'annihilation de la polarité de queue de chaque région active avec la polarité magnétique du pôle. L'émergence et la dispersion de nouvelles régions actives entraîne alors une diminution progressive du flux magnétique au niveau de chacun des pôles, jusqu'à l'annuler, l'inverser, puis accumuler du flux magnétique ayant un signe opposé (au flux initial) au niveau des pôles.

Plusieurs simulations numériques MHD ont montré que la circulation méridienne, combinée à l'orientation des régions actives, fournit un mécanisme possible d'inversion cyclique du sens du dipôle solaire (voir les revues de Charbonneau 2010, 2013, et leurs références).

La dispersion et l'annihilation progressive du flux magnétique dans l'atmosphère solaire permettent ainsi l'inversion lente des polarités du dipôle solaire tous les 11 ans.

2.4 L'activité solaire

Le Soleil n'est pas un astre calme. Les observations de son atmosphère montrent que celle-ci subit régulièrement des modifications se traduisant par des variations d'émission lumineuse et des changements des structures observables. Plusieurs traceurs de cette activité solaire sont observables et montrent des évolutions sur une large gamme d'échelles spatiales (allant de la plus petite échelle spatiale observable au niveau de la photosphère, actuellement ~ 70 km avec l'instrument sol, le *Swedish Solar Telescope*, à la plus grande, *i.e.*, l'Héliosphère, dont la taille est de l'ordre de 15000 millions de km), et temporelles (allant de la seconde à la centaine d'années ou plus, avec le cycle séculaire ou cycle de *Gleissberg*).

2.4.1 Activité cyclique, activité magnétique

Les deux principaux marqueurs de l'activité solaire sont sans aucun doute la présence des taches solaires accompagnées par l'apparition d'intenses polarités magnétiques opposées dans les magnétogrammes (cf Fig. 2.2 et 2.10), au niveau de la photosphère. Samuel Heinrich Schwabe a montré que l'apparition des taches solaires (et de leurs polarités magnétiques associées) présente une variation temporelle cyclique de 11 ans (Schwabe

1844). Ce cycle est caractérisé par la présence de nombreuses taches pendant les maximums d'activité, et un faible nombre (voire l'absence) de taches pendant les minimums. Les données de plus de deux siècles indiquent que l'amplitude des cycles (donc, le nombre de taches) peut varier significativement d'un cycle à l'autre (du simple au double). Les observations montrent également que les taches solaires apparaissent préférentiellement dans la région $\approx [-30°, 30°]$ degrés de latitude autour de l'équateur (Hale & Nicholson 1925; Hathaway 2010). En début de cycle (*i.e.*, au minimum), les taches solaires apparaissent principalement autour de $\pm 30°$ de latitude. A mesure que le cycle poursuit vers le maximum de taches (et d'activité), celles-ci apparaissent à des latitudes de plus en plus proches de l'équateur (Fig. 2.10).

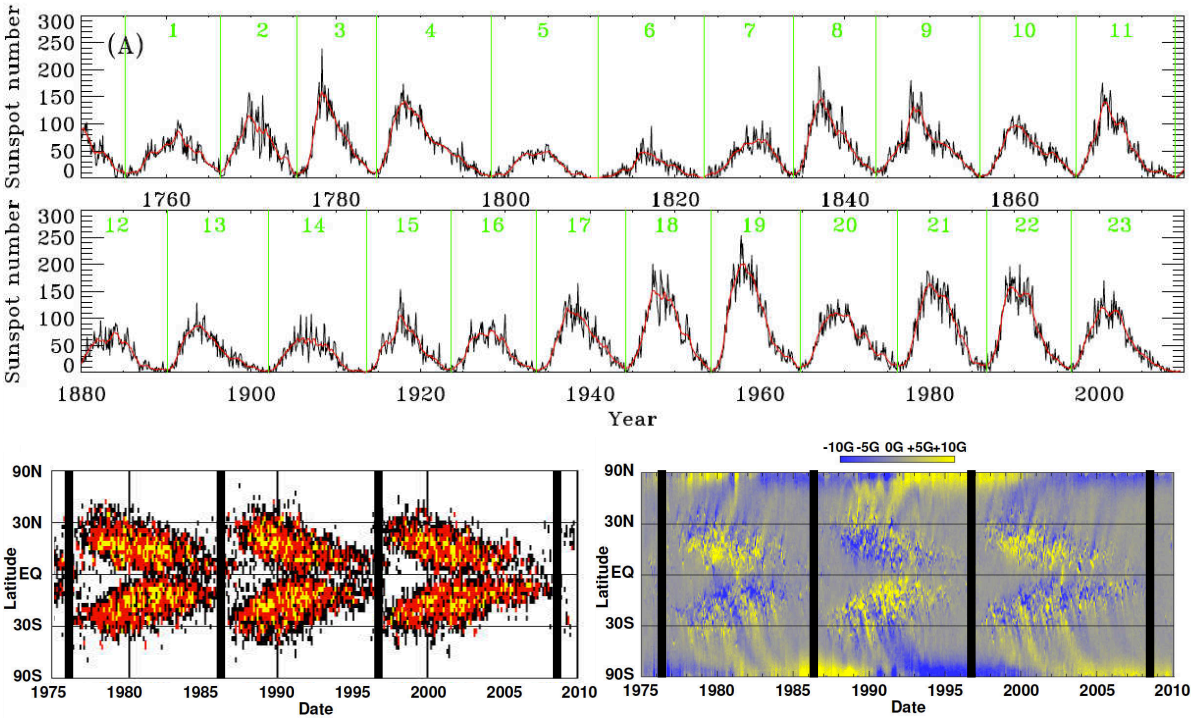

FIGURE *2.10: Évolution des taches solaires en fonction du cycle solaire.* **Haut :** *évolution du nombre mensuel de taches solaires en fonction du cycle solaire, du cycle 1 au cycle 23 (Charbonneau 2010).* **Bas :** *diagrammes papillons des taches solaires (gauche) et du champ magnétique radial (orthogonal au plan de la carte) des taches (droite), montrant la loi de Hale-Nicholson, i.e., l'apparition des taches à des latitudes de plus en plus proche de l'équateur lorsque le cycle approche du maximum d'activité (Hathaway 2010). Les minimums d'activité sont indiqués par les lignes verticales noires épaisses.*

Parmi les nombreux autres marqueurs de l'activité solaire, on peut citer les variations d'émission du spectre électromagnétique du Soleil, ou encore l'évolution des structures observables dans l'atmosphère solaire (protubérances, trous coronaux, boucles coronales, *streamers*, *etc*; *cf.* Sect. 2.2.3). En particulier, dans la couronne, l'apparition/disparition des taches, et donc des régions actives, se traduit (en EUV et rayons-X) par l'apparition/disparition de régions d'embrillancements très intenses et très localisés, accompagnées de boucles coronales, elles aussi plus lumineuses que les régions calmes du Soleil (voir Fig. 2.11).

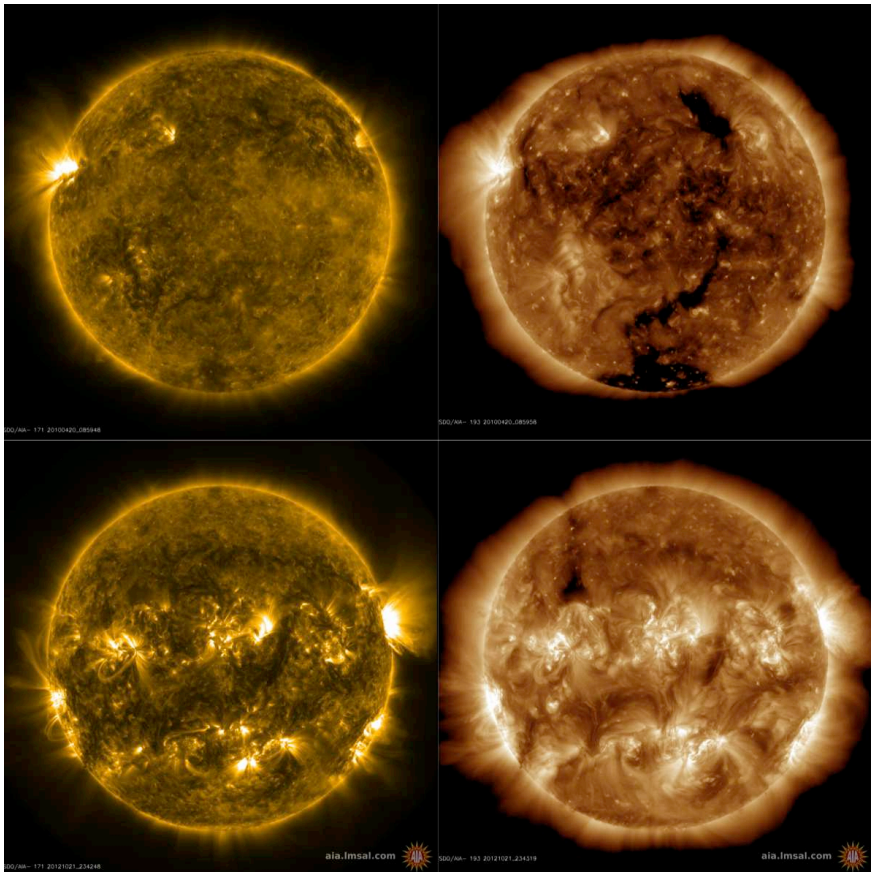

FIGURE *2.11: Couronne solaire observée par SDO/AIA pendant le cycle 24, à 171 Å (gauche) et 193 Å (droite).* **Haut :** *au début du cycle (le 20 Avril 2010), peu après un minimum solaire.* **Bas :** *proche du maximum solaire (le 21 Octobre 2012).*

Les taches solaires, ainsi que les boucles coronales, sont les traceurs photosphériques et coronaux des régions actives et du champ magnétique, en lumière visible, EUV et rayons-X. Leurs propriétés et évolution correspondent directement aux propriétés et à l'évolution du flux magnétique émergent de l'intérieur solaire. L'activité cyclique du Soleil est donc une activité magnétique, régulée par la dynamo solaire.

2.4.2 Éruptions solaires et éjections de masse coronales

Les conséquences de l'activité solaire peuvent se regrouper en deux types de phénomènes éruptifs : les éruptions solaires, et les éjections de masse coronales (CMEs). Ces deux phénomènes peuvent être définis comme la libération soudaine d'énergie, préalablement accumulée et stockée dans le champ magnétique des régions actives (Forbes et al. 2006). Cette libération d'énergie trouve son origine dans la reconfiguration magnétique des régions actives, grâce au processus résistif de reconnexion magnétique (que nous verrons Sect. 3.4.1).

Au niveau observationnel, cette libération d'énergie se traduit par des émissions transitoires, très intenses, et très localisées, dans une large gamme de longueurs d'onde, allant des ondes radio kilométriques jusqu'aux rayons-γ (à $\sim 10^{-3}$ Å). Ces pics localisés d'émission sont dus à un chauffage impulsif d'une région restreinte de la chromosphère et de la couronne (Svestka 1976). Lors des éruptions les plus énergétiques, l'émission coronale en EUV et rayons-X peut rapidement (en quelques minutes) et localement augmenter d'un facteur 1000 ou plus, avant de décroître en quelques minutes/heures. C'est le rayonne-

ment électromagnétique émis lors des éruptions, qui permet de diagnostiquer les processus physiques intervenants, et d'étudier comment l'énergie libérée est utilisée.

L'énergie libérée lors des éruptions varie typiquement entre 10^{21} J pour les événements les moins énergétiques, et 10^{26} J pour les plus énergétiques (*e.g.*, Shibata & Magara 2011; Schrijver et al. 2012). La libération d'énergie peut s'accompagner de l'accélération de particules (jusqu'à des vitesses relativistes ; *e.g.*, Masson et al. 2009a), de l'éjection de plasma (*e.g.*, sous la forme d'une éjection de masse coronale ; Vourlidas et al. 2010), de sursauts radio (Pick et al. 1998), d'émissions coronales en EUV et rayons-X (Fig. 2.12 ; *e.g.*, Reid et al. 2012; Dudík et al. 2014), d'embrillancements de régions étroites et allongées dans la chromosphère appelés rubans d'éruption (observés, *e.g.*, en Hα et en EUV, Fig. 2.12 ; *e.g.*, Schmieder et al. 1987).

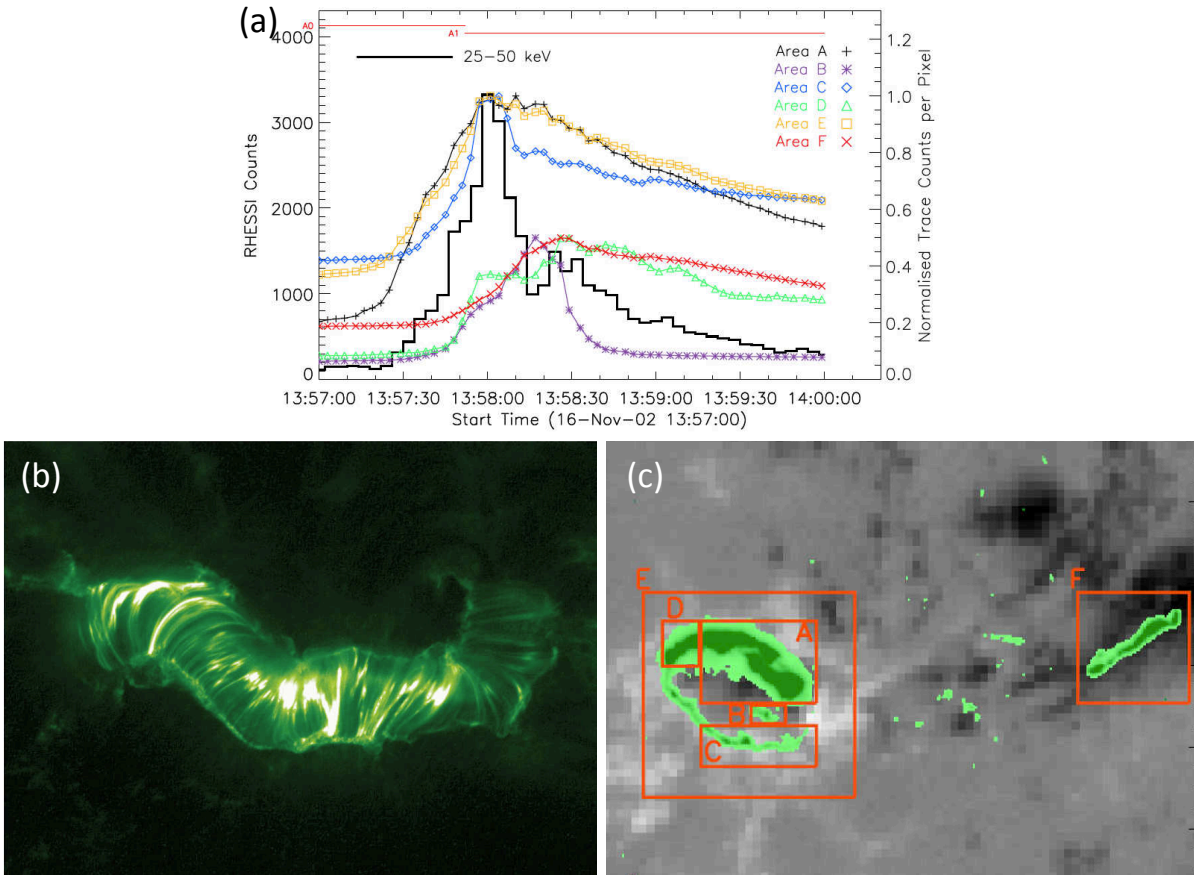

FIGURE *2.12: Exemples de signatures observationnelles d'éruptions solaires.* **(a)** *émissions X mesurée par le satellite RHESSI (histogramme noir), et EUV (*1600 *Å) mesurée par le satellite TRACE pour les régions A à F du panneau (c), pendant l'éruption du 16 Novembre 2002 (Reid et al. 2012).* **(c)** *rubans d'éruption observés avec TRACE (vert), superposés au magnétogramme longitudinal correspondant, observé avec SOHO/MDI.* **(b)** *post-flare loops lors de l'éruption du 14 Juillet 2000 observée par TRACE (à 195 Å).*

Dans certains cas, une éruption est accompagnée d'une éjection de masse coronale (CME). Les CMEs sont des événements dynamiques durant lesquels une grande quantité de plasma, typiquement $\sim 10^{11} - 10^{13}$ kg, est éjectée depuis la couronne solaire vers le milieu interplanétaire, à des vitesses de l'ordre de $10 - 3000$ km s^{-1} (voir revues de Chen

2011; Shibata & Magara 2011). Les CMEs sont le résultat de l'éjection d'une partie du champ magnétique d'une région active, sous la forme d'un tube de flux magnétique torsadé (Fig. 2.13). Au niveau de la couronne solaire, les CMEs peuvent être directement détectées soit par l'envol de filaments (qui sont aussi les contreparties des CMEs visibles en EUV), soit par coronographie. En effet, de même que pour la couronne, les CMEs peuvent être observées dans le domaine visible via la diffusion Thomson des électrons libres confinés dans le tube de flux magnétique éjecté (Fig. 2.13). Les CMEs peuvent également être détectées par les mesures in-situ (Fig. 2.13) effectuées par les sondes présentes dans le milieu interplanétaire (*e.g.*, ACE, Helios, Wind ; voir Dasso et al. 2006).

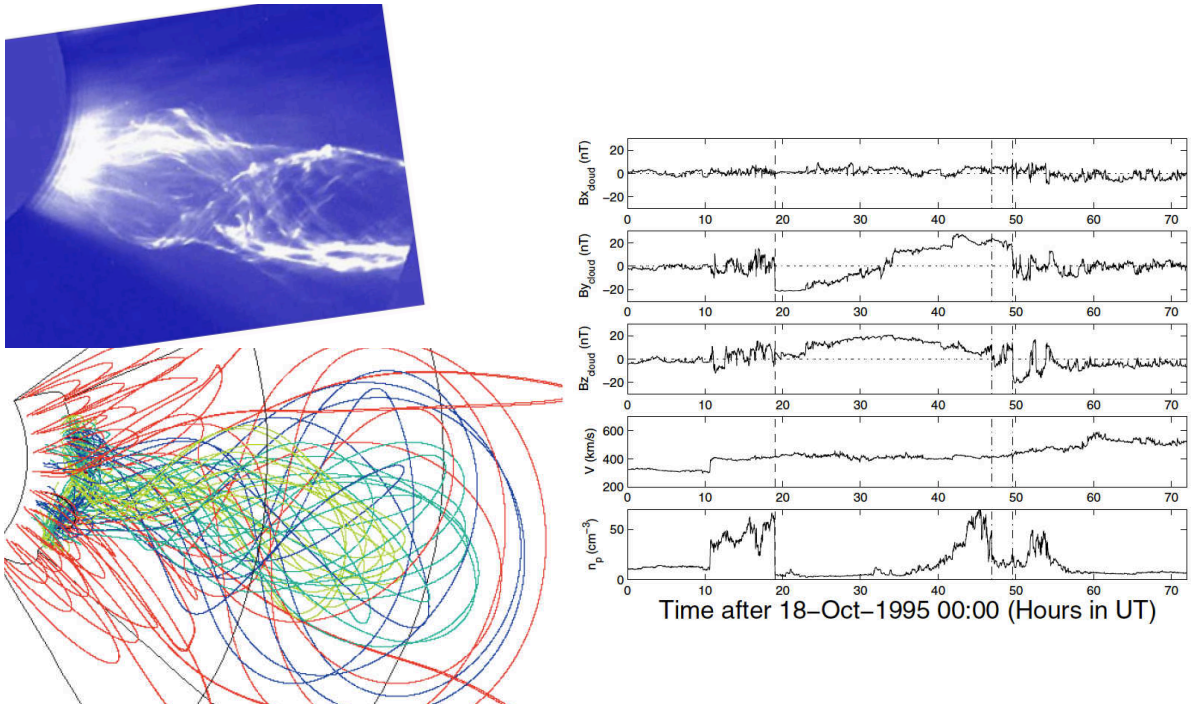

FIGURE *2.13: Exemple de signatures et de modèle de CMEs.* **Gauche :** *Observation en lumière blanche avec SOHO/LASCO C2 (haut ; adapté de Peter et al. 2012) et modèle (bas ; adapté de Fan & Gibson 2007) de CME. Pour le modèle de CME, les différentes lignes représentent les lignes de champ magnétique du tube de flux torsadé modélisant la structure magnétique éjectée pendant la CME.* **Droite :** *mesures in-situ obtenues avec Wind lors du passage d'une CME dans le milieu interplanétaire (Dasso et al. 2006). De bas en haut : densité de protons, vitesse, et les trois composantes du champ magnétique B_z, B_y, et B_x.*

2.4.3 Activité éruptive : importance des structures torsadées

Dans l'atmosphère solaire, le champ magnétique étant gelé dans le plasma (Sect. 3.1.2), les boucles coronales de plasma sont représentatives de la géométrie locale des lignes de champ magnétique. Or, les observations montrent que les boucles coronales (et donc les lignes de champ magnétique) des régions les plus actives présentent une géométrie avec un fort degré de cisaillement ou de torsion. On peut le constater à partir des formes caractéristiques en $\mathcal{S}$ ou Z que prennent ces boucles coronales.

En fait, les observations de l'atmosphère solaire montrent que le cisaillement et la torsion magnétique sont omniprésents dans de très nombreuses structures (*e.g.*, Kuperus & Raadu 1974; Raadu et al. 1988; Amari & Aly 1992; Schmieder et al. 1995; Zhang 2001; Aulanier & Schmieder 2002; Chae 2003; Török & Kliem 2005; Schrijver et al. 2008; Magara 2009; Luoni et al. 2011; Savcheva et al. 2012). Par exemple, les fibrilles, les filaments, ou encore les sigmoïdes (précurseurs de CMEs visibles en EUV et rayons-X mous) présentent très souvent une forme courbe étirée, caractéristique de l'existence d'une structure magnétique cisaillée ou torsadée (Fig. 2.3 et 2.14). Cette torsion et ce cisaillement se retrouvent dans les reconstructions du champ magnétique des régions actives par méthodes d'extrapolation, où ils sont (presque) toujours présents (Fig. 2.14 ; *e.g.*, Pevtsov et al. 1995; Schmieder et al. 1996; Démoulin et al. 2002; Pariat et al. 2004; Mandrini et al. 2006; Guo et al. 2008; Canou & Amari 2010; Inoue et al. 2012; Jiang & Feng 2013; Dalmasse et al. 2014a).

Différents phénomènes éruptifs donnent également des indices de la présence de cisaillement/torsion magnétique. Par exemple, lorsqu'elles sont observées avec un coronographe, certaines CMEs montrent des régions d'embrillancement hélicoïdales (on peut également observer une rotation du champ magnétique dans les mesures in-situ, *e.g.*, Fig. 2.13). De même, des mouvements apparents de rotation du plasma sont visibles lors de certains jets coronaux (sur lesquels nous reviendrons Sect. 6.3.1 ; voir Fig. 2.14).

Au niveau photosphérique, l'émergence des régions actives s'accompagne parfois de mouvements de rotation propre des taches solaires (et des polarités magnétiques), et/ou de mouvements de rotation des taches les unes autour des autres, interprétés comme la conséquence de l'émergence de tubes de flux magnétiques torsadés (*e.g.*, Leka et al. 1993; van Driel-Gesztelyi et al. 1994; Wang & Abramenko 2000; López Fuentes et al. 2003; Zhang et al. 2007; Poisson et al. 2013). Cette torsion peut aussi se voir dans les cartes photosphériques vectorielles du champ magnétique (*e.g.*, Fig.5 de Vemareddy et al. 2012a), à travers le vecteur de la composante transverse du champ magnétique. En effet, dans certain cas, on peut voir que la composante transverse du champ suit une spirale divergente dans une polarité positive et une spirale convergente dans la polarité négative à laquelle elle est connectée.

2.4.4 Sujet de la thèse

De manière générale, les observations montrent que la présence d'un champ magnétique intense n'est, *a priori*, pas une condition suffisante pour qu'une région active soit éruptive. Il faut également que son champ magnétique contienne du cisaillement et de la torsion magnétique.

Ce cisaillement et cette torsion ne sont pas des quantités statiques. Au cours de l'évolution des régions actives, on peut continuellement observer des augmentations et des diminutions de cisaillement et de torsion des boucles coronales. Les observations montrent qu'il existe une forte corrélation (degré, distribution, *etc*) entre l'évolution de cisaillement/torsion magnétique et l'éruptivité des régions actives. Par exemple, lors des CMEs, de grandes quantités de torsion magnétique sont éjectées dans le vent solaire.

S'il est clair que la dynamique et l'évolution des régions actives sont étroitement liées à l'évolution de leur contenu en cisaillement et torsion magnétique, le rôle de ces derniers reste à éclaircir. L'évolution du cisaillement et de la torsion magnétique dans les régions

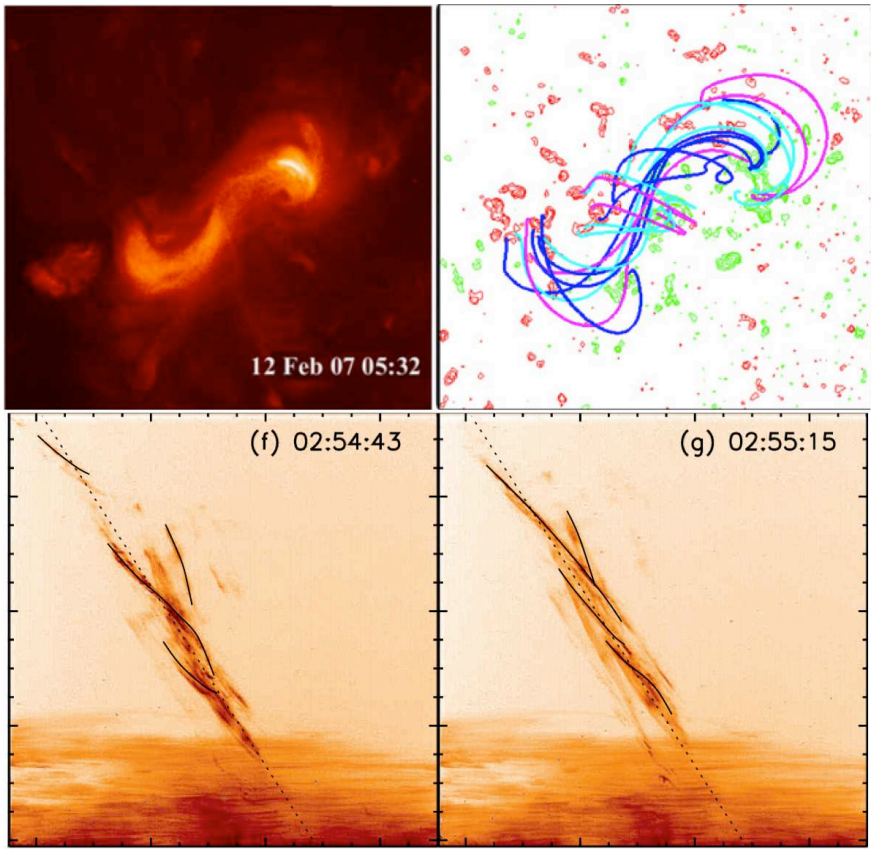

FIGURE *2.14: Exemples de structures cisaillées/torsadées dans la couronne solaire.* **Haut :** *sigmoïde observé le 12 Février 2007, en rayons-X par Hinode/XRT (gauche), et le champ magnétique reconstruit (droite ; Savcheva et al. 2012). Les lignes de différentes couleurs représentent les lignes de champ magnétique cisaillées et torsadées.* **Bas :** *jet chromoshérique du 9 Février 2007, observé avec Hinode/SOT en Ca II (adapté de Liu et al. 2009). Les lignes fines noires représentent les trajectoires hélicoïdales de quelques bandes de plasma.*

actives soulève ainsi un certain nombre de questions, comme par exemple :

- ➢ Quelle est l'origine du cisaillement et de la torsion magnétique observés dans l'atmosphère solaire ?
- ➢ Quelles sont les propriétés du cisaillement et de la torsion magnétique dans les régions actives ?
- ➢ Comment le cisaillement et la torsion magnétique évoluent-ils au cours du temps ?
- ➢ Comment cisaillement et torsion magnétique sont-ils reliés à l'énergie stockée dans les régions actives ?
- ➢ Comment sont-ils reliés à l'énergie libérée lors des éruptions solaires ?
- ➢ Quel est leur rôle dans le déclenchement des événements éruptifs ?

L'objectif de mon travail de thèse a ainsi été d'apporter des éléments de réponses à certaines de ces questions en étudiant conjointement trois éléments clés de l'activité solaire : le transfert, le stockage, et la libération d'énergie, en lien avec l'évolution des propriétés de cisaillement et de torsion magnétique dans les régions actives (voir Sect. 3.3 et 3.4). Pour cela, je me suis concentré sur l'étude de trois quantités, chacune donnant des informations différentes sur les propriétés de cisaillement et de torsion d'une confi-

guration magnétique : l'hélicité magnétique, les courants électriques, et l'énergie libre. Leur définition, leurs propriétés, ainsi que leurs relations sont discutées sections 3.2 – 3.4. L'ensemble de mes travaux de thèse sur ce sujet, est résumé dans les chapitres 4 – 6.

3

Dynamique de l'atmosphère solaire

Sommaire

3.1 La magnétohydrodynamique 30
3.1.1 Les équations de la magnétohydrodynamique 30
3.1.2 La magnétohydrodynamique idéale 34
3.2 Non-potentialité d'un champ magnétique 40
3.2.1 Champs magnétiques potentiels et non-potentiels 41
3.2.2 Courants électriques induits 43
3.2.3 Énergie magnétique libre 44
3.2.4 Hélicité magnétique relative 46
3.3 Mesures de non-potentialité 51
3.3.1 Origine des champs non-potentiels 52
3.3.2 Transport de champs non-potentiels 54
3.3.3 Préférence hémisphérique 55
3.4 Libération de l'énergie : reconfiguration du champ magnétique 57
3.4.1 Reconnexion magnétique 57
3.4.2 Éjection et redistribution des champs non-potentiels 60
3.5 Les aspects étudiés dans cette thèse 65

Dans le chapitre précédent, nous avons vu que le champ magnétique jouait un rôle fondamental dans l'activité solaire. En particulier, l'évolution et la dynamique des régions actives semblent observationnellement liées aux propriétés géométriques de leur champ magnétique, telles que le cisaillement et la torsion magnétique.

Dans ce chapitre, nous verrons le cadre théorique qui justifie cette relation entre activité solaire et géométrie du champ magnétique. Après avoir exposé le contexte physique d'évolution des structures magnétiques dans l'atmosphère solaire (Sect. 3.1), je m'intéresserai à un concept généralisant les notions de cisaillement et torsion magnétique : la *non-potentialité* du champ magnétique (Sect. 3.2). Pour cela, j'introduirai d'abord les définitions de champ magnétique potentiel, et de champ magnétique porteur de courants électriques induits. Nous verrons que cisaillement et torsion magnétique caractérisent les propriétés géométriques des champs magnétiques porteurs de courants électriques induits,

également appelés champs magnétiques *non-potentiels*. Je présenterai trois grandeurs physiques complémentaires (les courants électriques induits, l'énergie magnétique libre, et l'hélicité magnétique relative) permettant de quantifier le degré de *non-potentialité* d'un champ magnétique, aussi bien localement que globalement (Sect. 3.2). Je montrerai que ces trois grandeurs sont des quantités clés pour l'évolution des régions actives, et pour l'activité solaire. Nous verrons comment ces trois grandeurs sont régulièrement transportées, générées, et stockées dans les régions actives (Sect. 3.3). Enfin, je présenterai le mécanisme responsable de la libération d'énergie magnétique accumulée dans ces champs magnétiques *non-potentiels*, et comment cisaillement et torsion magnétique sont libérés lors des éruptions solaires et des CMEs (Sect. 3.4).

3.1 La magnétohydrodynamique

La magnétohydrodynamique (MHD) est une description monofluide de la physique des plasmas magnétisés. La MHD permet ainsi d'étudier les interactions entre un champ magnétique et un plasma sans traiter les particules individuellement. Dans cette section, nous allons voir quelles sont ses conditions d'application. Nous verrons que l'approximation MHD est valide pour décrire la dynamique de l'atmosphère solaire et des différents phénomènes étudiés dans cette thèse (Sect. 3.1.1).

Dans l'ensemble de cette thèse, je me restreindrai uniquement à deux approximations MHD : la MHD résistive (Sect. 3.1.1), et la MHD idéale (Sect. 3.1.2). Plusieurs approximations MHD peuvent être utilisées en fonction de la complexité des problèmes et des différents mécanismes physiques considérés. Ainsi, outre les deux approximations MHD que nous allons avoir dans ce manuscrit, des développements ont été fait avec *e.g.*, la MHD Hall (qui tient compte de l'inertie des ions), la MHD bi-fluides (qui tient compte de l'inertie des électrons), ou encore, la MHD relativiste (qui tient compte du fait que la vitesse de propagation de l'information magnétique puisse atteindre des vitesses relativistes).

3.1.1 Les équations de la magnétohydrodynamique

La validité des deux approximations MHD que nous allons voir repose, a priori, sur trois conditions :

- le plasma doit être non-relativiste. Par conséquent, toutes les vitesses caractéristiques des mouvements du plasma, *e.g.*, la vitesse du son, la vitesse thermique des particules (électrons et ions), et la vitesse d'Alfvén (vitesse de propagation de l'information magnétique), doivent être très inférieures à la vitesse de la lumière ;
- le plasma doit être quasi-neutre. Cette condition implique qu'il ne doit pas y avoir de charges libres à l'échelle spatiale, L, considérée pour étudier l'évolution du plasma. En d'autres termes, les ions et les électrons sont couplés, et le plasma peut effectivement être traité comme un fluide unique (bien que le milieu soit supposé complètement ionisé). En bref, cela signifie que l'échelle spatiale, L, doit être beaucoup plus grande que la longueur de Debye (qui définit le diamètre moyen d'une sphère au-delà de laquelle la charge d'un ion est complètement écrantée par les électrons). Il faut, de plus, que le temps caractéristique d'évolution du plasma

soit très supérieur au temps caractéristique associé à la pulsation plasma (*i.e.*, temps d'oscillation des électrons autour de leur position d'équilibre) ;

- à l'échelle spatiale considérée, le plasma doit être suffisamment collisionnel (pour qu'il adopte effectivement le comportement d'un fluide). Cela se traduit par deux conditions, une sur l'échelle spatiale, et une sur l'échelle temporelle considérée pour étudier l'évolution du plasma. Tout d'abord, il faut que l'échelle spatiale, L, soit supérieure au libre parcours moyen d'une particule de plasma, *i.e.*, la distance entre deux collisions. Ensuite, il faut que l'échelle de temps du plasma soit supérieure à la durée entre deux collisions.

L'approximation MHD est donc valable pour les grandes échelles spatiales, et pour des variations temporelles lentes des quantités étudiées par rapport aux échelles des électrons et des ions.

Dans l'atmosphère solaire, la vitesse du son, $c_s = (2\gamma k_B T/m)^{1/2}$ (avec γ l'exposant adiabatique), est de l'ordre de $10 - 100$ km s^{-1}. La vitesse thermique des particules, $v_{th} = (3k_B T/m)^{1/2}$, est de l'ordre de $10-100$ km s^{-1} pour les protons, et $100-1000$ km s^{-1} pour les électrons (pour un plasma essentiellement composé d'hydrogène). La vitesse d'Alfvén, $v_A = (B^2/2\mu\rho)^{1/2}$, varie entre $\sim 10^2$ et $\sim 10^4$ km s^{-1} (avec ρ la masse volumique du plasma, et $\mu = \mu_0$ la perméabilité magnétique du vide [1]). Les vitesses des mouvements du plasma au niveau de la photosphère (*i.e.*, la convection) sont typiquement < 1 km s^{-1}. Enfin, dans la couronne, les CMEs (qui peuvent éjecter une grande quantité de plasma) ont une vitesse caractéristique $\lesssim 3000$ km s^{-1} (*cf.* Sect. 2.4.2). Par conséquent, pour *la plupart* des phénomènes, le plasma de l'atmosphère solaire est non-relativiste, validant ainsi la première condition d'application de la MHD.

Concernant la quasi-neutralité, la longueur de Debye, $\lambda_D \approx (\epsilon_0 k_B T/ne^2)^{1/2}$, où n est la densité de plasma et e la charge élémentaire, varie entre $\sim 10^{-8}$ m (photosphère) et $\sim 10^{-3}$ m (couronne). Le temps associé à la pulsation plasma, $t_P = (\epsilon_0 m_e/ne^2)^{1/2}$, m_e étant la masse d'un électron, varie entre $\sim 10^{-13}$ s (photosphère) et $\gtrsim 10^{-9}$ s (couronne). Dans les régions actives, les plus petites structures magnétiques observées sont généralement $\lesssim 100$ km. Au niveau de la photosphère, les mouvements du plasma imposent la dynamique (voir Sect. 3.3.1). Leur vitesse caractéristique est $\lesssim 1$ km s^{-1}. Dans ce cas, un déplacement de ~ 100 km se fait avec un temps caractéristique de $\gtrsim 10^2$ secondes, soit un peu moins de deux minutes. Les conditions physiques de l'atmosphère solaire (*e.g.*, valeur du plasma-β — voir Sect. 3.1.2.4, valeurs des vitesses d'Alfvén et du son, et champs sans force — voir Sect. 3.1.2.5) font que le champ magnétique évolue de façon quasi-statique suite aux mouvements photosphériques du plasma. Le temps caractéristique d'évolution des structures magnétiques est donc celui du plasma au niveau de la photosphère, soit quelques minutes pour un déplacement de ~ 100 km. À ces échelles spatiales et temporelles, la condition de quasi-neutralité est donc bien vérifiée.

La dernière condition à satisfaire concerne le caractère collisionnel du plasma. Dans l'atmosphère solaire, le libre parcours moyen, $l \approx 7.4 \times 10^7\ T^2/n$ (Kulsrud 2005), varie entre 10^{-8} m (photosphère ; en prenant les valeurs de densité et température du plasma données Sect. 2.2.1) et 100 km (couronne ; pour une densité de 10^{15} m^{-3}, et une température de 10^6 K, *cf.* Sect. 2.2.3). Les électrons se déplaçant plus rapidement que les ions, on peut estimer le temps entre deux collisions, $t_{coll.} \sim l/v_{th,e}$, où $v_{th,e}$ est la vitesse

1. le plasma étant peu dense, on peut considérer que la perméabilité magnétique et la permittivité du plasma sont celles du vide, *i.e.*, $\mu = \mu_0$ et $\epsilon = \epsilon_0$

thermique des électrons. On trouve alors que la durée entre deux collisions varie entre $t_{coll.} \sim 10^{-13}$ s (photosphère) et $t_{coll.} \lesssim 1$ s (couronne). En théorie, il faudrait donc considérer des échelles spatiales supérieures à 100 km pour pouvoir utiliser l'approximation MHD dans la couronne. En fait, l'approximation MHD reste applicable même pour des échelles de l'ordre de, ou inférieures au libre parcours moyen (à condition de s'intéresser à l'évolution du champ magnétique, sans chercher à traiter correctement, *e.g.*, l'évolution de la température du plasma ; *e.g.*, Boyd & Sanderson 2003) [2]. Par conséquent, pour toutes les échelles spatiales considérées dans la suite ($\gtrsim 10 - 100$ km), on peut considérer que le plasma est suffisamment collisionnel, et donc, que la troisième condition d'application de la MHD est vérifiée.

En conclusion, l'approximation MHD est donc applicable à l'étude de la dynamique et de l'évolution des régions actives dans l'atmosphère solaire [3].

3.1.1.1 Équations de conservation et équations d'états

Les trois équations de conservation de la MHD sont l'équation de conservation de la masse (Eq. (3.1)), l'équation de conservation de la quantité de mouvement (Eq. (3.2)), et l'équation de conservation de l'énergie (Eq. (3.3)) :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \boldsymbol{v}) = 0 \,, \tag{3.1}$$

$$\rho \left(\frac{\partial \boldsymbol{v}}{\partial t} + (\boldsymbol{v} \cdot \nabla) \boldsymbol{v} \right) = -\rho \nabla \Phi_{grav.} - \nabla P + \boldsymbol{j} \times \boldsymbol{B} + \boldsymbol{F} \,, \tag{3.2}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\mathcal{U} + \frac{\boldsymbol{B}^2}{2\mu_0} \right) = -\nabla \cdot \left((\mathcal{U} + P) \, \boldsymbol{v} + \frac{\boldsymbol{E} \times \boldsymbol{B}}{\mu_0} + \boldsymbol{q} \right) + H + \boldsymbol{v} \cdot \boldsymbol{F} \,, \tag{3.3}$$

avec $\mathcal{U} = U + \rho \boldsymbol{v}^2/2 + \rho \Phi_{grav.}$. ρ et $\boldsymbol{v}$ représentent respectivement la masse volumique et le champ de vitesse du plasma. P et U sont respectivement sa pression et son énergie interne. $-\nabla \Phi_{grav.}$ est le champ gravitationnel auquel est soumis le plasma. $\boldsymbol{E}$ et $\boldsymbol{B}$ sont les champs électrique et magnétique auxquels est soumis le plasma. $\boldsymbol{j}$ est la densité de courant électrique dans le plasma, et :

$$\boldsymbol{F}_L = \boldsymbol{j} \times \boldsymbol{B} \,, \tag{3.4}$$

est la force de Lorentz, *i.e.*, la force exercée par le champ magnétique sur le plasma. $\boldsymbol{F}$ est la somme des autres forces qui peuvent s'exercer sur le système, *e.g.*, les effets de la viscosité. Enfin, $\boldsymbol{q}$ et H représentent le flux de chaleur et un chauffage extérieur.

Les équations d'états pour un gaz parfait ionisé sont :

$$P = \frac{2\rho k_B T}{m} \,, \tag{3.5}$$

$$U = \frac{P}{\gamma - 1} \,, \tag{3.6}$$

avec $m = m_e + m_i \approx m_i$ la masse d'une particule de plasma, et γ l'exposant adiabatique.

2. D'autre part, l'hypothèse fluide peut également être validée en considérant le couplage des champs électriques et magnétiques avec les particules du plasma, dont les interactions exercées sur les particules peuvent être considérées comme jouant le rôle de pseudo-collisions.

3. En fait, les échelles spatiales et temporelles caractéristiques en MHD sont également suffisamment grandes pour que la MHD soit applicable dans la tachocline et la zone convective (*e.g.*, Charbonneau 2010).

3.1.1.2 Équations de Maxwell

L'évolution du plasma est aussi soumise aux équations de Maxwell : l'équation de Maxwell-Gauss (Eq. (3.7)), la condition solénoïdale ou équation de Maxwell-Thomson (Eq. (3.8)), l'équation de Maxwell-Faraday (Eq. (3.9)),et l'équation de Maxwell-Ampère (Eq. (3.10)). Pour un plasma neutralisé, ces équations sont :

$$\nabla \cdot \boldsymbol{E} = 0\,, \tag{3.7}$$

$$\nabla \cdot \boldsymbol{B} = 0\,, \tag{3.8}$$

$$\nabla \times \boldsymbol{E} = -\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t}\,, \tag{3.9}$$

$$\nabla \times \boldsymbol{B} = \mu_0 \boldsymbol{j} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial t}\,. \tag{3.10}$$

Dans l'équation (3.10), $\boldsymbol{j}$ correspond au courant électrique induit du théorème d'Ampère. C'est le courant associé à la distribution du champ magnétique dans un volume, ou courant *porté* par le champ magnétique. Le terme $\epsilon_0 \partial \boldsymbol{E}/\partial t$ correspond au courant de déplacement de Maxwell. Ce courant est généré par les séparations de charges électriques.

Une analyse dimensionnelle montre que le rapport des courants de déplacement comparé aux courants électriques induits est de l'ordre de $(v/c)^2$, où $\boldsymbol{v}$ est la vitesse caractéristique du plasma, et c est la célérité de la lumière dans le vide. Dans l'approximation MHD considérée, le plasma est quasi-neutre et non-relativiste (*cf.* Sect. 3.1.1). Par conséquent, nous avons $(v/c)^2 \ll 1$, et les courants électriques de déplacement sont négligeables devant les courants électriques induits. L'équation de Maxwell-Ampère (Eq. (3.10)) devient donc l'équation d'Ampère :

$$\nabla \times \boldsymbol{B} = \mu_0 \boldsymbol{j}\,. \tag{3.11}$$

Par conséquent, dans tous les problèmes considérés dans la suite de cette thèse, les courants électriques générés sont uniquement des courants d'induction, *i.e.*, les courants portés par le champ magnétique, qui résultent des gradients du champ magnétique.

3.1.1.3 Loi d'Ohm et équation d'induction

Dans le référentiel du plasma en mouvement, lorsque le mouvement des ions et la pression des électrons sont négligés, la loi d'Ohm s'écrit localement :

$$\boldsymbol{j} = \sigma \boldsymbol{E}'\,, \tag{3.12}$$

où σ est la conductivité électrique du plasma (et est fonction de la masse volumique, ρ, et de la température, T, du plasma donnée par le taux de collisions ions-électrons), et $\boldsymbol{E}'$ est le champ électrique dans le référentiel du plasma en mouvement. Le plasma se déplaçant à la vitesse $\boldsymbol{v}$ non-relativiste, on a :

$$\boldsymbol{E}' = \boldsymbol{E} + \boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}\,. \tag{3.13}$$

La loi d'Ohm s'écrit finalement :

$$\boldsymbol{j} = \sigma(\boldsymbol{E} + \boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B})\,. \tag{3.14}$$

En combinant la loi d'Ohm, l'équation de Maxwell-Faraday (Eq. (3.9)), et l'équation de Maxwell-Ampère (Eq. (3.11)), on obtient l'équation d'induction de la MHD :

$$\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} = \nabla \times (\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}) - \nabla \times (\eta \nabla \times \boldsymbol{B}) \ , \tag{3.15}$$

avec $\eta = (\mu_0 \sigma)^{-1}$, la résistivité du plasma.

Dans l'équation d'induction (Eq. (3.15)), le premier terme du membre de droite est le terme dynamique ou terme idéal. Ce terme permet la conversion d'énergie cinétique en énergie magnétique. Le second terme est le terme résistif, responsable de la dissipation collisionnelle des courants électriques. Ce deuxième terme peut intervenir lors de la reconnexion magnétique (voir Sect. 3.4.1), mais d'autres, négligés ici, peuvent aussi jouer un rôle (*e.g.*, loi d'Ohm généralisée dans le cadre de la MHD Hall).

3.1.2 La magnétohydrodynamique idéale

À l'image du nombre de Reynolds ($\mathcal{R}_e$), qui en dynamique des fluides caractérise le comportement du fluide par rapport aux effets visqueux, c'est le nombre de Reynolds magnétique qui, en MHD, caractérise le comportement du plasma par rapport aux effets dissipatifs venant de sa résistivité électrique. Le nombre de Reynolds magnétique, $\mathcal{R}_m$, est ainsi défini comme le rapport adimensionné du terme dynamique sur le terme résistif de l'équation d'induction (Eq. (3.15)) :

$$\mathcal{R}_m = \frac{[\text{Terme d'inertie}]}{[\text{Terme résistif}]} = \frac{[\nabla \times (\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B})]}{[\nabla \times (\eta \nabla \times B)]} = \frac{v_0 L_0}{\eta} \ , \tag{3.16}$$

où L_0 et v_0 sont les échelles spatiale et de vitesse caractéristiques considérées. Lorsque $\mathcal{R}_m$ est de l'ordre de (ou plus petit que) 1, on est dans le cadre de la MHD résistive. C'est par exemple le cas des régions de reconnexion magnétique (voir Sect. 3.4.1). Lorsque $\mathcal{R}_m \to \infty$ (respectivement, $\mathcal{R}_m \gg 1$), on est dans le cadre de la MHD idéale (respectivement, quasi-idéale).

3.1.2.1 Loi d'Ohm et équation d'induction idéale

En MHD idéale, seules la loi d'Ohm et l'équation d'induction de la MHD sont modifiées, devenant respectivement :

$$\boldsymbol{E} = -\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B} \ , \tag{3.17}$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} = \nabla \times (\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}) \ . \tag{3.18}$$

Considérons un tube de flux magnétique de section de l'ordre du diamètre d'une boucle coronale, *i.e.*, ~ 100 km, et se déplaçant à une vitesse de ~ 1 km s^{-1}. En prenant la conductivité de Spitzer (Spitzer 1962), on trouve $\eta \approx 1.1 \times 10^8 \ln \Lambda \ T^{-3/2}$ (avec $\ln \Lambda$ le *logarithme de Coulomb*, qui prend des valeurs entre 10 et 20), soit $\eta \approx 3 \times 10^3$ m^2 s^{-1} au niveau de la photosphère, et $\eta \approx 1$ m^2 s^{-1} pour la couronne et l'intérieur solaire (en prenant $\ln \Lambda \sim 15$). Pour le tube de flux magnétique considéré, nous trouvons donc $\mathcal{R}_m \sim 10^4$ au niveau de la photosphère et $\mathcal{R}_m \sim 10^8$ dans la couronne et l'intérieur solaire.

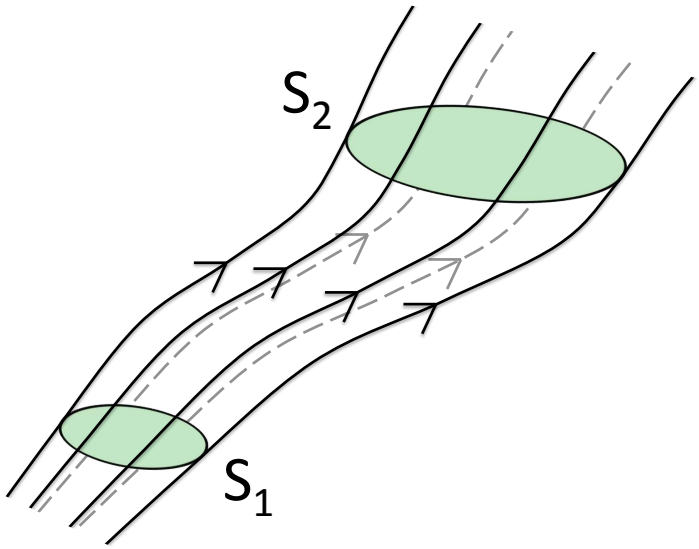

FIGURE *3.1: Tube de flux magnétique formé par les lignes de champ magnétique (lignes continues noires et pointillées grises) traversant les surfaces $\mathcal{S}_1$ et $\mathcal{S}_2$. Les flèches indiquent la direction du champ magnétique.*

Enfin, si l'on se place maintenant à l'échelle d'une région active, *i.e.*, $L_0 \sim 10 - 100$ Mm, on obtient des valeurs du nombre de Reynolds de l'ordre de $10^6 - 10^7$ (photosphère) et $10^{10} - 10^{11}$ (couronne et intérieur solaire).

Par conséquent, la MHD idéale est une approximation globalement très bien vérifiée aux échelles caractéristiques des structures solaires observées (*i.e.*, supérieures à celle des régions de reconnexion qui est de l'ordre du mètre ; voir Sect. 3.4.1).

3.1.2.2 Lignes et tubes de flux magnétiques

Une ligne de champ magnétique (ou ligne de force), est un objet mathématique décrivant la variation de l'orientation du (vecteur) champ magnétique, $\boldsymbol{B}$, dans l'espace. Par définition, le champ magnétique est tangent à la ligne de force en tout point de celle-ci. Si s est l'abscisse curviligne le long de la ligne de champ magnétique, alors on a (en coordonnées cartésiennes) :

$$\frac{|\boldsymbol{B}|}{\mathrm{d}s} = \frac{B_x}{\mathrm{d}x} = \frac{B_y}{\mathrm{d}y} = \frac{B_z}{\mathrm{d}z}\,, \tag{3.19}$$

où B est la norme du vecteur champ magnétique.

Un tube de flux magnétique est le volume formé par un ensemble de lignes de champ magnétique coupant une surface $\mathcal{S}$ formée par une courbe fermée $\mathcal{C}$, au sein duquel le flux magnétique est conservé (voir Fig. 3.1). Le flux magnétique total, Φ, de ce tube est simplement :

$$\Phi = \int_{\mathcal{S}} \boldsymbol{B} \cdot \hat{\boldsymbol{n}} \mathrm{d}\mathcal{S}\,, \tag{3.20}$$

où $\hat{\boldsymbol{n}}$ est le vecteur unitaire normal à $\mathcal{S}$, orienté dans le même sens que $\boldsymbol{B}$. Notons qu'avec cette définition, on a toujours $\Phi \geq 0$.

3.1.2.3 Théorème du champ gelé

Soit $\mathcal{C}$ une courbe fermée délimitant une surface $\mathcal{S}$ d'un élément de plasma, et dont l'évolution suit celle de cet élément de plasma. Soit Φ le flux magnétique à travers $\mathcal{S}$. La

variation temporelle du flux magnétique à travers $\mathcal{S}$ au cours du déplacement de cette surface, vaut :

$$\frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}t} = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(\int_{\mathcal{S}} \boldsymbol{B}\cdot\hat{\boldsymbol{n}}\mathrm{d}\mathcal{S}\right) \tag{3.21}$$

$$= \int_{\mathcal{S}} \frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t}\cdot\hat{\boldsymbol{n}}\mathrm{d}\mathcal{S} - \oint_{\mathcal{C}} (\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B})\cdot\hat{\boldsymbol{n}}\mathrm{d}l\,. \tag{3.22}$$

Dans l'équation (3.22), le premier terme du membre de droite décrit la variation du flux magnétique dans $\mathcal{S}$ due aux variations temporelles de $\boldsymbol{B}$. Le second terme décrit la variation du flux magnétique dans $\mathcal{S}$ due à la déformation de $\mathcal{C}$ par les mouvements du plasma. En utilisant le théorème de Stokes ($\oint_{\mathcal{C}} \boldsymbol{a}\cdot\mathbf{dl} = \int_{\mathcal{S}}(\nabla\times\boldsymbol{a})\cdot\mathbf{dS}$), on obtient finalement, en MHD idéale :

$$\frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}t} = \int_{\mathcal{S}}\left(\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} - \nabla\times(\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B})\right)\cdot\hat{\boldsymbol{n}}\mathrm{d}\mathcal{S} \tag{3.23}$$

$$= 0\,. \tag{3.24}$$

En MHD idéale, peu importe qu'un élément de plasma se déplace, se comprime, ou se dilate, le flux magnétique transporté par cet élément de plasma est conservé au cours du temps. C'est le **théorème d'Alfvén ou théorème du champ gelé** : en MHD idéale (pour un milieu à haut nombre de Reynolds magnétique, $\mathcal{R}_m \gg 1$), le champ magnétique et le plasma sont "gelés" l'un dans l'autre.

Le théorème d'Alfvén a (au moins[4]) deux conséquences majeures :

- **en MHD idéale, plasma et champ magnétique se déplacent ensemble**. Le plasma peut se déplacer librement le long des lignes de champ magnétique puisque que les mouvements parallèles à $\boldsymbol{B}$ ne modifient pas le champ magnétique ($\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B} = 0$ et donc $\partial\boldsymbol{B}/\partial t = 0$ dans Eq. (3.22)). Pour ce qui est des mouvements perpendiculaires aux lignes de champ magnétique, soit celles-ci sont entraînées par les mouvements du plasma, soit elles les repoussent. Comme nous le verrons section 3.1.2.4, c'est le paramètre β du plasma qui rend compte de ces deux régimes ;
- **en MHD idéale, il y a conservation de la connectivité des lignes de champ magnétique**. Si deux points A_1 et A_2 (*i.e.*, deux particules de plasma), sont magnétiquement connectés par une seule et même ligne de champ magnétique, alors ces deux points (particules de plasma) resteront indéfiniment connectés par cette même ligne de champ magnétique, quels que soient les mouvements du plasma en A_1 et A_2.

Notons que la connectivité des lignes de champ magnétique sur une surface $\mathcal{S}$, est définie comme la fonction mathématique qui aux coordonnées d'un pied d'une ligne de champ magnétique sur $\mathcal{S}$, associe les coordonnées du deuxième pied de la ligne de champ sur $\mathcal{S}$. La connectivité des lignes de champ magnétique donne donc une information sur les localisations de chaque paire de pieds pour chaque ligne de champ.

3.1.2.4 Plasma-β

Le paramètre β du plasma est le rapport sans dimension des forces de pression du plasma (terme $-\nabla P$, Eq. (3.2)) sur les forces de Lorentz (Eq. (3.4)) dans l'équation de

4. Nous en verrons un autre section 3.2.4.

conservation de la quantité de mouvement (Eq. (3.2)). Son expression est :

$$\begin{aligned}\beta &= \frac{[\text{densité d'énergie interne}]}{[\text{densité d'énergie magnétique}]} \\ &= \frac{2\mu_0 P}{B^2} = \frac{2}{\gamma}\left(\frac{c_s}{c_A}\right)^2 . \end{aligned} \tag{3.25}$$

C'est sa valeur qui renseigne sur l'influence respective des forces de pression et des forces de Lorentz dans l'équation de conservation du mouvement du plasma (Eq. (3.2)), et donc, sur leur rôle respectif dans la dynamique du plasma.

Au niveau de la photosphère, la pression est $P \approx 8 \times 10^3$ Pa. Dans les régions actives, les mesures photosphériques de champ magnétique donnent des valeurs typiques $\sim 10 - 1000$ G. On trouve alors $\beta \sim 2$ pour les champs forts, et $\beta \sim 2 \times 10^4$ pour les champs faibles. Dans la partie photosphérique d'une région active, la dynamique du plasma est donc *globalement* gouvernée par les mouvements du plasma (sauf dans les champs forts où $\beta \sim 1$). Dans la zone convective, la pression augmente rapidement, et atteint de l'ordre de 10^{12} Pa au niveau de la tachocline. Certaines études suggèrent des champs magnétiques $\sim 10^4 - 10^5$ G au niveau de la tachocline (*e.g.*, Moreno-Insertis et al. 1992; Schüssler & Rempel 2002). Avec ces valeurs, on trouve donc $\beta \sim 10^4 - 10^6$. Dans toute la zone convective, on a $\beta \gg 1$, ce qui signifie que les forces de Lorentz sont largement négligeables dans la dynamique du plasma (*e.g.*, la convection, la rotation différentielle, et la circulation méridienne). Dans la couronne solaire, la pression décroît plus rapidement que le champ magnétique. Les boucles coronales les plus hautes d'une région active atteignent typiquement des hauteurs de ~ 100 Mm au-dessus de la photosphère (soit 1/7è du rayon solaire), et le champ magnétique y est ~ 10 G (*e.g.*, Gary 2001; Régnier et al. 2008). La pression étant $\sim 10^{-2}$ Pa, on trouve $\beta \sim 0.01$. Par conséquent, dans la partie coronale d'une région active, $\beta \ll 1$ et ce sont les forces de Lorentz qui dominent largement la dynamique (voir Fig. 3.2). Pour des distances au-delà de $1R_\odot$ au-dessus de la photosphère, le plasma-β redevient supérieur à l'unité, et les forces de Lorentz ne dominent plus.

Cette forte stratification du plasma-β explique pourquoi le champ magnétique ne peut être généré que dans la tachocline, la zone convective, et/ou la photosphère (voir Sect. 2.3.1). En effet, le champ magnétique ne peut être généré que dans les régions à β fort, *i.e.*, régions où l'énergie interne du plasma est largement supérieure à l'énergie magnétique. Cela vient du fait que la force de Lorentz exerce un effet rétro-actif sur les mouvements du plasma permettant d'intensifier le champ magnétique (*cf.* Sect. 2.3.1). Il faut donc que celle-ci soit dominée par les mouvements du plasma (*i.e.*, β fort) pour que son effet rétro-actif soit inhibé. Ce n'est pas le cas de la couronne solaire, où, β étant trop faible, le champ magnétique inhibe les mouvements du plasma nécessaires à l'amplification du champ magnétique en dynamo.

3.1.2.5 Champs magnétiques sans force

Considérons le champ magnétique d'une région active dans la couronne solaire, et prenons l'équation de conservation du mouvement (Eq. (3.2)) en négligeant les forces extérieures s'exerçant sur le système. Dans ce cas, la force $\boldsymbol{F}$ dans l'équation (3.2) est la force due aux effets de la viscosité, $\boldsymbol{F}_\nu$. Les rapports dimensionnels entre les différents

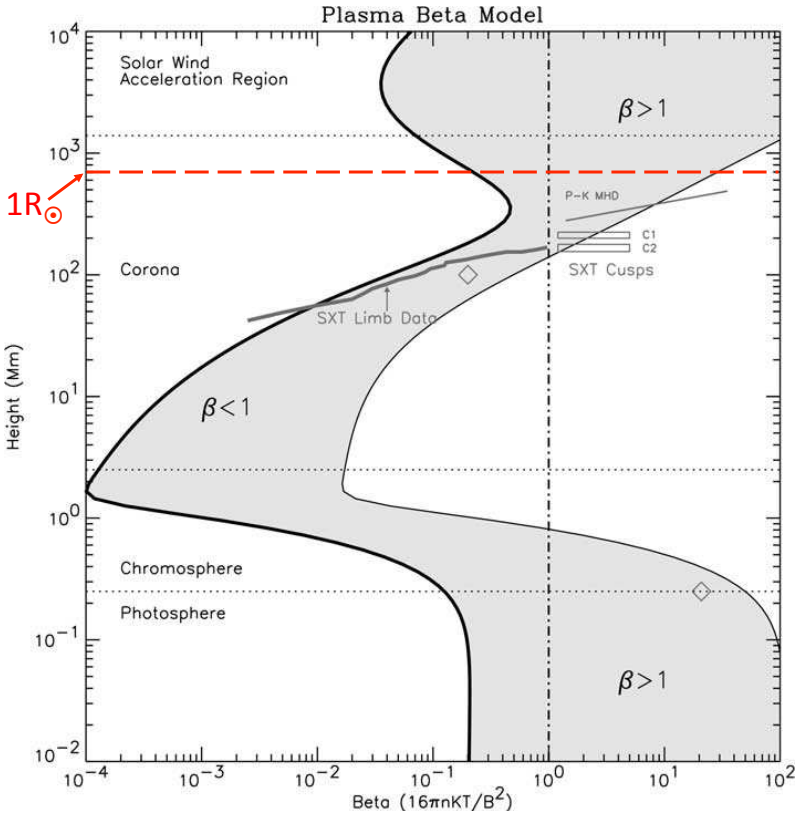

FIGURE *3.2: Modèle du plasma-β dans l'atmosphère solaire pour une région active (ligne noire épaisse) et pour des régions de champ magnétique faible ou régions actives en fin de vie (ligne fine noire ; adapté de Gary 2001). L'origine des ordonnées est la surface solaire (partie basse de la photosphère). La ligne pointillée rouge indique une hauteur de $1R_\odot$ au-dessus de la surface solaire.*

termes de l'équation (3.2) donnent :

$$\frac{[\boldsymbol{F}_\nu]}{[\rho(\boldsymbol{v}\cdot\nabla)\boldsymbol{v}]} = \frac{1}{\mathcal{R}_e} = \frac{\nu}{v_0 L_0} \tag{3.26}$$

$$\frac{[\rho D\boldsymbol{v}/Dt]}{[\nabla P]} = \left(\frac{v_0}{c_s}\right)^2 \tag{3.27}$$

$$\frac{[\nabla P]}{[\boldsymbol{j}\times\boldsymbol{B}]} = \beta \tag{3.28}$$

$$\frac{[\rho\nabla\Phi_{grav.}]}{[\boldsymbol{j}\times\boldsymbol{B}]} = \frac{L_0}{H_P}\beta\,, \tag{3.29}$$

où ν est la viscosité cinématique. Dans la couronne solaire, on a $\nu \sim 10^{-2}$ m^2 s^{-1}, $H_P \sim 100$ Mm, et $c_s \sim 100$ km s^{-1}. **Pour des vitesses d'évolution et des échelles caractéristiques du champ magnétique** ($v_0 \sim 1$ km s^{-1}, $L_0 \lesssim 100$ Mm), puisque $\beta \lesssim 0.01$ dans la couronne, on trouve que tous les rapports des équations (3.26 – 3.29) sont très inférieurs à 1. Par conséquent, dans la couronne solaire, l'équation de conservation du mouvement (Eq. (3.2)) se simplifie en :

$$\boldsymbol{j}\times\boldsymbol{B} = 0\,. \tag{3.30}$$

Champ magnétique et plasma évoluent donc de façon quasi-statique à travers une succession d'équilibres déterminés par l'équation (3.30). Rappelons que dans les conditions physiques de l'atmosphère solaire, les mouvements du plasma au niveau de la photosphère, dominent la dynamique (Sect. 3.1.2.4). Ces conditions physiques de la photosphère par

rapport à la couronne solaire, font que la photosphère est souvent considérée comme une frontière ayant une inertie et une conductivité infinie : c'est l'hypothèse du *line-tying*, ou de la photosphère *line-tied*. Cette hypothèse implique que les mouvements du plasma dans la photosphère peuvent affecter les champs magnétiques dans la couronne, mais pas l'inverse. L'évolution quasi-statique du champ magnétique et du plasma dans la couronne, décrite par l'équation (3.30), se fait donc en réponse aux mouvements du plasma qui ont lieu au niveau de la photosphère (voir aussi Ann. G).

L'équation du mouvement ainsi simplifiée peut paraître paradoxale puisque nous avons montré que le terme de la force de Lorentz ($\boldsymbol{j}\times\boldsymbol{B}$) domine tous les autres, pour finalement conclure que celui-ci est nul. En fait, le terme $\boldsymbol{j}\times\boldsymbol{B}$ est un pseudo-vecteur correspondant à la somme de deux forces. $\boldsymbol{j}\times\boldsymbol{B}=0$ ne signifie donc pas que les forces de Lorentz sont nulles, mais qu'il y a un équilibre entre les deux forces décrivant le pseudo-vecteur $\boldsymbol{j}\times\boldsymbol{B}$. Pour bien comprendre ce que ce pseudo-vecteur (et donc, la force de Lorentz) représente, remplaçons la densité de courant électrique, $\boldsymbol{j}$, par son expression en fonction du champ magnétique via l'équation (3.11). Nous obtenons alors :

$$\boldsymbol{j}\times\boldsymbol{B} = \frac{(\nabla\times\boldsymbol{B})\times\boldsymbol{B}}{\mu_0} \tag{3.31}$$

$$= \frac{1}{\mu_0}(\boldsymbol{B}\cdot\nabla)\boldsymbol{B} - \nabla\left(\frac{\boldsymbol{B}^2}{2\mu_0}\right) . \tag{3.32}$$

L'équation (3.32) fait apparaître un terme de tension magnétique (premier terme), et un terme correspondant à un gradient de pression magnétique (second terme). La force de Lorentz représente donc la somme des forces de tension et pression magnétique le long d'une ligne de champ magnétique. L'équation (3.30) signifie donc que, dans la couronne solaire, il y a un équilibre entre la tension et la pression magnétique le long des lignes de champ magnétique :

$$\frac{1}{\mu_0}(\boldsymbol{B}\cdot\nabla)\boldsymbol{B} = \nabla\left(\frac{\boldsymbol{B}^2}{2\mu_0}\right) . \tag{3.33}$$

En utilisant l'équation (3.11), l'équation (3.30) se traduit en l'équation des champs sans force :

$$\nabla\times\boldsymbol{B} = \alpha\boldsymbol{B} , \tag{3.34}$$

où le paramètre $\alpha=\alpha(x,y,z)$ est le cisaillement magnétique (en m^{-1}), et est fonction des coordonnées de l'espace. Par conséquent, dans la couronne solaire, champs magnétiques et courants électriques induits sont alignés.

En prenant la divergence de cette équation, on obtient :

$$(\boldsymbol{B}\cdot\nabla)\alpha = 0 , \tag{3.35}$$

signifiant que le cisaillement magnétique α est constant le long d'une ligne de champ magnétique, mais peut varier d'une ligne de champ à l'autre. L'équation des champs sans force implique donc que le cisaillement et la torsion magnétique (*i.e.*, $\alpha\neq 0$), observés dans les formes en $\mathcal{S}$ et Z des boucles coronales, sont les signatures observationnelles des courants électriques induits.

Le champ magnétique étant mesuré (en 2D) au niveau de la photosphère (Sect. 2.2.1), les équations (3.34) et (3.35) permettent de reconstruire le champ magnétique coronal

d'une région active, en extrapolant les mesures photosphériques du champ magnétique : on parle d'*extrapolations du champ magnétique*. Dans le cas où α est uniforme (on parle de *champs sans force linéaires*), le champ magnétique obéit alors à une équation de Helmoltz (voir Sect. F.1). Le champ magnétique coronal peut alors être extrapolé à partir d'un magnétogramme, par transformation de Fourier (voir Sect. F.1 ; *e.g.*, Nakagawa & Raadu 1972; Chiu & Hilton 1977; Alissandrakis 1981; Démoulin et al. 1989; Aulanier & Démoulin 1998). Dans les observations, α varie d'une ligne de champ magnétique à l'autre. On parle alors de *champs sans force non-linéaires*. Dans ce cas, l'équation (3.34) est difficile à résoudre pour des conditions aux limites données (par les magnétogrammes vectoriels). Plusieurs codes d'extrapolations ont ainsi été développés (*e.g.*, Amari et al. 1999; van Ballegooijen 2004; Wiegelmann 2004; Valori et al. 2005; Wheatland 2007; Inoue & Morikawa 2011; Jiang & Feng 2012; Aschwanden 2013). Les résultats obtenus montrent de bons accords avec les boucles coronales des régions actives, mais la solution obtenue n'est pas unique.

Enfin, rappelons que la description des champs magnétiques coronaux par les champs sans force (Eq. (3.30)), est une approximation. Elle permet de décrire l'évolution quasi-statique de la couronne et des champs magnétiques coronaux, mais n'est donc pas nécessairement représentative de l'état dynamique de la couronne. En particulier, $\boldsymbol{j} \times \boldsymbol{B} \neq 0$ joue un rôle fondamental pour :

- le transport vers la couronne solaire, de cisaillement/torsion magnétique généré(e) par les mouvements photosphériques du plasma (Ann. G) ;
- l'activité solaire et la libération d'énergie lors des éruptions et des CMEs : *e.g.*, forces de Lorentz non-nulles au niveau des nappes de courants (Sect. 3.4.1.2 ; *e.g.*, Masson et al. 2009b), accélération du plasma ("jets" de reconnexion et de détorsion, *cf.* Sect. 6.3.1.3), modèles de CMEs basés sur la perte d'équilibre entre pression et tension magnétique (*Torus Instability* ; *e.g.*, Kliem & Török 2006; Aulanier et al. 2010).

3.2 Non-potentialité d'un champ magnétique

Dans cette partie, nous allons nous concentrer sur une classification des champs magnétiques qui est souvent faite en physique solaire : les champs magnétiques *potentiels*, et les champs magnétiques *non-potentiels* (aussi appelés champs magnétiques *porteurs* de courants électriques). Après avoir donné leur définition (Sect. 3.2.1.1), je montrerai que cisaillement et torsion magnétique sont des propriétés géométriques des champs magnétiques porteurs de courants électriques induits, en présentant les trois grandeurs physiques caractérisant la géométrie (locale et globale) du champ magnétique auxquelles je me suis intéressé pendant ma thèse (Sect. 3.2.2 – 3.2.4).

Notons que les trois grandeurs physiques présentées sections 3.2.2 – 3.2.4 ne constituent en aucun cas une liste exhaustive, et qu'il existe de nombreux autres proxys de non-potentialité qui ont été développés et utilisés dans la littérature (voir *e.g.*, Falconer et al. 2006; Dun et al. 2007; Jing et al. 2010; Yang et al. 2012, et leurs références). Ces trois proxys de non-potentialité sur lesquels j'ai travaillé, possèdent simplement des propriétés particulières plus intéressantes (*e.g.*, conservation dans les milieux à haut Reynolds magnétique pour l'hélicité magnétique), et donnant des informations à la fois locales et

globales sur la géométrie des champs magnétiques éruptifs.

3.2.1 Champs magnétiques potentiels et non-potentiels

3.2.1.1 Définitions

Champs magnétiques potentiels. Un champ magnétique potentiel, $\boldsymbol{B}_p$, est un champ magnétique qui dérive d'un potentiel, $\mathcal{P}$. Un champ magnétique potentiel est donc défini par :

$$\boldsymbol{B}_p = \nabla \mathcal{P} \,. \tag{3.36}$$

Pour un champ magnétique potentiel, la densité de courant électrique induit, $\boldsymbol{j}_p$, vaut :

$$\boldsymbol{j}_p = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \boldsymbol{B}_p = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times (\nabla \mathcal{P}) = 0 \,. \tag{3.37}$$

Un champ magnétique potentiel ne contient donc aucun courant électrique.

Pour un champ magnétique potentiel, la conservation du flux magnétique ($\nabla \cdot \boldsymbol{B}_p = 0$), implique :

$$\Delta \mathcal{P} = 0 \,, \tag{3.38}$$

i.e., le potentiel, $\mathcal{P}$, obéit à l'équation de Poisson.

Soit $\boldsymbol{B}_p$ un champ magnétique potentiel dans un volume, $\mathcal{V}$, délimité par une surface, $\mathcal{S}$. Si les conditions aux limites, sur $\mathcal{S}$, de la distribution du champ magnétique sont données, alors $\mathcal{P}$ est définit à une constante près et il y a unicité de la solution du champ potentiel, car $\mathcal{P}$ satisfait la condition de Neumann :

$$\left. \frac{\partial \mathcal{P}}{\partial \hat{\boldsymbol{n}}} \right|_{\mathcal{S}} = \hat{\boldsymbol{n}} \cdot \boldsymbol{B}_p|_{\mathcal{S}} \,, \tag{3.39}$$

où $\hat{\boldsymbol{n}}$ est le vecteur sortant normal à $\mathcal{S}$.

Champs magnétiques non-potentiels. Au contraire d'un champ potentiel, un champ magnétique non-potentiel, $\boldsymbol{B}$, est un champ magnétique qui ne dérive pas d'un potentiel. Par conséquent, la densité de courant électrique induit, $\boldsymbol{j}$, vaut :

$$\boldsymbol{j} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \boldsymbol{B} \neq 0 \,. \tag{3.40}$$

Contrairement à un champ magnétique potentiel, un champ magnétique non-potentiel est un champ magnétique contenant des courants électriques. On parle également de champ magnétique *porteur* de courants électriques (induits).

3.2.1.2 Décomposition d'un champ magnétique

Cas général. Soit un champ magnétique, $\boldsymbol{B}$, solénoïdal ($\nabla \cdot \boldsymbol{B} = 0$), quelconque (*i.e.*, $\boldsymbol{B}$ peut être un champ potentiel ou non-potentiel), dans un volume, $\mathcal{V}$, délimité par une surface, $\mathcal{S}$. D'après ce que nous venons de voir (Sect. 3.2.1.1), les conditions aux

limites de $\boldsymbol{B}$ sur $\mathcal{S}$, fixent l'unique champ magnétique potentiel, $\boldsymbol{B}_p$ (dans $\mathcal{V}$), associé à la distribution de $\boldsymbol{B}$ sur $\mathcal{S}$, et défini par :

$$\hat{\boldsymbol{n}} \cdot \boldsymbol{B}_p|_{\mathcal{S}} = \hat{\boldsymbol{n}} \cdot \boldsymbol{B}|_{\mathcal{S}} \,. \tag{3.41}$$

Nous verrons section 3.2.3 que cette propriété a des conséquences concernant le minimum d'énergie magnétique d'un système donné.

Par conséquent, pour un champ magnétique, $\boldsymbol{B}$, donné, $\boldsymbol{B}_p$ étant unique, $\boldsymbol{B}_j = \boldsymbol{B} - \boldsymbol{B}_p$ définit un unique champ magnétique. L'équation (3.41) implique que ce champ magnétique, $\boldsymbol{B}_j$, est tel que :

$$\hat{\boldsymbol{n}} \cdot \boldsymbol{B}_j|_{\mathcal{S}} = \hat{\boldsymbol{n}} \cdot (\boldsymbol{B} - \boldsymbol{B}_p)|_{\mathcal{S}} = 0 \,. \tag{3.42}$$

D'autre part, la condition solénoïdale pour $\boldsymbol{B}_p$ et $\boldsymbol{B}$ implique :

$$\nabla \cdot \boldsymbol{B}_j = \nabla \cdot \boldsymbol{B} - \nabla \cdot \boldsymbol{B}_p = 0 \,, \tag{3.43}$$

i.e., $\boldsymbol{B}_j$ est, lui-aussi, un champ magnétique solénoïdal.

Enfin, les équations (3.37) et (3.40) imposent :

$$\nabla \times \boldsymbol{B}_j = \nabla \times \boldsymbol{B} - \nabla \times \boldsymbol{B}_p = \nabla \times \boldsymbol{B} = \mu_0 \boldsymbol{j} \,, \tag{3.44}$$

Par conséquent, si $\boldsymbol{B}$ est un champ magnétique potentiel, nous avons $\boldsymbol{B}_j = 0$ et $\nabla \times \boldsymbol{B}_j = 0$, et nous retrouvons bien $\boldsymbol{B} = \boldsymbol{B}_p$. Si $\boldsymbol{B}$ est un champ magnétique non-potentiel, nous avons $\boldsymbol{B}_j \neq 0$ et $\nabla \times \boldsymbol{B}_j = \mu_0 \boldsymbol{j} \neq 0$, qui signifie que $\boldsymbol{B}_j$ est la composante de $\boldsymbol{B}$ contenant tous les courants électriques portés par $\boldsymbol{B}$.

Plus généralement, les équations (3.41 – 3.44) montrent **qu'un champ magnétique solénoïdal, $\boldsymbol{B}$, peut s'écrire comme la somme d'une composante potentielle, $\boldsymbol{B}_p$, et d'une composante non-potentielle, $\boldsymbol{B}_j$, et que cette décomposition est unique**.

Problématique des extrapolations de champ magnétique. Dans le cas de l'atmosphère solaire, la distribution du champ magnétique est généralement mesurée à la surface photosphérique (Sect. 2.2.1), et le champ magnétique est supposé nul aux limites de l'héliosphère. Pour une distribution du champ magnétique photosphérique donnée, il existe donc un unique champ magnétique potentiel, $\boldsymbol{B}_p$, définit par l'équation (3.41). Plusieurs méthodes permettent ensuite de calculer le potentiel $\mathcal{P}$, et d'extrapoler le champ magnétique potentiel à partir de la distribution du flux magnétique sur $\mathcal{S}$ (Sect. 3.1.2.5 ; *e.g.*, Nakagawa & Raadu 1972; Chiu & Hilton 1977; Sakurai 1989).

Pour ce qui est de $\boldsymbol{B}_j$, ou de $\boldsymbol{B}$ en général, les magnétogrammes vectoriels permettent de donner la condition aux limites pour les courants sur $\mathcal{S}$:

$$\mu_0 \, \hat{\boldsymbol{n}} \cdot \boldsymbol{j}|_{\mathcal{S}} = \hat{\boldsymbol{n}} \cdot \nabla \times \boldsymbol{B}|_{\mathcal{S}} \,. \tag{3.45}$$

En ajoutant une condition sur le champ magnétique dans l'atmosphère solaire, *e.g.*, si l'on suppose que le champ magnétique est sans force (non-linéaire, Eq. (3.34)), il est alors possible d'extrapoler le champ magnétique, $\boldsymbol{B}$, à partir des équations (3.34) et (3.35) et de l'équation :

$$\mu_0 \, \hat{\boldsymbol{n}} \cdot \boldsymbol{j}|_{\mathcal{S}} = \alpha(x, y, z) \, \hat{\boldsymbol{n}} \cdot \boldsymbol{B}|_{\mathcal{S}} \,, \tag{3.46}$$

où α est donc constant le long d'une ligne de champ (mais varie d'une ligne de champ à l'autre). En revanche, comme je l'ai mentionné Sect. 3.1.2.5, la solution de $\boldsymbol{B}$ extrapolée n'est pas unique (*e.g.*, Amari et al. 1999). Différentes extrapolations pourront donc donner différentes solutions de $\boldsymbol{B}$, et donc, différentes composantes $\boldsymbol{B}_j$. Par conséquent, dans le cadre des extrapolations de champ magnétique sans force non-linéaire, la décomposition de $\boldsymbol{B}$ en une composante potentielle et une composante non-potentielle n'est pas unique (elle n'est unique que pour une extrapolation donnée, et sera différente d'une extrapolation à une autre pour une distribution photosphérique donnée de $\boldsymbol{B}$).

3.2.2 Courants électriques induits

En MHD, les courants électriques (induits) ont deux rôles importants. Tout d'abord, les courants électriques couplent le champ magnétique et le plasma à travers la force de Lorentz (Eq. (3.2)). Ils permettent au champ magnétique d'avoir un effet rétroactif sur le plasma ou de lui imposer sa dynamique (Sect. 3.1.2.4), et de convertir de l'énergie magnétique en énergie cinétique. Nous verrons section 3.4.1.2, que les courants électriques jouent également un rôle important pour la reconnexion magnétique, *i.e.*, le processus considéré comme responsable de la libération de l'énergie magnétique lors des éruptions solaires et CMEs.

Comme nous venons de la voir section 3.2.1.1, les courants électriques sont uniquement dus à la présence de champs magnétiques non-potentiels. Plus un champ magnétique est porteur de courants électriques intenses, plus il est non-potentiel (*i.e.*, plus il s'éloigne d'un champ potentiel). La mesure de ces courants électriques nous donne donc une quantification du degré de non-potentialité du champ magnétique.

Comme nous l'avons remarqué section 2.2.1, les observations ne donnent accès à la mesure vectorielle du champ magnétique qu'au niveau de la photosphère, soit à $\boldsymbol{B}(z = 0) = (B_x, B_y, B_z)$. Ici, (x, y, z) sont les coordonnées cartésiennes d'un référentiel tel que le plan (xOy) corresponde à la photosphère, et la direction verticale (Oz) soit normale à la photosphère et orientée vers l'observateur. Par conséquent, la composante normale à la photosphère, $j_z = (\nabla \times \boldsymbol{B})_z = \partial_x B_y - \partial_y B_x$, est la seule composante de la densité de courant que l'on puisse calculer directement à partir des observations faites à une altitude de l'atmosphère solaire. Pour obtenir la distribution de la densité de courant complète, $\boldsymbol{j}$, dans tout le volume atmosphérique occupé par la région active, il faut connaître la distribution volumique du champ magnétique, et donc, d'abord recourir à une extrapolation de champ magnétique (*cf.* Sect. 3.1.2.5).

Remarquons cependant, que j_z permet tout de même d'obtenir une information sur la distribution volumique de la densité de courant électrique, et sur la quantité de courants électriques dans le champ magnétique coronal d'une région active. En effet, en appliquant l'opérateur divergence à l'équation (3.11), on trouve $\nabla \cdot \boldsymbol{j} = \nabla \cdot (\nabla \times \boldsymbol{B}/\mu_0) = 0$, *i.e.*, que les courants électriques se referment sur eux-mêmes. Dans le cas d'une région sans force comme la couronne solaire, les courants sont alignés avec le champ magnétique (voir Sect. 3.1.2.5). La condition $\nabla \cdot \boldsymbol{j} = 0$ signifie alors que les courants électriques sortant d'une polarité magnétique se referment dans la polarité magnétique opposée. Dans ce cas, l'intégralité des courants électriques induits traversant la photosphère, et dont les caractéristiques sont données par j_z et $I_z = \int_S \boldsymbol{j}_z \cdot \mathbf{dS}$, circule dans le champ magnétique coronal de la région active. Par conséquent, l'étude de j_z, et de I_z, permet d'étudier le

degré de non-potentialité des champs magnétiques dans l'atmosphère solaire, en terme de courants électriques.

Notons également que le champ magnétique étant sans force dans la couronne solaire (Sect. 3.1.2.5), nous avons $\mu_0 \boldsymbol{j} = \alpha \boldsymbol{B}$, où α est le cisaillement magnétique et est constant le long d'une ligne de champ magnétique (*cf.* Eq. (3.34) et (3.35)). En faisant l'hypothèse qu'α est de plus isotrope, il est alors possible de déterminer la distribution de α dans le champ magnétique d'une région active à partir d'un magnétogramme vectoriel photosphérique de la région active, via l'expression :

$$\alpha(x, y, z = 0) = \frac{\mu_0 j_z(x, y, z = 0)}{B_z(x, y, z = 0)} \,. \tag{3.47}$$

Le calcul du cisaillement magnétique α dans les observations offre une alternative à j_z et I_z pour quantifier la non-potentialité des champs magnétiques (*e.g.*, comme dans Martin et al. 1994; Pevtsov et al. 1995; Pevtsov 2002; Zirker et al. 1997; Yeates et al. 2007; Yang et al. 2009).

3.2.3 Énergie magnétique libre

Dans l'application de la MHD à l'atmosphère solaire, l'énergie magnétique est l'une des quantités clés pour étudier les propriétés des régions actives et leur éruptivité. En effet, comme nous l'avons vu section 2.4.2, c'est l'énergie magnétique qui est la source de l'énergie libérée lors des éruptions solaires.

Dans cette partie, nous allons voir que c'est une forme particulière d'énergie magnétique qui est fondamentale pour l'éruptivité des régions actives : l'énergie magnétique *libre*.

3.2.3.1 Définition

L'énergie magnétique d'un champ magnétique, $\boldsymbol{B}$, dans un volume $\mathcal{V}$ délimité par une surface $\mathcal{S}$, est :

$$E_{mag} = \int_{\mathcal{V}} \frac{\boldsymbol{B}^2}{2\mu_0} \mathrm{d}\mathcal{V} \,. \tag{3.48}$$

Par définition, l'énergie (magnétique) libre, E_{libre}, est l'énergie magnétique en excès par rapport à l'énergie magnétique du champ magnétique potentiel, $\boldsymbol{B}_p$, d'une distribution de champ magnétique donnée sur $\mathcal{S}$. Soient E_{mag}, l'énergie magnétique totale du champ magnétique, $\boldsymbol{B}$, dans le volume $\mathcal{V}$, et E_p, l'énergie magnétique de la composante potentielle de $\boldsymbol{B}$, avec :

$$E_p = \int_{\mathcal{V}} \frac{\boldsymbol{B}_p^2}{2\mu_0} \mathrm{d}\mathcal{V} \,. \tag{3.49}$$

L'énergie libre du système est alors :

$$E_{libre} = E_{mag} - E_p \,. \tag{3.50}$$

3.2.3.2 Énergie magnétique libre et le théorème de Thomson

À présent, nous allons démontrer un résultat fondamental non-trivial : l'énergie libre est en fait l'énergie magnétique de la composante non-potentielle du champ magnétique, $\boldsymbol{B}$. Pour cela, considérons un champ magnétique, $\boldsymbol{B}$, parfaitement solénoïdal, dans un volume $\mathcal{V}$ délimité par une surface $\mathcal{S}$, et tel que $\boldsymbol{B}$ soit nul à l'infini. Comme je l'ai démontré section 3.2.1.2, nous pouvons alors décomposer ce champ magnétique en sa composante potentielle (sans courants, $\boldsymbol{B}_p = \nabla\mathcal{P}$; *cf.* Sect. 3.2.1.1), et sa composante non-potentielle (qui contient tous les courants, $\boldsymbol{B}_j$; *cf.* Sect. 3.2.1.2), tel que :

$$\boldsymbol{B} = \boldsymbol{B}_p + \boldsymbol{B}_j \,. \tag{3.51}$$

L'énergie magnétique du système, dans le volume $\mathcal{V}$ délimité par la surface $\mathcal{S}$, est alors (Eq. (3.48)) :

$$E_{mag} = \frac{1}{2\mu_0}\int_{\mathcal{V}}(\boldsymbol{B}_p + \boldsymbol{B}_j)^2 \mathrm{d}\mathcal{V} \tag{3.52}$$

$$= E_p + E_j + \frac{1}{\mu_0}\int_{\mathcal{V}} \boldsymbol{B}_p \cdot \boldsymbol{B}_j \mathrm{d}\mathcal{V} \,, \tag{3.53}$$

où E_p et E_j sont respectivement l'énergie magnétique de la composante potentielle de $\boldsymbol{B}$ (ou énergie potentielle) et l'énergie magnétique de la composante non-potentielle de $\boldsymbol{B}$ (ou énergie non-potentielle).

En utilisant la formule $\nabla\cdot(f\boldsymbol{a}) = \boldsymbol{a}\cdot\nabla f + f\nabla\cdot\boldsymbol{a}$, l'expression de l'énergie magnétique du système devient :

$$E_{mag} = E_p + E_j + \frac{1}{\mu_0}\int_{\mathcal{V}} \nabla\cdot(\mathcal{P}\boldsymbol{B}_j)\mathrm{d}\mathcal{V} - \frac{1}{\mu_0}\int_{\mathcal{V}} \mathcal{P}(\nabla\cdot\boldsymbol{B}_j)\mathrm{d}\mathcal{V} \tag{3.54}$$

$$= E_p + E_j + \frac{1}{\mu_0}\int_{\mathcal{S}} \mathcal{P}\boldsymbol{B}_j\cdot\hat{\boldsymbol{n}}\mathrm{d}\mathcal{S} - \frac{1}{\mu_0}\int_{\mathcal{V}} \mathcal{P}(\nabla\cdot\boldsymbol{B}_j)\mathrm{d}\mathcal{V} \,, \tag{3.55}$$

avec $\int_{\mathcal{V}}\nabla\cdot\boldsymbol{a}\mathrm{d}\mathcal{V} = \int_{\mathcal{S}}\boldsymbol{a}\cdot\hat{\boldsymbol{n}}\mathrm{d}\mathcal{S}$ (théorème de Green-Ostrogradski), et $\hat{\boldsymbol{n}}$ étant le vecteur unitaire sortant, normal à $\mathcal{S}$.

D'après la section 3.2.1.2, les équations (3.42) et (3.43) impliquent que l'intégrale surfacique et l'intégrale volumique de l'équation (3.55), s'annulent. Par conséquent, nous obtenons finalement que l'énergie d'un champ magnétique (parfaitement solénoïdal) décomposé en sa composante potentielle (sans courant), et sa composante non-potentielle (contenant tous les courants) est simplement la somme de l'énergie magnétique de chacune des composantes :

$$E_{mag}(\boldsymbol{B} = \boldsymbol{B}_p + \boldsymbol{B}_j) = E_p + E_j \,. \tag{3.56}$$

C'est l'application du **théorème de Thomson pour les fluides incompressibles :** l'énergie magnétique d'un champ magnétique parfaitement solénoïdal est la somme de son énergie potentielle et de son énergie non-potentielle.

Le théorème de Thomson implique donc que l'énergie libre (Eq. (3.50)) est l'énergie non-potentielle du champ magnétique, $\boldsymbol{B}$, *i.e.*, l'énergie magnétique associée aux courants électriques induits. Il en résulte donc que l'énergie libre est l'énergie magnétique associée à la présence de cisaillement et de torsion magnétique d'une région active (Sect. 3.2.2).

3.2.3.3 Minimum d'énergie magnétique

Comme nous l'avons vu section 3.2.1.1, une distribution du flux magnétique de $\boldsymbol{B}$ sur $\mathcal{S}$ donnée, fixe l'unique solution du champ magnétique potentiel, $\boldsymbol{B}_p$, associé à $\boldsymbol{B}$. En conséquence, l'énergie magnétique de la composante potentielle est, elle-aussi unique, et fixée pour une distribution du flux magnétique de $\boldsymbol{B}$ sur $\mathcal{S}$, donnée. Par contre, la composante non-potentielle n'est, quant à elle, pas uniquement fixée par la seule distribution du flux magnétique de $\boldsymbol{B}$ sur $\mathcal{S}$ (*cf.* Sect. 3.2.1.1). Cela implique qu'à une distribution de $\hat{\boldsymbol{n}} \cdot \boldsymbol{B}|_{\mathcal{S}}$, correspond une infinité de possibilités de $\boldsymbol{B}_j$, et donc de $\boldsymbol{B}$. De toutes ces solutions, celle qui possède le minimum d'énergie magnétique est celle pour laquelle $\boldsymbol{B}_j = 0$ (et donc $E_j = 0$, puisque l'énergie magnétique est, par définition, positive). C'est le **théorème fondamental de l'énergie magnétique** : pour une distribution donnée du flux magnétique sur $\mathcal{S}$, la configuration magnétique possédant le minimum d'énergie magnétique est celle de l'unique champ magnétique potentiel correspondant à cette distribution (voir aussi Sakurai 1989).

Ce théorème implique que l'énergie libre est l'excès d'énergie magnétique par rapport au minimum d'énergie possible d'une configuration magnétique donnée, et donc **la quantité d'énergie magnétique réellement disponible pour l'éruptivité**. Par conséquent, une région active contenant une plus grande quantité d'énergie libre, pourra théoriquement donner lieu à une plus grande libération d'énergie, et donc, une plus forte activité. Cela explique les résultats de plusieurs études observationnelles montrant que les régions actives ayant un champ magnétique fortement non-potentiel sont plus éruptives (car elles possédent plus d'énergie libre ; *e.g.*, Schrijver et al. 2005; Dun et al. 2007; Jing et al. 2010, et leurs références).

3.2.3.4 Quantifier l'énergie libre à partir des observations

Comme nous l'avons rappelé section 3.2.2, les observations ne permettent la mesure du champ magnétique qu'au niveau de la photosphère (voir aussi section 2.2.1). Or, l'énergie magnétique libre est une quantité globale dont le calcul fait intervenir une intégrale volumique, et par conséquent, requiert de connaître la distribution 3D complète du champ magnétique atmosphérique de la région active. Pour calculer l'énergie libre, il faut donc recourir à la reconstruction du champ magnétique à partir des observations photosphériques. Notons que le calcul du flux photosphérique d'énergie, ou flux de Poynting, ne constitue pas une alternative à la reconstruction du champ magnétique. En effet, le flux de Poynting caractérise le flux d'énergie totale, *i.e.*, potentielle plus non-potentielle, sans possibilité de séparation des deux composantes.

3.2.4 Hélicité magnétique relative

L'hélicité magnétique est la grandeur mathématique qui permet de quantifier les propriétés géométriques globales d'une configuration magnétique, telles que le cisaillement et la torsion magnétique (*e.g.*, Elsasser 1956).

L'hélicité magnétique, H_m, d'un champ magnétique, $\boldsymbol{B}$, dans un volume, $\mathcal{V}$, est (*e.g.*, Berger 1984) :

$$H_m = \int_{\mathcal{V}} \boldsymbol{A} \cdot \boldsymbol{B} \mathrm{d}\mathcal{V} \,, \tag{3.57}$$

où $\boldsymbol{A}$ est le vecteur potentiel définit par $\boldsymbol{B} = \nabla \times \boldsymbol{A}$. L'hélicité magnétique est homogène à un flux magnétique au carré, et son unité dans le système international est le Wb^2 (Webber^2).

3.2.4.1 Hélicité magnétique et nombre de liens

Plus généralement, la définition de l'hélicité magnétique trouve son origine dans une quantité mathématique définie par le mathématicien *Karl Friedrich Gauss* : le nombre de liens.

Gauss a découvert une formule intégrale permettant de calculer le nombre de liens entre deux courbes orientées fermées (un sens de circulation privilégié est défini pour chacune des deux courbes). Ce nombre de liens correspond au nombre de fois où l'une des courbes entoure l'autre. Plus précisément, si l'on définit une surface s'appuyant sur l'une des deux courbes, alors le nombre de liens est la somme algébrique du nombre de fois où la deuxième courbe coupe cette surface (voir Fig. 3.3).

FIGURE *3.3: Exemples du nombre de liens entre deux courbes (Pariat 2006).* **Gauche :** $\mathcal{L} = 0$. **Centre :** $\mathcal{L} = -1$. **Droite :** $\mathcal{L} = 3$.

Soient $\mathcal{C}_1$ et $\mathcal{C}_2$ deux courbes fermées d'abscisse curviligne respectif σ et τ. Et soit $\boldsymbol{x}(\sigma)$, respectivement $\boldsymbol{x}'(\tau)$, l'équation de la courbe $\mathcal{C}_1$, respectivement $\mathcal{C}_2$. Le nombre de liens entre ces deux courbes, $\mathcal{L}(\mathcal{C}_1, \mathcal{C}_2)$, est alors donné par :

$$\mathcal{L}(\mathcal{C}_1, \mathcal{C}_2) = \frac{1}{4\pi} \oint_{\mathcal{C}_1} \oint_{\mathcal{C}_2} \left(\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{x}'}{\mathrm{d}\tau} \times \frac{\boldsymbol{x} - \boldsymbol{x}'}{|\boldsymbol{x} - \boldsymbol{x}'|^3} \right) \cdot \frac{\mathrm{d}\boldsymbol{x}}{\mathrm{d}\sigma} \, \mathrm{d}\tau \, \mathrm{d}\sigma \,. \tag{3.58}$$

Le nombre de lien est une quantité symétrique ($\mathcal{L}(\mathcal{C}_1, \mathcal{C}_2) = \mathcal{L}(\mathcal{C}_2, \mathcal{C}_1)$). Ce nombre est invariant à toute déformation des courbes n'impliquant pas qu'elles s'ouvrent ou qu'elles se coupent (*i.e.*, qu'il existe un couple (σ, τ) tel que $\boldsymbol{x}(\sigma) = \boldsymbol{x}'(\tau)$). Cette propriété rend l'utilisation de ce nombre particulièrement intéressante pour les quantités physiques possédant une description en terme de tubes de flux discrets (*e.g.*, champs magnétiques, mais aussi champs de vitesse, ou encore courants électriques).

Moffatt (1969) a montré que l'hélicité d'une quantité vectorielle peut alors s'écrire comme la somme des nombres de liens de chaque couple de lignes de champ de cette quantité (voir aussi *e.g.*, Berger 1999). Si normalement ce concept est limité à des courbes discrètes complètement contenues dans un volume $\mathcal{V}$, la définition de l'hélicité se généralise aux quantités définies continûment, et a été étendue aux cas où les lignes de champ ne sont pas entièrement contenues dans le volume $\mathcal{V}$ (*e.g.*, Berger 1984; Démoulin et al. 2006, pour le cas de l'hélicité magnétique).

Dans le cas du champ magnétique atmosphérique d'une région active, l'hélicité magnétique peut alors être définie comme la somme du nombre de liens de chaque couple (i, j) de tubes de flux magnétique élémentaires, $(\mathrm{d}\Phi_i, \mathrm{d}\Phi_j)$, représentés par les courbes $(\mathcal{C}_i, \mathcal{C}_j)$:

$$H_m = \int_{\Phi_i} \int_{\Phi_j} \mathcal{L}(\mathcal{C}_i, \mathcal{C}_j)\ \mathrm{d}\Phi_i\ \mathrm{d}\Phi_j\,. \tag{3.59}$$

Cette expression montre que cisaillement et torsion magnétique sont donc des représentations de l'enroulement (ou enlacement), dans un volume, des lignes de champ magnétique les unes autour des autres [5].

L'hélicité magnétique permet donc de mesurer quantitativement des propriétés telles que l'enlacement, le cisaillement, et la torsion des lignes de champ magnétique dans un volume donné (voir Fig. 3.4). C'est une quantité mathématique dont le signe indique le sens de rotation des lignes de champ magnétique (voir Fig. 3.4).

3.2.4.2 Définition de l'hélicité magnétique relative

Pour un volume, $\mathcal{V}$, délimité par une surface $\mathcal{S}$, tel que du flux magnétique traverse $\mathcal{S}$ (*i.e.*, $\boldsymbol{B} \cdot \mathbf{dS}|_{\mathcal{S}} \neq 0$; *e.g.*, $\mathcal{V}$ est une partie de l'atmosphère solaire), Berger & Field (1984) ont démontré qu'il est possible de définir une hélicité magnétique relative, correspondant à la différence entre l'hélicité du champ magnétique étudié et l'hélicité d'un champ magnétique de référence. En prenant le champ magnétique potentiel comme champ magnétique de référence, Finn & Antonsen (1985) ont montré que l'hélicité magnétique relative peut s'écrire :

$$H = \int_{\mathcal{V}} (\boldsymbol{A} + \boldsymbol{A}_p) \cdot (\boldsymbol{B} - \boldsymbol{B}_p)\, \mathrm{d}\mathcal{V} \tag{3.60}$$

$$= \int_{\mathcal{V}} (\boldsymbol{A} + \boldsymbol{A}_p) \cdot \boldsymbol{B}_j\ \mathrm{d}\mathcal{V}\,, \tag{3.61}$$

où $\boldsymbol{A}$ (respectivement $\boldsymbol{A}_p$) est le vecteur potentiel définit par $\boldsymbol{B} = \nabla \times \boldsymbol{A}$ (respectivement $\boldsymbol{B}_p = \nabla \times \boldsymbol{A}_p$), et $\boldsymbol{B}_p$ est le champ magnétique potentiel ayant la même distribution de flux magnétique que $\boldsymbol{B}$ sur $\mathcal{S}$ (*cf.* Eq. (3.41)).

Remarquons tout de suite que l'hélicité magnétique relative se simplifie en :

$$H = H_m(\boldsymbol{B}) - H_m(\boldsymbol{B}_p) + \int_{\mathcal{S}} (\boldsymbol{A} \times \boldsymbol{A}_p) \cdot \mathbf{dS} \tag{3.62}$$

$$H = H_m(\boldsymbol{B}) - H_m(\boldsymbol{B}_p)\,, \tag{3.63}$$

à la condition suffisante que :

$$\boldsymbol{A} \times \mathbf{dS}|_{\mathcal{S}} = \boldsymbol{A}_p \times \mathbf{dS}|_{\mathcal{S}}\,. \tag{3.64}$$

Avec cette condition, l'hélicité magnétique relative est simplement la différence entre l'hélicité magnétique du champ étudié et l'hélicité magnétique du champ potentiel correspondant.

Si de plus, on se place dans le cadre de la jauge de Coulomb :

$$\nabla \cdot \boldsymbol{A}_p = 0\,, \tag{3.65}$$

5. notons que la torsion magnétique peut être vue comme un cisaillement magnétique axisymétrique

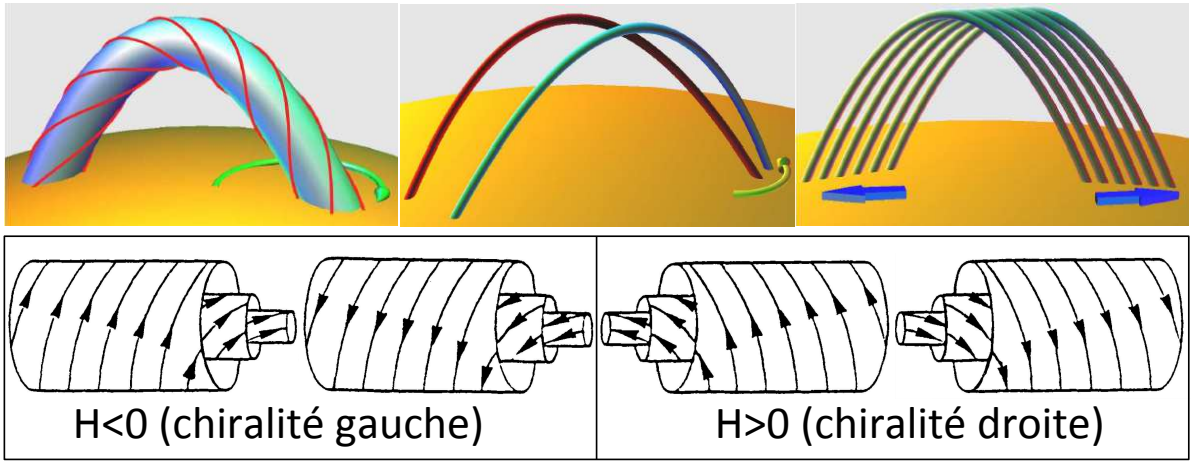

FIGURE *3.4:* **Haut :** *Propriétés géométriques quantifiées par l'hélicité magnétique (Berger 2003) : torsion des lignes de champ dans un tube de flux magnétique (gauche), enlacement de deux lignes de champ/tubes de flux magnétique (centre), et cisaillement des lignes de champ/tubes de flux magnétique (droite).* **Bas :** *Tubes de flux magnétiques torsadés et signe correspondant de l'hélicité magnétique (adapté de Bothmer & Schwenn 1998).*

l'hélicité magnétique du champ potentiel ($\boldsymbol{B}_p = \nabla\mathcal{P}$) vaut alors :

$$H_m(\boldsymbol{B}_p) = \int_{\mathcal{V}} \boldsymbol{A}_p \cdot \boldsymbol{B}_p \mathrm{d}\mathcal{V} \tag{3.66}$$

$$= \int_{\mathcal{V}} \nabla \cdot (\mathcal{P}\boldsymbol{A}_p)\mathrm{d}\mathcal{V} - \int_{\mathcal{V}} \mathcal{P}\nabla \cdot \boldsymbol{A}_p \mathrm{d}\mathcal{V} \tag{3.67}$$

$$= \int_{\mathcal{S}} \mathcal{P}\boldsymbol{A}_p \cdot \mathbf{dS}\,. \tag{3.68}$$

En prenant

$$\boldsymbol{A}_p \cdot \mathbf{dS}|_{\mathcal{S}} = 0\,, \tag{3.69}$$

comme condition aux limites pour calculer $\boldsymbol{A}_p$, alors l'hélicité magnétique du champ potentiel est nulle, et l'hélicité magnétique relative définie par rapport au champ potentiel est strictement égale à l'hélicité magnétique donnée par l'équation (3.57). Dans ces conditions, l'hélicité magnétique relative donne l'hélicité magnétique associée à la composante non-potentielle, $\boldsymbol{B}_j (= \boldsymbol{B} - \boldsymbol{B}_p$; *cf.* Sect. 3.2.1.2), du champ magnétique, et donc, caractérise la géométrie de cette composante. L'hélicité magnétique relative représente donc un proxy de la non-potentialité du champ magnétique d'une région active, et son existence vient donc directement de l'existence de courants électriques dans la structure magnétique étudiée.

3.2.4.3 Invariance de jauge

Notons qu'une propriété importante de l'hélicité magnétique relative est que cette quantité est invariante de jauge, *i.e.*, invariante pour toute transformation du vecteur potentiel, du type $\boldsymbol{A}' \to \boldsymbol{A} + \nabla\xi$, où ξ est une fonction quelconque. En effet, pour toute transformation de jauge, $\boldsymbol{A}' \to \boldsymbol{A} + \nabla\xi$ et $\boldsymbol{A}'_p \to \boldsymbol{A}_p + \nabla\xi_p$, l'expression de l'équation (3.61)

devient :

$$H' = \int_{\mathcal{V}} \left(\boldsymbol{A}' + \boldsymbol{A}'_p\right) \cdot \boldsymbol{B}_j \, \mathrm{d}\mathcal{V} \tag{3.70}$$

$$= H + \int_{\mathcal{V}} \nabla \left(\xi + \xi_p\right) \cdot \boldsymbol{B}_j \, \mathrm{d}\mathcal{V} \tag{3.71}$$

$$= H + \int_{\mathcal{S}} \left(\xi + \xi_p\right) \boldsymbol{B}_j \cdot \mathbf{dS} \tag{3.72}$$

$$= H \,, \tag{3.73}$$

l'intégrale surfacique s'annulant à cause de la condition imposée par l'équation (3.42).

C'est l'invariance de jauge qui justifie la signification physique des valeurs d'hélicité magnétique relative calculées dans les études observationnelles (*e.g.*, Berger 1999).

3.2.4.4 Conservation

On peut montrer[6] que la variation d'hélicité magnétique relative dans un volume, $\mathcal{V}$, de surface, $\mathcal{S}$, fixe, vaut :

$$\frac{\mathrm{d}H}{\mathrm{d}t} = -2 \int_{\mathcal{V}} \boldsymbol{E} \cdot \boldsymbol{B} \mathrm{d}\mathcal{V} - 2 \int_{\mathcal{S}} (\boldsymbol{E} \times \boldsymbol{A}_p) \cdot \mathbf{dS} \,, \tag{3.74}$$

où $\boldsymbol{E}$ est le champ électrique. Le terme volumique (premier terme du membre de droite) décrit la dissipation d'hélicité sous l'action d'un champ électrique (*e.g.*, dissipation ohmique). Le terme surfacique (second terme du membre de droite) décrit la variation d'hélicité dans $\mathcal{V}$ due aux échanges avec l'extérieur (flux d'hélicité à travers $\mathcal{S}$).

En MHD idéale, les champs électrique et magnétique sont orthogonaux (voir Eq. (3.17)), la dissipation d'hélicité magnétique est donc nulle (Eq. (3.74)). **Par conséquent, en MHD idéale, l'hélicité magnétique d'un système est conservée**. En fait, l'hélicité magnétique est même quasi-conservée en MHD dans les milieux à haut nombre de Reynolds magnétique comme l'intérieur et l'atmosphère solaire (*e.g.*, Ji 1999). Berger (1984) a trouvé une limite supérieure à la dissipation d'hélicité magnétique possible en présence de résistivité électrique :

$$\left| \frac{\Delta H}{H} \right| \leq \sqrt{\frac{\Delta t}{\tau_d}} \,, \tag{3.75}$$

où H est l'hélicité totale d'un système, $\tau_d = L^2/\eta$ est le temps de dissipation d'une structure hélicoïdale de taille L par dissipation ohmique, η est la résistivité électrique, et ΔH est la dissipation d'hélicité pendant une durée Δt. Modélisons une région active comme un tube de flux magnétique de diamètre photosphérique $L \sim 30$ Mm (taille caractéristique des taches solaires). En supposant que la résisitivité coronale puisse très localement être augmentée et atteindre une valeur $\eta \sim 10^4 - 10^5$ m^2 s^{-1} (comparé au $\eta \sim 1$ m^2 s^{-1} de la résistivité de Spitzer dans la couronne, Sect. 3.1.2.1 ; *e.g.*, Schumacher & Kliem 1997; Büchner & Elkina 2006; Singh & Subramanian 2007), alors on trouve qu'il faut de l'ordre de $\Delta t \geq 100$ ans à $\Delta t \geq 1000$ ans pour dissiper l'intégralité de l'hélicité magnétique de la région active par dissipation ohmique. La durée de vie caractéristique d'une région active étant de quelques mois, l'hélicité magnétique d'une région active n'est pas dissipée dans l'atmosphère solaire.

6. mais par soucis de maintenir l'intégrité mentale du lecteur (et de l'auteur), nous le lui épargnerons

L'hélicité magnétique est quasi-conservée également lors des événements de reconnexion magnétique (*e.g.*, Berger 2003). Cela vient du fait que la reconnexion magnétique est un processus résistif très localisé (du fait de $\mathcal{R}_m \gg 1$ aux grandes échelles), se produisant à des échelles spatiales bien plus petites que l'ensemble de la structure magnétique (voir Sect. 3.4.1). Par conséquent, même si la reconnexion affecte localement la connectivité des lignes de champ magnétique, la géométrie globale de l'ensemble des lignes de champ n'est pas suffisamment modifiée pour faire varier sensiblement la quantité globale d'hélicité magnétique.

La conservation de l'hélicité magnétique dans les milieux à haut nombre de Reynolds magnétique impose une contrainte sur l'évolution et la dynamique du champ magnétique dans ces milieux. Pour cette raison, l'hélicité magnétique est considérée comme jouant un rôle important dans l'évolution et la dynamique des régions actives. En effet, la dissipation de l'énergie magnétique dans une région où l'hélicité magnétique est finie ne conduit pas à une dissipation d'hélicité, mais "juste" à sa redistribution dans le volume, ou son éjection (*e.g.*, lors des CMEs). La définition et les propriétés de conservation de l'hélicité magnétique en font ainsi une quantité particulièrement intéressante pour l'étude du rôle du cisaillement et de la torsion magnétique dans l'activité solaire.

3.2.4.5 Quantifier l'hélicité magnétique relative à partir des observations

Comme pour l'énergie libre (Sect. 3.2.3), le calcul de l'hélicité magnétique relative nécessite de connaître la distribution 3D du champ magnétique dans le volume, et donc, l'utilisation d'une reconstruction du champ magnétique coronal à partir de la mesure photosphérique du champ magnétique (voir Sect. 4.1). Notons cependant qu'il est également possible d'en estimer une borne supérieure sans recourir à une reconstruction de champ magnétique. Pour cela, il est possible de mesurer le flux photosphérique d'hélicité magnétique d'une région active depuis le début de son émergence (voir Sect. 4.1).

3.3 Mesures de non-potentialité

Comme nous venons de le voir, les champs magnétiques porteurs de courants électriques induits sont des éléments nécessaires à l'activité solaire puisque ce sont eux qui stockent l'énergie magnétique libérable lors des éruptions solaires et des CMEs. D'autre part, le cisaillement et la torsion magnétique détectés dans les observations sont des propriétés des champs magnétiques non-potentiels. La génération et le transport de ces deux quantités dans l'atmosphère solaire, sont donc directement reliés à la génération et au transport des champs magnétiques porteurs de courants électriques.

Dans cette partie, nous allons voir que ces champs magnétiques non-potentiels sont naturellement créés lors de la génération et du transport du champ magnétique dans la zone convective et dans la photosphère (Sect. 3.3.1). À partir de plusieurs études observationnelles, je montrerai que les champs magnétiques porteurs de courants sont transférés, générés, et stockés en grandes quantités dans les régions actives (Sect. 3.3.2), et que leurs propriétés géométriques dépendent de l'hémisphère dans lequel ils émergent (Sect. 3.3.3).

3.3.1 Origine des champs non-potentiels

Comme nous l'avons vu section 3.1.2.4, c'est le β du plasma qui détermine si la dynamique est contrôlée par les forces de Lorentz, ou par les mouvements du plasma (*e.g.*, convection). L'amplification du champ magnétique, et *a fortiori*, la génération de courants électriques (donc de champs non-potentiels) ne s'effectue que via des régions à β fort, *i.e.*, où les mouvements du plasma imposent la dynamique au champ magnétique, *i.e.*, dans la photosphère et l'intérieur solaire.

Via la photosphère, deux mécanismes permettent la génération et le transfert de non-potentialité : la rotation différentielle, et l'émergence (incluant les mouvements propres) du champ magnétique. La rotation différentielle génère de la non-potentialité, mais reste moins efficace que l'émergence de champs magnétiques porteurs de courants électriques. Par exemple, le flux d'hélicité dû à la rotation différentielle est typiquement ~ 10 fois plus faible que le flux d'hélicité provenant de l'émergence de flux magnétique (*e.g.*, Chae et al. 2001; Démoulin et al. 2002; Mandrini et al. 2004; Jeong & Chae 2007).

De manière générale, la génération et le transport de courants électriques, d'énergie libre, et d'hélicité magnétique, sont fortement corrélés avec l'émergence de flux magnétique dans l'atmosphère solaire (*cf.* Fig. 3.6 ; *e.g.*, Leka et al. 1996; Nindos & Zhang 2002; Chae et al. 2004; Lim et al. 2007; Romano et al. 2009; Ravindra et al. 2011; Georgoulis et al. 2012b; Sun et al. 2012b; Liu et al. 2014a). Cette corrélation est cohérente avec les résultats de plusieurs simulations numériques d'émergence de flux magnétique, qui ont montré que, pour pouvoir traverser la zone convective et émerger, les tubes de flux magnétiques doivent posséder une torsion interne minimale : les tubes de flux doivent être formés de lignes de champ magnétique torsadées (voir Fig. 3.4 ; *e.g.*, Emonet & Moreno-Insertis 1998; Abbett et al. 2000; Fan et al. 2003; Cheung et al. 2006 ; voir aussi la revue de Fan 2009a). En fait, la tension magnétique intense engendrée par la présence de torsion/cisaillement magnétique, est nécessaire pour résister aux vortex turbulents se formant dans la trainée du tube de flux, lors de son ascension dans la zone convective. En effet, ces vortex ont pour effet de déformer et de progressivement disloquer le tube de flux qui ne peut plus maintenir sa cohésion si la tension magnétique dans celui-ci n'est pas assez forte, *e.g.*, si celui-ci n'a pas assez de torsion interne. Cela implique que les tubes de flux magnétiques doivent posséder un certain degré de non-potentialité pour pouvoir émerger dans l'atmosphère solaire, non-potentialité qui doit donc venir de l'intérieur solaire.

Dans l'intérieur solaire, trois mécanismes permettent de générer et transférer de la non-potentialité : la dynamo, la convection, et la force de Coriolis. À l'heure actuelle, c'est principalement la dynamo (Sect. 2.3.1) qui est considérée comme mécanisme à l'origine de la génération de champs magnétiques non-potentiels, en particulier à cause de ses relations avec l'hélicité magnétique. En effet, la dynamo permet naturellement la génération d'hélicité magnétique nette dans chaque hémisphère (*e.g.*, Ji 1999; Brandenburg et al. 2002; Brandenburg & Subramanian 2005; Alexakis et al. 2006). En déformant le champ poloïdal au niveau de la tachocline, la rotation différentielle (et donc l'effet-Ω) entre l'équateur et les pôles produit une hélicité magnétique négative dans l'hémisphère Nord, et positive dans l'hémisphère Sud, avec un bilan global nul (voir Fig. 3.5). La quantité nette d'hélicité produite dans chaque hémisphère par l'effet-Ω, en un cycle solaire, est ainsi estimée à 2×10^{30} Wb^2 (Berger & Ruzmaikin 2000). De leurs côtés, les mouvements

hélicoïdaux cycloniques (*i.e.*, l'effet-α dans les modèles de dynamos) génèrent, eux-aussi, une hélicité globale nulle en transférant de l'hélicité aux petites échelles spatiales, de signe opposé à celle qu'il transfère aux grandes échelles spatiales (*e.g.*, Brandenburg et al. 2012). En particulier, dans l'hémisphère Nord, les mouvements cycloniques transfèrent de l'hélicité positive au champ magnétique turbulent dont les fluctuations servent de source à l'intensification du champ magnétique moyen, auquel l'effet-α transfère de l'hélicité négative (voir Sect. 2.3.1). Or, aux petites échelles spatiales ($\mathcal{R}_m$ faible), la résistivité turbulente (η_t dans Eq. (2.1)), permet de dissiper efficacement l'hélicité magnétique positive transférée au champ turbulent par les mouvements hélicoïdaux cycloniques. Au contraire, aux grandes échelles spatiales ($\mathcal{R}_m$ élevé), l'hélicité magnétique n'est pas (ou peu) dissipée, et s'y accumule (c'est la cascade inverse de l'hélicité magnétique ; *e.g.*, Alexakis et al. 2006; Malapaka & Müller 2013). L'action conjointe de la turbulence et de l'effet-α permet ainsi de produire une hélicité nette négative dans l'hémisphère Nord, qui vient s'ajouter à celle produite par l'effet-Ω. Dans l'hémisphère Sud, c'est l'opposé, les mouvements hélicoïdaux cycloniques transfèrent de l'hélicité négative aux petites échelles spatiales, et positive aux grandes échelles spatiales. La dynamo solaire permet ainsi la génération d'hélicité négative dans l'hémisphère Nord, et positive dans l'hémisphère Sud, avec un bilan global nul. Par conséquent, la dynamo génère naturellement des champs magnétiques non-potentiels dans chaque hémisphère.

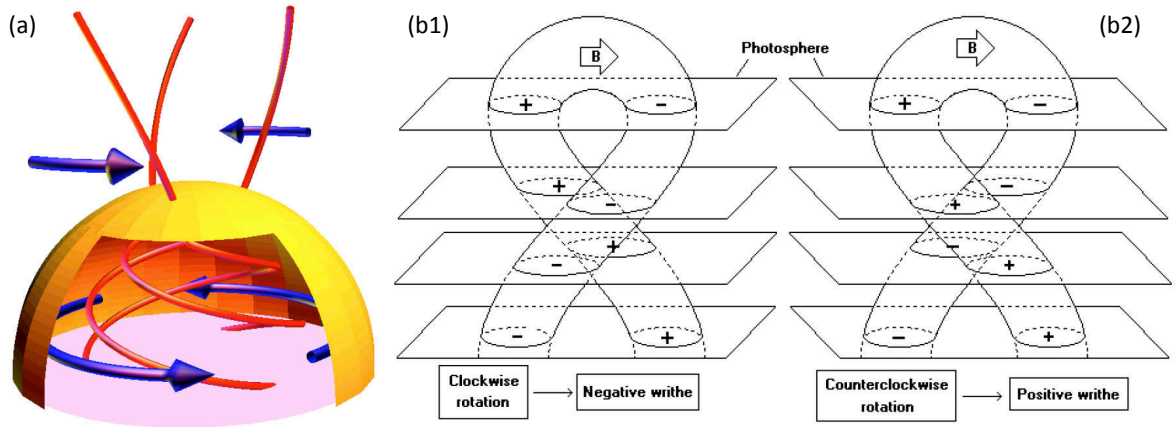

FIGURE *3.5:* **(a) :** *génération d'hélicité par la rotation différentielle dans l'hémisphère Nord (effet-Ω ; Berger 1999).* **(b) :** *exemples possibles de torsion de l'axe d'un tube de flux magnétique par la Force de Coriolis et la convection (López Fuentes et al. 2003). Les plans parallèles schématisent la photosphère au début de l'émergence (plan du haut) et en fin d'émergence (plan du bas). Les signes "plus" ("moins") identifient la polarité magnétique positive (négative).*

Pour ce qui est de la convection et de la force de Coriolis[7], l'effet de ces deux mécanismes est principalement de déformer les tubes de flux magnétiques émergents, pouvant amener à la torsion de l'axe des tubes de flux (aussi appelée le *writhe*), voire même, à leur dislocation[8] (Fig. 3.5 ; *e.g.*, Fisher et al. 2000; Fan et al. 2003; Cheung et al.

7. Notons que la force de Coriolis correspond à l'effet-α dans les modèles de dynamo de types Babcock-Leighton (Sect. 2.3.1).

8. La force de Coriolis peut également influencer sur la latitude d'émergence des tubes de flux, et donc, d'apparition des régions actives, entraînant une déflexion vers les pôles (*e.g.*, Choudhuri & Gilman 1987; Fan & Fisher 1996; Jouve et al. 2013).

2008, 2010; Jouve & Brun 2009; Bushby & Archontis 2012). La convection et la force de Coriolis agissent donc préférentiellement sur la non-potentialité globale, plutôt que locale, des tubes de flux magnétiques. Notons malgré tout que la conservation de l'hélicité (Sect. 3.2.4.4) implique qu'une forme d'hélicité peut être transférée en une autre forme, sans dissipation. La conséquence est que la torsion de l'axe d'un tube de flux émergent (ou torsion globale) peut ainsi être transférée aux lignes de champ de ce tube de flux, et donc être échangée en torsion interne (ou torsion locale ; *e.g.*, Longcope & Klapper 1997). Ainsi, en agissant sur l'échelle globale d'un tube de flux émergent, la convection et la force de Coriolis peuvent modifier la torsion des lignes de champ magnétique du tube de flux, et donc modifier la non-potentialité locale des tubes de flux. Convection et force de Coriolis peuvent donc avoir un effet global et local sur la non-potentialité des tubes de flux magnétiques émergents.

Notons que, contrairement à la convection, la force de Coriolis transfère un signe préférentiel positif d'hélicité magnétique dans l'hémisphère Nord, et négatif dans l'hémisphère Sud, *i.e.*, opposé au signe de génération d'hélicité par la dynamo (*e.g.*, López Fuentes et al. 2003).

3.3.2 Transport de champs non-potentiels

Les études observationnelles montrent que l'émergence des régions actives dans l'atmosphère solaire s'accompagne d'un transfert important de champs magnétiques non-potentiels, ou champs magnétiques porteurs de courants. Par exemple, les cartes photosphériques de la composante verticale de la densité de courant électrique, présentent toujours des valeurs non-nulles de j_z dans les régions actives, avec des valeurs caractéristiques de $\sim 10^{-3} - 10^{-1}$ A m^{-2} (voir Fig. 3.6 et Sect. 5.1.2 ; *e.g.*, Leka et al. 1996; Leka 1999; Dun et al. 2007; Tiwari et al. 2009; Ravindra et al. 2011; Vemareddy et al. 2012a; Petrie 2013). Ces valeurs sont associées au transport d'intenses courants électriques. En effet, les valeurs de I_z ($= \int_{\mathcal{S}} \boldsymbol{j}_z \cdot \mathbf{dS}$), calculées dans toute la polarité positive ou négative des régions actives, sont typiquement $\sim 10^{11} - 10^{13}$ A (Fig. 3.6 ; *e.g.*, Wilkinson et al. 1992; Wheatland 2000; Falconer et al. 2006; Venkatakrishnan & Tiwari 2009; Georgoulis et al. 2012b; Sun et al. 2012b; Song et al. 2013; Janvier et al. 2014).

L'évolution temporelle de l'énergie libre dans les régions actives, calculée à partir de reconstructions du champ magnétique ou d'autres méthodes (*e.g.*, Georgoulis et al. 2012b; Wiegelmann & Sakurai 2012), montre que de grandes quantités d'énergie libre sont également transférées dans les régions actives (Fig. 3.6 ; *e.g.*, Régnier & Canfield 2006; Bobra et al. 2008; Jing et al. 2010; Gilchrist et al. 2012; Tziotziou et al. 2012; Song et al. 2013). Plusieurs études observationnelles, utilisant des méthodes différentes, ont ainsi pu estimer que l'énergie libre présente dans les régions actives est typiquement de l'ordre de $10^{24} - 10^{26}$ J (Fig. 3.6), ce qui constitue un réservoir d'énergie libre amplement suffisant pour générer des éruptions et CMEs associées à des libérations d'énergies de $10^{21} - 10^{26}$ J (*cf.* Sect. 2.4.2 ; *e.g.*, Metcalf et al. 2005; Régnier & Priest 2007; Thalmann et al. 2008; Wheatland & Leka 2011; Sun et al. 2012b; Aulanier et al. 2013; Tziotziou et al. 2013).

Le transfert de courants électriques et d'énergie libre s'accompagne également d'un transport de grandes quantités d'hélicité magnétique relative (*e.g.*, Fig. 3.6 et Sect. 4.2). Différentes études montrent que le flux d'hélicité magnétique dans les régions actives est

typiquement $\sim 10^{25} - 10^{27}$ Wb^2 jour^{-1}, et qu'en moyenne l'hélicité magnétique relative d'une région active est de l'ordre de $10^{26} - 10^{27}$ Wb^2 (Fig. 3.6 ; *e.g.*, Nindos & Zhang 2002; Chae et al. 2004; Pariat et al. 2006; Zhang et al. 2008; Smyrli et al. 2010; Tziotziou et al. 2012; Liu et al. 2014b). Ces chiffres sont suffisants pour expliquer la quantité d'hélicité magnétique éjectée lors des CMEs (Sect. 2.4.2). En effet, plusieurs études ont estimées à $\sim 10^{26}$ Wb^2 la quantité moyenne d'hélicité magnétique éjectée lors des CMEs (*e.g.*, DeVore 2000; Démoulin et al. 2002; Green et al. 2002; van Driel-Gesztelyi et al. 2003; Mandrini et al. 2004; Dasso et al. 2006). Or, une région active ayant un flux d'hélicité de $\sim 10^{26}$ Wb^2 jour^{-1}, accumule cette quantité d'hélicité en de l'ordre d'une journée. La fréquence des CMEs dans une région active étant, *en moyenne*, inférieure à 1 CME par jour, l'éjection d'hélicité magnétique par les CMEs y est donc compensée par le transfert d'hélicité magnétique dans la région active.

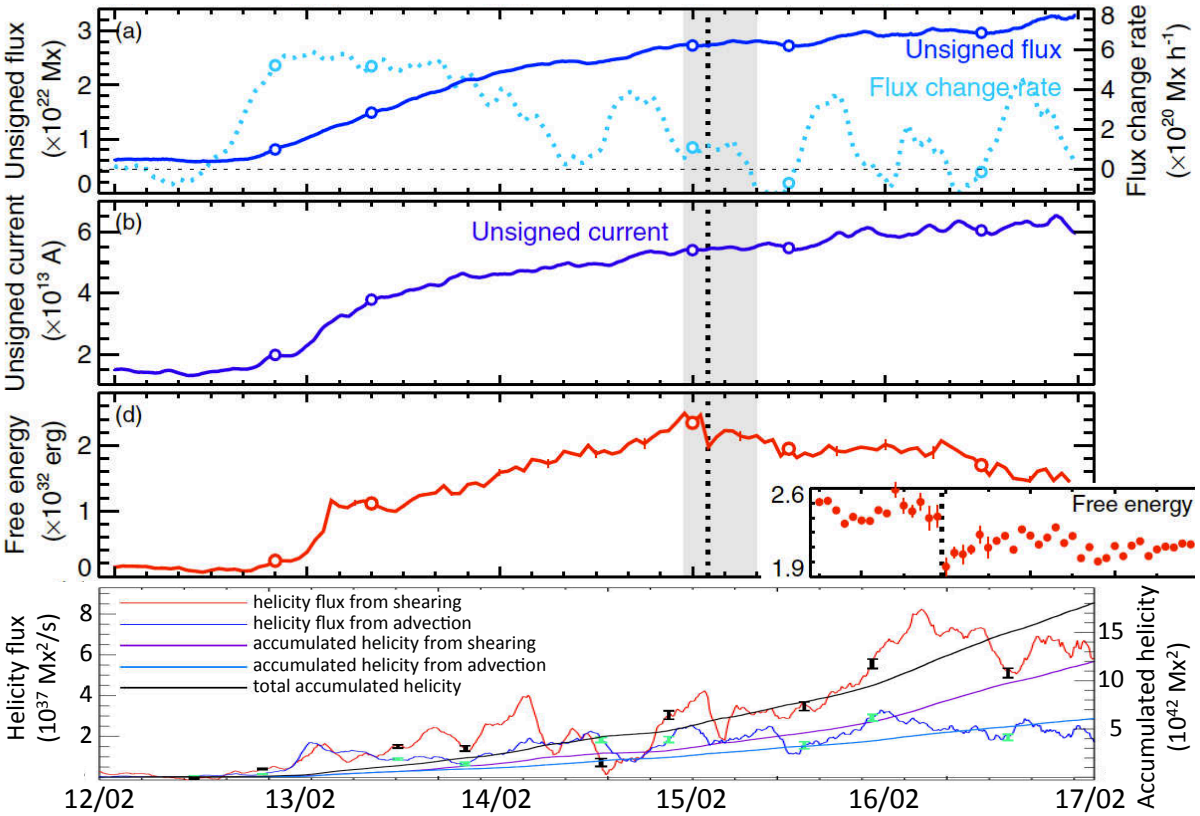

FIGURE *3.6: Transfert de non-potentialité dans la région active NOAA 11158 du 12 au 17 Février 2011.* **De (a) à (c) :** *évolution temporelle du flux magnétique non-signé, des courants électriques non-signés, et de l'énergie libre (Sun et al. 2012b).* **(d) :** *évolution temporelle du flux d'hélicité (terme de cisaillement en rouge, et terme d'advection en bleu ; voir Sect. 4.1.2.1) et de l'hélicité cumulée (Liu & Schuck 2012).*

3.3.3 Préférence hémisphérique

Outre le fait que de grandes quantités de non-potentialité soient générées et transportées dans l'atmosphère solaire, il est important de rappeler que courants électriques, et hélicité magnétique, sont des quantités *signées*. L'étude de ce signe donne donc des

informations sur les mécanismes responsables de la génération de courants électriques et d'hélicité magnétique. Il est intéressant de noter qu'un des résultats majeurs ressortant des études du signe de l'injection globale de courants électriques et d'hélicité magnétique, est qu'il y a un signe préférentiel de transfert dans les régions actives de chaque hémisphère, et ce, indépendamment du cycle solaire (*e.g.*, Martin et al. 1994; Pevtsov et al. 1995; Pevtsov 2002; Zirker et al. 1997; Yeates et al. 2007; Yang et al. 2009). En particulier, les régions actives de l'hémisphère Nord ont tendance à présenter plutôt des courants et de l'hélicité de signe négatif, indiquant ainsi un sens préférentiel de cisaillement/torsion magnétique en faveur d'une chiralité gauche (sens de rotation trigonométrique ; voir Fig. 3.4). Cela se retrouve dans l'organisation en spirale des fibrilles des taches solaires, dans la chiralité des filaments et des sigmoïdes, dans la forme des boucles coronales des régions actives (en $\mathcal{N}$ ou Z dans l'hémisphère Nord), et dans la chiralité des nuages magnétiques (contrepartie des CMEs dans le vent solaire) qui suit le signe de cisaillement/torsion de la région active d'origine. On retrouve l'opposé dans l'hémisphère Sud, qui tend à présenter des régions actives préférentiellement associées à des courants et de l'hélicité de signe positif (chiralité droite, sens de rotation horaire ; voir Fig. 3.4), et des boucles coronales en forme de $\mathcal{S}$.

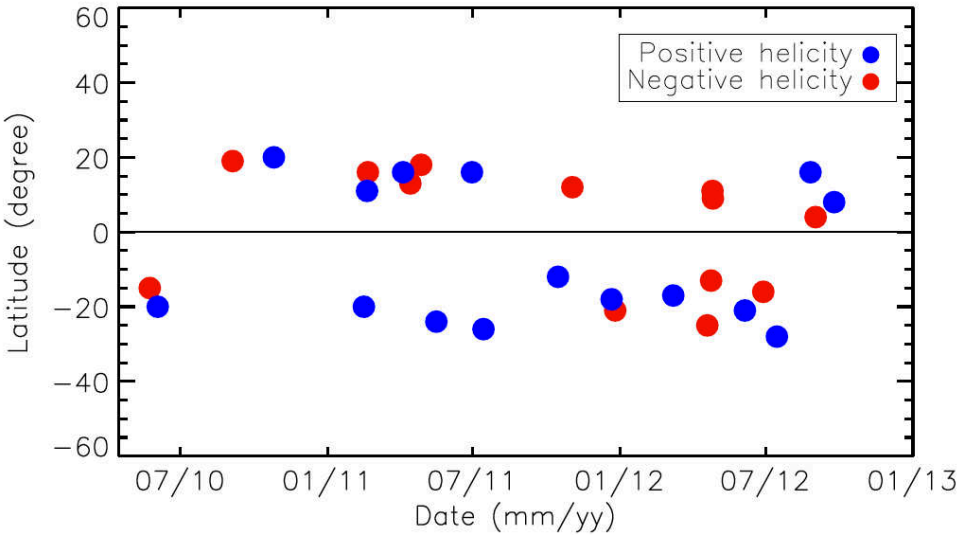

FIGURE *3.7: Préférence hémisphérique du signe d'hélicité magnétique dans un échantillon de 28 régions actives (Liu et al. 2014a).*

Il faut souligner que cette préférence hémisphérique n'est pas une loi, mais une tendance. En effet, les résultats de plusieurs études montrent que cette préférence du signe des courants et de l'hélicité varie entre $\sim 60\%$ et 80% des régions actives pour chaque hémisphère. Par exemple, sur un échantillon de 393 régions actives, LaBonte et al. (2007) ont trouvé que 57% (respectivement 60%) des régions étudiées dans l'hémisphère Nord (respectivement Sud) présentaient un transfert d'hélicité négative (respectivement positive ; voir aussi Yang et al. 2009; Wang 2013; Liu et al. 2014a). Sur un échantillon de 151 régions actives, Liu et al. (2014b) ont trouvé que cette préférence hémisphérique peut fortement dépendre de la complexité des régions étudiées, *e.g.*, le nombre de polarités magnétiques, la torsion du tube de flux magnétique d'une région active par rapport à la torsion de ses lignes de champ magnétique (voir torsion globale/torsion locale Sect. 4.1.1.4), *etc.* Ils ont

ainsi montré que selon le classement des régions actives, la préférence hémisphérique peut varier entre 60% et 95%, soit entre une tendance et une véritable loi empirique. La réitération de leur étude sur plusieurs échantillons pourrait permettre de valider, sans aucune ambiguïté, cette dépendance. Les résultats ainsi obtenus pourraient servir à contraindre davantage l'origine de la génération de non-potentialité de ces différentes classes de régions actives, et donc, les différents mécanismes et modèles de formation et de transport des tubes de flux magnétiques à l'origine de la formation des régions actives (voir Sect. 3.3.1).

L'action combinée de la convection et de la force de Coriolis sur les tubes de flux magnétiques émergents (Sect. 3.3.1) pourrait expliquer la dispersion des résultats concernant la préférence hémisphérique du signe du transfert d'hélicité magnétique (et de courants électriques induits). C'est pourquoi les études sur la préférence hémisphérique du signe des courants électriques et de l'hélicité magnétique devraient être effectuées en classant les régions actives par complexité, comme Liu et al. (2014b), car les processus responsables de la génération et du transport de non-potentialité influent, *en général*, différemment sur la complexité des régions actives.

3.4 Libération de l'énergie magnétique : reconfiguration du champ magnétique

Dans l'atmosphère solaire, l'émergence de champ magnétique et les mouvements photosphériques du plasma permettent donc l'accumulation de non-potentialité, donc d'énergie libre, dans le champ magnétique d'une région active. Ce stockage de l'énergie libre est un processus relativement lent, ayant lieu sur des échelles temporelles allant de l'heure à la semaine. Au contraire, la libération d'énergie, lors des éruptions et des CMEs, est un processus relativement rapide, opérant sur des échelles temporelles allant de quelques minutes à quelques dizaines de minutes. Cette libération d'énergie ne peut pas seulement se réaliser dans le cadre de la MHD idéale. Il faut pour cela un mécanisme, *e.g.*, résistif, qui puisse exister dans un environnement qui, quant à lui, est extrêmement proche de la MHD idéale, et qui nécessite donc des conditions particulières : *e.g.*, la reconnexion magnétique.

Dans cette partie, je vais me concentrer sur les conditions nécessaires au déclenchement de la reconnexion magnétique, ainsi que sur les conséquences de ce processus pour les courants électriques, l'énergie libre, l'hélicité magnétique, et les forces de Lorentz (Sect. 3.4.2). Les structures nécessaires au développement de la reconnexion et les propriétés de cette dernière sont discutées dans le chapitre 6.

3.4.1 Reconnexion magnétique

3.4.1.1 Définition MHD

La reconnexion magnétique est le processus "diffusif" responsable de la libération d'énergie magnétique lors des éruptions solaires et des CMEs (*e.g.*, Parker 1957; Sweet 1958; Petschek 1964; Hesse & Schindler 1988). C'est un mécanisme très localisé se produisant sur une échelle de l'ordre du mètre (soit une échelle $\sim 10^7 - 10^8$ fois plus petite que la taille caractéristique des boucles coronales), qui se traduit par le changement de

connectivité des lignes de champ magnétique (Fig. 3.8 ; Sect. 3.1.2.3).

Plus généralement, la reconnexion magnétique correspond à la rupture *locale* du théorème du gel (Sect. 3.1.2.3), qui se traduit par un échange de flux magnétique entre des régions (domaines) de connectivité magnétique différente, soit au sein d'un seul système magnétique (si celui-ci possède plusieurs domaines de connectivité magnétique), soit entre des systèmes différents. Lors de cet échange de flux magnétique, les lignes de champ peuvent *localement* changer de connectivité magnétique, modifiant très rapidement leur géométrie. Ce changement *local* de la connectivité des lignes de champ, entraîne la reconfiguration du champ magnétique. Cette reconfiguration permet le transfert d'hélicité magnétique, et la dissipation de courants électriques et d'énergie libre au sein même d'un système, ou vers un autre système (*e.g.*, Low 1999; Linton & Antiochos 2002; Low 2003; Pariat et al. 2009a; Amari et al. 2010; Archontis & Hood 2013). La reconnexion magnétique permet ainsi le passage d'une configuration magnétique à une autre, dont le niveau d'énergie est plus faible. La différence d'énergie est convertie en énergie thermique et en énergie cinétique (*e.g.*, mouvements du plasma, accélération de particules).

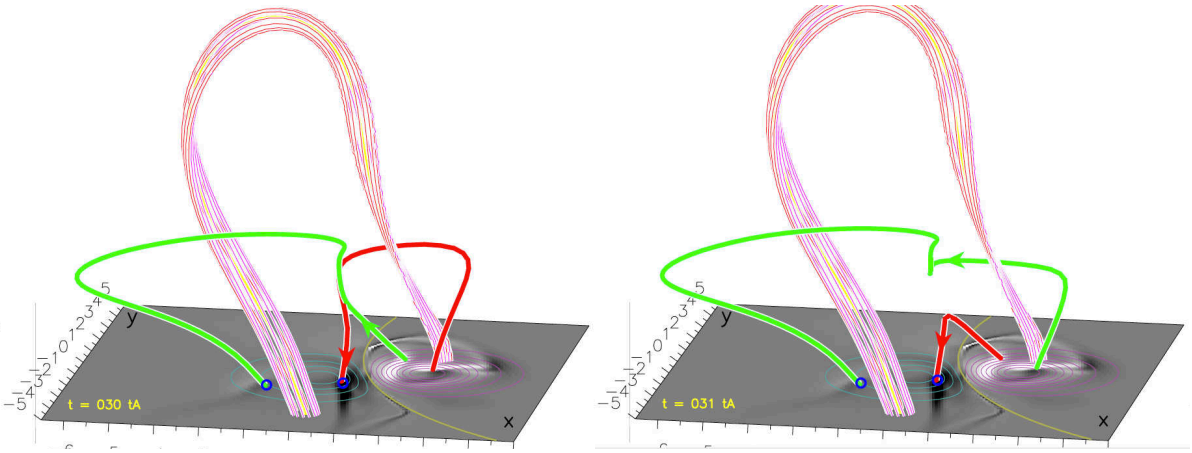

FIGURE *3.8: Exemple de reconnexion magnétique entre deux lignes de champ magnétique (rouge et verte) en 3D, aboutissant à un changement de connectivité de ces lignes de champ (Aulanier et al. 2012). La carte montre la composante verticale de la densité de courant en $z = 0$ (blanc/noir pour positif/négatif).*

3.4.1.2 Nappes de courant

Comme nous l'avons précisé, la reconnexion magnétique dans la couronne solaire est un processus diffusif, local, permettant le changement de connectivité des ligne de champ magnétique. Or, dans l'atmosphère solaire, à l'échelle d'une région active, le nombre de Reynolds magnétique est si grand que le terme dynamique (ou terme d'inertie) domine largement le terme résistif dans l'équation d'induction (Eq. (3.15)). Pour que la reconnexion magnétique puisse opérer, il faut donc que le terme résistif devienne du même ordre de grandeur que le terme idéal, *i.e.*, que le nombre de Reynolds magnétique soit de l'ordre de l'unité. Puisque le nombre de Reynolds est proportionnel à l'échelle spatiale, L_0, considérée, cela requiert la formation de très petites échelles spatiales de variation, où la dissipation sera efficace. On entre alors dans l'approximation de la MHD résistive.

En MHD résistive, l'équation d'induction est (Sect. 3.1.1) :

$$\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} = \nabla \times (\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}) - \nabla \times (\eta \boldsymbol{j}) \,, \tag{3.76}$$

$$= \nabla \times (\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}) - \nabla \eta \times \boldsymbol{j} - \eta \nabla \times \boldsymbol{j} \,. \tag{3.77}$$

De l'équation (3.77), on remarque qu'il y a deux possibilités pour obtenir *localement* un terme diffusif important dans l'équation d'induction : en créant des régions localisées de résistivité électrique élevée, et/ou en créant des régions de variations spatiales très intenses et très localisées de la densité de courant électrique. Notons que ces régions étendues, d'épaisseur "fine", contenant des courants électriques induits très intenses (à l'interface entre des régions magnétiques de densités de courant différentes), définissent des *nappes de courant*.

Plus généralement, Hesse & Schindler (1988) ont montré qu'en 3D, le changement de connectivité magnétique des lignes de champ se produit dans des régions de diffusion nécessitant la présence d'une composante du champ électrique, $\boldsymbol{E}_{\parallel}$, parallèle au champ magnétique. Dans le cas où la conductivité électrique n'est pas infinie, la présence de courants électriques, $\boldsymbol{j}$, conduit naturellement à la création d'une composante $\boldsymbol{E}_{\parallel}$ non-nulle. Au niveau des nappes de courant, où la densité de courant est très intense, la composante $\boldsymbol{E}_{\parallel}$ n'est plus négligeable dans l'équation d'induction. Dans ces régions, les lignes de champ magnétique ne sont localement plus gelées dans le plasma, et peuvent évoluer indépendemment de celui-ci. La présence d'une composante du champ électrique parallèle au champ magnétique permet ainsi la diffusion du champ magnétique au niveau de ces nappes. Cette diffusion du champ magnétique entraîne un changement de connectivité des lignes de champ magnétique qui résulte en la libération de l'énergie libre stockée.

Un des problèmes majeurs de l'étude de la reconnexion magnétique dans les plasmas spatiaux est qu'il est difficile d'évaluer l'épaisseur des nappes de courant se développant dans les régions de diffusion. Quoi qu'il en soit, il est clair que ces nappes ne peuvent être infiniment fines, et leur épaisseur est généralement considérée comme étant celle de l'échelle de giration des ions, soit quelques dizaines de mètres dans la couronne solaire. À cette échelle, les processus cinétiques ne sont plus négligeables, et ce sont eux qui vont générer la composante $\boldsymbol{E}_{\parallel}$ au champ magnétique qui va permettre la reconnexion magnétique (*e.g.*, Aunai 2011). La modélisation de la reconnexion magnétique requiert donc normalement une description cinétique. Cependant, plusieurs expériences de reconnexion magnétique en laboratoires et à partir de simulations numériques de modèles cinétiques, ont montré que la reconnexion magnétique se comporte comme une diffusion très localisée du champ magnétique (*e.g.*, Büchner & Elkina 2006; Singh & Subramanian 2007; Gekelman et al. 2012, et leurs références). Ces expériences montrent que l'évolution du système peut alors être modélisée en considérant, au niveau des nappes de courant, un terme $\eta_{\text{eff.}} \boldsymbol{\Delta B}$ dans l'équation d'induction (où $\eta_{\text{eff.}}$ représente alors une résistivité effective). Par conséquent, même si la reconnexion magnétique est physiquement contrôlée par des processus cinétiques, elle est phénoménologiquement bien représentée par une diffusion du champ magnétique modélisée avec une résistivité électrique.

Plusieurs travaux théoriques et numériques MHD ont ainsi étudié la reconnexion magnétique, *e.g.*, en utilisant une résistivité constante dans tout le volume (*e.g.*, Linton et al. 2001; Aulanier et al. 2006; Amari et al. 2010; Parnell et al. 2010; Galsgaard &

Pontin 2011; Janvier et al. 2013), une région localisée contenant une résistivité anormale (*e.g.*, Priest & Forbes 1992; Priest et al. 2003; Pontin et al. 2005; Ding et al. 2010; Bárta et al. 2011; Forbes et al. 2013), ou encore, en utilisant la résistivité numérique venant de la précision de la discrétisation d'un champ analytique (voir Sect. 6.3.2.2 ; *e.g.*, Antiochos et al. 1999; Fan & Gibson 2007; Fan 2012; Pariat et al. 2009a; Zuccarello et al. 2012; Masson et al. 2013). Ces études ont montré que la description MHD permet de modéliser le comportement des lignes de champ magnétique lors de la reconnexion magnétique, et ont été intensément utilisées pour modéliser les éruptions solaires et CMEs, reproduisant avec succès ces phénomènes (*e.g.*, Isobe et al. 2006; Moreno-Insertis et al. 2008; Pariat et al. 2010; Török et al. 2011b; Aulanier et al. 2012; Kusano et al. 2012). Elles ont également montré que la reconnexion magnétique ne se produit que dans des régions très particulières, et que les propriétés de la reconnexion dépendent fortement de la nature géométrique de ces régions (voir Sect. 6.1). Les limites principales de ces modèles MHD sont liées à la résistivité utilisée qui est plusieurs ordres de grandeurs supérieure à la résistivité réelle dans l'atmosphère solaire (ce qui conduit à des temps d'évolution pas toujours comparables aux observations), et l'absence d'une description cinétique au niveau de la nappe de courant [9].

3.4.2 Éjection et redistribution des champs non-potentiels

3.4.2.1 Conséquences de la reconnexion magnétique

Les mouvements photosphériques et l'émergence du champ magnétique aboutissent naturellement à la formation et l'intensification des nappes de courants électriques induits dans l'atmosphère solaire. Fondamentalement, la reconnexion magnétique est le processus qui s'oppose à l'intensification infinie du courant électrique dans ces nappes de courant. Le rôle de la reconnexion magnétique est ainsi de dissiper, supprimer, ces nappes de courant.

Considérons une nappe de courant, et deux lignes de champ magnétique A et B fermées (leurs deux pieds sont ancrés dans la photosphère), de connectivité différente, et s'apprêtant à reconnecter ensemble au niveau de la nappe, dans la couronne solaire. Supposons que, contrairement à B, la ligne de champ A soit très torsadée. Lorsque A et B reconnectent pour former deux nouvelles lignes de champ magnétique C et D, chacune des deux nouvelles lignes de champ est donc formée d'une partie fortement torsadée, et d'une partie peu (ou non) torsadée (*cf.* Fig. 3.9-gauche). Pour la ligne de champ, *e.g.*, C, cela se traduit donc par un gradient de torsion magnétique au point de contact entre sa partie très torsadée et sa partie non torsadée (*cf.* Fig. 3.9-gauche ; il en va de même pour la ligne de champ D). Or, ce gradient local de torsion magnétique engendre une force de Lorentz localisée (voir Ann. G). Cette force de Lorentz localisée entraîne la génération d'une onde d'Alfvén qui redistribue le cisaillement magnétique uniformément le long de la ligne de champ C [10] (*cf.* Fig. 3.9-droite ; *e.g.*, Karpen et al. 1998; Jibben & Canfield

9. Notons que des modèles hybrides MHD-cinétiques permettant de modéliser la nappe de courant en tenant compte des effets cinétiques, tout en gardant une description MHD aux grandes échelles, sont en développement depuis quelques années.

10. Remarquons que si la ligne de champ C est ouverte (*i.e.*, si l'une des lignes de champ A et B l'était avant reconnexion), alors l'onde d'Alfvén entraîne l'éjection du cisaillement magnétique.

2004; Linton & Longcope 2006; Pariat et al. 2009a). La même chose se produit pour la ligne de champ D.

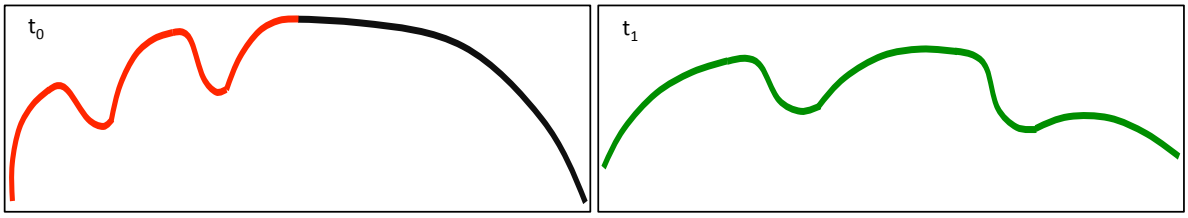

FIGURE *3.9: Schéma de la redistribution de torsion après reconnexion magnétique. Les lignes représentent l'évolution d'une des deux lignes de champ magnétique produite par la reconnexion entre une ligne de champ, A, torsadée et une ligne de champ, B, non-torsadée, ni cisaillée.* **Gauche :** *juste après la reconnexion. La portion de ligne rouge (respectivement noire) représente la partie très (respectivement non) torsadée venant de A (respectivement B), de la nouvelle ligne de champ magnétique.* **Droite :** *lorsque la torsion a été redistribuée le long de la ligne de champ.*

Plus généralement, cela signifie que la reconnexion magnétique permet de redistribuer le cisaillement magnétique des lignes de champ dans le volume. Or, le cisaillement magnétique le long d'une ligne de champ est quantifié par le rotationnel du champ magnétique le long de celle-ci, et donc, par la densité de courant électrique le long de la ligne de champ. La reconnexion magnétique permet ainsi de redistribuer dans le volume, la densité de courant électrique ($\boldsymbol{j}$, et donc, le courant électrique induit) des courants sans force (*i.e.*, $\boldsymbol{j} = \alpha \boldsymbol{B}$; *cf.* Sect. 3.1.2.5) du champ magnétique (non-potentiel), ce qui entraîne la dissipation, la suppression, des nappes de courant (où les courants ne sont, localement, pas sans force, *i.e.*, $\boldsymbol{F}_L = \boldsymbol{j} \times \boldsymbol{B} \neq 0$).

En permettant la redistribution de $\boldsymbol{j}$, et a fortiori de $\boldsymbol{B}_j$, dans le volume, la reconnexion magnétique permet le transfert de l'hélicité magnétique entre sous-parties d'un champ magnétique non-potentiel, et donc sa redistribution dans le volume, et dans certains cas son éjection (*e.g.*, lors des CMEs ; *e.g.*, Low 1999; Linton & Antiochos 2002; Low 2003; Amari et al. 2010; Zhang et al. 2012a; Archontis & Hood 2013). Comme nous allons le voir (Sect. 3.4.2.2), cette redistribution de l'hélicité magnétique permet de réduire l'énergie magnétique libre d'un champ magnétique non-potentiel. L'énergie ainsi libérée est convertie en énergie thermique et en énergie cinétique (*e.g.*, mouvements du plasma, accélération de particules ; *cf.* Sect. 3.4.1.1).

3.4.2.2 Le principe de Woltjer-Taylor

Woltjer (1958) et Taylor (1974) ont démontré une propriété importante pour l'évolution des champs magnétiques contenant de l'hélicité magnétique. Soit un volume, $\mathcal{V}$, contenant un champ magnétique, $\boldsymbol{B}$, ayant une hélicité magnétique, H_0, non-nulle. Il existe un niveau d'énergie magnétique minimum dans ce volume, et ce niveau d'énergie correspond à l'énergie magnétique du champ magnétique sans force linéaire, $\boldsymbol{B} = \mu_0 \boldsymbol{j}/\alpha_0$ (voir Sect. 3.1.2.5), d'hélicité H_0. Cela signifie que si l'hélicitié magnétique (H_0) du champ magnétique ($\boldsymbol{B}$) ne varie pas au cours du temps, alors l'énergie magnétique, E_{mag}, de $\boldsymbol{B}$ est telle que $E_{mag} \geq \alpha_0 H_0 / 2\mu_0$.

Le **théorème de Woltjer-Taylor** stipule que, si dans un volume donné, de frontière fixe, l'hélicité magnétique ne varie pas au cours du temps, lorsque la configuration magné-

tique se relaxe en minimisant son énergie magnétique (*e.g.*, via reconnexion magnétique), alors le champ magnétique doit relaxer vers le champ magnétique sans force linéaire.

En fait, cela peut se comprendre à partir de la propriété de cascade inverse de l'hélicité magnétique. Pouquet et al. (1976) on découvert dans une simulation numérique, que l'hélicité magnétique a tendance à s'accumuler aux grandes échelles spatiales (où elle **n'est pas** dissipée, *cf.* Sect. 3.2.4.4 ; voir aussi Müller et al. 2012; Malapaka & Müller 2013, et leurs références). Cette propriété de **cascade inverse de l'hélicité magnétique** s'oppose à celle de l'énergie, qui évolue vers les petites échelles spatiales (où elle est dissipée). La cascade inverse de l'hélicité magnétique se produit lors de la reconnexion magnétique, et également en présence d'un forçage mécanique (*e.g.*, par les mouvements du plasma générant de la non-potentialité, *e.g.*, l'effet dynamo, les mouvements photosphériques ; *e.g.*, Alexakis et al. 2006). En exprimant l'énergie magnétique et l'hélicité magnétique en termes de spectre de puissance, Frisch et al. (1975) ont montré que les densités spectrales d'énergie, $E_{mag}(k)$, et d'hélicité, $H(k)$, associées à la fréquence spatiale, k, sont reliées par l'expression :

$$\mu_0 E_{mag}(k) \geq kH(k)\,. \tag{3.78}$$

Cela signifie que pour une hélicité magnétique donnée, l'énergie magnétique d'un système sera plus faible si l'hélicité magnétique est stockée aux petites fréquences spatiales, *i.e.*, aux grandes échelles spatiales.

Pour un système dont l'hélicité magnétique, H_0, ne varie pas, la libération d'énergie magnétique via la reconnexion magnétique va permettre à l'hélicité magnétique d'être transportée et redistribuée aux plus grandes échelles spatiales du système. Cela va tendre à uniformiser le cisaillement magnétique des lignes de champ, et augmenter le volume occupé par le système. Or, pour un champ sans force, $\mu_0 \boldsymbol{j} = \alpha(x, y, z)\boldsymbol{B}$ (Sect. 3.1.2.5), l'uniformisation du cisaillement des lignes de champ signifie l'uniformisation du paramètre α. La cascade inverse de l'hélicité magnétique lors de la relaxation du système, va donc tendre à amener le système vers un champ magnétique de cisaillement α uniforme, *i.e.*, vers le champ magnétique sans force linéaire d'hélicité magnétique H_0, comme prévu par le théorème de Woltjer-Taylor.

Plusieurs études observationnelles suggèrent que les régions actives les plus éruptives sont celles qui possédent non-seulement des champs magnétiques fortement non-potentiels, mais aussi une distribution relativement non-uniforme de cisaillement magnétique (Fig. 3.10 ; *e.g.*, Schmieder et al. 1996; Schrijver et al. 2005, 2008; Dun et al. 2007; Jing et al. 2010; Yang et al. 2012). Cela semblerait donc indiquer l'applicabilité du théorème de Woltjer-Taylor aux champs magnétiques de l'atmosphère solaire. Cependant, si le principe de Woltjer-Taylor est bien vérifié en laboratoires (voir la revue de Yamada 1999), son application au champ magnétique des régions actives n'en ai, en fait, que peu vraisemblable (*e.g.*, Antiochos & DeVore 1999). Tout d'abord, ce principe est basé sur le fait que l'hélicité magnétique d'un système ne varie pas au cours du temps. Or, de l'hélicité magnétique est constamment transportée et transférée dans le champ magnétique des régions actives, et/ou éjectée en grandes quantités lors des CMEs (voir Sect. 3.3.2). Ensuite, les observations tendent à montrer des structures avec du cisaillement et de la torsion très localisée (*e.g.*, Gary et al. 1987; Schmieder et al. 1996). D'autre part, les simulations numériques d'évolution du champ magnétique coronal trouvent rarement un champ final sans force linéaire (*e.g.*, Karpen et al. 1998; Aulanier et al. 2012). Enfin, un dernier exemple que l'on peut citer est la présence de courants électriques de signes

opposés dans les polarités magnétiques de régions actives, qui sont observés tout au long de la durée de vie d'une région active (*e.g.*, Ravindra et al. 2011; Georgoulis et al. 2012b). On parle aussi de courants directs (leur sens est donné par la loi de Biot & Savart) et de courants de retour (leur sens est opposé à celui donné par la loi de Biot & Savart ; nous reviendrons sur ces deux types de courants dans le chapitre 5). Pour un champ sans force (Sect. 3.1.2.5), l'existence de courants de signes opposés au sein d'une même polarité magnétique traduit la présence de paramètres α opposés dans celle-ci, et donc, d'un cisaillement non-uniforme. La présence de ces deux types de courants est donc une preuve que le champ magnétique associé n'est pas sans force linéaire.

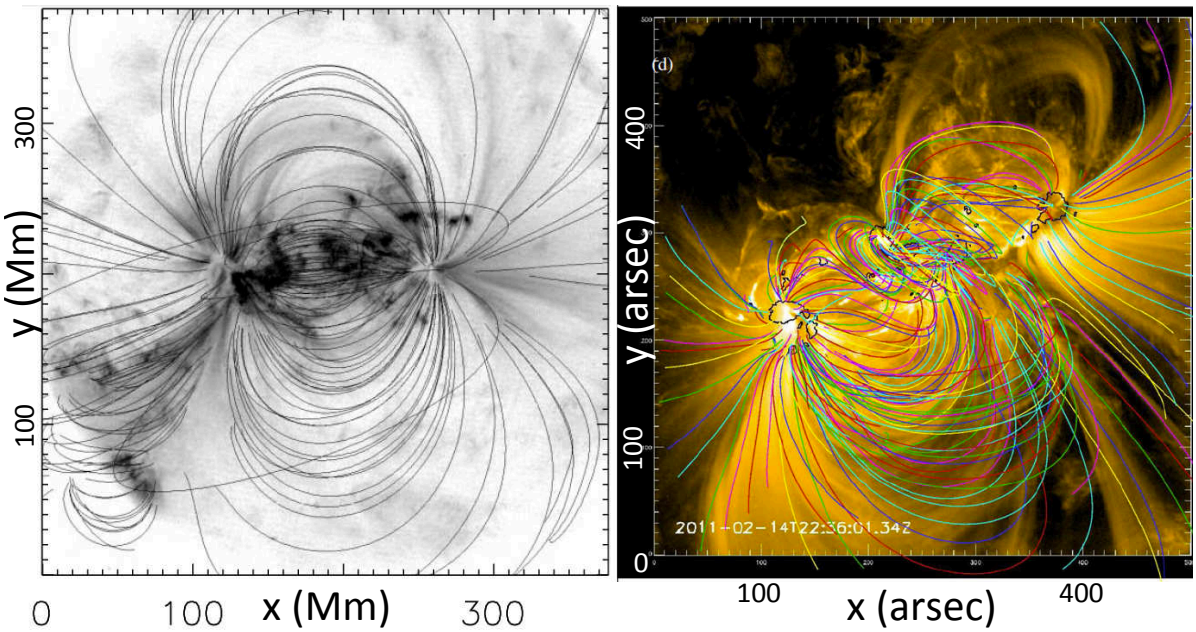

FIGURE *3.10:* **Gauche :** *région active très peu éruptive (NOAA 9017), possédant un champ magnétique quasi-potentiel (observée avec TRACE en EUV ; Schrijver et al. 2005).* **Droite** *région active très éruptive (NOAA 11158 ; cf. Sect. 4.2.3.1), possédant un champ magnétique fortement non-potentiel, avec un cisaillement magnétique concentré dans la partie centrale de la région active (observée avec SDO/AIA en EUV ; Jiang & Feng 2013). Les lignes fines noires, et de couleurs, montrent les lignes de champ venant de l'extrapolation du champ magnétique pour chacune des deux régions actives (en champ potentiel pour NOAA 9017, et en champ sans force non-linéaire pour NOAA 11158 ; Sect. 3.1.2.5 et 3.2.1.2).*

L'une des raisons pour lesquelles l'application du principe de Woltjer-Taylor à la couronne solaire n'est que peu vraisemblable, est que la reconnexion magnétique ne concerne généralement qu'un nombre limité de lignes de champ magnétique, celles proches des structures topologiques nécessaires à la formation de nappes de courant (*e.g.*, séparatrices, quasi-séparatrices, que nous verrons section 6.1). La reconnexion magnétique ne concerne donc, en général, qu'un domaine relativement restreint du volume (Antiochos & DeVore 1999). Par conséquent, la relaxation du champ magnétique d'une région active ne concerne qu'une partie de celui-ci, et donc, ne permet pas d'uniformiser le cisaillement magnétique sur tout le champ magnétique.

3.4.2.3 Vers un champ magnétique potentiel : éruptions énergétiques

Les récents résultats observationnels de Tziotziou et al. (2012) et Tziotziou et al. (2013) semblent indiquer qu'il existe une relation simple entre l'énergie libre et l'hélicité magnétique des régions actives (voir Fig. 3.11). Dans ces deux études, les auteurs se sont concentrés sur l'évolution temporelle de l'énergie libre et de l'hélicité magnétique relative dans plusieurs régions actives. En traçant l'hélicité relative en fonction de l'énergie libre, les auteurs ont, a priori, trouvé une relation entre l'énergie libre et l'hélicité relative, telle que $|H| \propto E_{libre}^{0.9}$ (les conditions de validité de ces résultats sont discutées Ann. H). Cette relation quasi-linéaire entre énergie libre et hélicité magnétique, *i.e.*, $|H| \propto E_{libre}$, a déjà pu être trouvée dans des simulations numériques (*e.g.*, Pariat et al. 2009a). S'il n'y a pour l'instant pas de relations analytiques simples (dans le cas général) entre énergie libre et hélicité magnétique relative, il semble cependant bien y avoir une relation empirique simple entre ces deux quantités [11].

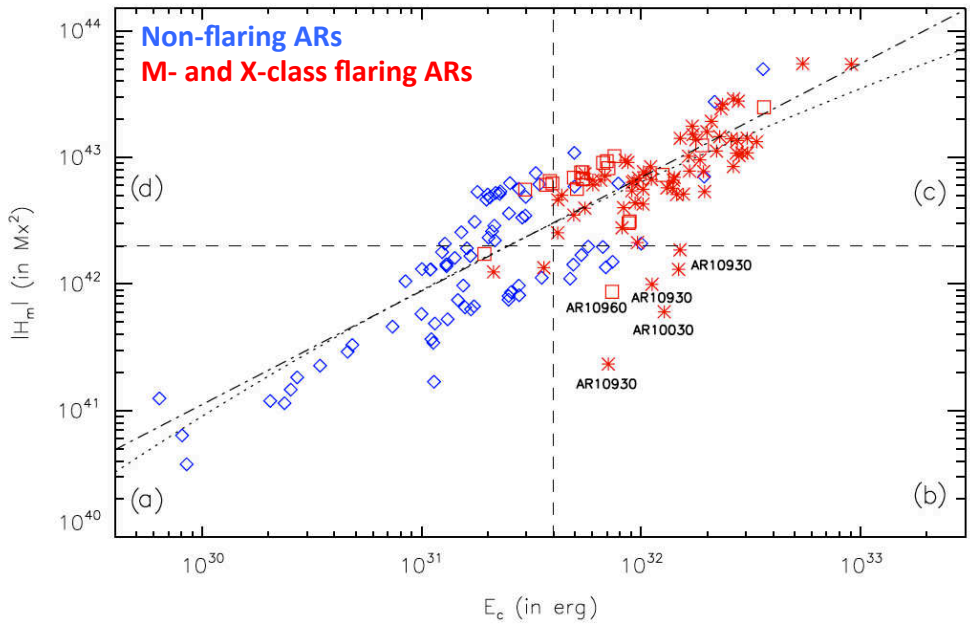

FIGURE *3.11: Diagramme énergie libre-hélicité magnétique relative pour un échantillon de 42 régions actives (adapté de Tziotziou et al. 2012). Les marques bleues correspondent à des régions actives non-éruptives, les rouges correspondent à des régions actives ayant donné des éruptions de classes M et X. Notez la possible présence d'un seuil en énergie libre, et d'un seuil en hélicité magnétique relative pour donner des éruptions de classes M et X.*

Si cette relation empirique est vraie, cela signifie que plus l'hélicité magnétique d'un champ porteur de courants électriques induits sera grande (en intensité), plus celui-ci aura d'énergie magnétique libre. Par conséquent, les régions actives possédant le plus d'hélicité magnétique devraient être plus éruptives. D'autre part, l'hélicité magnétique étant conservée dans l'atmosphère solaire, pour réduire l'énergie libre d'un champ magnétique non-potentiel, il faut donc réduire son contenu en hélicité magnétique.

Puisque la reconnexion permet le transfert d'hélicité magnétique entre différentes parties d'un système magnétique, et entre différents systèmes, elle peut permettre de

11. Des études plus approfondies seront nécessaires afin de la valider et d'en comprendre l'origine.

réduire le contenu en hélicité du système, et donc, l'énergie libre du système. Et par conséquent, plus la réduction de l'hélicité magnétique lors d'un événement de reconnexion sera grande, plus l'énergie libre finale du système sera faible, et donc, plus l'énergie libérée lors de la reconnexion sera grande elle-aussi. Il est donc possible de générer des éruptions d'autant plus énergétiques si l'hélicité magnétique du système est réduite en même temps que l'énergie est libérée. La réduction de l'hélicité magnétique via la reconnexion peut alors se faire de deux manières : soit en l'éjectant dans le vent solaire (*e.g.*, via les CMEs), soit en l'annihilant (par interactions entre systèmes d'hélicité opposée).

Des simulations numériques de reconnexion magnétiques entre tubes de flux torsadés ont montré que la reconnexion magnétique est plus violente, et que plus d'énergie est libérée lorsque des tubes de flux de torsion opposée, et donc, d'hélicité opposée interagissent (Linton et al. 2001; Linton & Antiochos 2002). Il a été ainsi conjecturé que l'annihilation d'hélicité magnétique pouvait être responsable des éruptions solaires les plus énergétiques (*e.g.*, Kusano et al. 1995). Des modèles d'éruptions solaires et de CMEs basées sur l'annihilation d'hélicité ont été développés (*e.g.*, Kusano et al. 2003b, 2004b).

La cartographie du flux photosphérique d'hélicité magnétique offre un moyen de tester observationnellement si les éruptions les plus énergétiques sont issues de l'annihilation d'hélicité magnétique. En effet, l'apparition de régions actives contenant de l'hélicité magnétique de signe opposé devrait se traduire par des cartes photosphériques présentant des flux simultanés d'hélicité positive et négative. Si différentes études observationnelles ont cherché à mettre en évidence l'existence de régions actives d'hélicité opposées à partir de la cartographie du flux photosphérique d'hélicité magnétique (*e.g.*, Chandra et al. 2010; Romano et al. 2011; Romano & Zuccarello 2011), la question de la relation entre l'annihilation d'hélicité et les éruptions solaires les plus énergétiques reste encore ouverte.

3.5 Les aspects étudiés dans cette thèse

Comme nous venons de le voir, l'émergence du champ magnétique dans l'atmosphère solaire, s'accompagne du transport et de l'accumulation de grandes quantités de courants électriques, d'énergie magnétique libre, et d'hélicité magnétique (Sect. 3.3). Ce stockage et cette accumulation de non-potentialité dans le champ magnétique des régions actives, amène naturellement à la formation de nappes de courants électriques, et donc, des conditions favorables à la reconnexion magnétique (Sect. 3.4). En entraînant la reconfiguration du champ magnétique, la reconnexion magnétique (à l'origine des éruptions solaires et des CMEs) permet le transfert d'hélicité magnétique, et la dissipation de courants électriques et d'énergie libre, contenus dans les champs magnétiques non-potentiels.

Pour mieux comprendre les éruptions solaires et les CMEs, ainsi que les mécanismes responsables de leur déclenchement, il est nécessaire de connaître les conditions requises pour leur génération. S'il est clair que la présence de champs porteurs de courants électriques est nécessaire à l'activité solaire, de nombreuses questions restent à éclaircir concernant *e.g.*, le rôle de certaines grandeurs physiques (*e.g.*, courants, énergie libre, hélicité), ou l'existence possible de seuils en non-potentitalité, *etc.*

Mon travail de thèse vise à améliorer notre compréhension du rôle de ces champs magnétiques dans l'activité solaire, et à caractériser les conditions nécessaires pour que ces champs magnétiques déclenchent une éruption solaire. Pour cela, je me suis concentré sur

l'étude des propriétés géométriques des champs non-potentiels (via l'hélicité magnétique, les courants électriques, et l'énergie libre), en couplant trois approches différentes, *i.e.*, théorique, numérique, et observationnelle. Les différents problèmes traités sont :

- Tout d'abord, j'ai travaillé sur l'étude de l'*injection locale d'hélicité magnétique* : Bien que l'hélicité magnétique soit par définition une grandeur globale, 3D, il est possible de définir une densité d'hélicité, et donc, une densité de flux d'hélicité, qui ait un sens physique : l'hélicité, le flux d'hélicité, par tubes de flux magnétique élémentaires (Sect. 4.2.1.3 et 4.2.1.4). À partir de cette définition, j'ai développé une méthode permettant d'étudier la distribution 2D et 3D du flux d'hélicité (Sect. 4.2.2). Nous verrons que cette méthode permet de représenter plus correctement la distribution du flux d'hélicité dans les régions actives, et d'identifier les régions actives qui sont réellement associées à des flux simultanée d'hélicité de signes opposés. Son application observationnelle m'a entre-autres permis de mettre en évidence une telle région active (Sect. 4.2.3). Son application future permettra d'apporter de nouvelles contraintes à la fois pour les modèles d'éruptions et de CMEs basés sur l'annihilation d'hélicité magnétique, et pour les modèles d'émergence du champ magnétique.
- Le second sujet abordé dans cette thèse concerne les propriétés des *courants électriques induits* dans les régions actives. La question étant de savoir si les courants électriques présents dans la partie centrale d'une région active sont neutralisés, écrantés, en périphérie de la région par des courants de signe opposé ? Pour y répondre, j'ai étudié les conditions d'existence de courants de signes opposés d'un point de vue analytique, puis à l'aide de simulations numériques MHD (Sect. 5.2). Nous verrons que des mouvements photosphériques localisés des pieds des lignes de champ magnétique conduisent naturellement à la formation de courants électriques de signes opposés, et que la non-neutralisation des courants est due au développement de cisaillement magnétique au niveau de la ligne d'inversion de polarité du champ magnétique. Nous verrons que ces résultats ont des conséquences pour les modèles d'éruptions et de CMEs.
- Enfin, j'ai travaillé sur la *libération d'énergie magnétique* en étudiant les propriétés de la reconnexion magnétique en 3D. En particulier, des simulations numériques MHD m'ont permis d'étudier la reconnexion magnétique en point nul 3D, appliquée à un type d'éruptions solaires : les jets coronaux (Sect. 6.3). Les résultats de ce travail m'ont permis de faire le lien entre les propriétés de la reconnexion magnétique, l'évolution des champs porteurs de courants, et la diversité des jets observés dans l'atmosphère solaire. Pour finir, sur un cas observationnel, l'*analyse de la topologie magnétique* d'une région active, à l'aide d'une extrapolation du champ magnétique, m'a permis d'expliquer le développement et les signatures d'une éruption complexe, dans le cadre de la reconnexion magnétique au niveau de quasi-séparatrices (Sect. 6.2.2).

4

Injection d'hélicité dans l'atmosphère solaire

Sommaire

4.1 Méthodes de calcul 68

4.1.1 Calcul direct 68

4.1.2 Calcul par intégration du flux d'hélicité à travers la photosphère 73

4.2 Cartographier le flux d'hélicité 76

4.2.1 Définir une densité surfacique de flux d'hélicité 77

4.2.2 Méthode pour cartographier le flux d'hélicité en tenant compte de la connectivité magnétique 83

(A.1.1) Photospheric injection of magnetic helicity : connectivity-based flux density 85

4.2.3 Application aux observations 116

(A.1.2) First observational application of a connectivity-based helicity flux density 116

4.2.4 Limites de la méthode 128

4.3 Conclusions 131

Dans les chapitres précédents, nous avons vu que l'hélicité magnétique est une quantité clé dans l'évolution du champ magnétique solaire. Non seulement elle est naturellement générée par la dynamo solaire, mais elle est également nécessaire à l'émergence du flux magnétique dans la couronne solaire. De plus, nous avons vu que l'évolution des régions actives est étroitement liée à l'évolution de leur contenu en hélicité magnétique. En effet, l'émergence de flux magnétique s'accompagne du transport de quantités importantes de cisaillement et de torsion magnétiques qui sont éjectés lors des CMEs.

Dans ce chapitre, nous allons voir les moyens permettant d'étudier l'évolution de l'hélicité magnétique des régions actives et son rôle dans l'activité solaire. Pour cela, je présenterai d'abord différents types de méthodes permettant de calculer l'hélicité magnétique d'un champ magnétique porteur de courants électriques induits dans la couronne solaire (voir section 4.1). Dans la section 4.2, je discuterai les méthodes permettant de cartographier le flux photosphérique d'hélicité magnétique. J'introduirai ainsi mes travaux sur le développement de l'une de ces méthodes et montrerai en quoi cette nouvelle

méthode est mieux adaptée à l'étude de la distribution du flux d'hélicité magnétique dans la couronne solaire, et à l'étude de son rôle dans l'activité solaire. Je présenterai les résultats que j'ai obtenus en l'appliquant à l'étude d'une région active.

4.1 Méthodes de calcul

Pour un volume $\mathcal{V}$ de surface $\mathcal{S}$, nous avons vu dans la section 3.2.4.2, que seule l'hélicité magnétique relative est bien définie lorsque du flux magnétique traverse $\mathcal{S}$. Dans le cas de l'atmosphère solaire, du flux magnétique traverse constamment la photosphère. L'étude de l'hélicité magnétique coronale des régions actives n'a donc de sens que si l'on calcule l'hélicité magnétique relative. Comme nous l'avons vu section 3.2.4.2, le champ de référence usuel est le champ magnétique potentiel déterminé par le magnétogramme photosphérique de la région étudiée. C'est ce champ de référence qui sera utilisé dans toute la suite de ce chapitre consacré au calcul de l'hélicité magnétique dans les régions actives. Ainsi, l'hélicité magnétique relative calculée nous donnera toujours une mesure directe de la non-potentialité des champs magnétiques étudiés.

Dans la suite, le terme "hélicité magnétique" fera toujours référence à l'hélicité magnétique relative définie par rapport au champ magnétique potentiel.

4.1.1 Calcul direct

Le champ magnétique coronal d'une région active est souvent loin de pouvoir être décrit par un simple champ sans force linéaire (*e.g.*, Demoulin et al. 1997; Régnier et al. 2002). C'est pourquoi dans cette section, nous nous focaliserons sur des méthodes permettant de calculer l'hélicité magnétique sans restrictions aux champs sans force linéaires[1].

4.1.1.1 Intégration volumique à partir d'une extrapolation sans force non-linéaire

Une première possibilité de calcul direct de l'hélicité magnétique est celle qui consiste à procéder, numériquement, à l'intégration volumique de l'équation (3.61). Calculer l'hélicité magnétique de cette manière est loin d'être évident (voir Rudenko & Myshyakov 2011; Thalmann et al. 2011; Valori et al. 2012). La principale difficulté réside dans le choix des conditions aux limites à adopter pour le calcul du vecteur potentiel sur les six faces du domaine de calcul. En effet, comme nous l'avons déjà vu (Sect. 3.2.4.3), l'hélicité magnétique relative est la seule hélicité magnétique invariante de jauge pour des volumes traversés par du flux magnétique. Elle est donc invariante pour toute transformation du vecteur potentiel, du type $\boldsymbol{A} \rightarrow \boldsymbol{A} + \nabla\xi$, offrant ainsi un libre choix de jauges pour le calcul de $\boldsymbol{A}$. Une jauge couramment utilisée dans les développements théoriques est la jauge de Coulomb (voir Eq. (3.65)) car elle simplifie grandement l'expression de l'hélicité relative puisque l'hélicité du champ potentiel est alors nulle (Berger & Field 1984; Finn & Antonsen 1985). Des méthodes numériques basées sur ce choix de jauge ont ainsi été proposées pour calculer le vecteur potentiel, puis l'hélicité relative (Rudenko & Myshyakov

1. Une méthode adaptée aux champs sans force linéaires est présentée en section F.2.

2011; Thalmann et al. 2011). Ces méthodes donnent lieu, soit à des solutions analytiques particulièrement complexes, soit à une implémentation particulièrement coûteuse en ressources de calculs, pour résoudre $\boldsymbol{A}$ numériquement.

Valori et al. (2012) ont proposé une méthode alternative basée sur un choix de jauge différent. Plutôt que de considérer la jauge de Coulomb, ils considèrent une jauge qui impose que la composante verticale du vecteur potentiel soit nulle dans tout le volume d'intégration, $\mathcal{V}$:

$$\hat{\mathbf{z}} \cdot \boldsymbol{A} = 0\,. \tag{4.1}$$

En combinant avec $\nabla \times \boldsymbol{A} = \boldsymbol{B}$, ils ont montré que les équations du calcul du vecteur potentiel sont :

$$\boldsymbol{A}(x,y,z) = \boldsymbol{A}(x,y,z_1) - \hat{\mathbf{z}} \times \int_{z_1}^{z} \boldsymbol{B}(x,y,z')\mathrm{d}z' \tag{4.2}$$

$$\partial_x A_y(x,y,z_1) - \partial_y A_x(x,y,z_1) = B_z(x,y,z_1)\,. \tag{4.3}$$

L'équation (4.3) donne la condition aux limites nécessaire pour le calcul du vecteur potentiel à partir de l'équation (4.2). Le vecteur potentiel est donc complètement connu une fois l'équation (4.3) résolue. Une solution simple à cette équation est obtenue en imposant $\partial_y A_x(x,y,z_1) = -\partial_x A_y(x,y,z_1) = -0.5 B_z(x,y,z_1)$:

$$A_x(x,y,z_1) = -\frac{1}{2}\int_{y_1}^{y} B_z(x,y',z_1)\mathrm{d}y' \tag{4.4}$$

$$A_y(x,y,z_1) = \frac{1}{2}\int_{x_1}^{x} B_z(x',y,z_1)\mathrm{d}x'\,. \tag{4.5}$$

En considérant la même jauge pour le vecteur potentiel, $\boldsymbol{A}_p$ (*i.e.*, le vecteur potentiel du champ magnétique potentiel qui sert de référence dans le calcul de l'hélicité relative ; voir Eq. (3.61)), on obtient les équations (4.2 – 4.5) en remplaçant $\boldsymbol{A}$ par $\boldsymbol{A}_p$.

Valori et al. (2012) ont montré que leur choix de jauge était beaucoup mieux adapté au calcul du vecteur potentiel, et au calcul de l'hélicité relative, dans un volume, $\mathcal{V}$, fini. En particulier, leur choix de jauge donne une solution du vecteur potentiel simple à calculer et à implémenter. Cependant, comme les autres méthodes de calcul de l'hélicité par intégration, les résultats obtenus peuvent fortement dépendre de la taille du volume, $\mathcal{V}$, considéré.

L'inconvénient des méthodes de calcul de l'hélicité magnétique par intégration directe est dû au fait que l'on n'a pas accès au champ magnétique coronal réel. Par conséquent, on doit recourir à l'utilisation d'extrapolations du champ magnétique. La connectivité magnétique étant très sensible aux types et aux hypothèses des modèles d'extrapolations, les valeurs d'hélicité magnétique le sont aussi (Régnier et al. 2005).

4.1.1.2 Hélicité magnétique et nombre de liens

Dans les conditions de la jauge de Coulomb (Eq. (3.65)), l'hélicité magnétique (relative) peut alors être définie comme la somme du nombre de liens de chaque couple (i,j) de tubes de flux magnétique élémentaires, $(\mathrm{d}\Phi_i, \mathrm{d}\Phi_j)$, représentés par les courbes $(\mathcal{C}_i, \mathcal{C}_j)$ (*cf.* Sect. 3.2.4.1) :

$$H_r = \int_{\Phi_i}\int_{\Phi_j} \mathcal{L}(\mathcal{C}_i, \mathcal{C}_j)\ \mathrm{d}\Phi_i\ \mathrm{d}\Phi_j\,. \tag{4.6}$$

Dans l'équation (4.6), $\mathcal{L}(\mathcal{C}_i, \mathcal{C}_j)\mathrm{d}\Phi_i\mathrm{d}\Phi_j$ est aussi appelé l'hélicité mutuelle des tubes de flux magnétique élémentaires i et j (voir Sect. 4.1.1.4). Démoulin et al. (2006) ont proposé une méthode pour calculer l'hélicité magnétique d'une configuration magnétique à partir du calcul des hélicités mutuelles des lignes de champ magnétique. Pour cela, Ils ont montré que le nombre de liens, $\mathcal{L}(\mathcal{C}_i, \mathcal{C}_j)$, pouvait s'exprimer en fonction de l'orientation relative des pieds de la ligne de champ i par rapport à ceux de j (voir Démoulin et al. 2006, pour plus de détails sur la définition et le calcul de $\mathcal{L}(\mathcal{C}_i, \mathcal{C}_j)$). Cette méthode permet de calculer l'hélicité magnétique relative sans avoir besoin de connaître les vecteurs potentiels $\boldsymbol{A}$ et $\boldsymbol{A}_p$. Elle permet donc d'échapper aux difficultés de calcul par intégration directe de l'équation (3.61) relatives au calcul du vecteur potentiel (voir section 4.1.1.1). De plus, elle permet de calculer l'hélicité magnétique à partir d'un magnétogramme et de la connectivité magnétique. Une de ses limites réside dans le fait que la connectivité réelle n'est pas connue, et doit donc être obtenue à l'aide de méthodes de reconstruction des lignes de champ magnétique à partir des observations de boucles coronales, ou d'extrapolations du champ magnétique (Alissandrakis 1981; Amari et al. 1999, 2006; Wiegelmann 2004; Valori et al. 2005, 2007; Inoue & Morikawa 2011; Jiang & Feng 2012; Aschwanden 2013; MacTaggart et al. 2013; Wang et al. 2013). Cependant, contrairement à la méthode linéarisée (section F.2), la méthode de Démoulin et al. (2006) est applicable à n'importe quel type de champ magnétique. Elle pourrait donc être utilisée avec des extrapolations de champ sans force non-linéaire qui décrivent mieux les observations (voir revue de Wiegelmann & Sakurai 2012). Malheureusement, l'expérience montre que la valeur d'hélicité magnétique calculée est très sensible au nombre de lignes de champ magnétique utilisé pour le calcul.

4.1.1.3 Mesure du "twist" et du "writhe"

Pour un tube de flux magnétique isolé de taille finie, la somme des nombres de liens peut s'exprimer comme la somme de deux termes (*e.g.*, Berger 1999; Berger & Prior 2006; Prior & Berger 2012) : un terme venant de la torsion des lignes de champ magnétique autour de l'axe du tube de flux (aussi appelé le *twist*), et un terme venant de la torsion de l'axe du tube de flux lui-même (aussi appelé le *writhe* ; voir Fig. 4.1). Berger & Prior (2006) ont montré que chacun de ces deux termes pouvait lui aussi s'expimer de manière analogue au nombre de liens (*cf.* Eq. (3.58)), et ont proposé une méthode pour calculer le *twist* et le *writhe* d'un tube de flux magnétique. Cette méthode peut être utilisée aussi bien avec des modèles analytiques et numériques, qu'à partir des observations des boucles coronales.

L'hélicité magnétique relative d'un tube de flux est alors la somme de son *twist* et de son *writhe*. La mesure du *twist* et du *writhe* moyens d'une région active, permettent donc d'estimer son hélicité magnétique relative. Notons que contrairement à l'hélicité magnétique du tube de flux, le *twist* et le *writhe* ne sont pas des grandeurs conservées. Le *twist* peut ainsi être échangé en *writhe* (et vice-versa). La mesure du *twist* et du *writhe* n'en est pas moins intéressante puisqu'elle permet d'étudier l'évolution de ces deux quantités, et de donner des informations sur le mode de stockage préférentiel (s'il y en a un) de l'hélicité magnétique dans l'atmosphère solaire. Elle peut également permettre d'étudier le rôle possible de l'instabilité de Kink dans le déclenchement d'éruptions de tubes de flux torsadés (lorsqu'ils contiennent une grande quantité de torsion/twist ; *e.g.*, Török

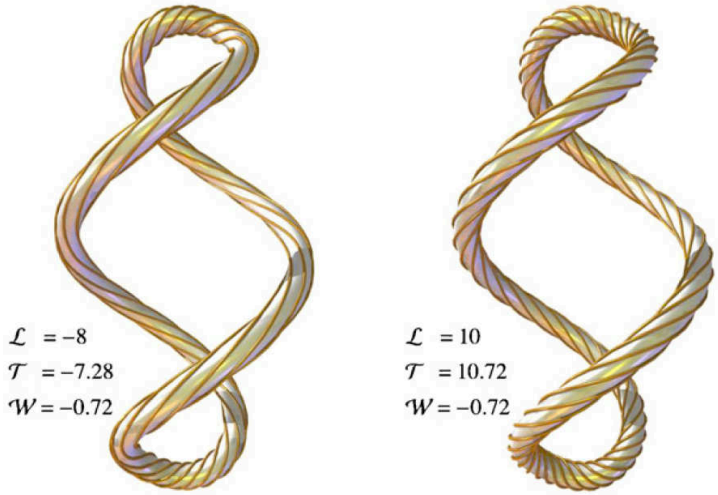

FIGURE *4.1: Exemples de tubes de flux contenant le même writhe ($\mathcal{W} = -0.72$) et un twist différent (Berger & Prior 2006).* **Gauche :** *avec un twist, $\mathcal{T} = -7.28$, et un nombre de lien $\mathcal{L} = \mathcal{T} + \mathcal{W} = -8$.* **Droite :** *avec un twist, $\mathcal{T} = 10.72$, un nombre de lien $\mathcal{L} = \mathcal{T} + \mathcal{W} = -10$.*

et al. 2010), ou encore d'étudier la formation et l'évolution de la torsion de tubes de flux magnétiques ayant donné une CME (*e.g.*, Inoue et al. 2012; Guo et al. 2013; Thalmann et al. 2014).

4.1.1.4 Hélicité propre et hélicité mutuelle

Dans le cas où une configuration magnétique peut être décomposée en une distribution discrète de N tubes de flux magnétiques, Φ_i, de taille finie, l'hélicité magnétique peut s'écrire comme la somme des hélicités propres des N tubes de flux et de leur hélicité mutuelle (Berger & Field 1984; Démoulin et al. 2006) :

$$H_r = \sum_{i=1}^{N} T_i \Phi_i^2 + \sum_{i=1}^{N} \sum_{j=1, j\neq i}^{N} \mathcal{L}_{i,j} \Phi_i \Phi_j \,. \tag{4.7}$$

Le terme $T_i\Phi_i^2$ représente l'hélicité propre du tube de flux i. C'est donc l'hélicité magnétique contenu dans le tube de flux i, provenant de la géométrie des lignes de champ magnétique formant ce tube de flux. Ce terme reflète ainsi **la torsion et le cisaillement magnétique des lignes de champ autour de l'axe du tube de flux** (*i.e.*, le *twist*; *cf.* Sect. 4.1.1.3), **auquel s'ajoute la torsion de l'axe lui-même** (*i.e.*, le *writhe*; *cf.* Sect. 4.1.1.3). Le terme $\mathcal{L}_{i,j}\Phi_i\Phi_j$ est l'hélicité mutuelle, et représente l'hélicité magnétique **due à l'enroulement relatif de deux tubes de flux magnétique i et j, l'un autour de l'autre**. $\mathcal{L}_{i,j}$ représente donc le nombre de liens, $\mathcal{L}(\mathcal{C}_i, \mathcal{C}_j)$, des tubes de flux i et j (*cf.* Eq. (4.6)). Ce terme reflète la torsion et le cisaillement magnétique relatif entre deux tubes de flux magnétiques.

Remarquons que dans l'équation (4.7), le rapport du premier terme au second décroît comme $1/N$, l'inverse du nombre de tubes de flux magnétiques. Par conséquent, dans le cas d'une distribution continue ($N \to +\infty$), l'hélicité magnétique tend vers la somme des hélicités mutuelles de tous les couples de tubes de flux magnétiques élémentaires (*i.e.*, tend vers l'Eq. (4.6)). Cela vient du fait que l'hélicité propre, T_i, d'un tube de flux magnétique élémentaire, assimilé à une ligne de champ magnétique, est nulle.

Georgoulis et al. (2012b) ont développé une méthode reposant sur Démoulin et al. (2006). Cette méthode est basée, non pas sur une décomposition de la configuration en

tubes de flux magnétiques élémentaires (comme Sect. 4.1.1.2), mais sur une décomposition en N tubes de flux magnétiques de taille finie, ayant à la fois de l'hélicité propre, et, de l'hélicité mutuelle. L'hélicité propre de chaque tube de flux est calculée dans le même esprit que l'équation linéarisée de l'hélicité magnétique d'un champ sans force linéaire (Eq. (F.14), voir Georgoulis & LaBonte 2007), tandis que l'hélicité mutuelle est calculée avec la méthode de Démoulin et al. (2006).

Dans leur méthode, la décomposition de la configuration en N tubes de flux magnétique (de taille finie) est obtenue par décomposition du magnétogramme en une partition de p polarités magnétiques positives et n polarités négatives. Le nombre de polarités magnétiques dans la partition finale, ainsi que leurs propriétés (surface, flux) est contrôlé par trois paramètres : un seuil sur la valeur minimale de $|B_z|$ dans chaque polarité, un seuil sur leur flux magnétique minimum, et un seuil pour leur surface minimale. Une méthode numérique de minimisation des distances entre polarités magnétiques connectées tout en respectant le mieux la conservation du flux magnétique, est utilisée pour obtenir la connectivité magnétique (*cf.* Fig. 4.2 ; *e.g.*, Press et al. 1992; Georgoulis & Rust 2007). L'avantage de cette méthode est qu'elle ne nécessite pas le recours à des extrapolations de champ magnétique. L'inconvénient est que la connectivité trouvée est, en général, proche de celle du champ magnétique potentiel correspondant au magnétogramme. Cela veut dire que cette méthode est adaptée aux configurations magnétiques qui sont proches d'un champ potentiel. Par contre, lorsqu'elles en sont très éloignées, la connectivité peut être suffisamment différente de la connectivité réelle pour que cela influence de façon significative le résultat final.

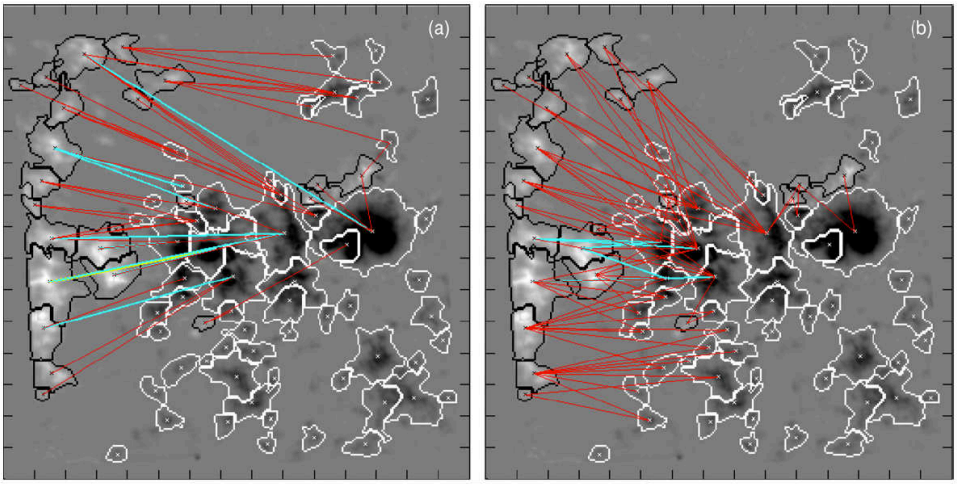

FIGURE *4.2: Cartes de connectivité magnétique de la région active NOAA 10254 superposées à son magnétogramme.* **Gauche :** *venant de la méthode de Georgoulis et al. (2012b).* **Droite :** *du champ magnétique potentiel associé (Georgoulis et al. 2012b). Les contours blancs/noirs délimitent les polarités magnétiques des N tubes de flux magnétiques. Les segments rouges, bleus, et verts, montrent les connexions entre polarités magnétiques. Dans le cas présenté, les cartes montrent que la connectivité trouvée par Georgoulis et al. (2012b) est relativement différente de la connectivité du champ magnétique potentiel correspondant.*

Georgoulis et al. (2012b) ont comparé les résultats obtenus avec cette méthode aux résultats obtenus par intégration volumique à partir d'une extrapolation sans force non-linéaire (voir Sect. 4.1.1.1). Leurs valeurs montrent un assez bon accord avec les valeurs

issues de l'intégration volumique, avec toutefois des différences pouvant atteindre un facteur 2. Tziotziou et al. (2013) ont également utilisé cette méthode pour étudier l'évolution de l'hélicité dans la région active NOAA 11158 entre le 12 et le 17 février 2011 (voir section 4.2.3). Leurs résultats présentent des valeurs d'hélicité magnétique relative qui sont typiquement 2 fois plus grandes que celles obtenus par Jing et al. (2012) qui eux, ont calculé l'hélicité par intégration volumique à partir d'extrapolations en champ sans force non-linéaires en utilisant les mêmes données. Ces différences peuvent être dues à la différence de connectivité magnétique. Il serait intéressant d'en étudier leur origine afin de savoir si elles peuvent venir de la méthode utilisée pour obtenir la connectivité, ou du degré de partitionnement du magnétogramme (qui peut lui aussi, modifier la connectivité finale).

4.1.2 Calcul par intégration du flux d'hélicité à travers la photosphère

Nous avons vu dans la section 3.2.4.4, que l'hélicité magnétique est quasi-conservée dans l'atmosphère solaire. Par conséquent, l'hélicité magnétique transportée et générée dans la couronne solaire, par l'émergence de flux magnétique, et par les mouvements photosphériques, ne peut que s'y accumuler. L'intégration temporelle du flux photosphérique d'hélicité magnétique dans une région active nous donne donc, en théorie, accès au contenu total en hélicité magnétique coronale de la région. En pratique, l'intégration de ce flux ne nous donne qu'une borne supérieure de la valeur de l'hélicité coronale. Ceci est dû au fait qu'une partie de l'hélicité peut être transférée dans du flux magnétique ouvert et être ainsi évacuée dans le vent solaire par des ondes d'Alfvén, qu'elle peut être éjectée lors des CMEs, ou qu'elle peut être annihilée par interactions avec une (ou plusieurs) autre(s) région active(s).

4.1.2.1 Flux d'hélicité magnétique

D'après l'équation (3.74), le flux d'hélicité magnétique à travers une surface vaut :

$$\frac{\mathrm{d}H}{\mathrm{d}t} = -2\int_{\mathcal{S}} (\boldsymbol{E} \times \boldsymbol{A}_p) \cdot \mathbf{dS}\,, \tag{4.8}$$

où $\mathbf{dS} = -\hat{\mathbf{n}}\mathrm{d}\mathcal{S}$, $\hat{\mathbf{n}}$ étant le vecteur unitaire normal à $\mathcal{S}$ en tout point de $\mathcal{S}$, et dirigé vers l'intérieur de $\mathcal{V}$.

Dans les milieux à haut nombre de Reynolds magnétique, telle que l'atmosphère solaire, la conductivité électrique peut être considérée infinie. On est alors dans le cadre de la MHD idéale, et le champ électrique vaut ainsi $\boldsymbol{E} = -\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}$, avec $\boldsymbol{v}$ la vitesse du plasma. Le flux d'hélicité à travers la photosphère s'écrit donc :

$$\begin{aligned}
\frac{\mathrm{d}H}{\mathrm{d}t} &= 2\int_{\mathcal{S}} ((\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}) \times \boldsymbol{A}_p) \cdot \mathbf{dS} && (4.9)\\
&= 2\int_{\mathcal{S}} ((\boldsymbol{A}_p \cdot \boldsymbol{B}_t)v_n - (\boldsymbol{A}_p \cdot \boldsymbol{v}_t)B_n)\,\mathrm{d}\mathcal{S} && (4.10)\\
&= -2\int_{\mathcal{S}} (\boldsymbol{A}_p \cdot \boldsymbol{u})B_n \mathrm{d}\mathcal{S}\,, && (4.11)
\end{aligned}$$

où les indices n et t représentent respectivement les composantes normale et perpendiculaire à $\hat{\mathbf{n}}$.

$$\boldsymbol{u} = \boldsymbol{v}_t - \frac{v_n}{B_n}\boldsymbol{B}_t\,, \tag{4.12}$$

est la vitesse photosphérique de transport de flux magnétique (Démoulin & Berger 2003). C'est la vitesse apparente des polarités magnétiques dans le plan de $\mathcal{S}$.

Notons d'ores et déjà que l'équation (4.10) nous montre que le flux d'hélicité magnétique à travers $\mathcal{S}$ a deux origines : la première (terme en v_n) vient des mouvements du plasma à travers $\mathcal{S}$, la seconde (terme en $\boldsymbol{v}_t$) vient des mouvements du plasma le long de $\mathcal{S}$ (*e.g.*, Berger 1999; Kusano et al. 2002; Yamamoto et al. 2005). L'équation (4.11) nous montre ainsi que toute l'information relative aux mouvements du plasma responsables de la variation d'hélicité magnétique dans la couronne, est contenue dans la vitesse de transport de flux magnétique, $\boldsymbol{u}$, c'est-à-dire dans les mouvements photosphériques apparents des polarités magnétiques.

Enfin, remarquons que le calcul du flux d'hélicité requiert le calcul du vecteur potentiel, $\boldsymbol{A}_p$, au niveau de la photosphère. En fait, il est possible de s'affranchir de ce calcul pour la mesure du flux d'hélicité. En effet, si l'on se place dans la jauge de Coulomb, et que l'on suppose la surface, $\mathcal{S}$, plane et infinie, la loi de Biot & Savart en géométrie plane nous montre que le vecteur potentiel s'écrit (Berger 1984; Démoulin et al. 2002; Pariat et al. 2005) :

$$\boldsymbol{A}_p = \frac{1}{2\pi}\hat{\mathbf{n}} \times \int_{\mathcal{S}} B_n(\boldsymbol{x}')\frac{\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x}'}{|\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x}'|^2}\mathrm{d}\mathcal{S}'\,, \tag{4.13}$$

où $\boldsymbol{x}$ et $\boldsymbol{x}'$ sont les vecteurs positions sur $\mathcal{S}$. En combinant les équations (4.11) et (4.13), et en utilisant $(\boldsymbol{a}\times\boldsymbol{b})\cdot\boldsymbol{c} = (\boldsymbol{b}\times\boldsymbol{c})\cdot\boldsymbol{a}$, on obtient :

$$\frac{\mathrm{d}H}{\mathrm{d}t} = -\frac{1}{\pi}\int_{\mathcal{S}}\int_{\mathcal{S}} \frac{((\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x}')\times\boldsymbol{u})\cdot\hat{\mathbf{n}}}{|\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x}'|^2}\; B_n(\boldsymbol{x})B_n(\boldsymbol{x}')\mathrm{d}\mathcal{S}\mathrm{d}\mathcal{S}'\,. \tag{4.14}$$

Comme cette expression est symétrique pour toute transformation $(\boldsymbol{a},\boldsymbol{a}') \to (\boldsymbol{a}',\boldsymbol{a})$, le flux d'hélicité peut être réécrit sous la forme :

$$\frac{\mathrm{d}H}{\mathrm{d}t} = -\frac{1}{2\pi}\int_{\mathcal{S}}\int_{\mathcal{S}} \frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}t}(\boldsymbol{x},\boldsymbol{x}')\; B_n(\boldsymbol{x})B_n(\boldsymbol{x}')\mathrm{d}\mathcal{S}\mathrm{d}\mathcal{S}'\,, \tag{4.15}$$

où :

$$\frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}t}(\boldsymbol{x},\boldsymbol{x}') = \left.\frac{((\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x}')\times(\boldsymbol{u}-\boldsymbol{u}'))}{|\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x}'|^2}\right|_n\,, \tag{4.16}$$

désigne le taux de rotation relative des polarités magnétiques de position $(\boldsymbol{x},\boldsymbol{x}')$ et de vitesse de transport de flux $(\boldsymbol{u},\boldsymbol{u}')$. L'équation (4.15) nous montre alors que le flux photosphérique d'hélicité peut simplement s'exprimer comme la somme des taux de rotation relative de toutes les paires de tubes de flux magnétiques élémentaires, pondérés par leur flux magnétique. Nous verrons section 4.2.1 que cette expression est particulièrement intéressante lorsque l'on cherche à définir une densité surfacique de flux d'hélicité magnétique.

4.1.2.2 Mesurer le flux photosphérique d'hélicité magnétique

Pour calculer le flux d'hélicité magnétique, il faut donc connaître la distribution du champ magnétique photosphérique, ainsi que la vitesse de transport de flux magnétique, au niveau de la photosphère.

Dans le cas où l'équation (4.11) est considérée, il faut ensuite calculer le vecteur potentiel, $\boldsymbol{A}_p$ à partir de la composante verticale du champ magnétique, B_z. Le calcul du vecteur potentiel au niveau de la photosphère peut se faire avec différentes méthodes selon la jauge employée (DeVore 2000; Chae 2001; Liu & Schuck 2013).

Enfin, la dernière quantité qu'il est nécessaire de déterminer, est la vitesse photosphérique du plasma, utilisée pour le calcul de la vitesse photosphérique de transport de flux magnétique (Eq. (4.12)). Observationnellement, seule la composante longitudinale, v_l, de la vitesse du plasma photosphérique est mesurable, grâce à l'effet Doppler (Roudier et al. 1999; Georgoulis & LaBonte 2006). La composante transverse n'étant pas mesurable, on ne peut pas mesurer la vitesse photosphérique du plasma de la même manière que pour le champ magnétique à partir d'un magnétogramme vectoriel.

De nombreuses méthodes, basées sur des mesures optiques d'écoulements (November & Simon 1988; Strous 1994), ont ainsi été développées pour recouvrer soit la vitesse de plasma, $\boldsymbol{v}$, soit directement la vitesse de transport de flux magnétique, $\boldsymbol{u}$, à partir des mesures photosphériques de champ magnétique (Chae 2001; Kusano et al. 2002; Welsch et al. 2004; Longcope 2004; Schuck 2006, 2008; Chae & Sakurai 2008). En particulier, Chae (2001) a montré qu'il était possible d'appliquer la méthode de *suivi par corrélation locale*, ou *LCT* (*Local Correlation Tracking*), directement à une série de magnétogrammes longitudinaux, pour calculer $\boldsymbol{u}$. La méthode est basée sur l'hypothèse que toute sous-région du magnétogramme, de taille w et centrée en $\boldsymbol{x}$, se déplace de façon rigide entre deux magnétogrammes successifs. Si de plus, on suppose que le déplacement, $\mathrm{d}\boldsymbol{x}$, d'une sous-région entre deux magnétogrammes (temporellement séparés de $\mathrm{d}t$) est inférieure à la taille w de la sous-région, il devient alors possible de suivre le déplacement des sous-régions en calculant le coefficient de corrélation entre sous-régions voisines dans deux images successives. Le déplacement, $\mathrm{d}\boldsymbol{x}_m$, qui maximise le coefficient de corrélation donne la vitesse de transport de flux en $\boldsymbol{x}$, $\boldsymbol{u}_{LCT}(\boldsymbol{x}) = \mathrm{d}\boldsymbol{x}_m/\mathrm{d}t$. La taille, w, des sous-régions, ainsi que le pas de temps, $\mathrm{d}t$, entre deux images successives, sont les deux paramètres contrôlant les résolutions spatiale et temporelle, et donc, la précision des résultats.

La principale limite de la *LCT* est liée au fait qu'elle n'est pas strictement compatible avec l'équation d'induction magnétique de la MHD idéale (Eq. (3.18)). En effet, Schuck (2005) a montré que la *LCT* suppose implicitement que la composante normale du champ magnétique est liée à la vitesse photosphérique de transport de flux magnétique par la relation :

$$\frac{\partial B_n}{\partial t} + (\boldsymbol{u}_{LCT} \cdot \nabla_t) B_n = 0\,, \tag{4.17}$$

où $\nabla_t = (\partial_x, \partial_y, 0)$, et $\boldsymbol{B}_t = (B_x, B_y, 0)$. Cette équation n'est compatible avec l'équation d'induction que dans le cas où $(\nabla_t \cdot \boldsymbol{u}) B_n = 0$ (voir Eq. (4.18)), ce qui n'est en général pas le cas. Remarquons enfin que l'équation (4.17) implique que la *LCT* est insensible aux mouvements qui ont lieu le long des isocontours de B_n et ne modifient donc pas sa distribution spatiale (comme *e.g.*, les mouvements de torsion magnétique).

D'autres méthodes prenant en compte l'équation d'induction magnétique de la MHD

idéale [2] ont été développées (*e.g.*, Kusano et al. 2002; Welsch et al. 2004; Longcope 2004; Schuck 2006, 2008; Chae & Sakurai 2008). De manière générale, ces méthodes combinent la résolution numérique de la composante normale (à la photosphère) de l'équation d'induction de la MHD idéale (Eq. (3.18)), à une contrainte physique sur le système (*e.g.*, la minimisation de l'énergie dans le cas de Longcope 2004, ou le ré-enforcement numérique de la compatibilité entre l'équation d'induction et la solution de la *LCT* dans le cas de Welsch et al. 2004). Dans la limite d'un milieu incompressible ($\nabla \cdot \boldsymbol{v} = 0$) [3], cette équation devient :

$$\frac{\partial B_n}{\partial t} + \nabla_t \cdot (B_n \boldsymbol{v}_t - v_n \boldsymbol{B}_t) = 0 \,. \tag{4.18}$$

L'équation (4.18) montre ainsi qu'il est possible de calculer la vitesse photosphérique du plasma, et donc la vitesse de transport de flux magnétique, simplement à partir d'une série temporelle de magnétogrammes vectoriels. Il faut pour cela résoudre le problème inverse de l'équation (4.18). Dans le cas où seuls les magnétogrammes longitudinaux sont disponibles, il est possible de calculer directement la vitesse de transport de flux magnétique en remplaçant $B_n \boldsymbol{v}_t - v_n \boldsymbol{B}_t = \boldsymbol{u} B_n$ dans l'équation (4.18).

Schuck (2008) a ainsi développé un algorithme, *DAVE4VM* (*Differential Affine Velocity Estimator For Vector Magnetograms*), pour résoudre l'équation (4.18) par méthode de moindres carrés. La méthode est basée sur l'hypothèse que le champ de vitesse du plasma dépend linéairement des coordonnées spatiales. La solution finale du champ de vitesse est celle qui permet de minimiser les écarts à l'équation (4.18). C'est cette algorithme qui sera considéré dans les résultats présentés section 4.2.3.

Les tests effectués par Welsch et al. (2007) et Schuck (2008), à partir de simulations numériques MHD anélastiques, et comparant la *LCT* (Chae 2001), l'*IM* (*Induction Method* ; Kusano et al. 2002), la *MEF* (*Minimum Energy Fit* ; Longcope 2004), l'*ILCT* (*Inductive LCT* ; Welsch et al. 2004), *DAVE* (Schuck 2006), et *DAVE4VM* (Schuck 2008), montrent que de manière générale, *DAVE4VM* et la *MEF* sont les méthodes donnant les meilleurs résultats, tandis que la LCT tend à donner les plus mauvais.

La précision du calcul du flux d'hélicité est donc majoritairement limitée par le calcul de la vitesse du plasma photosphérique (ou de la vitesse de transport de flux magnétique, selon la méthode utilisée).

4.2 Cartographier le flux d'hélicité

Comme nous l'avons vu section 3.4.2.3, l'énergie magnétique potentiellement libérable par un champ magnétique, lors d'une éruption solaire ou d'une CME, dépend de l'évolution de son contenu en hélicité magnétique. En particulier, l'hélicité magnétique étant conservée dans l'atmosphère solaire, si le système est capable de réduire son hélicité magnétique en même temps qu'il libère son énergie magnétique, alors celui-ci pourra libérer une plus grande partie de son énergie magnétique. Il y a donc deux possiblités

2. ou combinant d'autres techniques à d'autres observables, telles que l'intensité des granules, la vitesse Doppler (voir Rieutord et al. 2007; Ravindra et al. 2008; Roudier et al. 2012, 2013)

3. Cette hypothèse est valable si $M^2 = v^2/c_s^2 \ll 1$, v étant la vitesse du plasma et c_s la vitesse du son dans le milieu. Dans le cas de la photosphère, la vitesse du plasma est de l'ordre de $0.1 - 0.5$ km s^{-1}, alors que la vitesse du son est de l'ordre de 10 km s^{-1}. Par conséquent, $M^2 \ll 1$, et l'hypothèse d'incompressibilité est valide.

pour une région active de générer des éruptions solaires très énergétiques : soit via des CMEs (transportant la majeure partie de l'hélicité magnétique de la région active ; *cf.* Sect. 3.3.2), soit par annihilation de l'hélicité du système (par reconnexion magnétique entre régions d'hélicité magnétique opposée).

La reconnexion magnétique amenant a une plus grande libération d'énergie magnétique lorsque des tubes de flux d'hélicité opposée reconnectent (*e.g.*, Linton et al. 2001; Linton & Antiochos 2002), l'annihilation d'hélicité est considérée comme le candidat à l'origine des éruptions les plus énergétiques (*e.g.*, Kusano et al. 1995). La cartographie du flux photosphérique d'hélicité magnétique offre un moyen de tester observationnellement cette hypothèse. En effet, l'apparition de régions actives contenant de l'hélicité magnétique de signe opposé devrait se traduire par des *hélicitigrammes*[4] présentant des flux simultanés d'hélicité positive et négative.

Cartographier le flux d'hélicité magnétique au niveau de la photosphère présente un autre avantage. En effet, puisque le transport d'hélicité dans l'atmosphère solaire provient de l'émergence du flux magnétique, les cartes de flux d'hélicité doivent refléter le contenu, et la distribution, de l'hélicité magnétique des tubes de flux magnétiques émergents. Les hélicitigrammes photosphériques permettent alors d'apporter des informations sur la structure des tubes de flux magnétiques, et des contraintes pour les modèles d'émergence, et de formation des tubes de flux magnétiques.

Dans cette partie, nous allons voir quelles sont les proxys qui permettent de cartographier le flux d'hélicité au niveau de la photosphère. Nous verrons que chaque méthode possède des propriétés particulières qui influent différemment sur les hélicitigrammes obtenus, et qui donnent des informations physiques différentes sur la variation d'hélicité. Enfin, je montrerai en quoi la méthode que j'ai développée pendant ma thèse est mieux adaptée à l'étude de la cartographie du flux d'hélicité et des relations entre l'annihilation d'hélicité magnétique et la quantité d'énergie libérée lors des éruptions solaires.

4.2.1 Définir une densité surfacique de flux d'hélicité

Par définition, $\mathrm{d}H/\mathrm{d}t|_{\mathcal{S}}$ est un flux à travers une surface. Son calcul implique donc une intégrale surfacique, $\mathrm{d}H/\mathrm{d}t|_{\mathcal{S}} = \int_{\mathcal{S}} G \, \mathrm{d}\mathcal{S}$, où G désigne une densité de surface de flux d'hélicité magnétique. Cette densité surfacique peut alors être utilisée pour cartographier le flux d'hélicité magnétique sur $\mathcal{S}$.

Dans cette partie, nous verrons que la définition de l'hélicité magnétique implique que la seule densité de flux d'hélicité magnétique ayant un véritable sens physique est le flux d'hélicité par tubes de flux magnétique élémentaires. Cela signifie qu'une densité surfacique de flux d'hélicité magnétique n'a, a priori, pas de sens physique, et ne peut être qu'un proxy de la véritable densité de flux d'hélicité. Nous verrons alors qu'il n'y a pas de définition unique de densité de surface de flux d'hélicité, et que chaque définition possède des propriétés différentes qui permettent de représenter plus ou moins bien la densité réelle de flux d'hélicité.

4. Par définition, les magnétogrammes représentent des cartes du flux magnétiques. Par analogie, nous définissons donc un *hélicitigramme* comme étant une carte du flux d'hélicité magnétique.

4.2.1.1 Définir une densité de flux d'hélicité

Comme nous l'avons vu section 3.2.4, l'hélicité magnétique est la somme des nombres de liens des couples de lignes de champ magnétique. Par définition, l'hélicité magnétique est donc une grandeur 3D non-locale (*e.g.*, Pariat et al. 2005). Une densité surfacique de flux d'hélicité magnétique n'a donc, a priori, pas de sens physique, et la définition d'une densité de flux d'hélicité n'est pas triviale.

Cependant, si dans un volume, $\mathcal{V}$, on peut décrire le champ magnétique en une somme de N tubes de flux magnétique élémentaires, alors l'hélicité de chacun des N tubes de flux définit une "densité" d'hélicité magnétique. Et il devient donc possible de définir une "densité de flux d'hélicité" qui représente la variation de l'hélicité magnétique d'un tube de flux élémentaire.

Pour bien comprendre ce que représente une telle "densité de flux d'hélicité", reprenons l'expression de l'hélicité magnétique en fonction du nombre de liens des tubes de flux magnétique élémentaires (Eq. (4.6)). En notant $\mathcal{L}_{a,c}$ le nombre de liens entre les tubes de flux élémentaires *"a"* et *"c"*, on peut écrire :

$$H_r = \int_{\Phi} \mathrm{d}\Phi_a \int_{\Phi} \mathcal{L}_{a,c}\, \mathrm{d}\Phi_c = \int_{\Phi} h_{\Phi}|_a\, \mathrm{d}\Phi_a\,, \tag{4.19}$$

où $\mathcal{L}_{a,c}\, \mathrm{d}\Phi_a\, \mathrm{d}\Phi_c$ représente l'hélicité mutuelle de deux tubes de flux *"a"* et *"c"* (*cf.* Sect. 4.1.1.4). Dans l'équation (4.19), $h_{\Phi}|_a = \int_{\Phi} \mathcal{L}_{a,c}\, \mathrm{d}\Phi_c$ représente l'hélicité magnétique par unité de flux magnétique, *i.e.*, l'hélicité magnétique par tubes de flux magnétique élémentaires. Son expression s'apparente à une "densité d'hélicité", qui représente le nombre de liens (ou hélicité mutuelle) total(e) entre un tube de flux magnétique élémentaire, *"a"*, et l'ensemble de tous les autres tubes de flux magnétique élémentaires de la configuration magnétique, par unité de flux magnétique.

Par extension, il est alors possible de définir une densité de flux d'hélicité par tubes de flux magnétique élémentaires, $\mathrm{d}h_{\Phi}/\mathrm{d}t|_a$. Celle-ci est alors la seule densité de flux d'hélicité physiquement valide (*e.g.*, Pariat et al. 2005; Démoulin et al. 2006). Par définition, elle décrit donc la variation d'hélicité mutuelle totale (ou du nombre de liens total) pour chacun des tubes de flux magnétique élémentaires décrivant une configuration magnétique. Pour un tube de flux élémentaire *"a"* donné, le flux d'hélicité en *"a"* vient donc des déplacements relatifs du tube de flux *"a"* par rapport à tous les autres tubes de flux magnétique élémentaires de la configuration magnétique. Ces déplacements relatifs viennent eux-mêmes des mouvements relatifs des deux pieds du tube de flux *"a"* autour des pieds de tous les autres tubes de flux élémentaires, sur la surface, $\mathcal{S}$, du volume, $\mathcal{V}$.

À partir de cette densité de flux d'hélicité par tubes de flux magnétique élémentaires, il est possible de définir une densité surfacique de flux d'hélicité en distribuant le flux d'hélicité, $\mathrm{d}h_{\Phi}/\mathrm{d}t|_a$, en chacun des deux pieds de chaque tube de flux magnétique élémentaire, *"a"* (*e.g.*, Pariat et al. 2007a; Démoulin & Pariat 2009). Mais comme il n'existe pas d'unique façon de distribuer ce flux entre chacun des deux pieds d'un tube de flux élémentaire, il n'existe pas non plus d'unique définition de densité surfacique de flux d'hélicité. Il existe ainsi plusieurs définitions, ou proxys de densité de flux d'hélicité, possédant des propriétés différentes, et représentant plus ou moins bien la densité réelle de flux d'hélicité (définie par tubes de flux magnétique élémentaires).

4.2.1.2 La définition classique

L'intégrant de l'équation (4.11) donne une définition naturelle de densité surfacique de flux d'hélicité :

$$G_A = -2(\boldsymbol{A}_p \cdot \boldsymbol{u})B_n \,. \tag{4.20}$$

Plusieurs travaux ont ainsi utilisé G_A pour synthétiser les hélicitigrammes et étudier la distribution du flux d'hélicité magnétique dans les régions actives (Chae 2001; Chae et al. 2001, 2004; Kusano et al. 2002, 2003a, 2004a; Moon et al. 2002; Nindos & Zhang 2002; Nindos et al. 2003; Yamamoto et al. 2005; LaBonte et al. 2007; Romano et al. 2009; Park et al. 2012; Zhang et al. 2012c). Les hélicitigrammes obtenus avec G_A montrent des flux d'hélicité de signes opposés de même amplitude dans les régions actives (voir Fig. 4.3). Ces cartes semblent indiquer que le transport d'hélicité dans les régions actives est fortement hétérogène. Cette caractéristique supporte les modèles d'éruptions basés sur l'annihilation d'hélicité magnétique (Kusano et al. 1995, 2003b, 2004b). Cependant, elle est contraire à l'hypothèse de l'émergence de tubes de flux magnétiques torsadés ayant un unique sens de torsion.

Pour analyser l'origine de ces résultats, Pariat et al. (2005) ont testé G_A sur un modèle analytique simple : la translation rectiligne et uniforme d'un tube de flux magnétique vertical, infiniment long, et sans torsion. La translation du tube se fait dans le plan perpendiculaire à son axe (voir Fig. 4.3). Ce mouvement n'a aucun effet sur la géométrie des lignes de champ magnétique (aucun effet de torsion, ni cisaillement). Le transfert global, et local, d'hélicité dans le tube de flux est donc nul. Tandis que le calcul du flux d'hélicité dans le tube de flux magnétique donne bien un flux nul, l'hélicitigramme qu'ils ont obtenu présente des signaux opposés intenses et de même amplitude dans le tube de flux (voir Fig. 4.3). Pariat et al. (2005) ont montré que ceci est une conséquence de la définition de G_A, qui introduit naturellement des signaux opposés artificiels.

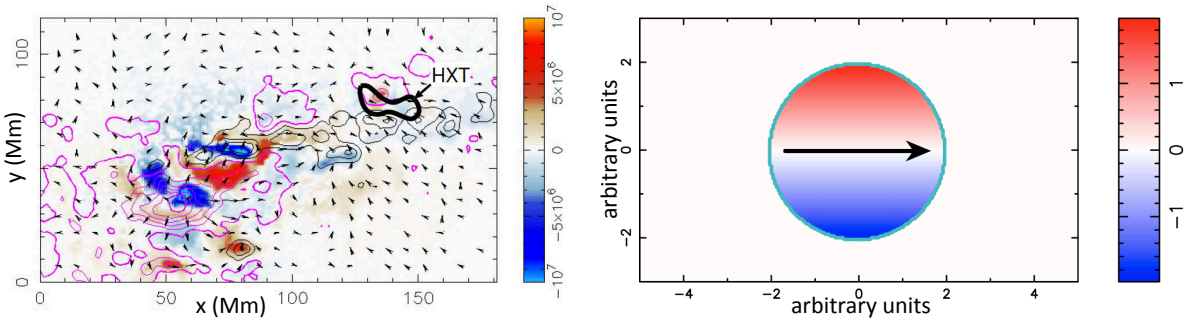

FIGURE *4.3: Exemples d'hélicitigrammes obtenus avec G_A. Les flux positifs/négatifs sont représentés en rouge/bleu.* **Gauche :** *pour la région active NOAA 8100 le 3 Novembre 1997 (Kusano et al. 2004a). Les isocontours fins (roses et noirs), et les flèches noires, représentent respectivement les composantes longitudinales et transverses du champ magnétique. Le flux d'hélicité est en $Wb^2\ m^{-2}\ s^{-1}$.* **Droite :** *pour le modèle de translation rectiligne d'un tube de flux magnétique vertical (Pariat et al. 2005). L'iscontour cyan représente un isocontour de B_z. La flèche noire représente le champ de vitesse photosphérique. Le flux d'hélicité est en unités arbitraires.*

Par définition, G_A ne permet pas de représenter correctement la variation d'hélicité magnétique. En effet, plaçons nous dans la jauge de Coulomb, en géométrie plane (comme dans la section 4.1.2.1). Dans ce cas, le vecteur potentiel est donné par l'équation (4.13),

et G_A peut se réécrire :

$$G_A(\boldsymbol{x}) = -\frac{B_n(\boldsymbol{x})}{\pi} \int_{\mathcal{S}} \frac{((\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x}') \times \boldsymbol{u}) \cdot \hat{\mathbf{n}}}{|\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x}'|^2} \, B_n(\boldsymbol{x}') \, \mathrm{d}\mathcal{S}' \,. \tag{4.21}$$

Dans cette équation, l'intégrale décrit la variation, le transfert, d'hélicité due à la rotation globale de la polarité magnétique élémentaire, en $\boldsymbol{x}$, par rapport à toutes les autres polarités magnétiques élémentaires qui forment la distribution de la configuration magnétique sur $\mathcal{S}$, mais sans prendre en compte le mouvement des autres polarités magnétiques (comme illustré par la flèche noire Fig. 4.4). L'équation (4.21) nous montre alors que la variation d'hélicité, en $\boldsymbol{x}$, vient uniquement du mouvement de la polarité en $\boldsymbol{x}$. Cette expression ne tient absolument pas compte du mouvement propre des autres polarités magnétiques de la configuration. Or, comme nous l'avons vu section 4.2.1.1, ce sont les mouvements relatifs des pieds des tubes de flux magnétique élémentaires (donc des polarités magnétiques), qui modifient effectivement l'hélicité magnétique d'une configuration. C'est pour cela que G_A ne parvient pas à représenter convenablement le transfert d'hélicité magnétique dans les régions actives, parce que cette définition ne prend pas en compte l'information physique totale qui permet de décrire correctement la variation d'hélicité.

4.2.1.3 Une première nouvelle définition

En se plaçant dans les conditions de la jauge de Coulomb en géométrie plane, et en utilisant l'équation (4.15), Pariat et al. (2005) ont introduit deux nouvelles définitions de densité de surface de flux d'hélicité magnétique. La première définition naturelle correspond simplement à l'intégrant de l'équation (4.15) :

$$G_\theta(\boldsymbol{x}) = -\frac{B_n(\boldsymbol{x})}{2\pi} \int_{\mathcal{S}} \frac{((\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x}') \times (\boldsymbol{u}-\boldsymbol{u}')) \cdot \hat{\mathbf{n}}}{|\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x}'|^2} \, B_n(\boldsymbol{x}') \mathrm{d}\mathcal{S}' \,. \tag{4.22}$$

Cette expression nous montre que le flux d'hélicité en $\boldsymbol{x}$ vient du mouvement relatif de la polarité magnétique en $\boldsymbol{x}$, par rapport aux autres polarités, $\boldsymbol{x}'$, de la configuration magnétique. Par définition, cette densité est donc plus à même de représenter la distribution du flux d'hélicité que G_A, car G_θ prend en compte le mouvement propre de toutes les polarités magnétiques de la configuration (comme illustré par l'ensemble des flèches repésentées Fig. 4.4).

En reprenant le modèle du tube de flux magnétique vertical, infiniment long, en translation rectiligne uniforme (Sect. 4.2.1.2), l'hélicitigramme synthétisé à partir de G_θ présente des valeurs nulles partout, comme attendu. Ceci vient du fait que la translation étant rigide, toutes les polarités magnétiques se déplacent avec la même vitesse $\boldsymbol{u}_0$. Par conséquent, il n'y a aucun mouvement relatif de ces polarités, et donc, aucune variation locale d'hélicité magnétique.

En utilisant plusieurs exemples analytiques et numériques, Pariat et al. (2005) ont montré que G_θ est une bien meilleure définition de densité surfacique de flux d'hélicité que G_A. Plusieurs travaux ont ainsi été réalisés à partir de cette nouvelle densité. Les différents hélicitigrammes obtenus avec G_θ ont montré que le transport d'hélicité magnétique dans les régions actives est essentiellement unipolaire et relativement homogène (voir colonne de gauche Fig. 4.5 ; Pariat et al. 2006, 2007a; Jeong & Chae 2007; Zuccarello et al. 2012). Ce résultat permet de réconcilier les cartes de flux d'hélicité avec les modèles

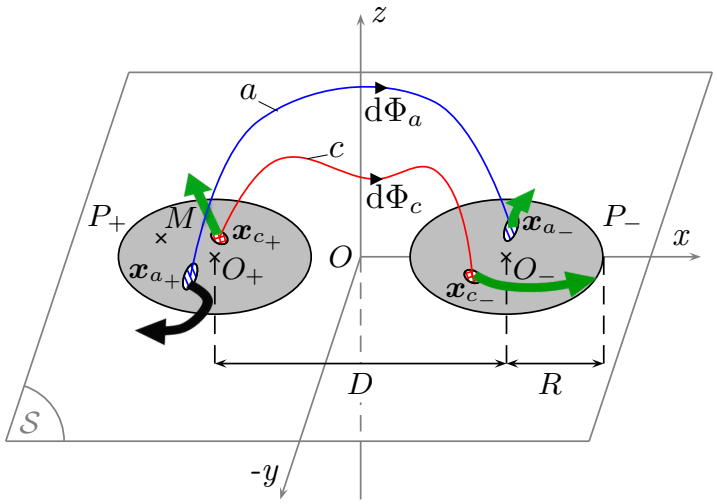

FIGURE 4.4: *Schéma d'une configuration magnétique illustrant la dualité entre les densités G_A et G_θ (adapté de Dalmasse et al. 2014b). "a" et "c" représentent deux tubes de flux magnétiques élémentaires de la configuration. La flèche noire montre le mouvement pris en compte dans le calcul de $G_A(\boldsymbol{x}_{a_+})$. La somme des flèches noire et vertes montre l'ensemble des mouvements pris en compte dans le calcul de $G_\theta(\boldsymbol{x}_{a_+})$.*

d'émergence de flux magnétique sous la forme de tubes de flux magnétiques torsadés. Notons cependant, qu'une fraction (certes faible) de régions actives présente des hélicitigrammes contenant des flux mixtes d'hélicité magnétique, et de même amplitude (voir colonne de droite Fig. 4.5 ; Pariat et al. 2006; Chandra et al. 2010; Romano et al. 2011; Romano & Zuccarello 2011; Schmieder et al. 2011; Jing et al. 2012; Vemareddy et al. 2012b; Guo et al. 2013; Park et al. 2013). De manière analogue aux questions soulevées par les cartes obtenues avec G_A, on est en droit de se demander si ces signaux sont des signaux parasites ou non. Et si non, alors quelle est leur origine physique ?

Un premier élément de réponse peut être donné en revenant à la définition et aux propriétés de l'hélicité magnétique. Comme nous l'avons déjà souligné (*cf.* Sect. 4.2.1.1), l'hélicité magnétique est une quantité globale, 3D, qui caractérise la façon dont les lignes de champ magnétique s'enroulent les unes autour des autres. Pour une configuration magnétique donnée, ce qui modifie son hélicité magnétique, c'est le réarrangement des lignes de champ les unes par rapport aux autres. La variation d'hélicité de la configuration est donc due aux mouvements relatifs des lignes de champ magnétique. Si l'on considère un tube de flux magnétique élémentaire, la variation d'hélicité du tube de flux provient alors de chacun des mouvements de ses deux pieds sur $\mathcal{S}$, *e.g.*, au niveau de la photosphère "line-tied" (*cf.* Sect. 4.2.1.1).

La véritable densité de flux d'hélicité dans un tube de flux magnétique élémentaire *"a"*, et notée $\mathrm{d}h_\Phi/\mathrm{d}t|_a$ (*cf.* Sect. 4.2.1.1), vaut (Pariat et al. 2005) :

$$\left.\frac{\mathrm{d}h_\Phi}{\mathrm{d}t}\right|_a = \frac{G_\theta(\boldsymbol{x}_{a_+})}{|B_n(\boldsymbol{x}_{a_+})|} + \frac{G_\theta(\boldsymbol{x}_{a_-})}{|B_n(\boldsymbol{x}_{a_-})|}\,. \tag{4.23}$$

La densité de flux d'hélicité dans un tube de flux magnétique élémentaire *"a"* est donc la somme, pondérée par le flux magnétique, des densités de surface de flux d'hélicité G_θ mesurées en chacune des deux polarités magnétiques photosphériques du tube de flux. Cette équation nous montre :

- ➢ que la densité G_θ, en $\boldsymbol{x}_{a_+}$ (respectivement $\boldsymbol{x}_{a_-}$), ne donne une information que sur la variation d'hélicité du tube de flux magnétique élémentaire *"a"* qui vient du mouvement de la polarité positive (respectivement négative) du tube de flux ;
- ➢ qu'un hélicitigramme synthétisé avec la densité G_θ ne donne donc une information

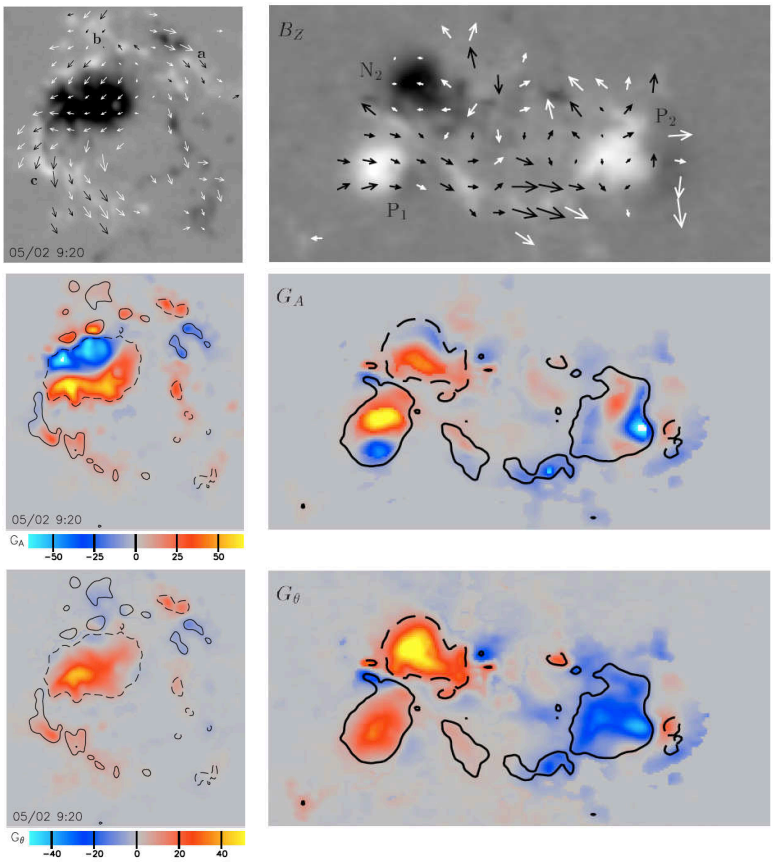

FIGURE *4.5: Exemples d'hélicitigrammes obtenus avec G_A (centre) et G_θ (bas) pour la région active 8210 le 2 Mai 1998 (colonne de gauche), et pour la région active 9182 le 11 Octobre 2000 (colonne de droite ; Pariat et al. 2006).* **Haut :** *Magnétogrammes longitudinaux observés par SOHO/MDI. Les flux magnétiques positifs/négatifs sont représentés en blanc/noir. Les flèches représentent le champ de vitesses photosphérique. Les flux d'hélicité positifs/négatifs sont représentés en rouge/bleu. Les lignes noires représentent les isocontours du champ magnétique longitudinal à ±300 G.*

interprétable du signe du flux d'hélicité uniquement lorsque les flux G_θ, en chacune des deux polarités magnétiques du tube de flux *"a"*, sont de même signe, c'est-à-dire **uniquement lorsque le transfert d'hélicité est unipolaire**.

Par conséquent, les hélicitigrammes obtenus avec G_θ, ne sont pas directement interprétables lorsqu'ils présentent des flux opposés d'hélicité.

4.2.1.4 Une deuxième nouvelle définition

Pour pallier ce problème, Pariat et al. (2005) ont proposé une deuxième définition de densité surfacique de flux d'hélicité obtenue directement à partir de la véritable densité de flux d'hélicité (Sect. 4.2.1.1) :

$$G_\Phi(\boldsymbol{x}_{a_\pm}) = \left.\frac{\mathrm{d}h_\Phi}{\mathrm{d}t}\right|_a |B_n(\boldsymbol{x}_{a_\pm})|\, f_\pm \tag{4.24}$$

$$= f_\pm \left(G_\theta(\boldsymbol{x}_{a_\pm}) + G_\theta(\boldsymbol{x}_{a_\mp}) \left| \frac{B_n(\boldsymbol{x}_{a_\pm})}{B_n(\boldsymbol{x}_{a_\mp})} \right| \right) , \tag{4.25}$$

où $f_+(= 1 - f_-)$ est un poids qui permet de choisir comment redistribuer le flux d'hélicité dans *"a"* en chacune de ces deux polarités magnétiques sur $\mathcal{S}$. Par exemple, choisir $f_+ = 1$ équivaut à redistribuer tout le flux dans la polarité positive de *"a"*, ce qui revient à considérer que seule cette polarité a contribué à la variation d'hélicité totale de *"a"*. En pratique, on suppose que les deux polarités magnétiques de *"a"* contribuent de manière égale à cette variation d'hélicité, ce qui revient à choisir $f_+ = f_- = 1/2$. C'est cette valeur

qui sera considérée dans toute la suite[5]. Notons que G_Φ est simplement une redistribution de G_θ dans le flux magnétique *fermé*, $\Phi_{fermé}$, sur $\mathcal{S}$. Par définition, on a donc :

$$\left.\frac{\mathrm{d}H}{\mathrm{d}t}\right|_{\mathcal{S}_{\Phi_{fermé}}} = \int_{\mathcal{S}_{\Phi_{fermé}}} G_\theta \mathrm{d}\mathcal{S} = \int_{\mathcal{S}_{\Phi_{fermé}}} G_\Phi \mathrm{d}\mathcal{S}\,, \tag{4.26}$$

où $\mathcal{S}_{\Phi_{fermé}}$ est la partie de $\mathcal{S}$ contenant tout le flux magnétique *fermé* sur $\mathcal{S}$.

Avec cette nouvelle densité de surface, le flux d'hélicité dans une polarité magnétique $\boldsymbol{x}_{a_+}$, tient compte de la variation d'hélicité due aux mouvements de chacune des deux polarités magnétiques photosphériques, $\boldsymbol{x}_{a_+}$ et $\boldsymbol{x}_{a_-}$, du tube de flux *"a"*. Cette définition est donc *a priori* mieux adaptée à la cartographie du flux d'hélicité dans les régions actives (en particulier celles présentant des flux d'hélicité bipolaires), car elle prend en compte toutes les informations physiques caractérisant la variation d'hélicité d'une configuration magnétique, y compris la nature 3D de l'hélicité.

Par rapport à la densité G_θ, cette nouvelle définition nécessite de connaître la connectivité magnétique. Or, la connectivité magnétique n'est accessible qu'indirectement, par méthodes d'extrapolations du champ magnétique (*e.g.*, Wiegelmann & Sakurai 2012, ; *cf.* Sect. 4.1.1.2). Chandra et al. (2010) ont proposé une méthode permettant d'étudier les hélicitigrammes obtenus avec G_θ et présentant des flux d'hélicité bipolaires. À l'aide d'une extrapolation sans force linéaire, ils ont partitionné un hélicitigramme de G_θ d'une région active, en fonction des domaines de connectivité magnétique de la région. Ils ont calculé le flux total d'hélicité, $\mathrm{d}H/\mathrm{d}t$, pour chacun de ces domaines. Ce faisant, ils ont pu mettre en évidence la présence de domaines magnétiques avec des flux d'hélicité positifs, et d'autres avec des flux négatifs. Cette méthode permet de mettre en évidence des flux bipolaires réels d'hélicité, mais au prix d'une perte d'information locale (puisque le flux est donné par domaines magnétiques, et non plus par pixels du magnétogramme, ou de l'hélicitigramme). J'ai donc développé une méthode qui permette de cartographier le flux d'hélicité magnétique en tenant compte de la connectivité magnétique (voir Sect. 4.2.2).

4.2.2 Méthode pour cartographier le flux d'hélicité en tenant compte de la connectivité magnétique

4.2.2.1 Description de la méthode

Dans Dalmasse et al. (2014b), je présente une méthode générale pour cartographier le flux d'hélicité à partir de G_Φ. Cette méthode combine l'utilisation d'hélicitigrammes obtenus avec G_θ à un modèle de champ magnétique. Ce champ magnétique peut être soit un champ issu d'un modèle analytique, soit un champ issu d'une simulation numérique, soit le champ magnétique extrapolé à partir des observations photosphériques. Pour le calcul d'un hélicitigramme, les tubes de flux magnétiques élémentaires sont assimilés à des lignes de champ magnétique. La synthèse d'un hélicitigramme est faite par étapes :

1. à un pixel de l'hélicitigramme de G_θ, p^{ij}, de coordonnées $\boldsymbol{x}_1 = (x_1, y_1, 0)$, sont associées la densité de flux $G_\theta(\boldsymbol{x}_1)$, et une unique ligne de champ magnétique ancrée en $\boldsymbol{x}_1$ et $\boldsymbol{x}_2 = (x_2, y_2, z_2)$, $\boldsymbol{x}_2$ restant à déterminer ;

5. Notons cependant, que cela reste un choix totalement arbitraire et que n'importe quelle autre valeur pourrait être choisie. Ce choix de $f_+ = f_- = 1/2$ permet simplement d'avoir la même valeur de G_Φ en $\boldsymbol{x}_{a_+}$ et $\boldsymbol{x}_{a_-}$ lorsque $B_n(\boldsymbol{x}_{a_+}) = -B_n(\boldsymbol{x}_{a_-})$.

2. la position $\boldsymbol{x}_2$ du deuxième pied d'ancrage de la ligne de champ magnétique est déterminée par intégration numérique de la ligne de champ magnétique [6]. L'intégration est effectuée dans le domaine spatial $x \times y \times z = [x_{min}, x_{max}] \times [y_{min}, y_{max}] \times [0, z_{max}]$, défini par l'utilisateur. La précision de l'intégration est imposée par l'utilisateur. L'intégration est stoppée lorsque la position $\boldsymbol{x}_2$ du deuxième point d'ancrage, de la ligne de champ magnétique intégrée, atteint l'une des six frontières du domaine de calcul ;
3. l'intégration de la ligne de champ magnétique amène à considérer deux possibilités :
   (a) le point d'ancrage, $\boldsymbol{x}_2$, a une altitude $z_2 = 0$. Dans ce cas, le point d'ancrage, $\boldsymbol{x}_2$, est photosphérique, comme $\boldsymbol{x}_1$, et la ligne de champ magnétique est qualifiée de ligne de champ *fermée* ;
   (b) le point d'ancrage a une altitude $z_2 \neq 0$. Dans ce cas, le point d'ancrage, $\boldsymbol{x}_2$, n'est pas photosphérique, et la ligne de champ magnétique est qualifiée de ligne de champ *ouverte* (à l'échelle du domaine de calcul) ;
4. nous écartons les cas singuliers suivants :
   (a) $z_2 \neq 0$;
   (b) l'intégration n'a pas convergé vers une solution ;
   (c) la ligne de champ est *fermée* mais possède un pied ayant $|B_z(\boldsymbol{x})| < B_{z,min}$. $B_{z,min}$ est un seuil minimal de flux magnétique en un pied de ligne de champ magnétique, imposé par l'utilisateur pour le calcul. En pratique, ce seuil est utilisé pour les cas observationnels. La valeur choisie est celle de la précision de l'instrument mesurant le champ magnétique. Par exemple, avec SDO, ce seuil est fixé à 10 G. Ce seuil permet d'éviter les problèmes possibles avec les divisions par zéro [7] dans l'équation (4.25), et d'accélérer les calculs ;
5. lorsque la ligne de champ magnétique est *fermée* ($\boldsymbol{x}_2 = (x_2, y_2, z_2 = 0)$), la position du deuxième pied d'ancrage nous permet de calculer :
   (a) $B_n(\boldsymbol{x}_2) = B_z(\boldsymbol{x}_2)$ soit analytiquement, soit par interpolation trilinéaire (lorsque le champ est discrétisé) ;
   (b) $G_\theta(\boldsymbol{x}_2)$ par interpolation bilinéaire à partir des 4 points de mailles photosphériques de la carte de G_θ les plus proches de $\boldsymbol{x}_2$;
   (c) et enfin, $G(\boldsymbol{x}_1) = G_\Phi(\boldsymbol{x}_1)$ à partir de l'équation (4.25) ;
6. pour tous les cas singuliers, ou lorsque la ligne de champ magnétique est *ouverte* ($\boldsymbol{x}_2 = (x_2, y_2, z_2 \neq 0)$), $G_\theta(\boldsymbol{x}_2)$ n'est pas défini. On peut donc imposer différentes valeurs à la densité de flux d'hélicité en $\boldsymbol{x}_1$. Dans la pratique, nous imposons $G(\boldsymbol{x}_1) = G_\theta(\boldsymbol{x}_1)$;
7. les étapes 1. à 6. sont réitérées pour tous les pixels, p^{ij}, de l'hélicitigramme obtenu avec la densité G_θ, permettant ainsi de synthétiser une carte du flux d'hélicité, $G(\boldsymbol{x})$, telle que :

$$G(\boldsymbol{x}) = G_\Phi(\boldsymbol{x}) \,, \text{ si } \boldsymbol{x} \in \mathcal{S}_{\Phi_{fermé}} \tag{4.27}$$

$$= G_\theta(\boldsymbol{x}) \,, \text{ si } \boldsymbol{x} \in \mathcal{S}_{\Phi_{ouvert}} \,, \tag{4.28}$$

6. à partir de la routine **D02CJF** de la librairie Fortran de NAG
7. dues, par exemple, à la présence de *bald patches* (Sect. 6.1.1.2)

où $\mathcal{S}_{\Phi_{ouvert}}$ est la partie de $\mathcal{S}$ contenant tout le flux magnétique *ouvert* sur $\mathcal{S}$ et tous les cas singuliers (avec $\mathcal{S} = \mathcal{S}_{\Phi_{fermé}} + \mathcal{S}_{\Phi_{ouvert}}$).

Comme l'indique l'équation (4.28), pour les lignes de champ magnétique considérées *ouvertes*, nous choisissons de garder la valeur du flux d'hélicité donnée par la densité G_θ. Cela signifie que l'on attribue la même importance au flux d'hélicité qui vient des mouvements des pieds des lignes de champ *fermée* (à l'échelle du domaine de calcul) que celui qui vient des mouvements du pied des lignes de champ *ouvertes* (à l'échelle du domaine de calcul). Ce choix est purement arbitraire et peut être modifié par l'utilisateur. En effet, on pourrait par exemple choisir de fixer $G(\boldsymbol{x}) = 0$ dans le flux magnétique *ouvert*. Cela reviendrait à considérer que toutes les lignes de champ magnétique concernées sont réellement *ouvertes*, et que le mouvement de leur unique pied photosphérique ne contribue pas à la variation d'hélicité de la configuration magnétique. Une autre possibilité serait de considérer que toute ligne de champ *ouverte* se ferme en dehors du domaine de calcul, et de calculer $G(\boldsymbol{x}) = G_\Phi(\boldsymbol{x}) = G_\theta(\boldsymbol{x}_1)/2$ en considérant $G_\theta(\boldsymbol{x}_2) = 0$. Cette troisième possibilité reviendrait à redistribuer l'hélicitigramme initial de G_θ sur les six faces du domaine de calcul (et pas seulement sur la face photosphérique comme nous le faisons). Avec un tel choix, on ne néglige pas leur rôle dans la variation d'hélicité de la configuration magnétique (comme le ferait le choix de $G(\boldsymbol{x}) = 0$), mais on considère qu'il est moindre que si elles avaient été *fermées* (contrairement au cas $G(\boldsymbol{x}) = G_\theta(\boldsymbol{x})$). Le choix que nous faisons dans l'équation (4.28) est dicté par notre décision de redistribuer le signal de G_θ uniquement dans le champ magnétique *fermé*.

4.2.2.2 Article (A.1.1) : Photospheric injection of magnetic helicity : connectivity-based flux density

À travers de multiples exemples analytiques et numériques, je montre, dans Dalmasse et al. (2014b), que :

- de manière générale, la densité G_θ masque le vrai signal d'injection d'hélicité aussi bien en intensité qu'en distribution ;
- G_Φ donne une représentation plus réaliste du flux d'hélicité car cette densité révèle la nature 3D de l'hélicité ;
- G_Φ permet de mieux localiser les régions de transport, et d'accumulation, d'hélicité magnétique ;
- G_Φ permet de relier le transfert d'hélicité et la présence de structures topologiques favorables à la reconnexion magnétique, et donc à l'activité solaire, telles que les QSLs (Sect. 6.1.2) ;
- j'ai développée une méthode précise pour cartographier le flux d'hélicité en prenant en compte la connectivité magnétique (Sect. 4.2.2.1), et qui devrait être utilisée pour étudier quelles régions actives présentent réellement un transport d'hélicité de signes opposés.

Solar Phys (2014) 289:107–136
DOI 10.1007/s11207-013-0326-4

Photospheric Injection of Magnetic Helicity: Connectivity-Based Flux Density Method

K. Dalmasse · E. Pariat · P. Démoulin · G. Aulanier

Received: 31 October 2012 / Accepted: 9 May 2013 / Published online: 8 June 2013
© Springer Science+Business Media Dordrecht 2013

Abstract Magnetic helicity quantifies the degree to which the magnetic field in a volume is globally sheared and/or twisted. This quantity is believed to play a key role in solar activity due to its conservation property. Helicity is continuously injected into the corona during the evolution of active regions (ARs). To better understand and quantify the role of magnetic helicity in solar activity, the distribution of magnetic helicity flux in ARs needs to be studied. The helicity distribution can be computed from the temporal evolution of photospheric magnetograms of ARs such as the ones provided by SDO/HMI and *Hinode*/SOT. Most recent analyses of photospheric helicity flux derived a proxy to the helicity-flux density based on the relative rotation rate of photospheric magnetic footpoints. Although this proxy allows a good estimate of the photospheric helicity flux, it is still not a true helicity flux density because it does not take into account the connectivity of the magnetic field lines. For the first time, we implement a helicity density that takes this connectivity into account. To use it for future observational studies, we tested the method and its precision on several types of models involving different patterns of helicity injection. We also tested it on more complex configurations – from magnetohydrodynamics (MHD) simulations – containing quasi-separatrix layers. We demonstrate that this connectivity-based proxy is best-suited to map the true distribution of photospheric helicity injection.

Keywords Helicity, magnetic · Helicity, theory · Magnetic fields, corona · Active regions

1. Introduction

Magnetic helicity plays a key role in solar MHD because it is quasi-conserved on timescales much shorter than the global energy diffusion timescale (Berger, 1984, 2003). This conservation property constrains the evolution of the magnetic field. In particular, an isolated magnetic field structure with a non-null helicity cannot relax to a potential field

K. Dalmasse (✉) · E. Pariat · P. Démoulin · G. Aulanier
LESIA, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, Université Paris-Diderot, 92195 Meudon, France
e-mail: kevin.dalmasse@obspm.fr

even through resistive mechanisms: its minimum energy is theoretically and experimentally bounded by a linear force-free field rather than the potential one (Taylor, 1974; Yamada, 1999). Linton and Antiochos (2002, 2005) have shown that helicity can be used to predict which type of interaction can occur between reconnected flux tubes.

For a system to reach the lowest possible energy state, its helicity must eventually be carried away or annihilated. In the solar corona, important helicity carriers are the twisted magnetic structures associated with coronal mass ejections (CMEs) and magnetic clouds. Rust (1994) and Low (1997) have therefore hypothesized that CMEs might be the result of the global conservation of helicity within the solar atmosphere (see also Zhang, Flyer, and Low, 2006, 2012; Zhang and Flyer, 2008). CMEs can transport the large amount of helicity present in ARs that have been injected from the solar interior (van Driel-Gesztelyi *et al.*, 1999; DeVore, 2000; Démoulin *et al.*, 2002; Green *et al.*, 2002a, 2002b; Mandrini *et al.*, 2004; Georgoulis *et al.*, 2009; Kazachenko *et al.*, 2012).

Another possible way for a magnetic system to reduce its helicity content is through annihilation by magnetic reconnection with other systems that contain helicity of a different sign. Through these reconnections, the global system would present a lower absolute amount of magnetic helicity, and consequently, the minimum energy state that could be reached would be lower as well. It has therefore been conjectured that reconnection between systems of opposite magnetic helicity would lead to a higher energy release (Kusano, Suzuki, and Nishikawa, 1995). Linton, Dahlburg, and Antiochos (2001) have shown that reconnection between two twisted flux tubes is more violent and that more energy is released when the flux tubes have opposite helicity than when they have the same sign. Models of flares involving opposite sign of helicity have therefore been developed (Kusano *et al.*, 2002, 2004a), and observational studies aiming at detecting ARs with opposite helicity signs have been carried out (Chandra *et al.*, 2010; Romano *et al.*, 2011; Romano and Zuccarello, 2011).

Estimating the magnetic helicity in the solar atmosphere is not straightforward (see reviews by Démoulin, 2007; Démoulin and Pariat, 2009). The sign of magnetic helicity can be derived from the observation of twisted or sheared structures such as filaments fibrils and barbs, sunspot whorls, and magnetic tongues.

A first way to quantitatively determine magnetic helicity is based on magnetic-field extrapolations (*e.g.*, Berger, 2003; Démoulin, 2007; Valori, Démoulin, and Pariat, 2012; Jing *et al.*, 2012). Another method for estimating the magnetic helicity has relied on the measurements of its flux through the solar surface (Chae, 2001; Chae, Moon, and Park, 2004). Magnetic helicity fluxes can directly be estimated using sequences of longitudinal magnetograms (Démoulin and Berger, 2003); improved measurements are obtained when full vector magnetograms at high enough cadence are available (Schuck, 2008; Yang and Zhang, 2012). The estimation of the helicity flux has allowed one to track the evolution of the helicity injected into many ARs (*e.g.*, Nindos, Zhang, and Zhang, 2003; Yamamoto *et al.*, 2005; Jeong and Chae, 2007; LaBonte, Georgoulis, and Rust, 2007; Yang and Zhang, 2012).

In all studied ARs, an extremely mixed pattern of helicity injection is observed (*e.g.*, Chae, Moon, and Park, 2004; Yamamoto *et al.*, 2005). However Pariat, Démoulin, and Berger (2005) showed that the analyzed quantity G_{A} was not a proper helicity flux density and that it produced considerable spurious non-physical signals. They showed that helicity flux density is inherently not a local quantity per unit surface. The physically meaningful helicity flux density is the helicity per elementary flux tube. The authors proposed two quantities named G_θ and G_Φ (see their derivation in Section 2.2) that can be used as proxies of the helicity flux density through the photosphere.

The first proxy G_θ could be directly applied from a time sequence of magnetograms (see Chae (2007) and Yang and Zhang (2012) for improved highly efficient methods to

compute G_θ). This proxy, removing the spurious signal of G_A, showed that the helicity flux injection pattern in AR was very uniform in sign (Pariat *et al.*, 2006). Most ARs present only weak traces of injection of helicity of opposite sign. However, G_θ is not completely free of spurious signal (Pariat, Démoulin, and Berger, 2005, 2006, 2007), and direct interpretations of the maps should be made with caution.

The second proxy G_Φ allows a more truthful representation of the helicity flux distribution. It requires the knowledge of the magnetic field connectivity, however. It has so far never been directly used with any observed data. Its implementation is indeed not straightforward in non-analytical fields because it requires a good knowledge of the 3D magnetic field. Because 3D magnetic-field extrapolations will probably become more common and hopefully more reliable, it will be more easy to use G_Φ on observational cases.

The present study is a first step toward implementing a method that will be used with observed data (*i.e.*, magnetic-field extrapolations). The aim is to practically test the G_Φ method on simplified solar configurations to determine typical patterns of G_Φ. This would help in later interpreting observed G_Φ maps. It will also help us in understanding the limit and precision of the method.

This article is organized as follows: Section 2 presents the analytical derivation of G_θ and G_Φ and summarizes some of the expected properties. In Section 3, we present the method and introduce the different magnetic configurations and flow patterns. Next, we present the results of our analyses on different models: first on two analytical configurations (Sections 4 and 5), then on magnetic extrapolations (Section 6), and finally on MHD simulations with complex connectivities (Section 7). We conclude in Section 8.

2. Photospheric Helicity Flux

2.1. Magnetic Helicity Flux

Let $\mathcal{V}$ be a magnetic volume bounded by a surface $\mathcal{S}$, with magnetic flux crossing $\mathcal{S}$ (*e.g.*, $\mathcal{V}$ is part of the corona). A gauge-invariant relative magnetic helicity, H, can be written as follows (Finn and Antonsen, 1985):

$$H = \int_{\mathcal{V}} (\mathbf{A} + \mathbf{A}_\mathrm{p}) \cdot (\mathbf{B} - \mathbf{B}_\mathrm{p})\, \mathrm{d}^3 x, \tag{1}$$

where $\mathbf{A}$ is the vector potential ($\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$). In this formula, the magnetic helicity is defined relative to the potential magnetic field, $\mathbf{B}_\mathrm{p}$ ($\mathbf{B}_\mathrm{p} = \nabla \times \mathbf{A}_\mathrm{p}$), which has the same normal component (B_n) on $\mathcal{S}$ as $\mathbf{B}$.

Pariat, Démoulin, and Berger (2005) demonstrated that the magnetic helicity flux across $\mathcal{S}$ can be written as the summation of the relative rotation rate on $\mathcal{S}$ of all pairs of elementary magnetic flux tubes weighted by their magnetic flux:

$$\frac{\mathrm{d}H}{\mathrm{d}t} = -\frac{1}{2\pi} \int_{\mathcal{S}} \int_{\mathcal{S}'} \frac{\mathrm{d}\theta(\mathbf{x} - \mathbf{x}')}{\mathrm{d}t} B_\mathrm{n}(\mathbf{x}) B_\mathrm{n}(\mathbf{x}')\, \mathrm{d}\mathcal{S}\, \mathrm{d}\mathcal{S}', \tag{2}$$

where

$$\frac{\mathrm{d}\theta(\mathbf{x} - \mathbf{x}')}{\mathrm{d}t} = \frac{[(\mathbf{x} - \mathbf{x}') \times (\mathbf{u} - \mathbf{u}')]|_\mathrm{n}}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^2} \tag{3}$$

is the relative rotation rate between the two photospheric points $\mathbf{x}$ and $\mathbf{x}'$ moving on the photosphere with the flux-transport velocity $\mathbf{u}$ and $\mathbf{u}'$, respectively.

Observationally, a time series of magnetograms provides B_n at the photosphere. Several methods have been developed to estimate $\mathbf{u}$. One is based on tracking the photospheric spatial evolution of magnetic flux tubes from magnetograms and is called Local Correlation Tracking (LCT; Chae (2001) and references therein). Others are based on solving the induction equation using magnetograms (Longcope, 2004). There are also methods that solve the induction equation in the spirit of the LCT method (Welsch *et al.*, 2004, 2007; Schuck, 2005, 2006, 2008).

2.2. Magnetic Helicity Flux Density

From Equation (2), Pariat, Démoulin, and Berger (2005) defined a new helicity-flux density proxy G_θ that represents the distribution of helicity density at the photosphere:

$$G_\theta(\mathbf{x}) = -\frac{B_\mathrm{n}}{2\pi}\int_{\mathcal{S}'} \frac{\mathrm{d}\theta\left(\mathbf{x}-\mathbf{x}'\right)}{\mathrm{d}t} B'_\mathrm{n}\,\mathrm{d}\mathcal{S}'. \tag{4}$$

However, magnetic helicity is a global quantity. The helicity density and the density of helicity flux are only meaningful when considering a whole magnetic flux tube, which requires the knowledge of the magnetic connectivity in the volume $\mathcal{V}$ (Pariat, Démoulin, and Berger, 2005).

Separating Equation (2) into two terms, *i.e.*, the flux of helicity due to the relative rotation of positive and negative polarities – first term of Equation (5) – and the one due to the relative rotation of each polarity – second term of Equation (5) – we rewrite Equation (2) as follows:

$$\begin{aligned}\frac{\mathrm{d}H}{\mathrm{d}t} &= \frac{1}{2\pi}\iint_{B_\mathrm{n}\cdot B'_\mathrm{n}<0} \frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}t}\left|B_\mathrm{n}B'_\mathrm{n}\right|\mathrm{d}\mathcal{S}\,\mathrm{d}\mathcal{S}' \\ &\quad - \frac{1}{2\pi}\iint_{B_\mathrm{n}\cdot B'_\mathrm{n}>0} \frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}t} B_\mathrm{n}B'_\mathrm{n}\,\mathrm{d}\mathcal{S}\,\mathrm{d}\mathcal{S}'.\end{aligned} \tag{5}$$

Using $\mathrm{d}\Phi_+ = B_\mathrm{n}(\mathbf{x}_+)\,\mathrm{d}\mathcal{S}$ and $\mathrm{d}\Phi_- = -B_\mathrm{n}(\mathbf{x}_-)\,\mathrm{d}\mathcal{S}$ the elementary magnetic fluxes in the positive and negative polarity respectively, Equation (5) leads to

$$\begin{aligned}\frac{\mathrm{d}H}{\mathrm{d}t} &= \frac{1}{2\pi}\int_{\Phi_+}\int_{\Phi'_-} \frac{\mathrm{d}\theta(\mathbf{x}_+-\mathbf{x}'_-)}{\mathrm{d}t}\,\mathrm{d}\Phi_+\,\mathrm{d}\Phi'_- \\ &\quad + \frac{1}{2\pi}\int_{\Phi_-}\int_{\Phi'_+} \frac{\mathrm{d}\theta(\mathbf{x}_--\mathbf{x}'_+)}{\mathrm{d}t}\,\mathrm{d}\Phi_-\,\mathrm{d}\Phi'_+ \\ &\quad - \frac{1}{2\pi}\int_{\Phi_+}\int_{\Phi'_+} \frac{\mathrm{d}\theta(\mathbf{x}_+-\mathbf{x}'_+)}{\mathrm{d}t}\,\mathrm{d}\Phi_+\,\mathrm{d}\Phi'_+ \\ &\quad - \frac{1}{2\pi}\int_{\Phi_-}\int_{\Phi'_-} \frac{\mathrm{d}\theta(\mathbf{x}_--\mathbf{x}'_-)}{\mathrm{d}t}\,\mathrm{d}\Phi_-\,\mathrm{d}\Phi'_-.\end{aligned} \tag{6}$$

Since the magnetic flux is conserved along the flux tubes, we have $\mathrm{d}\Phi_+ = \mathrm{d}\Phi_-$ and $\mathrm{d}\Phi'_+ = \mathrm{d}\Phi'_-$. Then, by considering two generic magnetic field lines a and c going from footpoint $\mathbf{x}_{a_+}$ to $\mathbf{x}_{a_-}$ and from $\mathbf{x}_{c_+}$ to $\mathbf{x}_{c_-}$ (Figure 1a), and by regrouping all four terms of Equation (6), we can rewrite the helicity flux by explicitly including the field-line connectivity in $\mathcal{V}$:

$$\frac{\mathrm{d}H}{\mathrm{d}t} = \int_\Phi \left.\frac{\mathrm{d}h_\Phi}{\mathrm{d}t}\right|_c \mathrm{d}\Phi_{c_+}, \tag{7}$$

$$\text{with } \left.\frac{\mathrm{d}h_\Phi}{\mathrm{d}t}\right|_c = \frac{1}{2\pi}\int_\Phi \left(\frac{\mathrm{d}\theta(\mathbf{x}_{c_+} - \mathbf{x}_{a_-})}{\mathrm{d}t} + \frac{\mathrm{d}\theta(\mathbf{x}_{c_-} - \mathbf{x}_{a_+})}{\mathrm{d}t} - \frac{\mathrm{d}\theta(\mathbf{x}_{c_+} - \mathbf{x}_{a_+})}{\mathrm{d}t} - \frac{\mathrm{d}\theta(\mathbf{x}_{c_-} - \mathbf{x}_{a_-})}{\mathrm{d}t} \right) \mathrm{d}\Phi_{a_+}. \tag{8}$$

In Equation (7), the total helicity flux is now written as the integral over the total magnetic flux crossing $\mathcal{S}$ of the helicity flux density in each elementary flux tube c that compose $\mathcal{V}$. Then, by separating the contributions of helicity flux at $\mathbf{x}_{c_+}$ from those at $\mathbf{x}_{c_-}$, Pariat, Démoulin, and Berger (2005) expressed the helicity flux density per unit of magnetic flux tube, $\mathrm{d}h_\Phi/\mathrm{d}t$, as a field-weighted average of the flux per unit surface G_θ at both footpoints $\mathbf{x}_{c_+}$ and $\mathbf{x}_{c_-}$ of the flux tube c,

$$\left.\frac{\mathrm{d}h_\Phi}{\mathrm{d}t}\right|_c = \frac{G_\theta(\mathbf{x}_{c_+})}{|B_\mathrm{n}(\mathbf{x}_{c_+})|} + \frac{G_\theta(\mathbf{x}_{c_-})}{|B_\mathrm{n}(\mathbf{x}_{c_-})|}. \tag{9}$$

From Equation (9), a helicity flux density per unit surface can be defined by redistributing the total helicity injected into flux tube c at both footpoints of the flux tube with the fractions $f(\mathbf{x}_{c_+}) = f_+ = f$ and $f(\mathbf{x}_{c_-}) = f_- = 1 - f$. They thus defined the best surface helicity-flux density proxy G_Φ by equally distributing $\mathrm{d}h_\Phi/\mathrm{d}t$ between the two footpoints of flux tube c,

$$G_\Phi(\mathbf{x}_{c_\pm}) = f_\pm \left(G_\theta(\mathbf{x}_{c_\pm}) + \left| \frac{B_\mathrm{n}(\mathbf{x}_{c_\pm})}{B_\mathrm{n}(\mathbf{x}_{c_\mp})} \right| G_\theta(\mathbf{x}_{c_\mp}) \right), \tag{10}$$

with $f_+ = f_- = 1/2$.

There is therefore a conceptual difference between G_θ and G_Φ. The proxy G_Φ assumes that the footpoints of the elementary flux tubes have a knowledge of the helicity injection at the other footpoint. Therefore, when using G_Φ, one assumes that the helicity is injected on a characteristic timescale that is much longer than the transit time of information within the field line. Because this information will be transferred through Alvénic waves along the field line, G_Φ is meaningful for any process whose velocity is lower than the averaged Alfvén speed along the field line. In the solar atmosphere this condition is easily satisfied because the typical velocities in the photosphere ($< 1\ \mathrm{km\,s^{-1}}$) are orders of magnitude smaller than the coronal Alfvén speed ($\approx 10^3 - 10^4\ \mathrm{km\,s^{-1}}$). The different motions that enable the energy storage in the coronal field are consistent with the use of G_Φ. However, when considering processes occurring over the Alvénic timescale, such as magnetic reconnection, this condition may not be fulfilled.

3. Methodology

For the first time, we implemented a general method for computing the helicity flux density G_Φ. Our aim is to validate the method and study the properties of G_Φ on case studies before applying it to observational studies. To interpret the G_Φ maps we will obtain in observational studies, we need to know the helicity distribution associated to typical flux-transport velocity fields and how the properties of the magnetic connectivity change these helicity distributions. We also need to know how the different parameters used to compute G_Φ can influence the results (*e.g.*, resolution of the magnetograms and G_θ maps, precision used for field-line integration).

To compute G_θ from Equation (4), we need the normal component of the magnetic field and the relative rotation rate of elementary magnetic flux tubes on $\mathcal{S}$. The extra information needed to compute G_Φ is the magnetic field in $\mathcal{V}$.

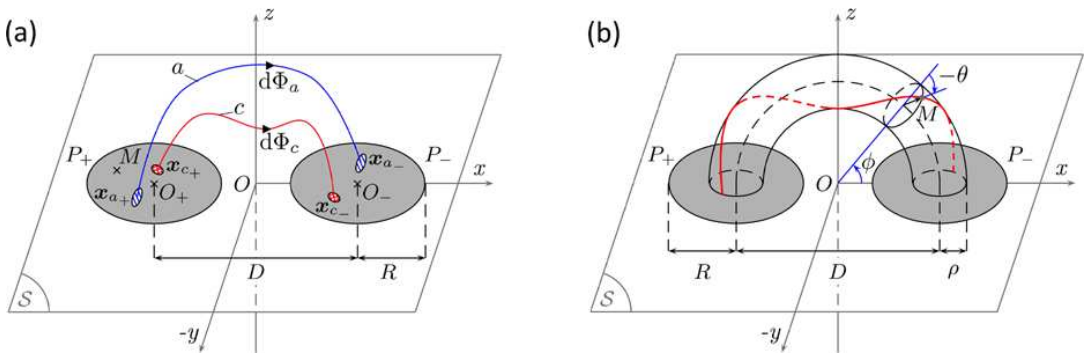

Figure 1 (a) Sketch of the general magnetic configuration considered in our models constructed with two opposite and magnetic-flux-balanced polarities, P_+ and P_-. The $\mathcal{S}$-surface ($z = 0$-plane) symbolizes the photosphere. The two magnetic field lines a (blue line) and c (red line) show the general connectivity. The magnetic field lines a and c extend from magnetic footpoints x_{a_+} and x_{c_+} on S to magnetic footpoints x_{a_-} and x_{c_-} with magnetic fluxes $d\Phi_a$ and $d\Phi_c$, respectively. (b) Scheme of the torus configuration. The two polarities (P_+ and P_-) are the bases of the torus. The red line represents a magnetic field line of the torus at a radius ρ from its axis.

3.1. Flux-Transport Velocity

Observations (*e.g.*, Moon *et al.*, 2002; Nindos, Zhang, and Zhang, 2003; Chae, Moon, and Park, 2004; Schuck, 2006; Jeong and Chae, 2007; LaBonte, Georgoulis, and Rust, 2007; Welsch *et al.*, 2009; Jing *et al.*, 2012) have reported complex patterns of photospheric flux-transport velocities during the lifetimes of ARs involving the combination of separations and rotations of the entire or of parts of the magnetic polarities. In the following, we consider some elementary photospheric relative motions of two connected opposite magnetic polarities: two separating polarities without any rotation, a polarity rotating around another one, and two counter-rotating polarities. The polarities are isolated and magnetic-flux balanced. We consider a Cartesian domain centered on point O (see Figure 1). The positive (P_+) and negative (P_-) polarities are centered on O_+ and O_- on the x-axis, respectively. The polarities are separated by the distance $D = |\mathbf{O}_+\mathbf{O}_-|$.

The considered flux-transport velocity field at point $M(\mathbf{x})$ for the two separating polarities model is

$$\mathbf{u}(M) = \mp U_0 \mathbf{e}_x, \quad \text{for } \pm B_\mathrm{n}(M) > 0, \tag{11}$$

where U_0 is a positive constant. The associated helicity flux density G_θ is therefore (see Appendix A.1 for a detailed derivation)

$$G_\theta(M) = \frac{U_0 B_\mathrm{n}(M)}{\pi} \frac{\mathbf{O}_\mp\mathbf{M} \cdot \mathbf{e}_y}{|\mathbf{O}_\mp\mathbf{M}|^2} \Phi_0, \quad \text{for } \pm B_\mathrm{n}(M) > 0, \tag{12}$$

where Φ_0 is the absolute value of the total magnetic flux of each polarity.

For the model of the negative polarity that rigidly rotates around the positive one, the flux-transport velocity field is

$$\mathbf{u}(M) = \mathbf{\Omega} \times \mathbf{O}_+\mathbf{M}, \quad \text{for } B_\mathrm{n}(M) < 0, \tag{13}$$

where $\mathbf{\Omega} = \Omega \mathbf{e}_z$, Ω being the positive constant rotation rate of the negative polarity. According to the results presented in Appendix A.2, the associated helicity flux density is non-zero

only if M is in the positive polarity, and its expression is given by

$$G_\theta(M) = -\frac{\Omega B_\mathrm{n}(M)}{2\pi}\frac{\mathbf{O}_-\mathbf{M}\cdot\mathbf{O}_+\mathbf{O}_-}{|\mathbf{O}_-\mathbf{M}|^2}\Phi_0, \quad \text{for } B_\mathrm{n}(M) > 0. \tag{14}$$

For the third motion model – *i.e.*, two counter-rotating opposite magnetic polarities – the flux-transport velocity field is

$$\mathbf{u}(M) = \mp\mathbf{\Omega}\times\mathbf{O}_\pm\mathbf{M}, \quad \text{for } \pm B_\mathrm{n}(M) > 0, \tag{15}$$

resulting in a helicity flux density (see Appendix A.3)

$$G_\theta(M) = \mp\frac{\Omega B_\mathrm{n}(M)}{2\pi}\frac{\mathbf{O}_\mp\mathbf{M}\cdot\mathbf{O}_+\mathbf{O}_-}{|\mathbf{O}_\mp\mathbf{M}|^2}\Phi_0, \quad \text{for } \pm B_\mathrm{n}(M) > 0. \tag{16}$$

3.2. Magnetic Field

Because we aim to estimate the precision of the method, it is worthwhile to first consider simple analytical magnetic fields whose connectivity is theoretically known. This allows us to estimate the precision of our computing method of G_Φ.

One simple analytical field to start with is a potential magnetic field (see Figure 2a). Such a field is constructed by placing two artificial opposite magnetic charges below the photosphere. The positive and negative magnetic charges are placed at A_+ and A_-, resulting in

$$\mathbf{B}(\mathbf{x}) = q_0\frac{\mathbf{x}-\mathbf{x}_+}{|\mathbf{x}-\mathbf{x}_+|^3} - q_0\frac{\mathbf{x}-\mathbf{x}_-}{|\mathbf{x}-\mathbf{x}_-|^3}, \tag{17}$$

where $\mathbf{x}_\pm = \mathbf{OA}_\pm$ and q_0 is the absolute value of the positive and negative magnetic charges.

Theoretical and numerical simulations studies have shown that to emerge into the corona, a magnetic flux tube needs some twist (Emonet and Moreno-Insertis, 1998). Observational studies also highlight that as an AR appears, considerable amounts of helicity are injected into the corona (*e.g.*, Chae, 2001; Kusano *et al.*, 2004b; Pariat *et al.*, 2006; Jeong and Chae, 2007; Romano *et al.*, 2011; Jing *et al.*, 2012), with evidences of a twisted flux tube (Luoni *et al.*, 2011). Therefore, we consider a second magnetic field defined by a uniformly twisted torus half-emerged into the corona (see panels b and d of Figure 2; Luoni *et al.*, 2011). The associated magnetic field is $\mathbf{B} = B_\theta\mathbf{e}_\theta + B_\phi\mathbf{e}_\phi$, such that

$$B_\theta(M) = \frac{4N\rho}{D+2\rho\cos(\theta)}B_\phi(M),$$

$$B_\phi(M) = -B_0\mathrm{e}^{-(\rho/R)^2}, \tag{18}$$

where N corresponds to the number of turns of the magnetic field lines around the torus axis in half the torus, and B_0 is the magnetic field strength at the center of the positive polarity. The torus center is located at photospheric point O, and the distance $D/2$ defines the main radius of the torus. The variables ρ, θ, and ϕ are the distance to the torus axis, the rotation angle around the torus axis, and the location angle along the torus axis, respectively (see Figure 1b).

For the two previous cases, the magnetic field is analytical. However, extrapolations of observed magnetograms are in most cases non-analytical fields given on a discrete mesh.

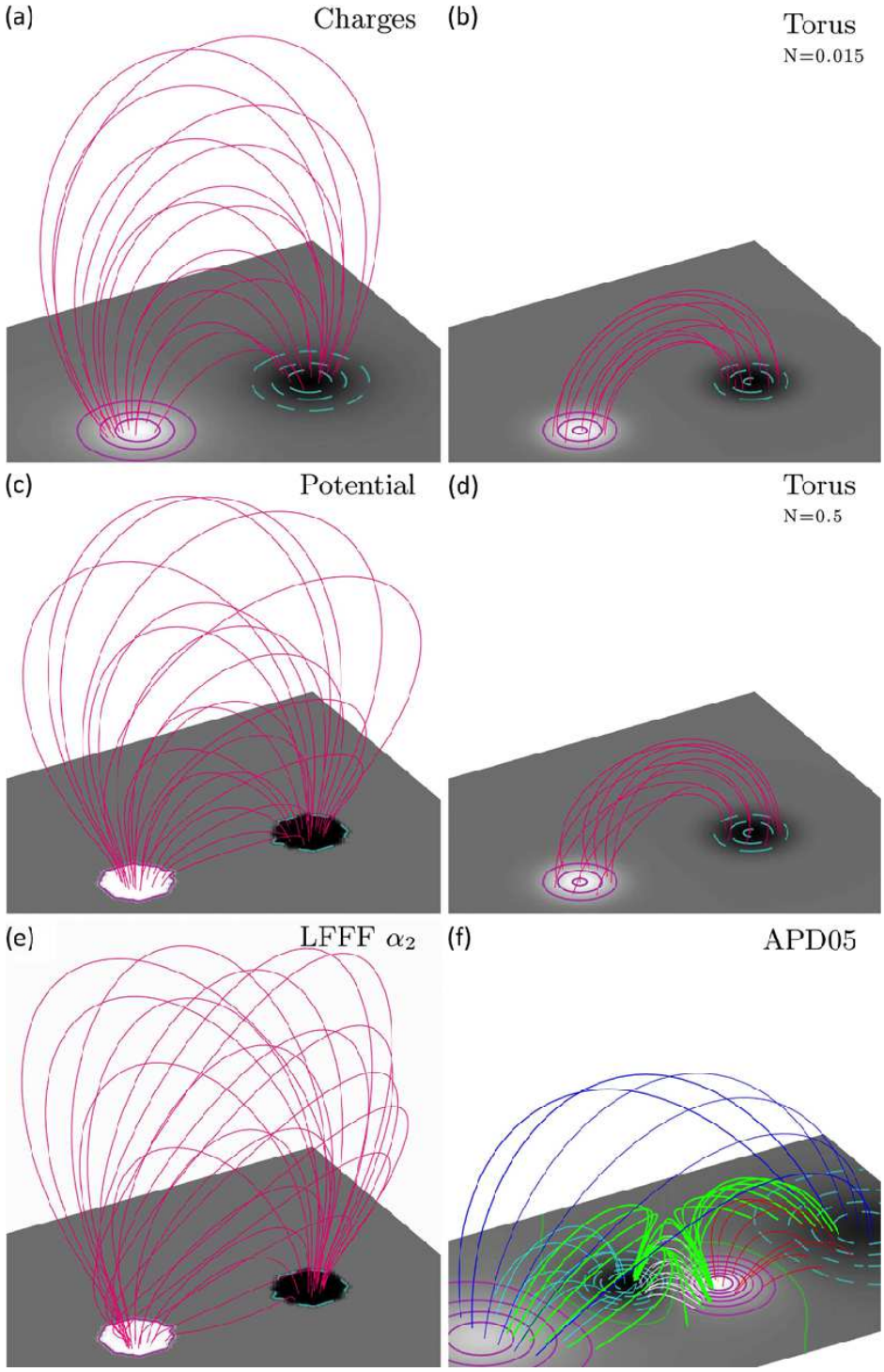

Figure 2 Magnetic field configurations considered in our investigations. The magnetograms are represented at the $z = 0$ plane with superposed isocontours of the magnetic field (cyan dashed and purple solid lines for negative and positive values of the magnetic field, respectively). For all but panel (f), the magnetic field lines are represented by the pink lines and the magnetic-field values are between 1000 gauss (white) and -1000 gauss (black). (a) Two magnetic charges. (b, d) Half-emerged torus with a twist $N = 0.015$ and $N = 0.5$. (c, e) Two uniform opposite magnetic polarities with linear constant-α force-free field extrapolations $\alpha = 0$ and $\alpha = 5.6 \times 10^{-3}$ Mm^{-1}. (f) MHD simulation of a magnetic configuration with quasi-separatrix layers (QSLs). Different colors (red, white, cyan, and blue) have been used to show the different quasi-domains of connectivity. Thick green magnetic field lines correspond to QSL field lines (see Section 7). The S-shaped green line on the magnetogram corresponds to the polarity inversion line.

The consequence is that errors due to extrapolations and interpolations of the magnetic field will possibly degrade or modify the signal in G_Φ maps. To investigate it, we performed linear force-free field extrapolations (see Figures 2c and 2e) of a magnetogram defined by

$$\mathbf{B}_{z=0}(M) = \pm B_0 \mathbf{e}_z, \quad \text{for } M \text{ in } P_\pm, \tag{19}$$

where B_0 is the magnetic-field strength in the positive polarity and P_+ and P_- refer to the positive and negative magnetic polarities, which are circular of radius R (*cf.* Figure 1a). The extrapolations were performed using the code XTRAPOL (*e.g.*, Amari, Boulmezaoud, and Mikic, 1999; Amari, Boulmezaoud, and Aly, 2006; Amari and Aly, 2010). The code solves the Poisson equation for the vector potential, $\nabla^2 \mathbf{A} + \alpha^2 \mathbf{A} = 0$, with the boundary conditions given by Equation (19) inside the photospheric polarities and $\mathbf{B} \cdot \mathrm{d}\mathcal{S} = 0$ elsewhere on the boundaries of the extrapolation domain. The vector potential formulation ensures that the solenoidal condition is verified to the machine precision. The boundary conditions assume that no field lines go through the lateral and top boundaries. This imposes that the total magnetic flux within the positive polarity is entirely connected to the negative polarity. We chose this to prevent open magnetic field lines in the domain to compute G_Φ for all photospheric magnetic footpoints of G_θ maps. Moreover, the spatial resolution of the extrapolated fields was chosen to be different from the one used to compute G_θ (see the fragmented shape of the magnetic-field isocontours in Figures 2c and 2e). We chose this to investigate the effect of using a different resolution between the extrapolations and the helicity-flux density maps. In practice, we found no significant effects as long as the difference of resolution was lower than 8 for our high-resolution helicity-flux density maps. This means that we can use a lower resolution in the extrapolation without modifying the resulting G_Φ map.

The last magnetic configuration considered is more complex because it involves quasi-separatrix layers in MHD simulations. This magnetic field and the associated flux-transport velocity fields are described in Section 7.

For the extrapolated magnetic fields, the magnetic flux was restricted to two circular regions (as defined in Figure 1a). However, this is not strictly the case for the two analytical magnetic fields: even if the field strength strongly decreases away from $O_\pm$, it does not vanish. Consequently, a helicity signal is present in the whole domain considered in the G_θ and G_Φ maps for the analytical magnetic fields of Equations (17) and (18) as illustrated for G_θ in Figure 3a. For coherence of the results, we always extracted and considered the helicity flux signal from the two connected polarities of radius R as shown in Figure 3b, which contain most of the magnetic flux. From now on, the positive and negative polarities P_+ and P_- will refer to these two polarities, and all scalings of Section 3.3 are made with respect to them. However, we emphasize that in all our models the G_Φ computation takes into account the motion of the entire magnetic flux at $z = 0$.

3.3. Numerical Setup

All maps were computed in a Cartesian domain with 400×400 points. The scaling was chosen to take into account the typical values obtained from observations. The $z = 0$-plane, which represents the photosphere, covers the xy-domain $[-67, 67] \times [-67, 67]$ Mm^2. The centers of the photospheric polarities are separated by the distance $D = 54$ Mm. The positive and the negative magnetic charges were placed at points A_+ of coordinates $(-27, 0, -13)$ Mm and A_- of coordinates $(27, 0, -13)$ Mm, respectively. The radius of the photospheric polarities was set to $R = 10$ Mm. The maximum value of the normal component of the magnetic field, B_0, and of the flux-transport velocity fields, U_0, were

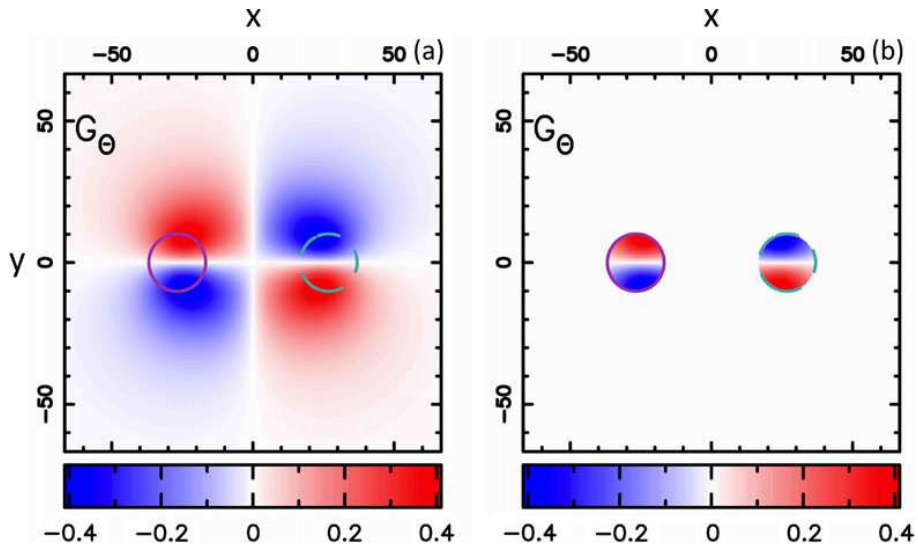

Figure 3 (a) Full G_θ map of the analytical potential magnetic field [Equation (17)]. (b) G_θ map for the considered polarities with positive (solid purple) and negative (dashed cyan) isocontours of the magnetic field that delimit these two polarities.

set to 1000 gauss and 0.1 $\mathrm{km\,s^{-1}}$ respectively. The extrapolations were performed on a non-uniform mesh covering the domain $[-533, 533] \times [-533, 533] \times [0, 1066]$ Mm^3 with $513 \times 513 \times 200$ points.

The above scalings led to helicity flux densities in units of 10^6 $\mathrm{Wb^2\,m^{-2}\,s^{-1}}$, and a total helicity flux in units of 10^{21} $\mathrm{Wb^2\,s^{-1}}$, which are typical observed values in ARs (*e.g.*, Chae, 2001; Chandra *et al.*, 2010).

G_θ maps were computed using Equations (11) – (19). We first consider the positive magnetic polarity ($B_\mathrm{n} > 0$). In practice, each G_θ-mesh point $\mathbf{x}_{a_+}$ was identified as the cross-section of an elementary magnetic flux tube with the photosphere and was associated to the surface helicity-flux density $G_\theta(\mathbf{x}_{a_+})$ at this point. To compute $G_\Phi(\mathbf{x}_{a_+})$, we need the position of $\mathbf{x}_{a_-}$ – the second footpoint of the elementary magnetic flux tube a – and its associated surface helicity-flux density. Each elementary magnetic flux tube is thus associated to one magnetic field line that is integrated to obtain the connectivity. The integration was performed starting from $\mathbf{x}_{a_+}$ to $\mathbf{x}_{a_-}$ using the Fortran NAG-routine D02CJF, with the precision of the integration defined as 10^{-n}. Thus, the higher n, the more precisely the connectivity and G_Φ are computed. Generally, the $\mathbf{x}_{a_-}$ footpoint does not fall on a mesh point. Thus, the values of G_θ and B_n at this point are bilinearly interpolated using the values at the four closest surrounding mesh points. If $\mathbf{x}_{a_-}$ is not found on the ($z = 0$)-plane (*e.g.*, open magnetic field lines), the value of G_Φ at $\mathbf{x}_{a_+}$ was simply set to $G_\theta(\mathbf{x}_{a_+})$. Finally, the same procedure was used for the negative magnetic polarity ($B_\mathrm{n} < 0$), starting the magnetic field-line integration from $\mathbf{x}_{a_-}$.

4. Results for Two Magnetic Charges

In this section, the magnetic field is given by Equation (17) for all flux-transport velocity models and the associated magnetogram at the $z = 0$-plane is displayed in Figure 2a.

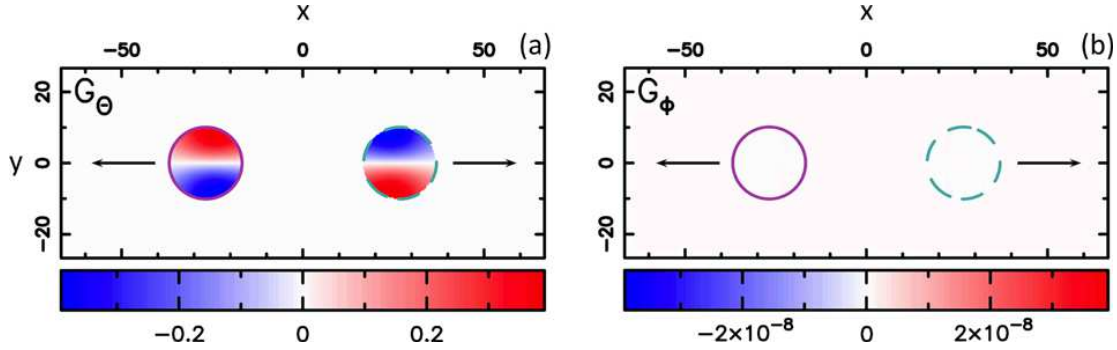

Figure 4 Helicity-flux density distribution, in 10^6 Wb^2 m^{-2} s^{-1}, for two separating opposite magnetic polarities without rotation. (a) G_θ map. (b) G_Φ map. Solid purple and dashed cyan are isocontours of the magnetic field. Black arrows show the motion applied to the polarities. The saturation levels of G_θ and G_Φ are different by eight orders of magnitude.

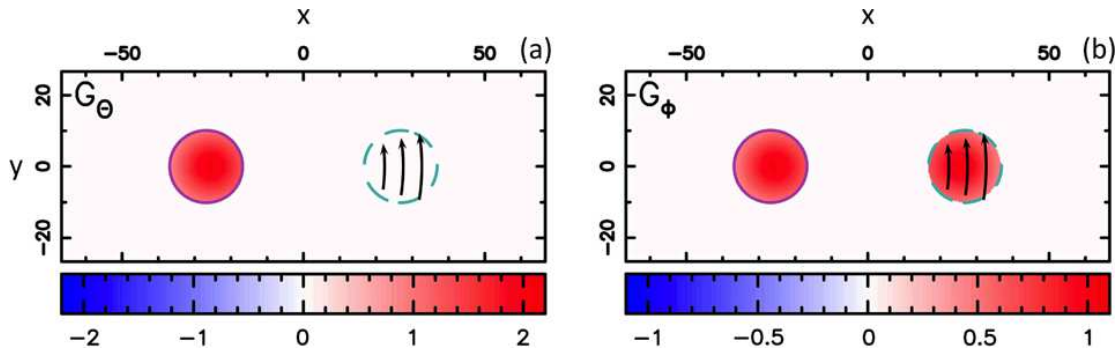

Figure 5 Helicity flux density distribution, in 10^6 Wb^2 m^{-2} s^{-1} for the negative polarity rigidly rotating around the positive polarity. The drawing convention is the same as in Figure 4 (with a different color scale).

4.1. Two Separating Magnetic Polarities

In this example, the two connected opposite magnetic polarities separate away from each other in the x-direction [see Equation (11)]. Since the polarities simply separate without any rotation, no helicity is injected to the system. However, as the two polarities separate, every elementary polarity sees a relative rotation of all other elementary polarities of opposite sign. This induces net non-zero values of G_θ as shown in Figure 4a.

In this model, the symmetry of the magnetic field and of the applied velocity field implies $G_\theta(\mathbf{x}_{a-}) = -G_\theta(\mathbf{x}_{a+})$. Therefore, by taking the connectivity into account, G_Φ is null to the numerical errors over the whole two polarities (Figure 4b). This simple example reveals the limits of G_θ to present a truthful distribution of helicity flux, while G_Φ gives the expected results.

4.2. One Polarity Rigidly Rotating Around the Other

The positive polarity is fixed while the negative polarity rigidly rotates around O_+ [the center of the positive polarity, see Equation (13)]. From Equation (14), G_θ is non-zero only in the positive polarity. The reason is that in Equation (4) two terms contribute to G_θ inside one polarity. One term is the relative motion of footpoints inside the polarity. The second is the relative motion with regard to the footpoints of the other polarity. In the negative polarity, the two terms cancel out (Appendix A.2). In the positive polarity, however, only the term coming from the relative motion of the negative polarity is non-zero.

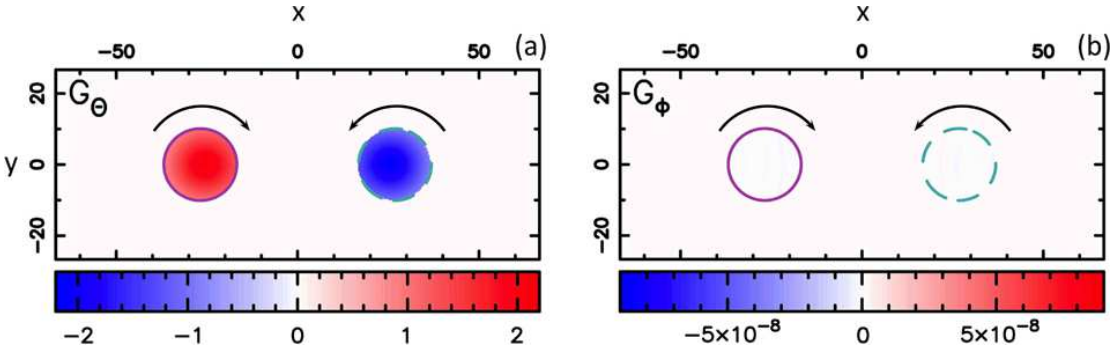

Figure 6 Helicity flux density distribution in 10^6 Wb^2 m^{-2} s^{-1} for the two counter-rotating opposite magnetic polarities. The drawing convention is the same as in Figure 4 (with a different color scale).

This second example also presents the limits of G_θ maps to localize the injection of helicity well. This can be misleading when relating the injection of helicity to magnetic activity (*e.g.*, Chandra *et al.*, 2010). This was corrected in the corresponding G_Φ map, which shows that positive helicity is redistributed in both polarities (Figure 5b).

4.3. Two Counter-rotating Polarities

We now consider the model of two counter-rotating polarities [Equation (15)]. The positive and negative polarities rigidly rotate clockwisely and counterclockwisely around their centers O_+ and O_-. This configuration illustrates the difference of assumptions in the definition of G_θ and G_Φ.

Indeed, if the rotation is slow enough, the system is equivalent to a non-twisted flux tube rotating around its central axis. With this driving, a non-twisted flux tube would appear similarly untwisted at any time. Thus, overall no helicity is injected into the system. One therefore expects that G_Φ would correspond to this null injection of magnetic helicity.

The G_θ map presents a distribution of helicity that is very different from a null injection (Figure 6a). Taking the connectivity into account, *i.e.*, using G_Φ (Figure 6b), removes this helicity flux signal (regardless of numerical errors), which allows one to obtain the expected null distribution of helicity flux.

While G_θ clearly misrepresents the global slow injection of helicity in this case, it would properly represent the helicity injection if the considered motion were extremely fast. Indeed, if one considers counter-rotating motions at a speed higher than the Alfvénic transit time, the opposite footpoint would have no indication of the helicity injection at the other footpoint. At the beginning of the injection, an initially untwisted flux rope would be such that the central part would stay untwisted but with oppositely twisted field around each footpoint. These counter-rotating motions would correspond to the launch of two rotating Alfvén waves of opposite sign. The G_θ maps do properly represent this helicity injection. Eventually, these Alfvén waves would cancel each other out, resulting in a null-helicity budget for the system. For longer timescales, the G_Φ map therefore better represents the proper helicity injection in the system.

4.4. Error Estimation

In this section, we investigate the role of the parameter n – used for field-line integration – in the above G_Φ maps. G_θ and the connectivity are analytically known, which allows

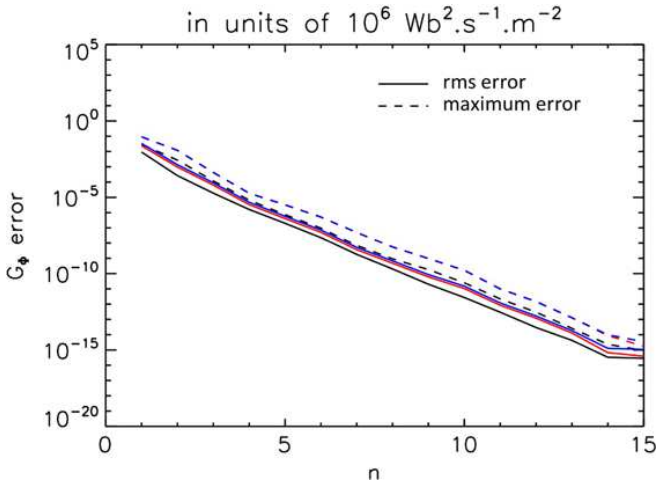

Figure 7 Computed root mean square (solid lines) and maximum error (dashed lines) from G_Φ maps for two separating polarities (black), the negative polarity rigidly rotating around the positive one (red), and two counter-rotating magnetic polarities (blue), as a function of the field-line integration parameter n defining the numerical integration precision ($=10^{-n}$).

us to compute the theoretical value $G_{\Phi,\mathrm{th}}$. Then, we estimate the error between the computed G_Φ map from our numerical method and $G_{\Phi,\mathrm{th}}$ by computing the root mean square of $G_\Phi - G_{\Phi,\mathrm{th}}$.

With the analytical magnetic field considered in this section, the resolution on the magnetic field is only limited by the computing precision, *i.e.*, 10^{-16} because the magnetic field was computed with a double precision. The numerical precision on G_Φ is thus limited by the precision of

- G_θ, $\mathrm{err}_{G_\theta} \approx 10^{-16}$,
- the field-line integration, $\mathrm{err}_{\mathrm{fli}} \approx 10^{-n}$,
- the computation of B_n at the second footpoint, $\mathrm{err}_{B_\mathrm{n}} \approx 10^{-16}$,
- the bilinear interpolation of G_θ at the second footpoint, $\mathrm{err}_{\mathrm{interp}}$.

The total error at each mesh point, $\mathrm{err}_{\mathrm{tot}}$, can thus be estimated as follows:

$$\mathrm{err}_{\mathrm{tot}} \approx \sqrt{\mathrm{err}^2_{G_\theta} + \mathrm{err}^2_{\mathrm{fli}} + \mathrm{err}^2_{B_\mathrm{n}} + \mathrm{err}^2_{\mathrm{interp}}}. \tag{20}$$

For smooth variations of G_θ (as in all our cases), the error from the bilinear interpolation should not be the most limiting one. In this case, for $n < 16$, the precision on G_Φ is expected to be limited by the precision of field line-integration. The consequence is that we expect an exponential decrease of the error as n increases.

Figure 7 displays the influence of n on the root mean square and the maximum error of G_Φ maps. As expected, the figure shows that both G_Φ rms and maximum error exponentially decrease as n increases. Therefore, the precision on G_Φ is indeed limited by the precision of the field-line integration. The rms on G_Φ, for the three cases shown in Figures 4 – 6 ($n = 8$), is 2, 5, and 7×10^{-10} G_θ units respectively, *i.e.*, more than 10^9 times smaller than the typical values of the signal found in G_θ maps. Hence, our numerical method allows us to compute the distribution of the helicity flux G_Φ with a very good accuracy.

5. Results for a Half-Emerged Torus

In this section, the magnetic field is a uniformly twisted torus half emerged into the solar corona (see Figures 2b and 2d and Equation (18); Luoni *et al.*, 2011). The two opposite magnetic polarities are thus the two intersections of the torus with the photosphere (Figure 1b).

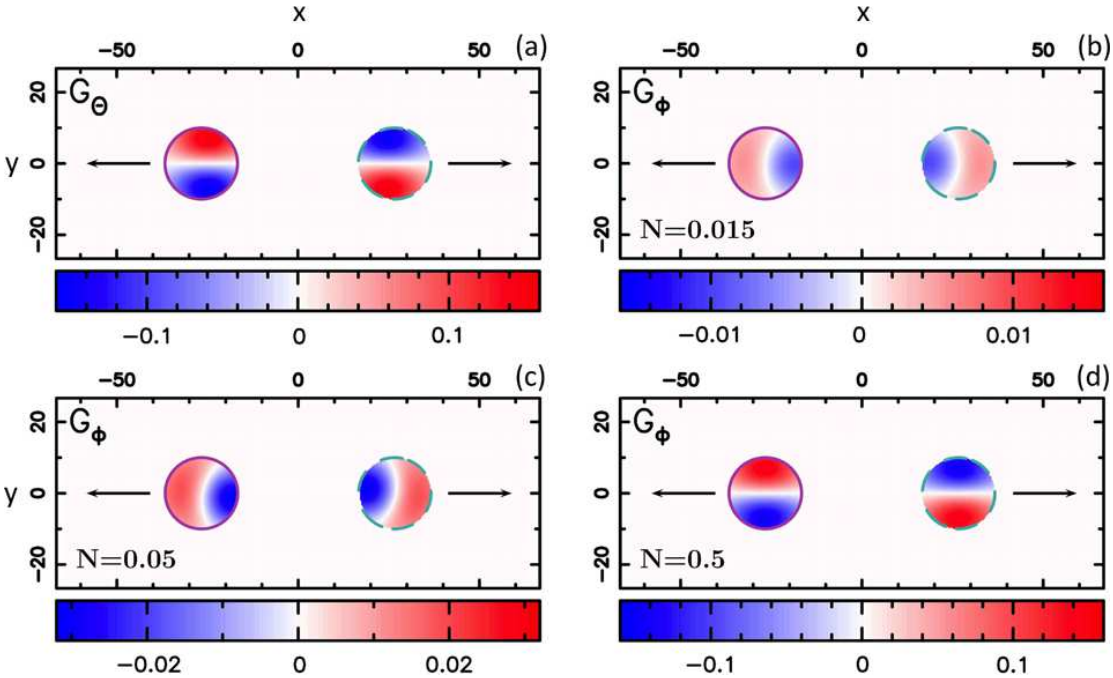

Figure 8 G_θ and G_Φ maps for the torus magnetic field configuration with two separating magnetic polarities. (a) G_θ map. (b, c, d) G_Φ maps for a twist $N = 0.015$, 0.05, and 0.5, respectively. The drawing convention is the same as in Figure 4 (notice the different color scales).

The amount of helicity H found in ARs can be converted into a uniform twist N', with $H = N'\Phi^2$, where Φ is the AR magnetic flux (average of both polarities). Observations report typical values of N' from ≈ 0.01 to ≈ 0.3 (Démoulin and Pariat (2009) and references therein). In the following, we thus consider the torus configuration with $N = 0.015$, 0.05, and 0.5.

The case $N = 0$ has the same type of connectivity as the two magnetic charges, but with a different B_n distribution. Therefore, we expect similar helicity-flux distributions as in Figures 4 – 6 when the same velocity models are applied.

5.1. Two Separating Magnetic Polarities

As for the potential magnetic field of Section 4.1, the two polarities separate without any rotation [flow given by Equation (11)], implying that no helicity is injected into the system. As expected, G_θ (Figure 8a) exhibits a similar distribution as for the case with two magnetic charges (Figure 4a), and the total helicity flux computed from the G_θ and G_Φ maps is indeed zero (Section 4.1). However, as shown by Figure 8b – d, G_Φ maps also present a helicity injection with both signs of helicity in both polarities. But are these signals in the G_Φ maps real, or are they spurious signals as in the G_θ map?

Démoulin, Pariat, and Berger (2006) showed that the total magnetic helicity flux in $\mathcal{V}$ can be written as the summation of the mutual helicity of all pairs of elementary magnetic flux tubes contained in $\mathcal{V}$, *i.e.*, the total magnetic helicity of the system can be rewritten as

$$H = \frac{1}{2\pi} \int_{\Phi_\pm} \int_{\Phi_\pm} \mathcal{L}_{a,c} \, \mathrm{d}\Phi_{a_+} \, \mathrm{d}\Phi_{c_+}, \tag{21}$$

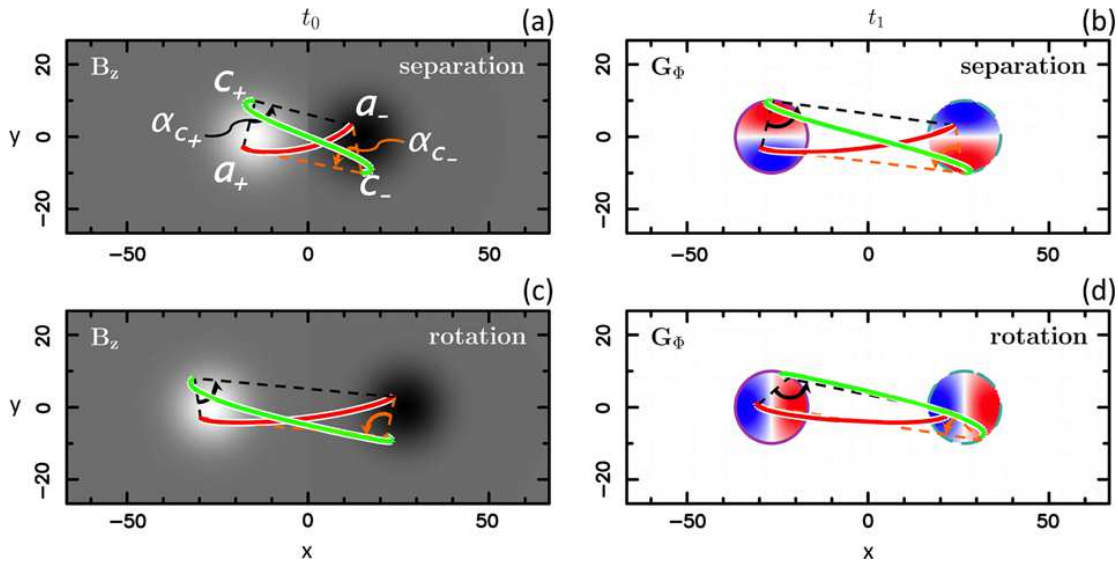

Figure 9 Torus configuration for the twist $N = 0.5$ illustrating the change in mutual magnetic helicity between two magnetic field lines (red and green lines) at two different times ($t_1 > t_0$) and at $z = 0$. (a, b) Two separating magnetic polarities (as in Figure 8). (c, d) Counter-rotating polarities (as in Figure 10). Left column: Normal component of the magnetic field at t_0. The values of the magnetic field are in the range -1000 gauss (black) to 1000 gauss (white). Right column: Distribution of G_Φ at t_1. The angle between segments $c_\pm a_\pm$ and $c_\pm a_\mp$ represents the angle $\alpha_{c_\pm}$ of Equation (24). The change in the relative orientation of the red and green magnetic field lines that leads to the change in $\alpha_{c_\pm}$ – right panel compared with left panel – is a clear evidence of mutual magnetic helicity changes of the two field lines between t_0 and t_1.

with $\mathcal{L}_{a,c}$, the mutual helicity between the two magnetic flux tubes a and c. Comparing the time derivative of Equation (21),

$$\frac{\mathrm{d}H}{\mathrm{d}t} = \frac{1}{2\pi} \int_{\Phi_\pm} \int_{\Phi_\pm} \frac{\mathrm{d}\mathcal{L}_{a,c}}{\mathrm{d}t} \, \mathrm{d}\Phi_{a_+} \, \mathrm{d}\Phi_{c_+}, \tag{22}$$

with Equations (7) and (8) implies

$$\begin{aligned} \frac{\mathrm{d}\mathcal{L}_{a,c}}{\mathrm{d}t} = & \frac{\mathrm{d}\theta(\mathbf{x}_{c_+} - \mathbf{x}_{a_-})}{\mathrm{d}t} + \frac{\mathrm{d}\theta(\mathbf{x}_{c_-} - \mathbf{x}_{a_+})}{\mathrm{d}t} \\ & - \frac{\mathrm{d}\theta(\mathbf{x}_{c_+} - \mathbf{x}_{a_+})}{\mathrm{d}t} - \frac{\mathrm{d}\theta(\mathbf{x}_{c_-} - \mathbf{x}_{a_-})}{\mathrm{d}t}. \end{aligned} \tag{23}$$

By integrating Equation (23) in time, they express the mutual helicity of the two magnetic field lines a and c as a function of the angles between their photospheric footpoints. Using the convention that field line c is above field line a, they obtain

$$\mathcal{L}_{a,c} = \mathcal{L}^{\mathrm{arch}}_{a,\hat{\mathbf{c}}} = \frac{1}{2\pi}(\alpha_{c_+} + \alpha_{c_-}), \tag{24}$$

where $\alpha_{c_\pm}$ is the angle between segments $c_\pm a_\pm$ and $c_\pm a_\mp$ and is defined in the interval $[-\pi, \pi]$ with the trigonometric convention (Figure 9a). The consequence is that any change in these angles will lead to a variation of mutual helicity and thus, a flux of magnetic helicity [Equations (22) – (24)].

We consider the two magnetic field lines a and c starting at a_+ and c_+ and ending at a_- and c_-, respectively, represented by the red and green lines in Figure 9 of the torus for

$N = 0.5$. Because the two polarities of the torus separate away from each other in the x-direction, the y-coordinate of all four footpoints remains unchanged. Hence, the orientation of the segments $c_{\pm}a_{\pm}$ also remains the same, and only segments $c_{\pm}a_{\mp}$ change in orientation. In particular, the geometry implies that $\alpha_{c_{\pm}}$ increases as the polarities separate in the case shown in Figure 9 for $N = 0.5$. Therefore, the separation induces a positive variation of mutual helicity of a and c.

More generally, there is always an increase of mutual helicity of the magnetic field line c in Figures 9a and 9b with any other magnetic field line a inside the polarities: as the polarities separate, there is always an increase of $\alpha_{c_{\pm}}$ for any a within the polarities. This results in a net positive change of mutual helicity for c with regard to all the other a, and thus, a net positive helicity flux G_{Φ} at the footpoint location of c.

A more precise geometrical analysis – *i.e.*, using the general definition of $\mathcal{L}_{a,c}$ in Equation (32) of Démoulin, Pariat, and Berger (2006) – reveals that for the magnetic field-line footpoints of the $y > 0$ (resp. $y < 0$) part of the positive polarity, there is a net positive (resp. negative) variation of mutual helicity with a magnitude decreasing with y (resp. increasing with $-y$).

We find a similar behavior for values of N close to 0 [1] (*i.e.*, *modulo* 1), except that the origin $O = (0, 0)$ is no longer the center of symmetry for the magnetic footpoints. In particular, at these values of N, we find for the most external (internal) magnetic field lines a net positive (negative) variation of mutual helicity leading to a net positive (negative) helicity flux (Figure 8). However, the helicity flux at these N values is typically ten times lower when $N = 0.015$ [1] than for the $N = 0.5$ [1] case. As N approaches the value of 0.5 [1] turn, the magnetic field lines are more twisted and they share more mutual helicity, *i.e.*, the angles between the footpoints of two field lines are larger. The consequence is that the change in the angles between footpoints, *i.e.*, in their mutual helicity, will be higher as the two polarities separate, tending toward the helicity-flux distribution of Figure 8 as N approaches the value of 0.5 [1] turn.

Therefore, the signal in the G_{Φ} maps of Figure 8 is due to a variation of mutual helicity between magnetic field lines as the two polarities separate, and thus is a real signal.

5.2. One Polarity Rigidly Rotating Around the Other

The flux-transport velocity field is given by Equation (13). As in Section 4.2, the helicity-flux density distribution computed using G_{θ} only presents helicity flux in the positive polarity as in Figure 5a. Computing the helicity injection using G_{Φ} removes this problem and the associated flux is typically twice as small as in G_{θ}, but present in both polarities independently of the N value (similar to Figure 5b).

5.3. Two Counter-rotating Polarities

As pointed out in Section 4.3, for slow enough motions of the flux-transport velocity field [given by Equation (15)], this model is equivalent to a cylinder rotating around its axis. The only difference is that now the cylinder has twisted magnetic field lines. The presence of twisted field lines, though, does not change the fact that no helicity is globally injected to the system.

The instantaneous footpoint injections displayed by the G_{θ} map, Figure 10a, are similar to those in Figure 6a. They would be meaningful for very fast motions.

Considering G_{Φ} maps, the distribution changes significantly depending on the degree of twist (Figure 10). While the global injection stays null, G_{Φ} maps reveal subtle effects of

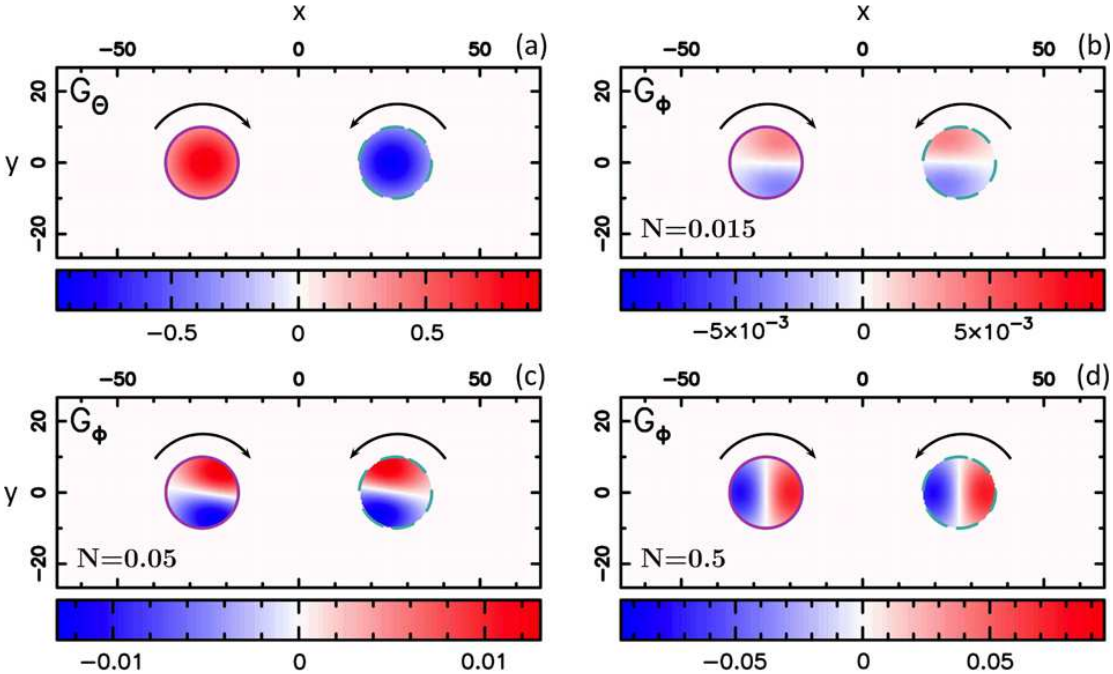

Figure 10 G_θ and G_Φ maps for the torus magnetic field configuration with two counter-rotating magnetic polarities. (a) G_θ map. (b, c, d) G_Φ maps for $N = 0.015$, 0.05 and 0.5 respectively. The drawing convention is the same as in Figure 4 (notice the different color scales).

mutual helicity variation between the twisted lines within the flux rope. Because of the twist, the magnetic field lines of the torus share mutual helicity as the flux rope globally rotates around its axis. In a way similar to the one discussed in Section 5.1, the relative orientation of the magnetic field lines within the flux rope changes as the two polarities counter-rotate: *cf.* Figures 9c and 9d. The magnitude of this variation increases with the number of turns N of the magnetic field lines around the torus axis. This induces a net change of mutual helicity between the magnetic field lines revealed by the G_Φ maps of Figure 10. This process is completely hidden by the G_θ maps, which are completely independent of the amount of twist.

The use of G_Φ is here crucial for understanding the variation of mutual magnetic helicity driven by photospheric footpoint motions.

6. Results for Extrapolated Magnetic Fields

In observational studies, extrapolations of the magnetic field will be used to infer the connectivity. Hence, we considered extrapolated magnetic fields in our test to study their influence on the precision of the connectivity and thus of G_Φ.

In this section, we consider two uniform opposite magnetic polarities with $B_0 = 1000$ gauss in the positive polarity and -1000 gauss in the negative polarity. Three linear force-free fields were considered in all our three flux-transport velocity fields: a potential field, and two linear force-free fields with a force-free parameter equal to $\alpha_1 = 10^{-3}$ and $\alpha_2 = 5.6 \times 10^{-3}$ Mm^{-1} (Figures 2c and 2e), which are typical values derived from observations (see *e.g.*, Pevtsov, Canfield, and Metcalf, 1995; Longcope and Pevtsov, 2003; Green *et al.*, 2002b; Chandra *et al.*, 2010).

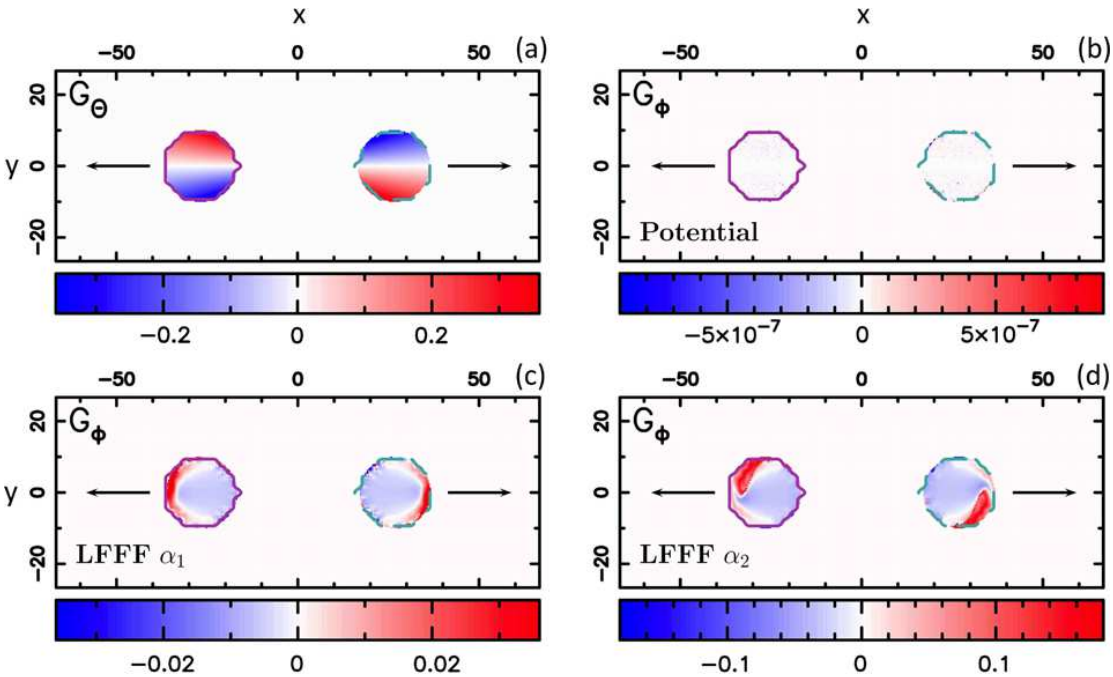

Figure 11 G_θ and G_Φ maps for the extrapolated magnetic field configurations with two separating magnetic polarities. (a) G_θ map. (b, c, d) G_Φ maps for the linear force-free fields $\alpha = 0$ (potential), $\alpha_1 = 10^{-3}$ and $\alpha_2 = 5.6 \times 10^{-3}$ Mm^{-1}. The drawing convention is the same as in Figure 4 (notice the different color scales).

6.1. Two Separating Magnetic Polarities

In this section, we study the distribution of the helicity-flux density for the two separating magnetic polarities [see Equation (11)].

First, we consider the potential field ($\alpha = 0$, Figure 11b). With this magnetic field configuration, the model is analogous to the one considered in Section 4. Consequently, as in Section 4.1, we expect no signal in the G_Φ map because no helicity is injected into the system. This is clearly shown in Figure 11b where the helicity-flux signal is indeed null to the numerical errors.

We now consider the two linear force-free magnetic field configurations. These configurations are analogous to that of the torus (for $N \neq 0$) in the sense that magnetic field lines now have a non-null mutual helicity. Therefore, as the two polarities separate away from each other, the angles between the magnetic field line footpoints change. This results in a variation of mutual helicity between field lines inducing a local flux of magnetic helicity as shown in Figures 11c and 11d. However, the total helicity flux is indeed zero, as expected (Section 5.1).

Moreover, while the G_θ map exhibits two regions of strong net opposite helicity flux (symmetric with regard to the x-axis) in each polarity, the G_Φ maps present a diffuse (concentrated) region of negative (positive) flux in the inner (most external) part of the system, respectively. In addition, the higher the linear force-free field constant-α (in magnitude), the higher the magnitude of the helicity-flux signal in each polarity. These results agree with those for the torus and again demonstrate the limits of the G_θ proxy.

6.2. One Polarity Rigidly Rotating Around the Other

In this section, the negative polarity rigidly rotates around the center of the positive polarity [Equation (13)].

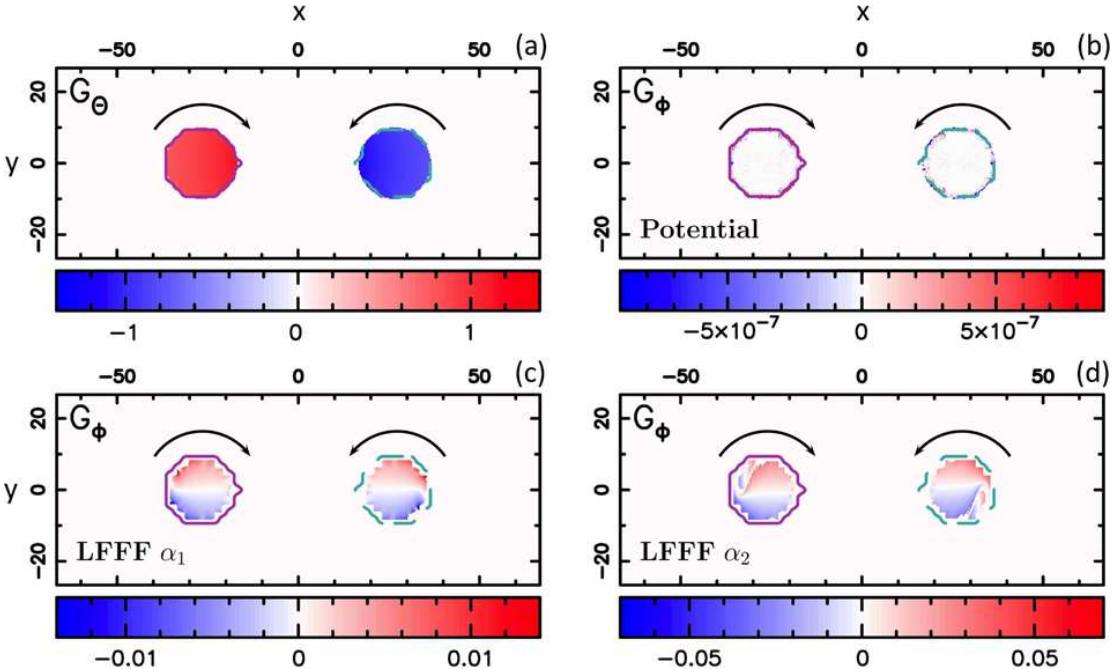

Figure 12 G_θ and G_Φ maps for the extrapolated magnetic field configurations with two counter-rotating magnetic polarities. (a) G_θ map. (b, c, d) G_Φ maps for the linear force-free fields $\alpha = 0$ (potential), $\alpha_1 = 10^{-3}$ and $\alpha_2 = 5.6 \times 10^{-3}$ Mm^{-1}. The drawing convention is the same as in Figure 4 (notice the different color scales).

Because G_θ does not take the magnetic field-line connectivity into account, it is not able to show that helicity is injected into both magnetic polarities. As in Sections 4.2 and 5.2, G_Φ proxy displays the true distribution of the helicity flux, which is positive in both positive and negative polarities and twice smaller than with G_θ in the positive polarity (similar to Figure 5).

6.3. Two Counter-rotating Polarities

The two opposite magnetic polarities are counter-rotating around their own center [Equation (15)]. We recall that this model is equivalent to the rotation of a cylinder around its axis, and hence, no helicity is globally injected into the system.

For the same reasons as in Section 4.3, the G_Φ map of the potential magnetic field case has zero values (to the numerical errors) everywhere. As indicated by Figure 12, the G_Φ maps for the two linear force-free fields ($\alpha \neq 0$) present non-zero helicity fluxes with both signs in both polarities. As for the torus ($N \neq 0$), the signal in G_Φ maps is real because there is a change of mutual helicity between magnetic field lines as the two polarities rotate.

6.4. Error Estimation

As in Section 4.4, we estimated the computation errors due to the magnetic field-line integration as a function of the field-line integration parameter n. An analytical connectivity is available for the potential field since it has the same type of connectivity as the two magnetic charges (although with a different B_n distribution). Then, it is straightforward to compute the theoretical $G_{\Phi,\mathrm{th}}$ value for each flux-transport velocity model and the errors.

As expected, Figure 13 shows that both the G_Φ rms and the maximum error exponentially decrease as n increases. However, it also shows a saturation of the errors to $10^{-6} - 10^{-4}$ G_θ

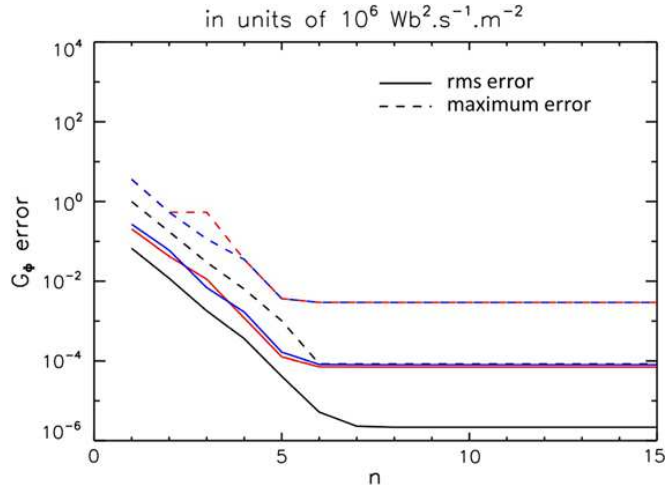

Figure 13 Computed root mean square (solid lines) and maximum error (dashed lines) from G_Φ maps as a function of the field-line integration parameter n defining the numerical integration precision ($=10^{-n}$). This plot is similar to Figure 7, but for an extrapolated potential field. Three boundary flows are shown: two separating polarities (black), the negative polarity rigidly rotating around the positive one (red), and two counter-rotating magnetic polarities (blue).

units for $n > 6$. In particular, the rms on G_Φ (black, red, and blue solid lines) saturate at 0.2, 7, and 8×10^{-5} G_θ units, respectively.

An extrapolated magnetic field implies that the magnetic field is discretized. Hence, at each step of the integration of magnetic field lines, the magnetic field is interpolated and not analytically computed. This affects the precision on the computation of B_n and G_θ at the second footpoint of each magnetic field line, *i.e.*, enhances the terms $\mathrm{err}_{B_\mathrm{n}}$ and $\mathrm{err}_\mathrm{interp}$ in Equation (20). This is well illustrated in Figure 13 where the choice of n dominates the precision of G_Φ only up to $n = 6$. Even though the precision reached on G_Φ is much lower for $n > 6$ than in the potential analytical case (Section 4), our method still allows us to compute the true distribution of helicity injection with a good accuracy.

7. Results for Magnetic Fields that Contain Quasi-separatrix Layers

In this section, we investigate the helicity injection at the $z = 0$-plane in two quadrupolar magnetic field configurations with quasi-separatrix layers (QSLs) from the simulations of Aulanier, Pariat, and Démoulin (2005). Our goal is to study the quality of our method when strong connectivity gradients are present.

7.1. QSLs

QSLs are regions where the magnetic field-line connectivity changes continuously with very sharp gradients with the limit case of separatrices when gradients are infinite (Démoulin, Priest, and Lonie, 1996; Titov, Hornig, and Démoulin, 2002). Even for continuous connectivity changes, QSLs are preferential sites for current layers formation (see Aulanier, Pariat, and Démoulin (2005) and references therein).

The concept of QSLs has been intensively studied and developed in the last two decades (see review by Démoulin (2006) and references therein) and observational data analyses have reported these topological structures in the solar atmosphere (*e.g.*, Démoulin *et al.*, 1997; Mandrini *et al.*, 1997, 2006; Bagalá *et al.*, 2000; Masson *et al.*, 2009; Baker *et al.*, 2009; Savcheva *et al.*, 2012). QSLs are defined as regions where the squashing degree Q is much larger than 2 (Titov, Hornig, and Démoulin, 2002). If we consider an elementary flux tube – within a QSL – with one circular photospheric footpoint, then Q is a measure of the squashing of the section of this elementary flux tube at the other photospheric footpoint.

Configurations with QSLs are thus cases for which a connectivity-based helicity flux density is required to localize the true site(s) of helicity injection and, *e.g.*, study its role in the trigger of eruptive events.

7.2. Initial Magnetic Field Configurations and Flux-Transport Velocities

In the following, we consider the magnetic field configurations from the simulations of Aulanier, Pariat, and Démoulin (2005) on the formation of current layers in QSLs (Figure 2f). The magnetic configurations are referred to as $\Phi = 120°$ and $\Phi = 150°$, where Φ describes the angle between the inner and outer bipoles. For each magnetic configuration, two flux-transport velocity fields are considered: a nearly solid translation in the y-direction and a nearly solid rotation of the positive polarity of the inner bipole (see Sections 2, 3 and Figure 5 of Aulanier, Pariat, and Démoulin (2005) for more detailed information on the setup). For simplicity, the positive and negative polarities of the inner or outer bipole will be referred to as IP and IN, or OP and ON, respectively.

7.3. Results with Twisting Motions

In this model, the IP polarity nearly rigidly rotates counterclockwise around its center. The flux-transport velocity field is given by Equations (13) and (14) of Aulanier, Pariat, and Démoulin (2005). In terms of helicity-flux density, we can analytically show that $G_\theta(\mathbf{x}) = 0$ when $\mathbf{x}$ is not in IP and $G_\theta(\mathbf{x} \text{ in IP}) < 0$. For G_Φ on the other hand, we expect to see two regions of a twice smaller helicity flux because the twisting motion is applied to one part of the QSLs: in IP and in the part of the QSLs connected to it.

Figure 14 displays the results of the G_θ (top row) and G_Φ (middle row) computations for the $\Phi = 120°$ (left column) and 150° (right column) configurations. As expected, G_θ maps present a negative helicity flux distributed only in IP.

Two main distinct regions of negative helicity flux are present in the G_Φ maps (Figures 14c and 14d). The first region, IP, has a flux twice as small as in G_θ, as expected (notice the factor $1/2$ between the G_θ and G_Φ color scales). The second region corresponds to the QSL portion connected to IP. The helicity flux is more concentrated on the edges of the QSL in both ON and IN (see G_Φ compared with $\log_{10} Q$ maps). This effect is even more pronounced for the $\Phi = 150°$ configuration (Figure 14d). This is because of the $|B_\mathrm{n}(\mathbf{x}_{a_-})/B_\mathrm{n}(\mathbf{x}_{a_+})|$ ratio, which is much smaller than unity in between ON and IN. Hence, according to Equation (10), the helicity-flux density is much weaker in the center of the QSL than at its edges. Because IN and ON are closer to each other in the $\Phi = 120°$ configuration, the region of weak B_n is smaller and the helicity flux distribution appears to be less concentrated at the edges of the QSL than for the $\Phi = 150°$ configuration (Figures 14c and 14d).

Finally, the positive helicity flux signal in G_Φ maps (Figures 14c and 14d) is a remnant spurious signal already present in G_θ maps, because the velocity field is not numerically limited to IP.

7.4. Results with Translational Motions

We now consider the nearly translational motion of IP in the y-direction given by Equation (12) of Aulanier, Pariat, and Démoulin (2005), which leads to a global shearing of the configuration (Figure 15). We note that a small part of IN is also affected by the numerical setup (see the deformation of the isocontours of IN compared with the twisting case).

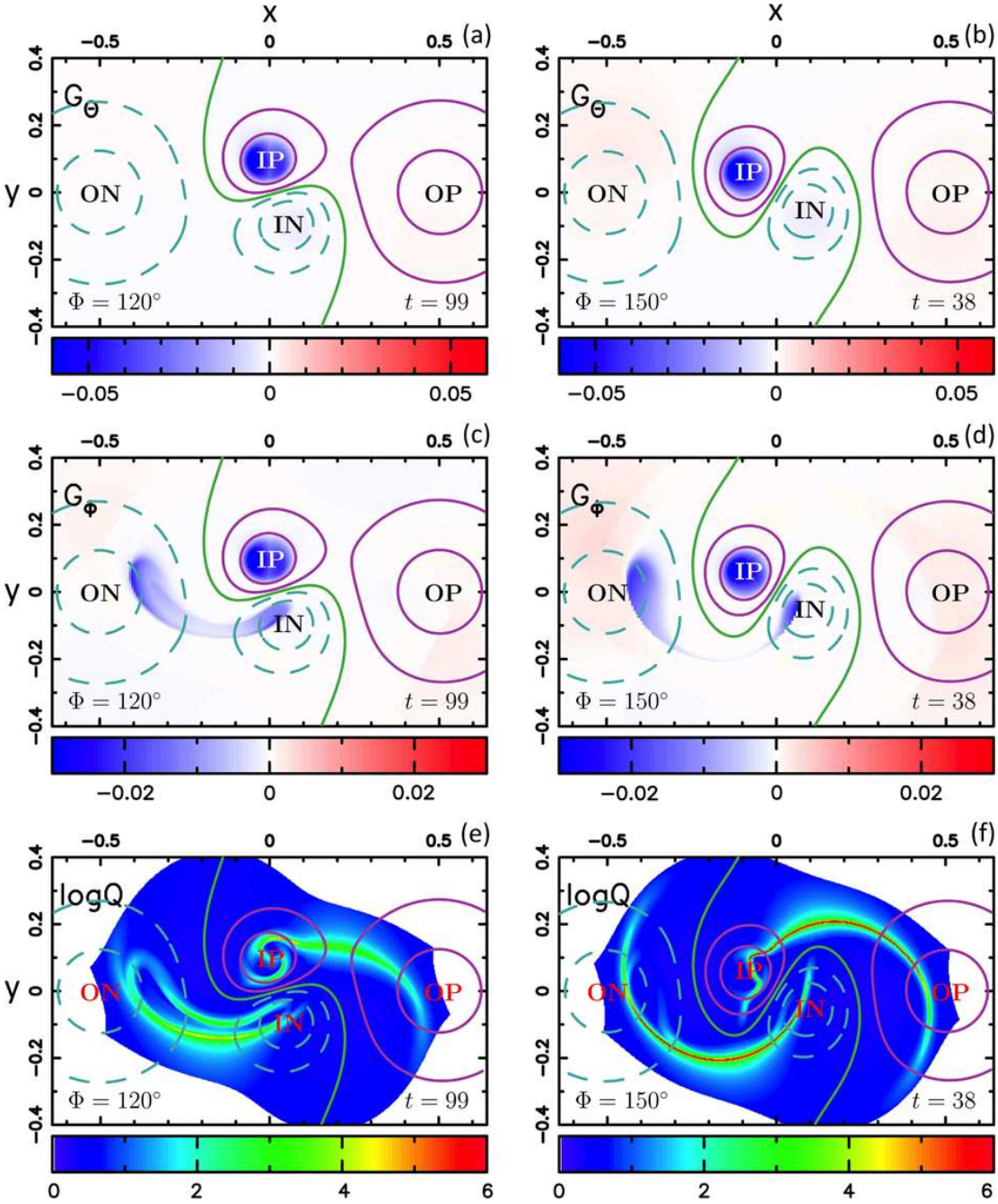

Figure 14 Results of two MHD simulations with a nearly solid rotation of the inner magnetic polarity (IP) and no motion in other polarities. The angle between the inner and outer bipoles is $\Phi = 120°$ (left column) and $\Phi = 150°$ (right column) and the simulation time is $t = 99$ and $t = 38$ Alfvén times, respectively. The panels show the photospheric distribution of (a, b) G_θ, (c, d) G_Φ, and (e, f) $\log_{10} Q$. The green line corresponds to the polarity-inversion line, while the solid purple (dashed cyan) are positive (negative) isocontours of the magnetic field.

First, we consider the case of $\Phi = 120°$. The G_θ map (Figure 15a) shows a rather diffuse positive helicity injection in the outer bipole, a slightly more concentrated positive flux in IP, and a quasi-null flux around the IN except for two spots of small negative and positive flux. From a theoretical point of view, G_θ can be divided into three contributions: the motion of IP with regard to OP, ON, and IN. Figure 5 of Pariat *et al.* (2006) and Figure 6 of Pariat,

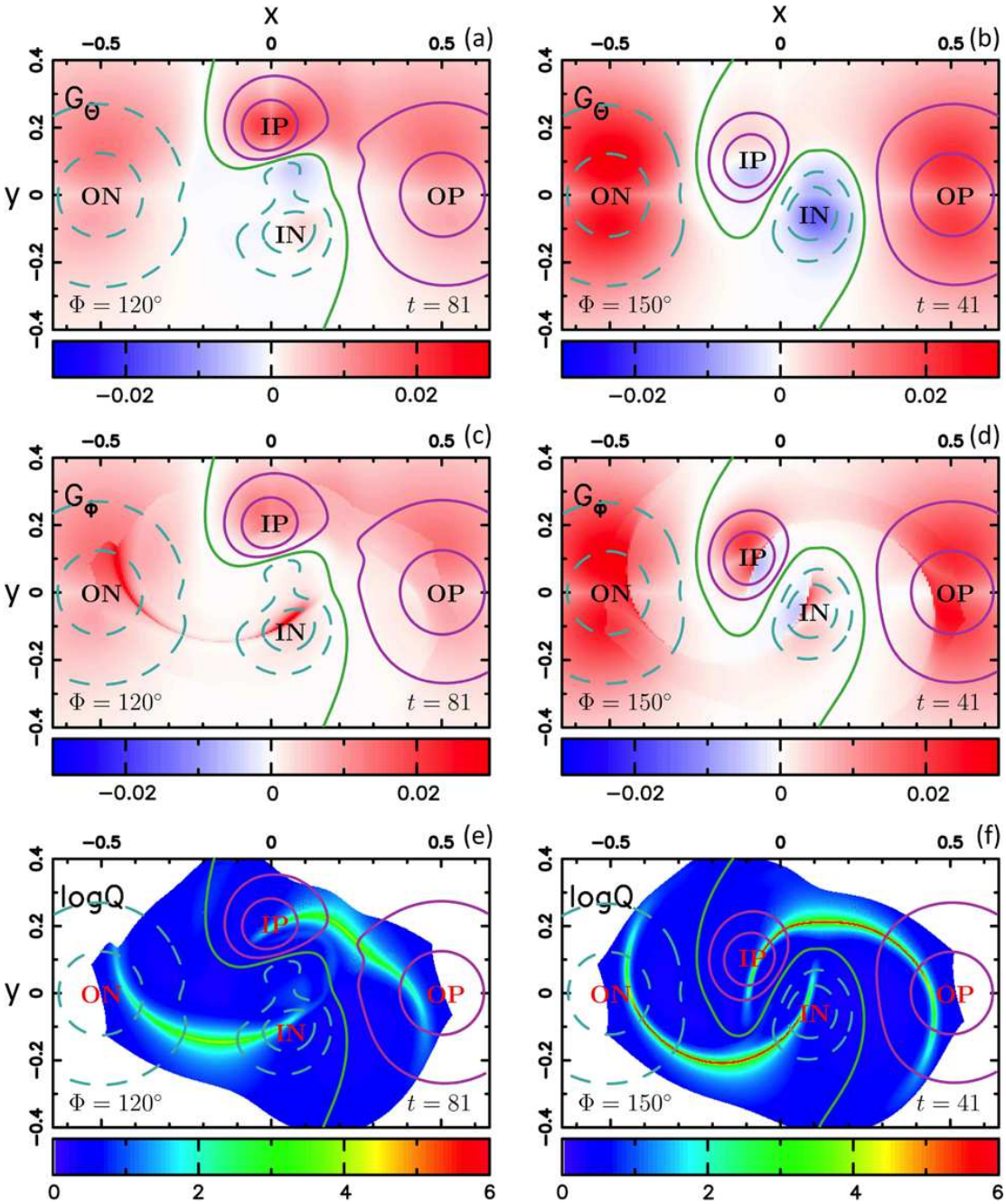

Figure 15 Results of two MHD simulations with a nearly solid translation of the inner magnetic polarity (IP) and nearly no motion in other polarities. The angle between the inner and outer bipoles at $t = 0$ is $\Phi = 120°$ (left column) and $\Phi = 150°$ (right column) and the simulation time is $t = 81$ and $t = 41$ Alfvén times, respectively. The panels show the photospheric distribution of (a, b) G_θ, (c, d) G_Φ, and (e, f) $\log_{10} Q$. The drawing convention is the same as in Figure 14.

Démoulin, and Nindos (2007) can be used to infer the resulting sign of helicity injection of these three contributions. The motion of IP with regard to the outer bipole is a shearing motion and injects positive helicity. The motion of IP with regard to the IN injects some negative helicity flux. However, IP and IN are almost aligned with the direction of the translational motion. Hence, the associated shearing is much weaker than that of IP with regard to the outer bipole. The resulting helicity flux is therefore much weaker. The summation of

these three contributions explains the observed features in the G_θ map. The associated G_Φ map only exhibits a positive helicity-flux signal. In particular, it shows that helicity is also injected into the QSL connected to IP (see Figures 15c and 15e), with a stronger flux at the edges of the QSL (for the same reason as in Section 7.3). It also presents some weak positive helicity injection that allows one to slightly distinguish the QSL in the positive polarity.

The flux-transport velocity field of the $\Phi = 150°$ configuration implies a global shearing as for the $\Phi = 120°$ case. The difference is that now the inner bipole is more aligned with the outer bipole. Hence, as IP moves, the shearing of the inner bipole is more negative than for $\Phi = 120°$. Therefore, the total helicity-flux distribution in IP is a sum of positive fluxes – from shearing with ON and OP – and negative fluxes – from shearing with IN. This explains the resulting G_θ map (Figure 15b). On the other hand, the G_Φ map presents mainly positive helicity injection (Figure 15d). In particular, a strong positive helicity injection is present in both external parts of the QSLs (Figures 15d and 15f). In the inner part, where IP and IN are magnetically connected, negative helicity injection is present. This result is expected since the white magnetic field lines of Figure 2f are sheared oppositely to the other magnetic field lines as IP translates toward the $y > 0$.

For the G_Φ maps considered in both nearly rigid rotation and translation of IP, the field-line integration did not lead to a second footpoint on the $z = 0$-plane (open-like magnetic field lines reaching the boundary of the mesh) for 43 % of the photospheric mesh footpoints. Therefore, for these 43 % photospheric footpoints – localized at the white regions of the squashing degree maps – the helicity-flux density G_Φ is set equal to G_θ. This is observable in the G_Φ map of the translation model (Figure 15c), where we can identify an abrupt change of G_Φ at the limit of white and blue regions of Figure 15e. To compute G_Φ in a more extended part of the outer polarities, a larger numerical box is needed in the numerical simulations.

7.5. Error Estimation

For both Φ configurations and both flux-transport velocity fields, we computed the total helicity flux from G_θ and G_Φ for all simulation output files as a function of time. We then estimated the errors on the total helicity flux computed from G_Φ compared with G_θ by computing the rms of the difference of total fluxes. We found that the rms is $\approx 10^{-7} - 10^{-6}$ while the values of this total flux are $\approx 10^{-4} - 10^{-3}$. Although the total helicity fluxes computed from both helicity flux densities are mathematically strictly equal, numerically we found tiny differences due to the precision in computing G_Φ [see Equation (20)]. However, they are typically $\approx 10^3$ times smaller than the typical values of the total helicity flux.

8. Conclusions

We focused on the flux of magnetic helicity through the photosphere. Because magnetic helicity is a global 3D quantity, the density of the magnetic helicity flux is only meaningful when defined by elementary magnetic flux tubes (Pariat, Démoulin, and Berger, 2005).

Our aim was to present the first implementation of a method for computing the helicity-flux density at the photosphere by taking into account the magnetic field connectivity. To test our method and use it in future observational studies, we performed a comparative analysis of the distribution of helicity injection at the photosphere using two proxies of helicity-flux density: G_θ and G_Φ. We analyzed their properties on simplified solar configurations considering analytical, extrapolated magnetic fields and fields from numerical simulations.

We found that while the total helicity flux remains the same using G_θ or G_Φ, the distribution of helicity flux, however, can be significantly different. Using several test-cases,

we confirmed that G_θ does not always reveal the true distribution of the helicity flux while G_Φ properly localizes the true site(s) of helicity injection. In particular, we showed that G_θ can hide a subtle variation of mutual helicity between neighboring field lines in a flux tube (*cf.* Sections 5 and 6). We also analyzed the effect of strong connectivity gradients on the helicity-flux distribution in systems containing QSLs. The error estimations highlighted that our method of computing the field lines connectivity is very accurate using analytical and extrapolated magnetic fields as well as for magnetic fields from numerical simulations.

We finally discussed that some differences between G_θ and G_Φ maps are related to the underlying assumptions of field-line connectivity. G_θ provides the locally injected helicity flux when the injection timescale is much shorter than the transit Alfvén time between field-line footpoints. G_Φ assumes that both magnetic field-line footpoints are "aware" of the evolution of one another, hence, that the injection timescale is longer than the transit Alfvén time, which is typically the case in most solar applications.

The method we presented here will be quite useful when applied to actual observed ARs. For ARs with helicity-flux density maps of uniform sign, G_Φ will enable one to more precisely localize the regions where magnetic helicity is injected and accumulated while leaving the uniform character of the helicity injection unchanged. For ARs displaying mixed signs of helicity in G_θ maps (Chandra *et al.*, 2010; Romano *et al.*, 2011; Romano and Zuccarello, 2011; Jing *et al.*, 2012), G_Φ will permit one to remove the spurious mixed signal, displaying the true helicity-flux distribution. It may result in a more complex and subtle injection of helicity, revealing mutual helicity changes between magnetic flux tubes, as in some examples presented in this study. G_Φ will allow one to more strictly determine which ARs present injection of opposite sign of magnetic helicity and relate this pattern to their eruptivity (*e.g.*, Romano and Zuccarello, 2011). The G_Φ maps will enable one to observationally test the theoretical hypothesis that more energy is eventually released when magnetic helicity annihilation occurs (Kusano, Suzuki, and Nishikawa, 1995; Linton, Dahlburg, and Antiochos, 2001). They will also allow one to observationally test models based on magnetic helicity cancellation (Kusano *et al.*, 2002, 2004a).

Overall, G_Φ will enable us to truthfully track the injection of helicity into the solar corona, helping us to better understand the role of magnetic helicity in solar activity.

Acknowledgements The authors thank A. Canou for providing the potential and linear force-free fields computed with the XTRAPOL numerical code developed by T. Amari and supported by the Centre National d'Etudes Spatiales & the Ecole Polytechnique. The authors thank the referee for helpful comments that improved the clarity of the paper.

Appendix: Analytical Solutions for G_θ

In the following, we use the same notation as defined in Section 3. The flux-transport velocity fields are given by Equations (11) – (15). The total magnetic flux in the positive (negative) polarity is called Φ_+ (resp. $-\Phi_-$, with $\Phi_\pm > 0$). For generality purpose, Φ_- can be different from Φ_+, and no specific assumption is made concerning the magnetic field configuration.

A.1 Two Separating Magnetic Polarities

We consider two opposite magnetic polarities separating in the x-direction at constant speed and without any rotation. The flux-transport velocity field is given by Equation (11). Because the velocity field is constant in each polarity, the terms of Equation (4) associated to (M, M') in the same polarity are zero as a consequence of $\mathbf{u}' = \mathbf{u}$.

In this case, we have $\mathbf{u}-\mathbf{u}' = \mp 2U_0\mathbf{e}_x$ when $\pm B_\mathrm{n}(M) > 0$ and $\mp B_\mathrm{n}(M') > 0$, which leads to

$$\mathbf{M'M} \times \left(\mathbf{u}-\mathbf{u}'\right)\big|_\mathrm{n} = \pm 2U_0 \mathbf{M'M}\cdot\mathbf{e}_y. \tag{25}$$

Thus, Equation (4) leads to

$$G_\theta\big(M(\mathbf{x})\big) = \mp\frac{U_0 B_\mathrm{n}}{\pi}\left(\int_{M' \text{ in } P_\mp} B'_\mathrm{n}\frac{\mathbf{M'M}}{|\mathbf{M'M}|^2}\,\mathrm{d}\mathcal{S}'\right)\cdot\mathbf{e}_y, \quad \text{for } \pm B_\mathrm{n}(M) > 0. \tag{26}$$

This integral can be computed by analogy to the electric field created by a 2D distribution of charge, $\sigma(M) = B'_\mathrm{n}(M)$, of an infinite cylinder of radius R (of vertical axis crossing the $z=0$ plane at point $O_\mp$), using Gauss theorem, *i.e.*,

$$\int_{M' \text{ in } P_\mp} B'_\mathrm{n}\frac{\mathbf{M'M}}{|\mathbf{M'M}|^2}\,\mathrm{d}\mathcal{S}' = \mp\frac{\mathbf{O}_\mp\mathbf{M}}{|\mathbf{O}_\mp\mathbf{M}|^2}\,\Phi_\mp. \tag{27}$$

Hence, we find that the helicity flux density is given by Equation (12).

A.2 One Polarity Rigidly Rotating Around the Other

In this model, the negative polarity rigidly rotates around the positive one. The velocity field is given by Equation (13). There are four cases to consider.

- c1. If $B_\mathrm{n}(M) > 0$ and $B_\mathrm{n}(M') > 0$, then $\mathbf{u}-\mathbf{u}' = 0$ and the associated term of Equation (4) is null.
- c2. If $B_\mathrm{n}(M) > 0$ and $B_\mathrm{n}(M') < 0$, then $\mathbf{u}-\mathbf{u}' = -\Omega\mathbf{e}_z \times \mathbf{O}_+\mathbf{M}'$ and

$$\mathbf{M'M} \times \left(\mathbf{u}-\mathbf{u}'\right)\big|_\mathrm{n} = -\big(\mathbf{M'M}\cdot\mathbf{O}_+\mathbf{M}'\big)\Omega. \tag{28}$$

  The helicity flux density is then (using $\mathbf{O}_+\mathbf{M}' = \mathbf{O}_+\mathbf{M} - \mathbf{M'M}$)

$$\begin{aligned} G_\theta\big(M(\mathbf{x})\big) &= \frac{\Omega B_\mathrm{n}}{2\pi}\int_{M' \text{ in } P_-} B'_\mathrm{n}\left(\frac{\mathbf{O}_+\mathbf{M}\cdot\mathbf{M'M}}{|\mathbf{M'M}|^2} - 1\right)\mathrm{d}\mathcal{S}' \\ &= \frac{\Omega B_\mathrm{n}}{2\pi}\left(\mathbf{O}_+\mathbf{M}\cdot\int_{M' \text{ in } P_-} B'_\mathrm{n}\frac{\mathbf{M'M}}{|\mathbf{M'M}|^2}\,\mathrm{d}\mathcal{S}' + \Phi_-\right) \\ &= \frac{\Omega B_\mathrm{n}}{2\pi}\left(-\frac{\mathbf{O}_+\mathbf{M}\cdot\mathbf{O}_-\mathbf{M}}{|\mathbf{O}_-\mathbf{M}|^2}\Phi_- + \Phi_-\right), \quad \text{for } B_\mathrm{n}(M) > 0, \end{aligned} \tag{29}$$

  which, by regrouping terms, leads to Equation (14).
- c3. If $B_\mathrm{n}(M) < 0$ and $B_\mathrm{n}(M') > 0$, then $\mathbf{u}-\mathbf{u}' = \Omega\mathbf{e}_z \times \mathbf{O}_+\mathbf{M}$ and

$$\mathbf{M'M} \times \left(\mathbf{u}-\mathbf{u}'\right)\big|_\mathrm{n} = \big(\mathbf{M'M}\cdot\mathbf{O}_+\mathbf{M}\big)\Omega, \tag{30}$$

  which, using Equation (27) leads to

$$G_\theta\big(M(\mathbf{x})\big) = -\frac{\Omega B_\mathrm{n}}{2\pi}\Phi_+, \quad \text{for } \big(B_\mathrm{n}(M) < 0, B_\mathrm{n}\big(M'\big) > 0\big). \tag{31}$$

- c4. If $B_{\mathrm{n}}(M) < 0$ and $B_{\mathrm{n}}(M') < 0$, $\mathbf{u} - \mathbf{u}' = \Omega \mathbf{e}_z \times \mathbf{M}'\mathbf{M}$ and

$$\mathbf{M}'\mathbf{M} \times \left(\mathbf{u} - \mathbf{u}'\right)\big|_{\mathrm{n}} = \left|\mathbf{M}'\mathbf{M}\right|^2 \Omega, \tag{32}$$

leading to

$$G_\theta\big(M(\mathbf{x})\big) = \frac{\Omega B_{\mathrm{n}}}{2\pi}\Phi_-, \quad \text{for } \big(B_{\mathrm{n}}(M) < 0, B_{\mathrm{n}}\big(M'\big) < 0\big). \tag{33}$$

Then the total helicity flux density within the region $B_{\mathrm{n}}(M) < 0$ is therefore

$$G_\theta\big(M(\mathbf{x})\big) = -\frac{\Omega B_{\mathrm{n}}}{2\pi}\,(\Phi_+ - \Phi_-), \quad \text{for } B_{\mathrm{n}}(M) < 0. \tag{34}$$

Note that in the particular case of two magnetic-flux-balanced polarities, $\Phi_+ = \Phi_-$ and $G_\theta = 0$ for $B_{\mathrm{n}}(M) < 0$.

A.3 Two Counter-rotating Magnetic Polarities

In this model, the positive polarity rotates clockwise around its center, while the negative polarity rotates counterclockwise around its center. The velocity field is given by Equation (15). There are four cases to consider, which, by symmetry, reduce to two cases.

- c1. If $B_{\mathrm{n}}(M) > 0$ and $B_{\mathrm{n}}(M') > 0$, we have $\mathbf{u} - \mathbf{u}' = -\Omega \mathbf{e}_z \times \mathbf{M}'\mathbf{M}$, which leads to

$$\mathbf{M}'\mathbf{M} \times \left(\mathbf{u} - \mathbf{u}'\right)\big|_{\mathrm{n}} = -\left|\mathbf{M}'\mathbf{M}\right|^2 \Omega, \tag{35}$$

giving

$$G_\theta\big(M(\mathbf{x})\big) = \frac{\Omega B_{\mathrm{n}}}{2\pi}\Phi_+, \quad \text{for } \big(B_{\mathrm{n}}(M) > 0, B_{\mathrm{n}}\big(M'\big) > 0\big). \tag{36}$$

- c2. If $B_{\mathrm{n}}(M) > 0$ and $B_{\mathrm{n}}(M') < 0$, we have $\mathbf{u} - \mathbf{u}' = \Omega \mathbf{e}_z \times (\mathbf{M}'\mathbf{M} - \mathbf{O}_+\mathbf{M} - \mathbf{O}_-\mathbf{M})$, which leads to

$$\mathbf{M}'\mathbf{M} \times \left(\mathbf{u} - \mathbf{u}'\right)\big|_{\mathrm{n}} = \left|\mathbf{M}'\mathbf{M}\right|^2 \Omega - \big(\mathbf{M}'\mathbf{M} \cdot (\mathbf{O}_+\mathbf{M} + \mathbf{O}_-\mathbf{M})\big)\Omega, \tag{37}$$

giving (using $\mathbf{O}_+\mathbf{M} = \mathbf{O}_+\mathbf{O}_- + \mathbf{O}_-\mathbf{M}$)

$$\begin{aligned}
G_\theta\big(M(\mathbf{x})\big) &= -\frac{\Omega B_{\mathrm{n}}}{2\pi}\int_{M' \text{ in } P_-} B'_{\mathrm{n}}\left(1 - \frac{(\mathbf{O}_+\mathbf{O}_- + 2\mathbf{O}_-\mathbf{M}) \cdot \mathbf{M}'\mathbf{M}}{|\mathbf{M}'\mathbf{M}|^2}\right)\mathrm{d}\mathcal{S}' \\
&= \frac{\Omega B_{\mathrm{n}}}{2\pi}\left(\Phi_- + (\mathbf{O}_+\mathbf{O}_- + 2\mathbf{O}_-\mathbf{M}) \cdot \int_{M' \text{ in } P_-} B'_{\mathrm{n}}\frac{\mathbf{M}'\mathbf{M}}{|\mathbf{M}'\mathbf{M}|^2}\,\mathrm{d}\mathcal{S}'\right) \\
&= \frac{\Omega B_{\mathrm{n}}}{2\pi}\left(\Phi_- - \frac{(\mathbf{O}_+\mathbf{O}_- + 2\mathbf{O}_-\mathbf{M}) \cdot \mathbf{O}_-\mathbf{M}}{|\mathbf{O}_-\mathbf{M}|^2}\,\Phi_-\right) \\
&= -\frac{\Omega B_{\mathrm{n}}\Phi_-}{2\pi}\left(1 + \frac{\mathbf{O}_-\mathbf{M} \cdot \mathbf{O}_+\mathbf{O}_-}{|\mathbf{O}_-\mathbf{M}|^2}\right),
\end{aligned} \tag{38}$$

for $(B_{\mathrm{n}}(M) > 0, B_{\mathrm{n}}(M') < 0)$.

The total helicity flux density in the positive polarity is obtained by summing Equations (36) and (38) and supposing $\Phi_+ = \Phi_- = \Phi_0$ to simplify

$$G_\theta\big(M(\mathbf{x})\big) = -\frac{\Omega B_\mathrm{n}}{2\pi}\frac{\mathbf{O}_-\mathbf{M}\cdot\mathbf{O}_+\mathbf{O}_-}{|\mathbf{O}_-\mathbf{M}|^2}\Phi_0, \quad \text{for } B_\mathrm{n}(M) > 0. \tag{39}$$

Following the same derivation as above for $B_\mathrm{n}(M) < 0$, we find Equation (16).

References

Amari, T., Aly, J.-J.: 2010, Observational constraints on well-posed reconstruction methods and the optimization-Grad–Rubin method. *Astron. Astrophys.* **522**, A52. doi:10.1051/0004-6361/200913058.

Amari, T., Boulmezaoud, T.Z., Mikic, Z.: 1999, An iterative method for the reconstruction break of the solar coronal magnetic field. I. Method for regular solutions. *Astron. Astrophys.* **350**, 1051 – 1059.

Amari, T., Boulmezaoud, T.Z., Aly, J.J.: 2006, Well posed reconstruction of the solar coronal magnetic field. *Astron. Astrophys.* **446**, 691 – 705. doi:10.1051/0004-6361:20054076.

Aulanier, G., Pariat, E., Démoulin, P.: 2005, Current sheet formation in quasi-separatrix layers and hyperbolic flux tubes. *Astron. Astrophys.* **444**, 961 – 976. doi:10.1051/0004-6361:20053600.

Bagalá, L.G., Mandrini, C.H., Rovira, M.G., Démoulin, P.: 2000, Magnetic reconnection: a common origin for flares and AR interconnecting arcs. *Astron. Astrophys.* **363**, 779 – 788.

Baker, D., van Driel-Gesztelyi, L., Mandrini, C.H., Démoulin, P., Murray, M.J.: 2009, Magnetic reconnection along quasi-separatrix layers as a driver of ubiquitous active region outflows. *Astrophys. J.* **705**, 926 – 935. doi:10.1088/0004-637X/705/1/926.

Berger, M.A.: 1984, Rigorous new limits on magnetic helicity dissipation in the solar corona. *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.* **30**, 79 – 104. doi:10.1080/03091928408210078.

Berger, M.A.: 2003, Topological quantities in magnetohydrodynamics. In: Ferriz-Mas, A., Núñez, M. (eds.) *Advances in Nonlinear Dynamics*, Taylor and Francis, London, 345 – 383.

Chae, J.: 2001, Observational determination of the rate of magnetic helicity transport through the solar surface via the horizontal motion of field line footpoints. *Astrophys. J. Lett.* **560**, L95 – L98. doi:10.1086/324173.

Chae, J.: 2007, Measurements of magnetic helicity injected through the solar photosphere. *Adv. Space Res.* **39**, 1700 – 1705. doi:10.1016/j.asr.2007.01.035.

Chae, J., Moon, Y.-J., Park, Y.-D.: 2004, Determination of magnetic helicity content of solar active regions from SOHO/MDI magnetograms. *Solar Phys.* **223**, 39 – 55. doi:10.1007/s11207-004-0938-9.

Chandra, R., Pariat, E., Schmieder, B., Mandrini, C.H., Uddin, W.: 2010, How can a negative magnetic helicity active region generate a positive helicity magnetic cloud? *Solar Phys.* **261**, 127 – 148. doi:10.1007/s11207-009-9470-2.

Démoulin, P.: 2006, Extending the concept of separatrices to QSLs for magnetic reconnection. *Adv. Space Res.* **37**, 1269 – 1282. doi:10.1016/j.asr.2005.03.085.

Démoulin, P.: 2007, Recent theoretical and observational developments in magnetic helicity studies. *Adv. Space Res.* **39**, 1674 – 1693. doi:10.1016/j.asr.2006.12.037.

Démoulin, P., Berger, M.A.: 2003, Magnetic energy and helicity fluxes at the photospheric level. *Solar Phys.* **215**, 203 – 215. doi:10.1023/A:1025679813955.

Démoulin, P., Pariat, E., Berger, M.A.: 2006, Basic properties of mutual magnetic helicity. *Solar Phys.* **233**, 3 – 27. doi:10.1007/s11207-006-0010-z.

Démoulin, P., Pariat, E.: 2009, Modelling and observations of photospheric magnetic helicity. *Adv. Space Res.* **43**, 1013 – 1031. doi:10.1016/j.asr.2008.12.004.

Démoulin, P., Priest, E.R., Lonie, D.P.: 1996, Three-dimensional magnetic reconnection without null points. 2. Application to twisted flux tubes. *J. Geophys. Res.* **101**, 7631 – 7646. doi:10.1029/95JA03558.

Démoulin, P., Bagala, L.G., Mandrini, C.H., Henoux, J.C., Rovira, M.G.: 1997, Quasi-separatrix layers in solar flares. II. Observed magnetic configurations. *Astron. Astrophys.* **325**, 305 – 317.

Démoulin, P., Mandrini, C.H., van Driel-Gesztelyi, L., Thompson, B.J., Plunkett, S., Kovári, Z., Aulanier, G., Young, A.: 2002, What is the source of the magnetic helicity shed by CMEs? The long-term helicity budget of AR 7978. *Astron. Astrophys.* **382**, 650 – 665. doi:10.1051/0004-6361:20011634.

DeVore, C.R.: 2000, Magnetic helicity generation by solar differential rotation. *Astrophys. J.* **539**, 944 – 953. doi:10.1086/309274.

Emonet, T., Moreno-Insertis, F.: 1998, The physics of twisted magnetic tubes rising in a stratified medium: two-dimensional results. *Astrophys. J.* **492**, 804 – 821. doi:10.1086/305074.

Finn, J.M., Antonsen, J.T.M.: 1985, Magnetic helicity: what is it and what is it good for? *Comments Plasma Phys. Control. Fusion* **9**, 111 – 120.

Georgoulis, M.K., Rust, D.M., Pevtsov, A.A., Bernasconi, P.N., Kuzanyan, K.M.: 2009, Solar magnetic helicity injected into the heliosphere: magnitude, balance, and periodicities over solar cycle 23. *Astrophys. J. Lett.* **705**, L48 – L52. doi:10.1088/0004-637X/705/1/L48.

Green, L.M., López Fuentes, M.C., Mandrini, C.H., van Driel-Gesztelyi, L., Démoulin, P.: 2002a, Long-term helicity evolution in NOAA active region 8100. In: Sawaya-Lacoste, H. (ed.) *SOLSPA 2001, Proceedings of the Second Solar Cycle and Space Weather Euroconference* **SP-477**, ESA, Noordwijk, 43 – 46.

Green, L.M., López Fuentes, M.C., Mandrini, C.H., Démoulin, P., Van Driel-Gesztelyi, L., Culhane, J.L.: 2002b, The magnetic helicity budget of a CME-prolific active region. *Solar Phys.* **208**, 43 – 68. doi:10.1023/A:1019658520033.

Jeong, H., Chae, J.: 2007, Magnetic helicity injection in active regions. *Astrophys. J.* **671**, 1022 – 1033. doi:10.1086/522666.

Jing, J., Park, S.-H., Liu, C., Lee, J., Wiegelmann, T., Xu, Y., Deng, N., Wang, H.: 2012, Evolution of relative magnetic helicity and current helicity in NOAA active region 11158. *Astrophys. J. Lett.* **752**, L9. doi:10.1088/2041-8205/752/1/L9.

Kazachenko, M.D., Canfield, R.C., Longcope, D.W., Qiu, J.: 2012, Predictions of energy and helicity in four major eruptive solar flares. *Solar Phys.* **277**, 165 – 183. doi:10.1007/s11207-011-9786-6.

Kusano, K., Suzuki, Y., Nishikawa, K.: 1995, A solar flare triggering mechanism based on the Woltjer–Taylor minimum energy principle. *Astrophys. J.* **441**, 942 – 951. doi:10.1086/175413.

Kusano, K., Maeshiro, T., Yokoyama, T., Sakurai, T.: 2002, Measurement of magnetic helicity injection and free energy loading into the solar corona. *Astrophys. J.* **577**, 501 – 512. doi:10.1086/342171.

Kusano, K., Maeshiro, T., Yokoyama, T., Sakurai, T.: 2004a, The trigger mechanism of solar flares in a coronal arcade with reversed magnetic shear. *Astrophys. J.* **610**, 537 – 549. doi:10.1086/421547.

Kusano, K., Maeshiro, T., Yokoyama, T., Sakurai, T.: 2004b, Study of magnetic helicity in the solar corona. In: Sakurai, T., Sekii, T. (eds.) *The Solar-B Mission and the Forefront of Solar Physics*, *ASP Conf. Ser.* **325**, 175 – 184.

LaBonte, B.J., Georgoulis, M.K., Rust, D.M.: 2007, Survey of magnetic helicity injection in regions producing X-class flares. *Astrophys. J.* **671**, 955 – 963. doi:10.1086/522682.

Linton, M.G., Antiochos, S.K.: 2002, Theoretical energy analysis of reconnecting twisted magnetic flux tubes. *Astrophys. J.* **581**, 703 – 717. doi:10.1086/344218.

Linton, M.G., Antiochos, S.K.: 2005, Magnetic flux tube reconnection: tunneling versus slingshot. *Astrophys. J.* **625**, 506 – 521. doi:10.1086/429585.

Linton, M.G., Dahlburg, R.B., Antiochos, S.K.: 2001, Reconnection of twisted flux tubes as a function of contact angle. *Astrophys. J.* **553**, 905 – 921. doi:10.1086/320974.

Longcope, D.W.: 2004, Inferring a photospheric velocity field from a sequence of vector magnetograms: the minimum energy fit. *Astrophys. J.* **612**, 1181 – 1192. doi:10.1086/422579.

Longcope, D.W., Pevtsov, A.A.: 2003, Helicity transport and generation in the solar convection zone. *Adv. Space Res.* **32**, 1845 – 1853. doi:10.1016/S0273-1177(03)90618-1.

Low, B.C.: 1997, The role of coronal mass ejections in solar activity. In: Crooker, N., Joselyn, J.A., Feynman, J. (eds.) *Coronal Mass Ejections*, *AGU Geophys. Monogr.* **99**, 39 – 48. doi:10.1029/GM099p0039.

Luoni, M.L., Démoulin, P., Mandrini, C.H., van Driel-Gesztelyi, L.: 2011, Twisted flux tube emergence evidenced in longitudinal magnetograms: magnetic tongues. *Solar Phys.* **270**, 45 – 74. doi:10.1007/s11207-011-9731-8.

Mandrini, C.H., Démoulin, P., Bagala, L.G., van Driel-Gesztelyi, L., Henoux, J.C., Schmieder, B., Rovira, M.G.: 1997, Evidence of magnetic reconnection from Hα, soft X-ray and photospheric magnetic field observations. *Solar Phys.* **174**, 229 – 240. doi:10.1023/A:1004950009970.

Mandrini, C.H., Démoulin, P., van Driel-Gesztelyi, L., Green, L.M., López Fuentes, M.C.: 2004, Magnetic helicity budget of solar-active regions from the photosphere to magnetic clouds. *Astrophys. Space Sci.* **290**, 319 – 344. doi:10.1023/B:ASTR.0000032533.31817.0e.

Mandrini, C.H., Démoulin, P., Schmieder, B., Deluca, E.E., Pariat, E., Uddin, W.: 2006, Companion event and precursor of the X17 flare on 28 October 2003. *Solar Phys.* **238**, 293 – 312. doi:10.1007/s11207-006-0205-3.

Masson, S., Pariat, E., Aulanier, G., Schrijver, C.J.: 2009, The nature of flare ribbons in coronal null-point topology. *Astrophys. J.* **700**, 559 – 578. doi:10.1088/0004-637X/700/1/559.

Moon, Y.-J., Chae, J., Choe, G.S., Wang, H., Park, Y.D., Yun, H.S., Yurchyshyn, V., Goode, P.R.: 2002, Flare activity and magnetic helicity injection by photospheric horizontal motions. *Astrophys. J.* **574**, 1066 – 1073. doi:10.1086/340975.

Nindos, A., Zhang, J., Zhang, H.: 2003, The magnetic helicity budget of solar active regions and coronal mass ejections. *Astrophys. J.* **594**, 1033 – 1048. doi:10.1086/377126.

Pariat, E., Démoulin, P., Berger, M.A.: 2005, Photospheric flux density of magnetic helicity. *Astron. Astrophys.* **439**, 1191 – 1203. doi:10.1051/0004-6361:20052663.

Pariat, E., Démoulin, P., Nindos, A.: 2007, How to improve the maps of magnetic helicity injection in active regions? *Adv. Space Res.* **39**, 1706 – 1714. doi:10.1016/j.asr.2007.02.047.

Pariat, E., Nindos, A., Démoulin, P., Berger, M.A.: 2006, What is the spatial distribution of magnetic helicity injected in a solar active region? *Astron. Astrophys.* **452**, 623 – 630. doi:10.1051/0004-6361:20054643.

Pevtsov, A.A., Canfield, R.C., Metcalf, T.R.: 1995, Latitudinal variation of helicity of photospheric magnetic fields. *Astrophys. J. Lett.* **440**, L109 – L112. doi:10.1086/187773.

Romano, P., Zuccarello, F.: 2011, Flare occurrence and the spatial distribution of the magnetic helicity flux. *Astron. Astrophys.* **535**, A1. doi:10.1051/0004-6361/201117594.

Romano, P., Pariat, E., Sicari, M., Zuccarello, F.: 2011, A solar eruption triggered by the interaction between two magnetic flux systems with opposite magnetic helicity. *Astron. Astrophys.* **525**, A13. doi:10.1051/0004-6361/201014437.

Rust, D.M.: 1994, Spawning and shedding helical magnetic fields in the solar atmosphere. *Geophys. Res. Lett.* **21**, 241 – 244. doi:10.1029/94GL00003.

Savcheva, A., Pariat, E., van Ballegooijen, A., Aulanier, G., DeLuca, E.: 2012, Sigmoidal active region on the Sun: comparison of a magnetohydrodynamical simulation and a nonlinear force-free field model. *Astrophys. J.* **750**, 15. doi:10.1088/0004-637X/750/1/15.

Schuck, P.W.: 2005, Local correlation tracking and the magnetic induction equation. *Astrophys. J. Lett.* **632**, L53 – L56. doi:10.1086/497633.

Schuck, P.W.: 2006, Tracking magnetic footpoints with the magnetic induction equation. *Astrophys. J.* **646**, 1358 – 1391. doi:10.1086/505015.

Schuck, P.W.: 2008, Tracking vector magnetograms with the magnetic induction equation. *Astrophys. J.* **683**, 1134 – 1152. doi:10.1086/589434.

Taylor, J.B.: 1974, Relaxation of toroidal plasma and generation of reverse magnetic fields. *Phys. Rev. Lett.* **33**, 1139 – 1141. doi:10.1103/PhysRevLett.33.1139.

Titov, V.S., Hornig, G., Démoulin, P.: 2002, Theory of magnetic connectivity in the solar corona. *J. Geophys. Res.* **107**, 1164. doi:10.1029/2001JA000278.

Valori, G., Démoulin, P., Pariat, E.: 2012, Comparing values of the relative magnetic helicity in finite volumes. *Solar Phys.* **278**, 347 – 366. doi:10.1007/s11207-012-9951-6.

van Driel-Gesztelyi, L., Mandrini, C.H., Thompson, B., Plunkett, S., Aulanier, G., Démoulin, P., Schmieder, B., de Forest, C.: 1999, Long-term magnetic evolution of an AR and its CME activity. In: Schmieder, B., Hofmann, A., Staude, J. (eds.) *Third Advances in Solar Physics Euroconference: Magnetic Fields and Oscillations*, *ASP Conf. Ser.* **184**, 302 – 306.

Welsch, B.T., Fisher, G.H., Abbett, W.P., Regnier, S.: 2004, ILCT: recovering photospheric velocities from magnetograms by combining the induction equation with local correlation tracking. *Astrophys. J.* **610**, 1148 – 1156. doi:10.1086/421767.

Welsch, B.T., Abbett, W.P., De Rosa, M.L., Fisher, G.H., Georgoulis, M.K., Kusano, K., Longcope, D.W., Ravindra, B., Schuck, P.W.: 2007, Tests and comparisons of velocity-inversion techniques. *Astrophys. J.* **670**, 1434 – 1452. doi:10.1086/522422.

Welsch, B.T., Li, Y., Schuck, P.W., Fisher, G.H.: 2009, What is the relationship between photospheric flow fields and solar flares? *Astrophys. J.* **705**, 821 – 843. doi:10.1088/0004-637X/705/1/821.

Yamada, M.: 1999, Study of magnetic helicity and relaxation phenomena in laboratory plasmas. In: Brown, M.R., Canfield, R.C., Pevtsov, A.A. (eds.) *Magnetic Helicity in Space and Laboratory Plasmas*, *AGU Geophys. Monogr.* **11**, 129 – 140. doi:10.1029/GM111p0129.

Yamamoto, T.T., Kusano, K., Maeshiro, T., Yokoyama, T., Sakurai, T.: 2005, Magnetic helicity injection and sigmoidal coronal loops. *Astrophys. J.* **624**, 1072 – 1079. doi:10.1086/429363.

Yang, S., Zhang, H.: 2012, Large-scale magnetic helicity fluxes estimated from MDI magnetic synoptic charts over the solar cycle 23. *Astrophys. J.* **758**, 61. doi:10.1088/0004-637X/758/1/61.

Zhang, M., Flyer, N., Low, B.C.: 2006, Magnetic field confinement in the corona: the role of magnetic helicity accumulation. *Astrophys. J.* **644**, 575 – 586. doi:10.1086/503353.

Zhang, M., Flyer, N.: 2008, The dependence of the helicity bound of force-free magnetic fields on boundary conditions. *Astrophys. J.* **683**, 1160 – 1167. doi:10.1086/589993.

Zhang, M., Flyer, N., Low, B.C.: 2012, Magnetic helicity of self-similar axisymmetric force-free fields. *Astrophys. J.* **755**, 78. doi:10.1088/0004-637X/755/1/78.

4.2.3 Application aux observations

4.2.3.1 Article (A.1.2) : First observational application of a connectivity-based helicity flux density

La région active NOAA 11158 est une région quadrupolaire très étudiée[8] qui fut observable entre le 11 et le 17 Février 2011. Elle fut particulièrement éruptive et donna lieu à des éruptions très énergétiques (Schrijver et al. 2011; Jiang et al. 2012; Sun et al. 2012a,b; Wang et al. 2012; Inoue et al. 2013; Tarr et al. 2013; Toriumi et al. 2013; Tziotziou et al. 2013). Les études précédentes de cartographie du flux d'hélicité dans cette région active, semblent indiquer la présence de flux d'hélicité opposés, en faisant un cas potentiel de source d'activité due à l'annihilation d'hélicité, *i.e.*, à l'interaction entre régions d'hélicité opposée (Jing et al. 2012; Nindos et al. 2012; Vemareddy et al. 2012a,b). Cependant, ces études sont basées sur le calcul de G_θ. Dans ce cas, ces flux opposés d'hélicité sont-ils bien réels ? Ou sont-ils simplement des signaux parasites liés aux propriétés de G_θ, *e.g.*, comme dans le cas de la section 7.4 figure 15 de Dalmasse et al. (2014b) ? Et dans ce cas, quelle est alors la distribution réelle du flux d'hélicité dans cette région active ?

Pour répondre à cette question, dans Dalmasse et al. (2013) j'ai procédé à l'application observationnelle de la méthode de cartographie du flux d'hélicité magnétique en tenant compte de la connectivité magnétique (les détails de calculs sont donnés dans la section 2 de cet article ; Sect. 4.2.2.1).

Les résultats montrent que :

- la région active présente effectivement des flux opposés réels d'hélicité magnétique ;
- la distribution du flux d'hélicité est différente de celle obtenue avec G_θ ;
- la méthode avec la connectivité permet de mettre en évidence la distribution 3D du flux d'hélicité ;
- la région active se divise en deux sous-régions : une région interne avec des flux positifs, encerclée par une région avec des flux négatifs ;
- les interfaces entre régions de flux d'hélicité opposés coïncident avec la présence de QSLs (voir figure 4.6) ;
- NOAA 11158 est un cas de région active dont l'éruptivité est potentiellement liée à l'annihilation d'hélicité magnétique.

8. une recherche sur ADS avec les mots clés "NOAA 11158" donne de l'ordre de 70 résultats

A&A 555, L6 (2013)
DOI: 10.1051/0004-6361/201321999
© ESO 2013

Astronomy & Astrophysics

L E

First observational application of a connectivity-based helicity flux density

K. Dalmasse[1], E. Pariat[1], G. Valori[1], P. Démoulin[1], and L. M. Green[2]

[1] LESIA, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, Université Paris-Diderot, 92195 Meudon, France
e-mail: kevin.dalmasse@obspm.fr
[2] Mullard Space Science Laboratory, Univ. College London, UK

Received 31 May 2013 / Accepted 23 June 2013

ABSTRACT

Context. Measuring the magnetic helicity distribution in the solar corona can help in understanding the trigger of solar eruptive events because magnetic helicity is believed to play a key role in solar activity due to its conservation property.
Aims. A new method for computing the photospheric distribution of the helicity flux was recently developed. This method takes into account the magnetic field connectivity whereas previous methods were based on photospheric signatures only. This novel method maps the true injection of magnetic helicity in active regions. We applied this method for the first time to an observed active region, NOAA 11158, which was the source of intense flaring activity.
Methods. We used high-resolution vector magnetograms from the SDO/HMI instrument to compute the photospheric flux transport velocities and to perform a nonlinear force-free magnetic field extrapolation. We determined and compared the magnetic helicity flux distribution using a purely photospheric as well as a connectivity-based method.
Results. While the new connectivity-based method confirms the mixed pattern of the helicity flux in NOAA 11158, it also reveals a different, and more correct, distribution of the helicity injection. This distribution can be important for explaining the likelihood of an eruption from the active region.
Conclusions. The connectivity-based approach is a robust method for computing the magnetic helicity flux, which can be used to study the link between magnetic helicity and eruptivity of observed active regions.

Key words. magnetic fields – methods: numerical – Sun: photosphere – Sun: corona

1. Introduction

Magnetic helicity globally characterizes the geometrical properties of the magnetic field in a volume, generalizing more local properties such as twist and shear (e.g., Moffatt 1969). Because of its conservation property (see Berger 1984), magnetic helicity is believed to play a key role in solar eruptivity. In particular, it has been argued that magnetic helicity accumulation and/or annihilation can be involved in the generation and dynamics of solar flares and coronal mass ejections (CMEs; e.g., Low 1997; Kusano et al. 2002).

Observationally, evidence of magnetic helicity accumulation and annihilation can be obtained from studying the photospheric distribution of the magnetic helicity flux in active regions (ARs) prior to flaring activity (e.g. Moon et al. 2002; Chae et al. 2004; LaBonte et al. 2007). Magnetic helicity accumulation is straightforward when the helicity flux is uniformly distributed in sign. In a given magnetic system, a sequential injection of helicity of different signs would reduce the accumulated helicity. Magnetic helicity annihilation, by contrast, necessitates a distribution with opposite helicity fluxes since the annihilation of helicity requires the reconnection of magnetic domains of opposite helicity. Linton et al. (2001) showed that magnetic reconnection can release more energy when it occurs between systems of opposite helicity, and Kusano et al. (2002, 2004) developed a model of solar flares based on the interaction of magnetic structures of opposite helicity.

Observational studies were therefore carried out to detect ARs with opposite helicity fluxes (e.g., Chandra et al. 2010; Romano et al. 2011; Jing et al. 2012; Vemareddy et al. 2012). The helicity flux distribution in ARs is measured by computing a helicity flux density proxy, since helicity is not a local quantity (see Pariat et al. 2005). The proxies usually employed only require the photospheric evolution of AR vector magnetograms. These proxies do not allow a direct interpretation of the helicity flux density distribution when opposite signals of helicity flux are present, and can even introduce spurious, i.e., fake, signals (see Pariat et al. 2005, 2007).

Pariat et al. (2005) proposed a new proxy of the helicity flux density that takes into account the magnetic field connectivity, and Dalmasse et al. (2013) developed a method to compute such a proxy in practice. Based on analytical case studies and numerical simulations, they showed that this method can reliably and accurately determine the injection of helicity, and can reveal the real mixed signals of the helicity flux. Therefore, this method should be used to map the helicity flux in observational studies.

As an example, recent observational studies of the photospheric distribution of the magnetic helicity flux in NOAA 11158 found mixed signals of the helicity flux in the AR as reported by Jing et al. (2012) and Vemareddy et al. (2012). These authors argued that the pattern can be associated to the injection of opposite helicity and that magnetic helicity annihilation can be responsible for triggering some major flares observed in the AR. However, they employed the purely photospheric

proxy only instead of a connectivity-based helicity flux density method to compute the photospheric distribution of the helicity flux in the AR. We can therefore wonder if these mixed signals are real or spurious. In particular, how much are the helicity flux distribution and the signal intensity modified when using a connectivity-based helicity flux density proxy? Hence, can the obtained helicity flux distribution give hints of the action of magnetic helicity annihilation in the activity of NOAA 11158?

In the present letter, we address these questions by comparing the helicity flux distribution in NOAA 11158 computed with the purely photospheric as well as the connectivity-based proxy. We present the first observational application of the connectivity-based helicity flux density method introduced in Dalmasse et al. (2013) and test the robustness of this method.

2. Observations and analysis

2.1. Method

Pariat et al. (2005) demonstrated that the helicity flux can be expressed as the summation of the relative rotation rate of all pairs of elementary magnetic flux tubes weighted by their magnetic flux. From this definition, they introduced a purely photospheric proxy of helicity flux density, G_θ, such that

$$G_\theta(\boldsymbol{x}) = -\frac{B_n}{2\pi}\int_{S'} \frac{((\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x}')\times(\boldsymbol{u}-\boldsymbol{u}'))|_n}{|\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x}'|^2} B'_n \,\mathrm{d}\mathcal{S}', \tag{1}$$

where S' is the photospheric-surface where the helicity flux is computed, $\boldsymbol{x}$ and $\boldsymbol{x}'$ are the photospheric magnetic footpoints of elementary magnetic flux tubes, $\boldsymbol{B}$ and $\boldsymbol{B}'$ are their associated magnetic fields (index n or t denotes the normal or transverse component of a vector), and $\boldsymbol{u}$ and $\boldsymbol{u}'$ are their respective flux transport velocities defined by (e.g., Démoulin & Berger 2003):

$$\boldsymbol{u} = \boldsymbol{v}_t - \frac{v_n}{B_n}\boldsymbol{B}_t, \tag{2}$$

where $\boldsymbol{v}$ is the photospheric plasma velocity.

Equations (1) and (2) show that at a given time, t, the photospheric distribution of helicity flux, G_θ, can be computed from a timeseries of vector magnetograms. However, as pointed out by Pariat et al. (2005), a helicity flux density is only meaningful when considering a whole elementary magnetic flux tube/field line. Such an extension implies taking into account the magnetic field connectivity, which is not included in G_θ. To solve this problem, Pariat et al. (2005) defined a connectivity-based helicity flux density proxy, G_Φ, such that

$$G_\Phi(\boldsymbol{x}_{c_\pm}) = \frac{1}{2}\left(G_\theta(\boldsymbol{x}_{c_\pm}) + \left|\frac{B_n(\boldsymbol{x}_{c_\pm})}{B_n(\boldsymbol{x}_{c_\mp})}\right| G_\theta(\boldsymbol{x}_{c_\mp})\right), \tag{3}$$

where c is a closed elementary magnetic flux tube, i.e., a field line, anchored in the photosphere at the magnetic footpoints $\boldsymbol{x}_{c_\pm}$.

Dalmasse et al. (2013) introduced a method for computing Eq. (3) based on magnetic field line integration, which requires the knowledge of the magnetic field in the volume above the region of interest. Because magnetic field measurements are mostly realized at the photospheric level, we performed magnetic field extrapolations to obtain the coronal magnetic field and to compute the photospheric distribution of the magnetic helicity from Eq. (3).

Additionally, we computed the true density of the helicity flux for each elementary magnetic flux tube c, i.e., the helicity flux per unit magnetic flux, $\mathrm{d}h_\Phi/\mathrm{d}t$, defined by (see Pariat et al. 2005)

$$\left.\frac{\mathrm{d}h_\Phi}{\mathrm{d}t}\right|_c = \frac{G_\theta(\boldsymbol{x}_{c_+})}{|B_n(\boldsymbol{x}_{c_+})|} + \frac{G_\theta(\boldsymbol{x}_{c_-})}{|B_n(\boldsymbol{x}_{c_-})|}. \tag{4}$$

By definition from Eqs. (3) and (4), G_Φ and $\mathrm{d}h_\Phi/\mathrm{d}t$ are defined only for closed magnetic field lines. For open magnetic field lines, we set $G_\Phi = G_\theta$ and did not compute $\mathrm{d}h_\Phi/\mathrm{d}t$. Finally, closed magnetic field lines with $B_n(\boldsymbol{x}_{c_\pm})$ lower than 10 Gauss at one footpoint were treated as open field lines to avoid problems related to the presence of bald patches that would result in very high/infinite values of the helicity flux density, and that would prevent the conservation of the total helicity flux.

2.2. Data

NOAA 11158 appeared on 2011 February 10 at the heliographic coordinates S19 E42. This AR was the result of strong and fast magnetic flux emergence that resulted in the formation of two large-scale bipoles, a northern and a southern one (e.g., Schrijver et al. 2011). Its emergence was associated to several C-, M-, and X-class flares and CMEs during 2011 February 10−20 (e.g., Sun et al. 2012).

We used the 12 min cadence and high-resolution vector magnetograms from the SDO/HMI instrument at 06:22 and 06:34 UT on 2011 February 14 prior to a C-class flare observed at 06:51 UT. For both vector magnetograms, the 180° ambiguity was removed using the method of Metcalf et al. (2006). These vector magnetograms were used to compute the photospheric flux transport velocity field using the differential affine velocity estimator for vector magnetograms (DAVE4VM; Schuck 2008) with a window size of 19 pixels (as in Liu & Schuck 2013).

We assumed that the computed flux transport velocity field is equivalent to an instantaneous flux transport velocity at ~06:28 UT. We then constructed the associated vector magnetogram by averaging the magnetic data measurements taken at 06:22 and 06:34 UT (Fig. 1a).

We performed a nonlinear force-free magnetic field (NLFFF) extrapolation to obtain the coronal magnetic field from the vector magnetogram at ~06:28 UT using the magnetofrictional relaxation method developed in Valori et al. (2005, 2010). The data were first rebinned to 1″ per pixel and preprocessed toward the force-free condition using the method of Fuhrmann et al. (2007). The extrapolation domain covers ~208 × 202 × 145 Mm^3. A set of selected magnetic field lines is represented in Fig. 1b.

3. Results

In the following, the positive and negative polarities of the northern or southern bipole are referred to as NP and NN, or SP and SN, respectively (see Fig. 1a).

The full photospheric xy-domain of the NLFFF extrapolation was considered to derive the helicity flux density maps displayed in Fig. 2. In this domain, the closed magnetic field – for which G_Φ has been computed – encloses 73% of the total unsigned magnetic flux. The remaining magnetic flux corresponds to open-like magnetic fields (see Sect. 2.1). These regions, where $G_\Phi = G_\theta$, are mainly located at the eastern and western extremities of the AR.

We compared the total fluxes computed from both G_θ and G_Φ maps displayed in Fig. 2. The helicity flux of the closed magnetic field and the total helicity flux computed with the proxy G_θ

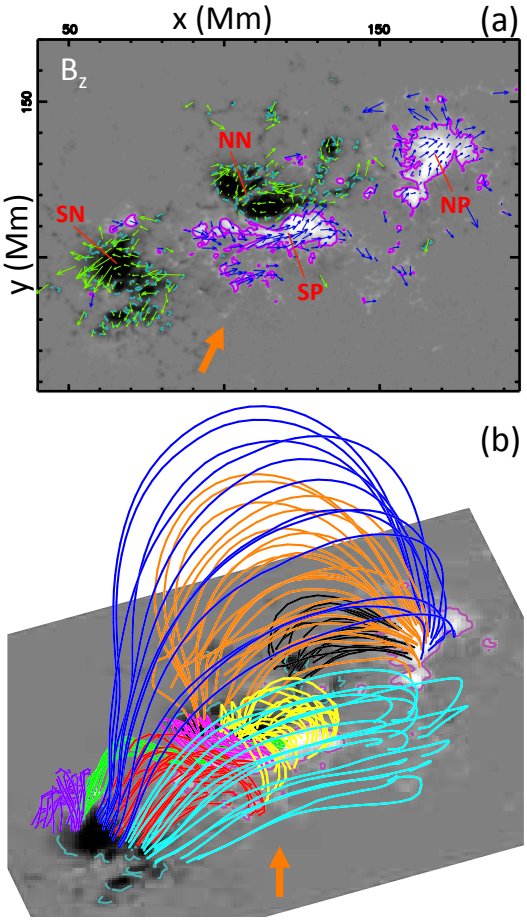

Fig. 1. Solar active region NOAA 11158 at ~06:28 UT on 2011 February 14. **a)** Photospheric vertical magnetic field (B_z) in grayscale overplotted with the flux transport velocity field (blue/green arrows) and the polarity labels (red). **b)** 3D views of the NLFFF magnetic field extrapolation with selected magnetic field lines. Each field line color corresponds to a different quasi-connectivity domain (separated by QSLs; see Sect. 4). The orange arrow shows the viewing angle relatively to panel **a)**. The magnetic field values are saturated at ±1500 Gauss. Solid pink and dashed cyan lines are ±500 Gauss magnetic field isocontours, respectively.

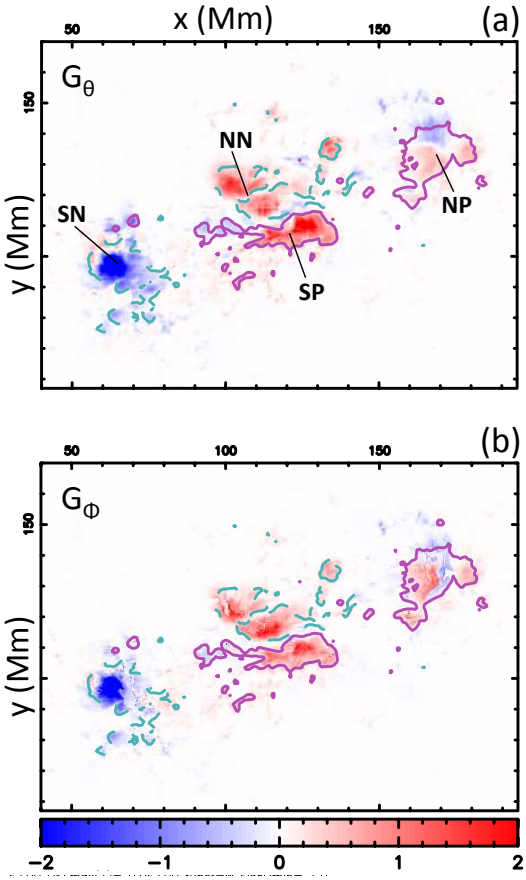

Fig. 2. Solar active region NOAA 11158 at ~06:28 UT on 2011 February 14. **a)**, **b)** Helicity flux density distributions in units of 10^7 Wb^2 m^{-2} s^{-1} with the same color scale: **a)** G_θ and **b)** G_Φ maps. All photospheric maps are overplotted with ±500 Gauss isocontours of B_z.

are 3.7×10^{21} Wb^2 s^{-1} and 2.3×10^{21} Wb^2 s^{-1}, respectively. The total helicity flux is lower because of the strong contribution of negative helicity in the open magnetic field. The same fluxes computed with the proxy G_Φ are 3.9×10^{21} Wb^2 s^{-1} and 2.5×10^{21} Wb^2 s^{-1}. The ratio of these fluxes computed with G_Φ compared with G_θ are 1.05 and 1.08, respectively. Therefore, the global helicity flux between the two proxies agrees very well.

In Fig. 2b, the G_Φ map also displays mixed signals. This implies that there are real mixed signs of the helicity flux in the AR, as found in previous studies (e.g., Jing et al. 2012; Vemareddy et al. 2012). However, the distribution is different from the results of the G_θ map (Fig. 2a) except in the regions of open magnetic fields. In SN, the weak positive signal has almost entirely been replaced by negative helicity flux. In NP, G_Φ presents enhanced positive values on the left side and an intrusion of negative values in the central part. Finally, the weak negative signal present between NN and SP in G_θ ($\approx -2.5 \times 10^6$ Wb^2 m^{-2} s^{-1}) is now positive in G_Φ ($\approx 2.5 \times 10^6$ Wb^2 m^{-2} s^{-1}). Otherwise, the distribution of G_Φ and G_θ is similar in NN and SP because field lines are linking similar values of G_θ.

Considering only the closed magnetic field, we summed the positive and then the negative helicity flux signals for both G_θ and G_Φ. We found that the ratio of these fluxes computed with G_Φ compared with G_θ are 0.84 and 0.57, respectively. We summed the absolute value of these positive and negative fluxes to obtain the total unsigned helicity flux for both G_Φ and G_θ, and found a ratio equal to 0.76. Overall, it shows that the intensity of the signal in G_θ tends to be overestimated.

In Fig. 3, we represent the 3D distribution of the helicity flux density per elementary magnetic flux tubes/field lines. In this figure, each magnetic field line is colored according to the associated true helicity flux density computed from Eq. (4). The 3D representation of the true helicity flux density shows us that the helicity flux density map (Fig. 2b) is the result of two magnetic structures of strong opposite helicity flux: an inner system with positive helicity flux overlaid by an outer system of negative helicity flux.

We also computed the helicity flux distribution using a potential magnetic field extrapolation. The results also show mixed helicity flux signals. Compared with the NLFFF case, the differences are mostly located in the highly sheared region between SP and NN where the electric currents are the strongest. In particular, the intensity of the signal is different, but not its sign. This mutual consistency between the application to potential and NLFFF extrapolations, together with the tests performed in Dalmasse et al. (2013), provides us with additional confidence

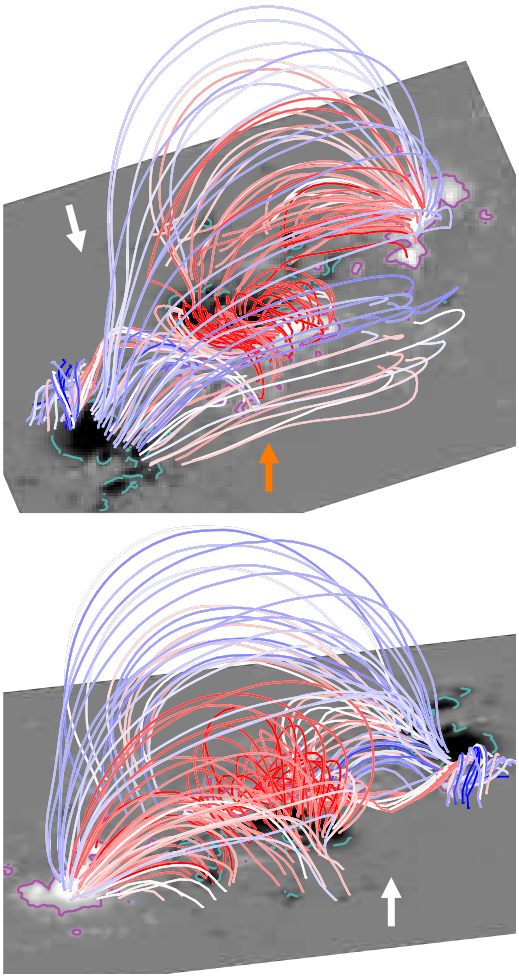

Fig. 3. Two 3D views of the NLFFF magnetic field extrapolations with the same selected magnetic field lines as in Fig. 1b. Field lines are colored according to their associated helicity flux density value computed from Eq. (4), red or blue for positive or negative values. The values are saturated at $\pm 1.5 \times 10^8$ Wb s^{-1}. Arrows show the viewing angles relative to Fig. 1 (orange) and to the bottom panel (white).

that our method for computing G_Φ is robust when applied to observational data.

4. Conclusions and discussion

We presented the first observational application of a connectivity-based helicity flux density proxy to NOAA 11158 using the method developed in Dalmasse et al. (2013). We showed that the method can be reliably applied to observational data, and should be used to monitor the injection of magnetic helicity in ARs.

By computing the photospheric mapping of the helicity flux using this method with an NLFFF extrapolation, we provided direct and reliable evidence that real opposite helicity fluxes were observed in NOAA 11158 on 2011 February 14. However, the intensity and the distribution of the helicity flux are different from what has been found in previous studies (Jing et al. 2012; Vemareddy et al. 2012). The connectivity-based helicity flux density proxy shows that (1) the intensity of the fluxes tends to be overestimated with G_θ; and (2) that two magnetic structures with opposite helicity flux are present, one on top of the other.

Although it is not included here, we computed the photospheric mapping of quasi-separatrix layers (QSLs; see review by Démoulin 2006, and references therein). These are regions of sharp gradients of the magnetic field connectivity and are preferential sites for current layers formation, and thus, for magnetic reconnection (e.g. Janvier et al. 2013). Comparing the QSLs mapping with the distribution of helicity flux, we found several locations where the interface between the regions of opposite helicity flux coincides with QSLs. One such particularly interesting region is located in the northern part of the southern bipole. There, we found a flux rope (green field lines in Fig. 1b) linking SN to SP, with a net positive helicity flux (Fig. 3). The negative footpoints of this flux rope are below surrounding twisted and arcade field lines (purple field lines on the north of SP in Fig. 1b) which are associated to a strong negative helicity flux (Fig. 3). Hence, the helicity flux pattern could possibly play a role in the initiation and dynamics of the C-class flare observed in this region at 06:51 UT, i.e., 20 min after our extrapolation and helicity injection map. Assuming that these opposite helicity fluxes correspond to a transfer of opposite helicity from the convection zone toward the corona, NOAA 11158 would be a good candidate for studying solar eruptivity related to magnetic helicity annihilation (e.g., Kusano et al. 2002, 2004).

Overall, the temporal evolution study of the connectivity-based helicity flux density and of the helicity flux density per elementary magnetic flux tube is needed to obtain information on the role of helicity injection in the flaring activity observed in ARs, and on the nature of the emerging magnetic flux tube(s) creating these ARs.

Acknowledgements. This work used the DAVE4VM code written and developed by P. Schuck at the Naval Research Laboratory. The research leading to these results has received funding from the European Commission's Seventh Framework Programme (FP7/2007-2013) under the grant agreement eHeroes (project N° 284461, http://www.eheroes.eu). Lucie Green is grateful to the Royal Society for funding through their University Research Fellowships. The data used here are courtesy of the NASA/SDO and the HMI science team.

References

Berger, M. A. 1984, Geophys. Astrophys. Fluid Dyn., 30, 79
Chae, J., Moon, Y.-J., & Park, Y.-D. 2004, Sol. Phys., 223, 39
Chandra, R., Pariat, E., Schmieder, B., Mandrini, C. H., & Uddin, W. 2010, Sol. Phys., 261, 127
Dalmasse, K., Pariat, E., Démoulin, P., & Aulanier, G. 2013, Sol. Phys., in press
Démoulin, P. 2006, Adv. Space Res., 37, 1269
Démoulin, P., & Berger, M. A. 2003, Sol. Phys., 215, 203
Fuhrmann, M., Seehafer, N., & Valori, G. 2007, A&A, 476, 349
Janvier, M., Aulanier, G., Pariat, E., & Démoulin, P. 2013, A&A, in press
Jing, J., Park, S.-H., Liu, C., et al. 2012, ApJ, 752, L9
Kusano, K., Maeshiro, T., Yokoyama, T., & Sakurai, T. 2002, ApJ, 577, 501
Kusano, K., Maeshiro, T., Yokoyama, T., & Sakurai, T. 2004, ApJ, 610, 537
LaBonte, B. J., Georgoulis, M. K., & Rust, D. M. 2007, ApJ, 671, 955
Linton, M. G., Dahlburg, R. B., & Antiochos, S. K. 2001, ApJ, 553, 905
Liu, Y., & Schuck, P. W. 2013, Sol. Phys., 283, 283
Low, B. 1997, in Coronal Mass Ejections, eds. N. Crooker, J. Joselyn, & J. Feynman, AGU Geophys. Monogr, 99, 39
Metcalf, T. R., Leka, K. D., Barnes, G., et al. 2006, Sol. Phys., 237, 267
Moffatt, H. K. 1969, J. Fluid Mech., 35, 117
Moon, Y.-J., Chae, J., Choe, G. S., et al. 2002, ApJ, 574, 1066
Pariat, E., Démoulin, P., & Berger, M. A. 2005, A&A, 439, 1191
Pariat, E., Démoulin, P., & Nindos, A. 2007, Adv. Space Res., 39, 1706
Romano, P., Pariat, E., Sicari, M., & Zuccarello, F. 2011, A&A, 525, A13
Schrijver, C. J., Aulanier, G., Title, A. M., Pariat, E., & Delannée, C. 2011, ApJ, 738, 167
Schuck, P. W. 2008, ApJ, 683, 1134
Sun, X., Hoeksema, J. T., Liu, Y., et al. 2012, ApJ, 748, 77
Valori, G., Kliem, B., & Keppens, R. 2005, A&A, 433, 335
Valori, G., Kliem, B., Török, T., & Titov, V. S. 2010, A&A, 519, A44
Vemareddy, P., Ambastha, A., Maurya, R. A., & Chae, J. 2012, ApJ, 761, 86

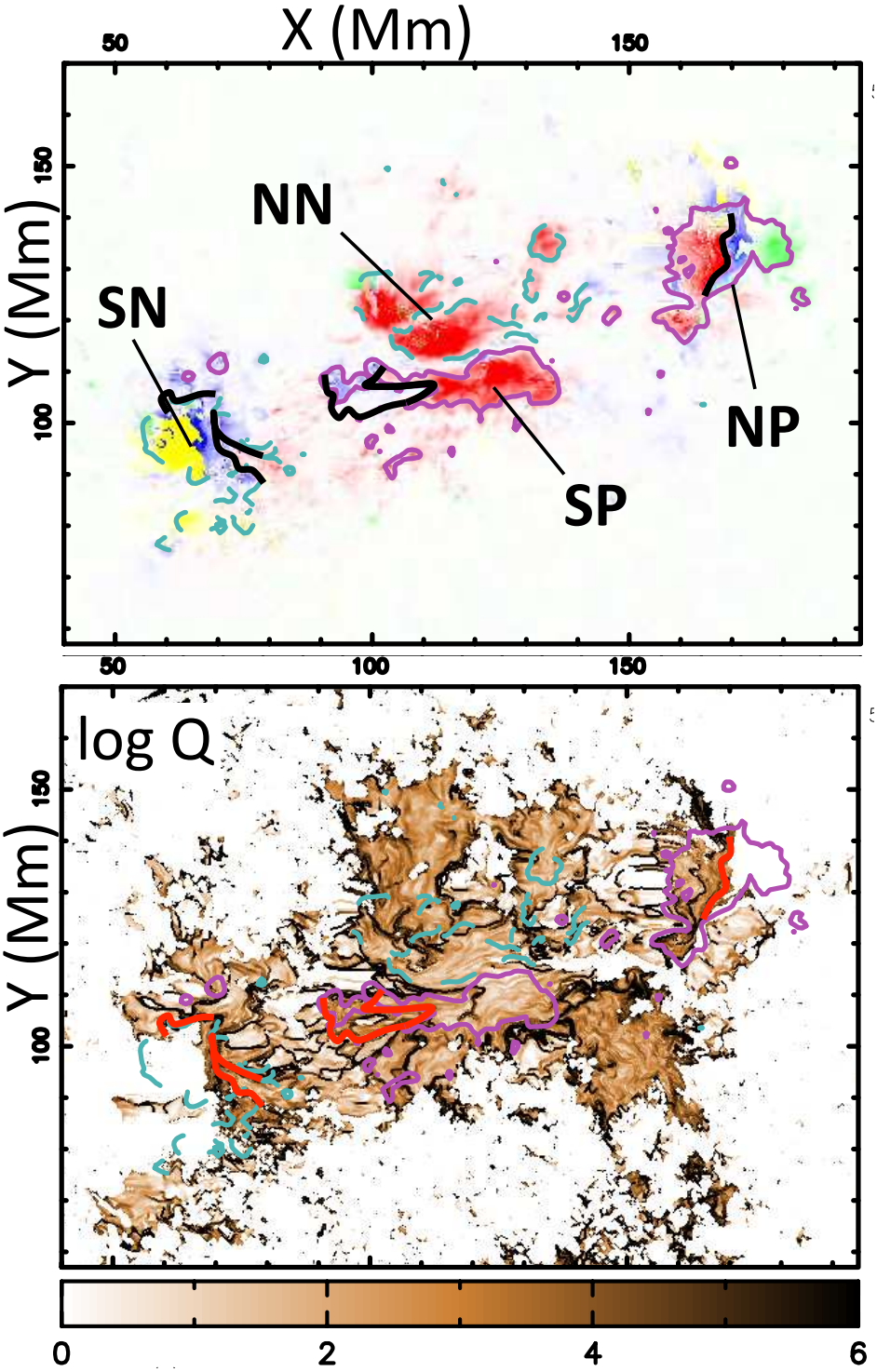

FIGURE *4.6: Région active NOAA 11158 le 14 Février à* 06 : 28 *TU.* **Haut :** *hélicitigramme de Dalmasse et al. (2013). Les polarités magnétiques NP et NN (respectivement SP et SN) représentent la polarité positive et la polarité négative du bipôle magnétique le plus Nord (respectivement le plus au Sud).* **Bas :** *empreintes photosphériques des QSLs de l'extrapolation utilisée pour synthétiser l'hélicitigramme. La carte montre la distribution du logarithme du facteur d'élongation-écrasement, Q (voir définition Sect. 6.1.3.2). Les contours magenta/cyan représentent les isocontours positifs/négatifs de* B_z*. Les lignes épaisses noires dans l'hélicitigramme, et rouges dans la carte* $\log Q$*, représentent une sélection de parties de QSLs à l'interface de régions de flux d'hélicité opposés.*

4.2.3.2 Quantifications et validation des cartes obtenues

Dans Dalmasse et al. (2013), j'ai utilisé plusieurs indices pour donner une estimation qualitative du degré de confiance que l'on peut attribuer à l'hélicitigramme synthétisé avec la méthode de cartographie que j'ai développée, et permettant de comparer avec les cartes obtenues avec G_θ.

Les deux premiers indices concernent le flux total d'hélicité sur $\mathcal{S}_{\Phi_{fermé}}$ et $\mathcal{S}$. En effet, le principe de la méthode est, en définitive, de redistribuer les flux mesurés avec G_θ dans le champ magnétique *fermé*. Cela peut donner lieu à des modifications de la valeur du flux d'hélicité dans un pixel de l'hélicitigramme, mais le flux total d'hélicité, sur $\mathcal{S}_{\Phi_{fermé}}$ et $\mathcal{S}$, doit être conservé. Par conséquent, pour un hélicitigramme synthétisé en tenant compte de la connectivité magnétique, il faut calculer :

$$C_{\mathcal{S}_{\Phi_{fermé}}} = \left(\left.\frac{\mathrm{d}H_\Phi}{\mathrm{d}t}\right|_{\mathcal{S}_{\Phi_{fermé}}}\right) \Big/ \left(\left.\frac{\mathrm{d}H_\theta}{\mathrm{d}t}\right|_{\mathcal{S}_{\Phi_{fermé}}}\right), \tag{4.29}$$

$$C_{\mathcal{S}} = \left(\left.\frac{\mathrm{d}H_\Phi}{\mathrm{d}t}\right|_{\mathcal{S}_{\Phi_{fermé}}} + \left.\frac{\mathrm{d}H_\theta}{\mathrm{d}t}\right|_{\mathcal{S}_{\Phi_{ouvert}}}\right) \Big/ \left(\left.\frac{\mathrm{d}H_\theta}{\mathrm{d}t}\right|_{\mathcal{S}}\right), \tag{4.30}$$

où $\mathrm{d}H_X/\mathrm{d}t$ représente le flux total d'hélicité calculé à partir de la densité G_X. $C_{\mathcal{S}_{\Phi_{fermé}}}$ compare le flux d'hélicité de l'hélicitigramme synthétisé en tenant compte de la connectivité (Sect. 4.2.2.1), par rapport au flux d'hélicité de l'hélicitigramme synthétisé avec G_θ, dans le champ fermé (sur $\mathcal{S}_{\Phi_{fermé}}$). $C_{\mathcal{S}}$ compare le flux total d'hélicité de l'hélicitigramme synthétisé en tenant compte de la connectivité (Sect. 4.2.2.1), par rapport au flux total d'hélicité de l'hélicitigramme synthétisé avec G_θ, sur la surface $\mathcal{S}$ entière. Théoriquement, ces deux rapports devraient valoir 1. Un hélicitigramme synthétisé à partir de la connectivité magnétique est donc validé lorsque ses rapports $C_{\mathcal{S}_{\Phi_{fermé}}}$ et $C_{\mathcal{S}}$ sont proches de 1.

Un troisième indice de la qualité de l'hélicitigramme obtenu est le pourcentage de déséquilibre du flux magnétique dans le champ où G_Φ est calculée :

$$\tau_{\Phi_{NC}} = \frac{\Phi_{f,+} - \Phi_{f,-}}{\Phi_0}, \tag{4.31}$$

où $\Phi_0 = min(\Phi_{f,+}, \Phi_{f,-})$, et $\Phi_{f,+}$ (respectivement $\Phi_{f,-}$), représentent le flux minimal balancé, et le flux magnétique total dans la polarité magnétique positive (respectivement négative). Par définition, G_Φ n'est définie que pour le champ magnétique *fermé*, on devrait donc avoir $\Phi_{fermé} = \Phi_{f,+} - \Phi_{f,-} = 0$. Considérons $P^{ij}_{fermé}$, l'ensemble des pixels, d'un hélicitigramme, associés au flux magnétique *fermé*. Cet ensemble peut être décomposé en p (respectivement n) pixels de polarités positives (respectivement négatives), et de flux magnétique Φ_p (respectivement Φ_n). La conservation du flux magnétique impose $\Phi_{fermé} = \Phi_p - \Phi_n = 0$. Rappelons que pour le calcul de G_Φ, nous utilisons un seuil sur $B_z(\mathcal{S})$, et que l'intégration des lignes de champ magnétique peut ne pas converger. Il est alors possible d'avoir des cas où l'intégration permet le calcul de G_Φ dans tous les pixels p, mais pas dans tous les pixels n (et réciproquement). Par conséquent, le flux magnétique des polarités positives pour lequel G_Φ a été calculé est bien Φ_p, mais le flux des polarités négatives est $\Phi'_n < \Phi_n$. Cela implique $\Phi_{f,+} - \Phi_{f,-} = \Phi_p - \Phi'_n > 0$, et donc

$\tau_{\Phi_{NC}} > 0$. Si le pourcentage de déséquilibre du flux magnétique dans le champ fermé est nettement différent de zéro, on peut se retrouver avec la non-conservation du flux d'hélicité, et donc un rapport $C_{\mathcal{S}_{\Phi_{fermé}}}$ nettement différent de 1. En effet, le problème est équivalent à considérer tout le flux d'hélicité de la configuration, $F = \int_{\mathcal{S}} G_\theta \mathrm{d}\mathcal{S}$, et en redistribuer la moitié dans l'ensemble des polarités positives, et une partie, $\gamma F/2 \neq F/2$ [9], dans l'ensemble des polarités négatives. On a alors :

$$C_{\mathcal{S}_{\Phi_{fermé}}} = \frac{F/2 + \gamma F/2}{F} = \frac{1+\gamma}{2}\,. \tag{4.32}$$

Dans le cas général, on aura $C_{\mathcal{S}_{\Phi_{fermé}}} \neq 1$, et donc $\tau_{\Phi_{NC}}$ permet de donner une information sur l'origine de la non-conservation du flux d'hélicité magnétique, et un indice supplémentaire pour la validation d'un hélicitigramme synthétisé avec la connectivité magnétique.

Trois autres indices sont utilisés pour comparer l'intensité du signal dans l'hélicitigramme obtenu avec G_θ, avec celle de l'hélicitigramme obtenu avec la connectivité magnétique, pour le champ magnétique *fermé* :

$$C_\pm = \left(\frac{\mathrm{d}H_\Phi}{\mathrm{d}t}\bigg|_\pm\right) \Big/ \left(\frac{\mathrm{d}H_\theta}{\mathrm{d}t}\bigg|_\pm\right), \tag{4.33}$$

$$C_u = \left(\frac{\mathrm{d}H_\Phi}{\mathrm{d}t}\bigg|_+ - \frac{\mathrm{d}H_\Phi}{\mathrm{d}t}\bigg|_-\right) \Big/ \left(\frac{\mathrm{d}H_\theta}{\mathrm{d}t}\bigg|_+ - \frac{\mathrm{d}H_\theta}{\mathrm{d}t}\bigg|_-\right), \tag{4.34}$$

où $\mathrm{d}H_X/\mathrm{d}t\,|_+$ (respectivement $\mathrm{d}H_X/\mathrm{d}t\,|_-$) désigne le flux d'hélicité positif (respectivement négatif) [10], *i.e.*, la somme de G_X sur toute la surface où $G_X > 0$ (respectivement $G_X < 0$). C_u désigne le rapport des flux d'hélicité non-signés. Ces indices permettent de quantifier la sur-estimation de l'intensité du signal dans les cartes obtenues avec la densité G_θ (qui est sur-estimée lorsque ces indices sont inférieurs à 1), *i.e.*, lorsque la connectivité magnétique n'est pas prise en compte.

4.2.3.3 Évolution temporelle du flux d'hélicité dans une région active : résultats préliminaires

Dans Dalmasse et al. (2013), j'ai montré qu'il y avait bel et bien des flux d'hélicité opposés dans la région active NOAA 11158. Cependant, ces résultats sont valables pour un instant donné, ou au moins, une certaine fenêtre temporelle autour de l'heure considérée dans cette étude. Mais qu'en est-il alors de l'évolution temporelle de ces flux ? Ces flux opposés d'hélicités sont-ils présents tout au long de l'évolution de la région active ?

Pour répondre à ces questions, je me suis intéressé à l'évolution temporelle des flux 2D et 3D d'hélicité pour une période de cinq jours, du 12 au 16 Février 2011, avec une cadence temporelle de 12 minutes. Une partie de ces résultats est présentée dans les figures 4.7 et

9. γ n'est pas forcément inférieur à 1. En effet, F correspond au flux total d'hélicité dans la configuration magnétique, et est donc une somme de termes qui peuvent être positifs et/ou négatifs. On peut donc réécrire $F = F_+ + F_-$, où F_+ (F_-) est la somme des $G_\theta > 0$ ($G_\theta < 0$). On pourrait alors imaginer un cas où ce sont uniquement les flux positifs qui sont redistribués dans les n polarités négatives. Et si de plus, nous supposons $F > 0$, on a alors $\gamma = F_+/F > 1$.

10. Rappelons que $\mathrm{d}H_X/\mathrm{d}t\,|_{\mathcal{S}_{\Phi_{fermé}}} = \mathrm{d}H_X/\mathrm{d}t\,|_+ + \mathrm{d}H_X/\mathrm{d}t\,|_-$.

4.8. Les cartes de G_θ à un instant, t, donné, ont été calculées avec les magnétogrammes vectoriels de SDO/HMI à $t \pm 12$ min à l'aide de *DAVE4VM* (Schuck 2008). Pour obtenir la connectivité magnétique, j'ai utilisé les extrapolations de champ magnétique de Jing et al. (2012) obtenues avec la méthode de Wiegelmann et al. (2006). Notons que pour les cartes du 14 et 15 Février, on définit les polarités magnétiques *NP* et *NN* (respectivement *SP* et *SN*), qui représentent la polarité positive et la polarité négative du bipôle magnétique le plus Nord (respectivement le plus au Sud ; voir Fig. 4.7).

Dans la figure 4.7, la colonne de gauche présente les hélicitigrammes obtenus avec G_θ. Chacun d'eux semble indiquer la présence de flux opposés tout au long de l'évolution de la région active. Cependant, comme ces cartes sont obtenues sans tenir compte de la connectivité magnétique, on peut difficilement conclure sur le caractère réel de ces flux mixtes (*cf.* Sect. 4.2.1.3 et 4.2.1.4).

La colonne de droite de la figure 4.7 présente les hélicitigrammes obtenus avec la méthode décrite dans la section 4.2.2.1, *i.e.*, lorsque l'on tient compte de la connectivité magnétique. Les différentes quantités utilisées pour valider ces cartes sont présentées table 4.1. Pour les cartes du 12 et 13 Février, les paramètres $C_{\mathcal{S}_{\Phi_{fermé}}}$ et $C_{\mathcal{S}}$, montrent une non-conservation élevée du flux d'hélicité. Avec un seuil $B_{z,min} = 50$ G au lieu de 10, cette non-conservation atteint des valeurs acceptables inférieures à 10%, les quatre autres paramètres de la table 4.1 restant sensiblement les mêmes. La seule chose qui change entre les cas $B_{z,min} = 50$ et 10, est la quantité de flux magnétique considérée *fermée*. Pour le 12 (respectivement le 13) Février, la quantité de flux *fermé* lorsque l'on prend $B_{z,min} = 50$ G est 30% (respectivement 15%) plus faible qu'en prenant $B_{z,min} = 10$. La distribution du flux d'hélicité restant globalement la même, ces résultats indiquent que la mauvaise conservation du flux d'hélicité pour $B_{z,min} = 10$, provient de connexions champ magnétique fort-champ faible. Cela peut soit venir de *Bald Patches* (apparaissant surtout pendant l'émergence de flux magnétique), soit de *QSLs* mal résolues par le maillage du champ magnétique extrapôlé, aboutissant aux problèmes discutés section 4.2.3.2. Pour ces raisons, les cartes obtenues avec $B_{z,min} = 10$ G sont validées malgré les valeurs de $C_{\mathcal{S}_{\Phi_{fermé}}}$ et $C_{\mathcal{S}}$.

Les hélicitigrammes de la figure 4.7 montrent des flux opposés d'hélicité qui ne sont pas présents tout au long de l'évolution de la région active. En effet, si les cartes du 12, 14, et 15, obtenues en tenant compte de la connectivité, montrent bel et bien la présence de flux opposés, ce n'est pas le cas de la carte du 13. Cette dernière montre que les flux négatifs trouvés dans la carte de G_θ, sont des signaux parasites provenant du manque de prise en compte de la connectivité magnétique. Les cartes du 14 et 15 Février (tenant compte de la connectivité) présentent une distribution similaire à celle de la figure 4.9. Les flux négatifs ne sont donc pas restreints à la polarité *SN* (voir Fig. 4.8), mais sont présents à la fois dans *SN* et *NP*, *i.e.*, dans la partie la plus externe de la région active. Dans la carte du 14 Février (avec la connectivité), on voit également que la distribution du flux d'hélicité dans *SN*, est beaucoup plus mixte que ne le laisse supposer la carte de G_θ. On peut notamment observer des flux positifs plus intenses, et répartis dans la moitié de cette polarité. Dans le cas du 15 Février, l'hélicitigramme tenant compte de la connectivité montre que les flux négatifs sont beaucoup plus faibles que dans l'hélicitigramme de G_θ (voir la valeur de C_- Tab. 4.1), et il est clair que c'est le transfert d'hélicité dans la partie interne de la région, *i.e.*, *NN* et *SP*, qui domine. Enfin, les cartes du 12, 14, et 15 (tenant compte de la connectivité), nous montrent que les flux opposés d'hélicité ne sont pas localisés

Date (Février 2011)	$C_{\mathcal{S}_{\Phi_{fermé}}}$	$C_{\mathcal{S}}$	$\tau_{\Phi_{NC}}$ ($\times 10^{-2}$)	C_+	C_-	C_u
12	1.45	1.64	-12	0.86	0.67	0.78
13	1.18	1.18	-3	0.93	0.35	0.80
14	0.94	0.95	-5	0.83	0.64	0.78
15	1.00	1.00	-6	0.83	0.55	0.75

TABLE *4.1: Paramètres de validation des hélicitigrammes des figures 4.7 et 4.8 obtenus avec* $B_{z,min} = 10\ G$

dans la même partie de la région active. En particulier, en début d'émergence, les flux opposés semblent essentiellement localisés dans la partie interne du bipole parent de *NN-NP*, comme également indiqué par la distribution 3D correspondante (voir Fig. 4.8). Au contraire, après les différentes grandes phases d'émergence de flux magnétique, les flux opposés sont essentiellement localisés en périphérie de la région active, dans le champ magnétique connectant les polarités *SN* et *NP*. Ces différents résultats sont bien mis en valeur par la distribution 3D du flux d'hélicité (voir Fig. 4.8).

Ces résultats sont préliminaires, et une étude plus approfondie est en cours afin de déterminer l'origine et l'évolution des flux d'hélicité opposés dans la région active NOAA 11158, ainsi que leurs relations avec sa dynamique et son éruptivité.

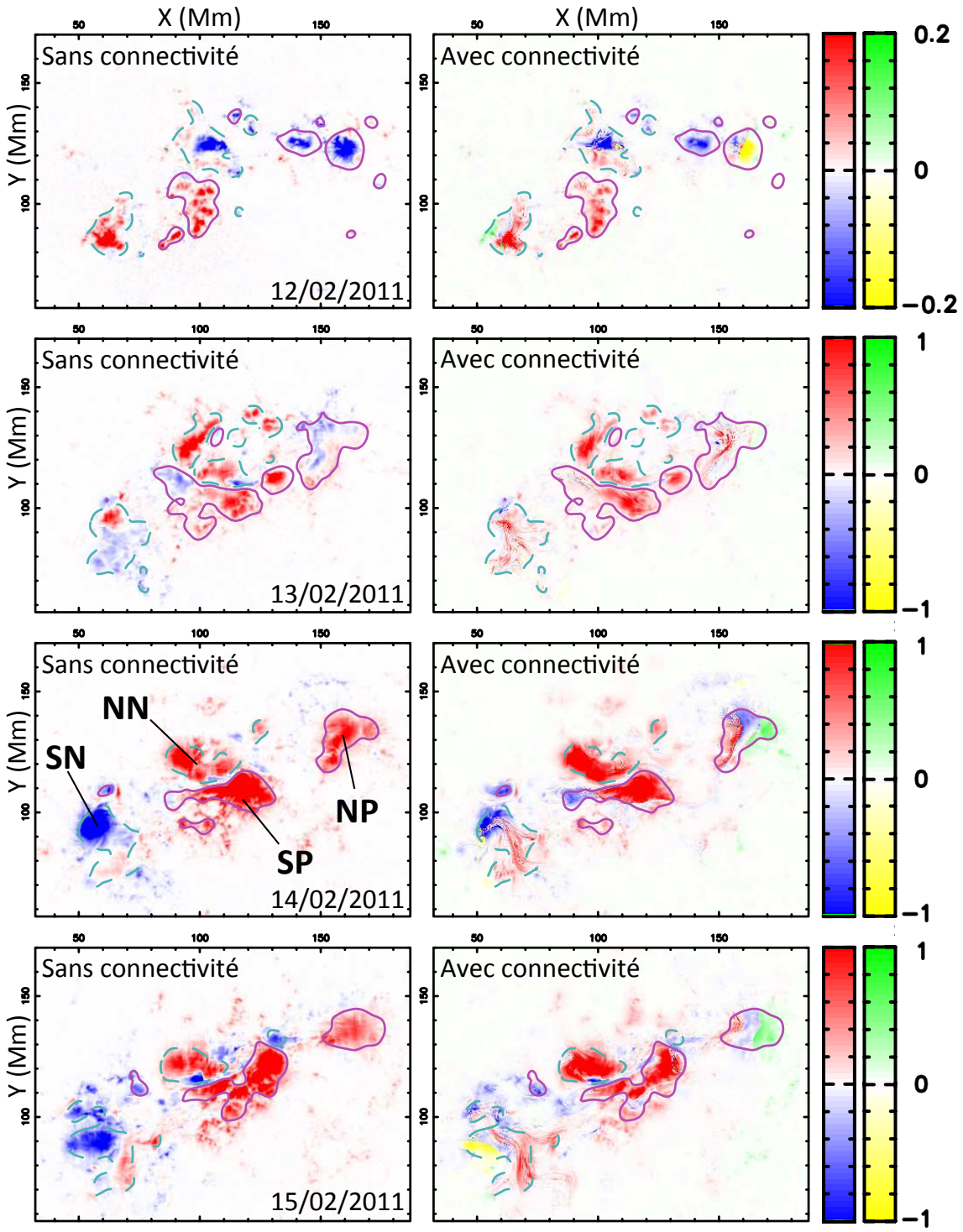

FIGURE *4.7: Évolution temporelle de la distribution photosphérique du flux d'hélicité dans la région active NOAA 11158, du 12 (haut) au 15 (bas) Février 2011 à* 11 : 36 *TU. Hélicitigrammes synthétisés avec* G_θ *(gauche), et en tenant compte de la connectivité magnétique (droite ; voir méthode décrite section 4.2.2.1). Les cartes sont en unité de* 10^7 Wb^2 m^{-2} s^{-1}*, et l'intervalle temporel entre deux cartes est d'une journée. Les contours magenta/cyan représentent les isocontours positifs/négatifs de* B_z*. Le code de couleur est le même que dans la figure 4.9. Notez la différence de saturation des deux panneaux du haut par rapport aux autres.*

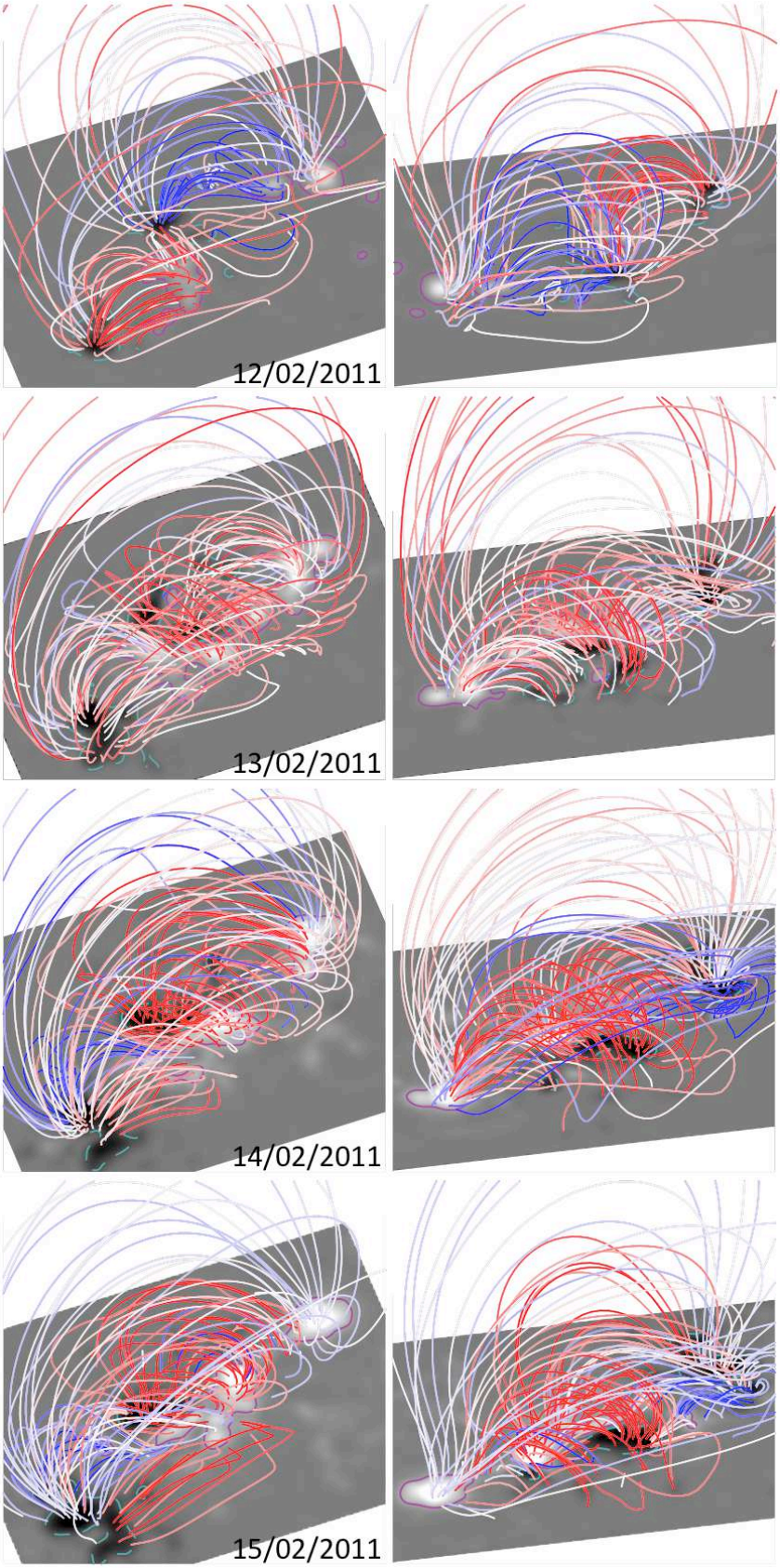

FIGURE *4.8: Évolution temporelle de la distribution 3D du flux d'hélicité dans la région active NOAA 11158, du 12 (haut) au 15 (bas) Février 2011 à* 11 : 36 *TU, sous deux vues différentes (colonne de gauche, colonne de droite). Les flux d'hélicité sont saturés à* $\pm 0.5 \times 10^8$ *Wb* s^{-1} *(deux panneaux du haut) et* $\pm 1.5 \times 10^8$ *Wb* s^{-1} *(six autres panneaux). Les codes de couleurs sont les mêmes que dans la figure 4.9. Les contours magenta/cyan représentent les isocontours positifs/négatifs de* B_z.

4.2.4 Limites de la méthode

La méthode de cartographie du flux d'hélicité en fonction de la connectivité magnétique, est limitée par :

- les interpolations de G_θ lors du calcul de $G_\theta(\boldsymbol{x}_2)$ (Sect. 4.2.2.1) ;
- les interpolations trilinéaires du champ magnétique (lorsque ce dernier est discrétisé sur une grille 3D) ;
- la résolution de l'hélicitigramme obtenu avec G_θ (qui, en présence de QSLs mal résolues spatialement, peut donner les mêmes problèmes de non-conservation du flux total d'hélicité que ceux discutés section 4.2.3.2 Eq. (4.32)) ;
- et enfin, le modèle de connectivité magnétique utilisé.

Pour les études observationnelles, celui de ces quatre facteurs qui limite réellement le calcul en terme de localisation de la variation d'hélicité, est le modèle de connectivité magnétique. En effet, comme nous l'avons vu section 2.2.1, le champ magnétique n'est mesuré qu'au niveau de la photosphère. Nous n'avons donc pas accès au champ magnétique coronal. Ce dernier ne peut donc être obtenu que par des méthodes de reconstruction, ou par des modèles théoriques (*e.g.*, Alissandrakis 1981; Amari et al. 1999; Wiegelmann 2004; Valori et al. 2005; Inoue & Morikawa 2011; Jiang & Feng 2012; Aschwanden 2013). Or, des modèles différents vont donner des connectivités magnétiques différentes, et donc, *a priori*, des hélicitigrammes différents. On peut donc se demander si une telle méthode de cartographie du flux d'hélicité permet véritablement d'étudier la distribution du flux d'hélicité dans les régions actives avec fiabilité.

Pour répondre à cette question, j'ai comparé les hélicitigrammes synthétisés avec différents modèles de reconstruction du champ magnétique pour la région active NOAA 11158 que j'ai étudiée dans Dalmasse et al. (2013). J'ai également implémenté la représentation 3D de la densité de flux d'hélicité magnétique par tubes de flux magnétiques élémentaires (Sect. 4.2.1.1) afin de comparer, en parallèle, la distribution 3D du flux d'hélicité pour les différents modèles de champ magnétique considérés. Pour le premier modèle, nous avons considéré la méthode d'extrapolation de Valori et al. (2005, 2007), en faisant l'hypothèse d'un champ magnétique sans force non-linéaire (voir cas *NLFFF1*, deux panneaux du haut Fig. 4.9). Cette hypothèse revient à tenir compte des courants électriques volumiques de la configuration magnétique, que l'on peut calculer à partir de la composante transverse du champ magnétique photosphérique. J'ai validé la distribution 3D du champ magnétique reconstruit, en la comparant aux boucles coronales de la région active, observée avec SDO/AIA. Dans un deuxième modèle, nous avons considéré la même méthode d'extrapolation, cette fois-ci en faisant l'hypothèse d'un champ magnétique potentiel (voir cas *POT*, deux panneaux du centre Fig. 4.9), *i.e.*, ne contenant pas de courants électriques, afin de valider les résultats obtenus avec le premier modèle. Ce champ à géométrie plus simple, permet, par ailleurs, d'étudier les effets de la prise en compte ou non des courants électriques sur la connectivité magnétique, et donc, sur la distribution du flux d'hélicité. Enfin, pour le troisième modèle, nous avons considéré une extrapolation de champ magnétique de Jing et al. (2012), faite sous l'hypothèse d'un champ sans force non-linéaire (voir cas *NLFFF2*, deux panneaux du bas Fig. 4.9) reconstruit avec la méthode de Wiegelmann (2004 ; voir aussi Wiegelmann et al. 2012). Ce troisième choix permet de comparer la cohérence des résultats obtenus lorsque l'on considère des méthodes d'extrapolation différentes, sous la même hypothèse de champ

magnétique.

La figure 4.9 présente les distributions 2D et 3D du flux d'hélicité obtenus. Les polarités magnétiques *NP* et *NN* (respectivement *SP* et *SN*) représentent la polarité positive et la polarité négative du bipôle magnétique le plus Nord (respectivement le plus au Sud).

De manière générale, les trois hélicitigrammes de la figure 4.9 (colonne de gauche) montrent le même résultat : des flux d'hélicité intenses et opposés dans la région active (pour le cas *NLFFF1*, les différences entre G_θ et G_Φ, ainsi que l'interprétation physique des résultats, sont discutées section 4.2.3.1 dans Dalmasse et al. 2013). En particulier, on peut voir une concentration de flux positifs dans les polarités magnétiques *NN*, *SP*, ainsi que dans la moitié gauche de la polarité *NP*, et des flux négatifs dans *SN* et dans la moitié droite de *NP*. Plus précisément, les distributions 3D du flux d'hélicité (colonne de droite) montrent que la région active est composée d'une partie interne associée à des flux positifs, encerclée par une structure associée à des flux négatifs. Au niveau local, il y a une bonne correspondance entre les trois hélicitigrammes, ainsi qu'entre les trois distributions 3D correspondantes. Les différences les plus marquées se retrouvent dans la forme et la position de la discontinuité entre signaux positifs et négatifs, *e.g.*, dans la polarité *NP*, ou dans les régions contenant des courants électriques intenses, *e.g.*, dans la région centrale *NN-SP* lorsque l'on compare les deux cas *NLFFF*[11] avec le cas *POT*. Cependant, ces différences restent relativement faibles. Notons que le cas potentiel ne tenant pas compte des courants électriques, il donne une représentation moins réaliste de la distribution du flux d'hélicité dans les régions contenant des courants électriques intenses, comme, *e.g.*, *NN-SP*. Le cas potentiel permet cependant de valider les résultats des cas *NLFFF*, plus complexes, mais qui tiennent compte, sous des hypothèses différentes, des courants électriques.

Les résultats de la figure 4.9 montrent ainsi que la méthode que j'ai développée pour étudier les distributions 2D et 3D du flux d'hélicité dans les régions actives en tenant compte de la connectivité magnétique :

- ➢ donne des résultats en bon accord les uns avec les autres, pour des méthodes d'extrapolations différentes ;
- ➢ est fiable et applicable aux observations ;
- ➢ va permettre d'étudier le transport, et l'accumulation d'hélicité dans les régions actives, ainsi que son rôle dans l'activité solaire ;
- ➢ permet de localiser les variations d'hélicité avec une précision de l'ordre de $5-10$ Mm en moyenne (*i.e.*, similaire à la précision sur la connectivité estimée dans Thalmann et al. 2013).

11. Notons que les cartes photosphériques de B_z des deux cas *NLFFF* sont différentes. C'est une conséquence de choix différents de prétraitement des magnétogrammes vectoriels. En effet, contrairement à la couronne solaire, la photosphère n'est pas un milieu sans force. Wiegelmann et al. (2006) et Fuhrmann et al. (2007) ont chacun proposé une méthode de prétraitement des magnétogrammes vectoriels photosphériques afin de les rendre plus compatible avec l'hypothèse d'un champ sans force. Ce prétraitement est basé sur la minimisation d'une fonction liée à l'amplitude des forces de Lorentz, par modification locale des valeurs des trois composantes du champ magnétique. Le cas *NLFFF1* a été prétraité avec la méthode de Fuhrmann et al. (2007), avec des amplitudes de modifications plus faibles que le cas *NLFFF2* prétraité avec la méthode de Wiegelmann et al. (2006).

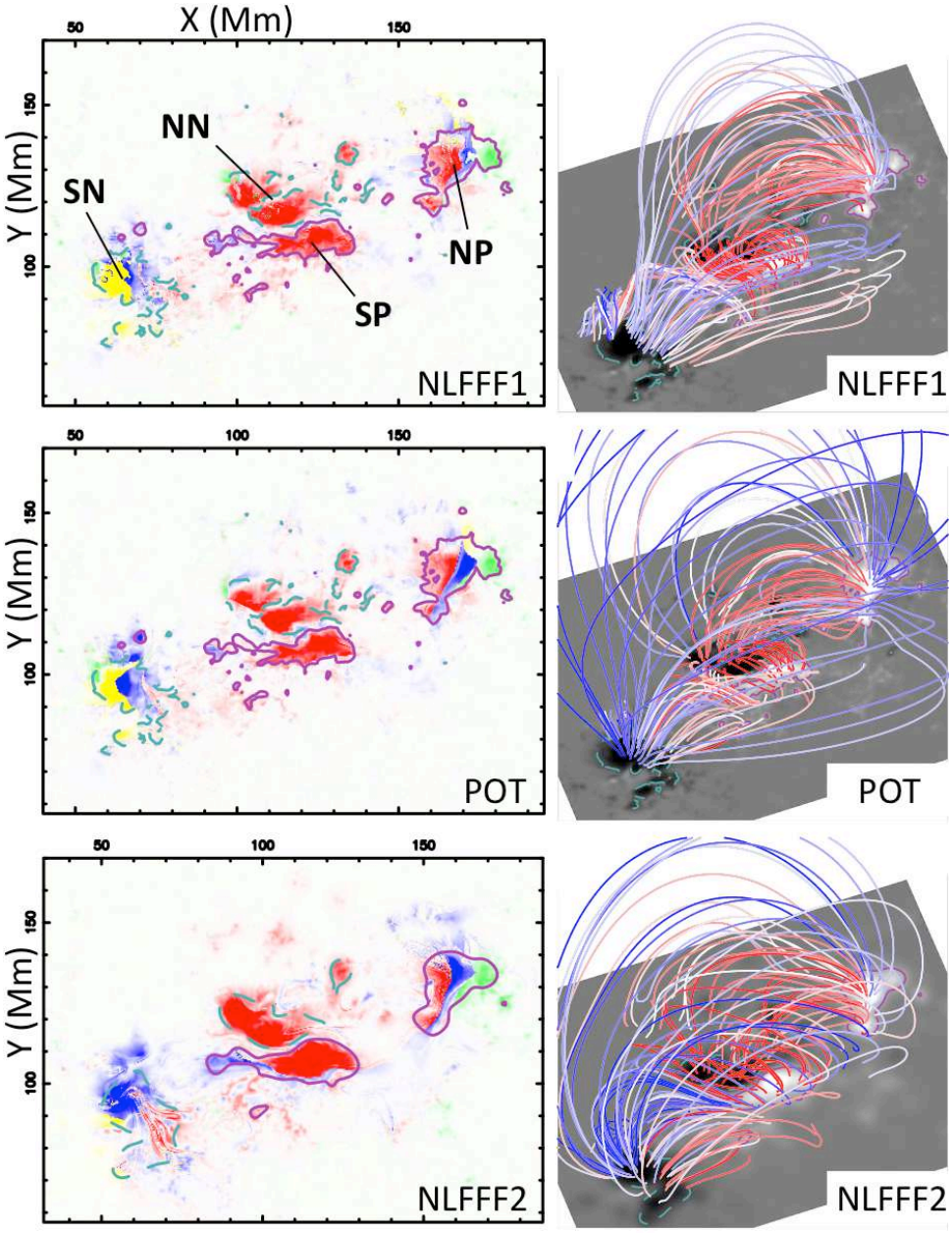

FIGURE *4.9: Distribution 2D et 3D du flux d'hélicité avec différents modèles de connectivité magnétique, pour la région active NOAA 11158, le 14 Février 2011 à* 06 : 28 *TU.* **Gauche :** *Hélicitigrammes synthétisés avec la méthode décrite section 4.2.2.1.* **Droite :** *Densité par tubes de flux magnétiques élémentaires correspondante. La carte représente la distribution photosphérique du champ magnétique vertical, B_z.* **De Haut en bas :** *pour les modèles NLFFF1, POT, et NLFFF2 (voir section 4.2.4 pour plus de détails sur chacun des modèles). Les flux magnétiques positifs/négatifs sont représentés en blanc/noir, et saturés à* ± 1500 *G. Les contours magenta/cyan représentent les isocontours positifs/négatifs de B_z à* ± 500 *G. Les flux d'hélicité positifs/négatifs dans le champ magnétique fermé sont représentés en rouge/bleu. Les flux d'hélicité positifs/négatifs dans le champ magnétique ouvert sont représentés en vert/jaune. Les flux d'hélicité 2D (respectivement 3D) sont saturés à* $\pm 10^7$ $Wb^2\ m^{-2}\ s^{-1}$ *(respectivement* $\pm 1.5 \times 10^8$ $Wb\ s^{-1}$*).*

4.3 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons vu différentes méthodes pour mesurer l'hélicité magnétique relative dans les régions actives (Sect. 4.1), et étudier son évolution et son rôle dans l'activité solaire. En particulier, nous nous sommes intéressés aux méthodes disponibles pour cartographier le flux photosphérique d'hélicité magnétique (Sect. 4.2). L'un des intérêts de la cartographie du flux d'hélicité est de pouvoir identifier des régions actives dont l'activité éruptive est potentiellement associée à de l'annihilation d'hélicité magnétique, afin de tester la conjecture de Kusano et al. (1995) selon laquelle l'annihilation d'hélicité pourrait donner les éruptions solaires les plus énergétiques (*cf.* Sect. 3.4.2.3).

La cartographie du flux d'hélicité requiert l'usage d'une densité de surface de flux d'hélicité, et donc, d'une quantité locale. Bien que l'hélicité magnétique soit par définition une grandeur globale, 3D, il est possible de définir une densité de flux d'hélicité, qui ait un sens physique : le flux d'hélicité, par tubes de flux magnétique élémentaires (Sect. 4.2.1.4). Cette densité de flux d'hélicité représente la variation du nombre de liens total (ou d'hélicité mutuelle totale ; Sect. 4.1.1.2 et 4.1.1.4) pour chacun des tubes de flux magnétique élémentaires décrivant une configuration magnétique. Il est alors possible de définir une densité de surface de flux d'hélicité en distribuant le flux d'hélicité, par tubes de flux magnétique élémentaires, en chacun des deux pieds de chaque tube de flux (Sect. 4.2.1.1 ; *e.g.*, Pariat et al. 2005).

À partir de cette définition, j'ai développé une méthode permettant d'étudier la distribution 2D et 3D du flux d'hélicité (Sect. 4.2.2). La différence fondamentale avec les autres méthodes de cartographie, est que nous calculons le flux d'hélicité en tenant compte de la connectivité des lignes de champ magnétique. En combinant des modèles analytiques et numériques à une analyse théorique (voir Sect. 4.2.2.2), j'ai montré que cette nouvelle méthode de cartographie, robuste et précise, est mieux adaptée et donne une représentation plus réaliste du flux local d'hélicité magnétique (Sect. 4.2.2.2). Cette méthode permet d'étudier et de localiser correctement le signe du flux d'hélicité magnétique dans les régions actives, en lien avec la présence de structures topologiques favorables au déclenchement des éruptions solaires et des CMEs. Son application aux observations m'a permis de montrer l'existence d'une région active associée à des flux d'hélicité simultanés de signe opposé, et dont l'activité éruptive est donc potentiellement reliée à de l'annihilation d'hélicité magnétique (Sect. 4.2.3.1 et 4.2.3.3).

Ma méthode va ainsi pouvoir être utilisée pour étudier les relations entre annihilation d'hélicité magnétique et énergie libérée lors des éruptions solaires. Plus généralement, cette méthode pourra être utilisée pour étudier les relations entre le transport d'hélicité magnétique et l'activité éruptive des champs magnétiques porteurs de courants électriques induits.

5

Injection de courants dans l'atmosphère solaire

Sommaire

5.1 Courants électriques dans les régions actives 134

5.1.1 Courants directs et courants de retour 134

5.1.2 Distribution photosphérique et propriétés des courants dans les régions actives 138

5.1.3 Neutralisation vs non-neutralisation : arguments théoriques . . 140

5.1.4 En résumé : des courants neutralisés, ou non ? 145

5.2 Modélisation et caractérisation des courants électriques . . 146

5.2.1 Tubes de flux torsadés et cisaillés : neutralisation vs non-neutralisation des courants 146

(A.1.6) Photospheric electric currents in solar active regions 146

5.2.2 Émergence d'un tube de flux torsadé sans courant 165

(A.1.3) Distribution of electric currents in solar active regions 165

5.2.3 Conséquences de mes travaux 172

5.3 Conclusions 176

Comme je l'ai mentionné section 3.4.2.2, les observations tendent à montrer la présence de courants électriques opposés dans chacune des polarités magnétiques des régions actives. Un des débats de la physique solaire concerne la neutralisation de ces courants électriques. La question que je vais développer en section 5.1.3 étant de savoir si le courant intégré dans chacune des polarités magnétiques d'une région active, est nul ou non, *i.e.*, est neutralisé ou non.

Dans ce chapitre, je vais présenter les travaux que j'ai effectués sur la neutralisation des courants électriques induits dans les régions actives, afin de répondre à cette question. Tout d'abord, je reviendrai sur les principaux résultats venant des observations et de la théorie (Sect. 5.1). Puis section 5.2, je présenterai deux études sur les propriétés de neutralisation et de non-neutralisation associées aux deux mécanismes responsables de la génération et du transport de grandes quantités de courants dans l'atmosphère solaire, *i.e.*, les mouvements photosphériques du plasma, et l'émergence de flux magnétique. Je

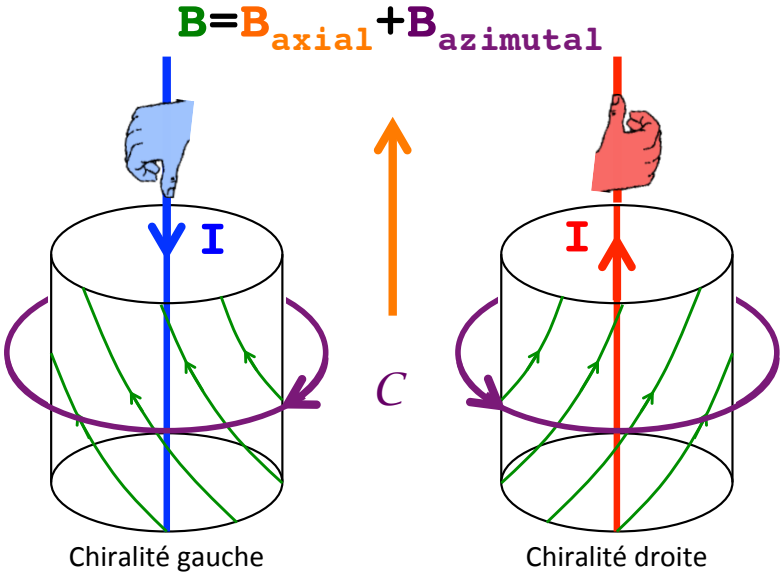

FIGURE *5.1: Sens des courants bleu/rouge pour un tube de flux magnétique torsadé de chiralité gauche/droite (i.e., d'hélicité magnétique négative/positive), d'après le théorème d'Ampère appliqué au contour orienté $\mathcal{C}$. Les lignes vertes symbolisent les lignes de champ magnétique.*

montrerai ainsi que mes travaux permettent de répondre à un certain nombre de questions concernant la neutralisation, ou non, des courants électriques dans les régions actives.

5.1 Courants électriques dans les régions actives : neutralisation vs non-neutralisation

Après avoir défini les deux types de courants électriques induits observés dans les régions actives, je présenterai les principales caractéristiques de la distribution et des propriétés des courants électriques observés dans les régions actives (Sect. 5.1.2). Puis, je dresserai le bilan des différents arguments théoriques qui ont été donnés afin d'expliquer ces résultats (Sect. 5.1.3).

5.1.1 Courants directs et courants de retour

Pour la suite, il est important de garder à l'esprit que la densité de courant électrique induit, $\boldsymbol{j}$, définit *un courant électrique induit par unité de surface.*

Avant de définir les courants directs et les courants de retour, rappelons que pour un contour $\mathcal{C}$ délimitant une surface traversée par un champ magnétique porteur de courants électriques induits, le théorème d'Ampère donne à la fois l'intensité du courant total traversant la surface portée par le contour $\mathcal{C}$, et le sens de circulation du courant. Rappelons également, que le sens de circulation du courant peut être déterminé à partir de la fameuse *règle de la main droite* (ou *règle du tire-bouchon*), sans avoir à appliquer le théorème d'Ampère. Ainsi, pour un tube de flux magnétique torsadé de chiralité droite, la règle de la main droite nous indique que le courant total dans le tube de flux doit circuler depuis la polarité positive vers la polarité négative (on obient l'opposé pour un tube de flux torsadé de chiralité gauche ; *cf.* Fig. 5.1).

5.1.1.1 Définition des courants directs et des courants de retour

Dans un tube de flux magnétique, on définit les *courants directs*[1] comme les courants électriques induits par unité de surface, dont le sens de circulation (*i.e.*, de la polarité magnétique positive vers la polarité négative, ou l'inverse) est donné par la règle de la main droite. Par exemple, pour un tube de flux torsadé de chiralité droite (donc d'hélicité magnétique positive, *cf.* Sect. 3.2.4), les courants directs circulent de la polarité magnétique positive vers la polarité magnétique négative du tube de flux magnétique (voir Fig. 5.2-droite). On obtient le sens de circulation opposé des courants directs, pour un tube de flux magnétique de chiralité gauche (donc d'hélicité magnétique négative ; voir Fig. 5.2-gauche).

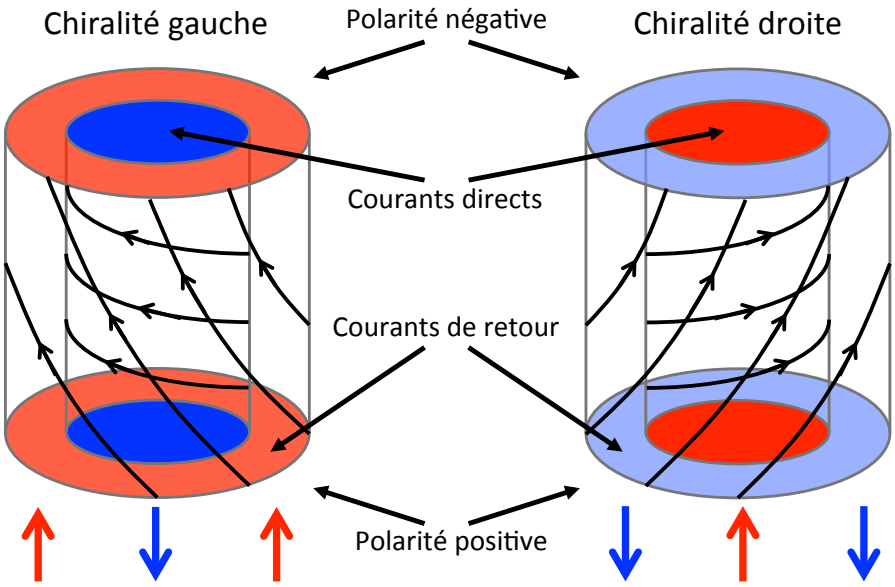

FIGURE *5.2: Courants directs et de retour dans un tube de flux torsadé en géométrie cylindrique. Les lignes noires représentent les lignes de champ magnétique. Le sens de la densité de courant est indiqué par les flèches rouges et bleues.*

Par définition, les *courants de retour* sont des courants électriques induits par unité de surface, circulant dans la direction opposée aux courants directs qu'ils écrantent. Pour un tube de flux magnétique torsadé, les courants de retour forment une enveloppe de transition entre les courants directs et le champ magnétique à l'extérieur du tube de flux (voir Fig. 5.2). Les courants de retour sont donc des courants électriques induits par unité de surface, dont le sens de circulation (contre-intuitif) est opposé au sens de circulation donné par la règle de la main droite. Pour un tube de flux torsadé de chiralité droite, les courants de retour circulent donc de la polarité magnétique négative vers la polarité magnétique positive du tube de flux magnétique (on obtient l'opposé pour un tube de flux torsadé de chiralité gauche ; voir Fig. 5.2).

Enfin, remarquons que le signe de l'hélicité magnétique donne également le sens de circulation des courants directs et des courants de retour : si l'hélicité magnétique est positive, alors les courants directs circulent dans le même sens que le champ magnétique

1. Notons que les courants directs dont nous parlons, n'ont rien à voir avec les courants directs des circuits électriques.

(de la polarité positive vers la polarité négative), et les courants de retour circulent dans la direction opposée. Si l'hélicité magnétique est négative, alors les courants directs circulent dans le sens opposé au champ magnétique (de la polarité négative vers la polarité positive), et les courants de retour circulent dans la direction opposée.

5.1.1.2 Neutralisation et non-neutralisation des courants

Par définition, la neutralisation des courants électriques dans un tube de flux magnétique signifie que le courant total intégré sur la section du tube de flux, est nul. Les courants de retour neutralisent alors les courants directs (on parlera également de courants électriques neutralisés). La non-neutralisation des courants électriques définit le cas où le courant total intégré sur la section du tube de flux est non-nul.

Pour les cas observationnels, la neutralisation ou non-neutralisation des courants est déterminée en calculant le courant total intégré sur l'ensemble des polarités magnétiques positives d'une région active (on obtiendra une valeur opposée en le calculant sur l'ensemble des polarités magnétiques négatives, à cause de l'équation de fermeture des courants électriques induits, $\nabla \cdot \boldsymbol{j} = 0$).

Pour toute la suite de ce chapitre, nous définissons le taux de non-neutralisation des courants électriques dans une polarité magnétique donnée, par :

$$\mathcal{I}_{un} = \frac{I_{total}}{max(|I_{direct}|, |I_{retour}|)}\,, \tag{5.1}$$

où I_{direct}, I_{retour}, et $I_{total}(= I_{direct} + I_{retour})$ correspondent respectivement à la quantité totale de courant direct, de courant de retour, et de courant total, intégrée sur l'ensemble de la polarité magnétique étudiée. Pour une polarité magnétique, P, sur une surface, $\mathcal{S}$, donnée (*e.g.*, la photosphère), le courant total, I, est calculé via l'expression :

$$I = \int_{\mathcal{S}(P)} \boldsymbol{j} \cdot \mathbf{dS}\,. \tag{5.2}$$

5.1.1.3 Critère d'existence de courants de retour

Si l'existence de courants directs dans une configuration magnétique porteuse de courants électriques induits est triviale, celle des courants de retour l'est moins. Dans cette section, je vais montrer quel est le critère sur la distribution du champ magnétique pour l'existence des courants de retour, à l'aide d'un modèle simplifié de tube de flux magnétique torsadé en géométrie cylindrique. Dans la section 5.2.1, ce critère servira de base pour créer un tube de flux magnétique torsadé contenant génériquement des courants de retour, afin d'étudier les propriétés des courants et de la neutralisation ou non-neutralisation de ceux-ci.

Dans les études théoriques et numériques, les tubes de flux magnétique sont souvent modélisés comme des tubes de flux torsadés en géométrie cylindrique (*e.g.*, van Ballegooijen & Martens 1989; Parker 1996; Emonet & Moreno-Insertis 1998; Amari et al. 2005; Aly & Amari 2010). Pour cette raison, nous allons chercher un critère d'existence de courants de retour à partir d'un modèle cylindrique. Considérons donc un tube de flux magnétique torsadé, de rayon, R, de longueur, L, et d'axe (Oz) (voir Fig. 5.3). Les coordonnées sont r, la distance à l'axe du tube de flux, θ, l'angle azimutal (autour de

l'axe du tube), et z, la position verticale le long de l'axe du tube de flux. Pour simplifier, nous supposons l'invariance en θ et z. La torsion des lignes de champ magnétique est de signe uniforme, mais peut dépendre de la distance à l'axe du tube de flux. Le champ magnétique est ainsi :

$$\boldsymbol{B}(r) = f B_\theta(r)\boldsymbol{e}_\theta + B_z(r)\boldsymbol{e}_z\,, \tag{5.3}$$

où $B_z(r) > 0$, et f est un paramètre qui vaut $+1$ (respectivement -1) pour un tube de flux magnétique de chiralité droite (respectivement gauche), *i.e.*, d'hélicité magnétique positive (respectivement négative). Dans notre modèle, la torsion ayant un signe uniforme, la définition de f implique que $B_\theta(r)$ est une fonction positive.

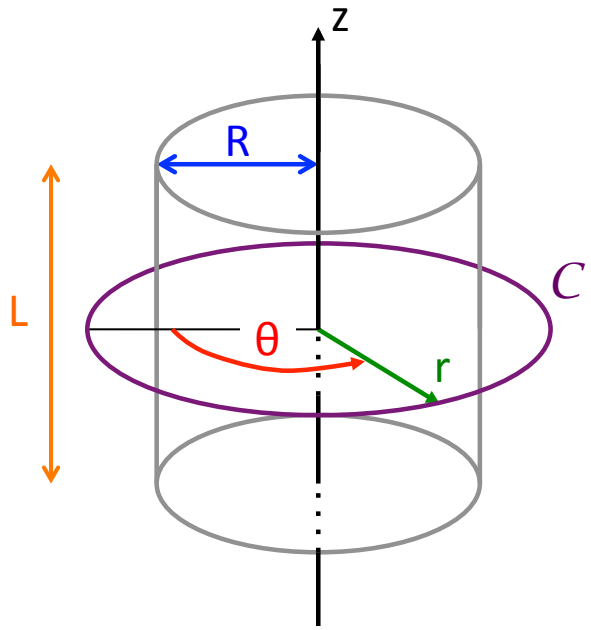

FIGURE *5.3: Tube de flux magnétique dans un repère en géométrie cylindrique.*

L'expression de la densité de courant électrique dans la direction z est :

$$j_z(r) = \frac{f}{\mu_0 r}\left(\frac{\partial(rB_\theta)}{\partial r}\right) = f\mathcal{J}_z(r)\,. \tag{5.4}$$

Pour qu'il y ait des courants de retour, il faut qu'il existe un rayon, $0 < r_l \leq R$, tel que j_z change de signe pour $r > r_l$. Puisque le signe des courants directs est donné par le signe de l'hélicité magnétique (*cf.* Sect. 5.1.1.1), le paramètre f donne également le signe des courants directs. Ainsi, si $f = 1$ (respectivement $f = -1$), les courants directs sont donc positifs (respectivement négatifs), *i.e.*, $j_z(r < r_l)$ est positif (respectivement négatif). Par conséquent, $\mathcal{J}_z(r)$ est toujours positif pour les courants directs, et négatif pour les courants de retour, peu importe le signe de ces courants.

L'existence de courants de retour revient donc simplement à l'existence d'un rayon, $0 < r_l \leq R$, tel que :

$$\mathcal{J}_z(r) = \frac{1}{\mu_0 r}\left(\frac{\partial(rB_\theta)}{\partial r}\right) < 0\,,\ \text{pour } r > r_l\,. \tag{5.5}$$

En développant, on trouve :

$$\frac{\partial B_\theta}{B_\theta} < -\frac{\partial r}{r}\,, \text{ pour } r > r_l\,, \tag{5.6}$$

En intégrant chaque terme de l'inégalité entre r_l et r, la condition d'existence de courants de retour est :

$$B_\theta(r) < \frac{C}{r}\,, \text{ pour } r > r_l\,, \tag{5.7}$$

C étant la constante d'intégration.

Autrement dit, un tube de flux magnétique torsadé, à géométrie cylindrique, contiendra des courants de retour, s'il existe un rayon, r_l, non-nul, au-delà duquel la composante azimutale du champ magnétique, B_θ (et par extension, la torsion des lignes de champ magnétique), décroît plus rapidement que $1/r$. Notons que cette condition a été déterminée sans prendre en compte le caractère sans force ou non, du champ magnétique, et est donc valide pour les champs contenant ou non des forces de Lorentz.

5.1.2 Distribution photosphérique et propriétés des courants dans les régions actives

Les magnétogrammes vectoriels mesurés au niveau de la photosphère, permettent de générer des cartes photosphériques de la densité de courant électrique induit normale à la photosphère, $\boldsymbol{j}_z$, et donc, d'étudier la distribution des courants traversant la photosphère, et donc coronaux (conséquence de l'équation de fermeture des courants, $\nabla \cdot \boldsymbol{j} = 0$).

Plusieurs travaux ont ainsi étudié la distribution et les propriétés des courants électriques coronaux à partir de leur distribution photosphérique (*e.g.*, Krall et al. 1982; Wilkinson et al. 1992; Hagyard 1988; Ravindra et al. 2011). Certains de ces travaux ont montré la présence de courants de signes opposés, *i.e.*, de courants directs et de courants de retour, au sein des polarités magnétiques des régions actives (Wilkinson et al. 1992; Wheatland 2000; Tiwari et al. 2009; Venkatakrishnan & Tiwari 2009; Ravindra et al. 2011; Georgoulis et al. 2012a). Les analyses de ces observations montrent que de manière générale, les courants directs sont intenses et concentrés, alors que les courants de retour sont plus faibles, et beaucoup plus diffus. D'autre part, les distributions observées sont, en général, bien plus complexes et éloignées de la vision idéalisée de courants directs complètement entourés par des courants de retour, que nous avons vu section 5.1.1.1 (comparer Fig. 5.2 et 5.4).

Les études observationnelles montrent aussi bien des régions actives contenant des courants neutralisés, que contenant des courants nets. Par exemple, sur un échantillon de 21 régions actives, Wheatland (2000) trouvent que 8 régions présentent un courant total (Eq. (5.2)) de l'ordre de 10^{11} A, dans chacune des polarités magnétiques. Ces valeurs étant de l'ordre de grandeur des barres d'erreurs, elles sont compatibles avec une valeur nulle, et considérées comme telles par les auteurs. Pour les 13 autres régions actives, le courant total dans chaque polarité magnétique (Eq. (5.2)) est nettement non-nul, avec des valeurs caractéristiques variant entre 10^{12} et 10^{13} A. Dans ces dernières, le taux de non-neutralisation (Eq. (5.1)) peut varier très fortement dans le temps. Par exemple, dans Ravindra et al. (2011), le taux de non-neutralisation fluctue entre $\sim 0\%$ et 30% sur une durée de 6 jours, lors d'une phase d'émergence.

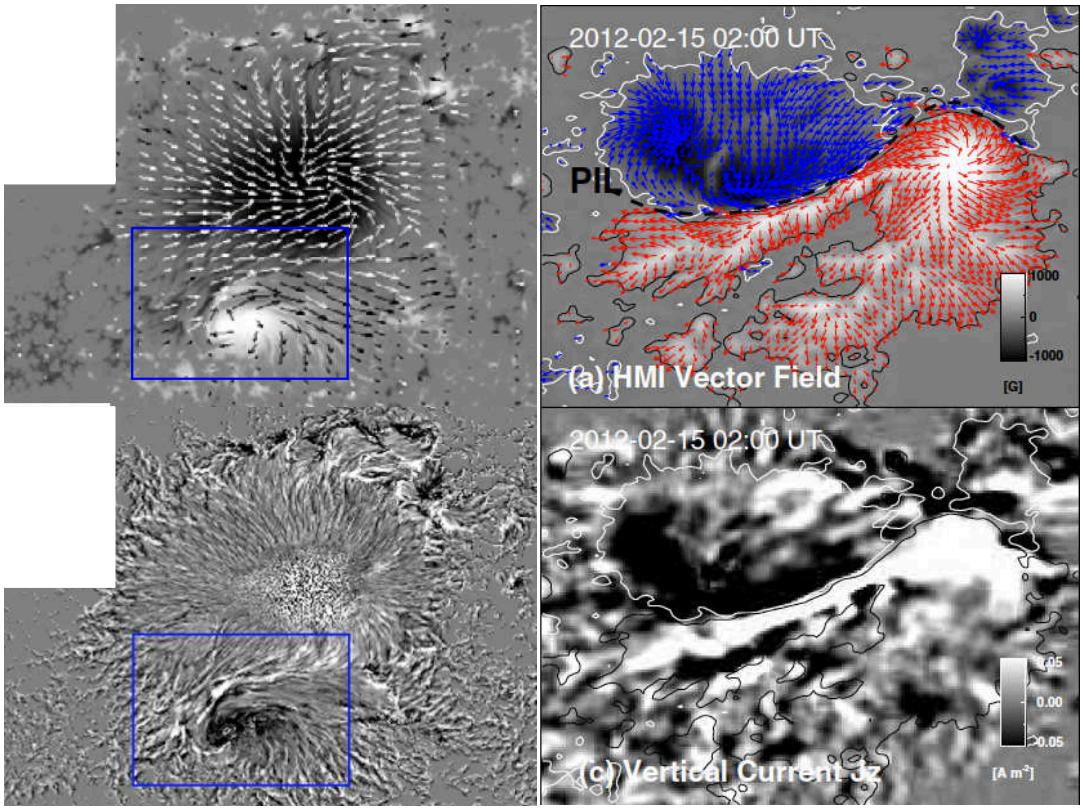

FIGURE *5.4: Magnétogrammes vectoriels (haut) et distribution des courants électriques ($\boldsymbol{j}_z$, bas) dans deux régions actives.* **Gauche :** *observations de la région active NOAA 10930 avec Hinode/SP le 11 Décembre 2012 (Georgoulis et al. 2012a).* **Droite :** *observations du centre de la région active NOAA 11158 avec SDO/HMI le 15 Février 2012 (Vemareddy et al. 2012a). Blanc/noir correspond au champ magnétique longitudinal et à la densité de courant électrique positifs/négatifs. Dans les magnétogrammes vectoriels, les flèches représentent le champ magnétique transverse.*

Notons que si les courants de retour ne sont réellement quantifiés et étudiés observationnellement que depuis quelques années, plusieurs travaux avaient, par le passé, déjà trouvés des courants de signes opposés dans les polarités magnétiques de régions actives (*e.g.*, Krall et al. 1982; Ding et al. 1987; Lin & Gaizauskas 1987; Hagyard 1988; Canfield et al. 1993; Gary & Démoulin 1995; Leka et al. 1996; Semel & Skumanich 1998). L'une des raisons pour lesquels ils étaient relativement ignorés, est que leurs valeurs faibles (par rapport aux courants directs) étaient de l'ordre de grandeur de la précision des mesures. D'autre part, il faut ajouter que si les observations permettent de mesurer l'intensité des composantes longitudinale et transverse du champ magnétique photosphérique, elles ne donnent accès au sens du champ magnétique que pour la composante longitudinale. Pour obtenir le sens de la composante transverse, et lever l'ambiguïté de 180°, il faut recourir à des méthodes numériques, ayant leurs propres limites et pouvant introduire des erreurs dans le sens de la composante transverse, et donc, de la densité de courants (voir *e.g.*, Metcalf et al. 2006; Leka et al. 2009, et leurs références). L'amélioration de la précision des mesures grâce aux développements instrumentaux (*e.g.*, SDO, Hinode, THEMIS), combinés à différentes études théoriques et numériques, vient supporter l'origine physique des courants de retour observés, et justifier l'étude observationnelle de leur

propriétés (*e.g.*, Leka et al. 1996; Longcope & Welsch 2000; Török et al. 2014).

Les différents résultats des études observationnelles sur les courants directs et les courants de retour impliquent de s'interroger sur les mécanismes responsables de la génération des courants électriques induits, *i.e.*, l'intensification du champ magnétique, son transport dans la zone convective, ou encore les mouvements photosphériques du plasma. En effet, les propriétés des courants de retour dépendent de celles des mécanismes à l'origine de la génération des courants électriques. Si l'on veut comprendre les propriétés des courants de retour et leur rôle possible dans la dynamique des champs magnétiques, il est nécessaire de comprendre comment les mécanismes de génération des courants électriques influencent ces courants de retour. Par exemple, cela permettrait de comprendre l'origine et la signification de la neutralisation et non-neutralisation des courants dans les régions actives (*e.g.*, rôle de la distribution du champ magnétique, *i.e.*, propriétés de B_θ ; *cf.* Sect. 5.1.1.3), qui peut poser des contraintes pour les modèles d'émergence et/ou de formation de champs magnétiques potentiels.

La neutralisation ou non-neutralisation des courants peut aussi jouer un rôle dans les modèles d'éruptions et de CMEs. Par exemple, dans les modèles basés sur la physique des circuits électriques, ou dans certains modèles MHD analytiques, les courants de retour peuvent inhiber le déclenchement des éruptions et des CMEs s'il y a neutralisation des courants (*e.g.*, Low 1977; van Tend & Kuperus 1978; Heyvaerts et al. 1982; Lin et al. 1998; Titov & Démoulin 1999). Si les modèles MHD montrent le même résultat, alors les propriétés observationnelles de neutralisation ou non-neutralisation des courants imposent des contraintes qu'il est nécessaire de prendre en compte dans les modèles d'éruptions et de CMEs, et qui pourraient remettre en cause la validité de certains de ces modèles.

Si plusieurs études observationnelles ont été menées, bon nombre de points restent obscurs concernant les propriétés et le rôle des courants de retour. De même, si certaines simulations numériques rapportent bien l'existence de courants directs intenses et concentrés, et de courants de retour plus faibles et diffus (*e.g.*, Török & Kliem 2003; Aulanier et al. 2005a; Delannée et al. 2008; Janvier et al. 2013), aucune n'a véritablement abordé la question de la neutralisation ou de la non-neutralisation. Si les observations et les simulations numériques laissent tant de questions ouvertes, qu'en est-il de la théorie ?

5.1.3 Neutralisation vs non-neutralisation : arguments théoriques

Dans cette partie, nous allons voir l'ensemble des arguments théoriques qui ont été donnés afin d'expliquer les observations de régions actives contenant des courants neutralisés ou des courants nets. Nous verrons qu'il en existe un certain nombre, tous plus ou moins réalistes, justifiés, mais qu'aucun ne permet véritablement d'apporter de réponse ni d'explication définitive aux résultats venant aussi bien des observations, que des simulations numériques, ni sur leur rôle possible dans l'évolution et la dynamique des régions actives.

5.1.3.1 Arguments en faveur d'une neutralisation des courants

Des tubes de flux magnétiques isolés dans un milieu non-magnétisé. Considérons un tube de flux magnétique torsadé en géométrie cylindrique, de rayon, R, dans un milieu non-magnétisé (Fig. 5.3). Le champ magnétique est donc confiné dans un cylindre

de rayon R, et est donc nul en dehors du tube de flux magnétique (*i.e.*, pour $r > R$). Pour n'importe quel contour, $\mathcal{C}$, enlaçant la section du tube de flux à l'extérieur de celui-ci (contour violet, Fig. 5.3), nous avons donc $\oint_{\mathcal{C}} \boldsymbol{B} \cdot \mathbf{dl} = 0$ (puisque $\boldsymbol{B} = 0$ pour $r > R$). Par conséquent, le courant enlacé par le contour $\mathcal{C}$ est donc nul. Puisque le tube de flux magnétique est torsadé, il contient une densité de courant électrique, $\boldsymbol{j}$, non-nulle. Nous avons donc $\boldsymbol{j} \neq 0$ pour $r < R$, et donc, le tube de flux magnétique doit contenir des valeurs de signes opposés de la densité de courant $\boldsymbol{j}$ (car $I = 0 = \oint_{\mathcal{C}} \boldsymbol{B} \cdot \mathbf{dl} = \int_{\mathcal{S}} \boldsymbol{j} \cdot \mathbf{dS}$). Un tube de flux magnétique confiné, dans un milieu non-magnétisé, doit donc nécessairement contenir des courants de retour neutralisant les courants directs, sinon, le tube de flux ne peut pas être isolé, de rayon fini.

Dans la zone convective, deux types de dynamos opèrent : une dynamo globale, et une locale (*e.g.*, Cattaneo & Hughes 2001; Brandenburg & Subramanian 2005; Tobias et al. 2011; Strugarek et al. 2013). La dynamo globale (prenant son origine dans la tachocline ; *cf.* Sect. 2.3.1) agit aux grandes échelles spatiales et temporelles, et, est responsable du champ magnétique observé à l'échelle des régions actives et du Soleil. Au contraire, la dynamo locale agit aux petites échelles spatiales et temporelles, et, est responsable du champ magnétique observé à l'échelle de la granulation solaire, en dehors des régions actives (*i.e.*, dans les régions de Soleil calme). Les échelles spatiales et temporelles de ces deux dynamos étant très différentes, ces dynamos sont supposées être décorrélées (hypothèse que nous ferons dans toute la suite de ce manuscrit) : *i.e.*, la dynamo locale n'influence pas la dynamo globale (et vice-versa). Une conséquence directe de cette hypothèse, est de négliger le champ magnétique issu de la dynamo locale, dans les études focalisées sur la dynamo globale, en faisant l'hypothèse simplificatrice que la zone convective est un milieu non-magnétisé (*e.g.*, voir revue de Fan 2009a, et ses références). De cette hypothèse, il découle que les tubes de flux magnétique transportés dans la zone convective, devraient contenir des courants directs et des courants de retour se neutralisant.

Analogie avec les circuits électriques : la loi de Biot & Savart. Deux autres arguments basés une analogie avec les circuits électriques, et l'utilisation de la loi de Biot & Savart, ont été donnés en faveur de la neutralisation des courants : les tubes de flux magnétique doivent être magnétiquement isolés pour : (1) ne pas modifier le champ magnétique ambiant, (2) avoir une énergie magnétique finie.

Considérons un tube de flux torsadé, de rayon R fini, et plongé dans un champ magnétique ambiant, $\boldsymbol{B}_{\text{ext.}}(\boldsymbol{x})$. Supposons qu'un courant total, I, circule le long de l'axe du tube de flux magnétique. À l'extérieur du tube de flux, *i.e.*, à une distance $d > R$ de son axe, le système est équivalent à une ligne de courant. Soient Γ la courbe décrite par la ligne de courant, $\boldsymbol{x}'$ le vecteur position d'un point de Γ, et $\mathbf{dl}$ le vecteur déplacement élémentaire le long de Γ. D'après la loi de Biot & Savart, la ligne de courant induit, à l'extérieur du tube de flux, un champ magnétique en $\boldsymbol{x}$, déterminé par la formule :

$$\boldsymbol{B}_{B-S}(\boldsymbol{x}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \oint_{\Gamma} \frac{I\mathbf{dl} \times (\boldsymbol{x} - \boldsymbol{x}')}{|\boldsymbol{x} - \boldsymbol{x}'|^3} \,. \tag{5.8}$$

La loi de Biot & Savart implique alors que si le tube de flux magnétique est traversé par un courant I non-nul, ce courant induit un champ magnétique $\boldsymbol{B}_{B-S}(\boldsymbol{x})$ à l'extérieur du tube de flux. Ce champ magnétique vient s'ajouter, et donc, modifier le champ magnétique

ambiant qui n'est plus $\boldsymbol{B}_{\text{ext.}}$, mais $\boldsymbol{B}_{\text{ext.}}(\boldsymbol{x}) + \boldsymbol{B}_{B-S}(\boldsymbol{x})$. Un tube de flux parcouru par un courant I non-nul modifie donc le champ magnétique qui l'entoure.

Basé sur le fait que l'émergence de régions actives ne modifie le champ magnétique ambiant que par interactions directes (*e.g.*, reconnexion magnétique, pression magnétique), il a ainsi été argumenté que les champs magnétiques de ces régions devaient nécessairement contenir un courant total nul. Pour un tube de flux magnétique torsadé, $\boldsymbol{j} \neq 0$, $I = 0$ implique qu'il contienne des densités de courant de signes opposés, et donc, des courants directs et des courants de retour se neutralisant.

Le deuxième argument basé sur la loi de Biot & Savart concerne la fait que l'énergie magnétique d'un tube de flux magnétique doit être finie. Cet argument de Parker (1996) est basé sur le fait qu'une ligne de courant, en géométrie cylindrique avec invariance le long de l'axe du tube de flux, génère un champ magnétique d'énergie infinie.

Soit une ligne de courant, I_0, orientée dans la direction (Oz) en géométrie cylindrique, (r, θ, z) (avec r la distance à la ligne de courant, et θ l'angle azimutal autour de la ligne de courant), avec invariance dans la direction (Oz). Pour un contour $\mathcal{C}$ de rayon r autour de la ligne de courant, la loi de Biot & Savart intégrée sur ce contour (*i.e.*, le théorème d'Ampère), avec l'invariance en θ et z, signifie que cette ligne de courant génère un champ magnétique $\boldsymbol{B}(r) = B_\theta(r)\boldsymbol{e}_\theta$, avec $B_\theta(r) = \mu_0 I_0 / 2\pi r$. L'énergie magnétique, par unité de longueur, de ce champ magnétique vaut :

$$\epsilon_{mag} = \frac{1}{2\mu_0} \int_{\mathcal{S}} \boldsymbol{B}^2 \mathrm{d}\mathcal{S}\,, \tag{5.9}$$

$$= \frac{\mu_0 I_0^2}{4\pi} \ln(r)\,. \tag{5.10}$$

Une ligne de courant générant un champ magnétique jusqu'à l'infini, on a $\ln(r \to +\infty) \to +\infty$, et donc, la densité d'énergie magnétique (par unité de longueur) est infinie. Or, comme nous l'avons vu, un tube de flux magnétique de rayon R parcouru par un courant I se comporte comme une ligne de courant de longueur L. L'argument de Parker (1996) est alors de dire que, pour que l'énergie magnétique du système soit finie, il faut alors que le courant I parcourant le tube de flux soit nul, et donc, que le tube contienne des courants directs et des courants de retour, neutralisés.

Cependant, cet argument est basé sur un fil invariant dans la direction (Oz), *i.e.*, dans la direction du fil, et donc, sur un fil infini. Cet argument n'est plus valable pour fil de longueur, L, finie. Or, dans l'atmosphère solaire, les tubes de flux magnétique sont bel et bien de longueur finie. L'argument de Parker (1996) sur la neutralisation des courants pour que l'énergie magnétique soit finie, n'en est donc que peu vraisemblable.

Des mouvements photosphériques localisés. Les mouvements photosphériques du plasma permettent, eux-aussi, la génération et le transfert de courants électriques dans les régions actives. Plus généralement, ces mouvements permettent de former des tubes de flux magnétique cisaillés et/ou torsadés. Considérons une portion de surface, S, au sein de laquelle sont appliqués des mouvements de cisaillement/torsion, créant un tube de flux magnétique non-potentiel sur cette portion de surface, mais pas en dehors (voir contour rouge, Fig. 5.5). En dehors, le champ magnétique est potentiel. Initialement, un contour, $\mathcal{C}$, enlaçant la portion S ne contient aucun courant puisque le champ magnétique

est potentiel. Puisque ces mouvements sont spatialement localisés, ils ne modifient pas le champ magnétique en dehors de S, qui reste donc potentiel. Dans ce cas, le courant enlacé par $\mathcal{C}$ doit rester nul.

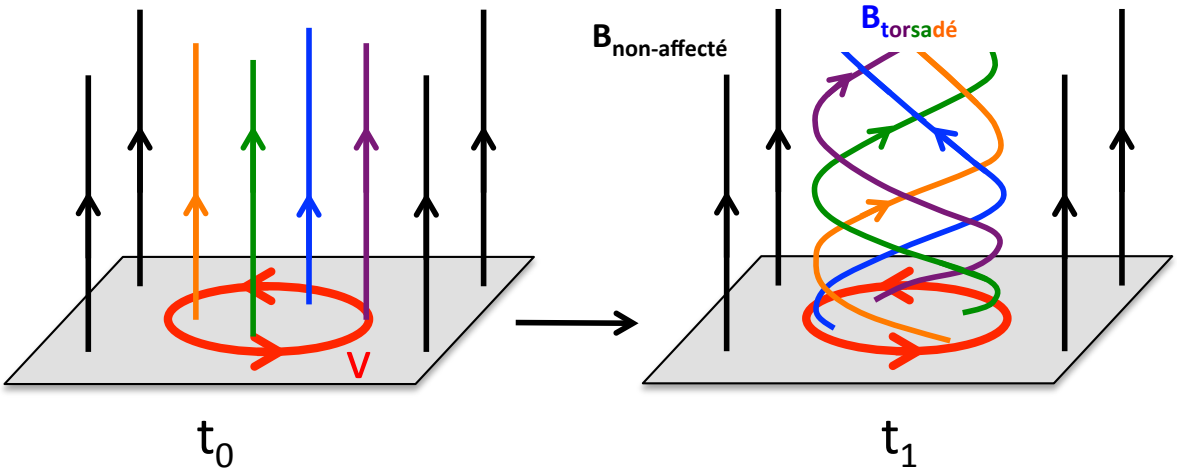

FIGURE *5.5: Tube de flux magnétique torsadé formé par des mouvements photosphériques localisés appliqués à champ magnétique potentiel. Le contour orienté rouge indique le champ de vitesse photosphérique localisé. Les lignes noires représentent le champ magnétique potentiel non-affecté par les mouvements photosphériques. Les lignes orange, verte, bleue, et violette, représentent le champ magnétique torsadé généré par les mouvements de torsion localisés.*

En fait, cela peut se comprendre par l'idée que des mouvements localisés ne peuvent créer que des tubes de flux magnétiques confinés. Or, d'après certains des arguments précédents, un tube de flux confiné ne peut contenir qu'un courant total nul. On pourrait également argumenter que l'énergie cinétique des mouvements du plasma étant finie, sa conversion en énergie magnétique ne peut donc amener qu'à des tubes de flux confinés, possédant une énergie magnétique finie. Melrose (1991) a ainsi argumenté que les mouvements photosphériques de cisaillement et de torsion magnétique devaient générer des courants directs, et des courants de retour les neutralisant. Nous verrons section 5.2.1.1 que Melrose avait tort, en montrant qu'un cisaillement magnétique local peut amener à une non-neutralisation des courants électriques.

Limites des arguments en faveur d'une neutralisation des courants. La génération des courants électriques dans les régions actives vient de trois mécanismes : l'émergence de champs magnétiques porteurs de courants, les mouvements photosphériques de torsion et de cisaillement (Sect. 3.3.1), et le déploiement du champ magnétique dans la couronne. D'après les différents arguments que nous venons de voir, l'émergence de champ magnétiques et les mouvements photosphériques horizontaux du plasma devraient donc conduire au transfert de courants directs et de courants de retour, neutralisés, dans l'atmosphère solaire. Or, comme nous l'avons vu section 5.1.2, les observations montrent aussi bien des régions actives avec des courants neutralisés que des régions actives contenant un courant électrique net. Par conséquent, soit ces arguments ne sont pas valides, soit les courants de retour dans les régions non-neutralisées sont trop faibles et trop diffus pour être mesurés par rapport à la précision des mesures. Il est également important de noter qu'aucun des arguments que nous venons de voir ne tient compte des changements

de propriétés entre un milieu à β fort et un milieu sans force. Pourtant, la photosphère-chromosphère-région de transition est une région de transition entre ces deux types de milieux, qui ont des propriétés différentes (Sect. 2.2 et 3.1.2.4). Or, l'effet de ce changement sur les propriétés des courants, sous-photosphériques par rapport aux courants coronaux, est loin d'être trivial. La validité des différents arguments que nous venons de voir est donc loin d'être évidente elle-aussi. Cela pourrait alors expliquer les différences entre ce que montrent les observations et ce que prédisent les arguments en faveur de la neutralisation des courants électriques dans les régions actives.

5.1.3.2 Arguments en faveur d'une non-neutralisation des courants

Observations antérieures de courants d'un seul signe. Au moment où les résultats de Melrose (1991) sont publiés, la majorité des études des courants électriques photosphériques verticaux semble ne présenter que des courants directs dans les régions actives (*e.g.*, Krall et al. 1982; Ding et al. 1987; Lin & Gaizauskas 1987; Hagyard 1988). En prenant le parti que ces résultats sont bien réels, et non un artefact possible des mesures, Melrose (1991) argumente ainsi en faveur de courants non-neutralisés dans les régions actives. Comme pour d'autres auteurs, d'après lui, les mouvements photosphériques de cisaillement et de torsion devraient naturellement générer des courants directs et des courants de retour, neutralisés. L'absence, *a priori*, de courants de retour dans ces observations, l'amène alors à conclure que les courants électriques (directs) présents dans les régions actives, ne peuvent pas provenir des mouvements photosphériques. Pour lui, les courants ne peuvent donc venir que de l'émergence des tubes de flux magnétique, ne contenant donc, que des courants d'un seul signe. Dans ce cas, se pose la question de la fermeture des courants. En effet, l'équation de fermeture des courants, $\nabla \cdot \boldsymbol{j} = 0$, implique que les courants doivent se refermer quelque part. Melrose (1995) propose alors que ces courants ne peuvent se refermer que dans la région de dynamo, très profondément sous la surface.

Si l'argument de Melrose semble permettre d'expliquer l'existence de régions actives contenant des courants non-neuralisés, il est incompatible avec les observations actuelles à très haute résolution. En effet, celles-ci montrent, sans aucune ambiguïté, la présence de courants directs et de courants de retour dans les observations, ainsi que l'existence de régions actives contenant des courants quasi-neutralisés. D'autre part, la déclaration de Melrose (1991) sur l'absence de courants de retour dans les observations de l'époque, n'est pas évidente. En effet, même si l'on ne retrouve peut-être pas les distributions attendues de courants directs complètement entourés par des courants de retour, plusieurs cas montrent bel et bien la présence de courants de signes opposés dans certaines régions actives, mais avec des courants de retour trop proches de l'incertitude des mesures pour être interprétables comme des signaux physiques (*cf.* Sect. 5.1.2). Enfin, l'argument de Melrose (1995) implique l'existence d'une ligne de courant dans la zone convective. Or, si dans la zone convective, les tubes de flux magnétiques sont effectivement confinés, isolés (*cf.* Sect. 5.1.3.1), alors l'existence d'une ligne de courant non-neutralisée paraît improbable.

Des courants de retour qui n'émergent pas. De leur côté, à partir d'un modèle analytique d'émergence de flux magnétique, Longcope & Welsch (2000) argumentent éga-

lement en faveur de la non-neutralisation des courants dans les régions actives. Cependant, contrairement à Melrose (1995), leur modèle est basé sur l'émergence d'un tube de flux magnétique contenant initialement des courants directs, neutralisés par des courants de retour, et donc, compatible avec les hypothèses de tubes de flux dans un milieu non-magnétisé et/ou tubes de flux isolés et confinés dans un milieu où les forces de Laplace sont non-nulles. L'un des paramètres clés de leur modèle est la prise en compte de l'effet du paramètre β du plasma, en considérant une atmosphère stratifiée contenant un milieu à forces de Laplace non-nulles et un milieu à forces de Laplace nulles. En particulier, leur modèle montre que lors de l'émergence, les courants de retour restent coincés sous la photosphère et n'émergent pas. Seule une partie des courants directs émerge, aboutissant ainsi à la formation d'une région active contenant un courant net.

Bien que le modèle analytique d'émergence de Longcope & Welsch (2000) soit relativement simplifié par rapport à la réalité (2D, axisymétrique, *etc*), et semble indiquer que l'émergence du flux magnétique ne permet, a priori, pas de transporter de courants de retour dans la couronne solaire, c'est le premier modèle à véritablement aborder les possibles effets, sur les propriétés des courants, venant de la transition d'un milieu à β fort vers un milieu sans force. En particulier, leurs résultats montrent que les effets d'une telle transition sur les propriétés de neutralisation ou non-neutralisation sont loin d'être triviaux. L'émergence d'un tube de flux magnétique contenant des courants neutralisés ne donne donc, *a priori*, pas nécessairement lieu à un transfert de courants neutralisés dans l'atmosphère solaire.

Limites des arguments en faveur de la non-neutralisation des courants. D'après les arguments de Melrose (1991) et les résultats de Longcope & Welsch (2000), l'émergence de champ magnétique ne devrait conduire qu'au transport de courants directs dans la couronne solaire. L'émergence de flux magnétique devrait donc conduire à l'apparition de régions actives contenant des courants non-neutralisés, et sans courants de retour. Dans ce cas, la présence des courants de retour dans les observations doit venir d'un autre mécanisme de génération de courants électriques induits, *i.e.*, les mouvements photosphériques de cisaillement et de torsion magnétique. L'existence de régions actives contenant des courants quasi-neutralisés supposerait donc l'émergence de tubes de flux magnétique contenant très peu de courants électriques, et qui subiraient d'intenses mouvements photosphériques de cisaillement et de torsion, pendant et après leur émergence dans l'atmosphère solaire. Cela ne paraît que peu vraisemblable. En effet, cette hypothèse impliquerait que les mouvements du plasma au niveau de la photosphère soient beaucoup plus efficaces, à transférer des courants électriques induits dans un tube de flux magnétique (n'en contenant initialement pas), que les mouvements du plasma dans la zone convective. Or, la photosphère étant la région où la convection s'arrête (*cf.* Sect. 2.1.2), on devrait plutôt s'attendre au contraire, ce qui impliquerait alors l'émergence d'un tube de flux contenant d'intenses courants électriques, contredisant l'hypothèse initiale (d'émergence d'un tube de flux contenant très peu de courants).

5.1.4 En résumé : des courants neutralisés, ou non ?

Plusieurs arguments ont été donnés en faveur de la neutralisation et de la non-neutralisation des courants électriques dans les régions actives. Cependant, aucun de

ces arguments n'est véritablement concluant, et ne permet d'expliquer la diversité des résultats observés. Au contraire, la théorie apporte un certain nombre de questions plutôt qu'elle n'en résout. De plus, bien que plusieurs travaux aient étudié la neutralisation ou non-neutralisation des courants dans les régions actives, aucun d'entre-eux ne semble s'être intéressé aux différences fondamentales entre ces deux types de régions, *e.g.*, distribution du champ magnétique, distribution de la non-potentialité, ou encore concernant le rôle possible de cette neutralisation ou non-neutralisation pour l'éruptivité et la dynamique des régions actives.

Dans la suite de ce chapitre, je vais présenter les résultats de mes travaux sur la neutralisation des courants électriques dans les régions actives, et abordant les questions suivantes :

- ➢ Les mouvements de cisaillement et de torsion génèrent-ils exclusivement des courants neutralisés comme Melrose (1991) l'affirme ?
- ➢ Contrairement à ce que semblent indiquer les résultats de Longcope & Welsch (2000), l'émergence d'un tube de flux magnétique torsadé contenant des courants directs et de retour, permet-elle le transport des courants de retour dans la couronne solaire ?
- ➢ À quelle(s) condition(s) les courants électriques sont-ils neutralisés ou non-neutralisés ?

5.2 Modélisation et caractérisation des courants électriques dans les régions actives

Dans cette partie, nous allons voir quelles sont les propriétés de neutralisation et de non-neutralisation des courants électriques dans les régions actives, à partir des résultats de simulations numériques MHD, 3D, modélisant les processus responsables de la génération et du transfert de courants électriques dans l'atmosphère solaire, *i.e.*, les mouvements photosphériques du plasma (Sect. 5.2.1), et l'émergence du champ magnétique (Sect. 5.2.2). Je montrerai que les résultats obtenus permettent conjointement, et naturellement, d'expliquer l'ensemble des observations.

5.2.1 Tubes de flux torsadés et cisaillés : neutralisation vs non-neutralisation des courants

Dans cette partie, je vais présenter les résultats d'une étude paramétrique de la génération de courants électriques par des mouvements photosphériques des pieds des lignes de champ magnétique d'un champ magnétique initialement potentiel.

5.2.1.1 Article (A.1.6) : Photospheric electric currents in solar active regions

Le travail effectué dans cette étude est terminé. L'article qui en présente les résultats étant en cours de rédaction, il est traduit et inclus en français dans les sections 5.2.1.2 – 5.2.1.4 de cette partie. La version soumise de cet article sera ajoutée dans la version finale de ce manuscrit de thèse. L'article sera soumis à *Astronomy & Astrophysics* avec

comme auteurs : K. Dalmasse, G. Aulanier, T. Török, E. Pariat, P. Démoulin, & B. Kliem.

Dans l'étude présentée sections 5.2.1.2 – 5.2.1.4, j'ai effectué plusieurs simulations numériques de mouvements photosphériques localisés, appliqués à un champ magnétique initialement potentiel, générant des tubes de flux magnétique torsadés et des arcades magnétiques cisaillées. L'objectif de ce travail était d'étudier et de caractériser les propriétés des courants électriques dans des structures magnétiques caractéristiques de l'atmosphère solaire, dans les conditions de celle-ci (*i.e.*, milieu sans force ; voir Sect. 3.1.2.5). En particulier, j'ai analysé les propriétés de neutralisation et non-neutralisation des courants dans chaque polarité d'une configuration magnétique bipolaire, en fonction des propriétés de la distribution 3D du champ magnétique. L'ensemble des résultats que j'ai obtenus se résume à :

- dans chacune des simulations numériques, les mouvements photosphériques amènent à la génération de courants directs et de courants de retour dans chacune des polarités magnétiques de la configuration bipolaire ;
- les courants de retour forment une enveloppe, ou région de transition, entre les courants directs et le champ potentiel extérieur ;
- contrairement à ce qu'affirme Melrose (1991), les mouvements photosphériques de cisaillement et de torsion peuvent amener aussi bien à la formation de structures magnétiques contenant des courants neutralisés, qu'à la formation de structures magnétiques contenant des courants non-neutralisés ;
- la non-neutralisation des courants est due au développement de cisaillement magnétique au niveau de la ligne d'inversion de polarité magnétique ;
- dans chaque simulation, que les courants soient neutralisés ou non, de l'hélicité magnétique négative est générée ;
- les simulations contenant des courants neutralisés montrent qu'il est possible de générer de l'hélicité magnétique, sans générer de courant global ;
- l'ensemble de ces simulations montre que le transfert unipolaire d'hélicité magnétique n'implique pas nécessairement un transfert unipolaire de courants électriques.

Les conséquences de cette étude sont discutées section 5.2.3, dans un contexte plus général incluant les résultats de l'étude présentée section 5.2.2.1.

Distribution photosphérique des courants électriques dans les régions actives

K. Dalmasse, G. Aulanier, T. Török, E. Pariat, P. Démoulin, & B. Kliem

5.2.1.2 Simulations numériques MHD avec le code OHM

Afin d'étudier les propriétés de neutralisation et non-neutralisation des courants générés par les mouvements photosphériques du plasma, j'ai réalisé une étude paramétrique avec des simulations numériques MHD, 3D, de la formation de tubes de flux magnétiques torsadés et d'arcades cisaillées, qui sont des structures magnétiques typiques de l'atmosphère solaire.

Équations et schéma numérique. Pour effectuer cette étude paramétrique, j'ai utilisé le code MHD 3D, visco-résistif, développé par, et explicitement détaillé dans, Aulanier et al. (2005a). Le code *OHM* (*Observationally-driven High-order scheme MHD* code) résout les équations de la MHD résistive dans leur forme complèment développée, coordonnées cartésiennes (*cf.* Sect. 3.1.1).

Notre but étant d'étudier les propriétés de neutralisation et non-neutralisation des courants dans des structures magnétiques caractéristiques de la couronne, j'ai employé le code OHM dans sa version zéro-β. L'hypothèse du plasma-β nul, revient à considérer que la dynamique est entièrement dominée par le champ magnétique (*cf.* Sect. 3.1.2.4). Tous les effets dus à la pression du plasma, qui est supposé totalement ionisé, et à la gravité, sont donc négligés (*cf.* équations (3.28) et (3.29) avec $\beta = 0$).

Dans sa version zéro-β, le code résout les équations suivantes dans un repère cartésien :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho \boldsymbol{v}) \,, \tag{5.11}$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{v}}{\partial t} = -(\boldsymbol{v} \cdot \nabla)\boldsymbol{v} + \frac{1}{\mu_0 \rho} (\nabla \times \boldsymbol{B}) \times \boldsymbol{B} + \tilde{\nu} \tilde{\Delta} \boldsymbol{v} \,, \tag{5.12}$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} = \nabla \times (\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}) + \eta \Delta \boldsymbol{B} \,, \tag{5.13}$$

où $\tilde{\nu}$ et η sont des coefficients de diffusion. $\tilde{\nu}$ est une pseudo-viscosité, et η est la résistivité électrique. L'énergie interne du plasma, le champ électrique, la condition solénoïdale (équation (3.8)), et la densité de courant, ne sont pas calculées. Cela permet de se concentrer sur l'évolution du champ magnétique et de ses propriétés en réponse à un forçage photosphérique, tout en limitant le temps de calcul. La densité de courant électrique peut toutefois être obtenue à partir de l'équation de Maxwell-Ampère (Eq. (3.11)).

Les dérivées spatiales sont calculées sur 5 points de maille, et le schéma temporel est du type prédicteur-correcteur d'ordre 2. Les équations sont résolues en unités adimensionnées, avec $\mu_0 = 1$. Les vitesses sont exprimées en unités de la vitesse d'Alfvén, $c_A = 1$, qui est initialement constante et uniforme. L'unité de temps est donnée par le temps d'Alfvén, $t_A = 1$, correspondant au temps de transport sur une distance $d = 1$, à la vitesse d'Alfvén.

Les différentes simulations de tubes de flux torsadés et d'arcades cisaillées ont été réalisées sur un domaine d'extension $x \times y \times z \approx [-9.1, 9.1]^2 \times [0, 30]$. Pour chacune de ces simulations, j'ai utilisé un maillage non-uniforme et non-structuré, de 231^3 points. Sur le domaine $x \times y = [-1.5, 1.5]^2$, j'ai défini un maillage uniforme en x et y uniquement, avec une taille de maille

$d = 0.02$. En dehors de cette région, j'ai défini un maillage non-uniforme en x et y, à l'aide d'une suite géométrique de raison 1.091. Dans la direction z, j'ai choisi un maillage complètement non-uniforme, défini par une suite géométrique de raison 1.013. Avec ces paramètres, la plus petite maille a une taille $d = 0.02$, la plus grande maille dans la direction verticale a une taille $D_v = 0.41$, et la plus grande maille dans la direction horizontale a une taille $D_h = 0.65$.

Le choix d'un tel maillage a été imposé par différents tests que j'ai effectué pour trouver un bon compromis entre une haute résolution spatiale requise dans les régions où de forts gradients allaient se développer (forts gradients en vitesse, densité de courant électrique, *etc*), le nombre de points de mailles, l'extension spatiale du domaine de calcul, et le temps de calcul. Rappelons que le temps de calcul dépend du nombre de points de mailles, $n_x \times n_y \times n_z$, et du pas de temps, soit $\sim n^4$. Multiplier le nombre de points de mailles par 2 dans toutes les directions, revient à multiplier le temps de calcul par 16. Il est alors intéressant de noter qu'avec 231^3 points de mailles, chacune des simulations effectuées a requis entre 30 et 80 heures de temps CPU sur un processeur des machines quadri-coeur bi-Xeon de la grappe de calcul de la Division Informatique de l'Observatoire de Paris.

Notons enfin, que les calculs sont effectués en simple précision.

Conditions initiales et conditions aux limites. Pour chaque simulation numérique, j'ai utilisé la même configuration magnétique initiale. Chaque simulation commence ainsi avec un champ magnétique potentiel, construit en plaçant deux charges magnétiques artificielles sous la photosphère. La charge positive, respectivement négative, est placée en $x_+ = (0, 1, -1)$, respectivement $x_- = (0, -1, -1)$. Le champ magnétique bipolaire initial ainsi généré, est :

$$\boldsymbol{B}_p(\boldsymbol{x}) = q_0 \frac{\boldsymbol{x} - \boldsymbol{x}_+}{|\boldsymbol{x} - \boldsymbol{x}_+|^3} - q_0 \frac{\boldsymbol{x} - \boldsymbol{x}_-}{|\boldsymbol{x} - \boldsymbol{x}_-|^3}\,, \tag{5.14}$$

où $q_0 > 0$ est un paramètre contrôlant l'intensité des charges magnétiques.

Une valeur de $q_0 = 1$ a été choisie pour chaque simulation. Le champ magnétique correspondant est représenté figure 5.6. Nous choisissons d'initialiser la densité du plasma avec la densité d'Alfvén, *i.e.*, $\rho_0 = \boldsymbol{B}_p^2/(\mu_0 c_A^2)$. Toutes les frontières du domaine, sauf la photosphère ($z = 0$), sont ouvertes (les quantités étudiées peuvent sortir ou entrer librement dans le domaine de calcul). Comme mentionné section 3.1.2.5, les conditions physiques de la photosphère par rapport à la couronne solaire, font que la photosphère est souvent considérée comme une frontière ayant une inertie et une conductivité infinie : c'est l'hypothèse de la photosphère *line-tied*. Cela se traduit par le fait que les mouvements photosphériques peuvent influer sur la dynamique et l'évolution du champ magnétique coronal, mais pas l'inverse. Pour toutes nos simulations, nous faisons l'hypothèse de la photosphère line-tied en $z = 0$. Les pieds des lignes de champ magnétique ne peuvent donc se déplacer qu'horizontalement, en suivant le déplacement du plasma photosphérique, prescrit par l'utilisateur.

Mouvements photosphériques de torsion. Pour créer un tube de flux magnétique torsadé à partir de la configuration potentielle initiale, j'ai considéré un champ de vitesse photosphérique qui permet transférer de la torsion aux lignes de champ magnétique, le long des isocontours de la composante verticale du champ magnétique (*e.g.*, comme Amari et al. 1996; Török & Kliem 2003; Aulanier et al. 2005a). Un tel profil permet de modifier la composante transverse du champ magnétique, tout en conservant la distribution photosphérique initiale de la composante

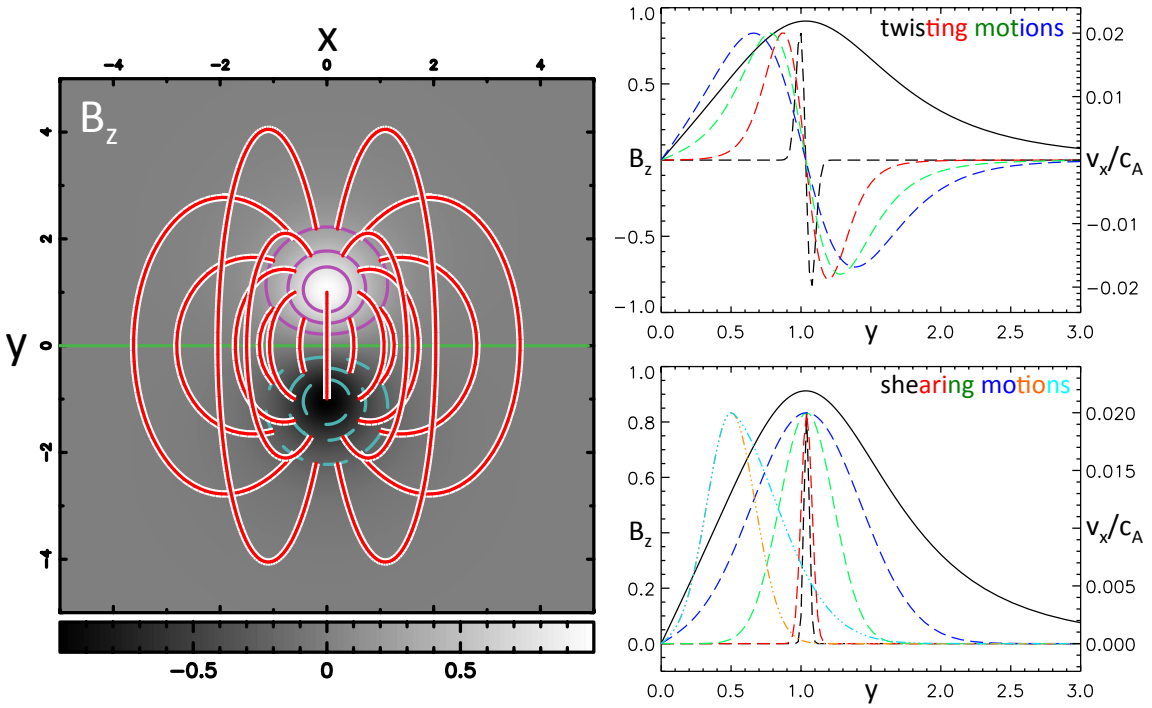

FIGURE *5.6: Profils de vitesses et de champ magnétique initiaux pour les simulations de mouvements photosphériques de torsion et de cisaillement.* **Gauche :** *distribution du champ magnétique potentiel utilisé comme condition initiale pour toutes les simulations. La carte présente la distribution photosphérique ($z = 0$) de B_z. Les lignes rouges représentent un ensemble de lignes de champ magnétique. Les contours magenta/cyan correspondent aux isocontours $B_z = \pm(0.25, 0.5, 0.75)$. La ligne épaisse verte montre la ligne d'inversion de polarité magnétique. Les valeurs de B_z positives/négatives sont en blancs/noirs.* **Droite :** *profils des champs de vitesses choisis pour les mouvements de torsion (haut), et les mouvements de cisaillement (bas). La ligne continue noire montre le profil de B_z pour $(x = 0, y \geq 0)$. Pour les profils de torsion (haut), les lignes pointillées $(noire, rouge, verte, bleue)$ correspondent aux cas $\zeta_{tw} = (0.1, 0.5, 1, 5)$. Pour les profils de cisaillement (bas), les lignes pointillées $(noire, rouge, verte, bleue)$ correspondent aux cas $\zeta_{sh} = (0.03, 0.06, 0.3, 0.6)$, les lignes pointillées orange et cyan correspondent aux cas $(Ant1, Ant2)$. Les vitesses sont en unités de la vitesse d'Alfvén, $c_A = 1$.*

verticale du champ magnétique. L'expression du champ de vitesse est :

$$v_x(z=0) = v_0 \frac{\partial \psi}{\partial y}, \tag{5.15}$$

$$v_y(z=0) = -v_0 \frac{\partial \psi}{\partial x}, \tag{5.16}$$

$$v_z(z=0) = 0, \tag{5.17}$$

où v_0 est un paramètre libre permettant de contrôler la vitesse maximale de déplacement des pieds des lignes de champ magnétique.

Pour toutes les simulations de torsion, nous prenons la même vitesse maximale de mouvements photosphériques, $v_0 = 0.02 c_A$. À un instant t donné, le déplacement photosphérique d'un pied d'une ligne de champ crée sur une altitude dz au-dessus de la photosphère (plan $z = 0$), un gradient local de torsion/cisaillement magnétique. Cela génère localement une force de Lorentz instantanée, qui elle-même induit le développement d'une onde d'Alfvén qui va uniformément

redistribuer la torsion/cisaillement le long de la ligne de champ (*cf.* Ann. G). Avec une vitesse maximale de déplacement photosphérique de 2% de la vitesse d'Alfvén, les ondes d'Alfvén générées peuvent faire plusieurs aller-retour le long des lignes de champ entre deux pas de temps, uniformisant ainsi rapidement la torsion le long de ces dernières. Les forces de Lorentz instantanées induites par les mouvements photosphériques sont donc très rapidement dissipées entre deux pas de temps. Cela permet une évolution quasi-statique du champ magnétique, qui est lui-même quasi-sans force (non-linéaire, puisque le champ de vitesse photosphérique n'est pas uniforme).

Dans les équations (5.15) et (5.16), ψ est un potentiel normalisé, qui ne dépend que de la distribution photosphérique de la composante verticale du champ magnétique :

$$\psi = \frac{B_z^2(z=0)}{B_{z,max}^2(z=0)} \exp\left(\frac{B_z^2(z=0) - B_{z,max}^2(z=0)}{\zeta_{tw}^2 B_{z,max}^2(z=0)}\right) . \tag{5.18}$$

Ce profil de torsion génère deux vortex concentrés, centrés sur $\pm B_{z,max}(z=0)$, obéissant au critère d'existence de courants de retour trouvé section 5.1.1.3. Les tubes de flux magnétiques ainsi créé devraient donc posséder des courants directs, enveloppés par des courants de retour. Le profil de torsion choisi permet également de créer un tube de flux magnétique spatialement localisé, tout en gardant un champ magnétique ambiant potentiel. La taille des vortex de torsion est contrôlée par le paramètre libre ζ_{tw}. Les quatre simulations de tubes de flux torsadés présentées, correspondent à $\zeta_{tw} = (0.1, 0.5, 1, 5)$. La figure 5.6 montre le profil de $v_x(y \geq 0)$ pour chacune de ces simulations.

Si le champ de vitesse conserve analytiquement la distribution photosphérique initiale de B_z, la précision numérique et la propagation des erreurs la déforme naturellement. Pour imposer la conservation de la distribution initiale de $B_z(z=0, t=0)$, la distribution de $B_z(z=0, t)$ est réinitialisée à chaque pas de temps.

Mouvements photosphériques de cisaillement. J'ai également considéré deux types de champs de vitesse photosphériques de cisaillement parallèles à ligne d'inversion de polarité magnétique. Le premier est centré sur $B_{z,max}(z=0)$ (*i.e.*, le maximum de $B_z(z=0)$), tandis que le second est centré sur le champ faible, plus près de la ligne d'inversion de polarité.

Le premier champ de vitesse de cisaillement photosphérique est donné par :

$$v_x(z=0) = v_0 \left[\exp\left(-\frac{(y-y_0)^2}{\zeta_{sh}}\right) - \exp\left(-\frac{(y+y_0)^2}{\zeta_{sh}}\right)\right] , \tag{5.19}$$

$$v_y(z=0) = 0 , \tag{5.20}$$

$$v_z(z=0) = 0 , \tag{5.21}$$

où ζ_{sh} est un paramètre libre contrôlant la largeur du cisaillement, et y_0 correspond à la position (dans la direction y) du maximum $B_{z,max}(z=0)$.

Ce profil de cisaillement génère deux bandes de cisaillement, parallèles à la ligne d'inversion, et centrées sur $\pm y_0$. Dans la polarité magnétique positive, respectivement négative, le cisaillement est dirigé vers les $x > 0$, respectivement $x < 0$.

Le deuxième profil de cisaillement est donné par :

$$v_x(z=0) = v_0 \left[\exp\left(-\frac{(y-y_1)^2}{\zeta_{sh1}}\right) - \exp\left(-\frac{(y+y_1)^2}{\zeta_{sh1}}\right)\right] \text{ pour } |y| \leq y_1 , \tag{5.22}$$

et :

$$v_x(z=0) = v_0 \left[\exp\left(-\frac{(y-y_1)^2}{\zeta_{sh2}}\right) - \exp\left(-\frac{(y+y_1)^2}{\zeta_{sh2}}\right)\right] \text{ pour } |y| \geq y_1 . \tag{5.23}$$

En choisissant $\zeta_{sh1} \neq \zeta_{sh2}$, un tel profil permet d'avoir une largeur de cisaillement plus grande dans la région $|y| < y_1$ ou $|y| > y_1$. Un tel profil permet alors de comparer des cas pour lesquels on peut modifier les propriétés des courants directs en conservant celles des courants de retour (et vice-versa), ainsi que de tester les effets de symétrie sur ces propriétés.

De même que pour les simulations de tubes de flux torsadés, les profils de mouvements de cisaillement génèrent des régions de cisaillement localisées, tout en gardant un champ magnétique ambiant potentiel. Pour chaque simulation, la vitesse maximale de cisaillement photosphérique est également $v_0 = 0.02c_A$. Les simulations d'arcades cisaillées présentées pour le premier champ de vitesse de cisaillement, correspondent à $\zeta_{sh} = (0.03, 0.06, 0.3, 0.6)$, et $y_0 = y(B_{z,max}(z = 0))$. La première série de simulation crée deux bandes de cisaillement centrées sur les champs forts. Pour le second champ de vitesse de cisaillement, j'ai considéré les cas $\zeta_{sh1} = \zeta_{sh2} = 0.06$ et $(\zeta_{sh1}, \zeta_{sh2}) = (0.06, 0.4)$, noté $Ant1$ et $Ant2$ dans toute la suite, et $y_1 = 0.5$. La deuxième série de simulation génère donc deux bandes centrées sur les champs faibles (comme dans Antiochos et al. 1994). Les différents profils de ces champs de vitesse sont présentés figure 5.6.

Profil temporel. Chaque champ de vitesse photosphérique est multiplié par une fonction du temps, afin d'amener progressivement le système d'un état statique à un état de mouvements photosphériques stationnaires de vitesse maximale v_0 :

$$\boldsymbol{v}(x, y, z = 0, t) = \gamma(t)\boldsymbol{v}(x, y, z = 0)\,. \tag{5.24}$$

La rampe d'accélération, $\gamma(t)$, est définie par :

$$\gamma(t) = \frac{1}{2}\tanh\left(\frac{2(t - t_m)}{t_{hw}}\right) + \frac{1}{2}\,, \tag{5.25}$$

où t_m correspond au temps pour lequel le milieu de la rampe est atteint, et t_{hw} correspond à la demie-largeur de la rampe. Dans toutes les simulations présentées, $t_m = 15t_A$ et $t_{hw} = 5t_A$. Avec ces valeurs, les mouvements photosphériques commencent "réellement" (*i.e.*, sont nettement non-nuls) après $10t_A$, ce qui laisse suffisamment de temps au système pour atteindre un équilibre numérique avant que l'accéleration ne commence. La vitesse constante est atteinte aux environs de $t = 20t_A$.

Coefficients de diffusion. Le schéma numérique d'ordre élevé d'OHM est très peu diffusif et dissipatif. Le code OHM est ainsi très sensible aux discontinuités pouvant se développer à l'échelle d'une maille. Par conséquent, s'ils ne sont pas atténués, les intenses gradients de vitesse et de densité de courant, peuvent rapidement générer des instabilités numériques. Pour limiter le développement de telles instabilités, le code inclue explicitement des termes artificiels de diffusion, les termes $\tilde{\nu}\tilde{\Delta}\boldsymbol{v}$ et $\eta\Delta\boldsymbol{B}$ dans les équations (5.12) et (5.13). Notons que le terme de diffusion de l'équation d'induction peut être considéré comme terme collisionnel, responsable de la reconnexion magnétique (Sect. 3.4.1).

Remarquons que le terme diffusif dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement, est un pseudo-laplacien, exprimé en unité du maillage plutôt qu'en unité spatiale. Un tel choix permet à la viscosité d'avoir la même efficacité dans tout le maillage non-uniforme, peu importe la taille et la forme rectangulaire des mailles. Ceci est équivalent à choisir une viscosité, $\nu^{(L)}$, qui dépend de la taille de la maille locale (L), et qui a une valeur différente dans différentes directions si la maille n'est pas carrée. L'avantage d'une telle viscosité variable est d'être adaptée à la taille et la forme de chaque maille, et donc d'éviter une valeur uniforme intermédiaire qui sur-diffuserait aux petites échelles, et sous-diffuserait aux grandes. Le pseudo-laplacien est alors équivalent à un terme visqueux, $\nu^{(L)}\Delta\boldsymbol{v}$, où $\nu^{(L)} = \tilde{\nu}L^2$ est une viscosité

cinématique non-uniforme, avec L la plus grande taille de la maille considérée (L variant d'une maille à l'autre).

Dans toutes les simulations considérées, les coefficients de diffusion choisis sont $\tilde{\nu} = 7.5$ et $\eta = 3 \times 10^{-4}$. Avec ces valeurs, on obtient une viscosité effective $\nu^{(d)} = 3 \times 10^{-3}$ à l'échelle de la plus petite maille, et $\nu^{(D_h)} = 3.2$ à l'échelle de la plus grande maille. Au niveau de la photosphère, les coefficients de diffusion sont nuls. En termes de vitesse, ces coefficients de diffusion se traduisent par une vitesse visqueuse $u_\nu = 0.05 c_A$, et une vitesse de diffusion magnétique $u_\eta = 0.015 c_A$, soient bien plus faibles que la vitesse d'Alfvén.

Ce choix de coefficients de diffusion permet de maintenir le système stable pendant au moins $55 t_A$ pour les simulations de tubes de flux magnétique torsadés, et $37 t_A$ pour les simulations d'arcades magnétiques cisaillées.

Condition solénoïdale. Comme je l'ai mentionné dans le paragraphe *Équations et schéma numérique*, la condition solénoïdale n'est pas numériquement imposée dans le code. Pour évaluer son importance relative et ses possibles effets sur l'évolution du système, nous avons calculé la fraction de flux magnétique non-conservé (ou erreur fractionnaire), f_i, dans chacune des mailles, i, de calcul (*e.g.*, Wheatland et al. 2000; Valori et al. 2013) :

$$f_i = \frac{\int_{v_i} \nabla \cdot \boldsymbol{B}_i \, \mathrm{d}v_i}{\int_{s_i} |\boldsymbol{B}_i| \, \mathrm{d}s_i}, \tag{5.26}$$

$$\approx \frac{v_i}{s_i} \frac{\nabla \cdot \boldsymbol{B}_i}{|\boldsymbol{B}_i|}, \tag{5.27}$$

où $|\boldsymbol{B}_i|$ et $\nabla \cdot \boldsymbol{B}_i$ sont respectivement la norme du champ magnétique et la divergence du champ magnétique dans la maille, i, de volume v_i dont la surface vaut s_i.

L'ensemble des valeurs de f_i dans toutes les mailles est évalué pour la simulation numérique de tubes de flux torsadés de paramètre $\zeta_{tw} = 5$. L'histogramme des valeurs de la fraction de flux magnétique non-conservée, pour l'ensemble des mailles de la simulation est représenté figure 5.7. Les résultats de l'étude statistique de cet histogramme sont présentés dans la table 5.1.

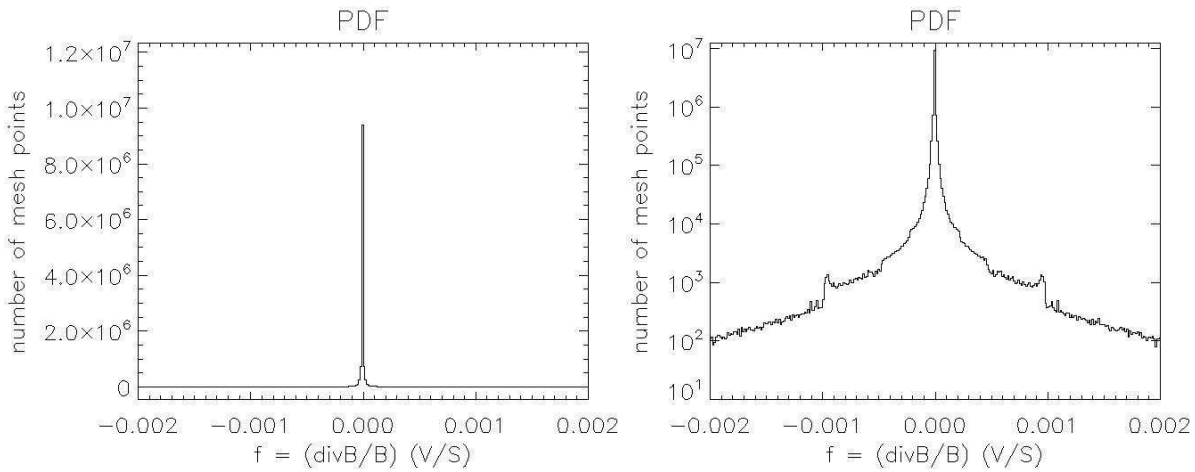

FIGURE *5.7: Fonction de répartition de la fraction de flux magnétique non-conservée, f_i (Eq. (5.27)), dans la simulation de tube de flux magnétique torsadé, $\zeta_{tw} = 5$, à $t = 60 t_A$.* **Gauche :** *échelle linéaire.* **Droite :** *échelle logarithmique.*

La figure 5.7 et la table 5.1 montrent que la valeur moyenne, la médiane, et l'écart-type de $|f_i|$, sont typiquement $\lesssim 10^{-4}$. Les valeurs de champ magnétique dans le tube de flux étant

$< f_i >$	$< \lvert f_i \rvert >$	médiane($\lvert f_i \rvert$)	$\sigma(f_i)$	$\sqrt{< f_i^2 >}$
-3×10^{-8}	2.5×10^{-5}	1.5×10^{-6}	1.6×10^{-4}	1.6×10^{-4}

TABLE *5.1: Statistique de la fraction de flux magnétique non-conservée, f_i, dans les différentes mailles, i, pour la simulation numérique de tube de flux torsadé de paramètre $\zeta_{tw} = 5$, à $t = 60t_A$. $<>$ et σ désignent la valeur moyenne et l'écart-type. Rappelons que $\sigma(f_i) = \sqrt{< f_i^2 > - < f_i >^2}$. Dans notre simulation, nous avons $\sigma(f_i) \approx \sqrt{< f_i^2 >}$ car $< f_i > \approx 0$.*

typiquement de l'ordre de l'unité, la fraction de flux magnétique non-conservée dans chaque maille est donc $\sim 10^{-4}$ fois plus faible que la valeur du champ magnétique dans le volume. Cela signifie que bien que la condition solénoïdale ne soit pas numériquement traitée, la non-conservation du flux magnétique reste très faible. Ces résultats sont représentatifs de l'ensemble des simulations numériques effectuées. Nous en concluons donc que bien que la conservation du flux magnétique ne soit pas imposée numériquement, elle est suffisamment bien vérifiée pour que la très faible non-conservation de flux magnétique n'influence pas l'évolution du système.

5.2.1.3 Résultats des simulations numériques de torsion photosphérique

Distribution photosphérique des courants verticaux. La figure 5.8 montre la distribution photosphérique de la densité de courant vertical, j_z, pour les simulations de torsion photosphérique, quelques temps d'Alfvén avant que chaque simulation ne s'arrête suite au développement d'une instabilité numérique. Le premier résultat que l'on peut remarquer, est que, peu importe la taille de vortex de torsion choisie, chaque simulation présente à la fois des courants directs et des courants de retour, comme le montre la présence de j_z de signes opposés dans chaque polarité magnétique. L'existence de courants de retour indique que le critère déterminé en géométrie cylindrique, *i.e.*, 2.5D (voir Sect. 5.1.1.3), possède un domaine de validité qui s'étend à des configurations pleinement 3D, incluant de la courbure. Ce résultat n'était pas évident car considérer une géométrie pleinement 3D revient à ajouter une dépendance en r et θ dans un repère cylindrique, et une composante B_r. La densité de courant électrique, j_z vaut alors :

$$j_z(r) = \frac{1}{\mu_0 r}\left(\frac{\partial(rB_\theta)}{\partial r} - \frac{\partial B_r}{\partial \theta}\right), \tag{5.28}$$

où le deuxième terme du membre de droite peut modifier le critère d'existence de courants de retour de la section 5.1.1.3.

La figure 5.8 montre que les courants de retour forment une enveloppe autour des courants directs, entre ces derniers et le champ magnétique potentiel extérieur. Les courants directs sont globalement plus concentrés et plus intenses que les courants de retour, même si le rapport de leur maximum d'intensité est de l'ordre de l'unité (sauf dans le cas $\zeta_{tw} = 0.1$ où le maximum des courants directs est 8 fois plus intense que celui des courants de retour). Dans chaque simulation, les courants directs sont négatifs et les courants de retour sont positifs dans la polarité magnétique positive, *i.e.*, pour $y > 0$ (c'est le contraire dans la polarité magnétique négative). Le signe des courants directs est en accord avec le signe de l'hélicité magnétique (*cf.* Sect. 5.1.1.1), qui est bien négatif puisque les mouvements photosphériques se font dans le sens

trigonométrique, induisant la formation d'un tube de flux de chiralité gauche (*cf.* Fig. 3.4).

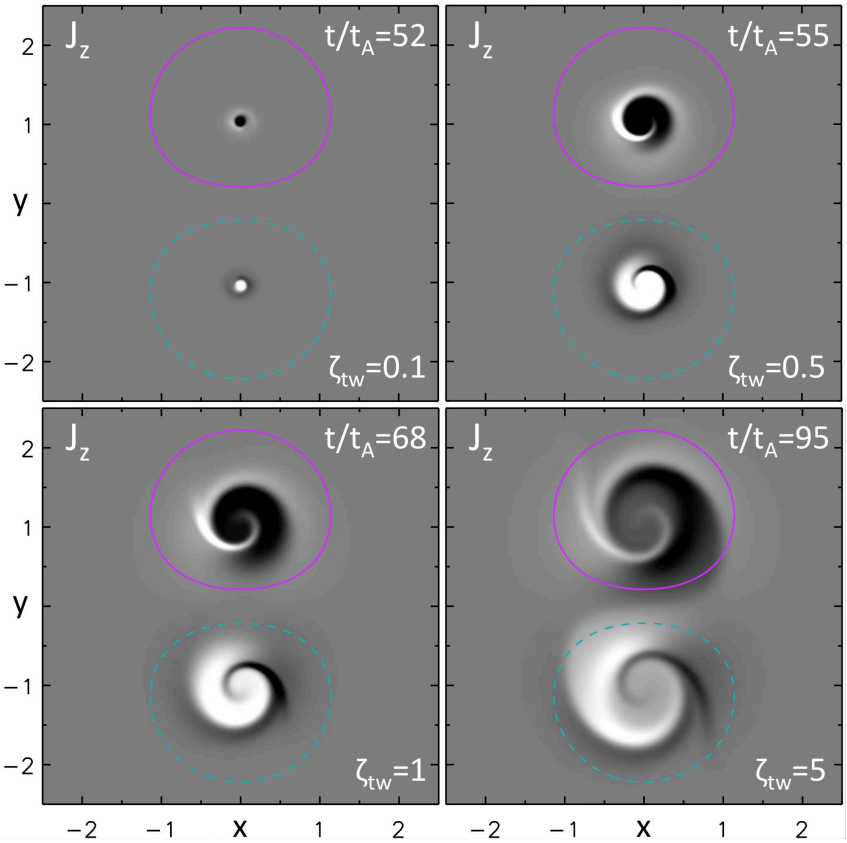

FIGURE *5.8: Distribution photosphérique des courants électriques peu de temps avant la fin de chaque simulation de tubes de flux torsadés. Les contours magenta/cyan correspondent aux isocontours* $B_z = \pm 0.25$. *Les valeurs de* j_z *positives/négatives sont en blancs/noirs, saturées à* ± 1.5.

Excepté pour le cas $\zeta_{tw} = 0.1$, la distribution des courants présente toujours le même profil d'asymétrie azimutale, où courants directs et courants de retour semblent enlacés dans une spirale (propriété générique déjà remarquée dans Aulanier et al. 2005a). Comme nous l'avons vu précédemment (Sect. 5.2.1.2), le profil de torsion choisi permet de transférer de la torsion magnétique le long des isocontours de la composante verticale photosphérique du champ magnétique potentiel initial. Par conséquent, la même quantité de torsion est transférée à chaque ligne de champ magnétique d'un isocontour donné. Cependant, la courbure de la configuration magnétique implique que les lignes de champ d'un isocontour donné, n'ont pas la même longueur. La densité de courant électrique est donc plus grande dans les lignes de champ les plus courtes, créant une asymétrie de la densité de courant le long d'un isocontour donné. Cela peut se comprendre à partir d'un simple tube de flux magnétique torsadé en géométrie cylindrique ((r, θ, z), avec invariance selon θ et z). Pour un tel tube de flux magnétique, nous avons $\boldsymbol{B} = B_z \boldsymbol{e}_z + B_\theta \boldsymbol{e}_\theta$, et l'équation des lignes de champ magnétique implique :

$$B_\theta(r) = \frac{2\pi N(r)}{l} r B_z(r)\,, \tag{5.29}$$

où $N(r)$ est la torsion, et l est la longueur, des lignes de champ. La densité de courant dans la

direction z vaut alors :

$$j_z(r) = \frac{1}{r}\frac{\partial r B_\theta}{\partial r} \tag{5.30}$$

$$\sim \frac{B_\theta}{r} \sim \frac{N(r)B_z}{l}\,. \tag{5.31}$$

Dans la géométrie considérée, les isocontours de B_z sont des cercles de rayon r. Pour un rayon r donné, (r, N, B_z) est fixé, et nous avons $j_z \sim l^{-1}$, *i.e.*, les lignes de champ les plus courtes (l petit) ont une densité de courant plus grande. À mesure que la torsion est transférée aux lignes de champ, une densité de courant plus grande est transférée dans les lignes de champ qui étaient initialement (*i.e.*, à $t = 0$) les plus courtes, générant ainsi une asymétrie le long d'un isocontour donné, et donc, en θ (ou x et y).

Cette aysmétrie se traduit par une composante B_θ qui n'est pas uniforme le long d'un isocontour donné, et l'existence d'isocontours associés à la fois à des courants directs, et des courants de retour. À mesure que la torsion du tube de flux se poursuit, l'asymétrie de la densité de courant se traduit par la formation d'une spirale incluant les courants de retour dans la distribution des courants directs. Ces asymétries azimutales ne sont pas (ou très peu) visibles dans le cas $\zeta_{tw} = 0.1$, car le vortex de torsion est si petit que la région très localisée de torsion est quasi-circulaire, et car les lignes de champ torsadées sont si proches qu'elles ont quasiment la même taille. Dans ce cas, la géométrie, et par conséquent, j_z, est très similaire au cas d'un tube de flux cylindrique.

Évolution des courants directs et de retour totaux. La figure 5.9 montre l'évolution temporelle des courants directs et des courants de retour totaux pour chaque simulation, intégrés sur le demi-plan $y \geq 0$. Dans chaque cas, le courant direct (respectivement, de retour) total est calculé à partir de l'équation (5.2), par sommation des $j_z > 0$ (respectivement, $j_z < 0$).

Due à la petite taille de vortex utilisée, le cas $\zeta_{tw} = 0.1$ ne montre que le développement de faibles courants directs et de retour, dont l'intensité n'excède pas 0.1 unités non-dimensionalisée dans ces calculs. Pour les autres simulations, $\zeta_{tw} = (0.5, 1, 5)$, les vortex de torsion sont plus larges, et l'évolution montre la génération d'intenses courants directs et courants de retour totaux. Les courbes de courant direct total présentent une évolution similaire les unes aux autres, et une dépendence nette vis-à-vis de la taille du vortex, *i.e.*, sont plus intenses pour de plus grands vortex. Cette dépendence est attendue dans la mesure où un vortex plus grand entraîne un transfert de torsion, et donc de courants électriques, sur une plus grande surface. Notons toutefois que, pour les profils considérés, cette augmentation du vortex s'accompagne également d'une diminution locale du rotationnel du champ magnétique, et donc, de la densité de courant électrique, car les gradients de vitesses photosphériques sont plus faibles (étalés ; voir Fig. 5.6). L'augmentation de la taille du vortex de torsion s'accompagne donc d'une compétition entre l'augmentation de la surface de transfert de courants, et la diminution locale de la densité de courant électrique. Dans mes simulations, c'est l'augmentation de la surface de torsion qui l'emporte. Par conséquent, l'augmentation de la taille du vortex de torsion se traduit par une augmentation de la quantité de courant direct totale, générée.

Les courbes de courant de retour total présentent également une évolution similaire les unes aux autres. En revanche, leur dépendence vis-à-vis de la taille du vortex est différente (voir Fig. 5.9). En particulier, il y a une dépendence marquée pour des tailles de vortex $\zeta_{tw} \leq 0.5$, et dont l'origine est la même que pour les courants directs. Pour des tailles de vortex $\zeta_{tw} \geq 0.5$, les courbes de courant de retour total présentent une très faible dépendence en taille de vortex. L'origine de cette faible dépendence nécessite une étude plus détaillée.

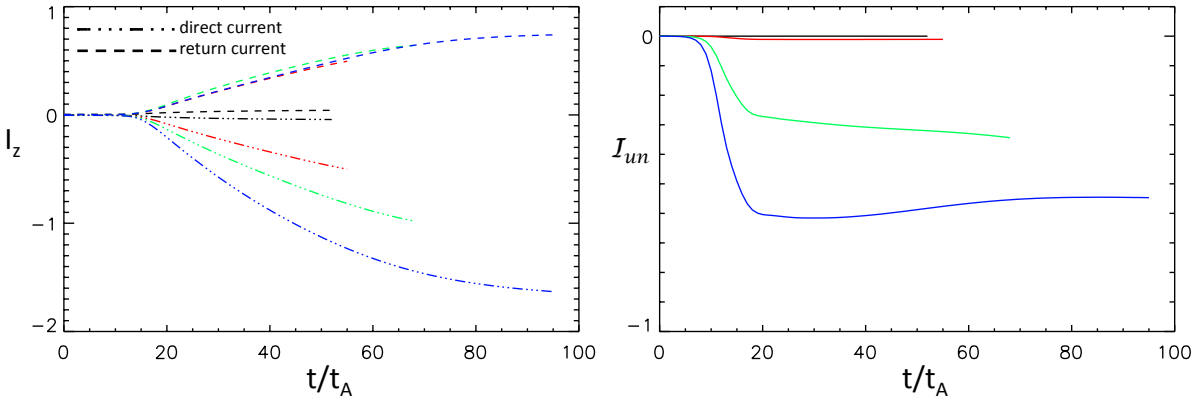

FIGURE *5.9: Évolution temporelle des courants directs et de retour totaux (gauche), ainsi que du taux de non-neutralisation ($\mathcal{I}_{un}$, Eq. (5.1) ; droite) pour les simulations de tubes de flux torsadés. Les courbes* $(noire, rouge, verte, bleue)$ *correspondent aux cas* $\zeta_{tw} = (0.1, 0.5, 1, 5)$.

Évolution des taux de non-neutralisation. La figure 5.9 montre également l'évolution temporelle du taux de non-neutralisation (Eq. (5.1)). Cette figure montre que les courants électriques restent neuralisés pendant toute la simulation du cas $\zeta_{tw} = 0.1$, et quasi-neutralisés (ou très faiblement non-neutralisés, $\sim 1\%$) pendant la simulation du cas $\zeta_{tw} = 0.5$. Au contraire, pour les vortex les plus larges, $\zeta_{tw} = (1., 5.)$, les courants présentent rapidement une non-neutralisation négative, indiquant une domination des courants directs.

Bien que les courants (directs et de retour) ne commencent à être significativement générés qu'à partir de $t = 15t_A$, la non-neutralisation est déjà présente dès le début des mouvements photosphériques ($t \sim 5 - 10t_A$). En effet, la non-neutralisation a atteint $\sim -10\%$ à $t \approx 12t_A$ pour $\zeta_{tw} = 1$ et $t \approx 10t_A$ pour $\zeta_{tw} = 5$, alors que l'intensité du courant direct total (et de retour) ne dépasse pas encore 0.01, *i.e.*, $\sim 1\%$ de sa valeur maximale pour $\zeta_{tw} = 1$ et $\sim 0.6\%$ de sa valeur maximale pour $\zeta_{tw} = 5$. Pour $\zeta_{tw} = (1., 5.)$, la courbe du taux de non-neutralisation présente deux régimes d'évolution approximativement linéaires. Le premier régime apparaît dans l'intervalle de temps $t \approx [7.5, 17.5]t_A$. C'est durant ce régime que le système potentiel initial, passe rapidement à un système non-neutralisé, avec un taux caractéristique de dé-neutralisation de $\sim 2.5\%/t_A$ pour $\zeta_{tw} = 1$, et $\sim 6\%/t_A$ pour $\zeta_{tw} = 5$. C'est durant ce premier régime que la plus grande partie de non-neutralisation est atteinte. Le second régime apparaît vers $t \approx 17.5t_A$, jusqu'à la fin de la simulation. Ce second régime est associé à une faible augmentation du taux de non-neutralisation pour le cas $\zeta_{tw} = 1$, et une saturation du taux de non-neutralisation pour le cas $\zeta_{tw} = 5$.

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe *Profil temporel*, les mouvements photosphériques sont progressivement amener d'une vitesse nulle vers leur vitesse maximale. Les paramètres utilisés pour le rampe d'accélération, impliquent qu'elle se fait essentiellement pour $t \approx [10, 20]t_A$. Or, la première phase d'évolution du taux de non-neutralisation, pendant laquelle ce dernier augmente rapidement, se produit pendant $t \approx [7.5, 17.5]t_A$, *i.e.*, pendant l'application de la rampe d'accélération. La deuxième phase d'évolution du taux de non-neutralisation, pendant laquelle celui-ci a atteint sa valeur maximale et reste approximativement constant, se produit pour $t \gtrsim 17.5t_A$, *i.e.*, pendant la phase où l'intensité des vitesses photosphériques est constante. Cette corrélation entre les deux phases d'évolution du taux de non-neutralisation et le profil temporel d'évolution des vitesses photosphériques est très intéressante. Elle montre un résultat fondamental de nos simulations de tubes de flux magnétique torsadés : le taux de non-neutralisation maximal est fixé par les propriétés de la distribution du champ de vitesse photosphérique.

Distribution 3D du champ magnétique : neutralisation vs non-neutralisation. L'analyse de la distribution 3D du champ magnétique dans chacune des simulations numériques m'a permis de mettre en évidence que pour les cas neutralisés, le tube de flux magnétique torsadé est complètement enveloppé par le champ magnétique potentiel, tout comme l'est la ligne d'inversion de polarité magnétique située en $y = 0$. Cela se traduit par le fait que le champ magnétique transverse le long de la ligne d'inversion de polarité magnétique est, et reste, orthogonal à celle-ci (*i.e.*, $B_x = 0$; voir Fig. 5.10). Au contraire, les cas non-neutralisés présentent la même propriété : le tube de flux magnétique torsadé s'étend jusqu'à la ligne d'inversion de polarité magnétique, qui n'est plus enveloppée dans un champ potentiel, mais qui est partiellement enveloppée par des lignes de champ magnétique cisaillées. Cela se traduit par un champ magnétique transverse qui développe une composante parallèle à, et le long de, la ligne d'inversion de polarité magnétique au cours de la simulation (voir Fig. 5.10). En fait, dans les cas non-neutralisés, le champ de vitesse photosphérique non-nul s'étend jusqu'aux lignes de champ magnétiques enveloppant la ligne d'inversion de polarité magnétique. Cela se traduit par le développement de cisaillement magnétique au niveau de la ligne d'inversion, dès que les mouvements photosphériques sont appliqués. Les résultats de mes simulations montrent que l'augmentation de la non-neutralisation est corrélée avec le développement d'un cisaillement magnétique de plus en plus intense au niveau de la ligne d'inversion de polarité magnétique. Cela suggère fortement que la non-neutralisation des courants électriques est liée au développement de cisaillement magnétique au niveau de la ligne d'inversion de polarité magnétique.

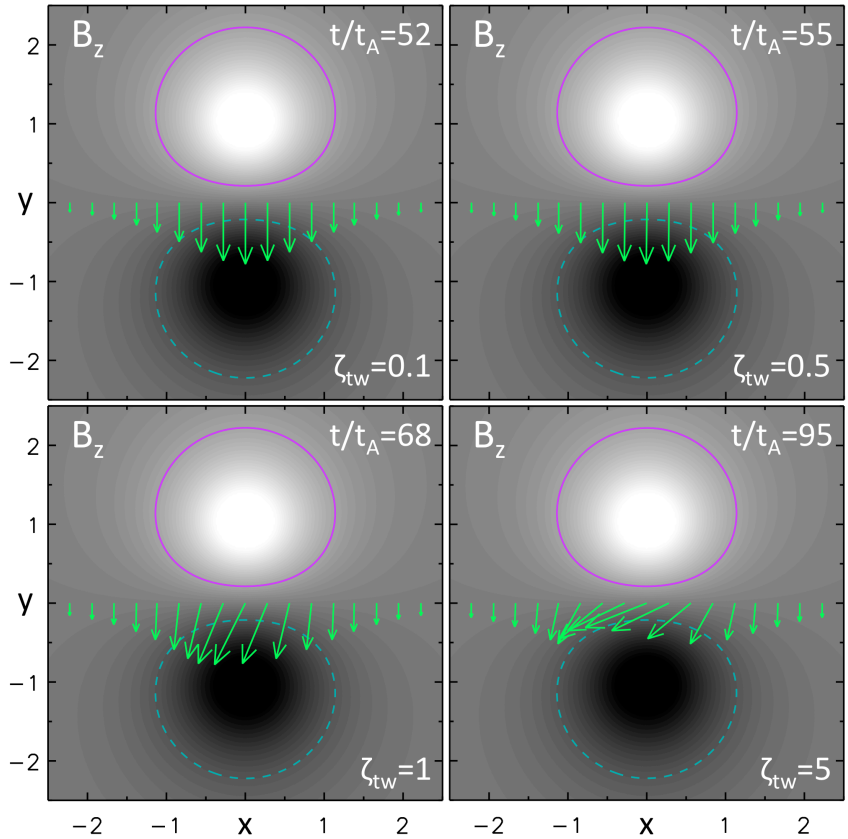

FIGURE *5.10: Distribution photosphérique du champ magnétique vectoriel peu de temps avant la fin de chaque simulation de tubes de flux torsadés. Les contours magenta/cyan correspondent aux isocontours $B_z = \pm 0.25$. Les valeurs de B_z positives/négatives sont en blancs/noirs, saturées à ± 0.8.*

5.2.1.4 Résultats des simulations numériques de cisaillement photosphérique

Distribution photosphérique des courants verticaux. La figure 5.11 présente la distribution photosphérique de la densité de courant vertical pour les simulations d'arcades magnétiques cisaillées, quelques temps d'Alfvén avant la fin de chaque simulation. Comme pour les simulations de tubes de flux torsadés, chaque simulation de cisaillement magnétique présente des courants directs et des courants de retour, peu importe la largeur de la région de cisaillement photosphérique. Bien que les courants de retour n'apparaissent pas clairement dans les cas $\zeta_{sh} = (0.3, 0.6)$, ceux-ci existent, mais ont une intensité très faibles. Dans le cas $\zeta_{sh} = 0.3$, ils ont une intensité qui est, au minimum, ~ 7 fois plus faible que l'intensité des courants directs. Pour le cas $\zeta_{sh} = 0.6$, c'est le taux de non-neutralisation de 99.5% qui montre qu'il y a bien des courants de retour dans la configuration simulée, mais qui sont bien trop faibles pour être mis clairement en évidence dans la distribution photosphérique de j_z. Dans chaque simulation, les courants directs sont négatifs et les courants de retour sont positifs, dans la polarité magnétique positive ($y > 0$). Leur signe est déterminé à partir de celui de l'hélicité magnétique transférée au système, et qui est négative, comme l'indiquent l'intégration temporelle du flux d'hélicité (calculée à partir de l'équation (4.15), mais non présentée ici), et la forme en $\mathcal{N}$ ou Z des arcades cisaillées (voir Fig. 5.12 ; *cf.* Sect. 3.3.3).

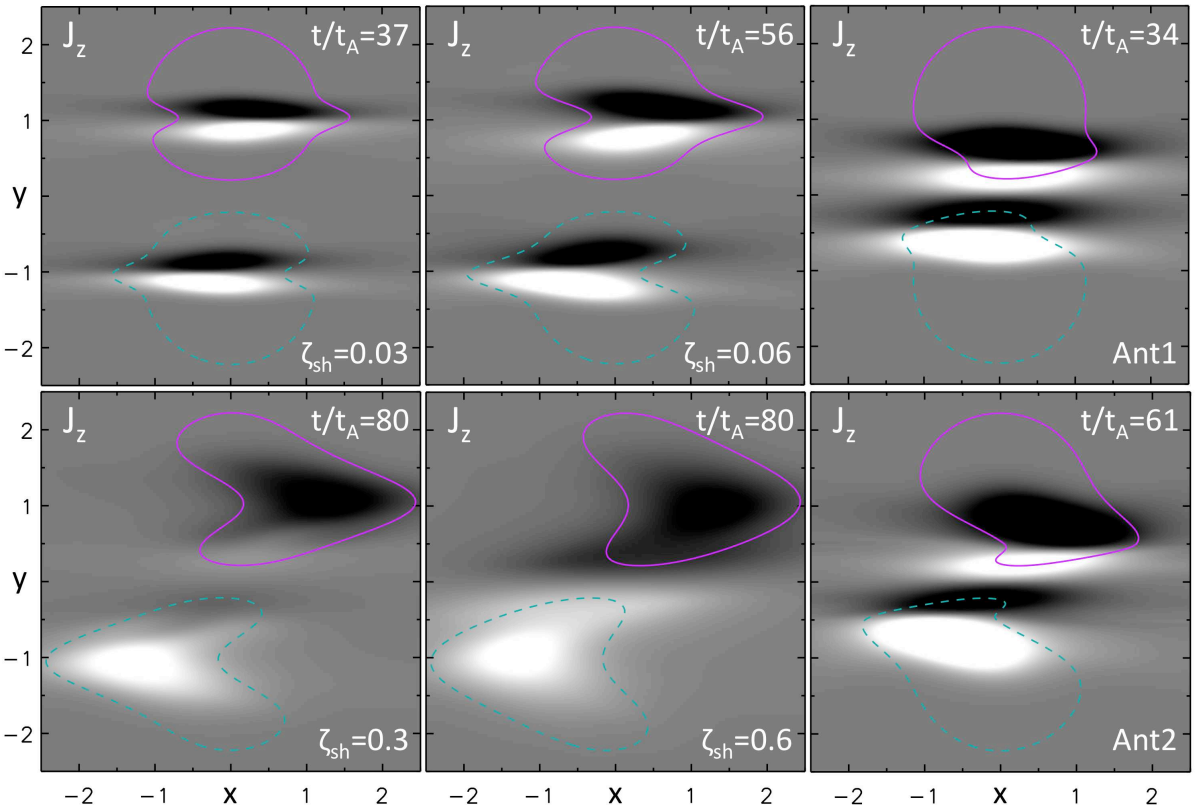

FIGURE *5.11: Distribution photosphérique des courants électriques peu de temps avant la fin de chaque simulation d'arcades cisaillées. Les contours magenta/cyan correspondent aux iso-contours $B_z = \pm 0.25$. Les valeurs de j_z positives/négatives sont en blancs/noirs, saturées à ± 0.5.*

Le contraste important avec les simulations de tubes de flux magnétique torsadés, est que les courants de retour ne forment pas une enveloppe autour des courants directs. En effet, les courants de retour ne sont présents que dans la partie interne de la région cisaillée ($|y| \in [0, |y_{sh}|]$,

y_{sh} correspondant au centre du cisaillement y_0 ou y_1 selon la simulation ; *cf.* paragraphe *Mouvements photosphériques de cisaillement*), *i.e.*, entre les courants directs et la ligne d'inversion de polarité magnétique. En fait, la présence des courants de retour uniquement dans la partie interne de la configuration magnétique, est une conséquence naturelle des mouvements de cisaillement imposés. En effet, comme illustré figure 5.12, les mouvements photosphériques centrés en y_0 (la vitesse maximale de cisaillement est en y_0), génèrent naturellement des rotationnels du champ magnétique d'amplitude comparable, mais de signes opposés pour les régions $|y| < y_0$ et $|y| > y_0$ (avec certaines différences pour les cas $\zeta_{sh} = (0.3, 0.6)$). Par conséquent, un tel cisaillement photosphérique créé naturellement des courants de signe opposé, et donc, ses propres courants de retour. En fait, c'est une propriété générique des mouvements de cisaillement localisés ne cisaillant pas (ou peu) la ligne d'inversion de polarité magnétique : ceux-ci génèrent naturellement des courants directs et de retour, les uns d'un côté de la direction du mouvement de cisaillement, les autres de l'autre côté de cette direction. Si l'on revient à nos simulations d'arcades cisaillées, les mouvements photosphériques doivent donc génerer des courants de retour dans la partie interne de la configuration magnétique, *i.e.*, entre les courants directs et la ligne d'inversion de polarité magnétique, *i.e.*, comme observé.

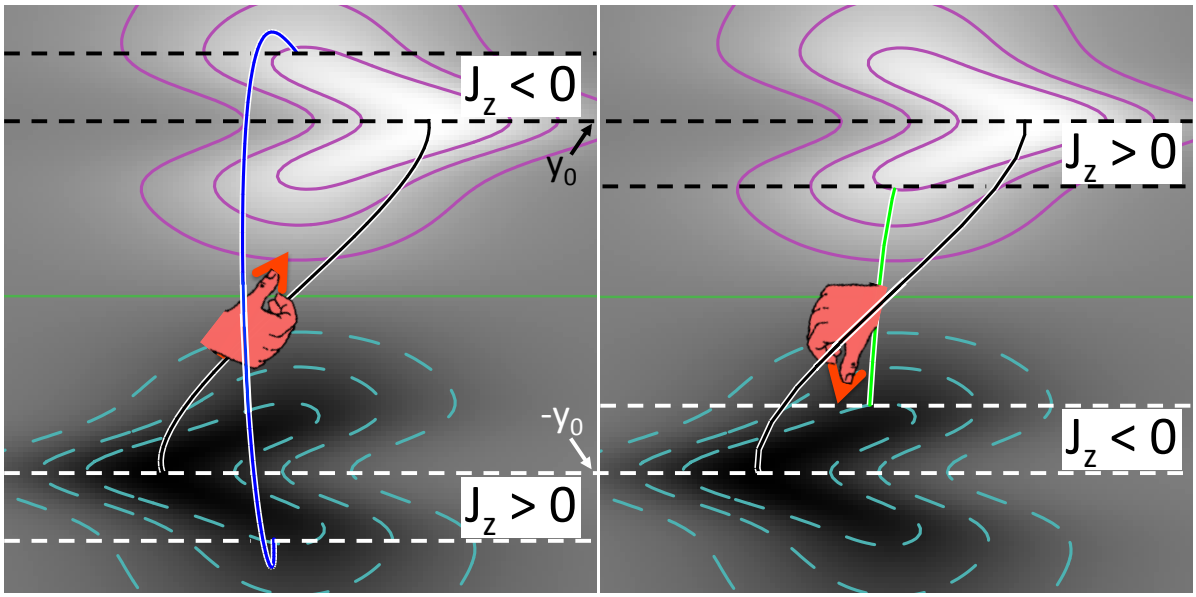

FIGURE *5.12: Signe de la densité de courant dans les simulations d'arcades cisaillées, déterminé à partir de la règle de la main droite. La ligne de champ magnétique bleue (verte) est ancrée dans les courants directs (de retour). La ligne de champ magnétique noire est ancrée le long de $y = \pm y_0$, i.e., là où le cisaillement est maximal (voir le profil de cisaillement Sect. 5.2.1.2 et Fig. 5.6). Cette figure montre que le champ de vitesse de cisaillement choisi génère naturellement des courants directs et des courants de retour, de part et d'autre de la direction de cisaillement maximale, $y = \pm y_0$.*

Notons que pour les cas $\zeta_{sh} = (0.3, 0.6)$, les choses sont différentes. En effet, la distribution photosphérique de j_z (Fig. 5.11) ne montre pas une inversion du signe des courants lorsque l'on passe d'un côté du maximum de cisaillement (qui se situe en $|y_0| \approx 1$) à l'autre. Au contraire, le changement de signe se trouve à une valeur $|y_0'|$ inférieure à $|y_0| \approx 1$. En fait, lorsque la largeur de la région de cisaillement augmente, le profil de cisaillement photosphérique finit par déplacer les lignes de champ coronales situées juste au niveau de la ligne d'inversion de polarité magnétique, qui devient donc progressivement cisaillée magnétiquement. En augmentant la largeur du profil

de cisaillement, les courants directs s'étendent alors de plus en plus proche de la ligne d'inversion de polarité magnétique, "repoussant" de plus en plus les courants de retour vers celle-ci. Pour le cas $\zeta_{sh} = 0.3$, la transition courants directs-courants de retour dans la direction y, se fait en $y \approx 0.5$, alors qu'il ne semble pas y avoir de courants de retour entre les courants directs et la ligne d'inversion de polarité dans le cas $\zeta_{sh} = 0.6$. Cet effet n'est pas observé dans les cas $Ant1$ et $Ant2$. Cependant, il faut remarquer que ces deux cas sont différents des quatre autres, car la région de cisaillement est concentrée dans les champs faibles, et non dans les champs forts. D'autre part, la région de cisaillement contenant les courants de retour possède les mêmes propriétés pour $Ant1$ et $Ant2$, puisque seule la largeur de la région contenant les courants directs est modifiée.

Évolution des courants directs et de retour totaux. De même que pour la figure 5.9, la figure 5.13 montre l'évolution temporelle des courants directs et des courants de retour totaux intégrés sur le demi-plan $y \geq 0$. Chaque simulation montre la génération d'intenses courants directs, qui ont une évolution très similaire. L'intensité des courants directs augmente avec la largeur de cisaillement de la région. Cette augmentation n'est pas évidente pour le passage $\zeta_{sh} = 0.03$ à 0.06, parce que la largeur de la région cisaillée est trop peu différente (*cf.* Fig. 5.6). L'augmentation de l'intensité des courants directs avec la largeur de la région de cisaillement est attendue pour les mêmes raisons que pour les simulations de tubes de flux torsadés.

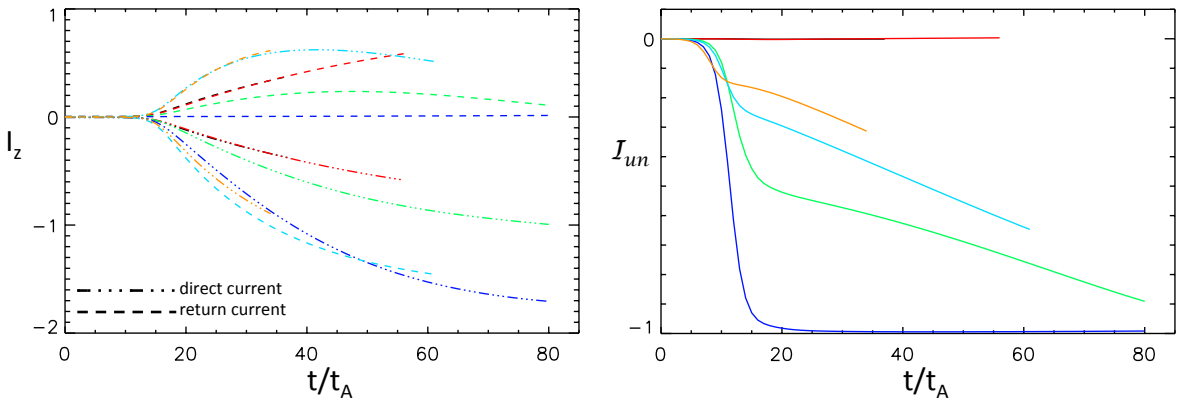

FIGURE *5.13: Évolution temporelle des courants directs et de retour totaux (gauche), ainsi que du taux de non-neutralisation ($\mathcal{I}_{un}$, Eq. (5.1) ; droite) pour les simulations d'arcades cisaillées. Les courbes* $(noire, rouge, verte, bleue)$ *correspondent aux cas* $\zeta_{sh} = (0.03, 0.06, 0.3, 0.6)$*, les courbes orange et cyan correspondent aux cas* $(Ant1, Ant2)$*.*

Quant aux courants de retour, ceux-ci présentent une évolution différente en fonction de la largeur de la région de cisaillement. Pour les cas $\zeta_{sh} = (0.03, 0.06)$ et $Ant1$, les courants de retour augmentent en fonction du temps. Pour le cas $\zeta_{sh} = 0.6$, les courants de retour restent très faibles tout au long de la simulation. Enfin, pour ce qui est des cas $\zeta_{sh} = 0.3$ et $Ant2$, l'intensité des courants de retour augmente d'abord en fonction du temps, pour finir par diminuer progressivement.

Le cisaillement des lignes de champ magnétique introduit deux changements. Tout d'abord, l'angle, ϕ, entre la ligne d'inversion et le segment tracé par les deux pieds photosphériques d'une ligne de champ magnétique varie. C'est la variation de cet angle qui induit un courant le long de la ligne de champ magnétique, qui dans notre configuration initialement potentielle, est d'autant plus grand que l'est la variation de ϕ. D'autre part, les mouvements des deux pieds de chaque ligne de champ se traduisent par une élongation de celles-ci. Pour un cisaillement

donné, la densité de courant dans une ligne de champ est plus faible si la ligne de champ est plus grande. Par conséquent, pour une ligne de champ donnée, la variation de la densité de courant dans cette ligne, fait intervenir une compétition entre une augmentation causée par une augmentation du cisaillement, et une diminution causée par l'élongation de la ligne de champ magnétique. Considérons une ligne de champ magnétique de longueur, l, à un instant t de l'une des simulations de cisaillement (Fig. 5.14). Soit x, respectivement y, la distance entre ses deux pieds photosphériques dans la direction (Ox), respectivement (Oy). À l'instant t, nous avons donc :

$$x = l \sin \phi \tag{5.32}$$

$$y = l \cos \phi \,. \tag{5.33}$$

Pendant un intervalle de temps, dt, ces deux distances varient de :

$$\mathrm{d}x = \mathrm{d}l \sin \phi + l \cos \phi \mathrm{d}\phi \tag{5.34}$$

$$\mathrm{d}y = \mathrm{d}l \cos \phi - l \sin \phi \mathrm{d}\phi \,, \tag{5.35}$$

avec $\mathrm{d}y = 0$ car les mouvements photosphériques se font dans la direction (Ox). Par conséquent, si $\phi \approx 0$, nous avons $\mathrm{d}x \sim l\mathrm{d}\phi$ et $\mathrm{d}l/\mathrm{d}\phi \sim 0$ (*i.e.*, $\mathrm{d}l \ll \mathrm{d}\phi$). Les déplacements photosphériques des pieds de la ligne de champ induisent essentiellement une variation de l'orientation de la ligne de champ par rapport à la ligne d'inversion de polarité, et donc, un cisaillement de la ligne de champ qui augmente la densité de courant le long de celle-ci. Si au contraire, $|\phi| \sim \pi/2$, nous avons $\mathrm{d}x \sim \mathrm{d}l$ et $\mathrm{d}l/\mathrm{d}\phi \to \infty$ (*i.e.*, $\mathrm{d}l \gg \mathrm{d}\phi$). Les déplacements photosphériques des pieds de la ligne de champ induisent essentiellement une élongation de celle-ci. Le cisaillement augmente très peu comparé à l'élongation, amenant à une diminution de la densité de courant le long de celle-ci. Or, les lignes de champ magnétiques les plus courtes (y le plus petit) vont tendre plus rapidement vers un alignement avec la ligne d'inversion de polarité magnétique, car $\tan \phi(t) = x(t)/y$ implique que pour $x(t)$ donné, plus y est petit, plus $\tan \phi(t)$ est grand. Et donc, plus $|\phi(t)|$ tend vers $\pi/2$ (*i.e.*, alignement avec la ligne d'inversion).

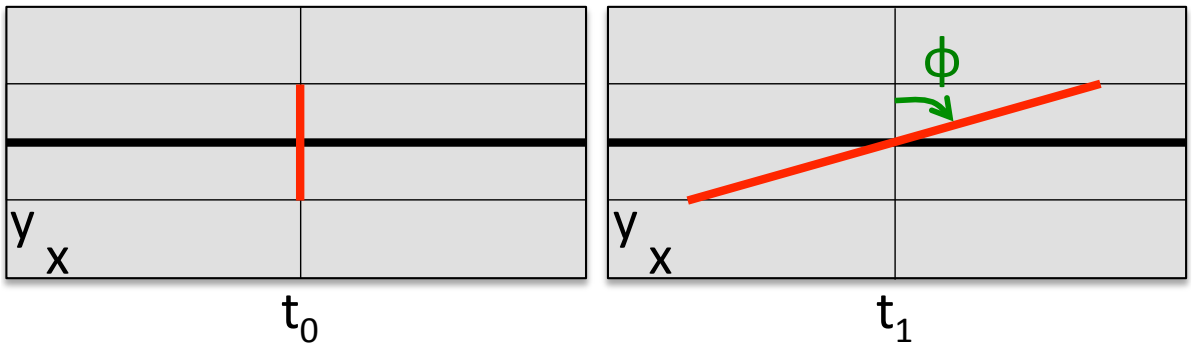

FIGURE *5.14: Évolution d'une ligne de champ magnétique (rouge), de longueur l, par cisaillement photosphérique parallèle à la ligne d'inversion de polarité magnétique (ligne épaisse noire).*

Par conséquent, le cisaillement continu des lignes de champ les plus courtes peut se traduire par l'existence de deux phases d'évolution des courants le long de celles-ci : une première phase d'accroissement des courants dû à l'accroissement du cisaillement des lignes de champ, et une phase de décroissance des courants causée par une élongation rapide des lignes de champ. Or, dans nos simulations numériques, les courants de retour ne sont présents que dans la partie interne de la région active, entre les courants directs et la ligne d'inversion de polarité. Cette

région correspondant aux lignes de champ les plus courtes, nous pensons donc que c'est ce phénomène qui est à l'origine de la phase de diminution des courants de retour observée dans les cas $\zeta_{sh} = 0.3$ et $Ant2$ (figure 5.13).

Évolution des taux de non-neutralisation. L'évolution temporelle du taux de non-neutralisation (Fig. 5.13) montre que les courants électriques restent neuralisés pendant toute la simulation, pour les cas $\zeta_{sh} = (0.03, 0.06)$. Au contraire, pour les régions de cisaillement les plus larges, $\zeta_{sh} = (0.3, 0.6)$, les courants présentent rapidement une non-neutralisation négative, indiquant une domination des courants directs. Bien que pour ces simulations également, les courants totaux (directs et de retour) ne commencent à être significativement générés qu'à partir de $t = 15t_A$, la non-neutralisation est déjà présente dès le début des mouvements photosphériques ($t \sim 5 - 10t_A$), comme dans le cas des simulations de tubes de flux torsadés. Ici aussi, les courbes du taux de non-neutralisation présentent, *au moins*, deux régimes. La courbe pour $\zeta_{sh} = 0.3$ implique même la possibilité d'un troisième régime, puisque le taux de non-neutralisation est, par définition, inférieur à 1. Remarquons que, si le cas $\zeta_{sh} = 0.6$ présente une saturation de la non-neutralisation (à 99.5%), le cas $\zeta_{sh} = 0.3$ continue d'augmenter nettement, jusqu'à la fin de la simulation. Cette augmentation (et absence de saturation) est causée par la diminution de l'intensité des courants de retour.

Dans les cas $Ant1$ et $Ant2$, où la région de cisaillement est concentrée dans le champ magnétique faible et proche de la ligne d'inversion de polarité magnétique (Fig. 5.11), on observe également une non-neutralisation négative, rapide (Fig. 5.13). Les deux courbes de non-neutralisation montrent la même évolution caractéristique que pour $\zeta_{sh} = 0.3$, avec une non-neutralisation plus grande pour le cas $Ant2$ que pour le cas $Ant1$, comme attendu des courbes des courants directs et de retour totaux (Fig. 5.13).

Distribution 3D du champ magnétique : neutralisation vs non-neutralisation. De même que pour les simulations de tubes de flux torsadés, à l'aide de l'analyse de la distribution 3D du champ magnétique dans chacune des simulations numériques, j'ai pu mettre en évidence que pour les cas neutralisés, les arcades magnétiques cisaillées sont complètement enveloppées par le champ magnétique potentiel ambiant, tout comme l'est la ligne d'inversion de polarité magnétique. De même, le champ magnétique transverse le long de la ligne d'inversion de polarité magnétique est, et reste, orthogonal à celle-ci (voir Fig. 5.15). Au contraire, les cas non-neutralisés présentent la même propriété : la ligne d'inversion de polarité magnétique est cisaillée magnétiquement. De nouveau, on retrouve un champ magnétique transverse qui développe une composante parallèle à la ligne d'inversion de polarité magnétique au cours de la simulation (voir Fig. 5.15). Comme pour les simulations de torsion, dans les cas non-neutralisés, le champ de vitesse photosphérique non-nul s'étend jusqu'aux lignes de champ magnétiques enveloppant la ligne d'inversion de polarité magnétique. Cela se traduit par le développement de cisaillement magnétique au niveau de la ligne d'inversion, dès que les mouvements photosphériques sont appliqués. Les résultats de mes simulations montrent que, plus la largeur de cisaillement est grande, plus la ligne d'inversion est cisaillée magnétiquement (plus le champ transverse le long de celle-ci est grand), et d'après la figure 5.13, plus le taux de non-neutralisation est grand. Combinés aux résultats obtenus avec les simulations de tubes de flux magnétique torsadés, cela montre que la non-neutralisation des courants électriques est directement due au développement de cisaillement magnétique au niveau de la ligne d'inversion de polarité magnétique.

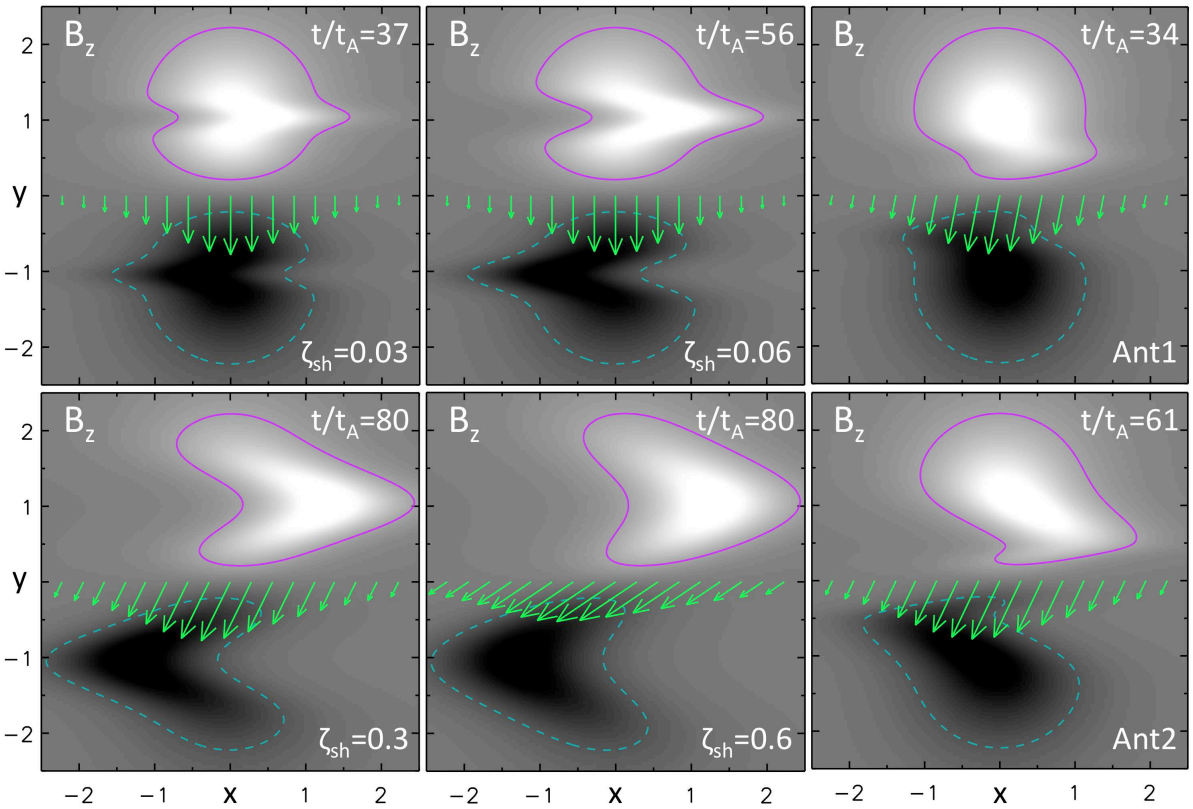

FIGURE *5.15: Distribution photosphérique du champ magnétique vectoriel peu de temps avant la fin de chaque simulation d'arcades cisaillées. Les contours magenta/cyan correspondent aux isocontours* $B_z = \pm 0.25$. *Les valeurs de* B_z *positives/négatives sont en blancs/noirs, saturées à* ± 0.8.

5.2.2 Émergence d'un tube de flux torsadé sans courant

Dans la section 5.2.1, j'ai abordé la question de neutralisation ou non-neutralisation des courants électriques induits générés par des mouvements photosphériques. Lorsque j'ai commencé cette étude, Tibor Török (ancien post-doctorant du groupe) avait, depuis un certain temps, démarré une étude similaire sur les propriétés de neutralisation des courants électriques transportés par émergence de flux magnétique. Nous lui avons donc fait part de notre étude. Suite à de nombreuses discussions sur nos études respectives (*e.g.*, résultats, interprétation, implications physiques), nous avons décidé de collaborer ensemble sur nos études respectives.

Dans cette partie, je vais présenter les résultats de l'étude initiée par Tibor Török sur les propriétés de neutralisation des courants électriques lors de l'émergence de tubes de flux magnétique torsadés.

5.2.2.1 Article (A.1.3) : Distribution of electric currents in solar active regions

À l'aide d'une simulation numérique MHD, 3D, visco-résistive, de l'émergence d'un tube de flux magnétique torsadé, nous montrons, dans Török et al. (2014), que :

- l'émergence d'un tube de flux magnétique contenant des courants neutralisés se traduit par le transport de courants directs et de courants de retour dans l'atmosphère solaire ;
- le changement des propriétés physiques du milieu, *i.e.*, passage d'un milieu à β fort, à un milieu à β faible (voir Sect. 3.1.2.4), affecte les propriétés des courants, ainsi que les propriétés de neutralisation ;
- les courants de retour restent en grande partie sous la photosphère, et ce sont les courants directs qui émergent principalement ;
- l'émergence se traduit par la concentration des courants directs intenses dans la partie centrale de la région active, et la concentration des courants de retour, faibles, en périphérie de celle-ci ;
- les courants de retour forment une enveloppe entre les courants directs et le champ potentiel ambiant ;
- le transport de courants non-neutralisés est lié au transport de cisaillement magnétique au niveau de la ligne d'inversion de polarité magnétique.

Les conséquences de cette étude sont discutées section 5.2.3, dans un contexte plus général incluant les résultats de l'étude présentée section 5.2.1.1.

The Astrophysical Journal Letters, 782:L10 (6pp), 2014 February 10 doi:10.1088/2041-8205/782/1/L10
© 2014. The American Astronomical Society. All rights reserved. Printed in the U.S.A.

DISTRIBUTION OF ELECTRIC CURRENTS IN SOLAR ACTIVE REGIONS

T. Török[1], J. E. Leake[2], V. S. Titov[1], V. Archontis[3], Z. Mikić[1], M. G. Linton[4], K. Dalmasse[5], G. Aulanier[5], and B. Kliem[6]
[1] Predictive Science, Inc., 9990 Mesa Rim Road, Suite 170, San Diego, CA 92121, USA
[2] College of Science, George Mason University, 4400 University Drive, Fairfax, VA 22030, USA
[3] School of Mathematics and Statistics, University of St. Andrews, North Haugh, St. Andrews, Fife KY16 9SS, UK
[4] U.S. Naval Research Lab, 4555 Overlook Avenue, SW Washington, DC 20375, USA
[5] LESIA, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, Univ. Paris Diderot, 5 place Jules Janssen, F-92190 Meudon, France
[6] Institut für Physik und Astronomie, Universität Potsdam, Karl-Liebknecht-Str. 24-25, D-14476 Potsdam, Germany
Received 2013 September 26; accepted 2014 January 14; published 2014 January 27

ABSTRACT

There has been a long-standing debate on the question of whether or not electric currents in solar active regions are neutralized. That is, whether or not the main (or direct) coronal currents connecting the active region polarities are surrounded by shielding (or return) currents of equal total value and opposite direction. Both theory and observations are not yet fully conclusive regarding this question, and numerical simulations have, surprisingly, barely been used to address it. Here we quantify the evolution of electric currents during the formation of a bipolar active region by considering a three-dimensional magnetohydrodynamic simulation of the emergence of a sub-photospheric, current-neutralized magnetic flux rope into the solar atmosphere. We find that a strong deviation from current neutralization develops simultaneously with the onset of significant flux emergence into the corona, accompanied by the development of substantial magnetic shear along the active region's polarity inversion line. After the region has formed and flux emergence has ceased, the strong magnetic fields in the region's center are connected solely by direct currents, and the total direct current is several times larger than the total return current. These results suggest that active regions, the main sources of coronal mass ejections and flares, are born with substantial net currents, in agreement with recent observations. Furthermore, they support eruption models that employ pre-eruption magnetic fields containing such currents.

Key words: magnetohydrodynamics (MHD) – Sun: corona – Sun: coronal mass ejections (CMEs)

Online-only material: color figures

1. INTRODUCTION

The energy required to power solar flares and coronal mass ejections (CMEs) is stored in current-carrying magnetic fields in the corona. Active regions (ARs), the main source regions of eruptions, carry a total electric current of ∼1 TA (e.g., Wilkinson et al. 1992), which is commonly inferred from applying Ampère's law, $\mathbf{j} = (\nabla \times \mathbf{B})/\mu_0$, to photospheric vector magnetograms. Since such data are hampered by limited resolution and various uncertainties (e.g., Wiegelmann et al. 2006), it is not yet well understood how AR currents are distributed.

The observations indicate that the currents in magnetically well-isolated ARs are *balanced* to a very good approximation, i.e., the total current, I, calculated by integrating the vertical current density, j_z, over the *whole* photospheric AR extension vanishes, as expected from $\nabla \cdot \mathbf{j} = 0$ (e.g., Georgoulis et al. 2012). What remains controversial is to what extent the currents are *neutralized*, meaning that I calculated over a *single* AR polarity vanishes as well. Full neutralization requires the main (or direct) currents, which connect the AR polarities, to be surrounded by shielding (or return) currents of equal total strength and opposite direction (see, e.g., Figure 1 in Melrose 1995). Both observations and theoretical considerations are not yet fully conclusive regarding the existence or amount of return currents in ARs, which has led to an ongoing debate (e.g., Parker 1996; Melrose 1996; Georgoulis et al. 2012).

AR currents are believed to be formed by two main mechanisms: (1) the stressing of the coronal magnetic field by photospheric and sub-surface flows (e.g., Klimchuk & Sturrock 1992) and (2) the emergence of current-carrying flux from the solar interior into the corona (e.g., Leka et al. 1996). At first glance, mechanism (1) is expected to produce neutralized currents. To illustrate this, we show in Figures 1(a) and (b) a simple AR model created from a bipolar potential field by photospheric vortex flows (Amari et al. 1996; Török & Kliem 2003; Aulanier et al. 2005; Török et al. 2013). Such an isolated, symmetric system must be current-balanced. To see if it is also neutralized, we calculate $I = \oint_C \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l}$ in *one* AR polarity along a photospheric path C that runs fully outside and sufficiently far from the vortex flows. Since the horizontal field components along C do not change much during the twisting (Figure 1(b)) and the initial field is current-free, I remains close to zero at all times, i.e., the generated currents remain nearly neutralized. However, as shown by Török & Kliem (2003), net currents develop in the system if the vortices are close enough to each other to also shear the magnetic field at the polarity inversion line (PIL). The resulting handedness is the same as in the core of the flux rope, i.e., the sheared flux carries direct current. Some recent observations, based on high-resolution vector magnetograms, indeed suggest the presence of substantial net currents in ARs with strong shear along their main PIL (Ravindra et al. 2011; Georgoulis et al. 2012).

As for mechanism (2), it is believed that flux ropes rising through the convection zone are magnetically well-isolated (Fan 2009a), which implies that the currents they carry are well-neutralized (Figure 1(c)). Whether or not the neutralization breaks down when such flux ropes emerge into the corona has not yet been investigated systematically. Ravindra et al. (2011) analyzed a case of strong flux emergence and found it to

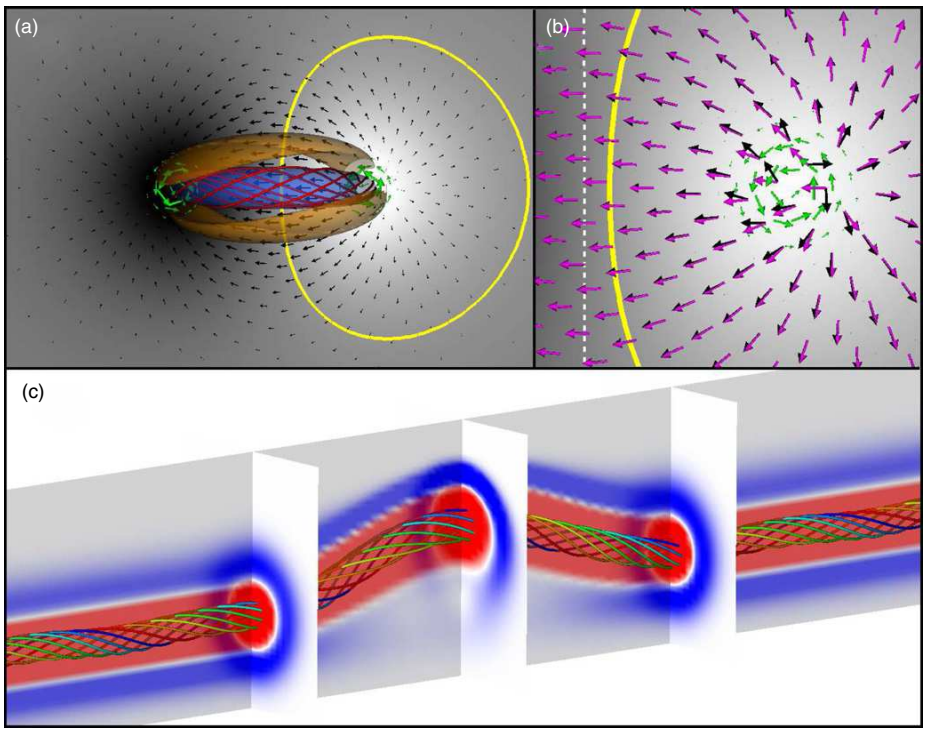

Figure 1. Electric currents in two numerical models of AR formation. (a) Bipolar AR containing a flux rope (red field lines) created by photospheric vortex flows (green arrows). Black (white) colors outline negative (positive) vertical magnetic fields. Currents are visualized by transparent iso-surfaces of $\alpha = (\mathbf{j} \cdot \mathbf{B})/B^2$, with $\alpha = -2$ (blue; direct current) and 0.65 (orange; return current). Black arrows show horizontal field components. The yellow line is an example path for calculating the total current in one polarity (see text). (b) Zoom into AR center, showing additionally the initial horizontal potential field (magenta arrows) and the polarity inversion line (white dotted line). (c) Buoyant flux rope from the simulation investigated in this Letter, before it emerges through the photosphere. Red (blue) colors outline direct (return) currents; field lines show the flux rope core.

(A color version of this figure is available in the online journal.)

be associated with the development of strong net currents and strong shear at the PIL. Longcope & Welsch (2000) suggested, based on a simplified analytical model, that return currents may even completely remain below the corona during the emergence of magnetically isolated flux tubes.

Improving our understanding of the current distribution in ARs is particularly important for theoretical and numerical models of solar eruptions. Many CME simulations (e.g., Roussev et al. 2003; Török & Kliem 2005; Manchester et al. 2008; Lugaz et al. 2011; Török et al. 2011) employed the analytical coronal flux rope configuration developed by Titov & Démoulin (1999), which does not contain return currents. Other investigations used coronal field models constructed through flux rope insertion and numerical relaxation (van Ballegooijen 2004), which are similarly dominated by direct currents, to represent the source-region field prior to an eruption (e.g., Bobra et al. 2008; Savcheva et al. 2012). Based on the assumption that AR currents are neutralized, it has been argued, however, that such configurations are not suitable for CME modeling, as the inclusion of return currents may inhibit their eruption (see a summary in Forbes 2010).

Since theory and observations are not yet conclusive, MHD simulations can be used as a viable tool to address the question of current neutralization in ARs. Surprisingly, while the development of return currents has been reported in simulations where ARs were produced by photospheric flows (e.g., Aulanier et al. 2005; Delannée et al. 2008), the *amount* of current neutralization was quantified in such simulations only by Török & Kliem (2003). To the best of our knowledge, this has not yet been done for ARs produced in flux emergence simulations, which is the purpose of this Letter.

2. NUMERICAL SETUP

The simulation analyzed here is identical to the run "SD" in Leake et al. (2013; hereafter L13), except for a shift in the z coordinate and slightly different boundary and wave damping conditions, which do not affect the system evolution noticeably. It uses the standard, Cartesian setup for the emergence of a buoyant magnetic flux rope into a stratified, plane-parallel atmosphere in hydrostatic equilibrium (Fan 2001). In contrast to previous simulations, where often a field-free corona was considered, the flux rope here emerges into a pre-existing magnetic arcade (Figure 2). We refer the reader to L13 for details, here we only note that (1) the dimensionless lengths, times, magnetic field strengths, current densities, and total currents shown below are normalized by 170 km, 25 s, 1200 G, 0.56 Am^{-2}, and 0.016 TA, respectively; (2) the height range $20 < z < 30$ ($0 < z < 10$ in L13) corresponds to the photosphere/chromosphere layer (PCL); and (3) the initial magnetic field consists of a horizontal sub-photospheric flux rope that runs along the y direction and a background dipole field that is translationally invariant along the rope axis. The axis is placed at $z = 8$ and the field strength at it is set to 6000 G. The dipole field is much weaker, so initially the flux rope currents are almost perfectly neutralized. The rope is made buoyant by a localized, internal density perturbation applied around $y = 0$.

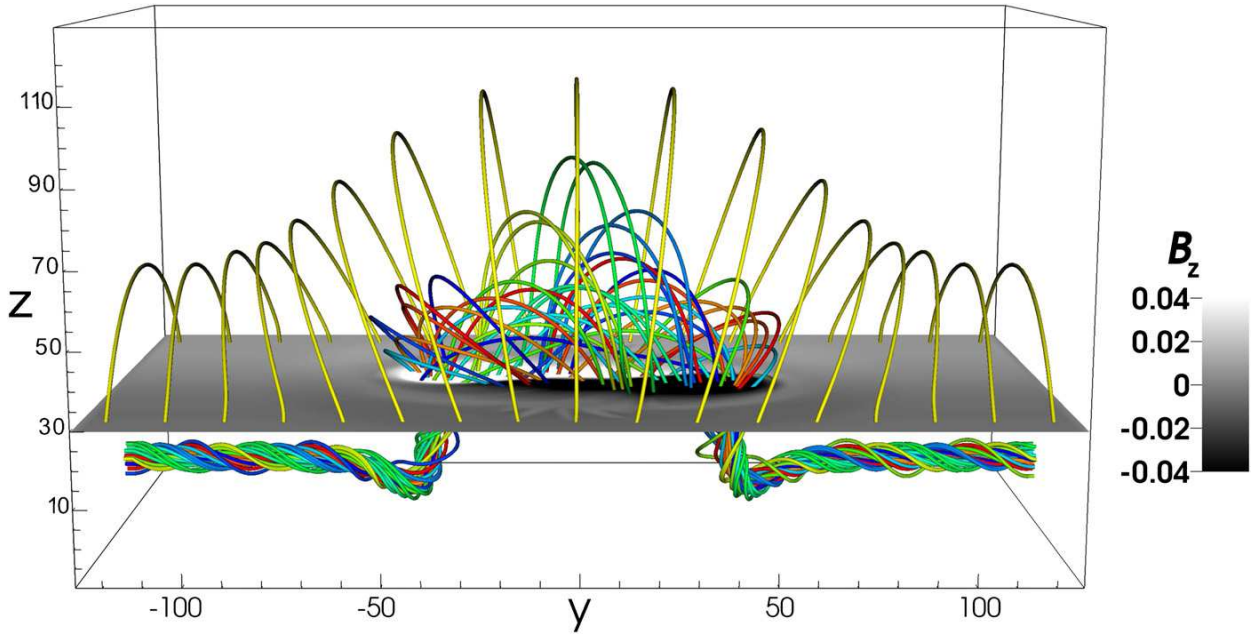

Figure 2. Perspective view on magnetic field lines of the emerging flux rope (random colors) and the ambient coronal dipole field (yellow; drawn for $z > 30$) at $t = 170$. The "magnetogram" $B_z(x, y, z = 30)$ is shown in grayscale.

(A color version of this figure is available in the online journal.)

3. RESULTS

The subsequent evolution is very similar to previous flux emergence simulations (see L13). Here we only show the magnetic configuration at the time when there is no longer significant flux emergence into the atmosphere and a bipolar AR containing a stable flux rope has formed in the corona (Figure 2). The eruption of the rope, observed in previous simulations (Manchester et al. 2004; Archontis & Török 2008), is inhibited here by the stabilizing dipole field, the orientation of which was chosen to minimize magnetic reconnection with the emerging flux. Figure 3 shows that the strongest AR currents are located above the PIL and exhibit a sigmoidal shape when viewed from above. Return currents are present but are rather narrow and located at the AR edges, while the AR center and the flux rope contain only direct currents. Note that the quantity α represents the direct and return currents reasonably well, since the coronal configuration evolves toward a force-free state as the emergence of flux into the atmosphere slows down (see Figure 13 in L13).

In order to quantify the AR currents, we calculate $I = \int j_z \, dx \, dy$ at the top of the PCL ($z = 30$). Integration over the whole AR shows that the total current is balanced at all times, as expected. To check the amount of current neutralization, we restrict the integration to the positive AR polarity, $B_z(z = 30) > 0$. The emerging flux rope has a right-handed twist, so the total direct (return) current, I_d (I_r), is obtained by integrating $j_z(z = 30) > 0\,(< 0)$ over this polarity.

Figure 4(a) shows the evolution of I_d, I_r, $I = I_d + I_r$ (blue symbols), and the total positive magnetic flux (black curve). The initial flux is non-zero due to the presence of the background dipole field. Early in the evolution ($t \lesssim 50$) there is very little flux emergence and the currents remain small and almost perfectly neutralized. No significant shear develops along the PIL during this phase. Strong emergence starts at $t \approx 50$, accompanied by a rapid increase of the currents, and ceases at $t \approx 160$. I_r saturates at $t \approx 100$, while I_d increases until $t \approx 130$ and slowly decreases afterward.

Figure 4(b) shows the ratio $|I_d/I_r|$ (red diamonds). The total direct current starts to exceed the total return current from the onset of strong emergence and remains several times larger during the whole evolution. The same pattern can be found if I_d and I_r are computed deeper in the PCL (at $z = 22$ and 26), with somewhat smaller values of $|I_d/I_r|$.

The red symbols in Figure 4(a) show I_d, I_r, and I in the center of the positive polarity, where the strongest magnetic fields are located. The integration area was defined by the ad-hoc condition $B_z(z = 30, t) > B_{z_{max}}(z = 30, t)/3$ (see the black contour lines in Figures 5(a) and (c)). It can be seen that I_r in the AR center drops to zero shortly after the onset of strong emergence, i.e., the strongest AR fields become connected solely by direct currents as the emergence proceeds. This is visualized in Figures 5(a)–(d). At $t = 55$, right after the onset of strong emergence, the direct and return currents are still quite compact and more or less equally distributed within each polarity of the forming AR. No significant shear along the PIL has yet developed. The PILs of B_z and j_z are very different, indicating that the system is far from a force-free state at this height and time. As the emergence proceeds the picture changes considerably. At $t = 170$, when flux emergence has ceased and strong shear along the PIL has developed, two J-shaped regions of strong direct current occupy the AR center, while the much weaker and narrower return currents are located solely in the AR's periphery. The PILs of B_z and j_z in the AR center now coincide, indicating that the coronal configuration has evolved to an approximately force-free state. This pattern persists during the remaining evolution of the system, except that as the AR polarity centers separate, the current concentrations between them progressively narrow, plausibly causing the decrease of I_d after $t \approx 130$.

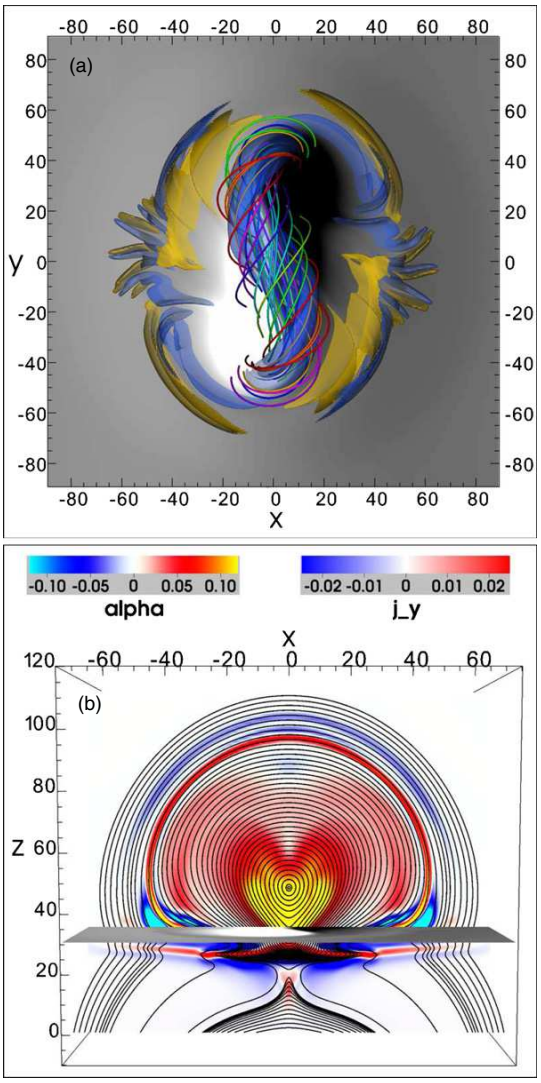

Figure 3. (a) Top view of the system shown in Figure 2 (without arcade field lines). Direct (return) currents are visualized by a blue (orange) transparent isosurface of $\alpha = 0.12$ (-0.08). Note that the flux rope is right-handed ($\alpha > 0$), while the flux rope in Figure 1(a) is left-handed ($\alpha < 0$). (b) Perspective view along the rope axis, showing field lines of $(B_x, 0, B_z)$ and color-scales of α (for $z > 30$) and j_y (for $z < 30$) in the plane $\{y = 0\}$ (j_y is used to visualize the current direction for $z < 30$ since the field is far from a force-free state there).

(A color version of this figure is available in the online journal.)

4. DISCUSSION

We quantified the amount of electric current neutralization in bipolar solar ARs by considering an MHD simulation of the emergence of a current-neutralized magnetic flux rope from the solar interior into the corona. We find that a rapid and strong deviation from current-neutralization occurs simultaneously with the onset of significant flux emergence. The emergence process is accompanied by the development of strong magnetic shear along the AR's PIL. By the end of the emergence phase $|I_d|$ is several times larger than $|I_r|$ for the model parameters considered here, in reasonable agreement with the ratios obtained from observed data by Ravindra et al. (2011) and Georgoulis et al. (2012). The strong magnetic fields in the AR center are connected solely by direct currents, while the weaker and narrower return currents reside in the AR's periphery. In order to assess the role of shielding on the strength of the return currents, we repeated the simulation using a three times stronger dipole field, and also compared it with emergence into a field-free corona (run "ND" in L13). The deviation from current neutralization is strong in all cases and increases with the ambient field strength, opposite to expectation if shielding were dominant. These results suggests that:

1. ARs are born with substantial net currents, in agreement with recent observations (Ravindra et al. 2011; Georgoulis et al. 2012).
2. Coronal flux rope models that neglect return currents (e.g., Titov & Démoulin 1999; Su et al. 2011) are a valid representation of pre-eruption configurations on the Sun. Indeed, simulations that use such models reproduce important eruption characteristics (e.g., rise profiles and morphological evolution) in very good quantitative agreement with the observations (e.g., Török & Kliem 2005; Williams et al. 2005; Schrijver et al. 2008; Kliem et al. 2010, 2012, 2013).

The question arises of how fully neutralized sub-photospheric currents transform into strongly non-neutralized coronal currents during flux emergence. This transformation is not trivial, since (1) the current paths become highly complex during the rise and emergence of the flux rope, (2) only a fraction of the sub-photospheric currents enter the corona, and (3) new currents may develop as a result of the shearing and converging flows associated with emerging flux ropes (Manchester et al. 2004; Archontis 2008) or of the transport of twist from below the surface via torsional Alfvén waves (Longcope & Welsch 2000; Fan 2009b; L13).

The complexity of the problem calls for a detailed investigation beyond the scope of this Letter. A preliminary analysis indicates that during the flux pile-up that occurs when the rising flux rope approaches the photosphere, return currents located at the top of the rope are pushed aside by subjacent direct currents. Moreover, some of them short-circuit with adjacent direct currents (Figure 5(e)), which supports this process. It appears that most of the return currents thus relocated to the periphery of the emergence area never enter the corona (otherwise the flux emergence would start with an increase of the return current). Figure 5(f) shows that the direct currents that occupy the AR center after emergence are rooted in the center of the sub-photospheric flux rope. This suggests that they emerge bodily, rather than being produced by shearing flows.

It also needs to be studied how parameters such as the initial flux rope twist and diameter (relative to the PCL width), and the structure and strength of the pre-existing coronal field affect the final current distribution.

The results presented here refer to newly emerging flux, in particular to emerging ARs. While the most powerful eruptions tend to arise from relatively young and compact ARs, many filament eruptions and CMEs originate within or between decaying ARs characterized by dispersed photospheric flux distributions (Martin 1973; Tang 1987). The corresponding pre-eruption configurations (typically filament channels) are believed to be formed and energized primarily by persistent shear flows and flux cancellation at PILs (e.g., van Ballegooijen & Martens 1989; Martens & Zwaan 2001; Green & Kliem 2009; Green et al. 2011), rather than by newly emerging flux. Their magnetic structure has been modeled using two complementary approaches.

The flux rope insertion method (van Ballegooijen 2004) yields static models by inserting a flux rope into the potential-field

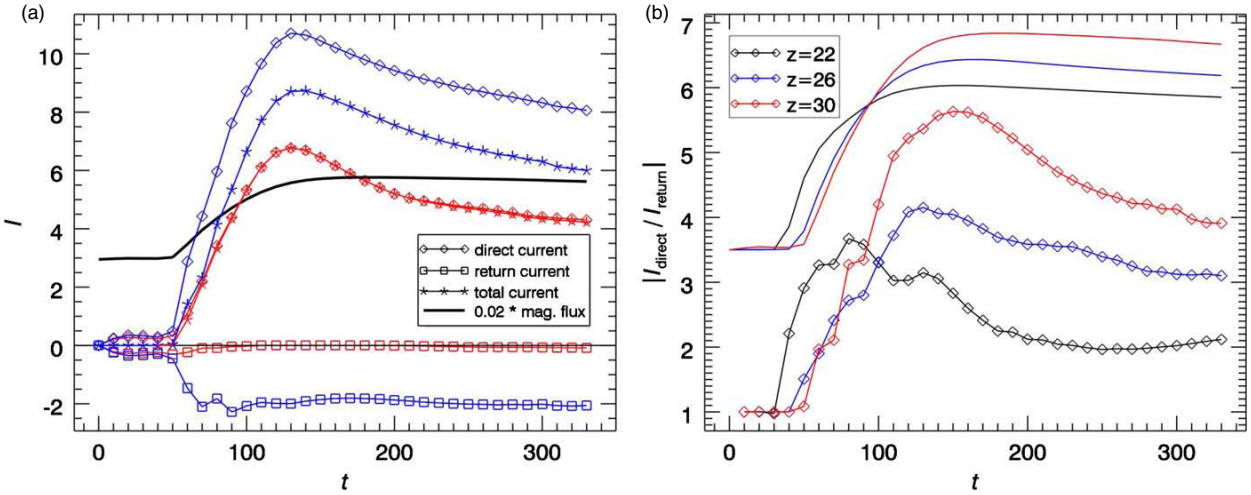

Figure 4. Electric currents integrated over the positive polarity region, $B_z(z) > 0$. (a) Integration at $z = 30$ over the whole polarity (blue symbols) and over the polarity center ($B_z > B_{z_{max}}/3$; red symbols). The total positive magnetic flux is shown by a black line (scaled to fit into the plot). (b) Ratio of total direct and total return current integrated over the whole positive polarity at heights $z = 22$, 26, and 30 (black, blue, and red diamonds, respectively). The total positive magnetic flux at these heights is shown by solid lines of the same color, scaled to the same initial value.

(A color version of this figure is available in the online journal.)

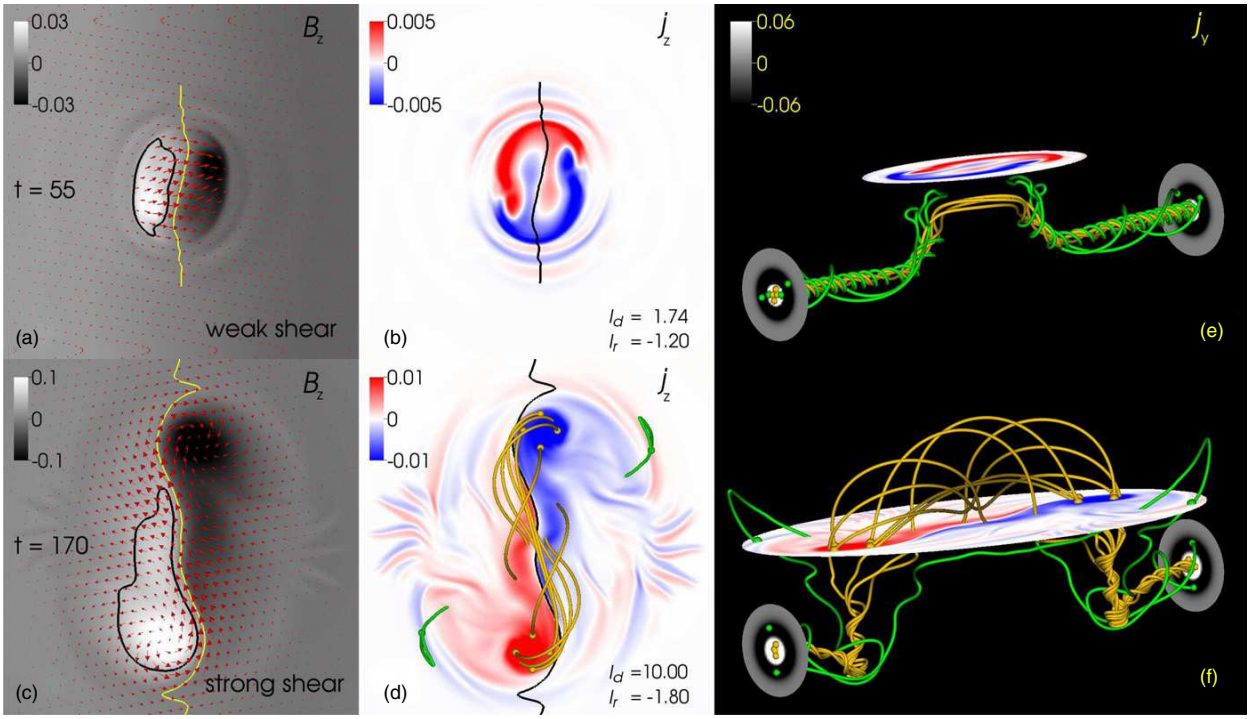

Figure 5. Development of net currents in the corona. The top shows an early state of emergence, when little shear has developed and the currents are relatively well neutralized. The bottom shows a mature state of emergence, after strong shear has developed and the currents are strongly non-neutralized. (a–d) B_z and j_z at $z = 30$. On the left, red arrows, yellow and black lines outline $(B_x, B_y, 0)$, $B_z = 0$, and contours of $B_{z_{max}}/3$, respectively. On the right, $B_z = 0$ is drawn in black. The current field lines in (d) are the same as in (f). (e–f) Oblique view showing $j_z(z = 30)$, field lines of $\mathbf{j}$, and vertical slices of j_y at $y = \pm 75$, with white (black) regions outlining the locations of sub-photospheric direct (return) currents. Current field lines start at $y = \pm 75$ in (e) and at $z = 30$ in (f), and are terminated at $y = \pm 75$ in both panels. Orange (green) lines start in regions of direct (return) current. Green current field lines in (e) have short-circuited, i.e., they connect to the direct current region in the same flux rope leg.

(A color version of this figure is available in the online journal.)

extrapolation of an observed magnetogram and subsequently relaxing the coronal field numerically (e.g., Bobra et al. 2008; Savcheva & van Ballegooijen 2009; Su et al. 2011). After relaxation, the currents in these models tend to be strongly non-neutralized (see Figure 3 in Kliem et al. 2013). In particular, the use of a potential ambient field neglects the possible introduction of return currents by localized shearing flows. Nevertheless, the models have been very successful in representing stable as well as unstable fields of dispersed and decaying ARs.

MHD simulations involving flux cancellation have produced fully dynamic models of such ARs (e.g., Linker et al. 2003; Amari et al. 2003; Titov et al. 2008; Aulanier et al. 2010). These simulations impose various combinations of photospheric shearing, converging flows, and field diffusion on an initial potential field; thus, possible return currents resulting from the shearing are kept. Figure 12 in Titov et al. (2008) and Figure 7 in Aulanier et al. (2010) show that return currents are produced in these models, but they appear to be too weak to neutralize the strong direct currents that form above the PIL. For example, the simulation in Titov et al. (2008) yields $|I_d/I_r| \approx 3$, rather similar to the values shown in Figure 4.

All three models (flux emergence, flux rope insertion, and flux cancellation) appear to produce strongly non-neutralized current configurations, though their quantitative differences have yet to be investigated systematically. The same is true for configurations produced by localized vortex flows (Figure 1(a)) if these flows extend close to the PIL. Moreover, these configurations are morphologically similar, typically consisting of a low-lying, sigmoidal layer of strong and concentrated currents and a flux rope with weaker and more diffuse current above it (Török & Kliem 2003; Archontis & Hood 2009; Aulanier et al. 2010; Savcheva et al. 2012). This suggests that young eruptive ARs and mature CME source regions have analogous current distributions, dominated by net currents located close to the PIL, though this conjecture needs to be substantiated by further analysis of numerical models and observations.

Finally, all models show an association between the presence of net currents and magnetic shear along the PIL, regardless of whether the currents are produced by horizontal photospheric flows or emerge bodily into the corona. While the shear at the PIL is causal for the current to be non-neutralized in the vortex-driven case, it may not be causal in the emergence process. The exact nature and validity range of the relationship requires further study as well.

We thank the referee for helpful comments and Brian Welsch for stimulating discussions. The contributions of T.T., V.S.T., and Z.M. were supported by NASA's HTP, LWS, and SR&T programs. J.E.L and M.G.L. were supported by NASA/LWS. M.G.L. received support also from the ONR 6.1 program. The simulation was performed under grant of computer time from the D.o.D. HPC Program. B.K. was supported by the DFG. V.A. acknowledges support through the IEF-272549 grant.

REFERENCES

Amari, T., Luciani, J. F., Aly, J. J., Mikic, Z., & Linker, J. 2003, ApJ, 595, 1231
Amari, T., Luciani, J. F., Aly, J. J., & Tagger, M. 1996, ApJL, 466, L39
Archontis, V. 2008, JGRA, 113, 3
Archontis, V., & Hood, A. W. 2009, A&A, 508, 1469
Archontis, V., & Török, T. 2008, A&A, 492, L35
Aulanier, G., Démoulin, P., & Grappin, R. 2005, A&A, 430, 1067
Aulanier, G., Török, T., Démoulin, P., & DeLuca, E. E. 2010, ApJ, 708, 314
Bobra, M. G., van Ballegooijen, A. A., & DeLuca, E. E. 2008, ApJ, 672, 1209
Delannée, C., Török, T., Aulanier, G., & Hochedez, J.-F. 2008, SoPh, 247, 123
Fan, Y. 2001, ApJL, 554, L111
Fan, Y. 2009a, LRSP, 6, 4
Fan, Y. 2009b, ApJ, 697, 1529
Forbes, T. 2010, in Heliophysics: Space Storms and Radiation: Causes and Effects, ed. C. J. Schrijver & G. L. Siscoe (Cambridge: Cambridge Univ. Press), 159
Georgoulis, M. K., Titov, V. S., & Mikić, Z. 2012, ApJ, 761, 61
Green, L. M., & Kliem, B. 2009, ApJL, 700, L83
Green, L. M., Kliem, B., & Wallace, A. J. 2011, A&A, 526, A2
Kliem, B., Linton, M. G., Török, T., & Karlický, M. 2010, SoPh, 266, 91
Kliem, B., Su, Y., van Ballegooijen, A., & DeLuca, E. 2013, ApJ, 779, 129
Kliem, B., Török, T., & Thompson, W. T. 2012, SoPh, 281, 137
Klimchuk, J. A., & Sturrock, P. A. 1992, ApJ, 385, 344
Leake, J. E., Linton, M. G., & Török, T. 2013, ApJ, 788, 99
Leka, K. D., Canfield, R. C., McClymont, A. N., & van Driel-Gesztelyi, L. 1996, ApJ, 462, 547
Linker, J. A., Mikić, Z., Lionello, R., et al. 2003, PhPl, 10, 1971
Longcope, D. W., & Welsch, B. T. 2000, ApJ, 545, 1089
Lugaz, N., Downs, C., Shibata, K., et al. 2011, ApJ, 738, 127
Manchester, W., IV, Gombosi, T., DeZeeuw, D., & Fan, Y. 2004, ApJ, 610, 588
Manchester, W. B., IV, Vourlidas, A., Tóth, G., et al. 2008, ApJ, 684, 1448
Martens, P. C., & Zwaan, C. 2001, ApJ, 558, 872
Martin, S. F. 1973, SoPh, 31, 3
Melrose, D. B. 1995, ApJ, 451, 391
Melrose, D. B. 1996, ApJ, 471, 497
Parker, E. N. 1996, ApJ, 471, 489
Ravindra, B., Venkatakrishnan, P., Tiwari, S. K., & Bhattacharyya, R. 2011, ApJ, 740, 19
Roussev, I. I., Forbes, T. G., Gombosi, T. I., et al. 2003, ApJL, 588, L45
Savcheva, A., & van Ballegooijen, A. 2009, ApJ, 703, 1766
Savcheva, A. S., van Ballegooijen, A. A., & DeLuca, E. E. 2012, ApJ, 744, 78
Schrijver, C. J., Elmore, C., Kliem, B., Török, T., & Title, A. M. 2008, ApJ, 674, 586
Su, Y., Surges, V., van Ballegooijen, A., DeLuca, E., & Golub, L. 2011, ApJ, 734, 53
Tang, F. 1987, SoPh, 107, 233
Titov, V. S., & Démoulin, P. 1999, A&A, 351, 707
Titov, V. S., Mikic, Z., Linker, J. A., & Lionello, R. 2008, ApJ, 675, 1614
Török, T., & Kliem, B. 2003, A&A, 406, 1043
Török, T., & Kliem, B. 2005, ApJL, 630, L97
Török, T., Panasenco, O., Titov, V. S., et al. 2011, ApJL, 739, L63
Török, T., Temmer, M., Valori, G., et al. 2013, SoPh, 286, 453
van Ballegooijen, A. A. 2004, ApJ, 612, 519
van Ballegooijen, A. A., & Martens, P. C. H. 1989, ApJ, 343, 971
Wiegelmann, T., Inhester, B., & Sakurai, T. 2006, SoPh, 233, 215
Wilkinson, L. K., Emslie, A. G., & Gary, G. A. 1992, ApJL, 392, L39
Williams, D. R., Török, T., Démoulin, P., van Driel-Gesztelyi, L., & Kliem, B. 2005, ApJL, 628, L163

5.2.3 Conséquences de mes travaux

À l'aide de simulations numériques MHD, j'ai montré que l'émergence de champ magnétique, ainsi que les mouvements photosphériques de cisaillement et de torsion magnétique, amènent (en fait) systématiquement au transport et à la génération simultanée de courants directs et de courants de retour dans l'atmosphère solaire. La somme totale des courants directs et des courants de retour n'est néanmoins pas systématiquement nulle. En fonction de la configuration magnétique, des courants nets peuvent ainsi être produits.

Ces simulations numériques m'ont permis de caractériser les propriétés de ces deux types de courants électriques dans des configurations magnétiques caractéristiques de l'atmosphère solaire. Dans cette partie, je considère conjointement les résultats de mes travaux, et discute leurs conséquences pour la théorie et les observations.

5.2.3.1 Neutralisation et non-neutralisation des courants dans les régions actives

Des courants de retour qui n'émergent que partiellement. Dans le cas de la simulation d'émergence, il est clair que l'émergence partielle d'un tube de flux magnétique torsadé contenant des courants neutralisés, transporte des courants fortement non-neutralisés dans l'atmosphère solaire. Ainsi, nous avons montré que, comme prévu par le modèle analytique simplifié de Longcope & Welsch (2000), l'émergence d'un tube de flux magnétique contenant des courants neutralisés, amène bien à l'émergence de courants non-neutralisés dans l'atmosphère solaire.

Cependant, contrairement à ce que prévoit leur modèle, une partie des courants de retour sous-photosphériques émerge aussi. Notons tout de même que, dans notre étude, le tube de flux magnétique contenant des courants neutralisés n'émerge pas complètement. En effet, une partie de sa section reste sous la photosphère. De plus, un autre point important dans nos résultats, est que les courants directs se transforment *partiellement* en courants de retour photosphériques et coronaux (rendu possible par la transition continue d'un milieu à β fort vers un milieu à β faible). On peut alors se demander comment serait modifiée la non-neutralisation des courants si le tube de flux magnétique avait complètement émergé. Les courants de retour resteraient-ils sous la photosphère ? Ou émergeraient-ils complètement, auquel cas, les courants pourraient devenir neutralisés.

La réponse à cette question est loin d'être évidente, car la zone convective et la photosphère sont loin d'être des milieux sans force (Sect. 3.1.2.4). Les lignes de courants y sont donc loin d'être alignées avec les lignes de champ magnétiques (voir figure 5 de l'article, Sect. 5.2.2.1), et peuvent sortir et se refermer dans la même polarité magnétique sous-photosphérique du tube de flux magnétique, sans jamais traverser la photosphère.

Des mouvements photosphériques localisés pouvant générer de la non-neutralisation. Contrairement à certains arguments souvent avancés (*cf.* Sect. 5.1.3.1), j'ai démontré que les mouvements photosphériques localisés ne génèrent pas nécessairement des courants directs et des courants de retour se neutralisant. En effet, comme j'ai pu le montrer section 5.2.1.1, c'est l'absence, ou la présence, d'un cisaillement magnétique net de la ligne d'inversion de polarité, qui détermine si les courants électriques induits par les mouvements photosphériques sont neutralisés, ou non, dans chaque polarité magnétique.

Notre interprétation de ce résultat est que l'on peut modéliser la région toute proche de la ligne d'inversion comme une simple ligne de champ magnétique. Par analogie aux circuits électriques, cette ligne de champ magnétique génère une ligne de courant dans la direction qui lui est perpendiculaire (*cf.* Fig. 5.16). Si le cisaillement magnétique global le long de la ligne d'inversion de polarité magnétique est nul (ligne d'inversion potentielle, ou avec des cisaillements magnétiques opposés se compensant), cette ligne est potentielle (Fig. 5.16-gauche). Si elle est potentielle, *i.e.*, perpendiculaire à la ligne d'inversion de polarité magnétique, le courant qu'elle crée ne peut circuler que dans une direction parallèle à la ligne d'inversion (photosphérique) de polarité magnétique. Dans ce cas, aucun courant net ne circule perpendiculairement à la ligne d'inversion, ni donc dans la configuration magnétique qui contient alors des courants neutralisés. Si au contraire, cette ligne est cisaillée magnétiquement (ligne d'inversion ayant un cisaillement magnétique net ; Fig. 5.16-droite), alors elle forme un angle $\phi \neq 0$ avec la normale à la ligne d'inversion (dans le plan photosphérique). Par conséquent, la ligne de courant crée dans la direction perpendiculaire à la ligne de champ forme un angle $\phi \neq 0$ avec la ligne d'inversion de polarité magnétique. Cela signifie qu'un courant net circule dans la direction perpendiculaire à la ligne d'inversion, et donc, qu'un courant net circule le long de la configuration magnétique, qui contient alors des courants non-neutralisés (figure 5.16).

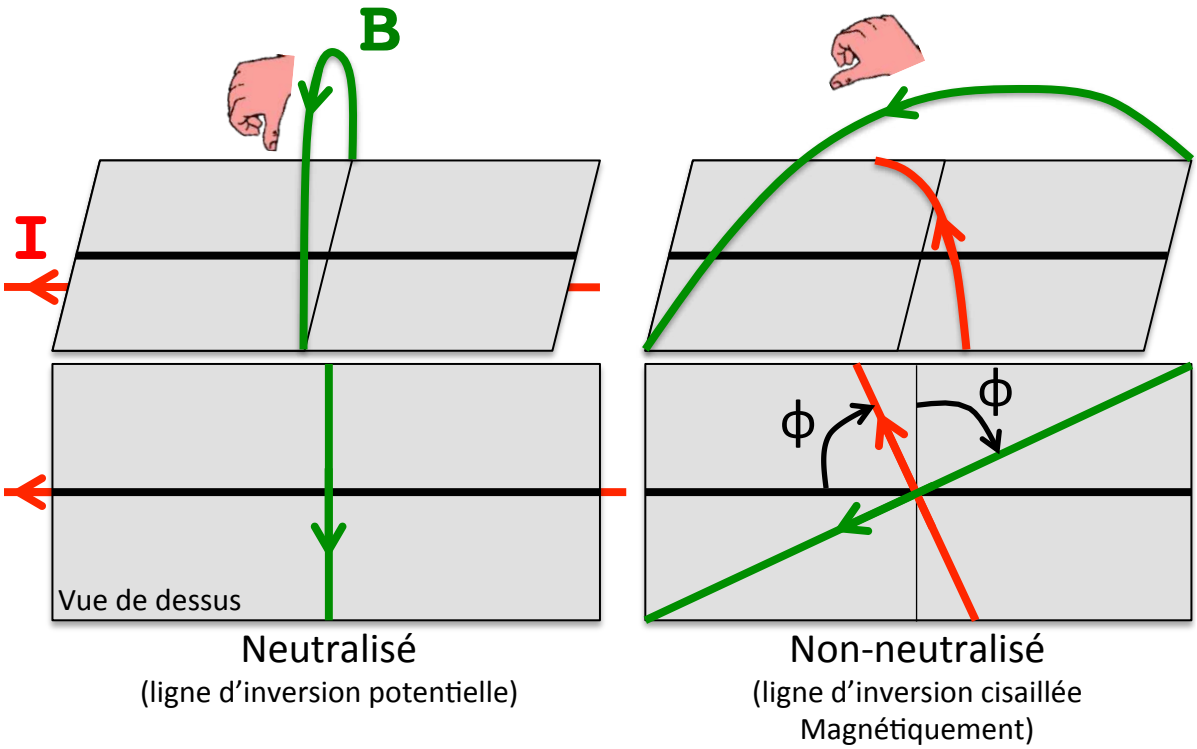

FIGURE *5.16: Interprétation de la neutralisation (gauche) ou non-neutralisation (droite) des courants électriques induits dans une configuration magnétique, par analogie avec les circuits électriques. La ligne noire épaisse représente la ligne d'inversion de polarité magnétique. La ligne verte et la ligne rouge représentent une ligne de champ magnétique et la ligne de courant qui lui est associée d'après le théorème d'Ampère, dans l'analogie avec les circuits électriques.*

Par conséquent, la non-neutralisation des courants électriques dans une région active peut soit venir de l'émergence de flux magnétique (voir Sect. 5.2.2.1), soit de mouvements

photosphériques cisaillant la ligne d'inversion de polarité magnétique. En fait, j'irai même plus loin en ajoutant que, de manière générale, tout mécanisme permettant le développement de cisaillement magnétique au niveau de la ligne d'inversion de polarité magnétique, conduira à la non-neutralisation des courants. Cela inclue donc, *e.g.*, la dispersion photosphérique du champ magnétique par la convection qui est bien plus rapide que la diffusion coronale.

Des observations explicables. Puisque la neutralisation ou non-neutralisation des courants est, comme observé par Török & Kliem (2003) et Georgoulis et al. (2012a), due à l'absence ou la présence de cisaillement magnétique au niveau de la ligne d'inversion de polarité magnétique, les résultats de nos études permettent naturellement d'expliquer l'existence de régions actives contenant des courants neutralisés, et d'autres contenant des courants non-neutralisés (car toutes les régions actives n'ont pas une ligne d'inversion cisaillée ; voir aussi Sect. 5.1.2). En effet, l'émergence de champ magnétique, ainsi que les mouvements photosphériques du plasma, ne génèrent pas systématiquement de lignes d'inversion de polarité magnétique cisaillées.

Cela nous permet donc de prévoir que toute région active présentant un cisaillement net de sa ligne d'inversion de polarité magnétique, devrait contenir des courants non-neutralisés. On ne peut cependant pas prédire la valeur du taux de non-neutralisation, qui elle, dépend de la quantité totale de courants dans la région active, et donc, de sa taille, de son âge, et de son degré de non-potentialité. Une étude observationnelle avec un échantillon important de régions actives permettrait alors de tester ces résultats et prévisions.

5.2.3.2 Courants électriques induits dans un milieu sans force

Nos travaux montrent également que la neutralisation des courants n'est pas une condition nécessaire pour que le champ potentiel ambiant reste isolé des champs magnétiques porteurs de courants dans une atmosphère sans force. En effet, malgré le développement de structures non-potentielles contenant des courants non-neutralisés, toutes nos simulations numériques conservent un champ magnétique potentiel ambiant. En fait, dans nos simulations, le champ magnétique potentiel ambiant reste le champ potentiel initial, qui n'est pas modifié au sens de Biot & Savart par la présence d'une structure contenant des courants nets (Sect. 5.1.3.1). Au contraire, les modifications du champ potentiel à proximité des champs porteurs de courants sont de nature MHD, et sont observées y compris pour les cas neutralisés. Ces modifications sont simplement la conséquence d'une différence de pression magnétique entre le champ potentiel ambiant, et les champs porteurs de courants qui entrent en expansion avec l'augmentation de pression magnétique générée par le transfert de courants électriques.

D'autre part, l'argument qui consiste à dire que le tube de flux est entièrement entouré par le champ potentiel ambiant et que le courant enlacé par un contour $\mathcal{C}$, autour et à l'extérieur du tube de flux, doit donc être nul, est souvent mal utilisé. En effet, il est, en général, fondé sur un tube de flux à géométrie 2.5D (*i.e.*, cylindrique ou équivalent, *e.g.*, torique), sans prendre en compte l'effet de la courbure. Or, comme je vais le démontrer, la courbure joue un rôle fondamental pour la validité de cet argument. Pour cela, considérons que la condition d'existence d'un tube de flux magnétique localisé, confiné, et isolé, dans

un milieu sans force, se résume effectivement à : la quantité de courant traversant une surface délimitée par tout contour $\mathcal{C}$ pleinement dans un champ potentiel, et traversé par l'intégralité des courants d'un tube de flux, doit être nulle. Par simplicité, considérons une région active bipolaire. Si la région active contient des courants électriques neutralisés (*i.e.*, Fig. 5.17-gauche), la ligne d'inversion de polarité est pleinement enveloppée par le champ potentiel ambiant (voir Sect. 5.2.1.1). Tout contour $\mathcal{C}$ situé entièrement dans le champ potentiel ambiant, et délimitant une surface incluant l'intégralité de la polarité positive (*i.e.*, le contour orange, Fig. 5.17-gauche), est donc traversé par tous les courants présents dans cette polarité magnétique. Or, les courants étant neutralisés, cela veut dire que le courant traversant la surface délimitée par le contour $\mathcal{C}$ est nul, en accord avec l'hypothèse de départ.

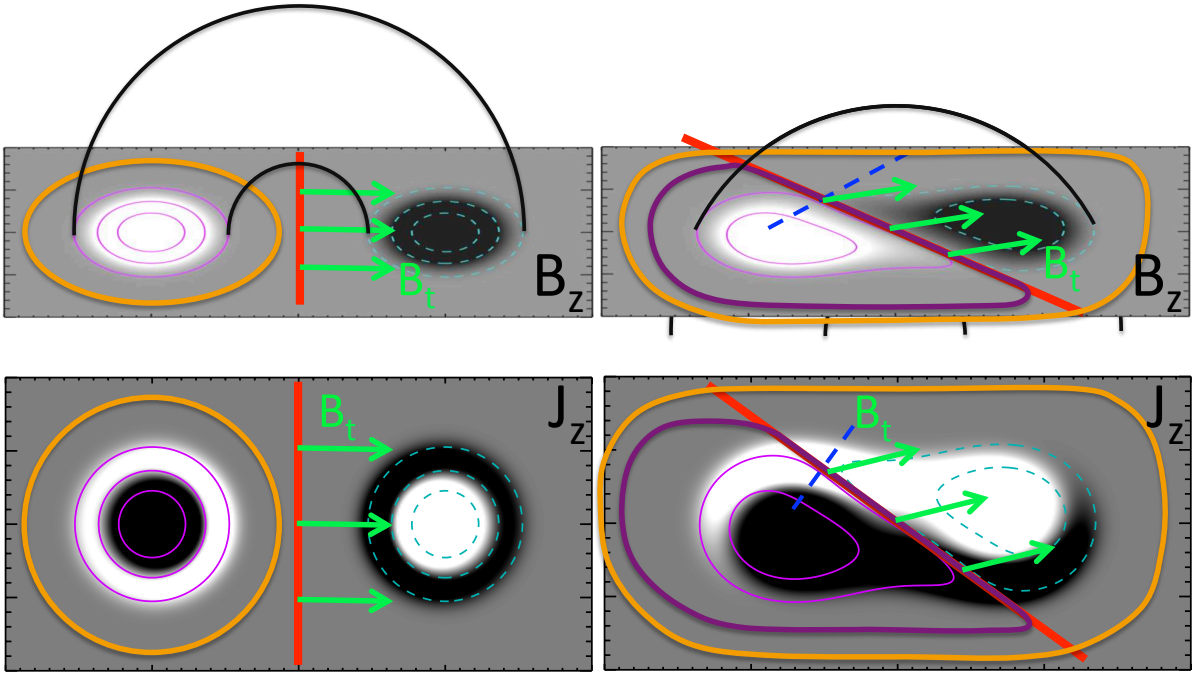

FIGURE *5.17: Distribution photosphérique du champ magnétique vertical (B_z ; haut), et de la densité de courant vertical (j_z ; bas), d'un tube de flux magnétique torsadé d'hélicité magnétique négative.* **Gauche :** *cas où les courants sont neutralisés.* **Droite :** *cas où les courants sont non-neutralisés (taux de non-neutralisation, $\mathcal{I}_{un} \approx -64\%$). Les lignes noires montrent les bords du tube de flux magnétique. La ligne d'inversion de polarité magnétique est représentée par la ligne épaisse rouge. La ligne pointillée bleue correspond à la normale à la ligne d'inversion dans le plan photosphérique. Le champ magnétique transverse le long de ligne d'inversion de polarité est représenté par les flèches vertes. Les contours épais oranges présentent les seuls contours, $\mathcal{C}$, enveloppant le tube de flux tout en étant complètement dans le champ magnétique potentiel ambiant, et traversés par un courant total nul. Le contour épais pourpre représente un contour, $\mathcal{C}$, englobant la polarité magnétique positive du cas non-neutralisé. Il est clair que ce contour possède une portion non-potentielle (i.e., sa partie commune avec la ligne d'inversion de polarité), et que le courant total le traversant ne peut donc pas être nul.*

Considérons à présent que la région contient des courants non-neutralisés (*i.e.*, Fig. 5.17-droite). En suivant les résultats de mon étude paramétrique en MHD à $\beta = 0$, le champ magnétique de la région active (et donc ses polarités magnétiques) s'étend jusqu'à la ligne

d'inversion de polarité qui est maintenant cisaillée. Considérons un contour $\mathcal{C}$ analogue à celui du cas neutralisé, *i.e.*, entourant toute la polarité positive (*i.e.*, le contour violet, Fig. 5.17-droite). La polarité magnétique positive s'étendant jusqu'à la ligne d'inversion de polarité, le contour $\mathcal{C}$ s'étend lui-aussi jusqu'à cette dernière. En fait, une partie du contour correspond à une partie de la ligne d'inversion (voir le contour violet, Fig. 5.17). Dans ce cas non-neutralisé, le courant total traversant la surface délimitée par le contour $\mathcal{C}$ ne peut plus être nul, puisque du courant circule à travers la ligne d'inversion de polarité magnétique (car la ligne d'inversion est cisaillée et la région est non-neutralisée). Ceci est la conséquence du fait que le contour $\mathcal{C}$ **n'est plus** entièrement dans le champ potentiel ambiant. En effet, la partie de ce contour se situant dans la partie interne de la région active, et donc, le long de la ligne d'inversion de polarité magnétique, est nécessairement dans un champ cisaillé puisque la ligne d'inversion est cisaillée. Cela montre que toute région active, d'hélicité magnétique non-nulle, contenant une ligne d'inversion de polarité magnétique cisaillée, contient donc nécessairement un courant net dans chacune de ces polarité magnétique. En fait, dans une telle région (où la ligne d'inversion est cisaillée), il n'y a qu'un seul type de contour $\mathcal{C}$ traversé par le champ magnétique de la région active, qui soit entièrement dans le champ potentiel ambiant : ce sont les contours délimitant une surface incluant l'intégralité de la région active (incluant sa polarité positive et négative). Or, la quantité de courant traversant de tels contours, est nécessairement nulle, car la fermeture des courants ($\nabla \cdot \boldsymbol{j} = 0$) implique que tous les courants sortant de la polarité positive doivent se refermer dans la polarité négative (à condition que le champ magnétique soit complètement fermé et sans force, ce que nous supposons ici). Par contre, $\nabla \cdot \boldsymbol{j}$ ne donne aucune information, ni contrainte, sur la neutralisation des courants dans chacune des polarités magnétiques d'une région active.

5.3 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons vu qu'un champ magnétique porteur de courants électriques induits peut contenir deux types de courants électriques par unité de surface ($\boldsymbol{j}$) : les courants directs (dont le sens de circulation est donné par l'application du théorème d'Ampère au champ magnétique), et les courants de retour (dont le sens de circulation est opposé au sens de circulation des courants directs, et qui écrantent ces derniers ; Sect. 5.1.1). Comme je l'ai montré, des courants directs et des courants de retour sont systématiquement observés dans le champ magnétique des régions actives (Sect. 5.1.2). Dans certains cas, ces courants sont neutralisés, *i.e.*, le courant total intégré dans chacune des polarités magnétiques d'une région active est nul. Dans d'autres cas, les courants ne sont pas neutralisés, et un courant net circule dans la configuration magnétique.

Afin de comprendre l'origine physique des propriétés de neutralisation et non-neutralisation des courants électriques observés dans les régions actives, nous avons effectué deux études MHD parallèles, sur les mécanismes de génération et de transport de courants électriques induits dans l'atmosphère solaire : *i.e.*, les mouvements photosphériques du plasma (Sect. 5.2.1), et l'émergence du champ magnétique (Sect. 5.2.2). Comme je l'ai montré, c'est la présence de cisaillement magnétique intense au niveau de la ligne d'inversion de polarité magnétique qui est responsable de la non-neutralisation des courants électriques dans les régions actives.

Plus généralement, nos deux études montrent que la non-neutralisation des courants dans une région active n'est pas incompatible avec la non-induction d'un champ magnétique supplémentaire en dehors de la région active (Sect. 5.2.3.2), car :

- le champ magnétique étant partiellement émergé, les courants présents dans la couronne ne représentent qu'une fraction de l'intégralité des courants de la structure complète, qui peut être bien neutralisée dans sa globalité ;
- la loi de Biot & Savart (Eq. (5.8)) n'est pas applicable à une structure magnétique dont les courants n'ont que partiellement émergés.

Nous en concluons donc que, neutralisée ou non, une région active contenant des champs magnétiques porteurs de courants électriques induits dans la couronne solaire, est par définition (et d'une manière ou d'une autre) isolée du champ potentiel coronal ambiant.

Au-delà de la question théorique, la non-neutralisation des courants électriques dans les régions actives est un véritable résultat physique qui a une conséquence fondamentale pour les modèles d'éruptions solaires et de CMEs (*cf.* Sect. 5.1.2). En montrant que des courants électriques nets peuvent être dynamiquement formés en MHD, nos deux études montrent que les modèles analytiques et MHD d'éruptions solaires et de CMEs, développés à partir de configurations magnétiques contenant uniquement des courants nets et concentrés (*e.g.*, Low 1977; van Tend & Kuperus 1978; Heyvaerts et al. 1982; Lin et al. 1998; Titov & Démoulin 1999; van Ballegooijen 2004; Aulanier et al. 2010; Su et al. 2011), peuvent s'appliquer. En revanche, nos simulations MHD montrent la présence *systématique* de courants de retour, pouvant parfois être de même intensité que les courants directs. Il est donc nécessaire de quantifier leur rôle théorique dans le déclenchement, et le développement, des éruptions et des CMEs (dans le cadre de la MHD).

6

Reconfiguration du champ magnétique dans l'atmosphère solaire

Sommaire

6.1 Topologie du champ magnétique 180
6.1.1 Séparatrices et séparateurs 180
6.1.2 Quasi-séparatrices 184
6.1.3 Analyse topologique : calcul des QSLs 186
6.2 Analyse topologique d'une éruption : reconnexion dans des QSLs 189
6.2.1 Le modèle standard et les éruptions solaires 189
6.2.2 Expliquer une éruption atypique : cartographie des QSLs . . . 192
(A.1.4) Can we explain non-typical solar flares ? 193
6.3 Jets coronaux : géométrie et reconnexion en point nul . . . 208
6.3.1 Les jets coronaux 208
6.3.2 Un modèle numérique 3D 213
6.3.3 Étude paramétrique MHD de la génération de jets coronaux . . 217
(A.1.5) Trigger of standard to blowout solar jets - I. Parametric studies of the magnetic field geometry 217
6.4 Conclusions 239

Dans le chapitre 3, nous avons vu que l'émergence de champ magnétique et les mouvements photosphériques du plasma entrainent l'accumulation de non-potentialité dans les champs magnétiques de l'atmosphère solaire. Cette énergie libre ne peut être libérée que par un processus diffusif ne pouvant se développer qu'à petite échelle (voir Sect. 3.4.1.2) : la reconnexion magnétique.

Comme nous allons le voir section 6.1, la reconnexion magnétique requiert la présence de structures topologiques particulières. Après avoir vu les définitions et propriétés géométriques de ces structures, nous nous intéresserons à deux types de phénomènes physiques de l'atmosphère solaire qui sont la conséquence de l'accumulation de non-potentialité dans le champ magnétique de l'atmosphère solaire : les "flares" (Sect. 6.2), et les jets solaires (Sect. 6.3). À travers deux études (l'une topologique, l'autre MHD), nous

verrons comment la reconnexion magnétique permet de libérer (et parfois d'éjecter) la non-potentialité stockée dans le champ magnétique de l'atmosphère solaire, et comment cela se traduit en terme de signatures observationnelles.

6.1 Topologie du champ magnétique

Comme nous l'avons vu section 3.1.2, la MHD idéale est très bien vérifiée aux grandes échelles dans l'atmosphère solaire. Le changement de connectivité magnétique nécessaire à la libération de l'énergie magnétique stockée dans les régions actives, requiert la présence de nappes de courant électrique induit, et donc la présence de très petites échelles de diffusion (de l'ordre de quelques mètres ; Sect. 3.4.1.2).

La formation des nappes de courants, et par extension, la reconnexion magnétique, sont donc intimement liées à la configuration du champ magnétique, plus exactement à sa topologie, *i.e.*, l'organisation des différents domaines de connectivité du champ magnétique. Des structures topologiques très particulières sont ainsi favorables à la formation des nappes de courant et au déclenchement de la reconnexion magnétique. L'ensemble de ces structures, naturellement générées par l'émergence du champ magnétique combinée aux mouvements de cisaillements photosphériques, peut ainsi se regrouper en deux classes : les *séparatrices* (associées aux, *e.g.*, *points nuls*, *Bald Patches* ; Sect. 6.1.1), et les *quasi-séparatrices* (QSLs ; Sect. 6.1.2).

6.1.1 Séparatrices et séparateurs

Les *séparatrices* sont des surfaces de lignes de champ magnétique divisant le volume en domaines de connectivité magnétique distincte (*e.g.*, Baum & Bratenahl 1980). Ces surfaces sont définies comme une région de discontinuité de la connectivité magnétique (Sect. 3.1.2.3). À la traversée d'une *séparatrice*, la connectivité magnétique est discontinue, alors qu'au sein d'un domaine de connectivité, il est possible de passer *continûment* d'une ligne de champ magnétique à une autre (toutes les lignes de champ ayant le même type de connectivité).

L'intersection de deux séparatrices définit un *séparateur* (voir revue de Longcope 2005, *e.g.*, le séparateur reliant deux points nuls, Fig. 6.1-b).

Les séparatrices et les séparateurs sont des structures préférentielles de formation de nappes de courant (*e.g.*, Sweet 1958; Galsgaard & Nordlund 1997; Parnell et al. 2010; Wyper et al. 2012). En effet, la connectivité étant discontinue à la traversée d'une séparatrice, il en découle que le déplacement des pieds des lignes de champ autour du pied de la séparatrice, tout en gardant les autres régions fixes, conduisent naturellement à la formation d'un rotationnel non-nul du champ magnétique le long de la séparatrice, et donc, d'une nappe de courant (voir Sect. 6.1.1.1 et 6.1.1.2). Les séparatrices et les séparateurs constituent ainsi des sites préférentiels pour la reconnexion magnétique (*e.g.*, Pontin et al. 2007; Pariat et al. 2010; Galsgaard & Pontin 2011; Wyper et al. 2012).

Deux types de structures contiennent génériquement des séparatrices : les *points nuls* (Sect. 6.1.1.1), et les *Bald Patches* (Sect. 6.1.1.2).

6.1.1.1 Points nuls

En 3D, un point nul est un point particulier de l'espace où les trois composantes du champ magnétique s'annulent ($\boldsymbol{B} = 0$). L'existence d'un point nul s'accompagne de deux structures particulières : les *spines* (ou "épines"), et le *fan* (ou "éventail"). Le *fan* est une surface de lignes de champ magnétique connectées au point nul, et définissant une unique surface *séparatrice* (voir Fig. 6.1 ; *e.g.*, voir revue de Lau & Finn 1990; Parnell et al. 1996; Longcope 2005). Au niveau du point nul, on trouve un *spine* de part et d'autre du *fan*. Le *spine* est une ligne de champ singulière, perpendiculaire au *fan* au niveau du point nul (voir Fig. 6.1). Lorsque le vecteur champ magnétique des deux lignes de champ définissant les *spines* est orienté en direction du point nul, et que le vecteur champ magnétique des lignes de champ du *fan* est orienté dans la direction opposée au point nul, le point nul est dit positif (*e.g.*, Fig. 6.1-a,b). Le contraire définit un point nul négatif (*e.g.*, Fig. 6.1-b).

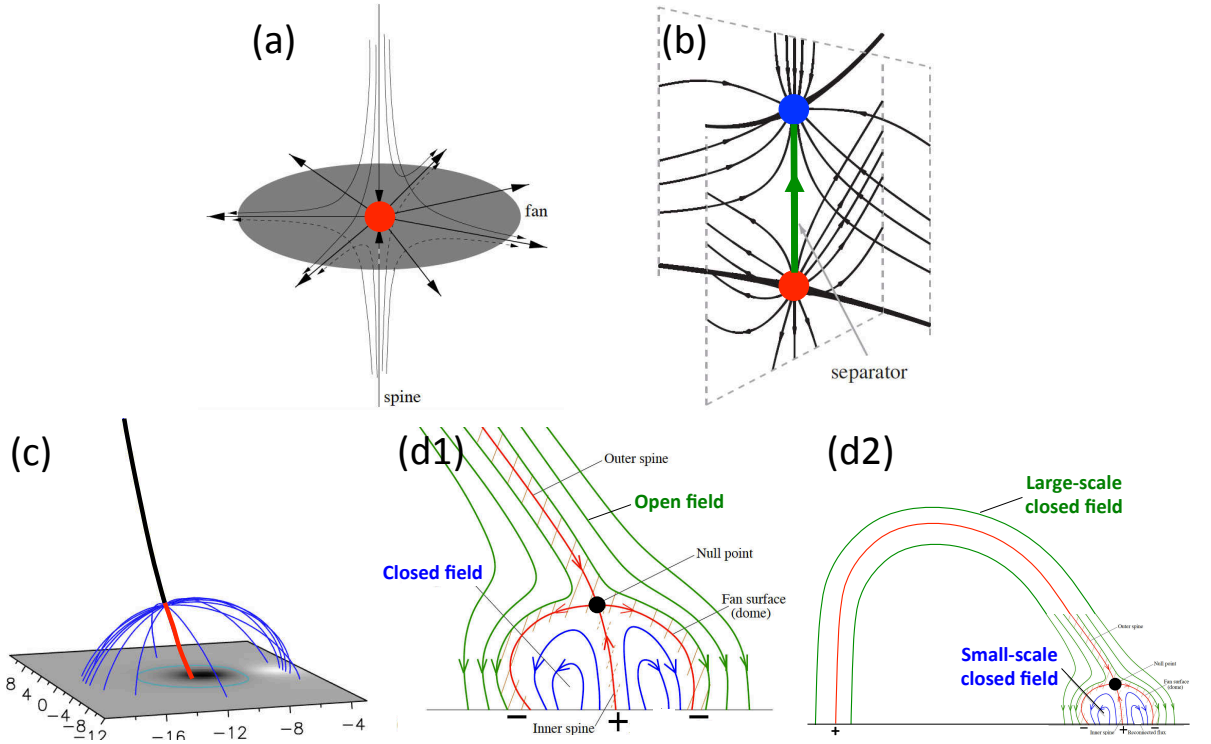

FIGURE *6.1:* **(a) :** *point nul positif 3D (rouge ; adapté de Longcope 2005).* **(b) :** *séparateur (ligne de champ verte épaisse) reliant un point nul positif (rouge) à un point nul négatif (bleu ; adapté de Pontin 2011).* **(c) :** *point nul 3D au-dessus de la photosphère (adapté de Masson et al. 2012). Le spine noir/rouge est le spine externe/interne.* **(d) :** *schéma d'un point nul 3D à l'interface d'un champ fermé (bleu) et d'un champ magnétique "ouvert" (vert), (d1) lorsque le champ "ouvert" est réellement ouvert (les lignes de champ n'ont qu'un pied photosphérique), et (d2) lorsque le champ "ouvert" est un champ fermé à plus grande échelle (adapté de Liu et al. 2011b).*

Pour un point nul 3D au-dessus de la photosphère, le *fan* forme un dôme qui divise le volume en deux domaines de connectivité magnétique : le domaine de connectivité interne, situé sous le fan et contenant le spine interne, et le domaine de connectivité externe, situé au-dessus du fan, et contenant le spine externe (voir Fig. 6.1-c ; *e.g.*, Aulanier et al. 2000; Pariat et al. 2009a; Pontin et al. 2013). Lorsque le point nul est confiné dans une

région de champ magnétique fermé (*i.e.*, dont les lignes de champ ont leur deux pieds ancrés dans la photosphère ; *cf.* Fig. 6.1-d1), le spine externe est fermé, *i.e.*, ancré dans la photosphère. Au contraire, si le point nul est inclus dans une région de champ magnétique ouvert (*i.e.*, dont les lignes de champ n'ont qu'un seul pied ancré dans la photosphère ; *cf.* Fig. 6.1-d2), le spine externe est, lui-aussi, ouvert (*i.e.*, son seul point d'ancrage est le point nul).

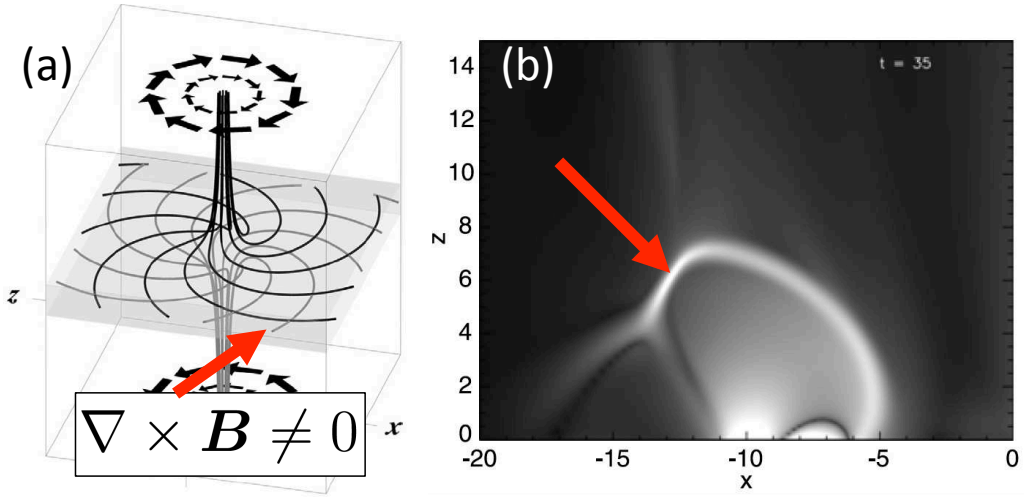

FIGURE *6.2:* **(a) :** *rotation des lignes de champ générant un rotationnel non-nul du champ magnétique à travers le fan (ou la séparatrice ; adapté de Pontin 2011).* **(b) :** *coupe verticale de la norme de la densité de courant dans une configuration en point nul 3D (adapté de Masson et al. 2012). Les flèches rouges montrent la formation d'une nappe de courant le long de la séparatrice associée au point nul.*

Dans l'atmosphère solaire, les mouvements photosphériques (et l'émergence de flux magnétique) vont déplacer les pieds des lignes de champ magnétique sans qu'il y ait, en général, de corrélation entre les mouvements des deux pieds d'une ligne de champ fermée (*i.e.*, dont les deux pieds sont ancrés dans la photosphère). Par conséquent, ces mouvements conduisent naturellement à la formation de nappes de courant au niveau des séparatrices (Fig. 6.2), et plus généralement, au niveau des structures topologiques favorables à la formation de nappes de courant (voir aussi Sect. 6.1.1.2 et 6.1.2).

De nombreuses études ont ainsi pu associer des éruptions solaires à la présence d'une topologie liée aux points nuls (*e.g.*, Mandrini et al. 1993; Gaizauskas et al. 1998; Aulanier et al. 2000; Fletcher & Hudson 2001; Longcope et al. 2005; Masson et al. 2009b; Wang & Liu 2012). Si la topologie liée aux points nuls est parfois présente dans l'atmosphère solaire, elle n'en est pas pour autant systématique. En effet, d'autres topologies permettent également la formation de nappes de courant, et la reconnexion magnétique, sans pour autant posséder de points nuls : les *Bald Patches* (Sect. 6.1.1.2), et les *quasi-séparatrices* (Sect. 6.1.2).

6.1.1.2 Bald Patches

Les *Bald Patches* (BPs, ou "régions chauves") sont des régions où les lignes de champ magnétiques sont tangentes à la photosphère. Par définition, un BP correspond donc à

une ligne d'inversion de la composante normale à la photosphère d'un ensemble de lignes de champ magnétique en $\mathcal{M}$. Un BP est ainsi défini par (*e.g.*, Titov et al. 1993) :

$$B_n|_{\mathcal{S}} = 0 \tag{6.1}$$

$$(\boldsymbol{B} \cdot \nabla) B_n|_{\mathcal{S}} > 0\,, \tag{6.2}$$

où $\mathcal{S}$ désigne la photosphère, et B_n est la composante du champ magnétique normale à la photosphère.

Les lignes de champs définissant un *Bald Patch* ont une forme caractéristique en $\mathcal{M}$, la partie en U (ou V) du $\mathcal{M}$ étant la partie tangente à la photosphère, et donc, le *Bald Patch* (voir Fig. 6.3). L'ensemble des lignes de champ magnétique passant par un BP constitue une séparatrice. En 2D, cette séparatrice délimite trois domaines de connectivité différents : un domaine est situé sous chacun des lobes, et le troisième est situé au-dessus de ces lobes (voir Fig. 6.3-haut). En 3D, bien qu'il y ait effectivement une discontinuité de la connectivité magnétique au niveau de la séparatrice, cette dernière ne s'étend pas systématiquement entièrement à la photosphère. Par conséquent, en 3D, la séparatrice d'un BP ne délimite pas nécessairement trois domaines de connectivité distincte. Dans ce cas, il est alors possible d'aller *continûment* d'une ligne de champ magnétique d'une région sous le dôme, à une ligne de champ de la région au-dessus des dômes, en contournant la séparatrice (voir Fig. 6.3).

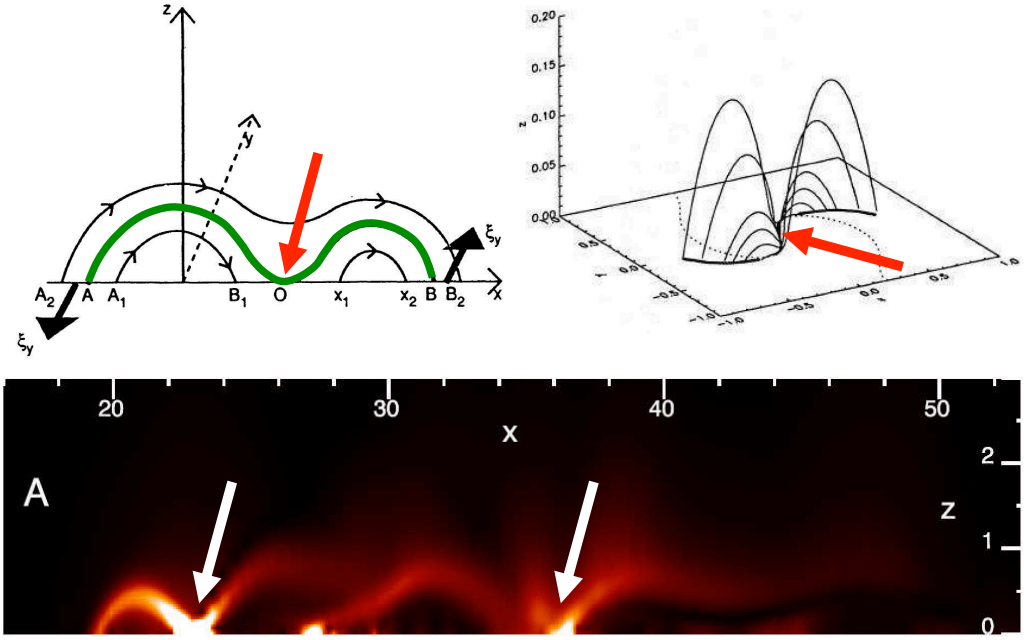

FIGURE *6.3:* **Haut :** *bald patches en 2D (gauche ; la ligne épaisse verte indique la séparatrice ; adapté de Vekstein & Priest 1992), et 3D (droite ; les lignes noires représentent des lignes de champ de la séparatrice ; adapté de Bungey et al. 1996). Les flèches rouges indiquent les BPs.* **Bas :** *carte verticale de la densité de courant montrant la formation de nappes de courant au niveau de BPs (indiqués par les flèches blanches ; adapté de Pariat et al. 2009b).*

Comme pour le cas des points nuls, les séparatrices associées aux BPs sont des sites préférentiels de formation de nappes de courant et de reconnexion magnétique (*e.g.*, Low & Wolfson 1988; Vekstein et al. 1991; Aly & Amari 1997; Pariat et al. 2009b). En effet, là

aussi, le déplacement des pieds d'un groupe de lignes de champ d'un côté de la séparatrice, les autres pieds restants fixes, provoque la formation d'un rotationnel non-nul du champ magnétique le long de la séparatrice, et donc, de nouveau, une nappe de courant.

Au niveau observationnel, les BPs ont pu être associés à de petits événements éruptifs (*e.g.*, Aulanier et al. 1998), à des embrillancements de la région de transition (*e.g.*, Fletcher et al. 2001), à des jets chromosphériques (*e.g.*, Mandrini et al. 2002), et à des bombes d'Ellerman (*cf.* Sect. 2.3.2.3 ; *e.g.*, Pariat et al. 2004).

6.1.2 Quasi-séparatrices

Dans les deux types de topologie magnétique dont nous venons de parler, le champ magnétique présente une ou plusieurs régions de discontinuité de la connectivité magnétique. Toutefois, différentes études ont mis en évidence l'existence de régions actives éruptives possédant un champ magnétique ne présentant pas de discontinuité de la connectivité magnétique (*e.g.*, Demoulin et al. 1994; Démoulin et al. 1997; Schmieder et al. 1997). Ces études ont été parmi les premières à suggérer qu'il puisse exister un autre type de structures topologiques (autre que les séparatrices), n'étant pas forcément associées à des discontinuités de la connectivité, mais étant favorable à la formation de nappes de courant et au développement de la reconnexion magnétique.

Cette deuxième classe de structure topologique s'appelle les *quasi-separatrix layers* ou *(couches) quasi-séparatrices*. Le concept des *quasi-séparatrices* a été introduit et développé par Priest & Démoulin (1995) et Démoulin et al. (1996a). Les *quasi-séparatrices* sont définies comme des volumes où la connectivité magnétique subit de forts gradients (voir Fig. 6.4). En d'autres termes, le passage à travers une QSL entraîne un changement très rapide de la connectivité des lignes de champ, mais pas forcément discontinu. Les QSLs généralisent ainsi le concept de séparatrices en 3D, au cas où la connectivité n'est pas discontinue. Les séparatrices constituent alors un cas particulier des QSLs, lorsque le gradient de connectivité magnétique est infini. Plusieurs études ont ainsi montré que les QSLs sont des structures favorables à la formation de nappes de courant et à la reconnexion magnétique (voir Fig. 6.4 ; *e.g.*, Milano et al. 1999; Galsgaard et al. 2003; Aulanier et al. 2005b, 2006; Wilmot-Smith et al. 2009; Janvier et al. 2013). Ces études ont également montré que les propriétés de la reconnexion magnétique dépendent de l'intensité du gradient de la connectivité magnétique, et sont différentes lorsque ce gradient a une valeur finie ou une valeur infinie (séparatrices ; voir Sect. 6.2.2).

Comme nous le verrons section 6.2.2, plusieurs études observationnelles ont pu associer des éruptions solaires et CMEs à la présence de QSLs ne contenant pas de discontinuités de la connectivité magnétique (*e.g.*, Démoulin et al. 1997; Mandrini et al. 1997; Bagalá et al. 2000; Berlicki et al. 2004; Li et al. 2005; Aulanier et al. 2007; Baker et al. 2009; Dudík et al. 2014).

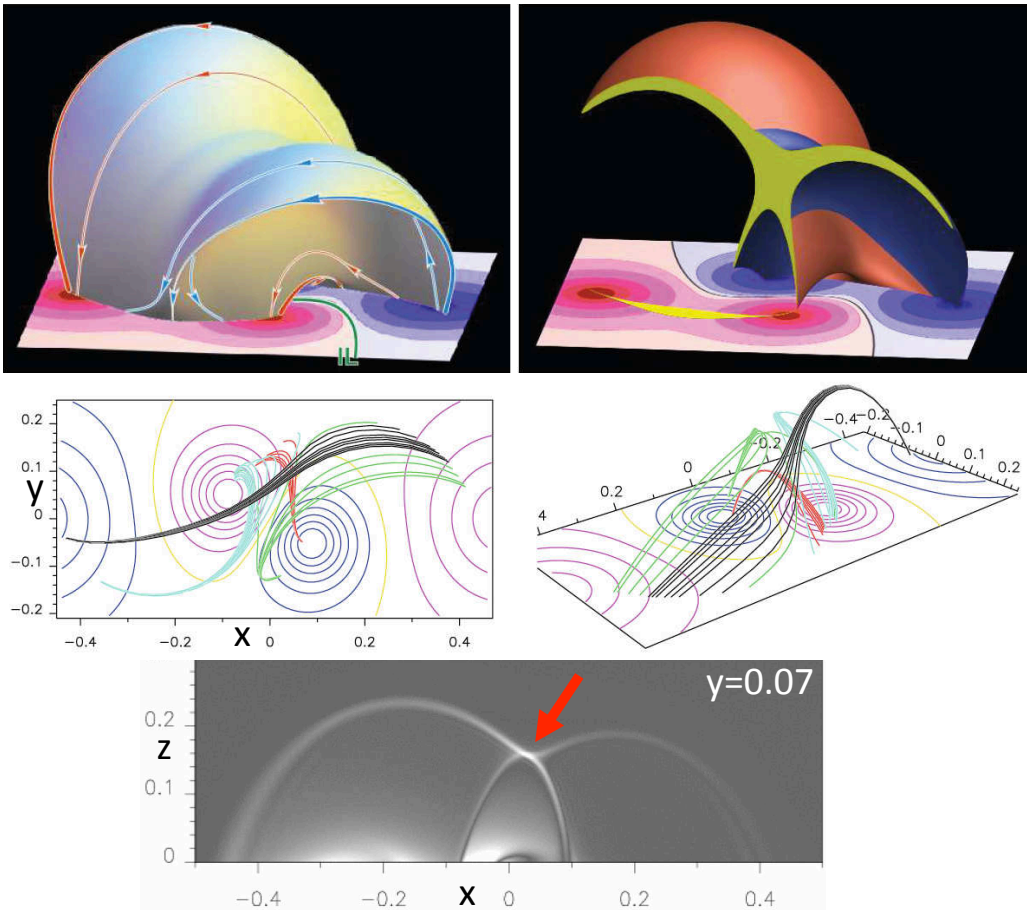

FIGURE *6.4:* **Haut :** *volume d'une QSL, ou tube de flux hyperbolique, présent dans une configuration générée par quatre monopôles magnétiques (Titov et al. 2002).* **Centre :** *lignes de champ magnétique appartenant à une QSL, dans une configuration quadrupolaire (Aulanier et al. 2006).* **Bas :** *coupe verticale de la densité de courant montrant la formation d'une nappe de courant au niveau de cette QSL (indiqué par la flèche rouge).*

6.1.3 Analyse topologique : calcul des QSLs

Comme nous venons de le voir, les QSLs généralisent le concept des séparatrices en 3D. Dans cette partie, je vais présenter la définition mathématique des QSLs. Puis, je décrirai une méthode générale pour la recherche de QSLs (au sens large, *i.e.*, incluant les séparatrices de points nuls et BPs), et donc, permettant d'analyser la topologie d'un champ magnétique. Un exemple d'application observationnelle de cette méthode est présenté section 6.2.2.2.

6.1.3.1 Définition mathématique des QSLs

Comme nous l'avons vu section 6.1.2, les QSLs sont des volumes où la connectivité magnétique subit de forts gradients, constituant ainsi des sites préférentiels pour la formation de nappes de courant et le déclenchement de la reconnexion magnétique. Il existe deux grandeurs qui permettent de repérer les QSLs dans un volume : N (Démoulin et al. 1996a) et Q (Titov et al. 2002).

Soit un volume, $\mathcal{V}$, de surface, $\mathcal{S}$, et soient $\boldsymbol{r} = (x, y)$ et $\boldsymbol{r}' = (x', y')$ les deux pieds d'une ligne de champ magnétique dans un repère cartésien orthonormé[1] de $\mathcal{S}$ (*i.e.*, $\boldsymbol{r}$ et $\boldsymbol{r}'$ représentent les deux polarités magnétiques élémentaires de la ligne de champ sur $\mathcal{S}$). Soit f, la fonction réciproque bijective de $\mathcal{S}$ dans $\mathcal{S}$, qui associe l'un des pieds de la ligne de champ magnétique à l'autre pied (*i.e.*, f est la définition mathématique de la connectivité magnétique), *i.e.*, $f\ :\ \boldsymbol{r} \rightarrow \boldsymbol{r}'$. Plus généralement, on a alors :

$$\boldsymbol{r}' = J_f \boldsymbol{r}\,, \tag{6.3}$$

où

$$J_f = \begin{pmatrix} \partial x'/\partial x & \partial x'/\partial y \\ \\ \partial y'/\partial x & \partial y'/\partial y \end{pmatrix}\,, \tag{6.4}$$

est la matrice Jacobienne associée à la fonction f, et dont la norme, $N(x, y)$, est (*e.g.*, Démoulin et al. 1996a) :

$$N = N(x, y) = \sqrt{\left(\frac{\partial x'}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial x'}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial y'}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial y'}{\partial y}\right)^2}\,. \tag{6.5}$$

N représente la norme du tenseur de déplacement de $\boldsymbol{r}' = (x', y')$ par rapport à $\boldsymbol{r} = (x, y)$. En un point donné, N donne une estimation du taux d'écartement des lignes de champ au niveau du pied $\boldsymbol{r}'$ par rapport à l'écartement des lignes de champ au niveau du pied $\boldsymbol{r}$. Par exemple, supposons deux lignes de champs dont les pieds respectifs sont en $(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}'_1)$ et $(\boldsymbol{r}_2, \boldsymbol{r}'_2)$, et tels que $\boldsymbol{r}_1$ et $\boldsymbol{r}_2$ soient séparés d'une distance $\Delta\boldsymbol{r}$. Dans ce cas, la séparation entre les pieds des lignes de champ en $\boldsymbol{r}'_1$ et $\boldsymbol{r}'_2$, notée $\Delta\boldsymbol{r}'$, est de l'ordre de $\Delta\boldsymbol{r}' \approx N(\boldsymbol{r}_1)\Delta\boldsymbol{r}$ (*cf.* Fig. 6.5). Les grandes valeurs de N définissent ainsi les régions où la connectivité des lignes de champ magnétique sur $\mathcal{S}$, varie fortement (*i.e.*, les régions où elle subit de forts gradients). Les QSLs ont ainsi été initialement définies comme des régions où $N \gg 1$ (*e.g.*, Priest & Démoulin 1995; Démoulin et al. 1996a).

1. Ici, nous considérons un repère cartésien orthonormé pour des raisons de simplification mathématique. Les définitions de N et de Q peuvent néanmoins être étendues à toute surface munie d'une norme appropriée.

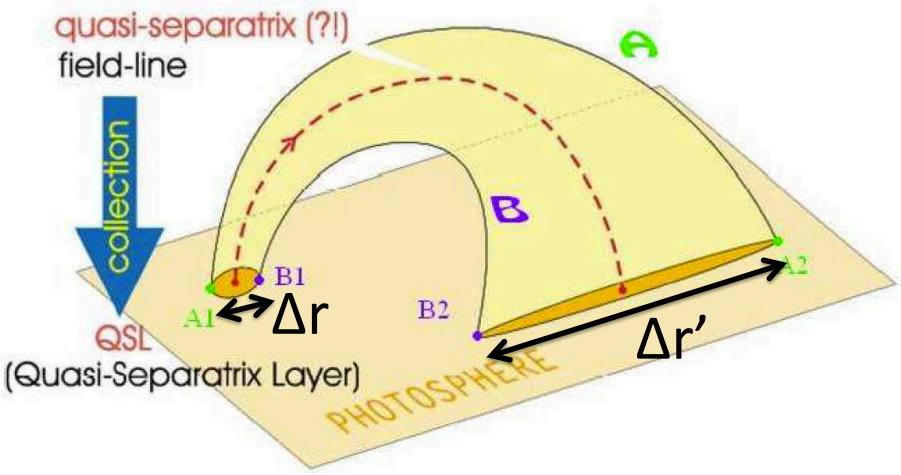

FIGURE *6.5: Tube de flux magnétique dans une quasi-séparatrice (adapté de Pariat 2006).*

Si N permet effectivement d'identifier les QSLs dans un volume, N n'est pas invariant le long d'une ligne de champ magnétique. Pour résoudre ce problème, Titov et al. (2002) ont alors défini le facteur d'élongation-écrasement (ou *squashing degree*), Q, tel que :

$$Q = Q(\boldsymbol{r}_+) = \frac{N^2(\boldsymbol{r}_+)}{|B_{n,+}/B_{n,-}|} = Q(\boldsymbol{r}_-) = \frac{N^2(\boldsymbol{r}_-)}{|B_{n,-}/B_{n,+}|}\,, \tag{6.6}$$

où $\boldsymbol{r}_+$ et $\boldsymbol{r}_-$ représentent les vecteurs position du pieds positif et négatif d'une ligne de champ magnétique sur $\mathcal{S}$, et $B_{n,+}$ et $B_{n,-}$ sont les valeurs de la composante normale à $\mathcal{S}$ du champ magnétique en $\boldsymbol{r}_+$ et $\boldsymbol{r}_-$. Les QSLs sont alors définies comme des régions où $Q \gg 2$ (voir Titov et al. 2002). Puisque Q est invariant le long d'une ligne de champ magnétique, le volume défini par $Q \gg 2$ donne l'extension volumique des QSLs (*cf.* figure 6.4).

Ainsi, si un tube de flux magnétique possède un pied circulaire de rayon R, et appartient à une QSL, alors sa section à travers la QSL est déformée, tant et si bien que le deuxième pied d'ancrage du tube au niveau de la photosphère a une géométrie ellipsoïdale très allongée (*cf.* Fig. 6.5), et dont le degré d'élongation-écrasement est donc quantifié par Q.

6.1.3.2 Calcul des QSLs

La méthode de calcul des QSLs[2] permet de cartographier les empreintes des QSLs dans un plan donné, à partir du calcul de N ou Q dans un volume contenant un champ magnétique (P_c peut être n'importe quel plan du volume, *e.g.*, la photosphère). Dans cette partie, je présente cette méthode (que j'ai utilisé pour l'analyse topologique d'une région active présentée Sect. 6.2.2.2) dans le cadre de la cartographie du paramètre Q dans un plan, P_c, quelconque (méthode 3 de Pariat & Démoulin 2012).

Soient P_1 et P_2 les plans d'ancrage des lignes de champ magnétique d'une configuration magnétique quelconque (voir Fig. 6.6). Pour calculer Q en un point $\boldsymbol{r}_c$ d'un plan, P_c, 5 lignes de champ magnétiques sont tracées (voir Fig. 6.6). La première, notée c, part de $\boldsymbol{r}_c$

2. initialement développée par Démoulin et al. (1996a), pour le calcul de N

et est ancrée en $\boldsymbol{r}_1$ et $\boldsymbol{r}_2$ sur les plans P_1 et P_2. Les quatres autres lignes de champ, notée (k, l, m, n), partent de quatre positions différentes définissant un repère local othonormé, autour de la position $\boldsymbol{r}_c$, et situées à une distance δ de $\boldsymbol{r}_c$. Les lignes de champ k et l définissent la direction y du plan P_c, tandis que les lignes de champ m et n définissent la direction x du plan P_c. Ces quatres lignes de champ magnétique sont ancrées sur les plans P_1 et P_2 (voir Fig. 6.6). Sur P_1, on définit $d_{x_1y_c}$ et $d_{y_1y_c}$, les distances dans la direction x_1 et y_1 séparant les positions des pieds des lignes de champ k et l (formant la direction y dans le plan P_c ; voir Fig. 6.6). De même, on définit $d_{x_1x_c}$ et $d_{y_1x_c}$, les distances dans la direction x_1 et y_1 séparant les positions des pieds des lignes de champ m et n (formant la direction x dans le plan P_c). De façon analogue, sur le plan P_2, nous définissons $d_{X_2y_c}$ et $d_{Y_2y_c}$, les distances dans la direction X_2 et Y_2 séparant les positions des pieds des lignes de champ k et l. Enfin, $d_{X_2x_c}$ et $d_{Y_2x_c}$ sont les distances dans la direction X_2 et Y_2 séparant les positions des pieds des lignes de champ m et n (voir Fig. 6.6). Pariat & Démoulin (2012) ont alors montré que la valeur de Q en $\boldsymbol{r}_c$ pouvait simplement s'exprimer en fonction de ces différentes distances entre les pieds des lignes champ magnétique (k, l, m, n), et de la valeur de la composante normale du champ magnétique, $B_{z,1}(x_1, y_1)$, $B_{z,c}(x_c, y_c)$ et $B_{Z,2}(X_2, Y_2)$, au niveau des pieds de la ligne de champ c sur P_1, P_c et P_2, telle que :

$$\begin{aligned} Q(\boldsymbol{r}_c) \;=\; & \Big[\, (d_{X_2x_c}d_{y_1y_c} - d_{X_2y_c}d_{y_1x_c})^2 \\ & + (d_{X_2y_c}d_{x_1x_c} - d_{X_2x_c}d_{x_1y_c})^2 \\ & + (d_{Y_2x_c}d_{y_1y_c} - d_{Y_2y_c}d_{y_1x_c})^2 \\ & + (d_{Y_2y_c}d_{x_1x_c} - d_{Y_2x_c}d_{x_1y_c})^2 \,\Big] \, \frac{|B_{z,1}(x_1, y_1)\; B_{Z,2}(X_2, Y_2)|}{|B_{z,c}(x_c, y_c)|^2\; \delta^4} \,. \end{aligned} \tag{6.7}$$

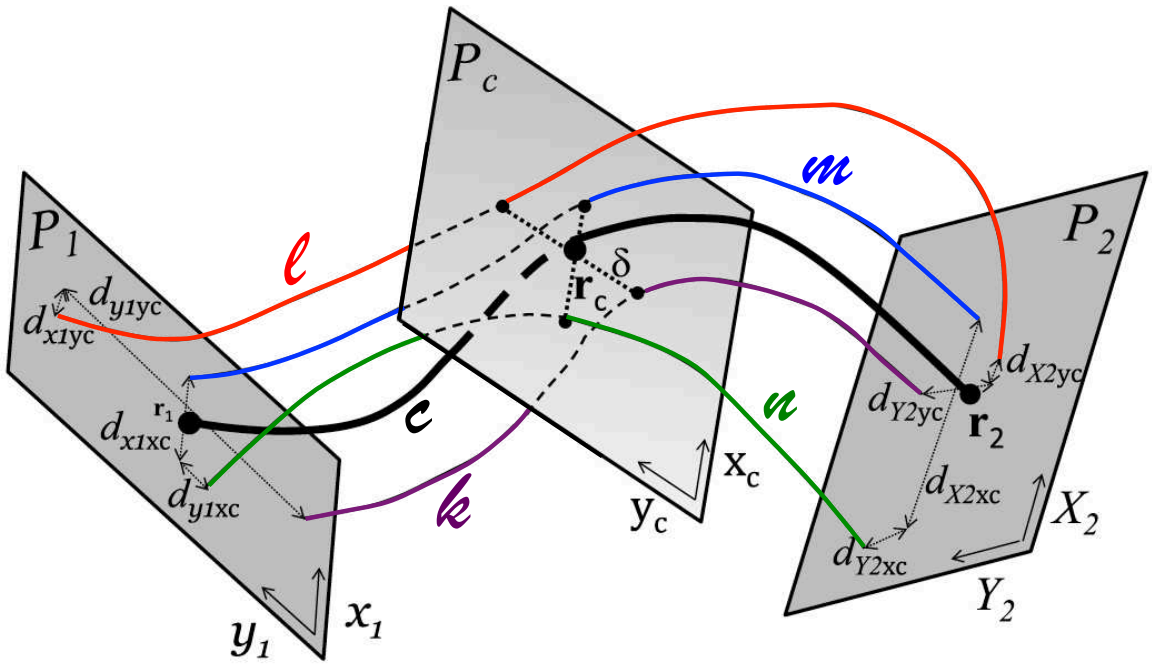

FIGURE 6.6: *Schéma illustrant la méthode de calcul des QSLs utilisée dans Dalmasse et al. (accepté ; adapté de Pariat & Démoulin 2012).*

Cette expression permet alors de calculer Q en chaque point $\boldsymbol{r}_c$ d'un plan P_c, et donc, de cartographier les empreintes des QSLs dans ce plan. C'est cette méthode que j'ai utilisé pour cartographier les empreintes photosphériques des QSLs à partir d'extrapolations du champ magnétique d'une région active dans Dalmasse et al. (accepté, voir Sect. 6.2.2.2).

6.2 Analyse topologique d'une éruption confinée complexe : reconnexion magnétique dans des quasi-séparatrices

Les éruptions solaires (ou les "flares" en anglais ; *i.e.*, un embrillancement localisé, associé à un chauffage local et impulsif d'une région restreinte de l'atmosphère solaire, *cf.* Sect. 2.4.2) sont classiquement distinguées en deux groupes : les *eruptions* (en anglais ; ou *eruptive flares*) et les *flares confinés* (*confined flares* ou également *compact flares* ; *e.g.*, voir la revue de Shibata & Magara 2011, voir aussi Sect. 6.2.1.2). La différence majeure entre ces deux catégories est liée à la topologie magnétique dans laquelle elles sont générées, et l'éjection, ou non, de structures magnétiques dans le vent solaire (*e.g.*, CMEs). Cela se traduit par des signatures observationnelles généralement différentes, notamment en émission EUV.

Dans la section 6.2.1.1, je décrirai brièvement le modèle standard d'éruptions solaires, en me focalisant surtout sur la topologie magnétique, ainsi que sur les deux signatures observationnelles pouvant permettre de faire la distinction entre ces deux types d'éruptions : les rubans d'éruptions, et les boucles post-éruptives. Puis, je présenterai l'étude d'une éruption que j'ai analysée, et dont les signatures observationnelles complexes, sont, *a priori*, aussi bien compatibles avec celles des "eruptions", qu'avec celles des "flares" confinés (Sect. 6.2.2). Je montrerai qu'une analyse détaillée de la topologie du champ magnétique et des observations, m'a permis de dévoiler l'origine des signatures complexes de cette éruption, qui appartient en fait, à l'une des deux catégories d'éruptions solaires (section 6.2.2.2).

6.2.1 Le modèle standard et les éruptions solaires

6.2.1.1 Le modèle CSHKP

Quelle que soit la topologie du champ magnétique dans laquelle elles sont produites, les éruptions solaires sont la conséquence de la reconfiguration du champ magnétique par reconnexion magnétique (voir Sect. 3.4.1). Dès lors, même si les propriétés de la reconnexion dépendent effectivement de la topologie du champ magnétique (*e.g.*, Priest & Forbes 1992; Priest & Démoulin 1995; Aulanier et al. 2006; Parnell et al. 2010), les signatures des éruptions présentent un certain nombre de similitudes, *e.g.*, comme l'accélération de particules et leurs émissions, des mouvements de plasma, du chauffage, *etc.*

Le modèle standard d'éruptions, ou le modèle *CSHKP* (d'après Carmichael 1964; Sturrock 1966; Hirayama 1974; Kopp & Pneuman 1976) a ainsi été développé afin d'expliquer ces différentes signatures observationnelles communes aux éruptions solaires, dans le contexte de la reconnexion magnétique. Initialement développé en 2D, ce modèle local

est basé sur le développement d'une nappe de courant verticale au niveau de la séparatrice entre deux champs magnétiques orientés dans une direction opposée (voir Fig. 6.7). Au niveau du site de reconnexion, une partie des particules accélérées précipite le long des lignes séparatrices, vers la chromosphère et la photosphère. Leur collision avec le plasma chromosphérique et photosphérique, génère un chauffage local qui se traduit par des embrillancements en Hα et EUV, *i.e.*, les rubans d'éruption. Ce chauffage local du plasma au pied des lignes de champ magnétique induit une augmentation locale de la température et de la pression. L'augmentation locale de la pression du plasma au pied des lignes de champ de la séparatrice génère un gradient de pression vertical le long de ces lignes de champ. Ce gradient vertical de pression entraîne un écoulement du plasma photosphérique vers la partie coronale des lignes de champ de la séparatrice. Le refroidissement par transfert radiatif de cet écoulement de plasma, génère un embrillancement transitoire de ces boucles en EUV et rayons-X mous (voir aussi la revue de Shibata & Magara 2011).

Bien que 2D, et considérant une géométrie relativement simple, le modèle *CSHKP* est un modèle local, généralisable à différentes topologies magnétiques (voir Fig. 6.7). Ainsi, lors des éruptions solaires, les particules accélérées le long des QSLs au niveau du site de reconnexion, amènent à la formation de rubans d'éruptions au niveau de la chromosphère et de la photosphère, rubans dont la forme (visible en Hα et EUV) décrit les empreintes des QSLs (*e.g.*, Gorbachev & Somov 1989; Schmieder et al. 1997; Mandrini et al. 2006; Chandra et al. 2011). De son côté, le dépôt d'énergie aux pieds des lignes de champ magnétique amène à la formation des boucles post-éruptives, dont les pieds sont ancrés dans les rubans d'éruption.

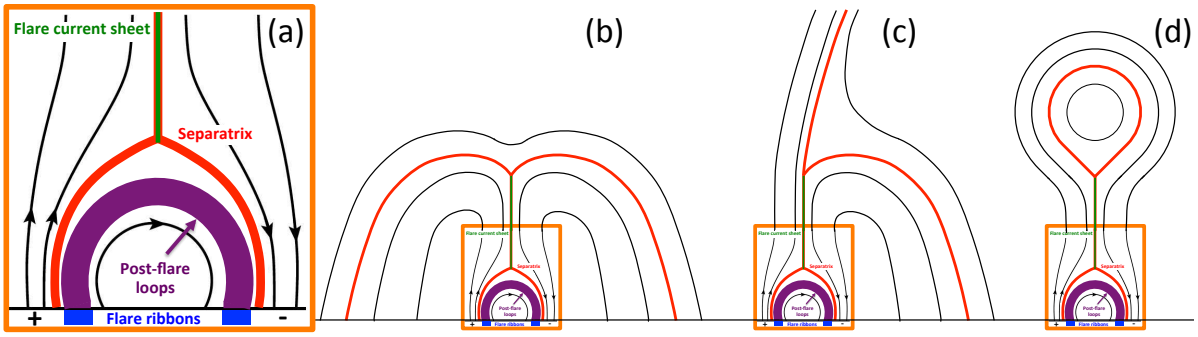

FIGURE *6.7:* **(a) :** *schéma du modèle CSHKP 2D (adapté de Chen 2011). Modèle CSHKP* **(b)** *dans une topologie quadrupolaire,* **(c)** *dans une topologie bipolaire (e.g., coupe 2D d'une topologie de point nul 3D, voir Sect. 6.1.1.1), et* **(d)** *dans une topologie de tube de flux magnétique torsadé (lors d'une CME).*

6.2.1.2 Les deux classes d'éruptions solaires

Observationnellement, on peut distinguer deux classes d'éruptions solaires (*e.g.*, voir la revue de Shibata & Magara 2011, et ses références) : les *eruptions* (en anglais) et les *flares confinés*. La différence fondamentale entre les deux vient du fait que les "eruptions" sont associées à l'éjection de structures magnétiques dans le vent solaire, *e.g.*, une CME, alors que les "flares" confinés sont associés à l'interaction entre champs magnétiques fermés n'éjectant aucune structure (dans le vent solaire).

"Eruptions". Dans le modèle unifié de Shibata & Magara (2011), les "eruptions" font références aux "flares" associés à l'éjection de structures magnétiques dans le vent solaire, incluant ainsi différents phénomènes éruptifs observés à des échelles spatiales différentes, tels que les CMEs, ou encore les *jets explosifs* (voir Sect. 6.3.1). Parfois, une "eruption" est associée à l'éjection d'un filament (Sect. 2.2.2), *e.g.*, lorsqu'un filament est présent dans le tube de flux magnétique éjecté lors d'une CME.

Dans le cas des éruptions associées aux CMEs, le "flare" est associé à l'éjection d'un tube de flux magnétique torsadé, formé au-dessus et le long d'une ligne d'inversion de polarité magnétique (voir *e.g.*, van Ballegooijen & Martens 1989; Antiochos et al. 1994; Martens & Zwaan 2001; Wang & Muglach 2007, pour des modèles de formation de tels tubes de flux magnétique). Dans l'extension 3D du modèle *CSHKP* pour les "eruptions", proposée et détaillée dans Aulanier et al. (2012 ; voir aussi Janvier et al. 2013 [3]), le "flare" est dû à la reconnexion magnétique opérant autour du tube de flux magnétique. La reconnexion y est permise par la présence d'une QSL séparant le tube de flux torsadé du champ quasi-potentiel ambiant (voir Fig. 6.8). Cette reconnexion se traduit par la formation d'une paire de rubans d'éruptions parallèles à, et de part et d'autre de, la ligne d'inversion de polarité magnétique. Ces rubans présentent souvent une forme générique de J ou J-inversé (*cf.* Fig. 6.8), selon que le tube de flux magnétique éjecté possède une hélicité magnétique positive ou négative (*e.g.*, Démoulin et al. 1996b; Chandra et al. 2009; Schrijver et al. 2011). Dans chacune des polarité magnétique, le crochet du J ou J-inversé (lorsqu'il est visible) correspond à la partie de la QSL autour du pied photosphérique du tube de flux magnétique éjecté (voir Fig. 6.8). Parallèlement, les boucles post-éruptives forment progressivement et continûment, sous le tube de flux, des arcades surplombant la ligne d'inversion de polarité magnétique, et dont les pieds sont ancrés dans les rubans d'éruption (*cf.* figure 2.12b).

"flares" confinés. Les "flares" confinés désignent les éruptions issues de la reconnexion magnétiques entre champs magnétiques fermés (ne contenant pas nécessairement de filaments), et au cours desquelles aucune structure magnétique n'est éjectée dans le vent solaire. Ainsi, lorsque le spine externe, d'une configuration contenant un point nul 3D, est ancré dans la photosphère, les éruptions associées à cette configuration font partie des "flares" confinés. Dans certains cas, les "flares" confinés peuvent également faire référence à des "eruptions" échouées de filaments (*e.g.*, comme dans Török & Kliem 2005).

Les "flares" confinés peuvent être associés à une large gamme de configurations magnétiques fermées, et donc, de topologies magnétiques, plus ou moins complexes. Les rubans d'éruptions et les boucles post-éruptives associés aux "flares" confinés n'ont donc pas de forme caractéristique. Cela peut se traduire par des morphologies relativement simples, comme une paire de rubans dont l'un est circulaire (comme dans le cas du "flare" étudié par Masson et al. 2009b; Reid et al. 2012), ou plusieurs rubans complexes (*e.g.*, comme dans Gaizauskas et al. 1998).

Certaines éruptions solaires présentent des signatures EUV complexes, pouvant appartenir aussi bien aux "eruptions", qu'aux "flares" confinés (nous en verrons un exemple

3. **http://sprg.ssl.berkeley.edu/~tohban/wiki/index.php/The_3D_standard_model_for_eruptive_flares**

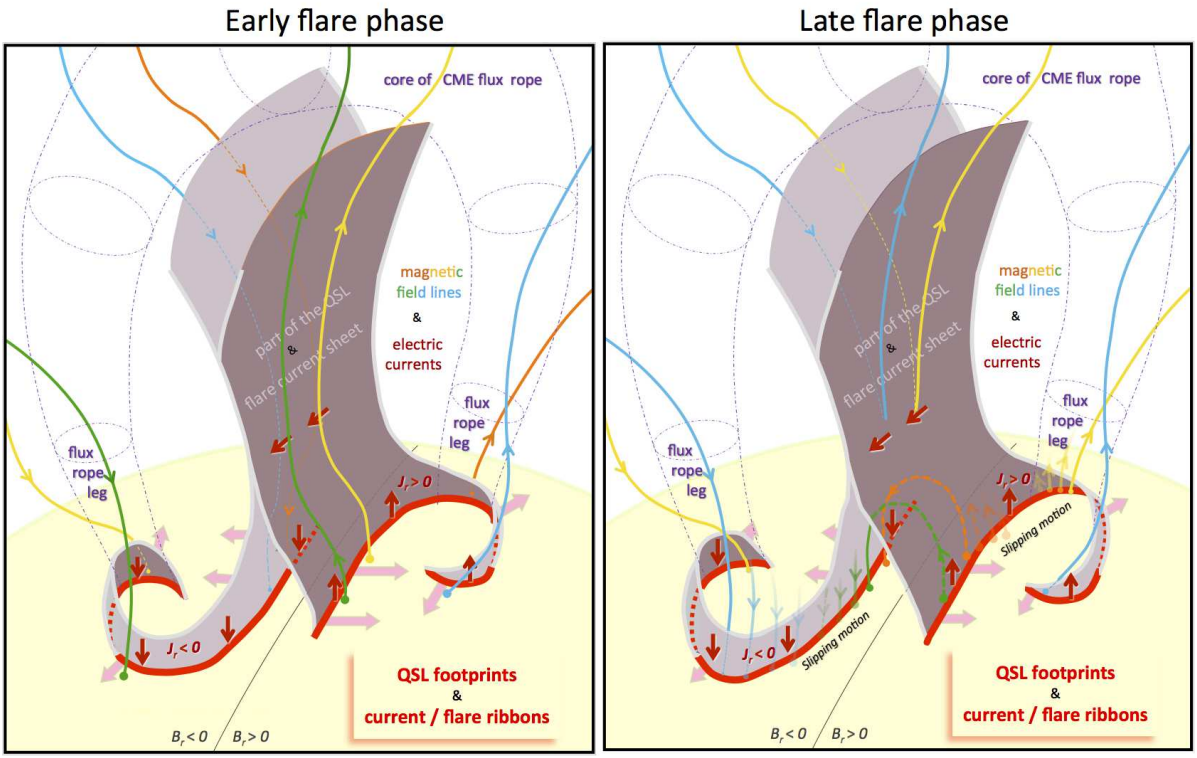

FIGURE *6.8: Extension du modèle CSHKP en 3D, dans le cas d'une "eruption" (les lignes photosphériques rouges montrent les rubans d'éruption en forme de J, Janvier et al. 2014).*

dans la section 6.2.2). Jusqu'à présent, trois origines de signatures EUV complexes d'éruptions solaires ont pu être identifiées. Par exemple, l'éjection échouée d'un filament peut amener au développement d'une telle éruption. Le confinement du filament par des arcades magnétiques peut stopper l'éjection du tube de flux magnétique torsadé contenant le filament, qui peut ensuite reconnecter avec ces arcades (*e.g.*, Amari et al. 2003a,b; Török & Kliem 2005; Guo et al. 2010; Chen et al. 2013). Des signatures complexes peuvent aussi résulter des interactions et de la reconnexion entre lignes de champ magnétique éloignées, lorsque, *e.g.*, une "eruption" génère une pression magnétique sur ces lignes de champ, leur permettant d'interagir, ou lorsque que la reconnexion entre ces lignes de champ entraîne l'instabilité et l'éruption d'un tube de flux torsadé sous, ou dans une région voisine de, celles-ci (*e.g.*, Maia et al. 2003; Chandra et al. 2009). Enfin, une troisième possibilité peut apparaître lorsque des filaments d'hélicité opposée reconnectent sans fusionner (*e.g.*, Deng et al. 2002; Schmieder et al. 2004; DeVore et al. 2005; Török et al. 2011a; Chandra et al. 2011).

6.2.2 Expliquer une éruption atypique : cartographie des quasi-séparatrices

Dans cette partie, je présente une étude que j'ai effectué sur le développement d'une éruption atypique dans une région active que j'ai observé avec le télescope THEMIS (Îles Canaries) lors d'une campagne d'observations.

6.2.2.1 L'éruption du 16 Octobre 2012

Le 16 Octobre 2012, lors d'une campagne d'observations sur l'émergence de flux magnétique avec le télescope THEMIS (Îles Canaries), organisée par Brigitte Schmieder, Brigitte et moi-même avons eu l'occasion d'observer une région active source d'une éruption particulièrement intéressante. Cette éruption s'est produite dans la région active NOAA 11589, qui contenait deux filaments (voir Sect. 6.2.2.2). Le développement de l'éruption s'est caractérisé par la formation d'une paire de rubans d'éruption globalement parallèles à, et de part et d'autre d'une, ligne d'inversion de polarité magnétique en forme de *fers à cheval*, ainsi qu'à la formation de boucles post-éruptives formant des arcades surplombant la ligne d'inversion (Sect. 6.2.2.2).

Bien qu'ayant une forme relativement complexe, les rubans d'éruption ainsi que les boucles post-éruptives observés, sont normalement compatibles avec le développement d'une CME, produite dans une configuration magnétique complexe rappelant la configuration quadrupolaire de Aulanier et al. (2006 ; voir aussi Shibata & Magara 2011). Cependant, en analysant les observations EUV de SDO/AIA, les observations en lumière blanche de SOHO/LASCO, et les catalogues de CMEs, j'ai pu constater qu'aucune CME n'avait été générée depuis la région active observée, dans la plage horaire de l'éruption. D'autre part, mon analyse des filaments à partir des données d'ARIES et de SDO/AIA a révélé qu'aucun des filaments observés dans la région active n'est entré en éruption. En fait, aucun des deux filaments ne semble avoir été perturbé par l'éruption. Les observations montrent même que les boucles post-éruptives se sont formées au-dessus des filaments, et non en-dessous comme prévu par le modèle *CSHKP* d'une "eruption". Cela semble donc suggérer un "flare" confiné. Si cet événement n'est donc pas causé par une "eruption", alors comment expliquer la formation de deux rubans parallèles pour un "flare" confiné complexe avec une ligne d'inversion de polarité magnétique de forme complexe ?

6.2.2.2 Article (A.1.4) : Can we explain non-typical solar flares ?

Dans Dalmasse et al. (accepté), j'ai appliqué la méthode de calcul des QSLs décrite section 6.1.3.2, pour analyser la topologie magnétique de la région active NOAA 11589, afin de comprendre le développement de cette éruption atypique (voir Sect. 6.2.2.1). Pour cela, j'ai d'abord reconstruit le champ magnétique de la région active à partir d'un magnétogramme de SDO, acquis une heure avant l'éruption. En employant le code numérique d'extrapolation de champ magnétique développé par Pascal Démoulin et utilisant la méthode décrite section F.1 (*e.g.*, Alissandrakis 1981; Démoulin et al. 1997), j'ai effectué plusieurs reconstructions du champ magnétique avec différentes valeurs de cisaillement magnétique. En comparant les lignes de champ magnétique reconstruites aux boucles coronales observées par SDO/AIA, j'ai déterminé qu'une valeur de cisaillement magnétique $\alpha = 7\times10^{-3}$ Mm^{-1} donnait le meilleur ajustement aux observations. À partir de l'analyse topologique du champ magnétique reconstruit, j'ai montré que :

- ➢ la région active était composée d'un système complexe de plusieurs QSLs interconnectées ;
- ➢ un épisode d'émergence de champ magnétique sous l'une des QSLs a vraisemblablement déclenché la reconnexion magnétique dans ce système de QSLs ;
- ➢ du fait de leurs inter-connexions, de la reconnexion magnétique a pu se déclencher séquentiellement dans l'ensemble de ces QSLs, générant l'éruption observée et ses

signatures complexes ;

- l'éruption atypique étudiée appartient en fait à la catégorie des "flares" confinés ;
- les méthodes d'analyse topologique telles que la méthode des QSLs, peuvent également être utilisées pour comprendre et expliquer le développement des éruptions atypiques, qui pourraient être plus nombreuses que les "eruptions" et les "flares" confinés classiques.

Astronomy & Astrophysics manuscript no. Flare_NOAA11589_Dalmasse_etal
November 9, 2014
©ESO 2014

Can we explain non-typical solar flares?

K. Dalmasse,[1] R. Chandra,[2] B. Schmieder,[1] and G. Aulanier[1]

[1] LESIA, Observatoire de Paris, LESIA, CNRS, UMPC, Univ. Paris Diderot, 5 place Jules Janseen, 92190 Meudon, France

[2] Department of Physics, DSB Campus, Kumaun University, Nainital- 263 002, India

ABSTRACT

Context. We used multi-wavelength high-resolution data from ARIES, THEMIS, and SDO instruments, to analyze a non-standard, C3.3 class flare produced within the active region NOAA 11589 on 2012 October 16. Magnetic flux emergence and cancellation were continuously detected within the active region, the latter leading to the formation of two filaments.
Aims. Our aim is to identify the origins of the flare taking into account the complex dynamics of its close surroundings.
Methods. We analyzed the magnetic topology of the active region using a linear force-free field extrapolation to derive its 3D magnetic configuration and the location of quasi-separatrix layers (QSLs) which are preferential sites for flaring activity. Because the active region's magnetic field was nonlinear force-free, we completed a parametric study using different linear force-free field extrapolations to demonstrate the robustness of the derived QSLs.
Results. The topological analysis shows that the active region presented a complex magnetic configuration comprising several QSLs. The considered data set suggests that an emerging flux episode played a key role for triggering the flare. The emerging flux likely activated the complex system of QSLs leading to multiple coronal magnetic reconnections within the QSLs. This scenario accounts for the observed signatures: the two extended flare-ribbons developed at locations matched by the photospheric footprints of the QSLs, and were accompanied with flare loops that formed *above* the two filaments which played no important role in the flare dynamics.
Conclusions. This is a typical example of a complex flare that can a-priori show standard flare signatures that are nevertheless impossible to interpret with any standard model of eruptive or confined flare. We find that a topological analysis however permitted to unveil the development of such complex sets of flare signatures.

Key words. Sun: flares / Sun: corona / Sun: filaments, prominences / Sun: magnetic fields / magnetic reconnection

1. Introduction

Solar flares are the most energetic events on the sun. They emit radiation over the whole electromagnetic spectrum from γ-rays to radio wavelengths (Shibata 1999; Shibata & Magara 2011). Magnetic reconnection is the main process that releases energy during the solar flares. This energy is extracted from the magnetic energy that is stored in current-carrying fields in the corona. During a flare, energetic particles and thermal energy are produced around the reconnection site. They flow down towards the lower and denser layers of the solar atmosphere. As a result, coronal emission is produced within and around (post) flare loops, and surface brightenings occur along so-called flare ribbons, as observed in the ultraviolet (UV) as well as in typically-chromospheric wavelengths such as Hα. Solar flares are usually classified into two categories: eruptive or confined.

When a flare is associated with a coronal mass ejection (CMEs), either being associated with a detectable filament eruption or not, it is an eruptive flare. Those are often referred to as two-ribbon flares and long duration events, because they are associated with two parallel flare ribbons, that are located on both sides of the polarity inversion line (PIL), and that gradually move apart from one another. So as to explain the different observational manifestations of eruptive flares such as filament eruptions when they are observed, ribbon separations, flare loops formation, and associated phenomena, the standard CSHKP flare model was developed in two dimensions (Carmichael 1964; Sturrock 1966; Hirayama 1974; Kopp & Pneuman 1976; Forbes & Malherbe 1986). According to this model, a current sheet forms in the corona, right below the erupting filament. Magnetic field lines sequentially reconnect at this current sheet, resulting in a growing (resp. spreading) system of flare loops (resp. ribbons), located below the erupting filament. Some 3D extensions to this model have been recently proposed to explain observational properties and physical processes, firstly in the form of cartoons (Shibata et al. 1995; Moore et al. 2001; Priest & Forbes 2002) and more recently based on numerical simulations (Aulanier et al. 2012; Kusano et al. 2012; Janvier et al. 2013).

The other flares, that are not associated with a CME, are the confined flares. Those are classically due to loop-loop interactions in the corona, which are induced by horizontal motions or flux emergence through the photosphere (*e.g.*, Gorbachev & Somov 1989; Démoulin et al. 1997; Hanaoka 1997; Mandrini et al. 1997; Schmieder et al. 1997; Nishio et al. 1997; Chandra et al. 2006). Confined flares are usually associated with multiple ribbons. The classical two-dimensional picture for the magnetic configuration and reconnection behavior in such flares is that of a coronal X-point, at which a current sheet is gradually formed as a result of the photospheric motions (Giovanelli 1947; Heyvaerts et al. 1977; Syrovatskii 1981; Low & Wolfson 1988; Aly & Amari 1997). Magnetic topology analyses of active regions have played a crucial role in understanding the magnetic reconnection processes in 3D in confined flares (see review by Démoulin 2007). In 2D configuration, the reconnection can occur at null points, where the magnetic field vanishes. In 3D, the reconnection can also occur at a null point (Masson et al. 2009), but also along a separator (*e.g.*, Longcope 2005; Parnell et al. 2010a)

or a quasi-separatrix layer (QSL, see *e.g.*, Démoulin et al. 1997; Titov et al. 2002; Aulanier et al. 2005; Pariat & Démoulin 2012).

Some atypical flares share several elements common to both the classical definition of eruptive and confined categories, in particular the existence of two parallel ribbons and several other remote ribbons. To the authors' knowledge, three different origins are known for these complex events which, depending on each case, either belong to the eruptive or confined flares category. Firstly, they can be due to a failed filament eruption. The confinement of the filament by coronal arcades eventually makes it stall in the low corona, and eventually reconnect with its restraining arcades (*e.g.*, Török & Kliem 2005; Guo et al. 2010; Chen et al. 2013). Secondly, they can develop when long-distance loop-loop interactions and reconnections are driven by a successful eruption that pushes these loops against their neighbors (*e.g.*, Maia et al. 2003; Chandra et al. 2009). Thirdly, they can appear when two filaments of opposite helicities reconnect with one another without merging (Deng et al. 2002; Schmieder et al. 2004; DeVore et al. 2005; Török et al. 2011; Chandra et al. 2011).

Because of their complexity, many atypical flares have not been analyzed in great details. One could wonder if the usual tools and models that have been developed throughout the years are really relevant for all of these complex events. The question is more preoccupying than it sounds a priori, since these complex under-looked flares may be the most numerous, among all the flares that the Sun produces. We note that the recent paper by Liu et al. (2014) was the first topological study that started addressing this question. Combining a careful EUV analysis with the QSL method, the authors were able to identify their event as being a confined flare associated with a failed flux rope eruption. The aim of our paper is to present and analyze a different but complex event that involved filaments, therefore using the standard flare model and the QSL method. Our single event was merely selected because it was observed with two independent ground based telescopes, namely THEMIS in Tenerife and ARIES in India. It was a C3.3 class flare, that occurred on Oct 16, 2012 in the active region NOAA 11589. This region comprised two filaments, that gradually formed and converged, but did not merge.

The QSL method was first proposed in Démoulin et al. (1997). It is based on the calculation of the photospheric footprints of QSLs, from extrapolated magnetic fields. QSLs are defined as the narrow volumes within which the magnetic field connectivity has very sharp gradients (Priest & Démoulin 1995). They are the 3D generalization of separatrices in 2.5D X-points with an additional guide field (those were called flipping layers by Priest & Forbes 1992). QSLs are preferential sites for the build-up of electric currents and the development of magnetic reconnection in general 3D systems. Among many developments, QSLs have been shown to play an essential role not only in confined flares, but also in eruptive flares (Démoulin et al. 1996; Savcheva et al. 2012; Janvier et al. 2013), possibly in SEP transport towards Earth (Masson et al. 2012) as well as in twisted flux tubes interacting in solar observations (Chandra et al. 2011), in numerical simulations (Milano et al. 1999; Wilmot-Smith et al. 2010; Török et al. 2011) and in laboratory experiments (Lawrence & Gekelman 2009; Gekelman et al. 2012). More details can be found in the reviews by Démoulin (2006) and Aulanier (2011). So as to conduct the QSL method (*i.e.*, to plot the photospheric footprints of QSLs), either the norm N of the QSL (Démoulin et al. 1997) or its squashing degree Q (Titov et al. 2002), have to be calculated at the boundary of the extrapolated fields. Since both N and Q provide a different measure for the gradients of the field line connectivity across QSLs, their footprints naturally arise as narrow and elongated layers where N or $Q \gg 1$. In this paper, we apply the QSL method to NOAA 11589, by computing the squashing degree, Q, at the photospheric level.

The paper is organized as follows. Section 2 presents the observations, with an analysis of the evolution of two filaments in the active region, and the development of the flare. The QSL method and the potential role of QSLs in the flare are discussed in Section 3. In Section 4, we present our interpretation of our results, with an observational evidence for the trigger of the flare, and with a conjecture on the sequences of reconnections in the calculated QSLs that can account for the complex development of the observed atypical flare. Finally, in Section 5, we conclude on the important role of the QSL method in unveiling the sequence of events that shape complex and atypical flares, even when they do not fit the standard model.

2. Observations

2.1. Data

Part of the observations of NOAA 11589 presented here was obtained with the Atmospheric Imaging Assembly imager (AIA; Lemen et al. 2012) and the Helioseismic and Magnetic Imager (HMI; Schou et al. 2012) onboard the Solar Dynamic Observatory (SDO; Pesnell et al. 2012) satellite. The AIA instrument observes the Sun over a wide range of temperatures from the photosphere to the corona. The pixel size of the AIA images is 0.6″. In this study, we considered the 1600, 304, 193, and 171 Å data. The magnetic field in the AR was studied by using the line-of-sight magnetograms of the HMI instrument which observes the full disk with a pixel size of 0.5″.

We also used ground-based observations of the AR obtained with the indian telescope from the Aryabhatta Research Institute of observational Sciences (ARIES), and with the french Télescope Héliographique pour l'Etude du Magnétisme et des Instabilités Solaires (THEMIS). The 15-cm f/15 Coudé telescope of the ARIES, operating in Nainital (India), observes in the Hα line with a spatial-resolution of 0.58″. The THEMIS telescope, operating in Tenerife (Canary Islands), allows to simultaneously map the Hα emission and the full Stokes parameters in the Fe 6302.5 Å of a field-of-view of about 240″ × 100″ in one hour.

2.2. Evolution of the photospheric magnetic field

The AR NOAA 11589 appeared at the heliographic coordinates N13 E61 on 2012 October 10. The AR appeared as two large-scale, decaying magnetic polarities. It presented a β magnetic configuration which evolved towards a $\beta\gamma\delta$ configuration on October 16. During its on-disk passage, the AR produced 20 C-class flares.

The evolution of the AR during its on-disk passage presented localized magnetic flux emergence episodes together with large-scale magnetic flux cancellation as displayed in Figure 1 (top row). The episodic emerging flux events occurred within the north of the central part of the AR. The violet arrows in Figure 1 highlight two of these emerging flux events which occurred on October 13 and 14.

The magnetograms evolution also presents traces of large-scale magnetic flux cancellation. In particular, we can see that the positive polarity, pointed by the violet arrow in the magnetogram of October 13, was progressively cancelled out. On October 16, this positive polarity had almost vanished. The large-

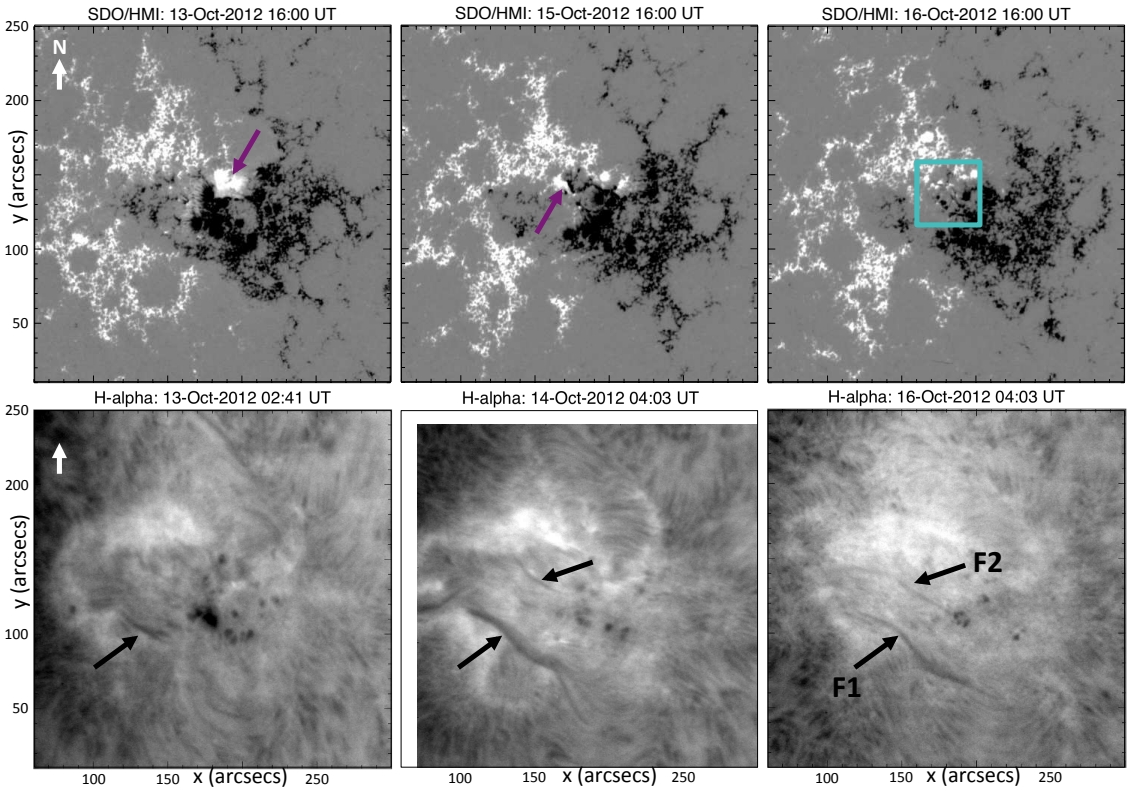

Fig. 1. Evolution of active region NOAA 11589 during its disk passage before the eruption on 2012 October 16. Top: Evolution of the longitudinal magnetic field observed by SDO/HMI. White/black are positive/negative polarities. The field strength is saturated at 500 Gauss. The violet arrows indicate significant emerging fluxes on October 13 and 15. The cyan rectangle highlights the region where recurring magnetic flux emergence occurred on October 16 and likely triggered the studied C3-class flare (see Section 2.4). The temporal evolution of the magnetograms is available as a movie in the online edition. Bottom: Development of filaments in Hα observed by ARIES telescope. The locations of two observed filaments F1 and F2 are indicated by black arrows. The white arrow indicates the north direction.

scale flux cancellation is also particularly well observable in the central part of the AR, on the east part of the negative polarity. Indeed, it shows that the easternmost part of the negative polarity moved towards the east and progressively cancelled out with the positive polarity.

2.3. Evolution of the two active region filaments

The large-scale magnetic flux cancellation observed in the central part of the AR led to the formation of two filaments (*e.g.*, van Ballegooijen & Martens 1989; Antiochos et al. 1994; Martens & Zwaan 2001; Wang & Muglach 2007). The evolution of these filaments in Hα is presented in Figure 1 (bottom row). The formation of the first filament started on October 13 (see Figure 1). The filament appeared on the southern part of the AR, and progressively evolved towards the thick and elongated filament labeled F1 in the Hα image of Figure 1. The second filament appeared on October 14 in the center of the AR, and progressively evolved towards the filament labeled F2.

Using the Hα data from THEMIS (Figure 2), we were able to derive the chirality of the filaments based on Aulanier & Démoulin (1998) and Mackay et al. (2010). In Figure 2, one of the barbs of filament F1, highlighted by the southern white arrow, indicates that the filament was dextral. In addition, the filament F1 had its easternmost end rooted in the positive polarity and its westernmost end rooted in the negative polarity. This indicates that its axial field was pointing towards the south-west. Regarding the position of the positive polarity compared with the negative polarity in this region (Figure 1), it follows that the filament was dextral and thus had a negative helicity, which agrees with the orientation of the filament barbs. We note that the filament F1 thus obeyed the hemispheric chirality rule, according to which most of the filaments of the northern hemisphere have a dextral chirality (*e.g.*, Pevtsov et al. 2003). Based on the same analysis, we found that the chirality of filament F2 was sinistral. The filament F2 thus had a positive helicity. Hence, F2 did not obey the hemispheric chirality rule. We thus conclude that NOAA 11589 possessed a mixed magnetic helicity, with positive magnetic helicity in its northern part, and negative magnetic helicity in its southern part (see also Section 3.1).

The evolution of these two filaments shows that the northern footpoints of both filaments converged towards each other without merging. This is in agreement with previous numerical simulation (*e.g.*, DeVore et al. 2005; Aulanier et al. 2006a) and observational studies (*e.g.*, Martin 1998; Schmieder et al. 2004; Chandra et al. 2010; Török et al. 2011; Chandra et al. 2011) showing that the merging of two filaments strongly depends on their chirality and their relative orientation. In particular, the presented filaments evolution would be equivalent to *Experiment 2* of DeVore et al. (2005, see their Fig. 8). Thus, the filaments did not have the opportunity of merging probably because their axial field was oriented in opposite direction along the PIL.

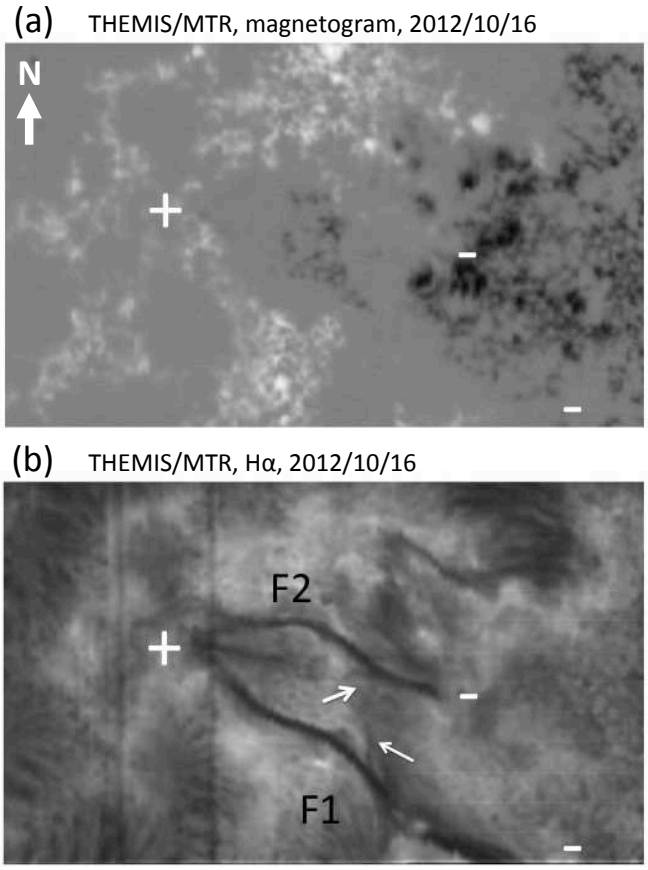

Fig. 2. Active region NOAA 11589 observed on 2012 October 16 by THEMIS/MTR between 08:02 and 09:02 UT. Top: Longitudinal magnetic field. Bottom: Hα map showing the two recently formed filaments of Figure 1. The white arrows indicate the barbs used to infer the filaments chirality. Filament F1 is a dextral filament, F2 is a sinistral filament. The + and − signs indicate the magnetic field polarity of each end of the filaments. The field of view covers $\sim 175'' \times 100''$. The white arrow indicates the north direction.

2.4. The 2012 October 16 flare

On 2012 October 16, the AR was located at heliographic coordinates N13 W11. On that day, the AR produced a C3.3/1F class flare. According to the GOES instruments, the flare started around 16:12 UT, peaked at 16:27 UT, and ended around 16:39 UT. The flare signatures were visible in the different wavelengths observed by the SDO. The 94 Å data from the SDO/AIA indicates that the flare was initiated in the northern part of the AR where magnetic flux emergence was often detected (see the violet arrows in Figure 1).

Figure 3 displays the flare signatures at 1600 and 304 Å during the maximum phase of the flare. These signatures present a similar morphology in both wavelengths. During the flare evolution, the data show the beginning of small, localized brightenings appearing on the north, east, and south parts of the AR. The eastern brightening, which was also the most distinguishable, progressively enhanced and expanded towards the west direction. It formed within the positive polarity, and eventually developed into the eastern ribbon of Figure 3. The northern brightening, which was the less distinguishable, expanded in both the east and west directions. It developed into the northern ribbon of Figure 3 which formed within the positive polarity. This northern ribbon expanded and eventually merged with the eastern ribbon, forming a single, extended ribbon within the positive polarity of the AR. The southern brightening, which formed within the negative polarity, expanded towards the north-west direction, forming the extended southern ribbon. Overall, the observations show that the flare-ribbons developed into two single, extended ribbons that formed around both filaments, one ribbon within the positive polarity, the other within the negative polarity. We note that such ribbons are compatible with the two typical flare-ribbons associated with the classical eruptive and confined flares involving the presence of a filament. Finally, the observations indicate that, at the extended southern ribbon, another brightening developed towards the south-west direction between 16:14 and 16:39 UT. This brightening was probably related to plasma ejection.

Figure 4 presents the evolution of the flare signatures during the decay phase at 193 Å. In this figure, we clearly see the formation of post-flare loops joining the two extended flare-ribbons displayed in Figure 3. From the AR evolution at 193 and 171 Å, we found that the first post-flare loops developed in the northern part of the AR. One of these northern post-flare loops is labeled L_1 in Figure 4. This post-flare loop was quickly followed by the formation of post-flare loops L_2 and L_3 within the central part of the AR. These post-flare loops were then followed by the formation of L_4, and a bulk of post-flare loops in the central part of the AR.

According to the CSHKP model, both eruptive and confined flares — involving the presence of a filament — should be associated with the formation of hot post-flare loops *below* the erupting filament, whether its eruption succeeds or fails (see also Schmieder et al. 1995, 1996; Shibata & Magara 2011; Aulanier et al. 2012). Interestingly, we find that the post-flare loops formed *above* the filaments. Furthermore, the observations indicates that none of the two filaments seemed to be neither disturbed nor erupting during or after the flare. These two features are not consistent with any standard model of eruptive or confined flare. It follows that the two extended flare-ribbons associated with the flare can neither be explained by a successful, nor a failed, filament eruption. A topological analysis is then required to build-up a plausible flare scenario that explains the observed flare dynamics and its associated signatures.

3. Magnetic topology of the active region

3.1. Magnetic field extrapolation

The topological analysis of AR 11589 magnetic field requires the knowledge of the magnetic field in the coronal volume containing the AR. In practice, the coronal magnetic field can be estimated from linear (*e.g.*, Nakagawa & Raadu 1972; Alissandrakis 1981; Démoulin et al. 1989) or nonlinear (see reviews by Wiegelmann & Sakurai 2012; Régnier 2013, and references therein) force-free field extrapolations (LFFF or NLFFF), defined by

$$\nabla \times \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B}\,, \tag{1}$$

using photospheric data as a bottom boundary condition. In Equation (1), the force-free parameter, α, is uniform in space for LFFF extrapolations, and is constant along each elemental flux tubes for NLFFF extrapolations.

Recent studies have shown that NLFFF extrapolations are becoming more and more reliable for inferring the coronal magnetic field from photospheric vector magnetograms (*e.g.*, Schrijver et al. 2008; Canou & Amari 2010; Valori et al. 2012; Wiegelmann et al. 2012; Guo et al. 2012; Jiang & Feng 2013). Because

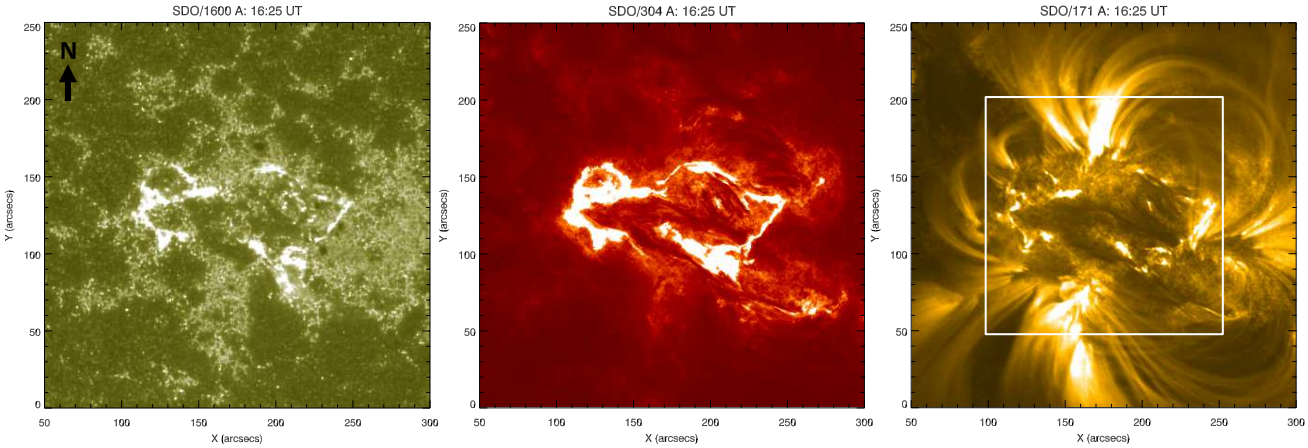

Fig. 3. Flare signatures observed by SDO/AIA on 2012 October 16, at 1600 Å (left), at 304 Å (middle), and at 171 Å (right). The black arrow indicates the north direction. The white square indicates the field-of-view of Figure 4. The temporal evolution of AIA 1600 Å, 304 Å, and 171 Å images is available as a movie in the online edition.

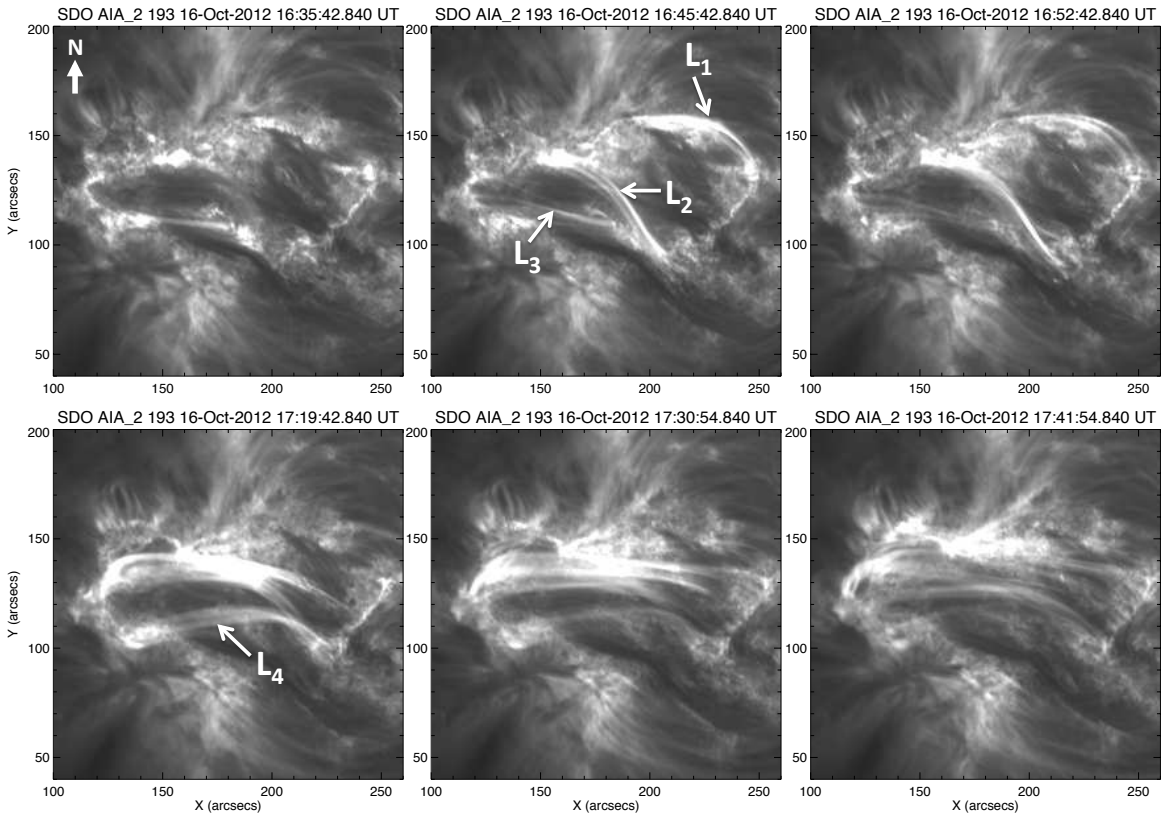

Fig. 4. Flare signatures observed by SDO/AIA on 2012 October 16 at 193 Å. On the top-left panel, the white arrow indicates the north direction.

the EUV data show that AR 11589 was formed of filaments of opposite chirality (see Figure 2) and loops of opposite α-values (see Equation (1)), one may want to consider NLFFF extrapolations to study the topology of the AR.

However, there are two reasons for not considering such extrapolation models in the present study. First, the filaments were located in the plage regions, hence, where the magnetic field is weak and the photospheric electric currents, and local α-values, are not well measured. This would tend to give a nearly potential magnetic field within these regions, which would prevent from retrieving the filaments in an NLFFF extrapolation (*e.g.*, McClymont et al. 1997; Leka & Skumanich 1999; Wiegelmann 2004). The second reason is given by the EUV data showing that none of the filaments seemed to be affected by the evolution of the flare. Indeed, both filaments were still present with the same shape before and after the flare. In addition, the EUV data show that the post-flare loops were formed *above* the filaments contrary to what is expected from the CSHKP model (see Section 2.4). Together, these observations *a priori* suggest that the flare mechanism only involved the magnetic field surrounding

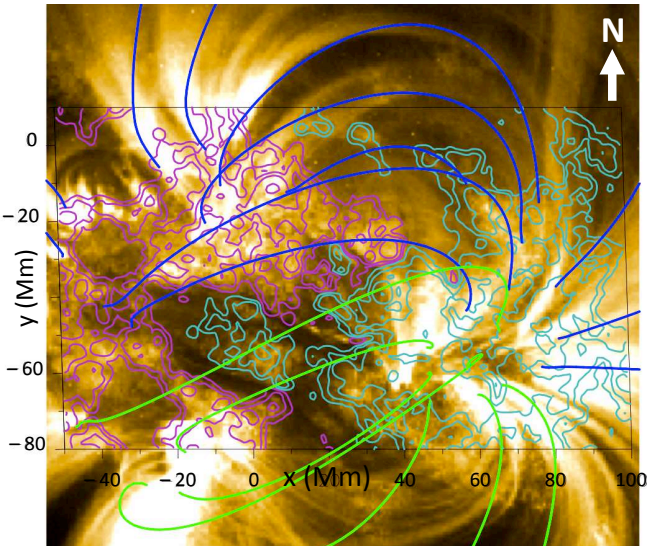

Fig. 5. Zoom on NOAA 11589 at 15:00 UT on 2012 October 16, observed with SDO/AIA at 171 Å and overplotted with selected magnetic field lines from the extrapolation ($\alpha = 7\times10^{-3}$ Mm^{-1}). Blue/green lines are magnetic field lines which give a good/poor match with the AR's coronal loops. Solid purple/cyan lines display isocontours of the photospheric magnetic field, $B_z = [30, 100, 300, 1000]$ Gauss. The white arrow indicates the north direction.

the filaments, and not the magnetic field of the filaments. It is therefore possible to focus the topological analysis of AR 11589 on its global magnetic field using simple LFFF extrapolations.

We thus used Equation (1) with a spatially uniform α to perform a set of LFFF extrapolations. The extrapolations were achieved using the method described in Alissandrakis (1981) for 5 distinct LFFF, such that $\alpha = [-7, -3.5, 0, 3.5, 7]\times10^{-3}$ Mm^{-1}. The method uses fast Fourier transform (FFT) to solve the Helmoltz's equation for a LFF magnetic field of force-free parameter α. The four side boundary conditions are therefore periodic. There is no top boundary condition because the unphysical eigenmodes that increase with height are discarded. The magnetogram used as the bottom boundary condition ($z = 0$) for the extrapolation covers a domain of 368×255 Mm^2 and was taken at 15:00 UT, *e.g.*, about one hour before the beginning of the flare. Due to the fact that the magnetic field evolves only weakly during several days, the exact choice of the magnetogram is not determining.

The extrapolations were performed using a xy-domain roughly twice larger in each direction — padded with zeros — in order to limit aliasing effects. We extrapolated the magnetic field up to $z = 2000$ Mm, leading to an extrapolation domain covering $700^2\times2000$ Mm^3 on a non-uniform grid containing $1024^2\times351$ points. Within the set of performed extrapolations, we kept the extrapolation giving the best match with the northern loops of the AR because this is the region where the flare was initiated according to the SDO/AIA 94 Å data. Using the metrics introduced in Green et al. (2002), we found that the force-free parameter for this extrapolation is $\alpha = 7\times10^{-3}$ Mm^{-1}. Figure 5 displays selected field lines of the magnetic field of this extrapolation in the central part of the AR, plotted over the SDO/AIA 171 Å data.

3.2. QSLs in the active region

3.2.1. QSLs and flare-ribbons

The computation of the squashing degree, Q, in the extrapolation domain was performed using method 3 of Pariat & Démoulin (2012). Figure 6a displays the photospheric mapping of QSLs by showing $\log Q$ at $z = 0$. Plotting magnetic field lines over the $\log Q$ map, we identified three QSLs connected to each other (see Figure 6). The value of Q in these QSLs is typically about $10^3 - 10^4$ which is indicative of strong connectivity gradients. For clarity, these three QSLs are highlighted and labeled Q_i ($i = \{1, 2, 3\}$) in Figure 6b. They are respectively compared with the three identified ribbon-systems, R_i, in Figure 6c.

At this point, it must be re-emphasized that QSLs depend on the magnetic field connectivity (*e.g.*, Démoulin et al. 1996), which depends on the extrapolation assumptions. This means that extrapolations with different assumptions may lead to different QSLs. In some cases, these QSLs could even disappear. For consistency, we thus reconsidered all the other extrapolations performed, *i.e.*, $\alpha = [-7, -3.5, 0, 3.5]\times10^{-3}$ Mm^{-1}, and we computed the squashing degree for all of them (see Figure 7).

The photospheric footprints of QSLs together with magnetic field lines plotting revealed that these three QSLs are reliable (see Figures 7 and 8). Indeed, they are present in each considered LFFF extrapolations with similar shapes and locations, meaning that they are topologically robust structures. There are only few differences that lie on the shapes and intersections of the QSLs footprints. In particular, Figures 7 and 8 show that while Q_2 and Q_3 are always connected regardless of the value of the force-free parameter, Q_1 and Q_2 are solely connected when the force-free parameter of the LFFF extrapolation is positive or null. From the photospheric mapping of Q (see Figure 7), it is clear that only LFFF extrapolations with a positive (or null) force-free parameter display QSLs footprints which have a morphology that is compatible with the flare-ribbons shown Figures 3 and 6. These two figures further justify the use of a positive force-free parameter to analyze the topology of the AR's magnetic field, and our choice to consider the extrapolation giving the best match with the northern coronal loops where Q_1 and the trigger of the flare were located. Among our LFFF extrapolations, we found that the QSLs from the $\alpha = 7\times10^{-3}$ Mm^{-1} extrapolation give the best match with the flare-ribbons shape (see Figure 6c). We emphasize that a magnetic field extrapolation performed about 30 minutes after the flare, using $\alpha = 7\times10^{-3}$ Mm^{-1}, further shows that the three identified QSLs were also temporally robust because they subsisted throughout the duration of the flare (see panels (a) and (c) of Figures 7 and 8).

Together with magnetic field lines plotting, Figure 6a allows to distinguish between two double C-shaped QSL footprints, $Q_{\{1,2\}}$, and a circular-like QSL, Q_3, in agreement with the three flare-ribbons, R_i (see also Figure 8a). A few discrepancies are found between the QSLs footprints and the flare-ribbons shape and location, which results in a rather poor overlay (not shown here). We found the main discrepancies in the identification of $Q_{3,curv}$, and in the relative positions of Q_2 and R_2. The first is related to the difficulty of distinguishing $R_{3,curv}$ from $R_{1,arc}$ and $R_{2,curv}$ in the AIA 1600 Å images while it is possible in the extrapolation. The observations tend to suggest that, in the real configuration, $Q_{1,arc}$, $Q_{2,curv}$ and $Q_{3,curv}$ are more entangled than in the extrapolation. The second is related to the deformation of $R_{2,arc}$ compared with $Q_{2,arc}$, and the displacement of $R_{2,curv}$ compared with $Q_{2,curv}$. The extrapolation shows that $Q_{2,arc}$ is much closer to the PIL than suggested by the corresponding

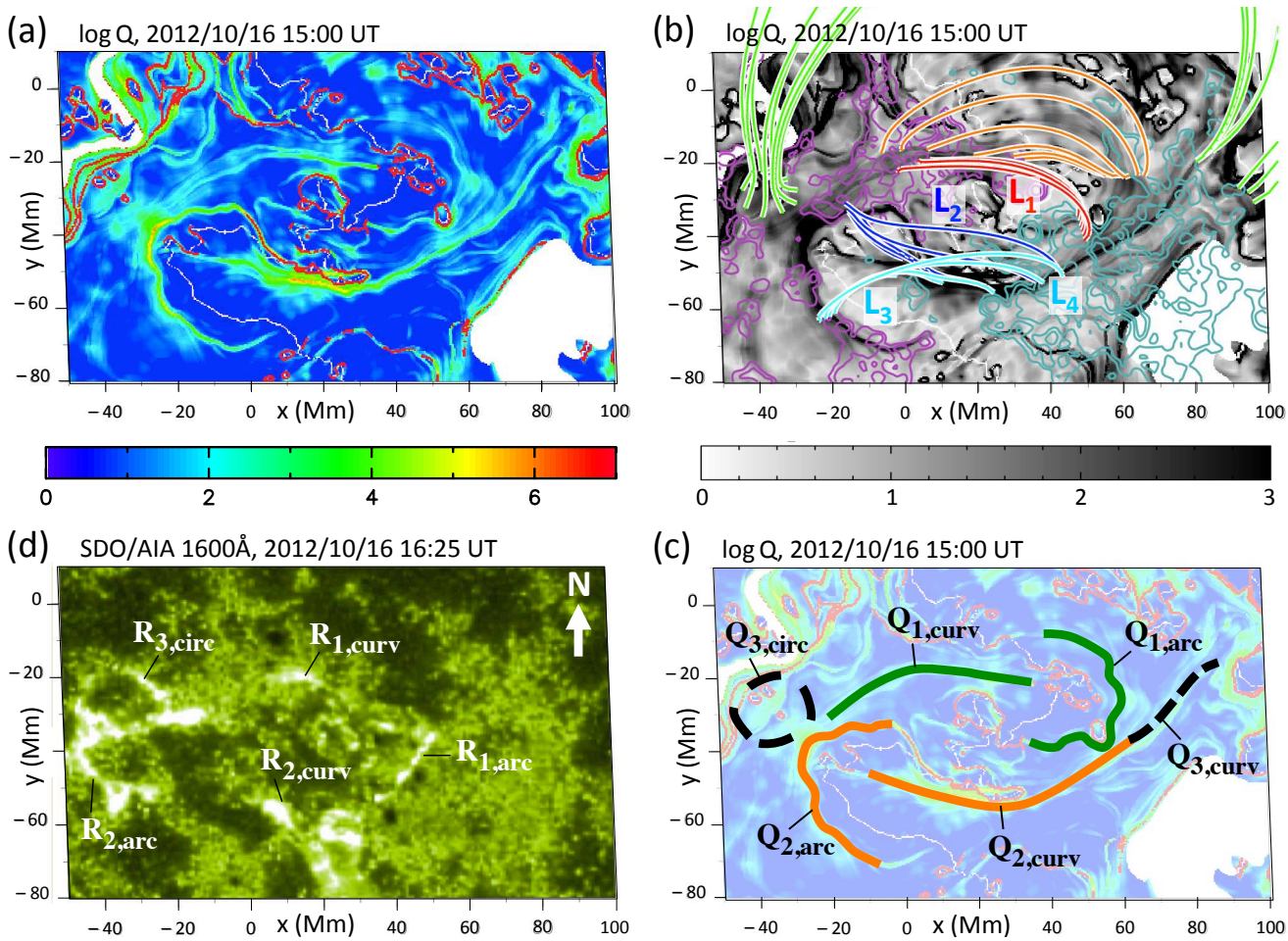

Fig. 6. Zoom on NOAA 11589. (a) Photospheric mapping of QSLs from the computation of the squashing degree, Q. White regions are related to magnetic field lines which are open at the scale of the extrapolation domain, and where Q is not computed. (b) Selected magnetic field lines and (c) photospheric footprints of the identified QSLs plotted over the photospheric Q-map. The field-lines labeled $L_{i=\{1,2,3,4\}}$ indicate possible candidates for the four post-flare loops labeled in Figure 4. (d) Flare-ribbons labelled with respect to the identified QSLs footprints. The white arrow indicates the north direction.

flare-ribbon. Also, $Q_{2,curv}$ is very close to the PIL of the northern filament while the associated ribbon locates it more in the central part between the two filaments.

It is arguable that all these discrepancies are related to the assumption we made by only considering the global magnetic field of the AR and extrapolating it in LFFF. Indeed, such a hypothesis does not allow to model the highly-stressed filament magnetic fields and their close surroundings. This probably results in local modifications of the connectivity of magnetic field lines, which are responsible for the deformation and displacement of the QSLs in our extrapolation, as compared with the shape and location of the flare-ribbons. Nevertheless, distinctive discrepancies between QSLs footprints and flare-ribbons can also be found in NLFFF extrapolations. Indeed, this clearly appears in the atypical flare studied by Liu et al. (2014), as can be seen in their Figures 7(d) and 7(e). We thus conjecture that such mismatches between QSLs footprints and flare-ribbons are more generally inherent to the force-free model of choice.

Despite the aforementioned discrepancies, we find a good qualitative agreement between the QSLs footprints and the flare ribbons of our studied event. This match validates the use of a simplified LFFF model to study the topology of AR 11589 and relate it to the origin of the flare.

Finally, Figure 6a further exhibits two types of very-high Q-regions: the long red stripes closed to the open-field regions (white areas in the Q-map) at the East/West edges of the AR, and the red segments and round-shapes. The first are due to the aliasing from the periodic boundary conditions and are spurious. The second are due to very low-altitude null-points located above small parasitic polarities. These small QSLs may sustain magnetic reconnection, and lead to small-scale jets and brightpoints. However, they are unrelated to the flare because their field lines do not intersect the QSL system $Q_{1,2,3}$. We therefore ignore them in our analysis.

3.2.2. A complex interlinked topology

Figure 6b displays a cartoon of the inferred magnetic topology plotted over the photospheric Q-map. It comprises the two double C-shaped QSLs (green and orange QSLs) that resemble the QSL of the quadrupolar magnetic configuration from Titov et al. (2002) or Aulanier et al. (2005). The cartoon also shows that the green and orange QSLs are connected to each other via a third QSL whose footprints have a shape very similar to the QSL of the null-point configuration studied in Masson et al. (2009) and Reid et al. (2012).

While we did not find a null-point associated with Q_3, the topology of the magnetic field in the region of $Q_{3,circ}$, as well as the corresponding circular flare-ribbons, are typical signatures of the presence of a magnetic null-point (see *e.g.*, Masson et al. 2009; Wang & Liu 2012; Deng et al. 2013). The circular-like shape of the positive magnetic polarity in this region and the low negative magnetic flux suggest the presence of a very low-lying, nearly photospheric null-point. The absence of a null-point in the corresponding region of our LFFF extrapolation is very likely related to the strength of the magnetic field measured by HMI. Indeed, in the region of Q_3, the HMI data display three distinctive negative magnetic polarities whose magnetic field is of the order of $\lessapprox$ 9 Gauss, which is lower than the 10 Gauss of HMI sensitivity. We conjecture that the absence of a null-point in the corresponding region of our LFFF extrapolation is not inherent to the extrapolation, but is due to a poor precision in the measurement of the weak negative flux — whose strength is comparable to the instrument sensitivity — which prevents from retrieving the null.

Overall, the above results show that AR 11589 presents a complex topology which comprises two double C-shaped QSLs, one quasi-separator that links them both (Parnell et al. 2010a), and a possible null-point. Such a topology is favorable for the build-up of electric current layers at any of the identified QSLs (*e.g.*, Aulanier et al. 2005; Haynes et al. 2007). Furthermore, any disturbance of any of these topological systems is likely to trigger magnetic reconnection at all the others (*e.g.*, Parnell et al. 2008, 2010b).

4. A confined flare above filaments

4.1. Driver

To identify the possible driver of the observed C3.3 flare, we considered HMI and AIA 1600 Å data sets at a 12-min cadence within a range of 4 hours prior to, and after, the flare.

Before the flare, the region of the magnetogram enclosed by the cyan rectangle in Figure 9a displayed spatially-aperiodic successions of opposite magnetic polarities in directions oriented from the north-east towards the south-west. These patterns were spatially correlated with Ellerman bombs (EBs; Ellerman 1917) as highlighted in Figure 9c. EBs are small recurring brightenings often observed in the photospheric wings of chromospheric lines (*e.g.*, Vorpahl & Pope 1972; Kurokawa et al. 1982; Qiu et al. 2000; Georgoulis et al. 2002; Bernasconi et al. 2002; Pariat et al. 2004, 2007; Fang et al. 2006; Bello González et al. 2013; Vissers et al. 2013). They are believed to be the result of bald-patch reconnection occurring along undulatory, or serpentine, flux tubes as they cross the photosphere and emerge into the solar corona (see Pariat et al. 2004; Cheung et al. 2010). Our LFFF extrapolation suggests that such serpentine flux tubes were indeed present prior to the flare, in the region hosting EBs, as shown Figure 9d. Finally, Figure 9b shows that a new bipole appeared some time after the flare, as inferred from the broad patches of opposite polarities present in the center of the cyan rectangle and which are accompanied with small-scale bipolar patches.

Such observational features are clear signatures of magnetic flux emergence starting hours before the flare onset. This emergence occurred below the QSL Q_1, in between the western part of the $Q_{1,curv}$ and the southern part of the $Q_{1,arc}$ branches. Furthermore, this region below Q_1 corresponds to the location of the first flare brightennings. So this continuous emergence below Q_1 may well have induced magnetic reconnection at this QSL. It may thus have been responsible for the trigger of the flare (*e.g.*, Schmieder et al. 1997; Bagalá et al. 2000; del Zanna et al. 2006). Hence, we conjecture that continuous emergence starting prior to the flare, and occurring below the northern QSL of the AR, was the driver of the observed C-class flare.

4.2. Proposed flare scenario

We propose that the observed C-class flare was the result of a multiple-step reconnection mechanism driven by magnetic flux emergence below Q_1. In this scenario, the continuous magnetic flux emergence below Q_1 leads to the accumulation of magnetic stress at Q_1, which results in the build-up of an electric current layer at this QSL (*e.g.*, Milano et al. 1999; Aulanier et al. 2005; Török et al. 2009). This emergence leads to the intensification and the thinning of this current layer, which eventually triggers slipping/slip-running magnetic reconnection (Aulanier et al. 2006b), at Q_1, of the emerging field with the ambient pre-existing magnetic field.

Because of the proximity of $Q_{1,arc}$ with $Q_{2,curv}$ and $Q_{3,curv}$, or $Q_{1,curv}$ with $Q_{2,arc}$ and $Q_{3,circ}$, the slipping/slip-running magnetic reconnection at Q_1 is likely to stress the magnetic field of Q_2 and Q_3 since magnetic stress can be transported at all QSLs via the quasi-separator that links the QSLs all together (*e.g.*, Priest & Titov 1996; Galsgaard & Nordlund 1997; Parnell et al. 2008). Indeed, at the quasi-separator, the QSLs share common magnetic field lines. The stress of such field lines at one of the QSLs is thus likely to also build-up stress at the quasi-separator and/or at the other QSL(s) sharing these field lines. Such a stress may build-up electric currents at Q_2 and Q_3, or may increase pre-existing electric currents within these two QSLs. Eventually, the induced stress of Q_2 and/or Q_3 triggers magnetic reconnection at these two QSLs.

In our scenario, the flare is thus the consequence of continuous slow emergence of magnetic flux below Q_1, which results in slipping/slip-running reconnection at this QSL, eventually triggering reconnection at the two other interlinked QSLs. Particle acceleration is thus expected at all QSLs, implying the formation of flare-ribbons at all QSLs footprints, and post-flare loops anchored into the flare-ribbons (*e.g.*, Gorbachev & Somov 1989; Schmieder et al. 1997; Mandrini et al. 2006; Baker et al. 2009; Chandra et al. 2011), as supported by the AIA 1600 and 193 Å data in Figures 6 and 4 in this particular event.

It must be emphasized that all three QSLs involved in our flare scenario are located above the two observed non-eruptive filaments which are passive during the flare that spreads in the corona *above* and *around* them. This *a posteriori* supports the assumption made in Section 3.1, that the flare mechanism did not involve the magnetic field of the filaments. Our scenario thus explains the formation of the two extended flare-ribbons around the two filaments, as the consequence of sequential magnetic reconnection occurring in a complex system of three interlinked QSLs located above the filaments.

5. Summary and Discussion

In this study, we used multi-wavelength, high-resolution observations obtained by the SDO, ARIES and THEMIS instruments, so to analyze the dynamics of the magnetic field of AR NOAA 11589 that led to a non-standard C3.3 class flare on 2012 October 16. The AR evolution was associated with large-scale magnetic flux cancellation that led to the formation of two filaments of opposite chirality. Unlike what the standard model predicts, the flare loops formed *above* and not *below* the filaments. Furthermore, the latter were apparently not involved

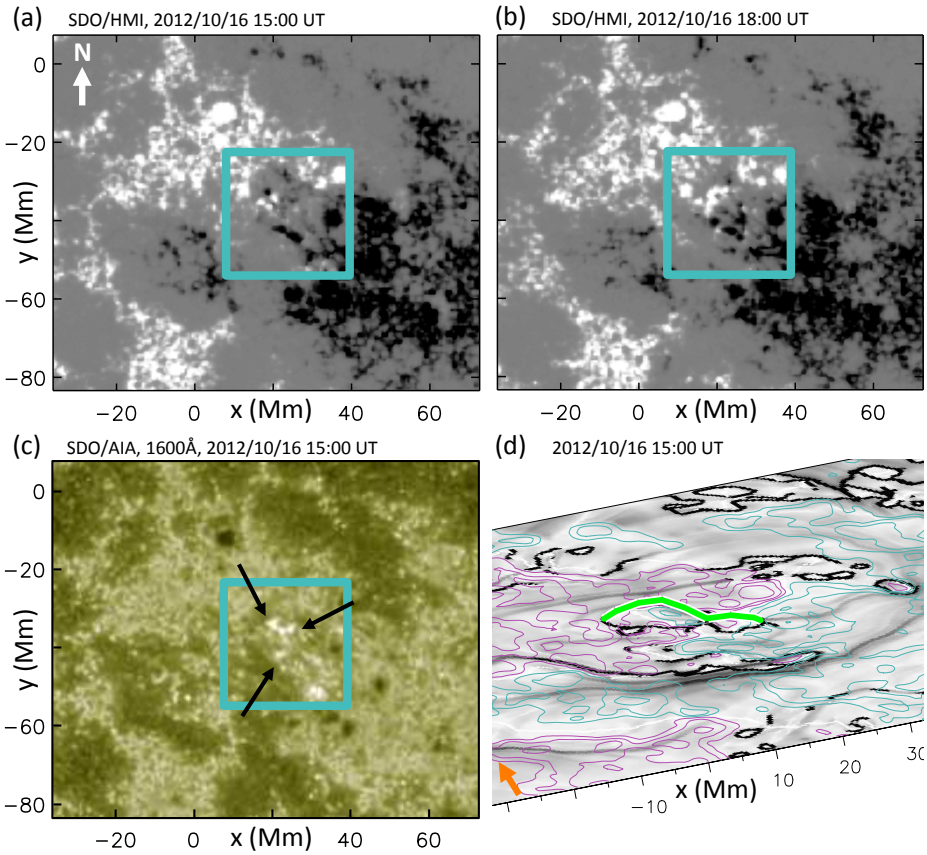

Fig. 9. Signatures of magnetic flux emergence occurring in NOAA 11589 around the time of the flare. The cyan rectangle highlights the region of magnetic flux emergence. HMI magnetograms in greyscale (a) before the flare, and (b) after the flare. The temporal evolution of the magnetograms is available as a movie in the online edition. (c) AIA 1600 Å image showing some EBs which are highlighted by the black arrows. (d) extrapolated serpentine field line (green) associated with the EBs shown panel (c), plotted over the photospheric mapping of the QSLs (greyscale). Solid purple/cyan lines show the same B_z isocontours as in Figure 5. The white and orange arrows indicate the north direction.

in the flare mechanism, since they did not erupt. The dataset considered here also presented the signatures of localized magnetic flux emergence episodes in the northern part of the AR. Our analysis indicates that the flare was driven by one of these episodes that actually took place below a complex system of quasi-separatrix layers (QSLs), as calculated in a linear force-free field (LFFF) extrapolation. This continuous magnetic flux emergence presumably stressed the magnetic field of the QSLs, thus resulting in the development of narrow and intense current layers within them. This scenario implies the occurrence of multiple and sequential magnetic reconnections within the complex set of QSLs, which led to the observed flare. This scenario is supported by the relatively good match found between the expected timing of the QSL activations, the shape of the QSL footprints, and the development and morphology of complex flare ribbons and loops as observed in the EUV (see online movies associated with Figures 3 and 4).

By performing a set of LFFF extrapolations using different values of the force-free parameter, we have demonstrated the robustness of the derived complex topology, and hence of our results. More generally, our study shows the stability of the QSLs related to large-scale coronal loops/magnetic fields that are not associated with a magnetic flux-rope. In particular, it shows the stability of such QSLs (1) against changes — within a certain range — of the force-free parameter for LFFF extrapolations (see also Aulanier et al. 2005), and (2) against temporal variations that do not result in a major evolution of the photospheric magnetic flux and/or of electric currents (see also the large-scale QSL of the quadrupolar AR 11158 in Zhao et al. 2014). We recall that the force-free parameter controls the amount of electric current density in magnetic field lines, which can be observationally related to the photospheric transverse/horizontal magnetic field. Therefore, the stability of the QSLs of large-scale coronal loops/magnetic fields — that are not associated with a magnetic flux-rope — suggests that such QSLs are mainly constrained by the photospheric longitudinal/vertical magnetic field, hence, by the large-scale distribution of the photospheric magnetic flux.

It is worth noticing that the flare scenario that we proposed is based on one important conjecture, namely that slip-running reconnection may activate several QSLs which are linked together. This may be expected because reconnecting field lines may slip from one QSL to another. In this picture, a given field line may reconnect at least two times in the considered magnetic configuration. Such sequences of magnetic reconnections for a given field line have already been reported for magnetic configurations with separatrices intersecting at a separator (*e.g.*, Galsgaard & Nordlund 1997; Haynes et al. 2007; Parnell et al. 2010a). However, to the authors' knowledge, it has never been shown to occur in complex QSL systems in which two QSLs are located in the vicinity of one another. Therefore, this conjecture should be addressed by future numerical experiments in which the initial magnetic field configurations should possess two neighboring QSLs.

The C3.3 class flare analyzed in this paper is a typical example of an atypical flare exhibiting signatures common to both standard and confined solar flares. Indeed, at large scales, the flare initially appears to be associated with the formation of two extended ribbons that developed parallel to and aside the filaments, in a globally bipolar active region, just like in the standard model. However, at smaller scales, the polarity inversion line is strongly curved. The ribbons have a complex shape, and they did not brighten simultaneously. Together, these two fea-

tures suggest some coupling of remote regions that did not seem to be magnetically linked to the filaments. Furthermore, the filaments did neither erupt, nor were they associated with any failed eruption. Explaining this type of atypical events in general may be a challenge for the usual eruptive and confined flare models. Nevertheless, the topological analysis of the magnetic field derived from a force-free extrapolation, here achieved using the QSL method (applied with the squashing degree, Q ; Démoulin et al. 1997), shows that it is possible to explain atypical flare signatures as a complex QSL system which allows to couple remote regions via slip-running reconnection (Aulanier et al. 2006b).

On the one hand, this work further confirms that QSLs play a key role for 3D reconnection in solar flares, as reported in previous studies of less complex events (*e.g.*, Schmieder et al. 1997; Mandrini et al. 2006; Chandra et al. 2011). On the other hand, this study suggests that topological analyses, such as the QSL method (using either N or Q), may also be the answer to explaining atypical solar flares, that may actually be more numerous than the more classical eruptive and confined flares which are often analyzed in the literature. This conclusion is further confirmed by the topological analysis of a different atypical flare studied, in the framework of the QSL method, by Liu et al. (2014). In their event, the magnetic configuration was derived using a nonlinear force-free field (NLFFF) extrapolation. Similarly to our event, the derived configuration possessed a large-scale QSL above a magnetic flux-rope (although our event was associated with two QSLs and two filaments, each QSL lying above a filament). As in our case, the flare was likely driven by magnetic flux emergence occurring below the large-scale QSL, in a region different from the flux-rope location, and which eventually triggered magnetic reconnection at this QSL. However, contrary to our event, the continuous reconnection at the large-scale QSL of their configuration eventually destabilized the flux-rope whose eruption failed due to the presence of strong confining arcades above it.

If atypical solar flares are the most numerous, then the study by Liu et al. (2014) and ours suggest that the classical paradigm of confined and eruptive flares should be revisited. Note, however, that these are only two independent case studies, so further topological analyses of atypical solar flares, either using LFFF or NLFFF extrapolations, are required to confirm such a statement and that topological studies are indeed relevant for all these complex events.

Acknowledgements. We thank the referee for helpful comments that improved the paper. We deeply thank Dr. W. Uddin for providing us with the observations of the ARIES telescope. We thank all the team of THEMIS for adjusting the telescope during our observing campaign and the director, Bernard Gelly for providing us with the data. K.D. thanks E. Pariat for fruitful discussions that helped in identifying the driver of the flare. R.C. thanks the Observatoire de Paris for the grant given during his stay in Meudon in January 2013. We acknowledge the open data policy of NASA/SDO.

References

Alissandrakis, C. E. 1981, A&A, 100, 197
Aly, J. J. & Amari, T. 1997, A&A, 319, 699
Antiochos, S. K., Dahlburg, R. B., & Klimchuk, J. A. 1994, ApJ, 420, L41
Aulanier, G. 2011, in IAU Symposium, Vol. 273, IAU Symposium, ed. D. Prasad Choudhary & K. G. Strassmeier, 233–241
Aulanier, G. & Démoulin, P. 1998, A&A, 329, 1125
Aulanier, G., DeVore, C. R., & Antiochos, S. K. 2006a, ApJ, 646, 1349
Aulanier, G., Janvier, M., & Schmieder, B. 2012, A&A, 543, A110
Aulanier, G., Pariat, E., & Démoulin, P. 2005, A&A, 444, 961
Aulanier, G., Pariat, E., Démoulin, P., & DeVore, C. R. 2006b, Sol. Phys., 238, 347
Bagalá, L. G., Mandrini, C. H., Rovira, M. G., & Démoulin, P. 2000, A&A, 363, 779
Baker, D., van Driel-Gesztelyi, L., Mandrini, C. H., Démoulin, P., & Murray, M. J. 2009, ApJ, 705, 926
Bello González, N., Danilovic, S., & Kneer, F. 2013, A&A, 557, A102
Bernasconi, P. N., Rust, D. M., Georgoulis, M. K., & Labonte, B. J. 2002, Sol. Phys., 209, 119
Canou, A. & Amari, T. 2010, ApJ, 715, 1566
Carmichael, H. 1964, NASA Special Publication, 50, 451
Chandra, R., Jain, R., Uddin, W., et al. 2006, Sol. Phys., 239, 239
Chandra, R., Pariat, E., Schmieder, B., Mandrini, C. H., & Uddin, W. 2010, Sol. Phys., 261, 127
Chandra, R., Schmieder, B., Aulanier, G., & Malherbe, J. M. 2009, Sol. Phys., 258, 53
Chandra, R., Schmieder, B., Mandrini, C. H., et al. 2011, Sol. Phys., 269, 83
Chen, H., Ma, S., & Zhang, J. 2013, ApJ, 778, 70
Cheung, M. C. M., Rempel, M., Title, A. M., & Schüssler, M. 2010, ApJ, 720, 233
del Zanna, G., Berlicki, A., Schmieder, B., & Mason, H. E. 2006, Sol. Phys., 234, 95
Démoulin, P. 2006, Adv. Space Res., 37, 1269
Démoulin, P. 2007, Advances in Space Research, 39, 1367
Démoulin, P., Bagala, L. G., Mandrini, C. H., Henoux, J. C., & Rovira, M. G. 1997, A&A, 325, 305
Démoulin, P., Priest, E. R., & Anzer, U. 1989, A&A, 221, 326
Démoulin, P., Priest, E. R., & Lonie, D. P. 1996, J. Geophys. Res., 101, 7631
Deng, N., Tritschler, A., Jing, J., et al. 2013, ApJ, 769, 112
Deng, Y., Lin, Y., Schmieder, B., & Engvold, O. 2002, Sol. Phys., 209, 153
DeVore, C. R., Antiochos, S. K., & Aulanier, G. 2005, ApJ, 629, 1122
Ellerman, F. 1917, ApJ, 46, 298
Fang, C., Tang, Y. H., Xu, Z., Ding, M. D., & Chen, P. F. 2006, ApJ, 643, 1325
Forbes, T. G. & Malherbe, J. M. 1986, ApJ, 302, L67
Galsgaard, K. & Nordlund, Å. 1997, J. Geophys. Res., 102, 231
Gekelman, W., Lawrence, E., & Van Compernolle, B. 2012, ApJ, 753, 131
Georgoulis, M. K., Rust, D. M., Bernasconi, P. N., & Schmieder, B. 2002, ApJ, 575, 506
Giovanelli, R. G. 1947, MNRAS, 107, 338
Gorbachev, V. S. & Somov, B. V. 1989, Soviet Ast., 33, 57
Green, L. M., López fuentes, M. C., Mandrini, C. H., et al. 2002, Sol. Phys., 208, 43
Guo, Y., Ding, M. D., Liu, Y., et al. 2012, ApJ, 760, 47
Guo, Y., Ding, M. D., Schmieder, B., et al. 2010, ApJ, 725, L38
Hanaoka, Y. 1997, Sol. Phys., 173, 319
Haynes, A. L., Parnell, C. E., Galsgaard, K., & Priest, E. R. 2007, Royal Society of London Proceedings Series A, 463, 1097
Heyvaerts, J., Priest, E. R., & Rust, D. M. 1977, ApJ, 216, 123
Hirayama, T. 1974, Sol. Phys., 34, 323
Janvier, M., Aulanier, G., Pariat, E., & Démoulin, P. 2013, A&A, 555, A77
Jiang, C. & Feng, X. 2013, ApJ, 769, 144
Kopp, R. A. & Pneuman, G. W. 1976, Sol. Phys., 50, 85
Kurokawa, H., Kawaguchi, I., Funakoshi, Y., & Nakai, Y. 1982, Sol. Phys., 79, 77
Kusano, K., Bamba, Y., Yamamoto, T. T., et al. 2012, ApJ, 760, 31
Lawrence, E. E. & Gekelman, W. 2009, Physical Review Letters, 103, 105002
Leka, K. D. & Skumanich, A. 1999, Sol. Phys., 188, 3
Lemen, J. R., Title, A. M., Akin, D. J., et al. 2012, Sol. Phys., 275, 17
Liu, R., Titov, V. S., Gou, T., et al. 2014, ApJ, 790, 8
Longcope, D. W. 2005, Living Reviews in Solar Physics, 2, 7
Low, B. C. & Wolfson, R. 1988, ApJ, 324, 574
Mackay, D. H., Karpen, J. T., Ballester, J. L., Schmieder, B., & Aulanier, G. 2010, Space Sci. Rev., 151, 333
Maia, D., Aulanier, G., Wang, S. J., et al. 2003, A&A, 405, 313
Mandrini, C. H., Démoulin, P., Bagala, L. G., et al. 1997, Sol. Phys., 174, 229
Mandrini, C. H., Démoulin, P., Schmieder, B., et al. 2006, Sol. Phys., 238, 293
Martens, P. C. & Zwaan, C. 2001, ApJ, 558, 872
Martin, S. F. 1998, Sol. Phys., 182, 107
Masson, S., Aulanier, G., Pariat, E., & Klein, K.-L. 2012, Sol. Phys., 276, 199
Masson, S., Pariat, E., Aulanier, G., & Schrijver, C. J. 2009, ApJ, 700, 559
McClymont, A. N., Jiao, L., & Mikic, Z. 1997, Sol. Phys., 174, 191
Milano, L. J., Dmitruk, P., Mandrini, C. H., Gómez, D. O., & Démoulin, P. 1999, ApJ, 521, 889
Moore, R. L., Sterling, A. C., Hudson, H. S., & Lemen, J. R. 2001, ApJ, 552, 833
Nakagawa, Y. & Raadu, M. A. 1972, Sol. Phys., 25, 127
Nishio, M., Yaji, K., Kosugi, T., Nakajima, H., & Sakurai, T. 1997, ApJ, 489, 976
Pariat, E., Aulanier, G., Schmieder, B., et al. 2004, ApJ, 614, 1099
Pariat, E. & Démoulin, P. 2012, A&A, 541, A78
Pariat, E., Schmieder, B., Berlicki, A., et al. 2007, A&A, 473, 279
Parnell, C. E., Haynes, A. L., & Galsgaard, K. 2008, ApJ, 675, 1656
Parnell, C. E., Haynes, A. L., & Galsgaard, K. 2010a, Journal of Geophysical Research (Space Physics), 115, 2102

Parnell, C. E., Maclean, R. C., & Haynes, A. L. 2010b, ApJ, 725, L214
Pesnell, W. D., Thompson, B. J., & Chamberlin, P. C. 2012, Sol. Phys., 275, 3
Pevtsov, A. A., Balasubramaniam, K. S., & Rogers, J. W. 2003, ApJ, 595, 500
Priest, E. R. & Démoulin, P. 1995, J. Geophys. Res., 100, 23443
Priest, E. R. & Forbes, T. G. 1992, J. Geophys. Res., 97, 1521
Priest, E. R. & Forbes, T. G. 2002, A&A Rev., 10, 313
Priest, E. R. & Titov, V. S. 1996, Royal Society of London Philosophical Transactions Series A, 354, 2951
Qiu, J., Ding, M. D., Wang, H., Denker, C., & Goode, P. R. 2000, ApJ, 544, L157
Régnier, S. 2013, ArXiv e-prints
Reid, H. A. S., Vilmer, N., Aulanier, G., & Pariat, E. 2012, A&A, 547, A52
Savcheva, A., Pariat, E., van Ballegooijen, A., Aulanier, G., & DeLuca, E. 2012, ApJ, 750, 15
Schmieder, B., Aulanier, G., Demoulin, P., et al. 1997, A&A, 325, 1213
Schmieder, B., Heinzel, P., van Driel-Gesztelyi, L., & Lemen, J. R. 1996, Sol. Phys., 165, 303
Schmieder, B., Heinzel, P., Wiik, J. E., et al. 1995, Sol. Phys., 156, 337
Schmieder, B., Mein, N., Deng, Y., et al. 2004, Sol. Phys., 223, 119
Schou, J., Borrero, J. M., Norton, A. A., et al. 2012, Sol. Phys., 275, 327
Schrijver, C. J., De Rosa, M. L., Metcalf, T., et al. 2008, ApJ, 675, 1637
Shibata, K. 1999, Ap&SS, 264, 129
Shibata, K. & Magara, T. 2011, Living Reviews in Solar Physics, 8, 6
Shibata, K., Masuda, S., Shimojo, M., et al. 1995, ApJ, 451, L83
Sturrock, P. A. 1966, Nature, 211, 695
Syrovatskii, S. I. 1981, ARA&A, 19, 163
Titov, V. S., Hornig, G., & Démoulin, P. 2002, J. Geophys. Res., 107, 1164
Török, T., Aulanier, G., Schmieder, B., Reeves, K. K., & Golub, L. 2009, ApJ, 704, 485
Török, T., Chandra, R., Pariat, E., et al. 2011, ApJ, 728, 65
Török, T. & Kliem, B. 2005, ApJ, 630, L97
Valori, G., Green, L. M., Démoulin, P., et al. 2012, Sol. Phys., 278, 73
van Ballegooijen, A. A. & Martens, P. C. H. 1989, ApJ, 343, 971
Vissers, G. J. M., Rouppe van der Voort, L. H. M., & Rutten, R. J. 2013, ApJ, 774, 32
Vorpahl, J. & Pope, T. 1972, Sol. Phys., 25, 347
Wang, H. & Liu, C. 2012, ApJ, 760, 101
Wang, Y.-M. & Muglach, K. 2007, ApJ, 666, 1284
Wiegelmann, T. 2004, Sol. Phys., 219, 87
Wiegelmann, T. & Sakurai, T. 2012, Living Reviews in Solar Physics, 9, 5
Wiegelmann, T., Thalmann, J. K., Inhester, B., et al. 2012, Sol. Phys., 281, 37
Wilmot-Smith, A. L., Pontin, D. I., & Hornig, G. 2010, A&A, 516, A5
Zhao, J., Li, H., Pariat, E., et al. 2014, ApJ, 787, 88

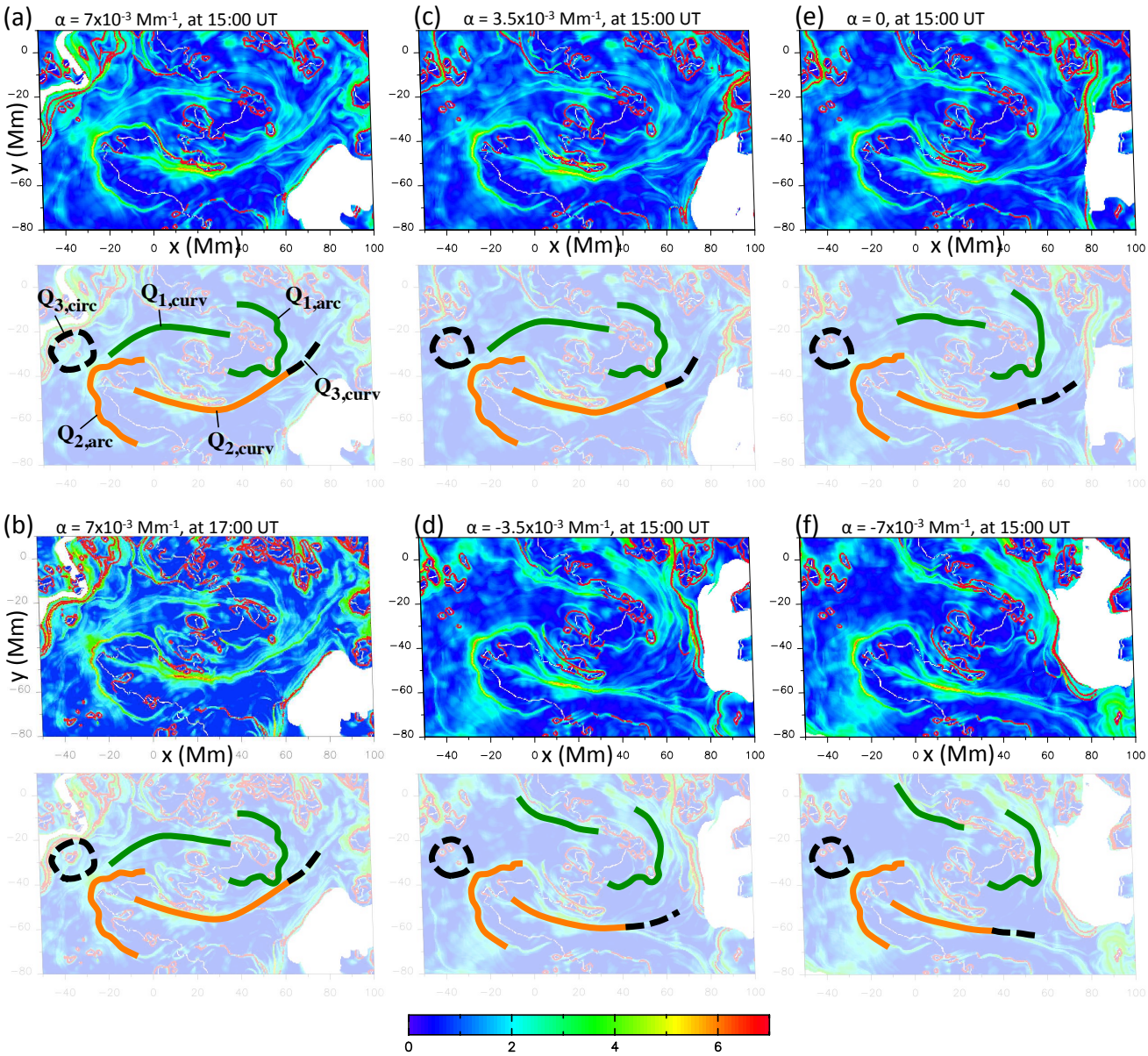

Fig. 7. Photospheric mapping of the QSLs of NOAA 11589, from the computation of the squashing degree, Q, for all our LFFF extrapolations. (a, c, e, d, f) $\sim$ 1 hour before the flare, at 15:00 UT for $\alpha = [7, 3.5, 0, -3.5, -7] \times 10^{-3}$ Mm^{-1}. (b) $\sim$ 30 minutes after the flare, at 17:00 UT, for $\alpha = 7 \times 10^{-3}$ Mm^{-1} (*i.e.*, the value considered in this paper).

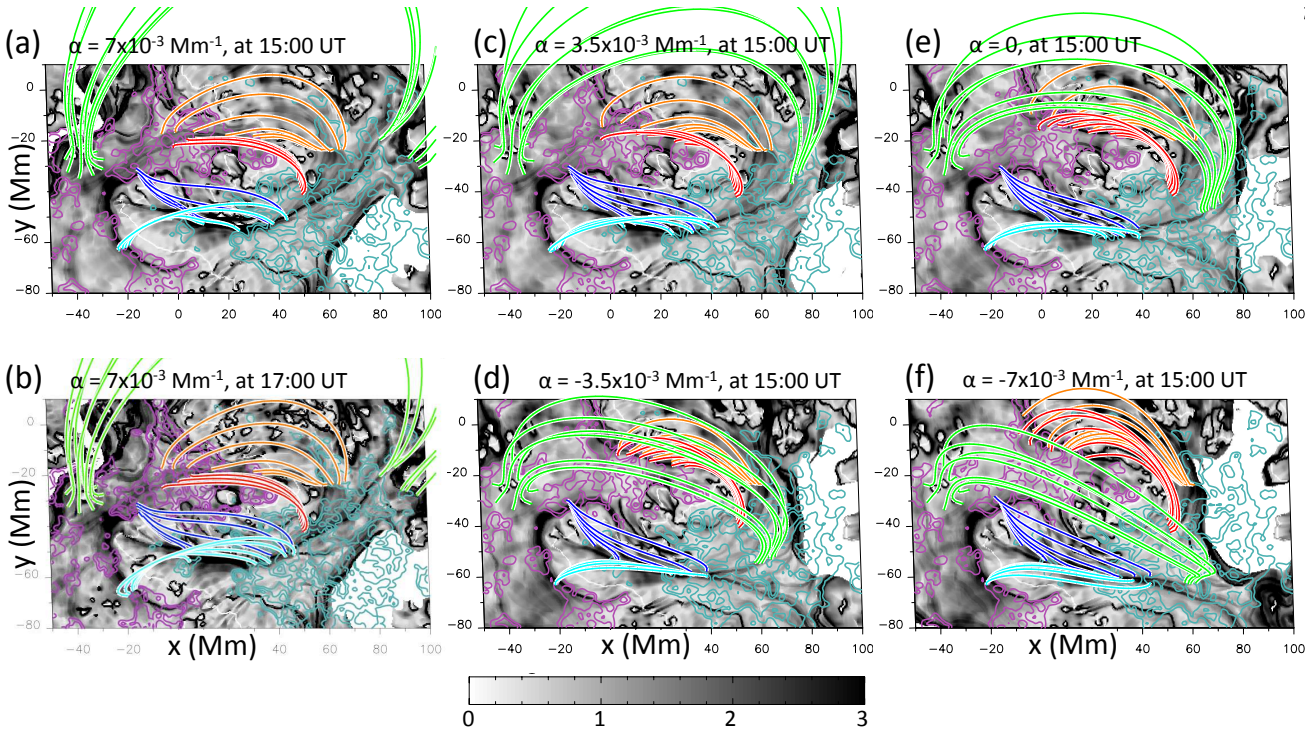

Fig. 8. Selected field lines belonging to the three QSLs of NOAA 11589 identified in Figure 6b, for the same extrapolations as in Figure 7. Red/orange, dark/light-blue, and green field lines respectively belong to Q_1, Q_2, and Q_3. The grey-scale displays the photospheric map of the squashing degree, Q. Solid purple/cyan lines are isocontours of the photospheric vertical magnetic field, $B_z = [150, 300, 600]$ Gauss.

6.3 Jets coronaux : géométrie du champ magnétique et reconnexion magnétique à un point nul en 3D

Les jets solaires forment une classe particulière d'éruptions solaires. Les jets sont des événements éruptifs, transitoires, collimatés, observés dans l'atmosphère solaire. Ces événements sont observés sur une large gamme temporelle, spatiale, spectrale, énergétique, *etc.* Leurs propriétés diffèrent selon la longueur d'onde, ce qui a amené à une large classification d'événements dont le comportement est caractéristique des jets. On compte ainsi les spicules (voir Fig. 2.3 ; *e.g.*, Tziotziou et al. 2003; De Pontieu et al. 2007), les jets anémones (voir Fig. 6.9a ; *e.g.*, Shibata et al. 2007; Nishizuka et al. 2011), les Hα *surges* (voir Fig. 6.9b ; *e.g.*, Schmieder et al. 1995; Chen et al. 2008), les jets Ca II (voir Fig. 2.14-bas ; *e.g.*, Nishizuka et al. 2008; Morita et al. 2010), les jets coronaux en EUV (voir Fig. 6.9-bas ; *e.g.*, Nisticò et al. 2009; Kamio et al. 2010), les jets coronaux en rayons-X (voir Fig. 6.9c ; *e.g.*, Shibata et al. 1992; Savcheva et al. 2007), ou encore, les jets en lumière blanche (voir Fig. 6.9d ; *e.g.*, Wang et al. 1998; Wang & Sheeley 2002).

Dans cette partie, nous allons nous concentrer sur un type particulier de jets dont plusieurs signatures observationnelles présentent des propriétés communes à tous les types de jets : les jets coronaux (Sect. 6.3.1). À l'aide d'une modélisation MHD, nous verrons comment les propriétés de la reconnexion magnétique dans une topologie de point nul 3D (*cf.* Sect. 6.1.1.1), peuvent expliquer les différentes signatures observationnelles des jets (Sect. 6.3.2 et 6.3.3).

6.3.1 Les jets coronaux

6.3.1.1 Propriétés observationnelles des jets coronaux

Les jets coronaux sont des jets générées dans la couronne solaire, et généralement observés en EUV et rayons-X. Ils sont associés à une libération d'énergie estimée à $\sim 10^{20} - 10^{22}$ J, des vitesses apparentes d'éjection $\sim 10^2 - 10^3$ km s^{-1}, et une durée de vie pouvant varier de quelques secondes à plusieurs minutes (*e.g.*, Shibata et al. 1992; Chae et al. 1999; Bain & Fletcher 2009; Yang et al. 2011; Nisticò et al. 2011). Les signatures photosphériques des jets coronaux montrent une extension caractéristique de quelques 10 Mm, tandis que leur extension radiale (dans la direction radiale par rapport au centre du Soleil) peut atteindre plusieurs rayons solaires.

Les jets coronaux ont une géométrie 3D qui rappelle celle de la Tour Eiffel, ou d'un Y-inversé (*cf.* Fig. 6.9-bas ; *e.g.*, Shimojo et al. 1998; Patsourakos et al. 2008; Moore et al. 2010; Wang & Liu 2012). Très souvent, les jets se propagent dans une direction inclinée par rapport à la direction radiale du Soleil (*cf.* figure 2.14). Cette inclinaison varie typiquement entre ~ 1 et $\sim 50°$ (*e.g.*, Moreno-Insertis et al. 2008; Liu et al. 2009, 2011b; Kamio et al. 2010; Shen et al. 2011). Plusieurs études ont également montré que, lors de certains jets coronaux ($\sim 40\%$ des cas observés), le plasma tend à présenter un mouvement apparent hélicoïdal, suggérant l'éjection d'hélicité magnétique sous forme de torsion (voir Fig. 6.10 ; *e.g.*, Harrison et al. 2001; Jiang et al. 2007; Nisticò et al. 2009; Moore et al. 2013). Shen et al. (2011) ou encore Hong et al. (2013), en utilisant un modèle cylindrique, ont ainsi estimé à de l'ordre de 0.9 à 2.5 tours, la quantité de torsion éjectée lors de ces jets.

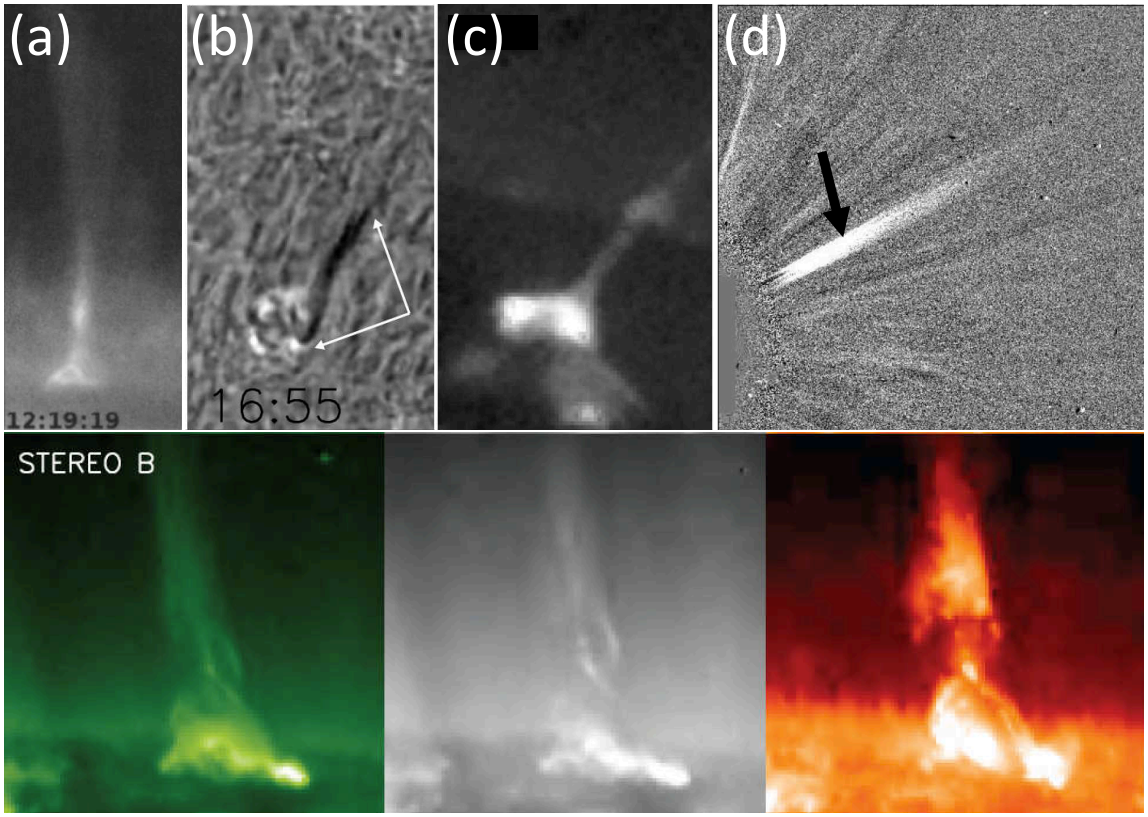

FIGURE *6.9: Exemples de jets solaires.* **(a)** *jet anémone (Shibata et al. 2007).* **(b)** *Hα surge (Jiang et al. 2007).* **(c)** *jet coronal en rayon-X (Moore et al. 2010).* **(d)** *jet en lumière blanche (vu en différence d'images ; Wang & Sheeley 2002).* **Bas :** *jet coronal en EUV à* 195 *Å (gauche),* 171 *Å (centre), et* 304 *Å (droite ; Patsourakos et al. 2008).*

Enfin, les jets tendent à présenter un comportement homologue (*e.g.*, Jiang et al. 2007; Chifor et al. 2008) : très souvent, plusieurs jets successifs, possédant une morphologie et des signatures très similaires, peuvent être observés dans une même région.

6.3.1.2 Topologie magnétique associée aux jets coronaux

Plusieurs signatures suggèrent que le mécanisme à l'origine des jets coronaux est la reconnexion magnétique à un point nul. En particulier, les jets coronaux sont considérés comme la conséquence de la reconnexion magnétique *interchange*, *i.e.*, la reconnexion à l'intersection entre un champ magnétique *fermé* (les pieds de chaque ligne de champ sont ancrés dans la photosphère) et un champ magnétique *ouvert* (les lignes de champ n'ont qu'un pied ancré dans la photosphère, ou bien elles font partie d'une structure magnétique *fermée* d'échelle spatiale beaucoup plus grande et dont le deuxième pied est situé loin du site de reconnexion ; *cf.* Sect. 6.1.1.1, Fig. 6.1-d).

Une signature caractéristique de la reconnexion magnétique dans une topologie point nul, est la formation de rubans d'éruption circulaires (*cf.* Fig. 2.12). En effet, comme nous l'avons vu section 6.1.1.1, en 3D, un point nul divise le volume en deux domaines de connectivité magnétique, séparés par le fan qui forme un dôme (*cf.* Fig. 6.1 et 6.13). Lors de la reconnexion magnétique, une partie de l'énergie magnétique libre contenue

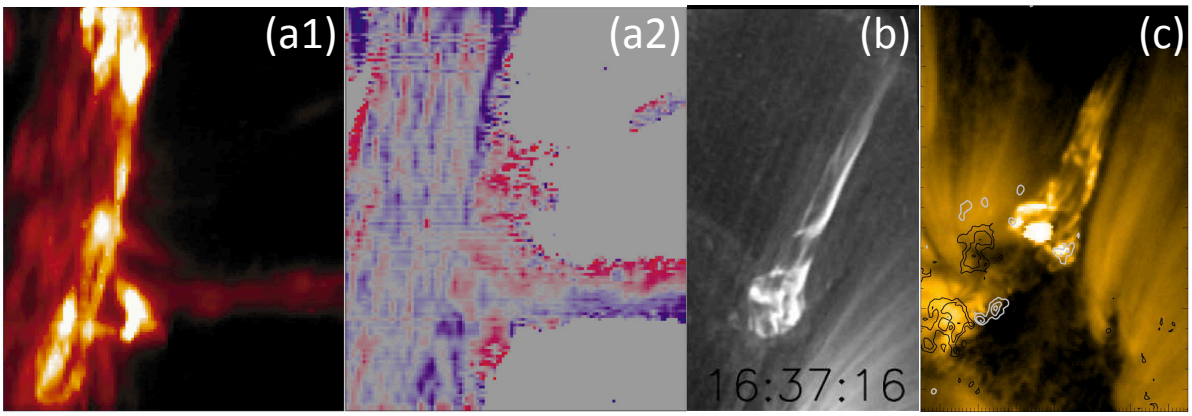

FIGURE *6.10: Mouvements hélicoïdÃľaux dans les jets coronaux.* **(a)** *jet EUV (a1) et Dopplergramme correspondant (a2 ; Harrison et al. 2001) montrant une bande de décalage vers le rouge et une bande de décalage vers le bleu, séparées par, et alignés avec, l'axe du jet (comme attendu de mouvements hélicoïdaux).* **(b)** *Jiang et al. (2007).* **(c)** *Schmieder et al. (2013a).*

dans le champ magnétique, est convertie en accélération de particules le long des structures topologiques (QSLs, séparatrices, séparateurs, spines ; *e.g.*, Gorbachev & Somov 1989). Une partie des particules accélérées le long de ces structures topologiques précipitent vers la chromosphère et photosphère. En entrant en collision avec le plasma plus dense de ces deux milieux, elles génèrent la formation d'embrillancements localisés, observables en Hα et EUV, décrivant les empreintes chromosphériques et photosphériques des QSLs/séparatrices (*cf.* Fig. 2.12). Par conséquent, dans le cas d'une topologie de point nul 3D, la séparatrice ayant une empreinte photosphérique circulaire, la reconnexion magnétique devrait aboutir à la formation de rubans d'éruption circulaires. Wang & Liu (2012) ont ainsi pu mettre en évidence la présence d'un point nul lors de jets coronaux, via l'observation de rubans de forme circulaire.

Plusieurs extrapolations du champ magnétique ont également pu mettre en évidence la présence d'un point nul 3D dans des configurations magnétiques associées à des jets coronaux (voir Fig. 6.11 ; *e.g.*, Fletcher et al. 2001; Moreno-Insertis et al. 2008; Liu et al. 2011a; Zhang et al. 2012b; Schmieder et al. 2013a).

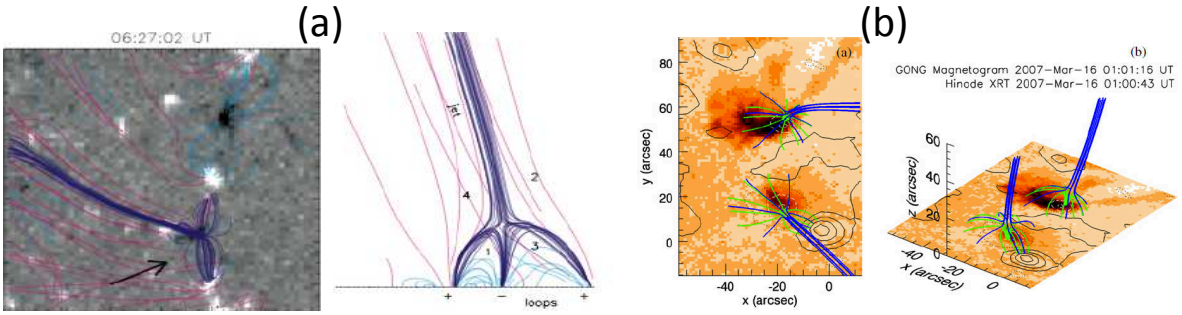

FIGURE *6.11: Topologie des jets coronaux dans des extrapolations de champ magnétique.* **(a) :** *dans Moreno-Insertis et al. (2008).* **(b) :** *dans Zhang et al. (2012b).*

6.3.1.3 Reconnexion magnétique et mécanismes d'accélération du plasma

Classiquement, on distingue trois mécanismes d'accélération possible du plasma (Fig. 6.12) : les "jets" de reconnexion (ou *slingshot*), les "jets" de détorsion (ou *untwisting* jets), et les "jets" d'évaporation. Ces trois mécanismes sont induits plus ou moins directement par la reconnexion magnétique, et entraînent des propriétés différentes de l'évolution du plasma.

Les "jets" de reconnexion sont liés à la formation, au niveau du site de reconnexion, de lignes post-reconnexion dont une section possède une très forte courbure, et donc, une importante tension magnétique (*e.g.*, Yokoyama & Shibata 1996; Shibata et al. 1997; Moreno-Insertis et al. 2008; Nishizuka et al. 2008; Gontikakis et al. 2009; Archontis & Hood 2013; Moreno-Insertis & Galsgaard 2013; Yang et al. 2013). Comme nous l'avons vu section 3.1.2.5, la force de Lorentz peut s'exprimer comme la somme d'une force de pression magnétique et d'une force de tension magnétique, cette dernière étant inversement proportionnelle à la courbure d'une ligne de champ. Lorsque les lignes de champ reconnectent, leur rayon de courbure est modifié. Lorsque le rayon de courbure est diminué, la tension magnétique le long des lignes de champ, augmente. L'augmentation de la tension magnétique génère une force perpendiculaire aux lignes de champ, qui les éjecte de la région de reconnexion/diffusion. À l'extérieur de la région de diffusion, le plasma étant gelé dans le champ magnétique, cette détente des lignes de champ comprime et accélère le plasma (jusqu'à des vitesses alfvéniques) dans la direction de la détente, se traduisant par la génération d'un jet de plasma (Fig. 6.12).

Les "jets" de détorsion sont, quant à eux, dus à la propagation d'ondes d'Alfvén non-linéaires le long des lignes de champ magnétique reconnectées (*e.g.*, Shibata & Uchida 1985; Schmieder et al. 1995; Harrison et al. 2001; Jibben & Canfield 2004; Jiang et al. 2007; Pariat et al. 2009a, 2010; Török et al. 2009; Dalmasse et al. 2012; Archontis & Hood 2013; Moreno-Insertis & Galsgaard 2013). De telles ondes vont se développer, *e.g.*, lorsqu'une ligne de champ magnétique contenant du cisaillement et/ou de la torsion, reconnecte avec une ligne de champ n'en contenant pas. Dans ce cas, après reconnexion, les nouvelles lignes de champ formées vont posséder une partie cisaillée/torsadée, et une partie sans cisaillement ni torsion magnétique. Comme démontré annexe G, cela génère une force de Lorentz au niveau de la discontinuité de cisaillement/torsion, qui redistribue le cisaillement/la torsion le long de la ligne de champ via des ondes d'Alfvén[4]. La propagation d'ondes d'Alfvén non-linéaires le long des lignes de champ, se traduit par le chauffage, la compression, et l'accélération du plasma le long de celles-ci, générant ainsi un jet appelé "jet" de détorsion (Fig. 6.12).

Enfin, les "jets" d'évaporation, quant à eux, sont dus au chauffage du plasma le long des lignes de champ reconnectées (*e.g.*, Yokoyama & Shibata 1996; Shimojo & Shibata 2000; Miyagoshi & Yokoyama 2003; Miyagoshi et al. 2006; Chifor et al. 2008; Fletcher et al. 2011). Comme nous l'avons déjà remarqué, la reconnexion magnétique permet de convertir une partie de l'énergie magnétique libre en énergie thermique. Une partie de cette énergie thermique est déposée au(x) pied(s) des lignes de champ magnétique ayant reconnectées (*e.g.*, par les particules accélérées au niveau du site de reconnexion). Ce dépôt d'énergie entraîne le chauffage local du plasma chromosphérique et photosphérique,

4. Plus généralement, de telles ondes d'Alfvén se développent lorsque des lignes de champ de cisaillement/torsion différent(e) reconnectent.

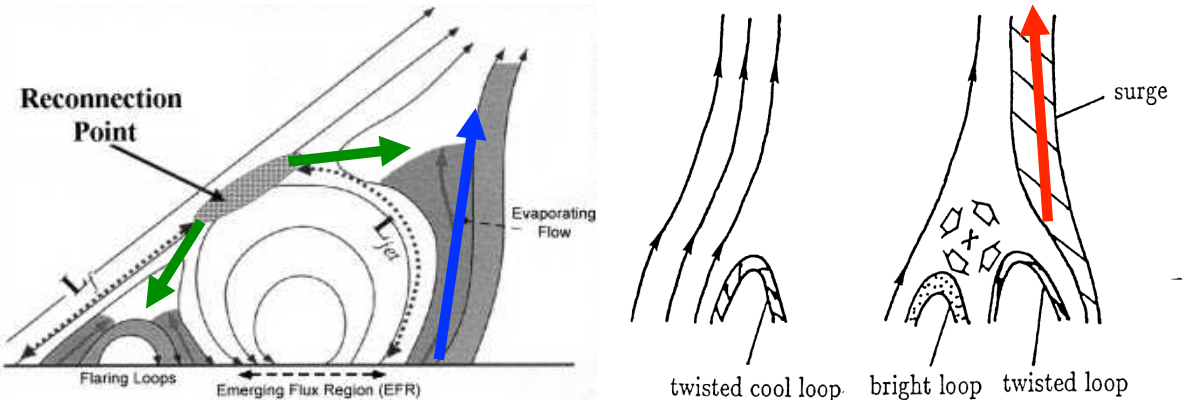

FIGURE *6.12: Reconnexion magnétique et types de jets associés : jets de reconnexion (flèches vertes), jet d'évaporation (flèche bleue), et jet de détorsion (flèche rouge ; adapté de Shimojo & Shibata 2000 et Schmieder et al. 1995).*

ce qui provoque une augmentation locale de la pression du plasma sur une portion de la ligne de champ. Cela génère un gradient de pression non-nul, le long de la ligne de champ reconnectée, qui induit un jet de plasma le long de celle-ci, appelé "jet" d'évaporation (Fig. 6.12). De même, la détente des lignes de champ après reconnexion peut également localement comprimer le plasma le long de celle-ci et/ou le long de lignes de champ voisines, et donc, entraîner un "jet" d'évaporation.

Les jets observés dans l'atmosphère solaire (*cf.* introduction de la Sect. 6.3) sont ainsi vraisemblablement le résultat des effets combinés de ces trois mécanismes de génération de "jets" associés à la reconnexion magnétique : *i.e.*, "jet" de reconnexion, "jet" de détorsion, et "jet" d'évaporation. Chacun de ces mécanismes peut induire des propriétés observationnelles différentes. Leur rôle respectif dans le développement d'un jet peut dépendre de l'environnement dans lequel celui-ci est généré.

6.3.1.4 Jets standards vs jets explosifs

À partir des résultats d'une étude observationnelle des signatures en rayons-X des jets coronaux, Moore et al. (2010) ont récemment proposé de les classer en deux catégories : les jets standards, et les jets explosifs.

Les jets standards sont des jets très collimatés (voir Fig. 6.9c). Leur émission diffuse se fait essentiellement en rayon-X mous, et présente occasionnellement une contrepartie en EUV ou Hα (*e.g.*, Liu et al. 2011a; Shen et al. 2012; Chen et al. 2013; Moore et al. 2013). Généralement, la partie la plus visible d'un jet standard est son point brillant associé. Les points brillants des jets sont des structures en arches, observées à la base des jets (*cf.* Fig. 6.9c ; ce sont les lignes de champ magnétiques dont le plasma est chauffé par conversion d'énergie magnétique en énergie thermique lors de la reconnexion magnétique à l'origine des jets, *i.e.*, voir Sect. 6.3.1.3 et 6.2.1.1). Enfin, l'émission en rayons-X des jets standards ne semble pas montrer de mouvements hélicoïdaux.

Au contraire des jets standards, les jets explosifs sont des événements plus larges, complexes, et moins collimatés (*cf.* Fig. 6.9, panneaux du bas ; *e.g.*, Moore et al. 2010; Shen et al. 2011; Hong et al. 2013; Young & Muglach 2014). Leur émission est caractéristique d'un plasma multi-thermique, avec une émission en Hα (parfois), EUV, et rayons-X. Les

observations montrent clairement que le point brillant associé est, lui-aussi, dynamique, et participe activement à l'événement éruptif (contrairement au cas des jets standards). En effet, la phase éruptive des jets explosifs s'accompagne de la reconnexion d'une part importante du flux magnétique correspondant aux boucles des points brillants, suggérant l'éjection d'une structure magnétique. En particulier, les observations montrent que le développement d'un jet explosif se présente *initialement* comme une mini-CME. La différence avec les CMEs est que le tube de flux magnétique éjecté lors de ces mini-CMEs reconnecte entièrement avec le champ magnétique extérieur, lui transférant son hélicité magnétique, ce qui aboutit à la génération d'ondes d'Alfvén et aux mouvements hélicoïdaux apparents observés (voir "jet" de détorsion Sect. 6.3.1.3).

Les différentes signatures des jets standards et des jets explosifs en rayons-X, semblent effectivement indiquer une dichotomie entre les jets coronaux. Les différences entre ces deux classes de jets coronaux pourraient-elles être liées au processus dominant de la génération du jet lors de la reconnexion magnétique, *e.g.*, "jet" de reconnexion pour les jets standards, et "jet" de détorsion pour les jets explosifs ? Enfin, nous avons vu que les jets (quels qu'ils soient) présentent une morphologie similaire, et que la topologie caractéristique qui leur est associée est celle d'un point nul. Comment une même topologie magnétique peut-elle alors amener à l'existence de deux classes de jets coronaux ?

6.3.2 Un modèle numérique 3D

Les questions posées dans la section 6.3.1.4 nécessite un étude paramétrique MHD des propriétés de la reconnexion magnétique dans une topologie magnétique caractéristique des jets coronaux. C'est le travail que j'ai effectué dans Pariat et al. (accepté). Dans cette partie, je présente le modèle que j'ai utilisé pour obtenir les résultats de cette étude, qui sont présentés section 6.3.3.1.

6.3.2.1 Libération d'énergie magnétique à un point nul

Pariat et al. (2009a) et Pariat et al. (2010) ont construit un modèle de jet coronal basé sur le stockage et la libération d'énergie magnétique libre dans une topologie de point nul 3D. La configuration magnétique est obtenue en plaçant un dipôle magnétique vertical sous la photosphère (plan d'équation $z = 0$), et dans un champ magnétique ambiant uniforme, incliné d'un angle θ par rapport à la verticale. Au niveau photosphérique ($z = 0$), cela se traduit par une polarité magnétique positive, intense, circulaire, encerclée par une polarité magnétique négative, diffuse. La configuration ainsi définie génère un point nul 3D avec son fan et ses deux spines, le champ magnétique sous le fan étant fermé (les lignes de champ magnétique ont leur deux pieds ancrés dans la photosphère), tandis que le champ magnétique à l'extérieur du fan est ouvert (les lignes de champ ont un pied photosphérique et un "pied" au niveau de la frontière supérieure du domaine de calcul ; voir Fig. 6.13).

Dans leur modèle, la photosphère est supposée line-tied (*cf.* Sect. 3.1.2.5). Le stockage d'énergie magnétique libre sous le fan du point nul, se fait alors par mouvements photosphériques des pieds des lignes de champ magnétique. En particulier, un mouvement de rotation quasi-rigide de la polarité positive autour de son centre est imposé. Le champ de vitesse photosphérique imposé transfert de la torsion magnétique dans les lignes de champ

magnétique sous le fan. Ce transfert de torsion permet l'accumulation d'énergie magnétique libre dans le champ fermé, jusqu'à atteindre un seuil au-delà duquel le système perd son équilibre.

La perte d'équilibre se produit lorsque le spine interne se tord (lorsqu'il "kinke"), *i.e.*, lorsqu'il acquiert du *writhe* (*cf.* Sect. 4.1.1.3). La torsion du spine ne se produit que lorsqu'une quantité de torsion de 1.4 tours a été transférée à chaque ligne de champ magnétique du champ fermé. Rachmeler et al. (2010) ont montré que le kink du spine n'est pas dû au développement de l'instabilité de kink idéale, mais à une évolution idéale du système vers une configuration stable contenant de la torsion et du *writhe*. La raison pour laquelle le système perd son équilibre vient de la levée d'inhibition de la reconnexion magnétique. En effet, comme décrit dans Pariat et al. (2009a, Section 2), l'axisymétrie du système impose une inhibition topologique de la reconnexion magnétique. Les mouvements photosphériques de torsion ne brisant pas l'axisymétrie, la reconnexion magnétique reste inhibée pendant $\approx 80\%$ de la durée d'énergétisation du système, *i.e.*, tant que la symétrie axiale du système est préservée. Lorsque la torsion des lignes de champ magnétique atteint 1.4 tours, le système trouve un équilibre dans lequel il devient "kinké", et donc, qui n'est plus axisymétrique. La perte d'axisymétrie entraîne alors la levée de l'inhibition topologique de la reconnexion magnétique. La reconnexion magnétique peut alors évoluer librement, causant la perte d'équilibre du système.

La perte d'équilibre se traduit par une phase de reconnexion magnétique rapide, intense, et impulsive, entre le champ fermé et le champ ouvert ambiant. En reconnectant successivement avec les lignes de champ ouvertes, les lignes de champ torsadées fermées transfèrent une partie de leur torsion au champ ouvert ambiant (*cf.* Sect. 6.3.1.3), ce qui se traduit par le développement d'ondes d'Alfvén non-linéaires éjectant la torsion en dehors du domaine de calcul (à travers la frontière supérieure ouverte), le long des lignes de champ ouvertes (*cf.* Ann. G). Ces ondes d'Alfvén non-linéaires entraînent une compression du plasma sur leur passage. L'effet combiné de ces ondes d'Alfvén non-linéaires, génère un jet de détorsion global (*cf.* Sect. 6.3.1.3), qui se traduit par un mouvement hélicoïdal apparent, collimaté, du plasma, dans la direction du champ ouvert ambiant (Fig. 6.13). La reconnexion impulsive et multiple de chaque ligne de champ fermée avec les lignes de champ ouvertes, permet d'éjecter (de libérer) efficacement l'hélicité (l'énergie magnétique libre) accumulée dans le champ fermé. Par exemple, dans le cas axisymétrique (le champ ouvert est vertical, $\theta = 0°$; *e.g.*, Pariat et al. 2009a), la reconnexion magnétique permet d'éjecter 90% de l'hélicité magnétique générée et transférée par les mouvements photosphériques.

À l'aide de simulations numériques avec $\theta = 0°$ et $\theta = 10°$, Pariat et al. (2009a) et Pariat et al. (2010) ont montré que leur modèle permet de reproduire certaines des propriétés dynamiques des jets coronaux, à savoir :

- ➢ la libération impulsive de l'énergie par reconnexion magnétique impulsive à un point nul 3D, entre un champ magnétique fermé et un champ magnétique ouvert ;
- ➢ les mouvements hélicoïdaux apparents du plasma. Ces mouvements sont induits par la compression du plasma en réponse à la génération d'un jet global de détorsion. Ce jet global provient de l'éjection de l'hélicité magnétique d'un champ fermé, permise par la reconnexion entre le champ fermé et un champ ouvert. L'éjection de cette hélicité se traduit par la propagation d'ondes d'Alfvén non-linéaires le long de lignes de champ ouvertes, et dont l'effet combiné génère un jet global de

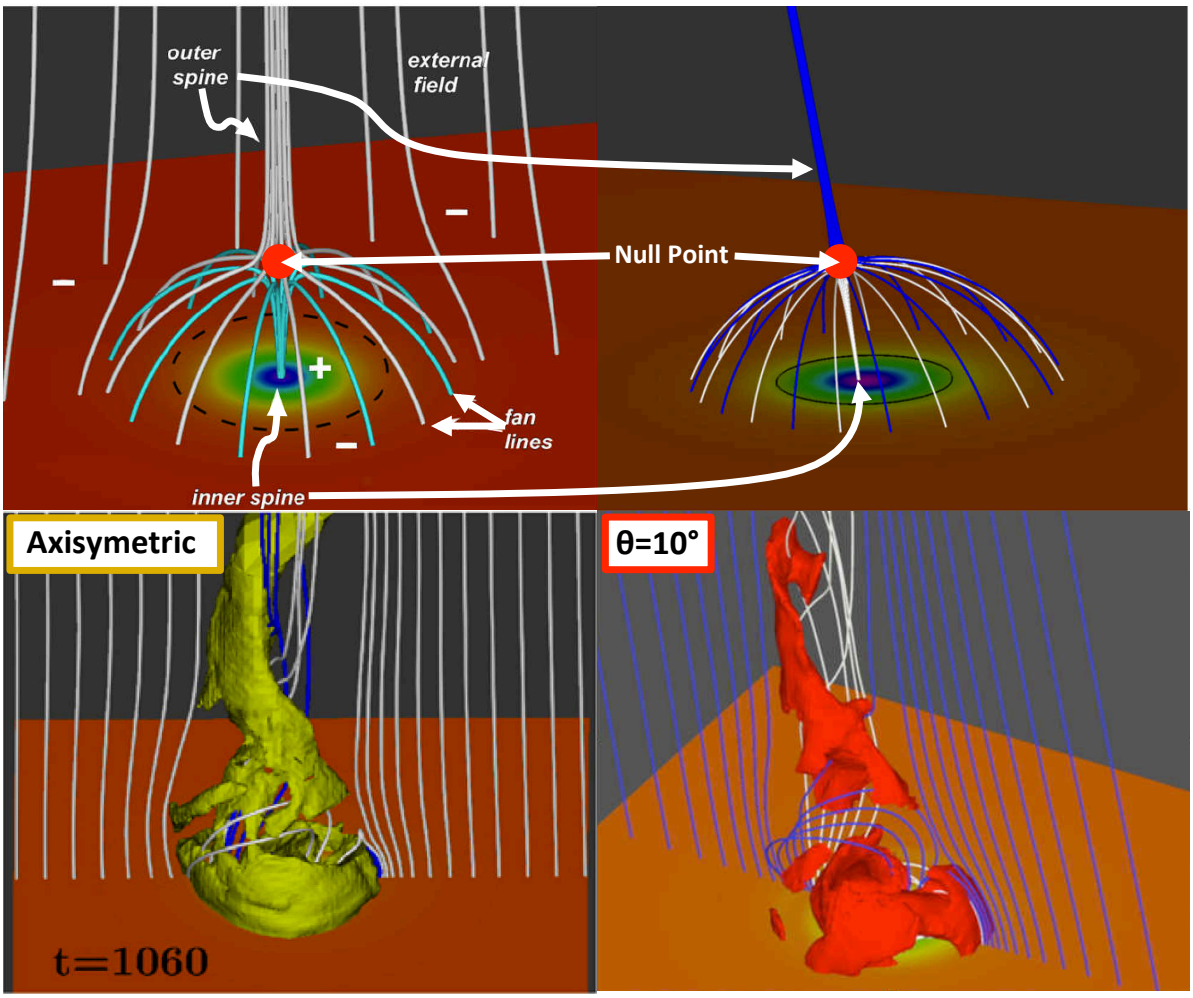

FIGURE *6.13: Topologie (haut) et jet (bas) du modèle de Pariat et al. (2009a).* **Gauche :** *cas axisymétrique (adapté de Pariat et al. 2009a).* **Droite :** *cas incliné de $\theta = 10°$ par rapport à la verticale (adapté de Pariat et al. 2010). Les isosurfaces jaune et rouge sont des isodensités du plasma montrant le jet coronal.*

détorsion ;

- la génération d'un jet collimaté se propageant dans la direction des lignes de champ magnétique ouvertes, qui peuvent être inclinées par rapport à la direction radiale du Soleil ;
- l'homologie et la répétition des jets en réponse à un transfert et une accumulation continus d'énergie libre.

6.3.2.2 Reconnexion magnétique avec le code ARMS

Chaque simulation numérique MHD effectuée par Pariat et al. (2009a) et Pariat et al. (2010) est basée sur la résolution des équations de la MHD idéale suivantes (dans les

conditions de la couronne solaire) :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \boldsymbol{v}) = 0\,, \tag{6.8}$$

$$\frac{\partial \rho \boldsymbol{v}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \boldsymbol{v}\boldsymbol{v}) + \nabla P - \frac{(\nabla \times \boldsymbol{B}) \times \boldsymbol{B}}{\mu_0} = 0\,, \tag{6.9}$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \nabla \cdot (U \boldsymbol{v}) + P \nabla \cdot \boldsymbol{v} = 0\,, \tag{6.10}$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} - \nabla \times (\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}) = 0\,, \tag{6.11}$$

$$\nabla \cdot \boldsymbol{B} = 0\,, \tag{6.12}$$

et les deux équations d'état de la section 3.1.1.1 (Eq. (3.5) et (3.6), avec $\gamma = 5/3$).

Ces équations sont résolues avec le code *ARMS* (*Adaptively Refined MHD Solver* ; DeVore 1991). *ARMS* est un code à maillage adaptatif dynamique[5]. Le raffinement adaptatif permet d'augmenter la résolution spatiale là où les gradients sont grands, en particulier là où les gradients atteignent l'échelle de la maille, et de la réduire là où ils sont petits. L'intérêt d'un maillage adaptatif à raffinement dynamique est donc de mieux résoudre les gradients (au moins jusqu'à un raffinement limite fixé par l'utilisateur).

Bien que l'équation (6.11) soit l'équation d'induction idéale, et qui donc, n'inclut aucun terme diffusif, la reconnexion magnétique se développe malgré tout dans le système. La reconnexion magnétique est permise par une diffusion intense et très localisée du flux magnétique, dans les régions où la densité de courant électrique est très intense, *i.e.*, dans la nappe de courant se formant dans le système. Le processus se développe lorsque l'épaisseur de la nappe de courant atteint la taille de la plus petite maille. L'utilisation d'un maillage adaptatif avec un raffinement dynamique nous permet de retarder l'instant où cela se produit, en augmentant le nombre de mailles lorsque, et dans les régions où, la nappe de courant atteint l'échelle de la plus petite maille. Cela permet de mieux résoudre les gradients dans ces régions, donc de garder le système le plus idéal possible (voir Rachmeler et al. 2010). L'épaisseur de la nappe de courant peut ainsi diminuer jusqu'à atteindre l'échelle de la maille du raffinement maximal imposé par l'utilisateur. Lorsque cela se produit, la diffusion numérique très localisée (au niveau de la nappe de courant) entraîne la reconnexion magnétique. Bien que nous ne contrôlons quantitativement pas le taux de reconnexion magnétique, la technique employée nous permet de contrôler les régions où la reconnexion se produit (*i.e.*, dans les nappes de courant) tout un gardant le système, le plus idéal possible. Cela nous permet ainsi, de traiter phénoménologiquement (Sect. 3.4.1.2) le processus de reconnexion magnétique aux échelles MHD (incluant *e.g.*, l'instabilité de *Tearing*, *i.e.*, la fragmentation de la nappe de courant, lorsqu'on utilise un très haut degré de raffinement).

5. Le raffinement dynamique de la grille est géré par le logiciel *PARAMESH* (MacNeice et al. 2000).

6.3.3 Étude paramétrique MHD de la génération de jets coronaux

6.3.3.1 Article (A.1.5) : Trigger of standard to blowout solar jets - I. Parametric studies of the magnetic field geometry

Dans le cas du jet axisymétrique de Pariat et al. (2009a), la reconnexion magnétique ne se développe que lorsque le système perd son équilibre suite à la brisure de l'axisymétrie, ce qui déclenche alors une reconnexion magnétique rapide, impulsive, et dynamique, caractérisée par un taux élevé de reconnexion. Le cas de jet incliné est, quant à lui, différent (*e.g.*, Pariat et al. 2010). En particulier, les auteurs trouvent que la reconnexion magnétique débute avant la phase impulsive et dynamique du jet. Pendant cette phase pré-jet, la reconnexion magnétique est lente et quasi-statique, avec un taux de reconnexion faible comparé à la phase impulsive (durant laquelle le jet global de détorsion est généré). Cela se traduit par la génération de jets de reconnexion entraînant une légère augmentation de la densité du plasma le long des lignes de champ ouvertes, mais sans jet global de détorsion.

La différence entre les deux cas est due au fait que la reconnexion magnétique est topologiquement inhibée par l'axisymétrie, et ne peut se déclencher que lorsque le système perd son axisymétrie (voir Sect. 2 de Pariat et al. 2009a). Dans le cas incliné, cette inhibition topologique de la reconnexion magnétique n'est pas présente, et la reconnexion peut débuter dès que la nappe de courant se développant au point nul est suffisamment fine pour permettre la diffusion du champ magnétique et la reconnexion, ce qui se produit avant la phase impulsive et dynamique menant au jet global.

De manière générale, ces résultats montrent que les propriétés de la reconnexion magnétique au point nul 3D dans la couronne solaire, forcé par un même champ de vitesse photosphérique, peuvent dépendre de l'inclinaison du champ magnétique ouvert, et donc, par extension, de la géométrie de la configuration magnétique. Plusieurs questions découlent de ce résultat. En particulier, comment les propriétés de la reconnexion évoluent-elles en fonction de l'inclinaison ? Le régime de reconnexion lent précédent le jet peut-il affecter les propriétés du régime impulsif et dynamique durant lequel le jet coronal est généré ?

Pour répondre à ces questions, dans Pariat et al. (accepté), j'ai revisité le modèle de Pariat et al. (2009a, voir Sect. 6.3.2) et effectué une analyse paramétrique inédite de la génération de jets coronaux, afin d'étudier la dépendence des propriétés de la reconnexion magnétique au point nul, et des jets, vis-à-vis de l'inclinaison du champ magnétique ambiant ouvert. Les résultats des expériences numériques que j'ai effectuées, et qui sont interprétés section 6.3.3.2, se résument à :

- ➢ pour l'ensemble des inclinaisons du champ magnétique ouvert étudiées, $\theta = [1°, 20°]$, un jet de détorsion est généré ;
- ➢ l'inclinaison du champ ouvert réduit le seuil en énergie magnétique libre / hélicité magnétique au-delà duquel le système devient instable et induit la génération du jet de détorsion : l'augmentation de l'inclinaison, donc de l'asymétrie, facilite le déclenchement du jet ;
- ➢ en fonction de l'inclinaison du champ magnétique ouvert, deux modes de reconnexion magnétique successifs apparaissent : un mode de reconnexion lent, et un mode de reconnexion rapide ;

- le mode de reconnexion lent est caractérisé par une évolution quasi-statique, une nappe de courant 2D très localisée, et un taux de reconnexion faible (par rapport au mode de reconnexion rapide). Ce mode est associé à la génération de "jets" de reconnexion (*slingshot* ; voir Sect. 6.3.1.3), mais pas au jet de détorsion. Il apparaît avant et après le mode de reconnexion rapide ;
- le mode de reconnexion rapide est caractérisé par une évolution impulsive, dynamique, une nappe de courant 3D hélicoïdale étendue, et un taux de reconnexion élevé. C'est durant ce mode que le jet de détorsion est généré ;
- l'inclinaison du champ magnétique ambiant ouvert, peut inhiber ou faciliter le mode de reconnexion lent, mais n'agit pas sur les propriétés du mode de reconnexion rapide : plus l'inclinaison par rapport à la verticale est grande, plus le mode lent débute tôt, plus il est prononcé, et plus il dure longtemps ;
- le mode de reconnexion lent agit sur les propriétés du mode de reconnexion rapide, et donc, du jet : pour les inclinaisons $\theta \gtrsim 8°$, le mode de reconnexion lent retarde le déclenchement du mode de reconnexion rapide, et donc, du jet. Cela vient du fait que le mode lent permet lui-aussi la libération d'énergie libre et d'hélicité. Or, pour des valeurs de $\theta \gtrsim 8°$, le mode lent est très prononcé et permet de libérer assez efficacement l'énergie libre et l'hélicité, retardant l'instant auquel le seuil en énergie libre / hélicité (au-delà duquel le système devient instable) est atteint.

Astronomy & Astrophysics manuscript no. Pariat_Jets_ParamGeo
May 26, 2014
©ESO 2014

Trigger of standard and blowout solar jets:

I. Parametric studies of the magnetic field geometry

E. Pariat[1], K. Dalmasse[1], C. R. DeVore[2], S. K. Antiochos[2], and J. T. Karpen[2]

[1] LESIA, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, Université Paris Diderot, 92190 Meudon, France e-mail: etienne.pariat@obspm.fr
[2] Heliophysics Science Division, NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD 20771, USA

Received May 15th 2014 / Accepted ....

ABSTRACT

Context. Jets are dynamic, impulsive, well collimated plasma events developing at many different scales and in different layers of the solar atmosphere.
Aims. Jets are believed to be induced by magnetic reconnection a process central to many astrophysical phenomena. Studying their dynamics can help us to better understand the processes acting in larger eruptive events (e.g. flares and coronal mass ejection) as well as mass, magnetic helicity and energy transfer at all scale in the solar atmosphere. The relative simplicity of their magnetic geometry and topology, compared with larger solar active events, makes jets ideal candidate for studying the fundamental role of reconnection in energetic events. .
Methods. In this study, using our state-of-the-art numerical solver ARMS, we present several parametric studies of a numerical three-dimensional magneto-hydrodynamic model of solar jet-like events. We study the impact of the magnetic field inclination and photospheric field distribution on the generation and properties of two types of observed solar jets: the so-called "standard" and 'blowout" jets.
Results. The present parametric studies validate our model of jets for different geometric properties of the magnetic configuration. On one hand, a blowout jets is eventually always trigger for the range of parameters that we tested. The 3D magnetic null-point configuration is a very robust structure for the energy storage and impulsive release characteristic of blowout jets. On the other hand, the existence of the standard jet depends on the magnetic geometry. We show that the reconnection occurring during the standard jet phase influences the properties of the trigger of the blowout jet.
Conclusions. Our results allow us to better understand the energization, triggering and driving processes of standard and blowout jets. Our model allows us to predict the impulsiveness and energetics of jets in terms of the surrounding magnetic field configuration. Finally we discuss the interpretation of standard jets and blowout jets and the physical factors that determine which type of jets will occur.

Key words. Sun:magnetic fields

1. Introduction

In the solar atmosphere, jets are characterized by an impulsive evolution of a collimated plasma structure extending along a particular direction. Jet-like events occurs in a wide range of environments – active regions tocoronal holes –, on scale from the actual limit of instrumental resolution to hundreds of Mm, and in every layer of the atmosphere. Jet-like events have been detected in almost all wavelengths available to observers, and have thus acquired a multitude of names: spicules (e.g. Beckers 1968; Sterling 2000); photospheric jets (e.g. Shibata et al. 2007; Nishizuka et al. 2011) chromospheric Hα surges (e.g. Schmahl 1981; Schmieder et al. 1995; Canfield et al. 1996; Chen et al. 2008); chromospheric Ca II H jets (e.g. Nishizuka et al. 2008; Morita et al. 2010); coronal EUV jets and macrospicules (Gurman et al. 1998; Yamauchi et al. 2004; Nistico et al. 2009; Kamio et al. 2010); coronal X-ray jets (e.g. Shibata et al. 1992; Savcheva et al. 2007; Kamio et al. 2007); and white-light polar jets (Wang et al. 1998; Wang & Sheeley 2002). However, jet-like events are usually visible in multiple domains of the electromagnetic spectrum and can be observed at different wavelengths. Multi-wavelength observations show slightly different spatial, physical, and temporal properties in each observational bandwidth, revealing that each jet event is formed of multi-thermal and multi-velocity plasmas (e.g. Schmieder et al. 1995; Canfield et al. 1996; Liu & Kurokawa 2004; Jiang et al. 2007; Chifor et al. 2008a; Chen et al. 2008; Liu et al. 2011b; Madjarska 2011; Chen et al. 2013).

Coronal jets, as impulsive events, exhibit many similarities with flares observed in active regions. As in flares and eruptions, magnetic reconnection is believed to be the central generating mechanism. The fundamental differences with flare is the inferred involvement of "open" magnetic field lines in jet-like events (Shibata et al. 1992, 1997, 2007; Schmieder et al. 1995; Shimojo & Shibata 2000a,b; Rachmeler et al. 2010). Jets are believed to involve "interchange" magnetic reconnection, i.e. reconnection between closed and open flux. Such configurations are very commonly observed in coronal holes (Shimojo et al. 1998; Savcheva et al. 2007; Shimojo & Tsuneta 2009) where the open field extends into the heliosphere. In active regions, the "open" field corre-

sponds to field lines with one footpoint located very far away from the closed domain (Shimojo & Shibata 2000a; Schmieder et al. 2013; Guo et al. 2013). The open magnetic field plays a key role as jets are collimated by this open magnetic field (Wang & Pick 2006; Moreno-Insertis et al. 2008; Liu et al. 2009; Schmieder et al. 2013; Guo et al. 2013).

A typical magnetic topology associated with coronal jets is the one constituted by 3D singular null points, which has frequently been identified in magnetic extrapolations of the coronal field previous to jet-like events (Fletcher et al. 2001; Moreno-Insertis et al. 2008; Liu et al. 2011a; Zhang et al. 2012; Schmieder et al. 2013). This topology is also hinted by the "anemone" morphology of the emitting plasma (Shibata et al. 1992), the downflowing material after a jet (Liu et al. 2011b) or the existence of circular ribbons (Wang & Liu 2012) . 3D null points are known to be preferred sites for the build-up of thin current sheets and the ensuing onset of magnetic reconnection (Lau & Finn 1990; Antiochos 1996; Priest & Pontin 2009; Masson et al. 2009, 2012; Galsgaard & Pontin 2011; Pinto et al. 2011; Baumann et al. 2013a,b; Fuentes-Fernández & Parnell 2013; Pontin et al. 2013). 3D null point configurations are also efficient particle accelerators (Dalla & Browning 2008; Browning et al. 2010; Rosdahl & Galsgaard 2010; Baumann & Nordlund 2012; Stanier et al. 2012). Some jets are indeed related to radio type III bursts (e.g. Aurass et al. 1994; Raulin et al. 1996; Bain & Fletcher 2009; Chen et al. 2013) and hard-X ray emission (Bain & Fletcher 2009; Krucker et al. 2011; Glesener et al. 2012; Chen et al. 2013); these signatures of non-thermal electrons, provide strong observational evidence for the importance of magnetic reconnection in jets.

Magnetic reconnection is able to accelerate the plasma in three ways (Shibata et al. 1997). In the first mechanism, the *reconnection jet* , plasma can be accelerated to Alfvénic velocities in the vicinity of the reconnection site, by the retraction (slingshot effect) of the just-reconnected field lines. The magnetic tension in the newly reconnected field lines results from a shear, i.e. anti-parallel component of the magnetic field on each side of the reconnection current sheet. The outflowing reconnected plasma can receive additional heating through the reconnection process. The *reconnection jet* outflows develop at the reconnection site and their thermodynamical characteristics depend directly on the reconnection mechanism. *Reconnection jets* have been commonly observed and simulated in numerous numerical simulations, in 2.5D (e.g. Yokoyama & Shibata 1996; Nishizuka et al. 2008; Yang et al. 2013) as well as in 3D (e.g. Galsgaard et al. 2007; Moreno-Insertis et al. 2008; Gontikakis et al. 2009; Archontis & Hood 2013; Moreno-Insertis & Galsgaard 2013). While reconnection is necessary also for the other jet acceleration mechanisms, the *reconnection jet* is the only one in which the plasma is directly accelerated by the magnetic tension of the newly-reconnected field lines. In this paper, we will strictly use the term *reconnection jet* when referring to this specific acceleration mechanism.

The second reconnection-induced mechanism at play generates the *untwisting jet* (Shibata 1985, 1986; Schmieder et al. 1995; Canfield et al. 1996; Jibben & Canfield 2004). If the closed magnetic field possesses initially some shear or twist, when the field line will reconnects with the untwisted open field lines, the newly reconnected open field lines will be sheared at their base while the top remains untwisted. This inevitably leads to the upward propagation of a non-linear wave as the system untwists. The generation of a *untwisting jet* is therefore related to the existence of pre-reconnection magnetic twist distributed within the closed system, and thus depends on the large-scale distribution of helicity in the pre-jet configuration. This differs from the magnetic geometry inducing a *reconnection jet* for which the existence of an anti-parallel component, i.e. shear, is solely needed locally, in the vicinity of the reconnection current sheet. For the *untwisting jet* , the compressive part of the induced non-linear wave advects material and compresses the plasma as it propagates in the corona. In 2.5D, a jet can thus be driven by a shear Alfvén wave (Karpen et al. 1995, 1998). In 3D, the *untwisting jet* process as been explored in recent numerical simulations (Patsourakos et al. 2008; Pariat et al. 2009, 2010; Török et al. 2009; Edmondson et al. 2009; Rachmeler et al. 2010; Dalmasse et al. 2012; Archontis & Hood 2013; Moreno-Insertis & Galsgaard 2013; Lynch et al. 2014). The *untwisting jet* mechanism can explain the wave-like patterns and significant rotational motions observed in numerous coronal jets, in particular in cool emission lines (e.g. Canfield et al. 1996; Harrison et al. 2001; Jibben & Canfield 2004; Cirtain et al. 2007; Jiang et al. 2007; Patsourakos et al. 2008; Liu et al. 2009, 2011b; Kamio et al. 2010; Shen et al. 2011; Chen et al. 2012; Hong et al. 2013).

The third reconnection-induced mechanisms that can accelerate the plasma in coronal jets is known as the *evaporation jet* (Shibata et al. 1997; Shimojo & Shibata 2000b). Magnetic reconnection deposit energy in the reconnected field lines, either through the action of accelerated particles, Joule heating, or adiabatic compression by magnetic field lines. This energy deposition has been heavily studied in flare and is responsible for the brightening of flare ribbons and the heating of post flare loops (see review of Fletcher et al. 2011). The energy released by reconnection causes impulsive plasma heating in both closed and open magnetic flux tube formed by reconnection. When this excess energy is conducted to the base of these flux tube, it drives chromospheric mass into the coronal portions of the tube. In close system this yields the formation of a dense and hot post-flare loop, observed as a bright point when not spatially resolved by instruments. In open flux tubes, the strong pressure and temperature gradients induce an upflow, the *evaporation jet* (Shimojo et al. 2001; Miyagoshi & Yokoyama 2003, 2004; Miyagoshi et al. 2006). A very good fit has been found between the derived physical properties of jets observed in hot emission lines and this mechanism (Shimojo et al. 2001; Chifor et al. 2008b; Matsui et al. 2012).

An actual jet event combine these three different processes: *reconnection jet* , *evaporation jet* , & *untwisting jet* . Each process may induce different observational properties in a jet event. Their respective importance in a given event also may depend differs on the environmental conditions when a jet is generated.

Based on X-ray observational data, Moore et al. (2010, 2013) recently catalogued X-ray jets in two categories, *standard jet* and *blowout jet* , depending on their observed morphological property in the X-ray domain. A *standard jet* has a relatively well-collimated spire, while in a *blowout jet* the spire tends to be broader and more complex. A *blowout jet* exhibits a substantial emission in cooler EUV lines (particularly at 304 Å) and strong marked rotation, while a *standard jet* emits much less in cooler lines and does not

exhibit such systematic significant rotatinal motions. These categories are now commonly used to characterize coronal jets (Moore et al. 2010, 2013; Liu et al. 2011a; Shen et al. 2011; Chen et al. 2013; Pucci et al. 2013; Young & Muglach 2014b,a), although it remains unclear whether these categories are truly distinct. For example, high-resolution observations of *standard jets* , in different wavelengths possibly show evidence for small-scale rotations rotations (Young & Muglach 2014b,a).

Overall, the *standard jet* seems to correspond to events during which the *reconnection jet* and *evaporation jet* are the predominant mechanisms, while the *blowout jet* shows clear signature of the *untwisting jet* mechanism. Understanding why a certain type of jet is generated under specific circumstances might allow us to understand fundamental physical processes in many forms of solar activity, not only jets but also flare and eruptions. At present, no single 3D numerical simulation can fully model all jet driving mechanisms summarized above. In order to understand the physics of jet-like events, one must rely on simpler models that simulate only part of the dynamics of the full system. In the present study we will focus on the physics of the *reconnection jet* and the *untwisting jet* . While the *evaporation jet* may be important to explain the emission of coronal jets (Shimojo et al. 2001; Matsui et al. 2012), its nature is predominantly thermodynamic rather than magnetically driven, unlike the other two mechanisms, hence only indirectly relevant to our theme of reconnection-driven jets.

Recent simulations (Archontis & Hood 2013; Moreno-Insertis & Galsgaard 2013) have explored 3D numerical models in which the system transitions from a *standard jet* to a *blowout jet* . In both studies, a current sheet initially forms above a large emerging flux rope. Reconnection across this sheet drives a *reconnection jet* that is interpreted as a the development of a *standard jet* . Eventually, in both simulations the emerging twisted flux rope becomes unstable and erupts. This flux rope however immediately fully reconnects with the surrounding open magnetic field. The structure of the erupting flux tube is completely destroyed by reconnection. The twist that it contains is transferred via reconnection to the open field, generating an *untwisting jet* in a similar manner as in earlier simulations (Pariat et al. 2009; Török et al. 2009; Pariat et al. 2010). This phase has been interpreted as a *blowout jet* .

In Section 2, we will first discuss the results of our previous numerical simulations within the framework of the standard/blowout paradigm. We will show that our model intrinsically produces both *standard* and *blowout jets* , and that our system transitions from *reconnection jet* dominated outflows to an *untwisting jet* . We will discuss the underlying difference between the two processes in terms of the triggering mechanism. In Section 3 we describe the main set-up of our numerical models. We will describe two parametric studies designed to better reveal the way energy is deposited in each mechanism, depending on several parameters that can influence the magnetic system. We will study how the existence of the *standard jet* modifies the onset of the *blowout jet* . We will show how the *reconnection jet* and of the *untwisting jet* are influenced by varying the inclination of the open field (Section 4) and by the distribution of the photospheric field (Section 5). Finally, in Section 6, we will summarize our main results and their impact on our understanding of observed solar jets.

2. Standard and Blowout jets

The present investigation builds upon our earlier numerical investigations of the embedded-bipole jet model (Patsourakos et al. 2008; Pariat et al. 2009, 2010; Rachmeler et al. 2010; Dalmasse et al. 2012). In Pariat et al. (2009, herefater PAD09) we presented a model for jets based on interchange reconnection between open and closed magnetic fields, which generates a series of impulsive, non-linear Alfvénic / kink waves that ejects upward along reconnection-formed open field lines most of the helicity previously stored in the closed domain. This process corresponds to the *untwisting jet* , although we note that a *reconnection jet* is embedded within the structure of the *untwisting jet* (PAD09). Patsourakos et al. (2008) demonstrated the close correspondence between the geometry and dynamics of our modeled jet and those derived from stereoscopic jet observations by the *STEREO* mission (Kaiser et al. 2008). In Rachmeler et al. (2010), a comparative simulation was carried out using the purely ideal force-free magnetic solver FLUX (DeForest & Kankelborg 2007), in which the initial and boundary conditions were the same as in PAD09, but magnetic reconnection was prohibited. This study confirmed the central role played by magnetic reconnection in PAD09, since no jet was triggered without reconnection. It also highlighted the importance of an ideal kink evolution that switched on the *untwisting jet* .

In Pariat et al. (2010, hereafter PAD10), using continuous boundary driving motions, we showed that quasi-homologous recurring jets could be triggered from the same magnetic system as is commonly observed in the solar corona (e.g. Wang & Pick 2006; Chen et al. 2008; Chifor et al. 2008b,a; Kamio et al. 2010). Here the 3D null-point configuration acts as a “topological capacitor" for magnetic energy, by enabling the system to store and release periodically magnetic free energy injected continuously. PAD10 showed that the generation of jets was divided into two distinct phases: energy storage and energy release. The energy release phase involves an extended thin 3D helical current sheet that dynamically rotates, across which magnetic flux reconnects over a very large surface area. This rotation is essential for generating the *untwisting jet* . This impulsive and extremely dynamic mode of 3D reconnection differs substantially from the classical picture of 2D reconnection that drives the *reconnection jet* . The existence of these two regimes of reconnection was observationally noted for some coronal hole jets Zhang et al. (2012).

During the energy storage phase, a current sheet also develops along the fan surface and is most intense near the 3D null point, but this sheet evolves quasi-steadily and is associated with a lower reconnection rate. This quasi-steady regime appears prior to the dynamic energy-release phase as a direct consequence of the forcing applied to the 3D null point, in response to the imposed photospheric boundary motions. The resulting outflow corresponds to a *reconnection jet* . This behavior was not observed in PAD09 because the strict axisymmetrical configuration inhibited the development of magnetic reconnection in that case. In PAD10, however, the asymmetry of the initial magnetic configuration permitted reconnection to occur much earlier.

These works were been published before the advent of the *standard jet* and *blowout jet* dichotomy. In the following we will revisit the results of our earlier work within this paradigm.

2.1. Untwisting jet / Blowout jet

As discussed in Section 1, a *blowout jet* is characterized by strong EUV emission in the mild temperature range (e.g. 304 Å), and its spire appears as a multi-stranded curtain much wider than for *standard jets* , with signs of strong helical rotation — a clear feature of the *untwisting jet* described in PAD09. The width of this jet is comparable to the scale of the photospheric magnetic polarity, similar to what is observed with *blowout jets* . The upper right panel of Figure 1 presents the isodensity shape of the plasma in a simulated *untwisting jet* . The initially-closed cyan lines have been opened up by magnetic reconnection. The plasma in the *untwisting jet* is rotating as indicated by the synthetic Dopplergram map presented in the bottom right panel of Figure 1. As detailed in PAD09, the jet is driven by the non-linear Alfvénic waves which are sequentially injected onto open lines formed through interchange reconnection. Because the *untwisting jet* is driven by a global train of waves, the phase speed differs from the plasma bulk speed. The energy is transferred to the plasma through the compressive part of the waves. Plasma is partly transported by the wave, and the plasma density partly increases through adiabatic compression induced by the wave train. This process is not as efficient as heating to increase the plasma temperature but can easily increase its local density. In addition, it is likely that the pre-reconnection closed flux system (not modeled here) contains higher density plasma than the surrounding open flux, as observed for the analogous structures in coronal holes. When the closed and open field lines reconnect, the newly formed open flux tube would possess a significant pressure gradient that could push upward denser material from the lower atmosphere. Hence the typical observable signature of the *untwisting jet* is most likely to correspond to the structures observed in the EUV domain at 304 Å even though some emission is also possible in warmer EUV lines.

This explains why the *untwisting jet* model presented in PAD09 seems to fit very well the observational properties of *blowout jets* (Moore et al. 2010, 2013; Liu et al. 2011a; Shen et al. 2011; Chen et al. 2012; Pucci et al. 2013). More directly, the predicted density structure (line-of-sight integration of the square of the density) of our model matched very well the EUV observations of an example of a *blowout jet* (see figure 5 of Patsourakos et al. 2008).

We conclude that the process that drives the *untwisting jet* described in PAD09 and PAD 10 is the central mechanism that explain the kinematics of the observed *blowout jet* . We believe that this mechanism also is responsible for the blowout events in the simulations of Archontis & Hood (2013) and Moreno-Insertis & Galsgaard (2013). In these studies, a *blowout jet* is identified when an erupting twisted flux rope reconnects with the overlying magnetic field. Magnetic reconnection is so efficient in these cases that the whole erupting flux rope eventually reconnects, and helicity is impulsively transferred to the overlying open magnetic-field lines. Figures 2c and 2d of Archontis & Hood (2013) are in many ways similar to Figure 4 of PAD09, Figure 7 of Edmondson et al. (2009), Figure 9 of Török et al. (2009), and Figure 2 of PAD10.

2.2. Reconnection jet / Standard jet

While the *blowout jet* is easily identified in PAD09, dynamic activity that corresponds to a *standard jet* also can be observed in PAD10. The existence of two regimes of reconnection described earlier in Section 2, can be linked to the two types of jets. While the *untwisting jet* corresponds to the blowout case, as discussed before, the quasi-steady phase of reconnection can be interpreted as generating a *standard jet* .

The dynamics of the plasma during the quasi-steady phase possesses many properties that resemble those of a *standard jet* . The upper left panel of Figure 1 shows an isodensity surface of the jet during the quasi-steady phase, while the bottom left panel shows the distribution of the vertical velocity. At this instant, the system is in many ways morphologically similar to Figures 2 & 3 of Moreno-Insertis & Galsgaard (2013) and to the panels (a)-(e) of Figure 1 of Archontis & Hood (2013) (see also Galsgaard et al. 2007; Moreno-Insertis et al. 2008; Nishizuka et al. 2008)) . A stable current sheet around the 3D null point undergoes magnetic reconnection and drives upward flows primarily along the outer spine of the 3D null point, forming a *reconnection jet* . The plasma temperature in this collimated outflow is hotter than the ambient corona, due to magnetic reconnection, and thus might appear in the hotter EUV lines. Below the main reconnection site, the high temperature and density region corresponding to closed post-reconnection loops would appear as the EUV bright point typically seen at the base of an *standard jet* .

We note, however, that the temperature increase in our *reconnection jet* is not as large (only a factor of $\sim$10%) as in Moreno-Insertis & Galsgaard (2013) and Archontis & Hood (2013), because the energy equation that we are solving is only adiabatic. The temperature increase is only created by the retraction of the reconnected flux and associated plasma compression; we do not capture any Ohmic heating because we do not prescribe an explicit resistivity (cf. Section 3). Hence we expect that the actual heating occurring in the quasi-steady phase should in reality be more important than predicted by our simulations. On the contrary, Archontis & Hood (2013, and other works) use a conservative energy equation with explicit resistivity, which ensures that all of the magnetic energy dissipated in the reconnection current sheet is fully transferred to the system's thermal energy. While numerically more consistent, this tend to overestimate the effect of the Joule heating. Energy budget of solar flares (Emslie et al. 2004, 2012; Fletcher et al. 2011) indeed show that a large part of the emitted energy is eventually carried by particles (either directly or latter converted in electromagnetic emission). This energy sink is not treated in Archontis & Hood (2013) and therefore their temperature increase may be overestimated.

Thus far, both the observations and modeling results summarized above indicate that the quasi-steady reconnection phase yields a *reconnection jet* that corresponds to a *standard jet* , while the subsequent explosive reconnection phase drives a *untwisting jet* corresponding to a *blowout jet* . Therefore PAD10 already explored a system that evolves from a *standard jet* to a *blowout jet* . In fact, the simulation of Edmondson et al. (2009) also manifests a *standard jet* -to-*blowout jet* transition: in this study, reconnection in a quasi-steady current sheet eventually leads to the generation of a *untwisting jet* , as indicated by the propagation of

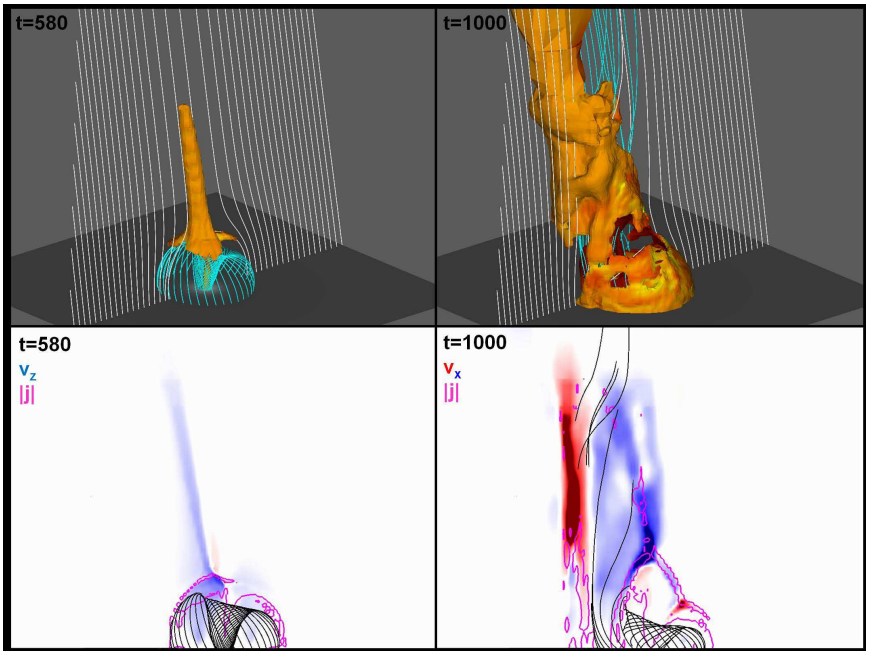

Fig. 1. Morphology of the *standard jet* (left panels) and the *blowout jet* (right panels) in the $\theta = 10°$ run presented in Section 3. Top panels: Isosurfaces of plasma density at $\rho/\rho_0 = 1.05$ color coded according to plasma temperature. The white field lines are plotted regularly along $x = 0$ & $z = 0$ from fixed footpoints in the initially open connectivity domain. The cyan field lines are plotted from fixed footpoints along a circle of radius $r = 3$ and are initially closed. Bottom left (resp. right) panel: 2D distribution of the v_z (resp. v_x) component of the velocity field in the $x = 0$ plane. Blue indicates upward (resp. toward the observer) and red downward (resp away from the observer) flows. The black field lines are all initially closed and correspond to the cyan field lines of the upper panel. The magenta lines are isocontours of the electric current density.

a low frequency, non-linear wave in the open field (see also Lynch et al. 2014). It is interesting to note that the *untwisting jet* develops precisely when the reconnection site transitions into an open connectivity domain. While not formally identified, the simulation of Török et al. (2009) also likely produces a *reconnection jet* prior to the development of the *untwisting jet* . Observationally, such transitions from *standard jet* to *untwisting jet* have been described for several jet-like events (Liu et al. 2011a,b; Zhang et al. 2012). As found by PAD10, they note that the *blowout jet* corresponds to a much higher reconnection rate than the *standard jet* phase.

2.3. Trigger of Standard and Blowout jets

The *standard jet* / *reconnection jet* and the *blowout jet* / *untwisting jet* are triggered in fundamentally different ways. A *reconnection jet* could be impulsively triggered either through direct forcing of the current sheet or through the onset of a local instability within the current sheet that enhances the reconnection rate. The dynamical forcing of the current sheet can result from flux emergence (e.g. as in Moreno-Insertis et al. 2008; Moreno-Insertis & Galsgaard 2013) or the expansion of the closed domain in response to added magnetic stress (e.g. as is the case in PAD09, PAD10, and Edmondson et al. 2009). Unlike other numerical experiments involving singular 3D null points (Masson et al. 2009, 2012; Priest & Pontin 2009; Baumann et al. 2013a,b; Pontin et al. 2013), our line-tied forcing does not directly impose a stress on the separatrices of the null. In our case energy is injected in the whole system by footpoint motions away from the separatrices. It induces a magnetic pressure increase and the growth of the closed domain. Because the increase is not completely symmetrical (cf. lower left panel Figure 1), differential stress is applied to each spine of the 3D null and the null point is deformed into a current sheet susceptible to reconnection.

A *blowout jet* apparently corresponds to a more global instability which involves all of the closed magnetic system. In PAD09, PAD10, & Rachmeler et al. (2010), the *untwisting jet* is related to a global MHD kink-like instability which occurs when a threshold in energy or helicity/twist is exceeded. The instability leads to the global destabilization of the system, activating the *blowout jet* . Similar kinking is also observed in a laboratory experiment (Hsu & Bellan 2002, 2003; Bellan et al. 2007; Moser & Bellan 2012) which magnetic set-up presents similarities with our. In the experimental axisymmetrical system a kinking of the central axis is eventually observed leading to the generation of a detached magnetized plasma structure. Unlike the laboratory experiment, our driving however does not create non-neutralized electric currents.

In Archontis & Hood (2013) and Moreno-Insertis & Galsgaard (2013) the *untwisting jet* is the results of a self-consistent eruption of a twisted flux rope. The observations of the early phase of the development of some large *blowout jet* also show evidences of the rise and kinking of a twisted structure (Kayshap et al. 2013). The observations of sigmoid-like structure (Raouafi et al. 2010), or of twisted bundle in the pre-jet configuration (Liu et al. 2011b) possibly indicate the early presence of a twisted/sheared current-carrying structure before the onset of jets. These observations suggest the existence of an erupting twisted structure in the early phase of the development of *blowout jets* (Moore et al. 2010, 2013). The problem of the onset of *blowout jet* seems thus to be equivalent to the trigger of eruptions. A fundamental difference with eruptions leading to CME, is that the erupting helicity/current-carrying structure would be eventually completely destroyed in the case of *blowout jets* . Via reconnection with surrounding fields, the helicity carrying structure fully transmits its twist to open field line, inducing a *untwisting jet* .

While the eruption of a twisted flux rope can appears at first very different from the shearing model developed in PAD09, they remains both topologically equivalent. In both case the *untwisting jet* results from interchange re-

connection between a closed twisted magnetic structure and the open untwisted domain. citetMorenoInsertis13 have also identified a null point involved in the interchange reconnection. While the energy injection mechanism used in PAD09 (and in the present paper), involving line-tied motions, may appears artificial and idealized to a certain extent, we argue that it contains all the essential ingredients necessary to the study of the trigger of an observed *blowout jet* . Overall the pre-jet configuration in Archontis & Hood (2013) and Moreno-Insertis & Galsgaard (2013), i.e. a twisted flux rope, only differs with the pre-jet configuration in PAD09 by the way magnetic twist is distributed in the close domain. While in PAD09 the twist is evenly distributed around the inner spine, magnetic helicity is mostly concentrated in a substructure of the close domain in the emergence simulations. We believe that, while the distribution of twist in the close domain can induce some different properties in the *untwisting jet* development, these differences are only secondary as proven by the very close correlation between our jet model and the observations of *blowout jets*

We argue that the model that we are using is therefore fully able to properly emulate not only the driving of *blowout jets* , but also their trigger. Unlike with emergence simulations, our model allows to carry efficient parametric studies of several elements, such as the amount of stored magnetic helicity and energy, the geometry of the field, which can influence the trigger of the *blowout jet* and its evolution, as will be illustrated in this paper.

Whether the jet results from the eruption of a twisted flux rope or a sheared structure, an essential part of the trigger of *blowout jets* first seems to be related to the properties of the field in the closed field region (e.g. PAD09). In Edmondson et al. (2009) the *untwisting jet* is generated when the reconnection sites enters in a region of different connectivity, i.e. having different geometrical properties. Similarly, while the axisymmetrical condition inhibited the *standard jet* phase to develop in PAD09, in PAD10 (as well as in Patsourakos et al. 2008) the 10° inclination of the open field allowed the existence of a *standard jet* and the trigger of a *blowout jet* at lower energy level. The geometry of the field therefore seems to be central to explain the onset of both types of jets. The parametric studies that we will present in the following will try to improve our understanding of the trigger process of *standard jet* and *blowout jet* .

3. Model description

In this section, we briefly present the model used as the base for the different parametric studies presented in this paper. The specific variations to this model used in each parametric studies will be detailed in the corresponding sections.

The simulations presented here are extending the work presented in PAD09 & PAD10. In the simulations, we consider the equations of ideal magneto–hydrodynamics (MHD) for a monofluid coronal plasma of initial uniform density and temperature. The simulations have been performed with the *A*daptively *R*efined *M*agnetohydrodynamic *S*olver (*ARMS*), whose Flux-Corrected Transport algorithms are based on those derived in DeVore (1991). The time-dependent equations of ideal MHD, with the magnetic forces expressed in the Lorentz form, are solved on a dynamically solution-adaptive grid managed by the toolkit *PARAMESH* (MacNeice et al. 2000). A Cartesian domain is assumed with x and y the horizontal axes and z the vertical axis. The nonuniform initial grid is identical to the one presented in Figure 1 of PAD09.

This grid refines and derefines adaptively during the simulation as prescribed in the Appendix of Karpen et al. (2012). The adaptive meshing adjusts the grid to resolve as finely as possible the thin current layers that drive and control the reconnection process. No explicit resistive MHD terms are included in the model. Numerical diffusion provides an effective resistivity, in particular where the spatial gradients of the magnetic field are strong, i.e., at the current sheets where the grid is most highly refined.

The domain is filled with a highly conducting, low-pressure coronal plasma. For maximum generality, we use non-dimensional units; however, a comparison with actual coronal scales can be found in § 5.2 of PAD09. Our initial thermal pressure, P is uniform, as is the initial mass density ρ. We assume an ideal plasma equation of state. The temperature is therefore initially uniform, $T = P/(\rho R)$, where R is the gas constant.

The initial magnetic field is set to be potential. Its configuration is given by a central vertical magnetic dipole placed under the photosphere (close field) and embedded in an inclined (with regard to the vertical direction) and uniform background magnetic field (open field). The central dipole is placed at (0,0,$z_c = -1.5$), and its magnetic moment $\mathbf{m}_c$ is chosen such that $\mathbf{m}_c = m_c\mathbf{e}_z$ and $\mu_0 m_c/4\pi = 25$. The initial uniform open coronal magnetic field, $\mathbf{B}_v$, is taken to be:

$$\mathbf{B}_v = B_v \sin(\theta)\mathbf{e}_y - B_v \cos(\theta)\mathbf{e}_z \tag{1}$$

with $B_v = 1$. The angle θ quantifies the inclination of the open field regarding the vertical direction (with $\theta = 0$ corresponding to a vertical field. The initial vertical magnetic-field component in the standard configuration, $B_{s,z}$, is thus given by the following equation:

$$B_{s,z}(x, y, z) = \frac{\mu_0 m_c}{4\pi} \frac{2(z - z_c)^2 - (x^2 + y^2)}{(x^2 + y^2 + (z - z_c)^2)^{5/2}} - B_v \cos(\theta) \tag{2}$$

In Section 4 we will vary the inclination θ to see its impact on the dynamic of the evolution of the standard to blowout evolution.

The resulting topological structure for diverse angle is presented in the top panels of Figure 2. A 3D null point with its associated fan surface and two spine lines are present with the outer spine following the general direction of the open field (thus inclined by θ). Such magnetic configuration with a null point is typical of jet-like events (cf. Section 1). The fan surface divide the volume in two magnetic connectivity domains. Our idealized model has so far considered a topology in which the initial fan surface is purely spherical (PAD09, PAD10). This results from a quasi-axisymmetrical distribution of the field at the solar surface (the symmetry is broken in the volume with non-null values of θ). In Section 5 we will see the influence of a more realistic null point geometry resulting from a less-uniform distribution of the bottom-boundary magnetic field.

We assume the same boundary conditions as PAD09, i.e., closed on the four sides and open at the top. At the bottom boundary, line-tied conditions are used to emulate the lower layers of the solar atmosphere and forcing motions

are imposed to drive the magnetic evolution. As in PAD09, the vertical field is driven by imposed slow twisting motions restricted to the positive polarity for $B > B_l = 0.4$. We should note that the fan separatrix is not directly stressed.

The applied flow follows the contours of B_z, so as to leave its surface distribution unchanged in time. The potential field is therefore almost constant in time and we will follow the evolution free magnetic energy in the system, E_{mag} defined as the difference between the total magnetic energy E_m and its initial value: $E_{mag}(t) = E_m(t) - E_m(t = 0)$.

The imposed tangential velocity $\mathbf{v}_\perp(x, y, z = 0)$ is given by Equation (7) of PAD09:

$$\mathbf{v}_\perp = v_0 f(t) \frac{B_r - B_l}{B_z} \tanh\left(k_B \frac{B_z - B_l}{B_r - B_l}\right) \mathbf{z} \times \boldsymbol{\nabla} B_z) \quad (3)$$

$$\text{with} \quad f(t) = \frac{1}{2}\left[1 - \cos\left(2\pi \frac{t - t_l}{t_r - t_l}\right)\right] \quad \text{for} \quad t \in [t_l, t_r] \quad (4)$$

In the present simulations v_0 is taken equal to 3×10^{-5}. The prescribed velocity field imparts a clockwise rotation (seen from above) to the positive central polarity, therefore injecting magnetic energy and positive helicity into the closed-field region and forming a clockwise whorl. Let us note that v_0 is smaller than in PAD09. Therefore a smaller amount of twist is injected in the close domain relatively to PAD09. The computation of the flux of helicity in the bottom boundary, using the method of Pariat et al. (2005), show that a total of ~ 1050 helicity units are eventually injected in the system. Given that the magnetic flux is equal to 30 units, assuming an uniformly twisted structure, it would correspond to 1.17 turns of the magnetic field lines around the central axis. Visual inspection of the magnetic field lines at the onset of the *untwisting jet* confirms this value.

4. Influence of the coronal field inclination

As indicated in Section 2.3, our previous simulations showed that the inclination is critical for the appearance of the *standard jet* phase. When the system is purely axisymmetrical no *standard jet* is observed. In the present section we performed a parametric study varying the inclination of the coronal magnetic field to determine the condition of existence of the *standard jet* phase and its impact on the *blowout jet* phase.

In all runs, the atmosphere is the same as in PAD09, e.g. $P = 0.01$, $T = 1$ and $\rho = 1$ in non-dimensionalized units. All the parameters between the different runs are constant but for the angle θ which is taken in the interval $[0; 20]$. We are therefore testing variations at relatively small angle. For a larger angle, the outer spine is no more connected to the top boundary but to a side boundary: this modifies the dynamic of the systems when the jet hits the side boundary. We therefore limited ourselves to $\theta < 20°$ Since $\mu_0 m_0 / 2\pi |z_c|^3 >> B_v$, the flux distribution in the central polarity is quasi-similar for all run. The variation of the angle barely modifies the initial magnetic energy (the maximum relative difference is smaller than 10^{-3}) therefore varying θ does not modify the initial condition in terms of energy.

The Figure 2 presents the global evolution of the magnetic field and of the plasma density for some simulations.

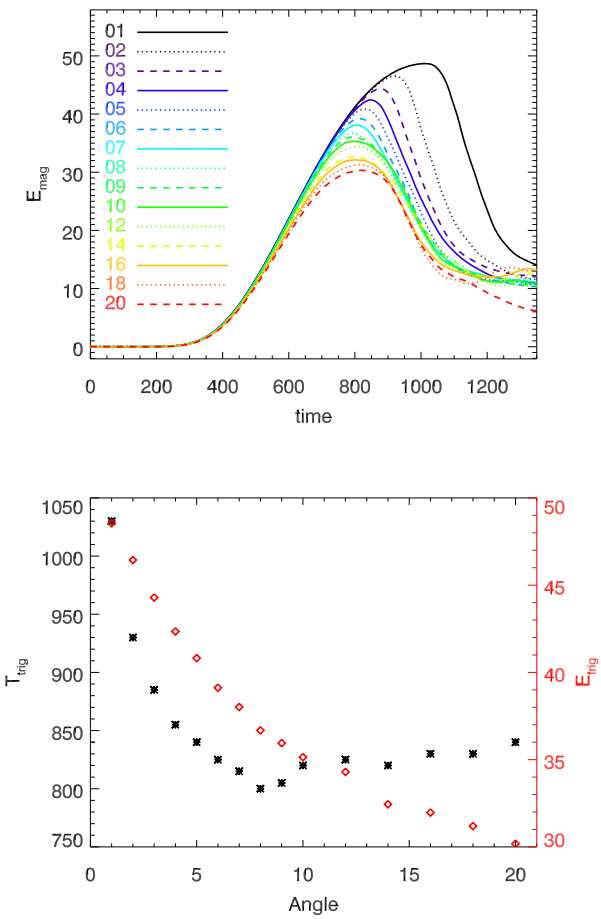

Fig. 3. Top panel: time evolution of the free magnetic energy, E_{mag}, for simulations having different values of the inclination angle θ. Bottom panel: Time, T_{trig}, of the onset of the blowout jet (*black curve*) and accumulated free energy at T_{trig} ($E_{trig} = E_M(T_{trig})$, *red curve*) in function of the inclination angle θ.

The top panels of Figures 3 & Figures 4 respectively present the evolution of the free magnetic, E_{mag}, and kinetic energy, E_{kin}, for the different values of θ tested. While there is distinctive differences between the runs as shown by the energy curves, the evolution of the system in the different simulations remains overall similar and agrees with the dynamic of the first jet described in Section 2.

After a phase of relaxation, magnetic energy is injected by the line-tied twisting motions in the close domain (for $t \sim [300-900]$, cf. Figure 3). The magnetic energy and pressure build-up induces an increase of the volume of the close structure (see also Hsu & Bellan 2002; Rachmeler et al. 2010). For the runs with a large θ, a quasi-steady current sheets forms at the null point. Magnetic reconnection induces a *reconnection jet* (cf. Figures 2) and kinetic energy increases (cf. Figure 4). The rate of free magnetic energy released by reconnection is however smaller than the rate of free energy injected: magnetic energy and helicity keep accumulating. Eventually (at $t \sim 900$) an *untwisting jet* is initiated similarly to PAD09 and PAD10. As discussed in Section 2.3, the *untwisting jet* seems to be related to a global MHD instability linked to a threshold in energy

or helicity/twist. The instability leads to a global destabilization of the system: an intense and very dynamic current sheet forms inducing intense magnetic reconnection. The twisted closed field lines sequentially reconnected with the open field and transmit their helicity to the untwisted open magnetic field lines. Along this field lines, non-linear Alfvénic / kink wave develops leading to a global *blowout jet* . In all runs the kinetic energy surges (Figure 4) and the magnetic energy decreases significantly (Figure 3, top pannel).

4.1. On the blowout jet

A first results of our study is that all the runs do present the generation of a *blowout jet* , which are morphologically similar. The bottom panels of Figure 2 show that the plasma distributions in the *blowout jets* present the same shape and that that similar helical velocity flows are observed regardless of θ. The only noticeable difference is the orientation of the jet. The *blowout jet* is more inclined when the initial configuration is more inclined. This is not surprising since the jet, induced by the non-linear waves propagating in the open field, is indeed expected to follow the inclination of the coronal field. This confirms also the observed property that the spire of the jets tends to follow the magnetic field direction (e.g. Wang & Pick 2006; Moreno-Insertis et al. 2008; Liu et al. 2011b)

Noticeable differences nonetheless appears regarding the instant of the trigger of the *untwisting jet* and the energy level at the moment of the onset. We define the instant, T_{trig} as the moment where the free magnetic reach its maximum, E_{trig}:

$$E_{trig} \equiv \max(E_{mag}(t)) = E_{mag}(T_{trig}) \quad (5)$$

T_{trig} is a proxy for the trigger time of the *untwisting jet* . T_{trig} correspond to the moment where the rate of energy injected by the boundary motions is equal to the rate of energy released by the reconnection inducing the *blowout jet* . At T_{trig}, the system should already be unstable. T_{trig} is thus an upper value for the trigger time of the instability leading to the *blowout jet* and E_{trig} is also an upper value of the free magnetic energy.

Since the driving motion follow a sine function, peaking at $t = 600$, i.e. not constant (cf. Equation 3), and since the *blowout jet* are triggered at different time depending on θ, the rate of energy injection at T_{trig} is not identical between each simulation. For low value of θ, T_{trig} is close to 1100, the driving motions are almost stopped, the energy injection is very small and the precise blowout onset time and T_{trig} shall be very close. For larger value of θ, for which $T_{trig} \sim 800 - 850$, the rate of energy injection at the boundary is larger (by a factor ~ 6). The *untwisting jet* is however very impulsive and the rate of energy released increases very rapidly, e.g. as can be seen here in Figure 4.From Figure 4 of PAD10, we can estimate that the exact trigger time of the *blowout jet* is less than $50 - 100$ time units earlier than T_{trig}. T_{trig} remains therefore a good proxy to compare the onset time between the different simulations.

The lower panels of Figure 3 present the variation of T_{trig} & E_{trig} in function of the inclination angle θ. The plot shows that for low values of θ, T_{trig} decrease rapidly as θ increases. The curve reaches a minimum at $T_{trig} \sim 800$ for $\theta = 8°$, and then increases slightly with larger value of θ.

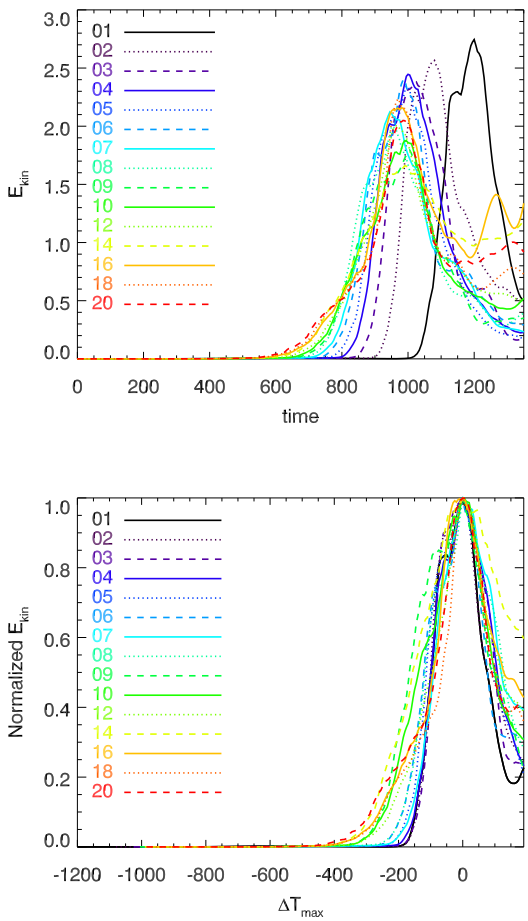

Fig. 4. Top panel: Time evolution of the kinetic energy for simulations having different values of the inclination angle θ. Bottom panel: Time evolution of the normalized kinetic energy (see text) relatively to the time of the peak of the kinetic energy in each simulations.

The curve of E_{trig} presents a a sharp decrease for low value of θ and a smoother decrease for $\theta > 10°$. We tried to fit several simple function (e.g. inverse, exponential) to theses curves but none fitted satisfactorily (low χ^2). Hence, the trigger time and energy do not follow simple rules, although the energy does decreases monotonically with increasing angle θ.

The curve of E_{trig} (Figure 3, lower panel, red line) clearly highlight a link between the inclination angle and the trigger energy. A result of this parametric study is that less energy is needed to trigger the jet when θ is larger, hence when the system is less axisymmetrical. Quantitatively, we see that a bit more than a third less energy is needed to trigger a *blowout jet* for $\theta = 20°$ than to trigger one at $\theta = 1°$. Said differently, a quasi-axisymmetrical system with a 3D null point is able to store 60% more energy than one further away from axisymmetry. In term of twist, the jet are triggered when the field lines have a number of turns in the $0.8 - 0.9$ range for $\theta > 8°$, which is much smaller than for the $\theta = 1°$ run, where the number of turns is about 1.2 (in the pure axisymmetrical case of PAD09, the *blowout jet* developed at 1.4 turns).

Our result implies that the instability leading to the generation of the *blowout jet* is strongly influenced by the level of symmetry of the magnetic system. When the system is less symmetrical, at higher value of θ, the instability inducing the blowout is triggered more easily. As discussed in PAD09, PAD10 and Rachmeler et al. (2010), the instability is strongly related to the kink of the system. The symmetry breaking induced by larger θ lower the energy/helicity threshold at which a kink-related instability would develop. We should note that this correlation does not necessarily means that it is the inclination which is directly responsible for the modifications of the energy level at the jet onset. As the other parametric studies will show, it is via the action of reconnection during the *standard jet* phase that θ influence the catastrophic development of the *blowout jet* .

It can be noted that a lower amount of free magnetic energy at the onset of the *blowout jet* does not necessarily means a lower amount of kinetic energy in the jet. As observed in the top panel of Figure 4, we do not find any correlation between the peak of the kinetic energy and the value of θ. This absence of relation between kinetic energy and θ is probably due to the fact that the kinetic energy, induced through magnetic reconnection, is always small compared to the magnetic energy present in the jet (PAD09). At T_{trig}, the system has always sufficient free energy, and behave in a similar way to generate a *blowout jet* . As hinted from the dynamics of the plasma (Figure 3, lower panels), the kinetic properties of the *blowout jet* (speed, shape, morphology) is not influenced by θ.

The result that the 3D null-point configuration stores more energy when the system is more symmetrical implies different level of emission for observed coronal jets depending on their magnetic configuration. This prediction of our model, that can be tested observationally, will be further discussed in Section 6.2.

The curve of T_{trig} (Figure 3, lower panel, black line) is more complex to interpret. For low value of θ, the decrease in T_{trig} is directly related with the lower energy needed to destabilize the system at the onset of the *blowout jet* . As less energy is needed, the energy threshold to trigger the instability is reached earlier (given than the energy injection is similar for all runs) and a *untwisting jet* occurs sooner. This property remains true until $\theta \simeq 8°$. For higher value of θ, the increase of the trigger time is a consequence of the existence of a *standard jet* phase.

4.2. On the standard jet

Unlike for the *untwisting jet* , the very existence of the *standard jet* phase is directly controlled by θ. For low value of the inclination the *standard jet* is barely present (as for the pure axisymmetrical case of PAD09), while for value of θ larger than $\sim 8°$ a *standard jet* can be identified in the dynamic of the plasma (cf. Figure 2, middle panels).

The formation of the *standard jet* phase for larger value of θ can be highlighted with the kinetic energy. In the bottom panel of Figure 4, we have represented the variations of the normalized kinetic energy in function of the time difference, ΔT_{max}, to the peak time, T_{max}, of the kinetic energy :

$$\Delta T_{max} \equiv t - T_{max} \quad \text{with} \quad E_{kin}(T_{max}) = \max(E_{kin}) \qquad (6)$$

T_{max} corresponds to the moment where the kinetic energy is maximum, i.e. in the middle of the development of the *untwisting jet* . The kinetic energy curves are normalized by their maximum, hence the normalized energy curves all peak at 1 for $\Delta T_{max} = 0$. The bottom panel of Figure 4, first show a very strong similarity between the shape of the curves for $|\Delta T_{max}| < 200$, during the development of the *blowout jet* . This confirms that the kinetic properties of the *blowout jet* are de-correlated from the inclination angle θ.

However, before the *blowout jet* phase, for $\Delta T_{max} < -200$, important differences appear between the normalized kinetic energy curves . For $\theta \lesssim 8°$, the normalized kinetic energy is almost constantly null, and the curves are morphologically very similar to the $\theta = 1°$ case. However, for $\theta \gtrsim 8°$, some non-null kinetic energy is present in the system. This kinetic energy corresponds to plasma accelerated via magnetic reconnection. The kinetic energy curves mark the devellopement of the *reconnection jet* inducing a *standard jet* . Figure 4 quantitatively confirms that the *standard jets* develops only for larger inclination angles, when the system is less symmetrical.

One observe as well that, overall, the larger the inclination, the earlier kinetic energy appears. The *reconnection jet* thus develops earlier and is more strongly marked for larger values of θ. Let us note that the value of $\theta = 8°$ is not a strict transition between two regimes (with or without *standard jet*). As the inclination angle increases, the system smoothly transit from, the absence of reconnection for the pure axisymmetrical case of PAD09 and the 1° to 3° cases, to the range of $\theta \in [4 - 8]°$ where some reconnection is present but cannot be distinguished from the beginning of the *blowout jet* phase, to values of $\theta \gtrsim 8°$ where a *reconnection jet* is unambiguously observed. Figure 2 indeed shows that, at $t = 600$, for larger value of θ, a more potent *standard jet* is observed: the extent, occupied volume and intensity of the upflowing plasma increases with θ. During the *standard jet* phase, with increasing θ, stronger current sheet forms at the null yielding stronger reconnection. However a *standard jet* is only observed if reconnection is sufficiently intense and developed sufficiently early before the onset of the *blowout jet* , for $\theta \gtrsim 8°$.

As it is formed, the reconnection inducing the *standard jet* dissipates part of the energy and helicity which is injected in the system. The larger the inclination angles is, the earlier and the stronger the *standard jet* is, the more injected energy is dissipated and the lesser efficiently energy is accumulating in the system. This is directly illustrated in the top panel of Figure 3 where the slope of the magnetic energy curves are less steep as θ increases during the energy building phase ($t \sim [400, 700]$).

As discussed in Section 2.3, assuming that there is indeed a threshold for the trigger of the *blowout jet* , since the *standard jet* phase implies a less efficient accumulation of energy, the moment at which the blowout threshold is reached should be delayed. Hence, when the *standard jet* is present, for $\theta \gtrsim 8°$, the following correlation can be theoretically made: the larger the value θ, the more energy is dissipated in the *standard jet* phase thus the latter the *blowout jet* should be observed. This is precisely the behavior observed with T_{trig} for $\theta > 8°$ (Figure 3, lower panel, black curve).

The variation of T_{trig} can be understood as the competition of two processes: the lowering of the energy/helicity threshold with a larger field inclination (cf. Section 4.1), the less efficient energy accumulation with more pronounced *reconnection jet* at larger angle. While the first process clearly

dominates for $\theta < 8°$ when no *reconnection jet* is present, the second becomes dominant for $\theta > 8°$. The evolution of T_{trig} is thus another hint that there is an energy/helicity threshold triggering the generation of the *blowout jet* .

Unlike the *blowout jet* , the *reconnection jet* is in our case not the consequence of an instability but is the direct consequence of the driving that we are applying (cf. Section 2.3). When the system is purely axisymmetrical, the system topologically inhibits reconnection (PAD09). As hinted by stability experiments carried in PAD09, our present results demonstrate that this property does not strictly apply to the $\theta = 0°$ case but extend to small inclination angles. For $\theta \lesssim 8°$, the system prevents the formation of an important current sheet during the energy-build-up phase, while it is slowly driven at the boundary. For larger angle, the system directly reacts to the boundary forcing through the formation of a current sheet, the development of magnetic reconnection inducing a *reconnection jet* .

Overall, our results indicates a close correlation between the intensity of the *standard jet* and the lower energy threshold of the *blowout jet* . In the present parametric study, since the change of properties of the standard and the *blowout jets* are both related with the increase of the inclination angle θ, It is not yet possible to determine if the properties of the trigger of the *blowout jet* are directly impacted by θ or if it is via a stronger *standard jet* phase. We will see in the following, performing different parametric runs, done at constant θ, that the lower energy trigger of the blowout jet seems induced by a stronger reconnection during the *standard jet* phase.

5. Influence of the magnetic field distribution

In this section we will study whether a modification of the distribution of the coronal magnetic field impact the development of the jet. While all our previous computations have been performed assuming a uniform distribution of the negative magnetic field, in the present section we performed several simulations where the negative magnetic field is more concentrated at some particular locations, i.e. magnetic polarities surrounding the central one, still preserving the presence of a singular 3D magnetic null point. We want to test here whether the modification of the field distribution precludes the existence of the jet and how it may impact its dynamics.

There is an unlimited number of possibility to have non-uniform distributions of magnetic field and it is obviously hopeless and irrelevant to try to test them all. Many observation of jets show that they are produced in magnetic field configuration presenting one or two central polarities surrounded by several magnetic field concentration of the opposite field (see for exemple respectively Figures 3, 1, 4, & 1 of Krucker et al. 2011; Liu et al. 2011a; Zhang et al. 2012; Shen et al. 2012). In the following, we have restricted ourselves to four different configurations formed by three negative polarities distributed around the central positive polarity. Using one or two surrounding polarities appeared to us less generic and using more than three not necessarily more informative. In order to limit the range of parameters, we consider surrounding polarities of equal magnetic intensity and located on a circle at equal distance from the central polarity. The configurations that we are testing overall aims at reproducing the magnetic configuration of the observed jet presented in Figure 2 of Moreno-Insertis et al. (2008), in which a 3D null point topology is formed by three magnetic polarities surround a central one of the opposite sign.

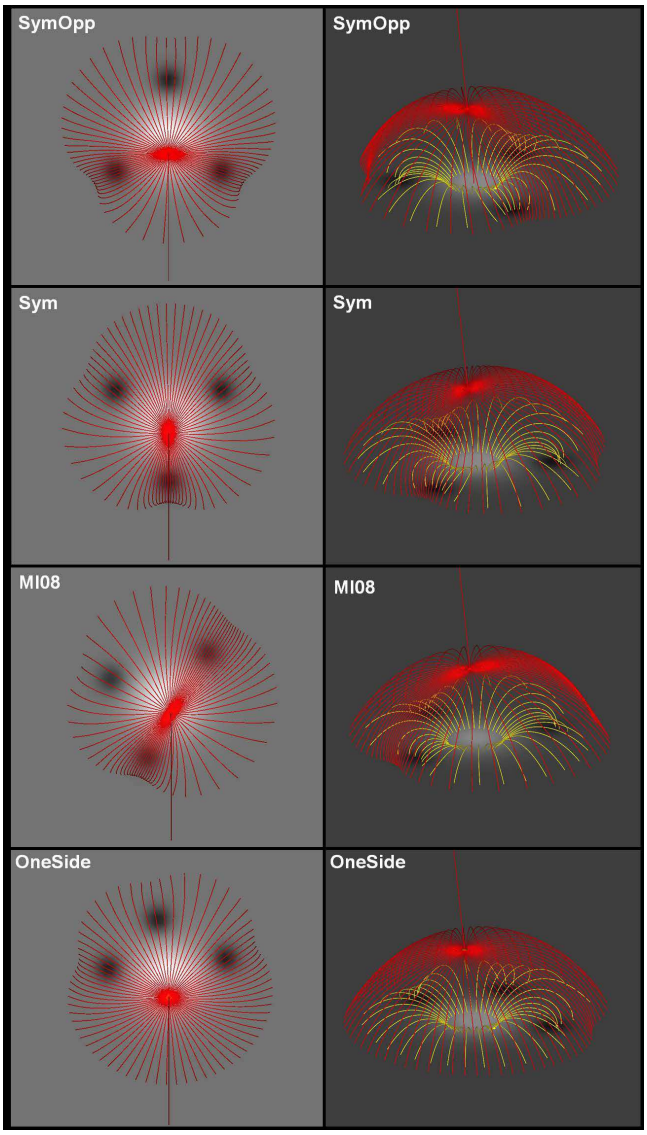

Fig. 5. Left panels: Top views of the bottom boundary distribution of the vertical component of the magnetic field (B_z) coded in levels of gray, for the different runs. The red field lines map the initial ($t = 0$) separatrices passing by the 3D null point, bounding the open and the close magnetic domains of connectivity. Right panels: side views of the initial potential magnetic configuration ($t = 0$) for the different simulations. The red field lines are those shown in the left panels. The yellow field lines outline the connectivity in the close domain, and are plotted from footpoints distributed along a circle on the bottom boundary of radius $r = 0.6$ centered on the footpoint of the inner spine.

Similarly to the central polarity, the surrounding magnetic polarities are created by embedding the vertical magnetic dipole. Each dipole is placed at a common depth of $z_p = -0.6$ and their magnetic moment $\mathbf{m}_p$ is given by $\mathbf{m}_p = -m_p \mathbf{e}_z$ and $\mu_0 m_p / 4\pi = 1$. Each polarity is located on a circle of radius $R_p = 1.8$ centered on the main source polarity of the jet. In the case of a uniform distribution (as in Section 4), the polarity inversion line is located at a ra-

dius of 1.6. The surrounding polarity are therefore located in the original negative field region and therefore only moderately modify the field distribution of the central positive polarity. The azimuthal angle of the polarity on the circle, respectively to $\mathbf{e}_x$, is given by $\varphi_{p,i}$. The initial vertical magnetic field, $B_{p,z}$, for this set of simulation is therefore given by:

$$B_{p,z}(x,y,z) = B_{s,z}(x,y,z) - \sum_{i=1}^{3} \frac{\mu_0 m_p}{4\pi} \frac{2(z-z_p)^2 - ((x-x_{p,i})^2 + (y-y_{p,i})^2)}{((x-x_{p,i})^2 + (y-y_{p,i})^2 + (z-z_p)^2)^{5/2}} \quad (7)$$

with $B_{s,z}$ given by Equation 2. The cartesian coordinates of the center of each surrounding polarity are $x_{p,i} = R_p \cos\varphi_{p,i}$ and $y_{p,i} = R_p \sin\varphi_{p,i}$,. For all the runs the inclination is constant and $\theta = 10°$.

Table 1. Azimuthal angles of the surrounding polarities (in degree) for each simulation. Free magnetic energy, E_{trig}, and trigger time T_{trig} of the blowout jet

	SymOpp	*Sym*	*OneSide*	*MI08*
$\varphi_{p,1}$	-30	30	20	50
$\varphi_{p,2}$	-150	150	100	160
$\varphi_{p,3}$	90	-90	170	-110
E_{trig}	37.1	37.5	38.6	39.5
T_{trig}	800	805	825	830

At the photospheric level the maximum of the magnetic field intensity in each of the surrounding negative polarities is $\max|B_{p,z}| \simeq 9$ while it is $\max|B_{c,z}| \simeq 14$ for the central positive polarity. Since surrounding polarities are embedded closer to the surface than the central one, they are therefore more concentrated that the central polarity, i.e., they create a relatively smaller magnetic flux. In all the configurations that we are testing, a 3D null point is located above the closed field region. In the standard case with a uniform distribution of the surrounding field, the null point fan separatrix footprint forms a circle of radius ~ 2.2. The surrounding polarities are therefore for most part embedded within the close domain of the configuration. Another run performed with $R_p = 2.1$ showed few qualitative differences (not presented here). Because of their presence, the surrounding polarities tend to concentrate field lines and flux originating from the central positive polarity (cf. yellow field lines in the right panels of Figure 5). The fan separatrix surface of the null is no more a semi-sphere and presents different shape and deformation depending on the relative position of the magnetic polarities.

We have performed four different runs with each having a different set of value for $\varphi_{p,i}$. The values of the azimuthal angle of the surrounding polarity in each simulation is given in Table 1. The corresponding initial potential magnetic configurations are presented in Figure 5. In the *SymOpp* run, the polarity are equally spaced along the circle with one polarity located on the positive e_y axis. Let us remind that the θ angle inclines the coronal field toward negative e_y. In the *SymOpp* run, one of the polarity is therefore located in the opposite direction of the inclination of the field. The *Sym* run corresponds to a symmetrical distribution of the polarity relatively to the e_x axis relatively to *SymOpp*. The polarities are also equally spaced but this time one of the surrounding polarity is located on the negative e_y axis, on the same side than the inclination of the field. In both the *SymOpp* and *Sym* runs, the e_y axis is an axis of symmetry for the magnetic configuration. In the *Oneside* run the surrounding polarities are all located in the $y > 0$ domain presenting a disymmetry relative to the e_x axis. The *MI08* run present the largest disymmetry relative to the e_y axis. This configuration is morphologically closest to the observed magnetic configuration of Moreno-Insertis et al. (2008). As shown in Figure 5, all the configuration have a 3D magnetic null point dividing the domain in closed and open magnetic fields.

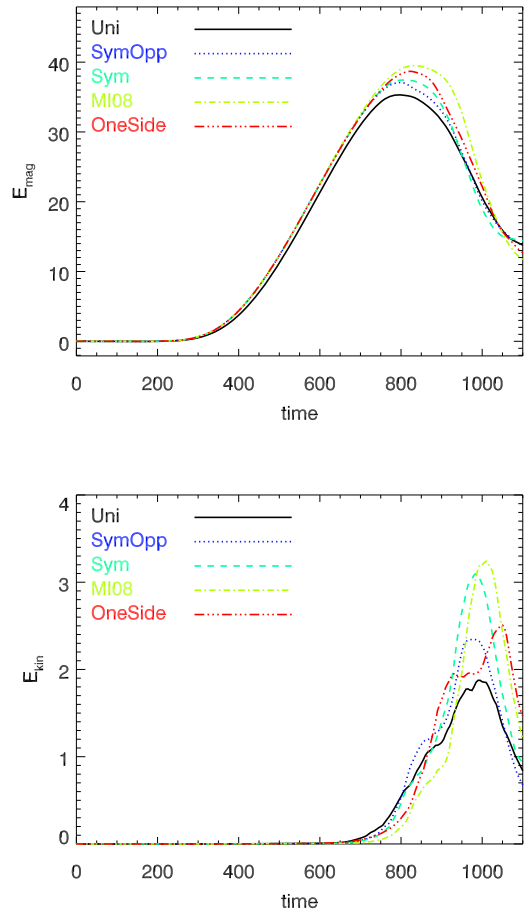

Fig. 6. Top panel: Time evolution of the free magnetic energy, E_{mag} for simulations having different bottom boundary distributions of the magnetic field presented in Figure 5. Bottom panel: Time evolution of the kinetic energy E_{kin} for each simulations.

The evolution of the magnetic and kinetic energy in each simulation is presented in Figure 6. For comparison, the run *Uni* is the corresponding simulation with a uniform magnetic field distribution (as in Section 4, with $\theta = 10°$). Let us note however that this runs corresponds to a distribution of the field at the photosphere not fully comparable with the runs presented here (having a different amount of magnetic flux). For all the runs a *blowout jet* is generated, as can be seen from the sudden drop in the free magnetic energy and the rise in the kinetic energy for $t \gtrsim 800$. All the simulations also present the standard to blowout evolution. The presence of the *standard jet* phase can be hinted

roughly by the presence of two slopes in the rise of the kinetic energy: a slow increase between $t \in [600, \sim 800]$ and steeper increase for $t \gtrsim 800$ when the *blowout jet* develops. Both standard and blowout phases are indeed observed in the dynamic evolution of the plasma.

The first main result of this parametric study is that the specific distribution of the magnetic field at the photospheric layer do not inhibit the generation of either the *standard jets* or the *blowout jets* . This result strengthen and extent the validity of our model: we argue that as long as a 3D null point is present, the overall properties of the generation of a jet are preserved. The 3D null point is able to efficiently store free magnetic energy and helicity and release them impulsively through interchange magnetic reconnection. The sequential opening of the closed magnetic field lines and the propagation of twist induce the *untwisting jet* as described in Section 2.

Some differences nonetheless appear between the runs. In all the runs with surrounding polarities, more magnetic energy is stored and the *untwisting jet* occurs latter than for the *Uni* simulation. Similarly to the parametric study of inclination (cf. Section 4.2), the inspection of the kinetic energy curves (Figure 6, bottom panel) for $t \in [600, \sim 800]$ allows us to hint the strength of the *standard jet* . We note that kinetic energy is increasingly larger during that *standard jet* phase for the runs *MI08*, *Oneside*, *Sym*, *SymOpp*, and *Uni*, in this precise order.

This is further confirmed by the inspection of the development of the current sheet and the *standard jet* at $t = 600$. Figure 7 displays the distribution of the vertical velocity, v_z and outline the location and shape of the electric current sheet for each simulation, in the Oyz plane where the *standard jet* is observed to be the strongest. For the *Oneside*, and *MI08* runs, the *standard jet* is not located strictly in the central $x = 0$ plane. We observe that, at $t = 600$, for *SymOpp* & *Sym*, a longer and more intense current sheet has developed relatively to the other runs. It induces a *standard jet* with higher upward velocities distributed over a wider volume. For the *Oneside*, and *MI08*, the current sheet is smaller and the *standard jet* is less pronounced. This analyze is valid at any time of the *standard jet* phase. The visual inspection of the *standard jet* in the simulation output confirms what is deduced from the analyze of the kinetic energy curve, i.e. that the respective runs *MI08*, *Oneside*, *Sym*, *SymOpp*, and *Uni* present increasingly stronger *standard jet* (*MI08* display the weakest *standard jet* and *Uni* the strongest).

For this parametric study, the trigger time, T_{trig}, and trigger energy, E_{trig} given Table 1 are determined from the peak of the magnetic energy curves (cf. Figure 6, top panel), following Equation 5. We see that runs with smaller E_{trig} also correspond to those having smaller T_{trig}. In this order, the runs *Uni*, *SymOpp* , *Sym*, *Oneside*, and *MI08*, respectively present a *blowout jet* which is developing increasingly latter (largest T_{trig} for *MI08*) and at a larger amount of free energy (largest E_{trig} *MI08*). The latter trigger of the *blowout jet* is therefore anti-correlated with the stronger development of the *standard jet* . The larger kinetic energy observed between the different runs in the *standard jet* phase correlates with smaller E_{trig} and smaller T_{trig}. We find here a clear anti-correlation between how early kinetic energy start to increase during the standard phase (i.e. how intense *standard jet* reconnections are) and how late the *blowout jet* develops (i.e. how high the free magnetic energy could accumulate). Said differently, the runs which presents a stronger *standard jet* (more kinetic energy, larger velocity in the *standard jet* , more developed current sheet), produce an earlier *blowout jet* (smaller T_{trig}) at a lower free energy level (smaller E_{trig}).

This parametric study allows us to refine the results obtains in Section 4 regarding the link between the *standard jet* phase and the property of the trigger of the *blowout jet* . In Section 4, we found that, for a given field distribution, increasing the inclination of the coronal magnetic field, was correlated with a stronger *standard jet* . We also found that with larger θ the *blowout jet* was trigger at a lower magnetic energy level. In this parametric study, for a constant inclination, we observe that changing the magnetic distribution modifies the strength of the *standard jet* which can be monotonically correlated to the onset characteristics of the *blowout jet* : we observe here that the earlier kinetic energy appears, the stronger the quasi-steady reconnection, the more developed the *reconnection jet* is during the *standard jet* phase, the earlier the *untwisting jet* is triggered and the lower is the energy accumulated at the *blowout jet* onset, hence likely the lowest the energy threshold for the *blowout jet* is. Unlike in Section 4, the inclination angle is here constant for all the runs. This proves that neither θ, nor the field distribution, directly influence the property of the trigger of the *blowout jet* . Our results hints that it is rather the reconnection developing during the *standard jet* phase which influences the triggering of the *blowout jet* phase. While the *standard jet* is not responsible of the trigger the *blowout jet* (the *standard jet* and the *blowout jet* are triggered by different mechanism as discussed in Section 2.3), the *standard jet* reconnections impact the properties of the onset mechanism of the *blowout jet* . This results are further confirmed by a third parametric study on the plasma β that we have carried and that will be published in an upcoming paper (Pariat et al. in preparation)

The reason why the *standard jet* phase is more important for some field distribution compared to others is however not straightforward. We believe that the property of the topology of the null, such as the geometry of the 3D fan surface are primordial to understand the early development of the *reconnection jet* (as for example shown with the influence of the inclination angle). The present runs are not statistically significant and present structures which are too different to detect the possible cause of the generation of a stronger *standard jet* . It is worth noting that a symmetrical transformation regarding relatively to the (Ox) axis (*SymOpp* vs *Sym*) leads to little differences. It is also interesting to note that the runs which possess the strongest disymmetry perpendicular to the inclination, *MI08*, induces the largest energy storage, the most impulsive and energetic *blowout jet* , and is actually the configuration the most closely related to an energetic observed X-ray jet.

6. Conclusion

6.1. Summary

In the present paper, we have performed two parametric studies of the generation of *standard jets* and *blowout jets* , based on the model of Pariat et al. (2009, PAD09) and related studies (Patsourakos et al. 2008; Rachmeler et al. 2010; Pariat et al. 2010; Dalmasse et al. 2012). Our jet model, energized by line-tied twisting motions at the base of

closed magnetic field lines bounded by a separatrix surface formed by a singular 3D null point, relies on interchange reconnection between the closed twisted-flux and the adjacent open untwisted field. Two sequential phases can occur, depending on the magnetic geometry. First, a boundary-driven phase with quasi-steady reconnection generates a *reconnection jet* (as defined in Section 1), which can be interpreted observationally as a *standard jet* . Then a much more dynamic phase, impulsively generated by a global instability, produces a *untwisting jet* that observationally corresponds to a *blowout jet* . Our parametric studies concerned the impacts of varying the inclination angle of the coronal magnetic field and of varying the photospheric distribution of the magnetic field (while preserving the key topology). From these studies we obtained the following results.

We confirm that the model of PAD09 is valid for a wide parameter range. As previously noted, the pure axisymmetry of PAD09 is not a necessary condition for the development of a jet. The present study shows that *untwisting jets* are triggered for inclination angles of the coronal field in the $[0°, 20°]$ range (cf. Section 4). Preliminary studies indicate that a *untwisting jet* also occurs for larger angles (e.g. 30° & 40°). As long as an isolated 3D magnetic null point is present, our model also is valid for diverse distributions of the magnetic field at the photosphere; in particular we tested several distributions including three surrounding polarities, configurations that are frequently observed in the solar atmosphere (cf. Section 5).

While the inclination of the coronal field does not affect the generation of the *blowout jet* , our investigation revealed that it is crucial for the existence of the *standard jet* (cf. Section 2.2). ($\gtrsim 8°$). An *standard jet* is formed when the 3D null point is sufficiently stressed, in our case in response to boundary driven motions. We found that *standard jets* appear only for inclinations $\gtrsim 8°$. A larger inclination breaks the symmetry and makes the null more easily stressed, causing currents to build-up earlier at the null, stronger reconnection, and thus a more energetic *reconnection jet* that would corresponds to a more potent *standard jet* . While the *standard jet* is observed only for sufficiently large inclinations, current sheets form at the null even for very small angles. However, the reconnection there is so slow that the system reaches the *blowout jet* phase before any evidence of an *standard jet* appears.

We found that diverse magnetic configurations similarly modify the topology of the 3D null-point separatrices and affect the generation of the *standard jet* (cf. Section 5). By varying the magnetic-field distribution, we observed the formation of current sheets and the development of magnetic reconnection at different intensities. A stronger current sheet and more intense reconnection during the *standard jet* phase trigger a *blowout jet* at a lower energy level. This result is further confirmed by another parametric study in which we vary the plasma β (Pariat et al., in preparation).

The *standard jet* and the *blowout jet* are triggered differently. The *blowout jet* is likely triggered by a global kink-like instability or a catastrophic evolution at the scale of the magnetic system, while the trigger of the *standard jet* is probably a local resistive instability within the current sheet (cf. §6.3). While the *standard jet* is not directly responsible for initiating the *blowout jet* , the existence of stronger reconnection during the *standard jet* phase significantly influences the triggering of the *blowout jet* phase. The combined analysis of our two parametric studies shows that, the stronger the *standard jet* phase is, the lower is the energy/helicity threshold for the instability leading to the *untwisting jet* .

In contrast to reducing the energy threshold for the *blowout jet* , in our numerical set up, the *standard jet* simultaneously inhibits the *blowout jet* onset because it drains away free energy and twist. The reconnection involved in the *standard jet* releases some of the non-potential magnetic energy, which does not accumulate as fast as it would without the *standard jet* . Therefore the *standard jet* performs two competing functions: on one hand it lowers the energy level needed to trigger the *blowout jet* , but on the other hand it inhibits the accumulation of the required energy. This explains why, for low inclination angle, the *blowout jet* was triggered earlier as the inclination increased, while for larger inclination angle, the *blowout jet* trigger was slightly delayed when the inclination increased further (cf. §2.2). The transition was witness for an inclination of $\sim 8°$, when the *standard jet* started to appear distinctively. Regardless, a *blowout jet* was always triggered in all of our runs.

Overall our results reveal key features of the instability that produces the *blowout jet* . PAD09 and Rachmeler et al. (2010), Our earlier explorations of the purely axisymmetrical case identified the kinking of the magnetic configuration as the instability. Although this global, MHD-scale, kink-like instability thus appears to be essential for generating the *blowout jet* , our present study also identifies a crucial role for magnetic reconnection. Reconnection can act either in through the development of a resitivity-involved kink instability or facilitate a catastrophic evolution of the system. An *ideal* kink alone does not adequately explain the trigger of the *blowout jet* in our model. Further theoretical and numerical research will be needed to characterize this resistivity-dependent instability and its nonlinear development. In this context, we note the intriguing parallel with our studies of CME breakout (Karpen et al. 2012), in which we found that the most explosive phase of energy release is enabled by a resistive instability.

6.2. Observational implications

The results of this study allow us to predict observable signatures of the generation and evolution of *standard jets* and *blowout jets* . We found that the existence of a *standard jet* prior to the development of a *blowout jet* lowers the energy level at which the *blowout jet* is triggered. Less magnetic energy is therefore released during the development of the *untwisting jet* and less energy is dissipated in the current sheet , yielding weaker particle acceleration at the reconnection site. The *standard jet* does not trigger the blowout jet, but they are correlated in that the stronger the *standard jet* , the weaker the *blowout jet* . Therefore we predict that weaker electromagnetic emission would be observed for *blowout jets* that are preceded by strong *standard jets* .

A corollary is that a more axisymmetrical configuration allows more free magnetic energy storage before the *untwisting jet* is triggered. A more axisymmetric system inhibits the formation of a substantial *standard jet* , thus setting a higher energy threshold for the onset of the *blowout jet* . As more magnetic energy is released during the development of the *blowout jet* , more energy will be transmitted to the *untwisting jet* because more helicity has been accumulated and then released into the open field. We re-

call that most of the energy of the *untwisting jet* is carried by the Poynting flux rather than the kinetic energy (Pariat et al. 2009, 2010). Hence more energy can be transmitted to the plasma as the jet propagates upward, leading to even greater acceleration for more axisymmetrical configurations. This could explain the acceleration profiles constant with height observed in some events (Patsourakos et al. 2008; Young & Muglach 2014b). Our model predicts that more axisymmetric systems will not generate a strong *standard jet* before initiating a *blowout jet* . Instead, these systems will produce more violent *blowout jets* , generating more electromagnetic emission and ejecting more magnetic helicity, i.e. a brighter and more strongly twisted *blowout jet* .

While not seen in any of the present simulations, we predict that the existence of an strong *standard jet* may prevent the formation of a *blowout jet* if the rate of energy injected in the system is comparable to the rate of energy dissipated by the *standard jet* , or if the geometry of the system prevents the generation of a *untwisting jet* . For a *untwisting jet* to develop, the reconnection site must be able to freely rotate in the 3D space, to allow the efficient transfer of the helicity of the closed field to the open field by reconnection (which is the case in Pariat et al. 2009, 2010; Török et al. 2009). When the current sheet is extended largely in one direction (as in the early emergence phase of Archontis & Hood 2013; Moreno-Insertis & Galsgaard 2013) the system is locked and only a *reconnection jet* is geometrically allowed. This may also explain why a *untwisting jet* was suddenly triggered as soon as the reconnection site moving in the open domain was able to rotate, in the simulations of Edmondson et al. (2009) and Lynch et al. (2014). This evolution also might account for the observed transition from confined flares to jets (Wang & Liu 2012).

Our *blowout jet* model also indicates that the untwisting of sequentially reconnected field lines in a *untwisting jet* drives most of the plasma flow. An essential point is that field line are reconnected sequentially: the properties of the observed *blowout jet* is the result of this sequence of reconnections. Moreover, a combination of jet acceleration mechanism types likely occurs concomitantly: for example, a *reconnection jet* is observed to be embedded in our *blowout jet* . As noted in Section 1, the *evaporation jet* process is outside the scope of our simulations. However, we expect that areal jet is likely to be driven by a combination of mechanisms that induce multi-thermal and multi-velocity features.

The *untwisting jet* mechanism alone produces two types of velocities: a wave that travels at a phase speed close to the Alfvén speed of the open field, and a bulk plasma flow traveling at only a fraction of the phase speed. The phase component might corresponds to the observed speed of the emission front of the jet (as measured by Savcheva et al. 2007) or by the spectroscopic measurements of the Doppler shifts due to the torsional motions (as observed by Harrison et al. 2001; Kamio et al. 2010). Spectroscopic imaging is necessary to measure the real bulk flow of the plasma (Kamio et al. 2007, 2010; Madjarska 2011; Young & Muglach 2014b,a). The discrepancy between the much higher velocities obtained in the measurement of the front speed from imaging observation of *blowout jets* (Savcheva et al. 2007) compared to spectroscopic doppler estimations may comes from the two intrinsic velocities present in the *untwisting jet* mechanism. The front speeds derived from X-ray imaging of *blowout jets* (Savcheva et al. 2007) are much higher than speeds derived from Doppler measurements — a discrepancy that could be reconciled by the considerations raised above.

6.3. Discussion

Following existing literature, we have identified observed *standard jets* with the phase of our simulations when only a *reconnection jet* is present. Similarly, the *untwisting jet* phase of our simulations is associated with observed *blowout jets* . Because the *untwisting jet* mechanism is fully MHD, its evolution can be adequately described by our model. Even though the *untwisting jet* onset is apparently related to a resistive kink-like instability, this instability is clearly present in our model as well as in a purely ideal system (Rachmeler et al. 2010). This kink-like instability is also present in laboratory experiments with coronal-like plasma beta and which are using a set-up presenting a few similarities with our numerical model (Bellan et al. 2005, 2007; Moser & Bellan 2012). Therefore the evolution of the *untwisting jet* and its interpretation as a *blowout jet* are, to a large extent, properly modeled in our simulations.

The interpretation of the *standard jet* phase, however, should be taken with more care. The *reconnection jet* is depends critically on the kinetic-scale physics of reconnection, which is not reproduced by any MHD model. In addition, current understanding of flares and post-flare arcades indicates that particle energization and transport are fundamental to understand the transfer of energy from the magnetic field to the plasma. One should be careful in trying to interpret the simulations and compare their results too closely with observations, when dealing with models missing key thermodynamic terms. The *evaporation jet* mechanism, which take into account heat deposition by reconnection and which requires heat conduction, may be a plausible mechanism to explain the emission observed by the hot component of the plasma (see Section 1). While reconnection is central for jets, this does not mean that the *reconnection jet* mechanism is directly responsible for the evolution of the emission and is the source of the outflows. We critically point out that, if the *reconnection jet* mechanism alone were directly responsible for the observed plasma acceleration, similar jet outflows would commonly be observed in flare and eruptions where intense reconnection is present. However, such features are rarely observed in eruptive flares. Hence we expect that the *reconnection jet* mechanism is of secondary importance to explain the observed properties of jets.

In addition, in our simulations the *reconnection jet* is not impulsively generated; it simply keeps pace with the applied driving. Here the *standard jet* phase would actually be observed as a slow, steady density increase in and around the fan and spine. To be impulsive, an instability (e.g., secondary tearing) in our current sheet would be needed, which did not develop in our 3D system despite the use of adaptive mesh refinement. Such fast reconnection has been observed with the ARMS code in a 2.5D simulations using an extremely high resolution (Karpen et al. 2012), so it is conceivable that substantially increasing the resolution would yield impulsive behavior in 3D as well. It is certainly possible that the impulsive trigger of a *standard jet* relies on physical processes that we are simply not simulating here. The impulsive behavior of simulations based on similar as-

sumption should therefore also be regarded with caution. In our view it remains to be numerically demonstrated that an *standard jet* can be impulsively generated, leading us to speculate whether *standard jets* simply are unresolved *blowout jets* . Further high spatial resolution observations and numerical studies will be needed to answer this question.

Acknowledgements. Authors CRD, SKA, and JTK thank NASA's Living With a Star program for supporting their participation in this work. The parametric studies presented in this work required a very important amount of resources, as each individual run represent more than 50khr of CPU time. The work presented here thus represents a important investment in CPU time over several years. This work would not have been possible without access to the HPC resources of CINES under the allocation 2010–046331, 2011–046331, 2012–046331, 2013–046331 made by GENCI (Grand Equipement National de Calcul Intensif). Numerous test calculations were also performed on the quadric–core bi–Xeon computers of the Cluster of the Division Informatique de l'Observatoire de Paris. ISSI support for the workshops *Understanding Solar Jets and their Role in Atmospheric Structure and Dynamics* and the critical comments of the team members are gratefully acknowledged.

References

Antiochos, S. K. 1996, Solar drivers of the interplanetary and terrestrial disturbances. Astronomical Society of the Pacific Conference Series, 95, 1
Archontis, V. & Hood, A. W. 2013, The Astrophysical Journal Letters, 769, L21
Aurass, H., Klein, K.-L., & Martens, P. C. H. 1994, Solar Physics (ISSN 0038-0938), 155, 203
Bain, H. M. & Fletcher, L. 2009, Astronomy and Astrophysics, 508, 1443
Baumann, G., Galsgaard, K., & Nordlund, Å. 2013a, Solar Physics, 284, 467
Baumann, G., Haugbølle, T., & Nordlund, Å. 2013b, The Astrophysical Journal, 771, 93
Baumann, G. & Nordlund, Å. 2012, The Astrophysical Journal Letters, 759, L9
Beckers, J. M. 1968, Solar Physics, 3, 367
Bellan, P. M., You, S., & Hsu, S. C. 2005, Astrophysics and Space Science, 298, 203
Bellan, P. M., You, S., & Yun, G. S. 2007, Journal of Fusion Energy, 26, 25
Browning, P. K., Dalla, S., Peters, D., & Smith, J. 2010, Astronomy and Astrophysics, 520, 105
Canfield, R. C., Leka, K. D., Shibata, K., Yokoyama, T., & Shimojo, M. 1996, The Astrophysical Journal, 464, 1016
Chen, H. D., Jiang, Y. C., & Ma, S. L. 2008, Astronomy and Astrophysics, 478, 907
Chen, H.-D., Zhang, J., & Ma, S.-L. 2012, Research in Astronomy and Astrophysics, 12, 573
Chen, N., Ip, W.-H., & Innes, D. 2013, The Astrophysical Journal, 769, 96
Chifor, C., Isobe, H., Mason, H. E., et al. 2008a, Astronomy and Astrophysics, 491, 279
Chifor, C., Young, P. R., Isobe, H., et al. 2008b, Astronomy and Astrophysics, 481, L57
Cirtain, J. W., Golub, L., Lundquist, L. L., et al. 2007, Science, 318, 1580
Dalla, S. & Browning, P. K. 2008, Astronomy and Astrophysics, 491, 289
Dalmasse, K., Pariat, E., Antiochos, S. K., & DeVore, C. R. 2012, EAS Publications Series, 55, 201
DeForest, C. E. & Kankelborg, C. C. 2007, Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, 69, 116
DeVore, C. R. 1991, Journal of Computational Physics (ISSN 0021-9991), 92, 142
Edmondson, J. K., Lynch, B. J., Antiochos, S. K., De Vore, C. R., & Zurbuchen, T. H. 2009, The Astrophysical Journal, 707, 1427
Emslie, A. G., Dennis, B. R., Shih, A. Y., et al. 2012, The Astrophysical Journal, 759, 71
Emslie, A. G., Kucharek, H., Dennis, B. R., et al. 2004, Journal of Geophysical Research, 109, 10104
Fletcher, L., Dennis, B. R., Hudson, H. S., et al. 2011, Space Science Reviews, 159, 19
Fletcher, L., Metcalf, T. R., Alexander, D., Brown, D. S., & Ryder, L. A. 2001, The Astrophysical Journal, 554, 451
Fuentes-Fernández, J. & Parnell, C. E. 2013, Astronomy and Astrophysics, 554, A145
Galsgaard, K., Archontis, V., Moreno-Insertis, F., & Hood, A. W. 2007, The Astrophysical Journal, 666, 516
Galsgaard, K. & Pontin, D. I. 2011, Astronomy and Astrophysics, 534, 2
Glesener, L., Krucker, S., & Lin, R. P. 2012, The Astrophysical Journal, 754, 9
Gontikakis, C., Archontis, V., & Tsinganos, K. 2009, Astronomy and Astrophysics, 506, L45
Guo, Y., Démoulin, P., Schmieder, B., et al. 2013, Astronomy and Astrophysics, 555, 19
Gurman, J. B., Thompson, B. J., Newmark, J. A., & DeForest, C. E. 1998, ASP Conf. Ser. 154, 154, 329
Harrison, R. A., Bryans, P., & Bingham, R. 2001, Astronomy and Astrophysics, 379, 324
Hong, J.-C., Jiang, Y.-C., Yang, J.-Y., et al. 2013, Research in Astronomy and Astrophysics, 13, 253
Hsu, S. C. & Bellan, P. M. 2002, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 334, 257
Hsu, S. C. & Bellan, P. M. 2003, Physical Review Letters, 90, 215002
Jiang, Y. C., Chen, H. D., Li, K. J., Shen, Y. D., & Yang, L. H. 2007, Astronomy and Astrophysics, 469, 331
Jibben, P. & Canfield, R. C. 2004, The Astrophysical Journal, 610, 1129
Kaiser, M. L., Kucera, T. A., Davila, J. M., et al. 2008, Space Science Reviews, 136, 5
Kamio, S., Curdt, W., Teriaca, L., Inhester, B., & Solanki, S. K. 2010, Astronomy and Astrophysics, 510, L1
Kamio, S., Hara, H., Watanabe, T., et al. 2007, Publications of the Astronomical Society of Japan, 59, 757
Karpen, J. T., Antiochos, S. K., & DeVore, C. R. 1995, Astrophysical Journal v.450, 450, 422
Karpen, J. T., Antiochos, S. K., & DeVore, C. R. 2012, The Astrophysical Journal, 760, 81
Karpen, J. T., Antiochos, S. K., Richard DeVore, C., & Golub, L. 1998, The Astrophysical Journal, 495, 491
Kayshap, P., Srivastava, A. K., Murawski, K., & Tripathi, D. 2013, The Astrophysical Journal Letters, 770, L3
Krucker, S., Kontar, E. P., Christe, S., Glesener, L., & Lin, R. P. 2011, The Astrophysical Journal, 742, 82
Lau, Y.-T. & Finn, J. M. 1990, The Astrophysical Journal, 350, 672
Liu, C., Deng, N., Liu, R., et al. 2011a, The Astrophysical Journal Letters, 735, L18
Liu, W., Berger, T. E., Title, A. M., & Tarbell, T. D. 2009, The Astrophysical Journal, 707, L37
Liu, W., Berger, T. E., Title, A. M., Tarbell, T. D., & Low, B. C. 2011b, The Astrophysical Journal, 728, 103
Liu, Y. & Kurokawa, H. 2004, The Astrophysical Journal, 610, 1136
Lynch, B. J., Edmondson, J. K., & Li, Y. 2014, arXiv.org, 7965
MacNeice, P., Olson, K. M., Mobarry, C., de Fainchtein, R., & Packer, C. 2000, Computer Physics Communications, 126, 330
Madjarska, M. S. 2011, Astronomy and Astrophysics, 526, 19
Masson, S., Aulanier, G., Pariat, E., & Klein, K.-L. 2012, Solar Physics, 276, 199
Masson, S., Pariat, E., Aulanier, G., & Schrijver, C. J. 2009, The Astrophysical Journal, 700, 559
Matsui, Y., Yokoyama, T., Kitagawa, N., & Imada, S. 2012, The Astrophysical Journal, 759, 15
Miyagoshi, T., Isobe, H., Yokoyama, T., & Shibata, K. 2006, Astronomy and Astrophysics, 359, 164
Miyagoshi, T. & Yokoyama, T. 2003, The Astrophysical Journal, 593, L133
Miyagoshi, T. & Yokoyama, T. 2004, The Astrophysical Journal, 614, 1042
Moore, R. L., Cirtain, J. W., Sterling, A. C., & Falconer, D. A. 2010, The Astrophysical Journal, 720, 757
Moore, R. L., Sterling, A. C., Falconer, D. A., & Robe, D. 2013, The Astrophysical Journal, 769, 134
Moreno-Insertis, F. & Galsgaard, K. 2013, The Astrophysical Journal, 771, 20
Moreno-Insertis, F., Galsgaard, K., & Ugarte-Urra, I. 2008, The Astrophysical Journal, 673, L211
Morita, S., Shibata, K., Ueno, S., et al. 2010, Publications of the Astronomical Society of Japan, 62, 901

Moser, A. L. & Bellan, P. M. 2012, Astrophysics and Space Science, 337, 593
Nishizuka, N., Nakamura, T., Kawate, T., Singh, K. A. P., & Shibata, K. 2011, The Astrophysical Journal, 731, 43
Nishizuka, N., Shimizu, T., Nakamura, T., et al. 2008, The Astrophysical Journal, 683, L83
Nistico, G., Bothmer, V., Patsourakos, S., & Zimbardo, G. 2009, Solar Physics, 259, 87
Pariat, E., Antiochos, S. K., & DeVore, C. R. 2009, The Astrophysical Journal, 691, 61
Pariat, E., Antiochos, S. K., & DeVore, C. R. 2010, The Astrophysical Journal, 714, 1762
Pariat, E., Démoulin, P., & Berger, M. A. 2005, Astronomy and Astrophysics, 439, 1191
Patsourakos, S., Pariat, E., Vourlidas, A., Antiochos, S. K., & Wuelser, J. P. 2008, The Astrophysical Journal, 680, L73
Pinto, R. F., Brun, A. S., Jouve, L., & Grappin, R. 2011, The Astrophysical Journal, 737, 72
Pontin, D. I., Priest, E. R., & Galsgaard, K. 2013, The Astrophysical Journal, 774, 154
Priest, E. R. & Pontin, D. I. 2009, Physics of Plasmas, 16, 2101
Pucci, S., Poletto, G., Sterling, A. C., & Romoli, M. 2013, The Astrophysical Journal, 776, 16
Rachmeler, L. A., Pariat, E., DeForest, C. E., Antiochos, S. K., & Török, T. 2010, The Astrophysical Journal, 715, 1556
Raouafi, N. E., Georgoulis, M. K., Rust, D. M., & Bernasconi, P. N. 2010, The Astrophysical Journal, 718, 981
Raulin, J. P., Kundu, M. R., Hudson, H. S., Nitta, N., & Raoult, A. 1996, Astronomy and Astrophysics, 306, 299
Rosdahl, K. J. & Galsgaard, K. 2010, Astronomy and Astrophysics, 511, 73
Savcheva, A., Cirtain, J. W., De Luca, E. E., et al. 2007, Publications of the Astronomical Society of Japan, 59, 771
Schmahl, E. J. 1981, Solar Physics, 69, 135
Schmieder, B., Guo, Y., Moreno-Insertis, F., et al. 2013, Astronomy and Astrophysics, 559, 1
Schmieder, B., Shibata, K., van Driel-Gesztelyi, L. L., & Freeland, J. M. 1995, Solar Physics, 156, 245
Shen, Y., Liu, Y., Su, J., & Deng, Y. 2012, The Astrophysical Journal, 745, 164
Shen, Y., Liu, Y., Su, J., & Ibrahim, A. 2011, The Astrophysical Journal Letters, 735, L43
Shibata, K. 1985, Astronomical Society of Japan, 37, 31
Shibata, K. 1986, Solar Physics, 103, 299
Shibata, K., Acton, L. W., Strong, K. T., et al. 1992, PASJ: Publications of the Astronomical Society of Japan (ISSN 0004-6264), 44, L173
Shibata, K., Nakamura, T., Matsumoto, T., et al. 2007, Science, 318, 1591
Shibata, K., Shimojo, M., Yokoyama, T., & Ohyama, M. 1997, Magnetic Reconnection in the Solar Atmosphere. ASP Conference Series; Vol. 111; 1997; ed. R. D. Bentley and J. T. Mariska (1997), 111, 29
Shimojo, M. & Shibata, K. 2000a, Advances in Space Research, 26, 449
Shimojo, M. & Shibata, K. 2000b, The Astrophysical Journal, 542, 1100
Shimojo, M., Shibata, K., & Harvey, K. L. 1998, Solar Physics, 178, 379
Shimojo, M., Shibata, K., Yokoyama, T., & Hori, K. 2001, The Astrophysical Journal, 550, 1051
Shimojo, M. & Tsuneta, S. 2009, The Astrophysical Journal, 706, L145
Stanier, A., Browning, P., & Dalla, S. 2012, Astronomy and Astrophysics, 542, 47
Sterling, A. C. 2000, Solar Physics, 196, 79
Török, T., Aulanier, G., Schmieder, B., Reeves, K. K., & Golub, L. 2009, The Astrophysical Journal, 704, 485
Wang, H. & Liu, C. 2012, The Astrophysical Journal, 760, 101
Wang, Y.-M. & Pick, M. 2006, The Astrophysical Journal, 639, 495
Wang, Y.-M. & Sheeley, N. R. 2002, The Astrophysical Journal, 575, 542
Wang, Y.-M., Sheeley, N. R., Howard, R. A., et al. 1998, The Astrophysical Journal, 508, 899
Yamauchi, Y., Moore, R. L., Tucker, S. T., Wang, H., & Sakurai, T. 2004, The Astrophysical Journal, 605, 511
Yang, L., He, J., Peter, H., et al. 2013, The Astrophysical Journal, 777, 16
Yokoyama, T. & Shibata, K. 1996, Publications of the Astronomical Society of Japan, 48, 353
Young, P. R. & Muglach, K. 2014a, arXiv.org, 4389
Young, P. R. & Muglach, K. 2014b, Solar Physics, 24
Zhang, Q. M., Chen, P.-F. F., Guo, Y., Fang, C., & Ding, M.-D. 2012, The Astrophysical Journal, 746, 19

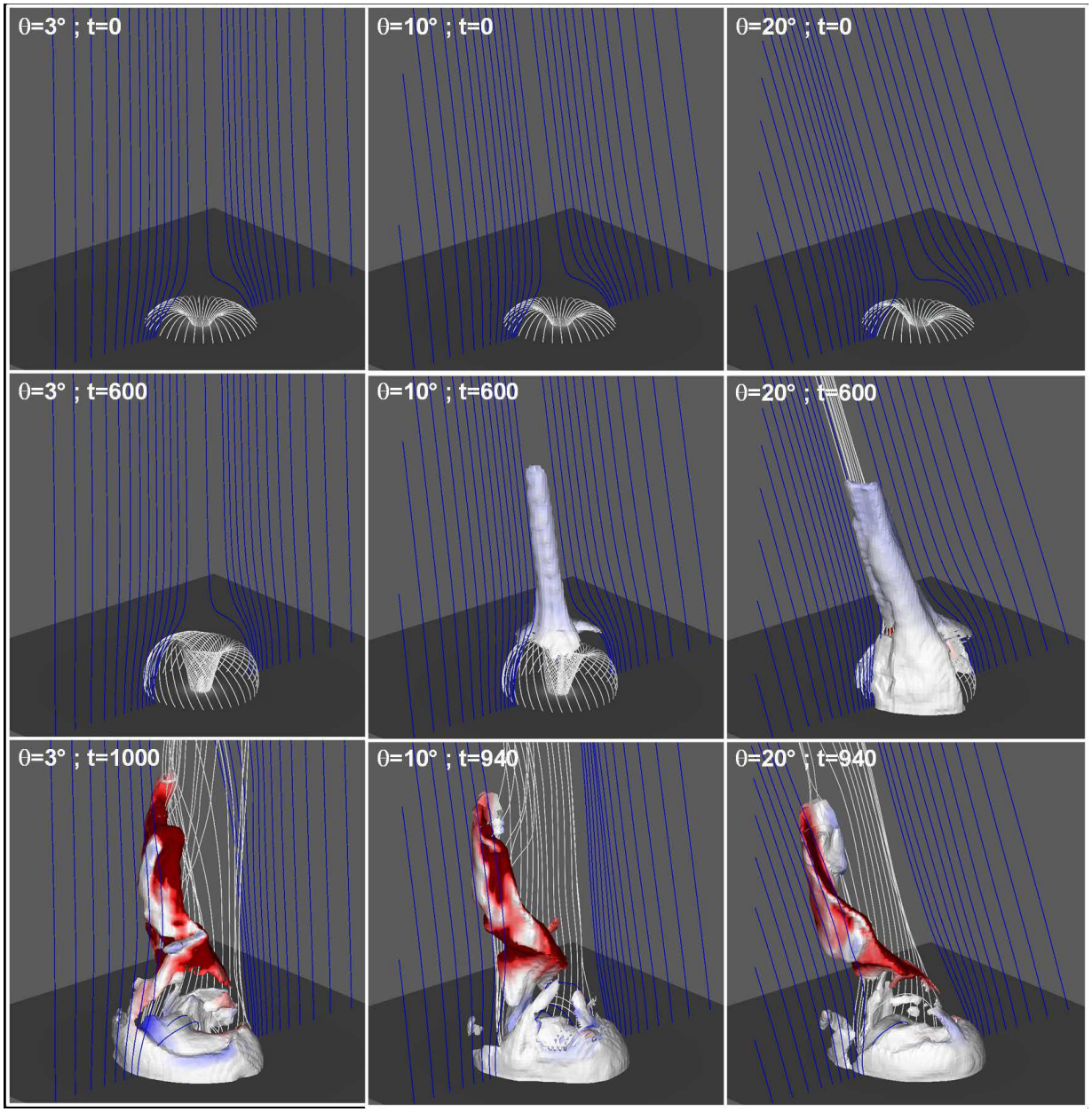

Fig. 2. Evolution of the the system for $\theta = 3°$ (left column), $10°$ (central column), & $20°$ (right column). The bottom boundary display the distribution of B_z. The top row presents the initial configuration. The blue field lines are plotted regularly along ($x = 0$ & $z = 0$) from fixed footpoints in the initially open connectivity domain. The white field lines are plotted from fixed footpoint along a circle of radius $r = 3$ and are initially closed. The middle row displays the state of the system at $t = 600$ during the standard-jet phase. Isosurfaces of the plasma density at $\rho/\rho_0 = 1.05$ are color coded relatively to the vertical velocity v_z showing the vertical acceleration of plasma in the standard jet . The bottom row presents the system during the blowout-jet phase. Isosurfaces of the plasma density at $\rho/\rho_0 = 1.2$ are color coded relatively to v_x: Red/Blue indicates plasma going away/toward the observer (similar to Dopplergrams) highlighting the strong rotation in the blowout jet.

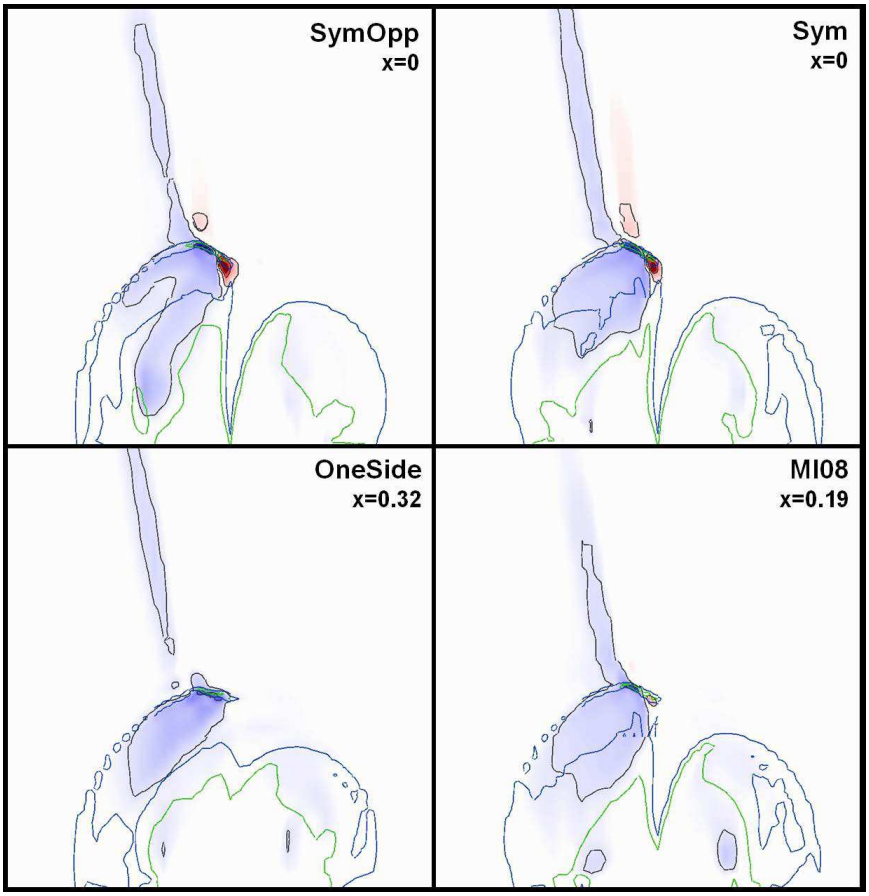

Fig. 7. Vertical velocity distribution, color coded in blue (upflows) and red (downflows) in the Oyz planes (i.e. for given value of x), at $t = 600$, during the *standard jet* phase, for simulations with different photospheric field distributions. The black lines are isocontours of the vertical velocity. The blue and green lines are isocontours of the electric current density.

6.3.3.2 Diversité des jets : le rôle de la géométrie

Les résultats présentés section 6.3.3.1 montrent que les propriétés de la reconnexion magnétique dans une topologie magnétique caractéristique de celle des jets coronaux (et plus généralement, des jets), peut fortement dépendre de la géométrie du point nul. Comme nous l'avons vu, cela va se traduire par des signatures différentes des jets générés en fonction de cette géométrie.

L'existence de deux modes, régimes, de reconnexion magnétique dans nos simulations fait ressortir un résultat très intéressant dans le contexte de la dichotomie entre les jets coronaux (proposée par Moore et al. 2010). En particulier, nous avons vu section 6.3.1.4, que les observations en rayons-X montrent que les jets standards sont des événements très collimatés, *a priori* sans éjection de structures, et dont l'émission ne semble pas montrer de mouvements hélicoïdaux. Cette dynamique des jets standards est extrêmement semblable à celle de notre système pendant le régime de reconnexion lent (Fig. 6.14-c). À l'inverse, les jets explosifs sont des événements plus larges, moins collimatés, et dont l'évolution est associée à l'éjection de l'hélicité d'une structure magnétique initialement torsadée. Cette dynamique des jets explosifs est, quant à elle, extrêmement semblable à celle de notre système pendant le régime de reconnexion rapide, durant lequel l'hélicité du système est transférée au champ ouvert et éjectée, générant sur son passage un jet de détorsion (Fig. 6.14-d). **Les différentes propriétés de la reconnexion magnétique observée dans notre système semblent ainsi fournir une explication naturelle à l'existence (a priori) de deux types de jets coronaux : les jets standards, et les jets explosifs**.

Ces résultats sont confortés par ceux d'études similaires sur les jets, mais de nature différente. Les simulations numériques de Archontis & Hood (2013) et de Moreno-Insertis & Galsgaard (2013) en sont un exemple. Ces simulations numériques étudient la génération de jets induits par l'émergence de flux magnétique dans une atmosphère contenant un champ magnétique ouvert incliné. L'émergence du tube de flux entraîne la formation d'une séparatrice à l'interface entre le champ magnétique émergent et le champ magnétique coronal ambiant. Lors de l'émergence, une partie de l'hélicité magnétique du tube de flux magnétique s'accumule sous cette séparatrice, amenant progressivement à la formation d'une nappe de courant au niveau de celle-ci. L'accumulation d'hélicité magnétique et d'énergie libre sous la séparatrice, se traduit, comme dans nos simulations, par deux phases de reconnexion magnétique : une première phase associée à une reconnexion magnétique lente et quasi-statique, et une phase associée à une reconnexion magnétique rapide et impulsive. De même, durant la phase lente, l'évolution du système se traduit par la génération d'un jet standard (qui est, comme dans notre cas, la conséquence de jets de reconnexion, *i.e.*, *slingshots* ; Fig. 6.14-e), alors que c'est durant la phase impulsive que le jet explosif (ou jet global de détorsion ; Fig. 6.14-f) est généré.

Remis dans le contexte plus général des jets (de toute classe ; *cf.* introduction de la section 6.3), nos résultats prévoient que les propriétés observationnelles des jets devraient dépendre de la géométrie de la configuration magnétique. Dans les observations, on pourrait donc s'attendre à voir une évolution différente des jets, en fonction de la géométrie, et du développement de deux régimes de reconnexion (l'un lent, l'autre rapide) lorsqu'ils existent. Étant donné la multitude de géométries de point nul 3D possibles, on peut donc s'attendre à une grande diversité de signatures possibles, et donc, de jets (voir aussi *e.g.*,

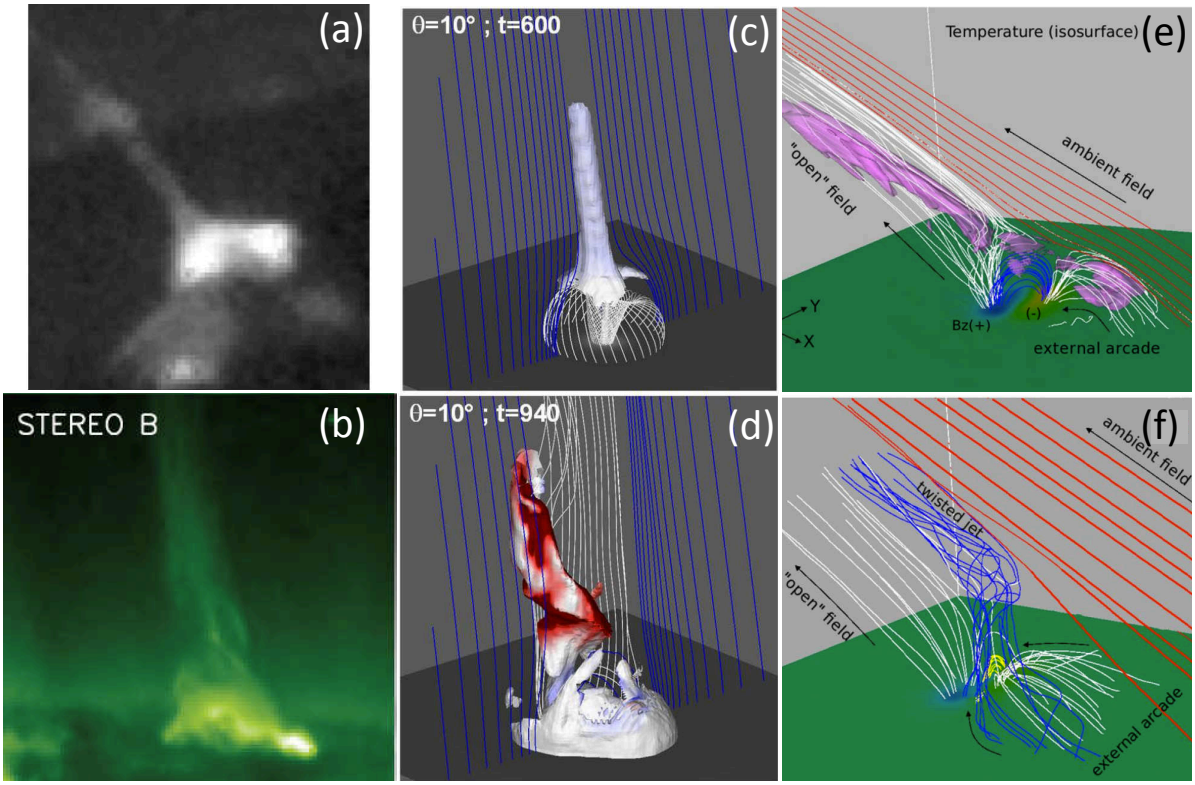

FIGURE *6.14: Jets standards (Haut) et jets explosifs (Bas).* **(a) :** *Moore et al. (2010).* **(b) :** *Patsourakos et al. (2008).* **(c), (d) :** *dans nos simulations numériques de jets pour une inclinaison du champ ambiant de* 10° *(Pariat et al. accepté).* **(e), (f) :** *dans la simulation numérique d'émergence de flux magnétique de Archontis & Hood (2013). Les isosurfaces représentent les régions d'augmentation de la densité du plasma. On retrouve le caractère très collimaté d'un jet standard (a) dans la phase dominée par les "jets" de reconnexion (Sect. 6.3.1.3) des simulations numériques (c, e). De même, le caractère plus large, et hélicoïdal du jet explosif (b) est bien visible dans la phase de "jet" de détorsion (Sect. 6.3.1.3) des simulations (d, f).*

Parnell et al. 1996; Priest & Pontin 2009; Török et al. 2009; Masson et al. 2012). Plus généralement, nos résultats permettraient donc d'expliquer les différentes propriétés, et donc "classes" apparentes, de jets observés.

Nuançons tout de même ces conclusions en rappelant que certaines des différentes "classes" apparentes de jets (jets anémones, spicules, Hα surges, *etc*) sont des jets pour lesquels la reconnexion magnétique se produit dans des régions différentes de la couronne solaire, *i.e.*, la photosphère, ou la chromosphère, et donc, des régions où la dynamique n'est pas dominée par les mêmes mécanismes (le β du plasma change ; voir Sect. 3.1.2.4). Or, les propriétés de la reconnexion magnétique peuvent dépendre de la valeur du paramètre β du plasma, qui dans nos simulations était uniforme et égal à 0.25. Nous avons donc effectué une étude paramétrique avec différentes valeurs du β du plasma, afin de pouvoir généraliser nos résultats et conclusions à toutes les classes de jets solaires. Les résultats préliminaires montrent que les propriétés du jet dépendent effectivement de la valeur du paramètre β.

6.4 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons vu que la formation des nappes de courant électrique induit, et par extension, la reconnexion magnétique, se fait dans des structures topologiques préférentielles : les QSLs (au sens large, *i.e.*, incluant les séparatrices ; Sect. 6.1). À travers deux exemples d'éruptions solaires, j'ai présenté certaines propriétés de la reconnexion magnétique, et leurs conséquences en termes de signatures observationnelles.

Dans un premier temps, j'ai étudié les propriétés de la reconnexion en 3D au niveau de quasi-séparatrices (QSLs) en l'absence de point nul, à travers l'étude topologique d'une éruption solaire (Sect. 6.2). À l'aide d'une méthode de reconstruction 3D du champ magnétique coronal, j'ai analysé la topologie du champ magnétique de la région active où l'éruption s'est produite (Sect. 6.2.2.2). Pour cela j'ai cartographié et analysé les empreintes photosphériques des QSLs via la méthode de calcul des QSLs décrite section 6.1.3.2. J'ai ainsi identifié le type de l'éruption à celui des "flares" confinés, et élaboré un scénario permettant d'expliquer les différentes signatures de ce "flare", ainsi que leur développement. Ce scénario est basé sur un épisode d'émergence de champ magnétique sous un système complexe de plusieurs QSLs inter-connectées.

Une hypothèse fondamentale dans ce scénario est que la reconnexion magnétique dans une QSL appartenant à un système de QSLs inter-connectées, puisse activer la reconnexion dans les autres QSLs. Si cette hypothèse a déjà été vérifiée et validée dans le cas de séparatrices inter-connectées (*e.g.*, Galsgaard & Nordlund 1997; Haynes et al. 2007; Parnell et al. 2010), elle ne l'a pas encore été pour les QSLs (ayant un paramètre élongation-écrasement, Q, fini ; Sect. 6.1.3.1). Il sera donc nécessaire d'effectuer des études paramétriques MHD de la reconnexion magnétique déclenchée au sein d'une QSL appartenant, *e.g.*, à un système de deux QSLs voisines, afin de valider notre scénario.

Dans un second temps, j'ai étudié les propriétés de la reconnexion magnétique en un point nul 3D, appliquée aux jets coronaux (Sect. 6.3). Plusieurs études observationnelles ont montré que la topologie magnétique associée aux jets coronaux est celle d'un point nul 3D à l'interface entre un champ magnétique *fermé* (dont les lignes de champ ont leurs deux pieds ancrés dans la photosphère) et un champ magnétique *ouvert* (ou *fermé* à grande distance). À l'aide d'un modèle MHD basé sur une telle topologie magnétique, j'ai effectué une analyse paramétrique de la génération de jets pour différentes inclinaisons du champ magnétique *ouvert* (Sect. 6.3.3.1). Ces simulations nous ont permis de mettre en évidence l'existence de deux modes de reconnexion magnétique dépendant du degré de symétrie du point nul : un régime de reconnexion lent, et un régime de reconnexion rapide. Plus l'inclinaison est grande, plus le mode lent débute tôt, et plus il dure. Pour les plus faibles (respectivement, grandes) inclinaisons, le mode lent facilite (respectivement, retarde) le déclenchement du jet qui a lieu pendant le mode rapide.

Nos résultats prévoient que les propriétés observationnelles des jets devraient dépendre de la géométrie de la configuration magnétique, et permettraient donc d'expliquer les différentes "classes" apparentes, de jets observés (Sect. 6.3 et 6.3.1.4).

Plus généralement, ce chapitre illustre bien les relations étroites entre l'activité éruptive des champs magnétiques et l'évolution de leur géométrie. En particulier, les deux

études présentées (Sect. 6.2.2.2 et 6.3.3.1) montrent :

- comment l'accumulation de courants électriques, d'énergie libre, et d'hélicité magnétique (via l'émergence de flux magnétique et/ou les mouvements photosphériques horizontaux du plasma ; Sect. 3.3), génère progressivement les conditions nécessaires au déclenchement d'éruptions solaires et de CMEs ;
- et comment la reconnexion magnétique permet la redistribution des courants électriques, la dissipation et la libération de l'énergie libre, et la redistribution et l'éjection de l'hélicité magnétique (Sect. 3.4.2).

7

Conclusions & Perspectives

Le champ magnétique présent dans l'atmosphère solaire, joue un rôle fondamental dans l'activité éruptive du Soleil. Plus précisément, les phénomènes éruptifs, tels que les éruptions solaires et les éjections de masse coronales (CMEs), sont intrinsèquement liés à la présence et l'évolution de champs magnétiques porteurs de courants électriques induits. Ces champs magnétiques porteurs de courants sont indispensables à l'activité solaire, car ce sont eux qui stockent l'énergie magnétique qui peut être libérée lors des éruptions solaires (voir Chap. 3).

Mon travail de thèse s'est concentré sur l'étude des propriétés de ces champs magnétiques porteurs de courants électriques, en lien avec les conditions nécessaires au déclenchement des éruptions solaires et des CMEs. Pour cela, j'ai étudié conjointement trois grandeurs physiques dont les propriétés caractérisent celles des champs magnétiques éruptifs (voir Chap. 3) : les courants électriques induits, l'hélicité magnétique relative (qui caractérise la géométrie globale du champ magnétique, i.e. son cisaillement, sa torsion), et l'énergie magnétique libre (la quantité d'énergie magnétique éventuellement libérable lors des éruptions).

Le premier volet de ma thèse a porté sur **l'étude de la génération et de la distribution des courants électriques dans les régions actives**. L'objectif de mon travail a été (Chap. 5) :

- de clarifier un débat de fond en physique solaire, portant sur la distribution des courants électriques observés dans les régions actives. En particulier, les observations montrent que deux types de courants électriques par unité de surface sont présents dans chacune des polarités magnétiques d'une région active solaire (les régions sources de l'activité solaire, *i.e.*, les taches solaires) : les courants directs (dont le sens de circulation est donné par la *règle de la main droite*, ou *règle du tire-bouchon*), et les courants de retour (écrantant les courants directs, et dont la circulation, opposée à celle des courants directs, est contre-intuitive puisqu'elle viole la règle de la main droite ; Sect. 5.1.1.1). Lorsque le courant total, intégré dans chaque polarité magnétique d'une région active, est nul, les courants sont qualifiés de courants neutralisés (Sect. 5.1.2). Lorsqu'au contraire, le courant total est non-nul, les courants sont qualifiés de non-neutralisés. Tandis que les traitements théoriques magnétohydrodynamiques (MHD) prévoient une neutralisation systé-

matique des courants électriques dans les régions actives, ceux basés sur les circuits électriques reposent sur des courants directs uniquement, donc non-neutralisés. D'autre part, les mesures de champ magnétiques à la surface solaire montrent que certaines régions actives contiennent des courants nets. Les questions posées par ces différents résultats sont alors de savoir quelle est l'origine des courants de retour, et, si la non-neutralisation des courants électriques existe et quelle en est l'origine (Sect. 5.1.3) ;

- de valider ou non, les modèles analytiques et MHD d'éruptions solaires et de CMEs basés sur des configurations magnétiques contenant des courants électriques nets.

Pour répondre à ces deux questions, j'ai modélisé les deux mécanismes qui permettent le transfert de courants électriques dans l'atmosphère solaire (Sect. 5.2) : les mouvements horizontaux du plasma au niveau de la photosphère, et l'émergence du champ magnétique, à travers cette couche, dans l'atmosphère solaire. À l'aide d'une analyse paramétrique avec des simulations numériques MHD 3D, nous avons montré que ces deux mécanismes génèrent *systématiquement* et conjointement des courants électriques directs et des courants électriques de retour (non-prédits par les modèles basés sur les circuits électriques) dans chaque polarité magnétique des régions actives. Tandis que l'analyse d'une simulation numérique d'émergence à laquelle j'ai participé, indique le transfert de courants électriques nets (non-neutralisés ; Sect. 5.2.2), mes propres simulations de la couronne solaire forcée par des mouvements photosphériques horizontaux (Sect. 5.2.1), montrent que ces derniers peuvent générer aussi bien des courants neutralisés que des courants non-neutralisés. J'ai montré que c'est la présence de cisaillement magnétique intense au niveau de la ligne d'inversion de polarité magnétique qui est responsable de la non-neutralisation des courants électriques dans les régions actives. J'ai ainsi démontré que l'existence de régions actives contenant des courants non-neutralisés est un véritable résultat physique dans le paradigme de la MHD, alors que des considérations basées sur des approximations moins élaborées prévoyaient une neutralisation systématique des courants électriques.

Par conséquent, mes résultats valident l'application de modèles analytiques (et numériques) d'éruptions solaires et de CMEs basés sur des configurations magnétiques contenant des courants électriques nets. En revanche, certains de ces modèles d'éruptions et de CMEs ne prennent pas en compte l'existence de courants de retour. Afin de savoir si ce point est crucial pour la génération des CMEs, il sera, à l'avenir, nécessaire de quantifier le rôle de ces courants de retour pour le déclenchement des CMEs :

- dans un cadre théorique, *e.g.*, à partir d'études analytiques et paramétriques MHD de la génération de CMEs ;
- et à partir d'observations solaires. Par exemple, les mesures de champ magnétiques 2D au niveau de la photosphère, *e.g.*, avec SDO/HMI, Solar Orbiter (SO/PHI) et Solar-C, ainsi que dans la couronne, *e.g.*, avec CoMP, DKIST (anciennement ATST), permettront d'étudier la distribution des courants directs et de retour, dans les sections photosphérique et coronale des tubes de flux magnétique dont l'éjection entraîne le développement d'une CME.

Les résultats de telles études permettront d'améliorer les connaissances actuelles sur les conditions d'éruption des CMEs, et pourront être, à terme, utilisés dans le cadre de la météorologie de l'espace.

La seconde partie de cette thèse a été consacrée à **l'étude du flux photosphérique,**

local, d'hélicité magnétique dans les régions actives (Chap. 4). L'objectif de mon travail a été de permettre d'étudier le transfert local d'hélicité magnétique en lien avec l'éruptivité des régions actives, *e.g.*, afin de pouvoir valider la conjecture selon laquelle l'annihilation d'hélicité magnétique (par interactions entre régions d'hélicité opposée) peut conduire aux éruptions solaires les plus énergétiques (Sect. 4.2).

Pour cela, j'ai développé une nouvelle méthode et un nouveau code permettant d'étudier les distributions 2D et 3D du flux d'hélicité magnétique dans les régions actives (Sect. 4.2.2). Cette méthode est basée sur le calcul du flux photosphérique d'hélicité magnétique à partir de la seule densité de flux d'hélicité qui possède un véritable sens physique : *i.e.*, la densité de flux d'hélicité par tube de flux magnétique élémentaire (Sect. 4.2.1.1). La différence fondamentale avec les méthodes développées et utilisées jusqu'alors par plusieurs groupes dans le monde, est qu'elle prend en compte la connectivité, pouvant être complexe, des lignes de champ magnétique.

En combinant des modèles analytiques et numériques à une analyse théorique, j'ai montré que cette nouvelle méthode de cartographie, robuste et précise, est mieux adaptée, et donne une représentation plus réaliste du flux local d'hélicité magnétique (Sect. 4.2.2.2). Ma méthode permet d'étudier et de localiser correctement le signe du flux d'hélicité magnétique dans les régions actives, en lien avec la présence de structures topologiques favorables au déclenchement des éruptions solaires et des CMEs. Son application au cas d'une région active éruptive, m'a permis de montrer l'existence d'un groupe de taches solaires étant le siège de flux d'hélicité simultanés de signe opposé, et dont l'éruptivité observée est donc potentiellement reliée à de l'annihilation d'hélicité magnétique (Sect. 4.2.3.1 et 4.2.3.3).

La méthode que j'ai développée permet de mieux quantifier l'intensité du flux d'hélicité magnétique en diminuant les signaux parasites, et est particulièrement bien adaptée à l'étude du signe du flux d'hélicité. À l'avenir, elle pourra donc être utilisée pour :

- identifier les régions actives contenant réellement des structures d'hélicité magnétique opposée, et mener des études statistiques visant à tester la conjecture selon laquelle l'annihilation d'hélicité peut conduire aux éruptions solaires les plus énergétiques ;
- contraindre les modèles d'émergence du champ magnétique. En effet, la distribution photosphérique du flux d'hélicité pendant l'émergence d'un tube de flux magnétique, est reliée à la distribution de son cisaillement et de sa torsion magnétique. Par conséquent, *e.g.*, en comparant d'une part, l'évolution temporelle des cartes de flux photosphérique d'hélicité venant des observations d'une région active, et d'autre part, des simulations numériques modélisant la région active observée, il sera possible de contraindre les propriétés (*e.g.*, la quantité de torsion magnétique totale et la distribution de celle-ci au sein du tube de flux) du tube de flux magnétique généré par la dynamo solaire, et ayant formé cette région active.

À moyen et long termes, les résultats de telles études permettront de mieux contraindre les conditions physiques requises pour la génération des éruptions solaires très énergétiques, ainsi que les modèles de formation des tubes de flux magnétiques par la dynamo solaire. Ces résultats pourront être ensuite utilisés dans le cadre de la météorologie de l'espace. Dans cette optique, les observations combinées de différentes missions spatiales permettront de déterminer avec précision, et pour un grand nombre de régions actives, la distribution photosphérique du flux d'hélicité sur le long terme : (1) en suivant une région

active pendant plusieurs jours (*e.g.*, avec Hinode, Solar Orbiter), et (2) en observant les boucles coronales les plus chaudes, que l'on sait être aussi les plus cisaillées (*e.g.*, avec SDO, Solar-C).

La troisième partie de mon travail de thèse a été dédiée à **l'étude de la reconnexion magnétique en 3D** (Chap. 6), un processus clé pour les éruptions solaires. En effet, c'est le processus qui permet la reconfiguration du champ magnétique amenant à la redistribution des courants électriques, la redistribution et l'éjection de l'hélicité magnétique, et la libération d'énergie magnétique libre, stockés dans le champ magnétique des régions actives (Sect. 3.4.1.1 et 3.4.2.1).

Dans un premier temps, j'ai étudié les propriétés de la reconnexion en 3D au niveau de quasi-séparatrices (QSLs, qui sont des régions de variations fortes de la connectivité des lignes de champ magnétique ; Sect. 6.1.2), dans le cadre d'une étude topologique d'une éruption solaire atypique observée par THEMIS et SDO (Sect. 6.2.2). Pour cela, j'ai effectué une extrapolation des mesures du champ magnétique photosphérique à l'aide d'une méthode de reconstruction 3D du champ magnétique coronal (Sect. F.1). L'analyse topologique du champ magnétique reconstruit, m'a permis d'élaborer un scénario permettant d'expliquer les différentes signatures de l'éruption, ainsi que leur développement (Sect. 6.2.2.2). Ce scénario est basé sur un épisode d'émergence de champ magnétique sur le bord d'un système complexe de plusieurs QSLs inter-connectées.

Cette étude vient renforcer le rôle des QSLs en tant que sites préférentiels de formation de nappes de courants, de déclenchement de la reconnexion magnétique, et donc, de déclenchement des éruptions solaires. Enfin, cette étude ouvre la voie à des études topologiques plus nombreuses d'éruptions ayant des signatures observationnelles complexes.

Dans une seconde partie, j'ai étudié les propriétés de la reconnexion magnétique, dans le cadre des jets coronaux (Sect. 6.3.1). Les jets coronaux sont des événements éruptifs très collimatés au cours desquels le plasma présente souvent un mouvement apparent hélicoïdal, dans une direction souvent inclinée par rapport à la direction radiale du Soleil. Plusieurs études observationnelles ont montré que la topologie magnétique associée aux jets coronaux est celle d'un point nul 3D (région où les trois composantes du champ magnétique sont nulles) à l'interface entre un champ magnétique *fermé* (dont les lignes de champ ont leurs deux pieds ancrés dans la photosphère) et un champ magnétique *ouvert* (ou fermé à grande distance).

À l'aide d'un modèle basé sur une telle topologie magnétique (Sect. 6.3.2), j'ai effectué une série de simulations MHD afin de mener une étude paramétrique des conditions de générations de jets en fonction de l'inclinaison du champ magnétique ouvert (Sect. 6.3.3.1). Ces simulations m'ont permis de mettre en évidence l'existence de deux modes de reconnexion magnétique dépendant du degré de symétrie du point nul : un régime de reconnexion lent, et un régime de reconnexion rapide. Plus l'inclinaison est grande, plus le régime quasi-statique lent débute tôt et dure, et plus les quantités d'hélicité et d'énergie libérées lors du jet sont faibles.

Mes résultats prévoient donc que les propriétés observationnelles des jets devraient dépendre de la géométrie de la configuration magnétique, et permettraient donc d'expliquer les différentes "classes" apparentes, de jets observés. Un projet est en cours afin d'étudier l'effet des conditions de l'atmosphère (*i.e.*, valeur du β du plasma) sur les transitions de régimes de reconnexion, et d'étendre notre modèle à des classes différentes des

jets coronaux.

Notre modèle de jet pourra ainsi être utilisé pour :

- ➢ étudier le développement de jets, et apporter de nouvelles contraintes sur leurs propriétés observationnelles (*e.g.*, quantités de torsion et d'énergie libérées en fonction des modes de reconnexion observés) ;
- ➢ étudier leur rôle dans le transfert d'énergie et d'hélicité magnétique vers les différentes couches de l'atmosphère solaire.

Les observations à très haute résolution spatiale, spectrale, et temporelle, *e.g.*, avec la mission IRIS, combinées aux récents développements de codes MHD incluant du transfert radiatif 3D, vont permettre d'apporter de nouvelles contraintes sur les propriétés des jets (*e.g.*, cartographie du vecteur vitesse à partir des mesures d'effet Doppler le long de la ligne de visée et des déplacements apparents hélicoïdaux du plasma, estimation de la torsion magnétique éjectée, tests sur les géométries 3D complexes et les propriétés de la reconnexion), et sur leur rôle, *e.g.*, dans le chauffage de la chromosphère et de la couronne.

En résumé, l'ensemble de mon travail de thèse apporte :

- ➢ une compréhension nouvelle des conditions de génération de courants de retour, et de la non-neutralisation des courants en MHD et dans les mesures faites au niveau de la surface solaire ;
- ➢ des outils nouveaux pour l'étude du flux local d'hélicité magnétique dans l'atmosphère solaire, et donc, pour l'étude du rôle de l'hélicité magnétique dans la dynamo et les éruptions solaires ;
- ➢ l'identification d'une nouvelle transition entre des régimes de reconnexion magnétique 3D, et leurs conséquences pour la dynamique du champ magnétique et du plasma dans les phénomènes éruptifs solaires.

L'ensemble de mes travaux ouvre ainsi plusieurs nouvelles perspectives pour étudier les propriétés des champs magnétiques responsables de l'activité solaire. En particulier, à l'échelle d'une région active, l'étude conjointe des *courants électriques*, de *l'hélicité magnétique*, et de *l'énergie libre*, permettra de mieux déterminer les conditions de déclenchement des éruptions solaires et des CMEs. Au sein de chaque région active, l'évolution temporelle, locale, du transfert de ces trois quantités (*e.g.*, à partir de la distribution du flux d'hélicité et des courants), permettra d'étudier plus en détails la manière dont elles sont stockées dans, et transférées vers les régions actives par, les tubes de flux magnétique émergents. Cela permettra, d'une part, de mieux contraindre les propriétés internes (*e.g.*, distribution de torsion/cisaillement magnétique) des tubes de flux magnétiques émergents, et d'autre part, de relier ces propriétés internes aux conditions de déclenchement des éruptions et des CMEs. De telles études apporteront également de nouvelles contraintes pour les modèles de transport et de formation des tubes de flux magnétique dans l'intérieur solaire, et donc par extension, pour la dynamo solaire.

L'ensemble de mes travaux pourrait également avoir des applications dans des domaines différents de la physique solaire. Par exemple, la présence de courants de retour dans les CMEs pourraient se traduire par des modifications importantes de la circulation des courants électriques, *e.g.*, des courants de Birkeland, dans la magnétosphère terrestre, lors du transfert de courants permis par la reconnexion magnétique avec le champ magnétique des tubes de flux des CMEs. Mais plus généralement, les résultats de mes travaux peuvent s'étendre à différents objets astrophysiques possédant un milieu à faible valeur

du paramètre β du plasma. Cela inclut en particulier les couronnes stellaires, mais peut aussi comprendre d'autres objets. Par exemple, pour les étoiles et les galaxies en formation, la rotation rapide de l'objet génère une quantité importante d'hélicité magnétique. La conservation du moment cinétique et de l'hélicité magnétique nécessite l'éjection de matière et d'hélicité, qui peut se présenter sous la forme de jets très collimatés, perpendiculaires au disque d'accrétion, et dont la morphologie rappelle celle de notre modèle de jets coronaux.

Bibliographie

Abbett, W. P., Fisher, G. H., & Fan, Y. 2000, ApJ, 540, 548, **ADS link**

Acheson, D. J. 1979, Sol. Phys., 62, 23, **ADS link**

Alexakis, A., Mininni, P. D., & Pouquet, A. 2006, ApJ, 640, 335, **ADS link**

Alissandrakis, C. E. 1981, A&A, 100, 197, **ADS link**

Aly, J. J. & Amari, T. 1997, A&A, 319, 699, **ADS link**

Aly, J. J. & Amari, T. 2010, ApJ, 709, L99, **ADS link**

Amari, T. & Aly, J. J. 1992, A&A, 265, 791, **ADS link**

Amari, T., Aly, J.-J., Mikic, Z., & Linker, J. 2010, ApJ, 717, L26, **ADS link**

Amari, T., Boulmezaoud, T. Z., & Aly, J. J. 2006, A&A, 446, 691, **ADS link**

Amari, T., Boulmezaoud, T. Z., & Mikic, Z. 1999, A&A, 350, 1051, **ADS link**

Amari, T., Luciani, J. F., & Aly, J. J. 2005, ApJ, 629, L37, **ADS link**

Amari, T., Luciani, J. F., Aly, J. J., Mikic, Z., & Linker, J. 2003a, ApJ, 585, 1073, **ADS link**

Amari, T., Luciani, J. F., Aly, J. J., Mikic, Z., & Linker, J. 2003b, ApJ, 595, 1231, **ADS link**

Amari, T., Luciani, J. F., Aly, J. J., & Tagger, M. 1996, ApJ, 466, L39, **ADS link**

Antiochos, S. K., Dahlburg, R. B., & Klimchuk, J. A. 1994, ApJ, 420, L41, **ADS link**

Antiochos, S. K. & DeVore, C. R. 1999, Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series, 111, 187, **ADS link**

Antiochos, S. K., DeVore, C. R., & Klimchuk, J. A. 1999, ApJ, 510, 485, **ADS link**

Archontis, V. & Hood, A. W. 2013, ApJ, 769, L21, **ADS link**

Archontis, V., Moreno-Insertis, F., Galsgaard, K., & Hood, A. W. 2005, ApJ, 635, 1299, **ADS link**

Aschwanden, M. J. 2013, ApJ, 763, 115, **ADS link**

Aulanier, G., DeLuca, E. E., Antiochos, S. K., McMullen, R. A., & Golub, L. 2000, ApJ, 540, 1126, **ADS link**

Aulanier, G. & Démoulin, P. 1998, A&A, 329, 1125, **ADS link**

Aulanier, G., Démoulin, P., & Grappin, R. 2005a, A&A, 430, 1067, **ADS link**

Aulanier, G., Démoulin, P., Schmieder, B., Fang, C., & Tang, Y. H. 1998, Sol. Phys., 183, 369, **ADS link**

Aulanier, G., Démoulin, P., Schrijver, C. J., et al. 2013, A&A, 549, A66, **ADS link**

Aulanier, G., Golub, L., DeLuca, E. E., et al. 2007, Science, 318, 1588, **ADS link**

Aulanier, G., Janvier, M., & Schmieder, B. 2012, A&A, 543, A110, **ADS link**

Aulanier, G., Pariat, E., & Démoulin, P. 2005b, A&A, 444, 961, **ADS link**

Aulanier, G., Pariat, E., Démoulin, P., & DeVore, C. R. 2006, Sol. Phys., 238, 347, **ADS link**

Aulanier, G. & Schmieder, B. 2002, A&A, 386, 1106, **ADS link**

Aulanier, G., Török, T., Démoulin, P., & DeLuca, E. E. 2010, ApJ, 708, 314, **ADS link**

Aunai, N. 2011, PhD thesis, LPP

Avrett, E. H. & Loeser, R. 2008, ApJS, 175, 229, **ADS link**

Babcock, H. W. 1961, ApJ, 133, 572, **ADS link**

Bagalá, L. G., Mandrini, C. H., Rovira, M. G., & Démoulin, P. 2000, A&A, 363, 779, **ADS link**

Bain, H. M. & Fletcher, L. 2009, A&A, 508, 1443, **ADS link**

Baker, D., van Driel-Gesztelyi, L., Mandrini, C. H., Démoulin, P., & Murray, M. J. 2009, ApJ, 705, 926, **ADS link**

Bárta, M., Büchner, J., Karlický, M., & Skála, J. 2011, ApJ, 737, 24, **ADS link**

Baum, P. J. & Bratenahl, A. 1980, Sol. Phys., 67, 245, **ADS link**

Berger, M. A. 1984, Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics, 30, 79, **ADS link**

Berger, M. A. 1985, ApJS, 59, 433, **ADS link**

Berger, M. A. 1999, Plasma Physics and Controlled Fusion, 41, 167, **ADS link**

Berger, M. A. 2003, in Advances in Nonlinear Dynamics, ed. A. Ferriz-Mas & M. Núñez, 345, **ADS link**

Berger, M. A. & Field, G. B. 1984, Journal of Fluid Mechanics, 147, 133, **ADS link**

Berger, M. A. & Prior, C. 2006, Journal of Physics A Mathematical General, 39, 8321, **ADS link**

Berger, M. A. & Ruzmaikin, A. 2000, J. Geophys. Res., 105, 10481, **ADS link**

Berlicki, A., Schmieder, B., Vilmer, N., Aulanier, G., & Del Zanna, G. 2004, A&A, 423, 1119, **ADS link**

Bobra, M. G., van Ballegooijen, A. A., & DeLuca, E. E. 2008, ApJ, 672, 1209, **ADS link**

Bommier, V. & Sahal-Brechot, S. 1978, A&A, 69, 57, **ADS link**

Bommier, V. & Sahal-Brechot, S. 1982, Sol. Phys., 78, 157, **ADS link**

Bothmer, V. & Schwenn, R. 1998, Annales Geophysicae, 16, 1, **ADS link**

Boyd, T. J. M. & Sanderson, J. J. 2003, The Physics of Plasmas (Cambridge University Press), **ADS link**

Brandenburg, A., Dobler, W., & Subramanian, K. 2002, Astronomische Nachrichten, 323, 99, **ADS link**

Brandenburg, A., Sokoloff, D., & Subramanian, K. 2012, Space Sci. Rev., 169, 123, **ADS link**

Brandenburg, A. & Subramanian, K. 2005, Phys. Rep., 417, 1, **ADS link**

Brun, A. S. & Toomre, J. 2002, ApJ, 570, 865, **ADS link**

Büchner, J. & Elkina, N. 2006, Physics of Plasmas, 13, 082304, **ADS link**

Bungey, T. N., Titov, V. S., & Priest, E. R. 1996, A&A, 308, 233, **ADS link**

Bushby, P. J. & Archontis, V. 2012, A&A, 545, A107, **ADS link**

Canfield, R. C., de La Beaujardiere, J.-F., Fan, Y., et al. 1993, ApJ, 411, 362, **ADS link**

Canou, A. & Amari, T. 2010, ApJ, 715, 1566, **ADS link**

Carmichael, H. 1964, NASA Special Publication, 50, 451, **ADS link**

Cattaneo, F. & Hughes, D. W. 2001, Astronomy and Geophysics, 42, 18, **ADS link**

Chae, J. 2001, ApJ, 560, L95, **ADS link**

Chae, J. 2003, ApJ, 584, 1084, **ADS link**

Chae, J., Moon, Y.-J., & Park, Y.-D. 2004, Sol. Phys., 223, 39, **ADS link**

Chae, J., Qiu, J., Wang, H., & Goode, P. R. 1999, ApJ, 513, L75, **ADS link**

Chae, J. & Sakurai, T. 2008, ApJ, 689, 593, **ADS link**

Chae, J., Wang, H., Qiu, J., et al. 2001, ApJ, 560, 476, **ADS link**

Chandra, R., Pariat, E., Schmieder, B., Mandrini, C. H., & Uddin, W. 2010, Sol. Phys., 261, 127, **ADS link**

Chandra, R., Schmieder, B., Aulanier, G., & Malherbe, J. M. 2009, Sol. Phys., 258, 53, **ADS link**

Chandra, R., Schmieder, B., Mandrini, C. H., et al. 2011, Sol. Phys., 269, 83, **ADS link**

Charbonneau, P. 2010, Living Reviews in Solar Physics, 7, 3, **ADS link**

Charbonneau, P. 2013, Journal of Physics Conference Series, 440, 012014, **ADS link**

Charbonneau, P. & MacGregor, K. B. 1997, ApJ, 486, 502, **ADS link**

Charbonneau, P., St-Jean, C., & Zacharias, P. 2005, ApJ, 619, 613, **ADS link**

Chen, H. D., Jiang, Y. C., & Ma, S. L. 2008, A&A, 478, 907, **ADS link**

Chen, N., Ip, W.-H., & Innes, D. 2013, ApJ, 769, 96, **ADS link**

Chen, P. F. 2011, Living Reviews in Solar Physics, 8, 1, **ADS link**

Cheung, M. C. M. & Isobe, H. 2014, Living Reviews in Solar Physics, 11, 3, **ADS link**

Cheung, M. C. M., Moreno-Insertis, F., & Schüssler, M. 2006, A&A, 451, 303, **ADS link**

Cheung, M. C. M., Rempel, M., Title, A. M., & Schüssler, M. 2010, ApJ, 720, 233, **ADS link**

Cheung, M. C. M., Schüssler, M., Tarbell, T. D., & Title, A. M. 2008, ApJ, 687, 1373, **ADS link**

Chifor, C., Isobe, H., Mason, H. E., et al. 2008, A&A, 491, 279, **ADS link**

Chiu, Y. T. & Hilton, H. H. 1977, ApJ, 212, 873, **ADS link**

Choudhuri, A. R. & Gilman, P. A. 1987, ApJ, 316, 788, **ADS link**

Dalmasse, K., Chandra, R., Schmieder, B., & Aulanier, G. 2014a, in IAU Symposium, Vol. 300, IAU Symposium, 227–230, **ADS link**

Dalmasse, K., Chandra, R., Schmieder, B., & Aulanier, G. accepté, A&A

Dalmasse, K., Pariat, E., Antiochos, S. K., & DeVore, C. R. 2012, in EAS Publications Series, Vol. 55, EAS Publications Series, ed. M. Faurobert, C. Fang, & T. Corbard, 201–205, **ADS link**

Dalmasse, K., Pariat, E., Démoulin, P., & Aulanier, G. 2014b, Sol. Phys., 289, 107, **ADS link**

Dalmasse, K., Pariat, E., Valori, G., Démoulin, P., & Green, L. M. 2013, A&A, 555, L6, **ADS link**

Dasso, S., Mandrini, C. H., Démoulin, P., & Luoni, M. L. 2006, A&A, 455, 349, **ADS link**

De Pontieu, B., McIntosh, S. W., Carlsson, M., et al. 2007, Science, 318, 1574, **ADS link**

De Pontieu, B., Title, A. M., Lemen, J., et al. 2014, ArXiv e-prints, **ADS link**

Delannée, C., Török, T., Aulanier, G., & Hochedez, J.-F. 2008, Sol. Phys., 247, 123, **ADS link**

Démoulin, P., Bagala, L. G., Mandrini, C. H., Henoux, J. C., & Rovira, M. G. 1997, A&A, 325, 305, **ADS link**

Démoulin, P. & Berger, M. A. 2003, Sol. Phys., 215, 203, **ADS link**

Demoulin, P., Henoux, J. C., & Mandrini, C. H. 1994, A&A, 285, 1023, **ADS link**

Demoulin, P., Henoux, J. C., Mandrini, C. H., & Priest, E. R. 1997, Sol. Phys., 174, 73, **ADS link**

Démoulin, P., Henoux, J. C., Priest, E. R., & Mandrini, C. H. 1996a, A&A, 308, 643, **ADS link**

Démoulin, P., Mandrini, C. H., van Driel-Gesztelyi, L., et al. 2002, A&A, 382, 650, **ADS link**

Démoulin, P. & Pariat, E. 2009, Advances in Space Research, 43, 1013, **ADS link**

Démoulin, P., Pariat, E., & Berger, M. A. 2006, Sol. Phys., 233, 3, **ADS link**

Démoulin, P., Priest, E. R., & Anzer, U. 1989, A&A, 221, 326, **ADS link**

Démoulin, P., Priest, E. R., & Lonie, D. P. 1996b, J. Geophys. Res., 101, 7631, **ADS link**

Deng, Y., Lin, Y., Schmieder, B., & Engvold, O. 2002, Sol. Phys., 209, 153, **ADS link**

DeVore, C. R. 1991, Journal of Computational Physics, 92, 142, **ADS link**

DeVore, C. R. 2000, ApJ, 539, 944, **ADS link**

DeVore, C. R., Antiochos, S. K., & Aulanier, G. 2005, ApJ, 629, 1122, **ADS link**

Ding, J. Y., Madjarska, M. S., Doyle, J. G., & Lu, Q. M. 2010, A&A, 510, A111, **ADS link**

Ding, Y. J., Hong, Q. F., Hagyard, M. J., Deloach, A. C., & Liu, X. P. 1987, Sol. Phys., 109, 307, **ADS link**

D'Silva, S. & Choudhuri, A. R. 1993, A&A, 272, 621, **ADS link**

Dudík, J., Janvier, M., Aulanier, G., et al. 2014, ArXiv e-prints, **ADS link**

Dun, J., Kurokawa, H., Ishii, T. T., Liu, Y., & Zhang, H. 2007, ApJ, 657, 577, **ADS link**

Ellerman, F. 1917, ApJ, 46, 298, **ADS link**

Elsasser, W. M. 1956, Reviews of Modern Physics, 28, 135, **ADS link**

Emonet, T. & Moreno-Insertis, F. 1998, ApJ, 492, 804, **ADS link**

Falconer, D. A., Moore, R. L., & Gary, G. A. 2006, ApJ, 644, 1258, **ADS link**

Fan, Y. 2009a, Living Reviews in Solar Physics, 6, 4, **ADS link**

Fan, Y. 2009b, ApJ, 697, 1529, **ADS link**

Fan, Y. 2012, ApJ, 758, 60, **ADS link**

Fan, Y., Abbett, W. P., & Fisher, G. H. 2003, ApJ, 582, 1206, **ADS link**

Fan, Y. & Fisher, G. H. 1996, Sol. Phys., 166, 17, **ADS link**

Fan, Y. & Gibson, S. E. 2007, ApJ, 668, 1232, **ADS link**

Finn, J. M. & Antonsen, T. M., J. 1985, Comments Plasma Phys. Controlled Fusion, 9, 111

Fisher, G. H., Fan, Y., Longcope, D. W., Linton, M. G., & Pevtsov, A. A. 2000, Sol. Phys., 192, 119, **ADS link**

Fletcher, L., Dennis, B. R., Hudson, H. S., et al. 2011, Space Sci. Rev., 159, 19, **ADS link**

Fletcher, L. & Hudson, H. 2001, Sol. Phys., 204, 69, **ADS link**

Fletcher, L., Metcalf, T. R., Alexander, D., Brown, D. S., & Ryder, L. A. 2001, ApJ, 554, 451, **ADS link**

Forbes, T. G., Linker, J. A., Chen, J., et al. 2006, Space Sci. Rev., 123, 251, **ADS link**

Forbes, T. G., Priest, E. R., Seaton, D. B., & Litvinenko, Y. E. 2013, Physics of Plasmas, 20, 052902, **ADS link**

Frisch, U., Pouquet, A., Leorat, J., & Mazure, A. 1975, Journal of Fluid Mechanics, 68, 769, **ADS link**

Fuhrmann, M., Seehafer, N., & Valori, G. 2007, A&A, 476, 349, **ADS link**

Gaizauskas, V., Mandrini, C. H., Démoulin, P., Luoni, M. L., & Rovira, M. G. 1998, A&A, 332, 353, **ADS link**

Galsgaard, K. & Nordlund, Å. 1997, J. Geophys. Res., 102, 231, **ADS link**

Galsgaard, K. & Pontin, D. I. 2011, A&A, 534, A2, **ADS link**

Galsgaard, K., Titov, V. S., & Neukirch, T. 2003, ApJ, 595, 506, **ADS link**

Gary, G. A. 2001, Sol. Phys., 203, 71, **ADS link**

Gary, G. A. & Démoulin, P. 1995, ApJ, 445, 982, **ADS link**

Gary, G. A., Moore, R. L., Hagyard, M. J., & Haisch, B. M. 1987, ApJ, 314, 782, **ADS link**

Gekelman, W., Lawrence, E., & Van Compernolle, B. 2012, ApJ, 753, 131, **ADS link**

Georgoulis, M. K. & LaBonte, B. J. 2006, ApJ, 636, 475, **ADS link**

Georgoulis, M. K. & LaBonte, B. J. 2007, ApJ, 671, 1034, **ADS link**

Georgoulis, M. K. & Rust, D. M. 2007, ApJ, 661, L109, **ADS link**

Georgoulis, M. K., Rust, D. M., Bernasconi, P. N., & Schmieder, B. 2002, ApJ, 575, 506, **ADS link**

Georgoulis, M. K., Titov, V. S., & Mikić, Z. 2012a, ApJ, 761, 61, **ADS link**

Georgoulis, M. K., Tziotziou, K., & Raouafi, N.-E. 2012b, ApJ, 759, 1, **ADS link**

Gilchrist, S. A., Wheatland, M. S., & Leka, K. D. 2012, Sol. Phys., 276, 133, **ADS link**

Gontikakis, C., Archontis, V., & Tsinganos, K. 2009, A&A, 506, L45, **ADS link**

Gorbachev, V. S. & Somov, B. V. 1989, Soviet Ast., 33, 57, **ADS link**

Green, L. M., López fuentes, M. C., Mandrini, C. H., et al. 2002, Sol. Phys., 208, 43, **ADS link**

Gudiksen, B. V., Carlsson, M., Hansteen, V. H., et al. 2011, A&A, 531, A154, **ADS link**

Guo, Y., Ding, M. D., Cheng, X., Zhao, J., & Pariat, E. 2013, ApJ, 779, 157, **ADS link**

Guo, Y., Ding, M. D., Schmieder, B., et al. 2010, ApJ, 725, L38, **ADS link**

Guo, Y., Ding, M. D., Wiegelmann, T., & Li, H. 2008, ApJ, 679, 1629, **ADS link**

Haber, D. A., Hindman, B. W., Toomre, J., et al. 2002, ApJ, 570, 855, **ADS link**

Hagyard, M. J. 1988, Sol. Phys., 115, 107, **ADS link**

Hale, G. E. & Nicholson, S. B. 1925, ApJ, 62, 270, **ADS link**

Harrison, R. A., Bryans, P., & Bingham, R. 2001, A&A, 379, 324, **ADS link**

Hathaway, D. H. 2010, Living Reviews in Solar Physics, 7, 1, **ADS link**

Hathaway, D. H. & Rightmire, L. 2010, Science, 327, 1350, **ADS link**

Haynes, A. L., Parnell, C. E., Galsgaard, K., & Priest, E. R. 2007, Royal Society of London Proceedings Series A, 463, 1097, **ADS link**

Hesse, M. & Schindler, K. 1988, J. Geophys. Res., 93, 5559, **ADS link**

Heyvaerts, J., Lasry, J. M., Schatzmann, M., & Witomsky, P. 1982, A&A, 111, 104, **ADS link**

Hirayama, T. 1974, Sol. Phys., 34, 323, **ADS link**

Hong, J.-C., Jiang, Y.-C., Yang, J.-Y., et al. 2013, Research in Astronomy and Astrophysics, 13, 253, **ADS link**

Inoue, S., Hayashi, K., Shiota, D., Magara, T., & Choe, G. S. 2013, ApJ, 770, 79, **ADS link**

Inoue, S. & Morikawa, Y. 2011, Plasma and Fusion Research, 6, 2401067

Inoue, S., Shiota, D., Yamamoto, T. T., et al. 2012, ApJ, 760, 17, **link**

Isobe, H., Miyagoshi, T., Shibata, K., & Yokoyama, T. 2006, PASJ, 58, 423, **link**

Isobe, H., Tripathi, D., & Archontis, V. 2007, ApJ, 657, L53, **link**

Janvier, M., Aulanier, G., Bommier, V., et al. 2014, ArXiv e-prints, **ADS link**

Janvier, M., Aulanier, G., Pariat, E., & Démoulin, P. 2013, A&A, 555, A77, **ADS link**

Jeong, H. & Chae, J. 2007, ApJ, 671, 1022, **ADS link**

Ji, H. 1999, Physical Review Letters, 83, 3198, **ADS link**

Jiang, C. & Feng, X. 2012, ApJ, 749, 135, **ADS link**

Jiang, C. & Feng, X. 2013, ApJ, 769, 144, **ADS link**

Jiang, Y., Zheng, R., Yang, J., et al. 2012, ApJ, 744, 50, **ADS link**

Jiang, Y. C., Chen, H. D., Li, K. J., Shen, Y. D., & Yang, L. H. 2007, A&A, 469, 331, **ADS link**

Jibben, P. & Canfield, R. C. 2004, ApJ, 610, 1129, **ADS link**

Jing, J., Park, S.-H., Liu, C., et al. 2012, ApJ, 752, L9, **ADS link**

Jing, J., Tan, C., Yuan, Y., et al. 2010, ApJ, 713, 440, **ADS link**

Jouve, L. & Brun, A. S. 2009, ApJ, 701, 1300, **ADS link**

Jouve, L., Brun, A. S., Arlt, R., et al. 2008, A&A, 483, 949, **ADS link**

Jouve, L., Brun, A. S., & Aulanier, G. 2013, ApJ, 762, 4, **ADS link**

Jouve, L., Proctor, M. R. E., & Lesur, G. 2010, A&A, 519, A68, **ADS link**

Kamio, S., Curdt, W., Teriaca, L., Inhester, B., & Solanki, S. K. 2010, A&A, 510, L1, **ADS link**

Karpen, J. T., Antiochos, S. K., Richard DeVore, C., & Golub, L. 1998, ApJ, 495, 491, **ADS link**

Kemel, K., Brandenburg, A., Kleeorin, N., & Rogachevskii, I. 2012, Astronomische Nachrichten, 333, 95, **ADS link**

Kliem, B. & Török, T. 2006, Physical Review Letters, 96, 255002, **ADS link**

Kopp, R. A. & Pneuman, G. W. 1976, Sol. Phys., 50, 85, **ADS link**

Krall, K. R., Smith, Jr., J. B., Hagyard, M. J., West, E. A., & Cummings, N. P. 1982, Sol. Phys., 79, 59, **ADS link**

Kulsrud, R. M. 2005, Plasma physics for astrophysics (Princeton University Press), **ADS link**

Kuperus, M. & Raadu, M. A. 1974, A&A, 31, 189, **ADS link**

Kurokawa, H., Kawaguchi, I., Funakoshi, Y., & Nakai, Y. 1982, Sol. Phys., 79, 77, **ADS link**

Kusano, K., Bamba, Y., Yamamoto, T. T., et al. 2012, ApJ, 760, 31, **ADS link**

Kusano, K., Maeshiro, T., Yokoyama, T., & Sakurai, T. 2002, ApJ, 577, 501, **ADS link**

Kusano, K., Maeshiro, T., Yokoyama, T., & Sakurai, T. 2003a, Advances in Space Research, 32, 1917, **ADS link**

Kusano, K., Maeshiro, T., Yokoyama, T., & Sakurai, T. 2004a, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 325, The Solar-B Mission and the Forefront of Solar Physics, ed. T. Sakurai & T. Sekii, 175, **ADS link**

Kusano, K., Maeshiro, T., Yokoyama, T., & Sakurai, T. 2004b, ApJ, 610, 537, **ADS link**

Kusano, K., Suzuki, Y., & Nishikawa, K. 1995, ApJ, 441, 942, **ADS link**

Kusano, K., Yokoyama, T., Maeshiro, T., & Sakurai, T. 2003b, Advances in Space Research, 32, 1931, **ADS link**

LaBonte, B. J., Georgoulis, M. K., & Rust, D. M. 2007, ApJ, 671, 955, **ADS link**

Lau, Y.-T. & Finn, J. M. 1990, ApJ, 350, 672, **ADS link**

Leake, J. E., Linton, M. G., & Török, T. 2013, ApJ, 778, 99, **ADS link**

Leighton, R. B. 1964, ApJ, 140, 1547, **ADS link**

Leka, K. D. 1999, Sol. Phys., 188, 21, **ADS link**

Leka, K. D., Barnes, G., Crouch, A. D., et al. 2009, Sol. Phys., 260, 83, **ADS link**

Leka, K. D., Canfield, R. C., McClymont, A. N., & van Driel-Gesztelyi, L. 1996, ApJ, 462, 547, **ADS link**

Leka, K. D., van Driel-Gesztelyi, L., Canfield, R. C., et al. 1993, in Bulletin of the American Astronomical Society, Vol. 25, Bulletin of the American Astronomical Society, 1187, **ADS link**

Li, H., Berlicki, A., & Schmieder, B. 2005, A&A, 438, 325, **ADS link**

Lim, E.-K., Jeong, H., Chae, J., & Moon, Y.-J. 2007, ApJ, 656, 1167, **ADS link**

Lin, J., Forbes, T. G., Isenberg, P. A., & Démoulin, P. 1998, ApJ, 504, 1006, **ADS link**

Lin, Y. & Gaizauskas, V. 1987, Sol. Phys., 109, 81, **ADS link**

Lin, Y., Martin, S. F., Engvold, O., Rouppe van der Voort, L. H. M., & van Noort, M. 2008, Advances in Space Research, 42, 803, **ADS link**

Linton, M. G. & Antiochos, S. K. 2002, ApJ, 581, 703, **ADS link**

Linton, M. G., Dahlburg, R. B., & Antiochos, S. K. 2001, ApJ, 553, 905, **ADS link**

Linton, M. G. & Longcope, D. W. 2006, ApJ, 642, 1177, **ADS link**

Liu, C., Deng, N., Liu, R., et al. 2011a, ApJ, 735, L18, **ADS link**

Liu, W., Berger, T. E., Title, A. M., & Tarbell, T. D. 2009, ApJ, 707, L37, **ADS link**

Liu, W., Berger, T. E., Title, A. M., Tarbell, T. D., & Low, B. C. 2011b, ApJ, 728, 103, **ADS link**

Liu, Y., Hoeksema, J. T., Bobra, M., et al. 2014a, ApJ, 785, 13, **ADS link**

Liu, Y., Hoeksema, J. T., & Sun, X. 2014b, ApJ, 783, L1, **ADS link**

Liu, Y. & Schuck, P. W. 2012, ApJ, 761, 105, **ADS link**

Liu, Y. & Schuck, P. W. 2013, Sol. Phys., 283, 283, **ADS link**

Longcope, D. W. 2004, ApJ, 612, 1181, **ADS link**

Longcope, D. W. 2005, Living Reviews in Solar Physics, 2, 7, **ADS link**

Longcope, D. W. & Klapper, I. 1997, ApJ, 488, 443, **ADS link**

Longcope, D. W., McKenzie, D. E., Cirtain, J., & Scott, J. 2005, ApJ, 630, 596, **ADS link**

Longcope, D. W. & Welsch, B. T. 2000, ApJ, 545, 1089, **ADS link**

López Fuentes, M. C., Démoulin, P., Mandrini, C. H., Pevtsov, A. A., & van Driel-Gesztelyi, L. 2003, A&A, 397, 305, **ADS link**

Low, B. C. 1977, ApJ, 212, 234, **ADS link**

Low, B. C. 1999, Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series, 111, 25, **ADS link**

Low, B. C. 2003, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 286, Current Theoretical Models and Future High Resolution Solar Observations : Preparing for ATST, ed. A. A. Pevtsov & H. Uitenbroek, 335, **ADS link**

Low, B. C. & Wolfson, R. 1988, ApJ, 324, 574, **ADS link**

Luoni, M. L., Démoulin, P., Mandrini, C. H., & van Driel-Gesztelyi, L. 2011, Sol. Phys., 270, 45, **ADS link**

Luoni, M. L., Mandrini, C. H., Cristiani, G. D., & Démoulin, P. 2007, Advances in Space Research, 39, 1382, **ADS link**

MacNeice, P., Olson, K. M., Mobarry, C., de Fainchtein, R., & Packer, C. 2000, Computer Physics Communications, 126, 330, **ADS link**

MacTaggart, D., Elsheikh, A., McLaughlin, J. A., & Simitev, R. D. 2013, A&A, 556, A40, **ADS link**

Magara, T. 2001, ApJ, 549, 608, **ADS link**

Magara, T. 2004, ApJ, 605, 480, **ADS link**

Magara, T. 2009, ApJ, 702, 386, **ADS link**

Maia, D., Aulanier, G., Wang, S. J., et al. 2003, A&A, 405, 313, **ADS link**

Malapaka, S. K. & Müller, W.-C. 2013, ApJ, 778, 21, **ADS link**

Manchester, IV, W. 2001, ApJ, 547, 503, **ADS link**

Mandrini, C. H., Demoulin, P., Bagala, L. G., et al. 1997, Sol. Phys., 174, 229, **ADS link**

Mandrini, C. H., Démoulin, P., Schmieder, B., et al. 2006, Sol. Phys., 238, 293, **ADS link**

Mandrini, C. H., Démoulin, P., Schmieder, B., Deng, Y. Y., & Rudawy, P. 2002, A&A, 391, 317, **ADS link**

Mandrini, C. H., Démoulin, P., van Driel-Gesztelyi, L., et al. 2004, Ap&SS, 290, 319, **ADS link**

Mandrini, C. H., Rovira, M. G., Démoulin, P., et al. 1993, A&A, 272, 609, **ADS link**

Martens, P. C. & Zwaan, C. 2001, ApJ, 558, 872, **ADS link**

Martin, S. F., Bilimoria, R., & Tracadas, P. W. 1994, in Solar Surface Magnetism, ed. R. J. Rutten & C. J. Schrijver, 303, **ADS link**

Masson, S., Antiochos, S. K., & DeVore, C. R. 2013, ApJ, 771, 82, **ADS link**

Masson, S., Aulanier, G., Pariat, E., & Klein, K.-L. 2012, Sol. Phys., 276, 199, **ADS link**

Masson, S., Klein, K.-L., Bütikofer, R., et al. 2009a, Sol. Phys., 257, 305, **ADS link**

Masson, S., Pariat, E., Aulanier, G., & Schrijver, C. J. 2009b, ApJ, 700, 559, **ADS link**

McComas, D. J., Elliott, H. A., Schwadron, N. A., et al. 2003, Geophys. Res. Lett., 30, 1517, **ADS link**

Melrose, D. B. 1991, ApJ, 381, 306, **ADS link**

Melrose, D. B. 1995, ApJ, 451, 391, **ADS link**

Metcalf, T. R., Leka, K. D., Barnes, G., et al. 2006, Sol. Phys., 237, 267, **ADS link**

Metcalf, T. R., Leka, K. D., & Mickey, D. L. 2005, ApJ, 623, L53, **ADS link**

Miesch, M. S., Brun, A. S., De Rosa, M. L., & Toomre, J. 2008, ApJ, 673, 557, **ADS link**

Milano, L. J., Dmitruk, P., Mandrini, C. H., Gómez, D. O., & Démoulin, P. 1999, ApJ, 521, 889, **ADS link**

Miyagoshi, T., Isobe, H., Yokoyama, T., & Shibata, K. 2006, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 359, Numerical Modeling of Space Plasma Flows, ed. G. P. Zank & N. V. Pogorelov, 164, **ADS link**

Miyagoshi, T. & Yokoyama, T. 2003, ApJ, 593, L133, **ADS link**

Moffatt, H. K. 1969, Journal of Fluid Mechanics, 35, 117, **ADS link**

Moon, Y.-J., Chae, J., Choe, G. S., et al. 2002, ApJ, 574, 1066, **ADS link**

Moore, R. L., Cirtain, J. W., Sterling, A. C., & Falconer, D. A. 2010, ApJ, 720, 757, **ADS link**

Moore, R. L., Sterling, A. C., Falconer, D. A., & Robe, D. 2013, ApJ, 769, 134, **ADS link**

Moreno-Insertis, F. & Galsgaard, K. 2013, ApJ, 771, 20, **ADS link**

Moreno-Insertis, F., Galsgaard, K., & Ugarte-Urra, I. 2008, ApJ, 673, L211, **ADS link**

Moreno-Insertis, F., Schuessler, M., & Ferriz-Mas, A. 1992, A&A, 264, 686, **ADS link**

Morita, S., Shibata, K., Ueno, S., et al. 2010, PASJ, 62, 901, **ADS link**

Müller, W.-C., Malapaka, S. K., & Busse, A. 2012, Phys. Rev. E, 85, 015302, **ADS link**

Nakagawa, Y. & Raadu, M. A. 1972, Sol. Phys., 25, 127, **ADS link**

Nelson, N. J., Brown, B. P., Brun, A. S., Miesch, M. S., & Toomre, J. 2011, ApJ, 739, L38, **ADS link**

Nelson, N. J., Brown, B. P., Brun, A. S., Miesch, M. S., & Toomre, J. 2013, ApJ, 762, 73, **ADS link**

Nindos, A. & Andrews, M. D. 2004, ApJ, 616, L175, **ADS link**

Nindos, A., Patsourakos, S., & Wiegelmann, T. 2012, ApJ, 748, L6, **ADS link**

Nindos, A. & Zhang, H. 2002, ApJ, 573, L133, **ADS link**

Nindos, A., Zhang, J., & Zhang, H. 2003, ApJ, 594, 1033, **ADS link**

Nishizuka, N., Nakamura, T., Kawate, T., Singh, K. A. P., & Shibata, K. 2011, ApJ, 731, 43, **ADS link**

Nishizuka, N., Shimizu, M., Nakamura, T., et al. 2008, ApJ, 683, L83, **ADS link**

Nisticò, G., Bothmer, V., Patsourakos, S., & Zimbardo, G. 2009, Sol. Phys., 259, 87, **ADS link**

Nisticò, G., Patsourakos, S., Bothmer, V., & Zimbardo, G. 2011, Advances in Space Research, 48, 1490, **ADS link**

November, L. J. & Simon, G. W. 1988, ApJ, 333, 427, **ADS link**

Pariat, E. 2006, PhD thesis, LESIA, Observatoire de Paris-Meudon, **ADS link**

Pariat, E., Antiochos, S. K., & DeVore, C. R. 2009a, ApJ, 691, 61, **ADS link**

Pariat, E., Antiochos, S. K., & DeVore, C. R. 2010, ApJ, 714, 1762, **ADS link**

Pariat, E., Aulanier, G., Schmieder, B., et al. 2004, ApJ, 614, 1099, **ADS link**

Pariat, E., Dalmasse, K., DeVore, C. R., Antiochos, S. K., & Karpen, J. T. accepté, A&A

Pariat, E. & Démoulin, P. 2012, A&A, 541, A78, **ADS link**

Pariat, E., Démoulin, P., & Berger, M. A. 2005, A&A, 439, 1191, **ADS link**

Pariat, E., Démoulin, P., & Nindos, A. 2007a, Advances in Space Research, 39, 1706, **ADS link**

Pariat, E., Masson, S., & Aulanier, G. 2009b, ApJ, 701, 1911, **ADS link**

Pariat, E., Nindos, A., Démoulin, P., & Berger, M. A. 2006, A&A, 452, 623, **ADS link**

Pariat, E., Schmieder, B., Berlicki, A., et al. 2007b, A&A, 473, 279, **ADS link**

Park, S.-H., Cho, K.-S., Bong, S.-C., et al. 2012, ApJ, 750, 48, **ADS link**

Park, S.-H., Kusano, K., Cho, K.-S., et al. 2013, ApJ, 778, 13, **ADS link**

Parker, E. N. 1955, ApJ, 121, 491, **ADS link**

Parker, E. N. 1957, J. Geophys. Res., 62, 509, **ADS link**

Parker, E. N. 1966, ApJ, 145, 811, **ADS link**

Parker, E. N. 1975, ApJ, 198, 205, **ADS link**

Parker, E. N. 1979, ApJ, 230, 905, **ADS link**

Parker, E. N. 1984, ApJ, 281, 839, **ADS link**

Parker, E. N. 1996, ApJ, 471, 485, **ADS link**

Parnell, C. E., Haynes, A. L., & Galsgaard, K. 2010, Journal of Geophysical Research (Space Physics), 115, 2102, **ADS link**

Parnell, C. E., Smith, J. M., Neukirch, T., & Priest, E. R. 1996, Physics of Plasmas, 3, 759, **ADS link**

Patsourakos, S., Pariat, E., Vourlidas, A., Antiochos, S. K., & Wuelser, J. P. 2008, ApJ, 680, L73, **ADS link**

Pereira, T. M. D., De Pontieu, B., & Carlsson, M. 2012, ApJ, 759, 18, **ADS link**

Peter, H., Abbo, L., Andretta, V., et al. 2012, Experimental Astronomy, 33, 271, **ADS link**

Petrie, G. J. D. 2013, Sol. Phys., 287, 415, **ADS link**

Petrovay, K. 2000, in ESA Special Publication, Vol. 463, The Solar Cycle and Terrestrial Climate, Solar and Space weather, ed. A. Wilson, 3, **ADS link**

Petschek, H. E. 1964, NASA Special Publication, 50, 425, **ADS link**

Pevtsov, A. 2002, in COSPAR Meeting, Vol. 34, 34th COSPAR Scientific Assembly, **ADS link**

Pevtsov, A. A., Canfield, R. C., & Metcalf, T. R. 1995, ApJ, 440, L109, **ADS link**

Pick, M., Maia, D., Kerdraon, A., et al. 1998, Sol. Phys., 181, 455, **ADS link**

Pinto, R. F. & Brun, A. S. 2013, ApJ, 772, 55, **ADS link**

Poisson, M., López Fuentes, M., Mandrini, C. H., Démoulin, P., & Pariat, E. 2013, Advances in Space Research, 51, 1834, **ADS link**

Pontin, D. I. 2011, Advances in Space Research, 47, 1508, **ADS link**

Pontin, D. I., Bhattacharjee, A., & Galsgaard, K. 2007, Physics of Plasmas, 14, 052106, **ADS link**

Pontin, D. I., Galsgaard, K., Hornig, G., & Priest, E. R. 2005, Physics of Plasmas, 12, 052307, **ADS link**

Pontin, D. I., Priest, E. R., & Galsgaard, K. 2013, ApJ, 774, 154, **ADS link**

Pouquet, A., Frisch, U., & Leorat, J. 1976, Journal of Fluid Mechanics, 77, 321, **ADS link**

Press, W. H., Flannery, B. P., Teukolsky, S. A., & Vetterlink, W. T. 1992, Numerical Recipes (New York : Cambridge Univ. Press)

Priest, E. R. & Démoulin, P. 1995, J. Geophys. Res., 100, 23443, **ADS link**

Priest, E. R. & Forbes, T. G. 1992, J. Geophys. Res., 97, 1521, **ADS link**

Priest, E. R., Hornig, G., & Pontin, D. I. 2003, Journal of Geophysical Research (Space Physics), 108, 1285, **ADS link**

Priest, E. R. & Pontin, D. I. 2009, Physics of Plasmas, 16, 122101, **ADS link**

Prior, C. & Berger, M. A. 2012, Sol. Phys., 278, 323, **ADS link**

Raadu, M. A., Schmieder, B., Mein, N., & Gesztelyi, L. 1988, A&A, 197, 289, **ADS link**

Rachmeler, L. A., Pariat, E., DeForest, C. E., Antiochos, S., & Török, T. 2010, ApJ, 715, 1556, **ADS link**

Radioheliograph Group. 1989, Sol. Phys., 120, 193, **ADS link**

Ravindra, B., Longcope, D. W., & Abbett, W. P. 2008, ApJ, 677, 751, **ADS link**

Ravindra, B., Venkatakrishnan, P., Tiwari, S. K., & Bhattacharyya, R. 2011, ApJ, 740, 19, **ADS link**

Régnier, S., Amari, T., & Canfield, R. C. 2005, A&A, 442, 345, **ADS link**

Régnier, S., Amari, T., & Kersalé, E. 2002, A&A, 392, 1119, **ADS link**

Régnier, S. & Canfield, R. C. 2006, A&A, 451, 319, **ADS link**

Régnier, S. & Priest, E. R. 2007, ApJ, 669, L53, **ADS link**

Régnier, S., Priest, E. R., & Hood, A. W. 2008, A&A, 491, 297, **ADS link**

Reid, H. A. S., Vilmer, N., Aulanier, G., & Pariat, E. 2012, A&A, 547, A52, **ADS link**

Rempel, M. & Cheung, M. C. M. 2014, ApJ, 785, 90, **ADS link**

Rieutord, M., Roudier, T., Roques, S., & Ducottet, C. 2007, A&A, 471, 687, **ADS link**

Rightmire-Upton, L., Hathaway, D. H., & Kosak, K. 2012, ApJ, 761, L14, **ADS link**

Roberts, P. H. 1972, Royal Society of London Philosophical Transactions Series A, 272, 663, **ADS link**

Romano, P., Pariat, E., Sicari, M., & Zuccarello, F. 2011, A&A, 525, A13, **ADS link**

Romano, P. & Zuccarello, F. 2011, A&A, 535, A1, **ADS link**

Romano, P., Zuccarello, F., Poedts, S., Soenen, A., & Zuccarello, F. P. 2009, A&A, 506, 895, **ADS link**

Roudier, T., Rieutord, M., Malherbe, J. M., et al. 2012, A&A, 540, A88, **ADS link**

Roudier, T., Rieutord, M., Malherbe, J. M., & Vigneau, J. 1999, A&A, 349, 301, **ADS link**

Roudier, T., Rieutord, M., Prat, V., et al. 2013, A&A, 552, A113, **ADS link**

Rudenko, G. V. & Myshyakov, I. I. 2011, Sol. Phys., 270, 165, **ADS link**

Sakurai, T. 1989, Space Sci. Rev., 51, 11, **ADS link**

Savcheva, A., Cirtain, J., Deluca, E. E., et al. 2007, PASJ, 59, 771, **ADS link**

Savcheva, A. S., van Ballegooijen, A. A., & DeLuca, E. E. 2012, ApJ, 744, 78, **ADS link**

Schmieder, B., Aulanier, G., Démoulin, P., et al. 1997, A&A, 325, 1213, **ADS link**

Schmieder, B., Chandra, R., Berlicki, A., & Mein, P. 2010, A&A, 514, A68, **ADS link**

Schmieder, B., Démoulin, P., Aulanier, G., & Golub, L. 1996, ApJ, 467, 881, **ADS link**

Schmieder, B., Démoulin, P., Pariat, E., et al. 2011, Advances in Space Research, 47, 2081, **ADS link**

Schmieder, B., Forbes, T. G., Malherbe, J. M., & Machado, M. E. 1987, ApJ, 317, 956, **ADS link**

Schmieder, B., Guo, Y., Moreno-Insertis, F., et al. 2013a, A&A, 559, A1, **ADS link**

Schmieder, B., Kucera, T. A., Knizhnik, K., et al. 2013b, ApJ, 777, 108, **ADS link**

Schmieder, B., Mein, N., Deng, Y., et al. 2004, Sol. Phys., 223, 119, **ADS link**

Schmieder, B., Shibata, K., van Driel-Gesztelyi, L., & Freeland, S. 1995, Sol. Phys., 156, 245, **ADS link**

Schmieder, B., Tian, H., Kucera, T., et al. 2014, A&A, 569, A85, **ADS link**

Schrijver, C. J., Aulanier, G., Title, A. M., Pariat, E., & Delannée, C. 2011, ApJ, 738, 167, **ADS link**

Schrijver, C. J., Beer, J., Baltensperger, U., et al. 2012, Journal of Geophysical Research (Space Physics), 117, 8103, **ADS link**

Schrijver, C. J., De Rosa, M. L., Metcalf, T., et al. 2008, ApJ, 675, 1637, **ADS link**

Schrijver, C. J., De Rosa, M. L., Title, A. M., & Metcalf, T. R. 2005, ApJ, 628, 501, **ADS link**

Schuck, P. W. 2005, ApJ, 632, L53, **ADS link**

Schuck, P. W. 2006, ApJ, 646, 1358, **ADS link**

Schuck, P. W. 2008, ApJ, 683, 1134, **ADS link**

Schumacher, J. & Kliem, B. 1997, Physics of Plasmas, 4, 3533, **ADS link**

Schüssler, M. & Rempel, M. 2002, in ESA Special Publication, Vol. 508, From Solar Min to Max : Half a Solar Cycle with SOHO, ed. A. Wilson, 499–506, **ADS link**

Schwabe, M. 1844, Astronomische Nachrichten, 21, 233, **ADS link**

Semel, M. & Skumanich, A. 1998, A&A, 331, 383, **ADS link**

Shen, Y., Liu, Y., Su, J., & Deng, Y. 2012, ApJ, 745, 164, **ADS link**

Shen, Y., Liu, Y., Su, J., & Ibrahim, A. 2011, ApJ, 735, L43, **ADS link**

Shibata, K., Ishido, Y., Acton, L. W., et al. 1992, PASJ, 44, L173, **ADS link**

Shibata, K. & Magara, T. 2011, Living Reviews in Solar Physics, 8, 6, **ADS link**

Shibata, K., Nakamura, T., Matsumoto, T., et al. 2007, Science, 318, 1591, **ADS link**

Shibata, K., Shimojo, M., Yokoyama, T., & Ohyama, M. 1997, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 111, Magnetic Reconnection in the Solar Atmosphere, ed. R. D. Bentley & J. T. Mariska, 29, **ADS link**

Shibata, K. & Uchida, Y. 1985, PASJ, 37, 31, **ADS link**

Shimojo, M. & Shibata, K. 2000, ApJ, 542, 1100, **ADS link**

Shimojo, M., Shibata, K., & Harvey, K. L. 1998, Sol. Phys., 178, 379, **ADS link**

Singh, K. A. P. & Subramanian, P. 2007, Sol. Phys., 243, 163, **ADS link**

Smyrli, A., Zuccarello, F., Romano, P., et al. 2010, A&A, 521, A56, **ADS link**

Song, Q., Zhang, J., Yang, S.-H., & Liu, Y. 2013, Research in Astronomy and Astrophysics, 13, 226, **ADS link**

Spitzer, L. 1962, Physics of Fully Ionized Gases (Interscience (2nd edition)), **ADS link**

Spruit, H. C. 1981, A&A, 98, 155, **ADS link**

Strous, L. H. 1994, PhD thesis, PhD Thesis, Utrecht University, (1994), **ADS link**

Strugarek, A., Brun, A. S., Mathis, S., & Sarazin, Y. 2013, ApJ, 764, 189, **ADS link**

Sturrock, P. A. 1966, Nature, 211, 695, **ADS link**

Su, Y., Surges, V., van Ballegooijen, A., DeLuca, E., & Golub, L. 2011, ApJ, 734, 53, **ADS link**

Sun, X., Hoeksema, J. T., Liu, Y., Chen, Q., & Hayashi, K. 2012a, ApJ, 757, 149, **ADS link**

Sun, X., Hoeksema, J. T., Liu, Y., et al. 2012b, ApJ, 748, 77, **ADS link**

Svestka, Z. 1976, Geophysics and Astrophysics Monographs, 8, **ADS link**

Sweet, P. A. 1958, in IAU Symposium, Vol. 6, Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics, ed. B. Lehnert, 123, **ADS link**

Tarr, L., Longcope, D., & Millhouse, M. 2013, ApJ, 770, 4, **ADS link**

Taylor, J. B. 1974, Physical Review Letters, 33, 1139, **ADS link**

Thalmann, J. K., Inhester, B., & Wiegelmann, T. 2011, Sol. Phys., 272, 243, **ADS link**

Thalmann, J. K., Tiwari, S. K., & Wiegelmann, T. 2013, ApJ, 769, 59, **ADS link**

Thalmann, J. K., Tiwari, S. K., & Wiegelmann, T. 2014, ApJ, 780, 102, **ADS link**

Thalmann, J. K., Wiegelmann, T., & Raouafi, N.-E. 2008, A&A, 488, L71, **ADS link**

Title, A. M., Tarbell, T. D., Acton, L., Duncan, D., & Simon, G. W. 1986, Advances in Space Research, 6, 253, **ADS link**

Titov, V. S. & Démoulin, P. 1999, A&A, 351, 707, **ADS link**

Titov, V. S., Hornig, G., & Démoulin, P. 2002, Journal of Geophysical Research (Space Physics), 107, 1164, **ADS link**

Titov, V. S., Priest, E. R., & Démoulin, P. 1993, A&A, 276, 564, **ADS link**

Tiwari, S. K., Venkatakrishnan, P., & Sankarasubramanian, K. 2009, ApJ, 702, L133, **ADS link**

Tobias, S. M. 2002, Royal Society of London Philosophical Transactions Series A, 360, 2741, **ADS link**

Tobias, S. M., Cattaneo, F., & Brummell, N. H. 2011, ApJ, 728, 153, **ADS link**

Tomczyk, S., Card, G. L., Darnell, T., et al. 2008, Sol. Phys., 247, 411, **ADS link**

Toriumi, S., Iida, Y., Bamba, Y., et al. 2013, ApJ, 773, 128, **ADS link**

Toriumi, S. & Yokoyama, T. 2010, ApJ, 714, 505, **ADS link**

Török, T., Aulanier, G., Schmieder, B., Reeves, K. K., & Golub, L. 2009, ApJ, 704, 485, **ADS link**

Török, T., Berger, M. A., & Kliem, B. 2010, A&A, 516, A49, **ADS link**

Török, T., Chandra, R., Pariat, E., et al. 2011a, ApJ, 728, 65, **ADS link**

Török, T. & Kliem, B. 2003, A&A, 406, 1043, **ADS link**

Török, T. & Kliem, B. 2005, ApJ, 630, L97, **ADS link**

Török, T., Leake, J. E., Titov, V. S., et al. 2014, ApJ, 782, L10, **ADS link**

Török, T., Panasenco, O., Titov, V. S., et al. 2011b, ApJ, 739, L63, **ADS link**

Tziotziou, K., Georgoulis, M. K., & Liu, Y. 2013, ApJ, 772, 115, **ADS link**

Tziotziou, K., Georgoulis, M. K., & Raouafi, N.-E. 2012, ApJ, 759, L4, **ADS link**

Tziotziou, K., Tsiropoula, G., & Mein, P. 2003, A&A, 402, 361, **ADS link**

Upton, L. & Hathaway, D. H. 2014, ApJ, 792, 142, **ADS link**

Valori, G., Démoulin, P., & Pariat, E. 2012, Sol. Phys., 278, 347, **ADS link**

Valori, G., Démoulin, P., Pariat, E., & Masson, S. 2013, A&A, 553, A38, **ADS link**

Valori, G., Kliem, B., & Fuhrmann, M. 2007, Sol. Phys., 245, 263, **ADS link**

Valori, G., Kliem, B., & Keppens, R. 2005, A&A, 433, 335, **ADS link**

van Ballegooijen, A. A. 2004, ApJ, 612, 519, **ADS link**

van Ballegooijen, A. A. & Martens, P. C. H. 1989, ApJ, 343, 971, **ADS link**

van Driel-Gesztelyi, L. 1998, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 155, Three-Dimensional Structure of Solar Active Regions, ed. C. E. Alissandrakis & B. Schmieder, 202, **ADS link**

van Driel-Gesztelyi, L., Démoulin, P., & Mandrini, C. H. 2003, Advances in Space Research, 32, 1855, **ADS link**

van Driel-Gesztelyi, L., Hofmann, A., Démoulin, P., Schmieder, B., & Csepura, G. 1994, Sol. Phys., 149, 309, **ADS link**

van Tend, W. & Kuperus, M. 1978, Sol. Phys., 59, 115, **ADS link**

Vekstein, G., Priest, E. R., & Amari, T. 1991, A&A, 243, 492, **ADS link**

Vekstein, G. E. & Priest, E. R. 1992, ApJ, 384, 333, **ADS link**

Vemareddy, P., Ambastha, A., & Maurya, R. A. 2012a, ApJ, 761, 60, **ADS link**

Vemareddy, P., Ambastha, A., Maurya, R. A., & Chae, J. 2012b, ApJ, 761, 86, **ADS link**

Venkatakrishnan, P. & Tiwari, S. K. 2009, ApJ, 706, L114, **ADS link**

Vorpahl, J. & Pope, T. 1972, Sol. Phys., 25, 347, **ADS link**

Vourlidas, A., Howard, R. A., Esfandiari, E., et al. 2010, ApJ, 722, 1522, **ADS link**

Wang, H. & Liu, C. 2012, ApJ, 760, 101, **ADS link**

Wang, R., Yan, Y., & Tan, B. 2013, Sol. Phys., 288, 507, **ADS link**

Wang, S., Liu, C., & Wang, H. 2012, ApJ, 757, L5, **ADS link**

Wang, T. & Abramenko, V. I. 2000, A&A, 357, 1056, **ADS link**

Wang, Y.-M. 2013, ApJ, 775, L46, **ADS link**

Wang, Y.-M. & Muglach, K. 2007, ApJ, 666, 1284, **ADS link**

Wang, Y.-M. & Sheeley, Jr., N. R. 2002, ApJ, 575, 542, **ADS link**

Wang, Y.-M., Sheeley, Jr., N. R., Socker, D. G., et al. 1998, ApJ, 508, 899, **ADS link**

Welsch, B. T., Abbett, W. P., De Rosa, M. L., et al. 2007, ApJ, 670, 1434, **ADS link**

Welsch, B. T., Fisher, G. H., Abbett, W. P., & Regnier, S. 2004, ApJ, 610, 1148, **ADS link**

Wheatland, M. S. 2000, ApJ, 532, 616, **ADS link**

Wheatland, M. S. 2007, Sol. Phys., 245, 251, **ADS link**

Wheatland, M. S. & Leka, K. D. 2011, ApJ, 728, 112, **ADS link**

Wheatland, M. S., Sturrock, P. A., & Roumeliotis, G. 2000, ApJ, 540, 1150, **ADS link**

Wiegelmann, T. 2004, Sol. Phys., 219, 87, **ADS link**

Wiegelmann, T., Inhester, B., & Sakurai, T. 2006, Sol. Phys., 233, 215, **ADS link**

Wiegelmann, T. & Sakurai, T. 2012, Living Reviews in Solar Physics, 9, 5, **ADS link**

Wiegelmann, T., Thalmann, J. K., Inhester, B., et al. 2012, Sol. Phys., 281, 37, **ADS link**

Wilkinson, L. K., Emslie, A. G., & Gary, G. A. 1992, ApJ, 392, L39, **ADS link**

Wilmot-Smith, A. L., Hornig, G., & Pontin, D. I. 2009, ApJ, 704, 1288, **ADS link**

Woltjer, L. 1958, Proceedings of the National Academy of Science, 44, 489, **ADS link**

Wyper, P. F., Jain, R., & Pontin, D. I. 2012, A&A, 545, A78, **ADS link**

Yamada, M. 1999, Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series, 111, 129, **ADS link**

Yamamoto, T. T., Kusano, K., Maeshiro, T., Yokoyama, T., & Sakurai, T. 2005, ApJ, 624, 1072, **ADS link**

Yang, L., He, J., Peter, H., et al. 2013, ApJ, 777, 16, **ADS link**

Yang, L.-H., Jiang, Y.-C., Yang, J.-Y., et al. 2011, Research in Astronomy and Astrophysics, 11, 1229, **ADS link**

Yang, S., Zhang, H., & Büchner, J. 2009, A&A, 502, 333, **ADS link**

Yang, X., Zhang, H., Gao, Y., Guo, J., & Lin, G. 2012, Sol. Phys., 280, 165, **ADS link**

Yeates, A. R., Mackay, D. H., & van Ballegooijen, A. A. 2007, Sol. Phys., 245, 87, **ADS link**

Yokoyama, T. & Shibata, K. 1996, PASJ, 48, 353, **ADS link**

Young, P. R. & Muglach, K. 2014, Sol. Phys., **ADS link**

Zhang, H. 2001, MNRAS, 326, 57, **ADS link**

Zhang, J., Li, L., & Song, Q. 2007, ApJ, 662, L35, **ADS link**

Zhang, M., Flyer, N., & Chye Low, B. 2012a, ApJ, 755, 78, **ADS link**

Zhang, Q. M., Chen, P. F., Guo, Y., Fang, C., & Ding, M. D. 2012b, ApJ, 746, 19, **ADS link**

Zhang, Y., Kitai, R., & Takizawa, K. 2012c, ApJ, 751, 85, **ADS link**

Zhang, Y., Tan, B., & Yan, Y. 2008, ApJ, 682, L133, **ADS link**

Zhao, J., Bogart, R. S., Kosovichev, A. G., Duvall, Jr., T. L., & Hartlep, T. 2013, ApJ, 774, L29, **ADS link**

Zirker, J. B., Martin, S. F., Harvey, K., & Gaizauskas, V. 1997, Sol. Phys., 175, 27, **ADS link**

Zuccarello, F. P., Bemporad, A., Jacobs, C., et al. 2012, ApJ, 744, 66, **ADS link**

A

Liste des communications

A.1 Articles dans revues à comité de lecture

(A.1.1) **Dalmasse K.**, Pariat E., Démoulin P., & Aulanier G., 2014 (online in June 2013), *Photospheric injection of magnetic helicity : connectivity-based flux density method*, Sol. Phys., Volume 289, Issue 1, pp.107-136, **ADS link**

(A.1.2) **Dalmasse K.**, Pariat E., Valori G., Démoulin P., & Green L. M., 2013, *First observational application of a connectivity-based helicity flux density*, A&A, Volume 555, L6, **ADS link**

(A.1.3) Török T., Leake J. E., Titov V. S., Archontis V., Mikìc Z., Linton M. G., **Dalmasse K.**, Aulanier G., & Kliem B., 2014, *Distribution of electric currents in solar active regions*, ApJ, Volume 782, L10, **ADS link**

(A.1.4) **Dalmasse K.**, Chandra R., Schmieder B., & Aulanier G., *Can we explain non-typical solar flares ?*, A&A, accepté

(A.1.5) Pariat E., **Dalmasse K.**, DeVore C. R., Antiochos S. K., & Karpen J. T., *Trigger of standard to blowout solar jets : I. Parametric studies of the magnetic field geometry*, A&A, accepté

(A.1.6) **Dalmasse K.**, Aulanier G., Török T., Pariat E., Démoulin P., & Kliem B., *Photospheric electric currents in solar active regions*, A&A, en préparation

(A.1.7) Schmieder B., Tian H., Kucera T., López-Ariste A., Mein N., Mein P., **Dalmasse K.**, & Golub L., *Dynamics of a prominence observed in Mg II lines by the IRIS spectrograph*, A&A, Volume 569, **ADS link**

A.2 Compte-rendus de conférences

(A.2.1) **Dalmasse K.**, Pariat E., Antiochos S. K., & DeVore C. R., 2012, *Coronal jets in an inclined coronal magnetic field : a parametric 3D MHD study*, EAS Publications Series, Volume 55, pp.201-205, Compte-rendu de conférence, **ADS link**

(A.2.2) **Dalmasse K.**, Chandra R., Schmieder B., & Aulanier G., 2014, *A confined flare above filaments*, Nature of Prominences and their role in Space Weather, Proceeding of the International Astronomical Union, IAU Symposium, Volume 300, pp.227-230, **ADS link**

A.3 Contributions orales

(A.3.1) **Dalmasse K.**, Pariat E., Antiochos S. K., & DeVore C. R., 2011, *Parametric 3D numerical MHD study of the incidence of magnetic field orientation on coronal jet generation*, 4^{rth} french-chinese meeting on solar physics

(A.3.2) **Dalmasse K.**, Pariat E., Démoulin P., & Aulanier G., 2012, *Photospheric injection of magnetic helicity : implementation of a new density estimate*, The 39th COSPAR Scientific Assembly

(A.3.3) **Dalmasse K.**, Pariat E., Antiochos S. K., & DeVore C. R., 2012, *Existence of two MHD Reconnection Modes in a Solar 3D Magnetic Null-Point Topology*, The 9th International Cambridge Workshop on Magnetic Reconnection

(A.3.4) **Dalmasse K.**, Pariat E., Antiochos S. K., & DeVore C. R., 2012, *Solar coronal jets in an inclined coronal magnetic field : a parametric 3D MHD study*, French workshop on magnetic reconnection

(A.3.5) **Dalmasse K.**, Pariat E., Antiochos S. K., & DeVore C. R., 2013, *Solar coronal jets in an inclined coronal magnetic field : a parametric 3D MHD study*, ISSI meeting, Understanding Solar Jets and their Role in Atmospheric Structure and Dynamics

(A.3.6) **Dalmasse K.**, Pariat E., Valori G., Démoulin P., & Green L. M., 2013, *Photospheric injection of magnetic helicity during NOAA 11158 emergence*, Flux Emergence Workshop

(A.3.7) **Dalmasse K.**, Chandra R., Schmieder B., & Aulanier G., 2013, *Filament evolution and flare in NOAA 11589*, IAU Symposium 300 — The nature of prominences and their role in Space Weather

(A.3.8) **Dalmasse K.**, Aulanier G., Démoulin P., Török T., Kliem B., & Pariat E. 2014, *Electric currents neutralization in solar active regions*, The 40th COSPAR Scientific Assembly

(A.3.9) **Dalmasse K.**, Pariat E., Démoulin P., Aulanier G., Valori G., & Green L.M. 2014, *Constraining magnetic flux emergence from a timeseries of helicity-grams*, The 40th COSPAR Scientific Assembly

B

Article (A.1.7) : Dynamics of a prominence observed in Mg II lines by the IRIS spectrograph

A&A 569, A85 (2014)
DOI: 10.1051/0004-6361/201423922
© ESO 2014

Astronomy & Astrophysics

Open questions on prominences from coordinated observations by IRIS, Hinode, SDO/AIA, THEMIS, and the Meudon/MSDP★

B. Schmieder[1], H. Tian[2], T. Kucera[3], A. López Ariste[4], N. Mein[1], P. Mein[1], K. Dalmasse[1], and L. Golub[2]

[1] Observatoire de Paris, Section de Meudon, LESIA, 75014 Paris, France
e-mail: brigitte.schmieder@obspm.fr
[2] Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, Cambridge, MA 02138, USA
[3] NASA, GSFC, MD, USA
[4] THEMIS, CNRS, 38200 La Laguna, Tenerife, Spain

Received 1 April 2014 / Accepted 18 June 2014

ABSTRACT

Context. A large prominence was observed by multiple instruments on the ground and in space during an international campaign on September 24, 2013, for three hours (12:12 UT –15:12 UT). Instruments used in the campaign included the newly launched (June 2013) Interface Region Imaging Spectrograph (IRIS), THEMIS (Tenerife), the Hinode Solar Optical Telescope (SOT), the Solar Dynamic Observatory's Atmospheric Imaging Assembly (SDO/AIA), and the Multichannel Subtractive Double Pass spectrograph (MSDP) in the Meudon Solar Tower. The movies obtained in 304 Å with the EUV imager SDO/AIA, and in Ca II line by SOT show the dynamic nature of the prominence.

Aims. The aim of this work is to study the dynamics of the prominence fine structures in multiple wavelengths to understand their formation.

Methods. The spectrographs IRIS and MSDP provided line profiles with a high cadence in Mg II h (2803.5 Å) and k (2796.4 Å) lines along four slit positions (IRIS), and in Hα in a 2D field of view (MSDP). The spectropolarimetry of THEMIS (Tenerife) allowed us to derive the magnetic field of the prominence using the He D_3 line depolarization (Hanle effect combined with the Zeeman effect).

Results. The magnetic field is found to be globally horizontal with a relatively weak field strength (8–15 Gauss). On the other hand, the Ca II movie reveals turbulent-like motion that is not organized in specific parts of the prominence. We tested the addition of a turbulent magnetic component. This model is compatible with the polarimetric observations at those places where the plasma turbulence peaks. On the other hand, the Mg II line profiles show multiple peaks well separated in wavelength. This is interpreted by the existence of small threads along the line of sight with a large dispersion of discrete values of Doppler shifts, from 5 km s^{-1} (a quasi-steady component) to 60–80 km s^{-1}. Each peak corresponds to a Gaussian profile, and not to a reversed profile as was expected by the present non-LTE radiative transfer modeling. This is a very surprising behavior for the Mg II line observed in prominences.

Conclusions. Turbulent fields on top of the macroscopic horizontal component of the magnetic field supporting the prominence give rise to the complex dynamics of the plasma. The plasma with the high velocities (70 km s^{-1} to 100 km s^{-1} if we take into account the transverse velocities) may correspond to condensation of plasma along more or less horizontal threads of the arch-shape structure visible in 304 Å. The steady flows (5 km s^{-1}) would correspond to a more quiescent plasma (cool and prominence-corona transition region) of the prominence packed into dips in horizontal magnetic field lines. The very weak secondary peaks in the Mg II profiles may reflect the turbulent nature of parts of the prominence.

Key words. Sun: magnetic fields – Sun: filaments, prominences – Sun: transition region

1. Introduction

Prominences, filaments when observed on the disk, are large structures in the solar corona filled with cool dense plasma suspended above magnetic polarity inversion lines (see reviews of Mackay et al. 2010; Labrosse et al. 2010; Schmieder et al. 2014a). The formation, structure, and evolution of solar filaments and prominences are an important part of our understanding of coronal physics. Recent observations show that surface motions acting on magnetic fields which are non potential may play an important role in the formation of large scale filaments (van Ballegooijen & Martens 1989), while flux rope emergence may be part of the formation of small filaments (Okamoto et al. 2008). Despite daily observations of filaments and prominences with coronagraphs and the Solar Dynamic Observation (SDO) their formation process is still unclear.

Many questions about the formation of filaments are still debated. Is filament formation due to condensation of coronal material along flux tubes in coronal cavities (Karpen et al. 2005; Luna et al. 2012)? Does the flux rope corresponding to a filament lift up through the photosphere by levitation process (Okamoto et al. 2008) or is it formed by successive reconnections between magnetic field lines (van Ballegooijen & Martens 1989; Schmieder et al. 2006)? Even with the new SDO observations the structure of the prominence-corona transition region (PCTR) is still unclear (Parenti et al. 2012). The observations performed so far have not resolved these questions.

Prominences observed in different lines or pass band filters look different depending not only on the formation temperature of the line, but also on the optical thickness of the line. These differences can lead to confusion, but can also be important tools to enhance our understanding of prominences.

★ Movies are available in electronic form at http://www.aanda.org

New instrumentation (Hinode/SOT, SDO) has revealed new details concerning the highly dynamic and complexly structured nature of prominences. Considering these data, Priest (2014) concluded that two magneto-hydrodynamic systems may be considered to explain prominences: one of them for the global magnetic scale and the second one relevant to turbulence.

With multiwavelength observations it is possible to study the dynamics of the structures in a wide range of temperatures. Berger et al. (2012) proposed that the bubbles and rising plumes observed with SOT are hot and fill the cavity with plasma before condensation. However, there is a controversy about the existence of thermal instabilities explaining the rising structures in prominences. The bubbles may be due to a separatrix around emerging flux and the dark rising structures just open windows through the prominence, allowing us to see the background corona (Dudík et al. 2012; Gunár et al. 2014). Spectroscopic data obtained by SOHO/SUMER and Hinode/EIS confirmed that the bubbles did not contain hotter plasma than the well expected PCTR (Berlicki et al. 2011; Labrosse et al. 2011; Gunár et al. 2014). Nevertheless, the low cadence and low resolution of the data may be a reason why such results were obtained.

There is also controversy concerning the orientation of the magnetic field in the structures observed in prominences. The statistical measurements of the magnetic field in a large number of prominences obtained in the past by Leroy et al. (1984); Bommier et al. (1994), and the recent measurements obtained for a Hinode/SOT prominence with THEMIS (Schmieder et al. 2013) indicate that the magnetic fields are horizontal. However, the SDO and Hinode images still give the impression that the plasma structures are mainly vertical. Measuring the velocity vectors in such structures is a good way to estimate their inclination versus the vertical, as was done recently by Schmieder et al. (2010) using Hα line observations in a hedge-row prominence. The transverse velocities were found to be on the same order as the Doppler shifts indicating an inclination of 45 degrees for the structures towards the vertical.

The Interface Region Imaging Spectrograph (IRIS) with its high spatial resolution (pixel size 0.167 arcsec, resolution = 0.4 arcsec) and its incredible high spectral resolution (0.05 Å) was launched in June 2013 (De Pontieu et al. 2014) and is a very suitable instrument with which the dynamics of the fine structures of prominences can be studied. We had the opportunity to observe a large prominence on September 24, 2013, during the first 60 days of science observations of IRIS with Hinode/SOT, the THEMIS vector magnetograph in Tenerife, and the MSDP in the Meudon solar tower. This campaign provided an excellent opportunity to put the IRIS data in a global perspective associated with other instrument results.

In the next section, we present the characteristics of the instruments that we used. Section 3 presents the results concerning the magnetic field and the velocity vectors in different lines. In the last section we discuss the results and conclusions, including the importance of having spectroscopic and spectropolarimetry diagnostics for determining the true velocity of the plasma in the fine structures.

2. Observations

2.1. Description

A long filament with two perpendicular sections (section EW N35°–38° and the section between N15° and N30°) was crossing the limb on September 24, 2013 (Fig. 1). The intersection (A) between these two sections was just at the limb on September 24 and corresponds to a filament foot or barb (see the arrow).

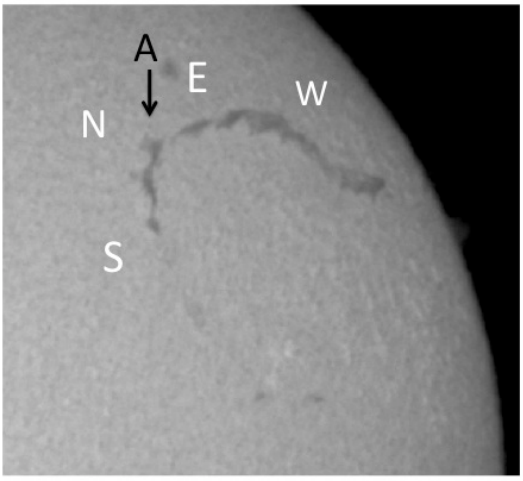

Fig. 1. Filament observed on September 20, 2013, with two sections oriented east-west (EW) and north-south (NS) respectively (Meudon spectroheliograph survey). The letter A indicates the junction between the two sections and is clearly a foot of the filament.

The prominence as observed in 304 Å with SDO/AIA consists of a large triangle in the north (x = 800 arcsec, y = 600 arcsec), which is probably part of the EW section integrated along its axis, and the feet A, integrated along the line of sight, and a bright arch of long horizontal threads parallel to the limb (Fig. 2). This long arch is part of the NS section, between pillars or feet (A, B, C, in Fig. 2), according to the heliographic coordinates of the filament. Material is continuously flowing along the long threads in both directions. In the 193 Å filter the prominence appears dark due to the absorption of the coronal line by resonance continua of hydrogen and helium at this wavelength. The dark structures in 193 Å are similar to those in Hα because they have similar optical thickness (Anzer & Heinzel 2005; Schmieder et al. 2004). The shape of the dark absorption is very different from the emission prominence observed in 304 Å (Fig. 2). The emission in 304 Å is due to the scattering of chromospheric line radiation and partially due to the presence of a PCTR (Labrosse et al. 2010). We want to highlight that the Hα prominence (here observed in absorption in the 193 Å coronal line) has more anchorage points (feet) with the photosphere than the 304 Å prominence. It confirmed that lateral extensions in EUV filaments (channels) do not always coincide with Hα filament feet or barbs (Aulanier & Schmieder 2002; Schmieder et al. 2014b).

2.2. MSDP

The Meudon MSDP observations of prominences in Hα consist of series of five spectral images 465 arcsec × 60 arcsec with 6 arcsec overlaps in each time sequence. The exposure time is 100 ms. Sequences of observations are done during 15 min with a 30 s cadence. They have been processed with the MSDP software. On September 24, ten sequences of observations were done between 12:09 UT and 15:09 UT. We focus our study on the sequence starting at 12:22 UT, and 12:38 UT because it is in the interval of the IRIS observations. In each solar point an Hα line profile is obtained over a wavelength range of +/–0.7 Å.

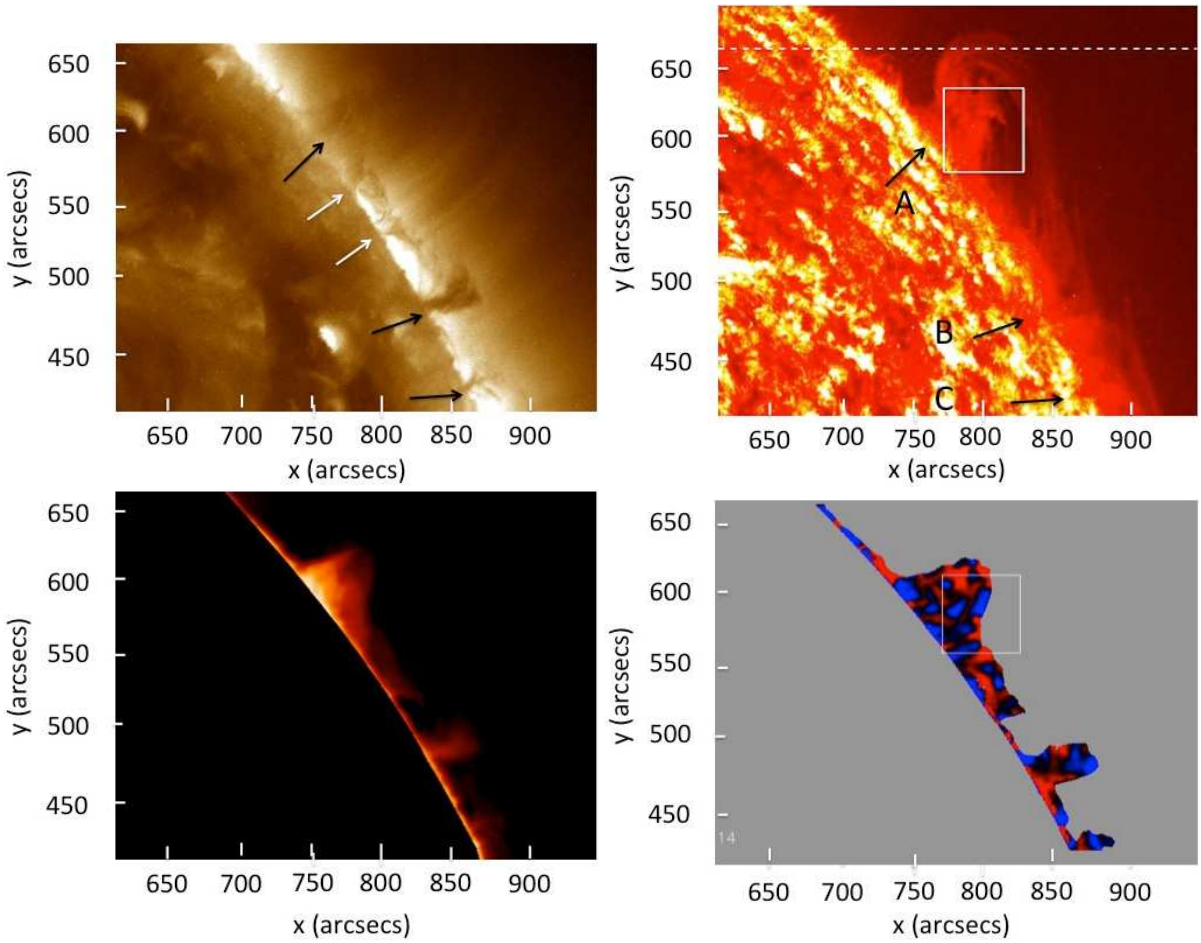

Fig. 2. *Top panels*: prominence observed on September 24, 2013, at 12:22 UT in 193 Å (*left*), and in 304 Å (*right*) from SDO/AIA. The black arrows and the letters A, B, C indicate feet of the 304 Å prominence. The white arrows are other feet only present in 193 Å. *Bottom panels*: prominence observed in Hα by the MSDP (*left*) intensity, and (*right*) Doppler shift in Hα ± 0.3 Å. Black/white (blue/red in the online edition) indicate blueshift/redshift limited to ±2 km s^{-1}. The boxes in the 304 Å image and in the Doppler shift image are approximately the field of view of the IRIS slit jaws (50 × 50 arcsec).

Doppler shifts can be computed for any wavelength in this wavelength range with an accuracy of 0.5 km s^{-1} (Figs. 2 and 3).

2.3. Hinode

The Hinode (Kosugi et al. 2007) SOT (Tsuneta et al. 2008; Suematsu et al. 2008) consists of a 50 cm diffraction-limited Gregorian telescope and a focal plane package including the narrowband filtergraph (NFI), the broadband filtergraph (BFI), the Stokes spectro-polarimeter, and correlation tracker (CT). For this study, images were taken with a 30 s cadence in the Ca II H line at 3968.5 Å using the BFI. The Ca II images have a pixel size of 0.109″, with a field of view of 112 × 112″ (Fig. 4).

2.4. THEMIS

The THEMIS/MTR instrument (López Ariste et al. 2000) was used to do spectropolarimetry of the He D_3 line in the observed prominence. The spectrograph slit was oriented parallel to the local limb. This direction subsequently defined the sign of the linear polarization: positive Stokes Q means parallel to the slit and, in consequence, parallel to the local limb. The observations were obtained with same setup previously described by Schmieder et al. (2013). The use of a grid mask with segments 15.5 arcsec wide along the slit is required to perform accurate measurements. To speed the record of the full Stokes parameters, the overlap of the segments is minimized. The exposure time is two seconds. Rasters are obtained with steps of 2″ from the limb to the top of the prominence. In our case a field of view, approximately 120″ by 25″, was covered in approximately two hours. The intensity map of the prominence in He D_3 corresponds reliably to the 304 Å image of SDO/AIA (Fig. 5).

2.5. IRIS

IRIS performed a four-step coarse raster observation from 12:14 UT to 15:13 UT on September 24, 2013. The pointing of the telescope is 798 arcsec, 573 arcsec. The spatial pixel size is 0.167 arcsec. The raster cadence of the spectral observation in both the near ultraviolet (NUV 2783–2834 Å) and the far-ultraviolet (FUV 1332–1348 Å and 1390–1406 Å) wavelength bands was 35 s. Exposure times were 8 s. Slit-jaw images (SJI) in the broadband filters (2796 Å and 1400 Å) were taken at a cadence of 18 s. The 1400 Å slit jaw is an integration of the

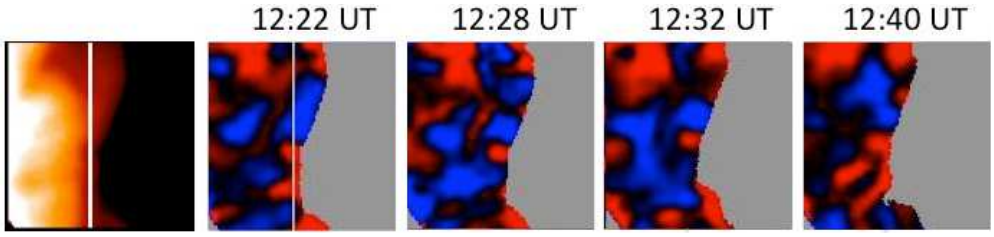

Fig. 3. Hα intensity image (*left*) and four Doppler shift images obtained in Hα ± 0.3 Å (MSDP) (*right*) in the FOV of IRIS. The Mg II h spectra at the same times are presented in the left panels of Fig. 7. Black/white (blue/red in the online edition) are the blueshifts/redshifts limited to ± 2 km s^{-1}. The white vertical line approximately represents the location of the IRIS slit 1 used in Fig. 6.

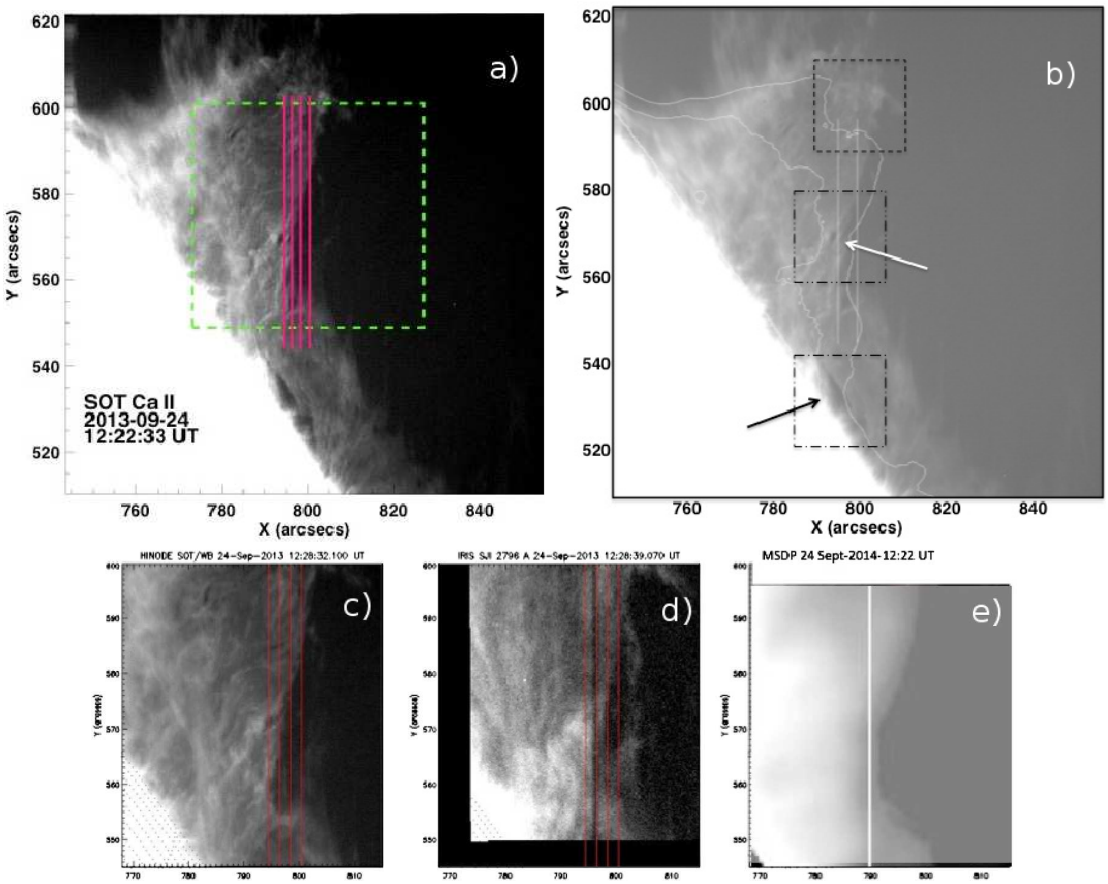

Fig. 4. **a)** Hinode/SOT Ca II at 12:22 UT with a box representing the field of view of IRIS slit jaw and four vertical red lines, the four IRIS slits, and **b)** the same Ca II image overlaid with the contours of the Hα intensity of MSDP and three small boxes: the top box indicates a turbulent region, the middle box with the white arrow a small dark bubble, the bottom box with the black arrow a large limb bubble. A movie of Hinode/SOT Ca II shows the temporal evolution of the image **b)**; the boxes drawn in **b)** help to follow the different dynamics observed in the prominence. *Bottom panels*: images obtained with three different instruments in the IRIS field of view **c)** in Ca II (SOT), **d)** in Mg II (IRIS slit jaw), and **e)** in Hα (MSDP).

FUV emission within a range of about 40 Å (including the total emission of two Si IV lines). The FOV was 6×50 arcsec^2 for the raster and 50×50 arcsec^2 for the SJI. The calibrated level 2 data was used in our study. Dark current subtraction, flat field correction, and geometrical correction have been taken into account in the level 2 data (De Pontieu et al. 2014).

We mainly used the Mg II k 2796.4 Å and Mg II h 2803.5 Å lines and the SJI 1400 and 2796 Å data for this study. The Mg II h and k lines are formed at chromospheric temperature (10^4 K). The SJI 2796 Å filter samples emission mainly from the Mg II k line, while emission in the 1400 Å filters from the Si IV 1402 Å and 1393 Å lines formed in the prominence transition region (PCTR). The UV continuum at 1400 Å formed in the lower chromosphere is not present for a prominence observed at the limb contrary to observations on the disk. The co-alignment between the different optical channels of IRIS was achieved by checking the position of horizontal fiducial lines.

3. Results

3.1. Co-alignment of the different observations

The co-alignment of the observations obtained by the different instruments is rather difficult, particularly with IRIS. Cross-correlation between the AIA 1600 Å image and the

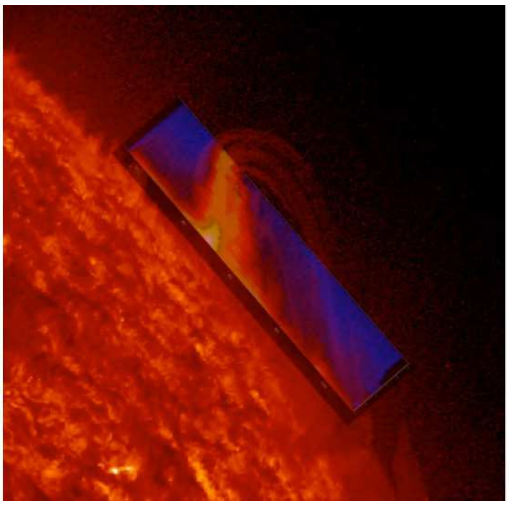

Fig. 5. THEMIS image in He D_3 line overlaid on an AIA 304 Å image. We note the large scale 304 Å arches with bright loops.

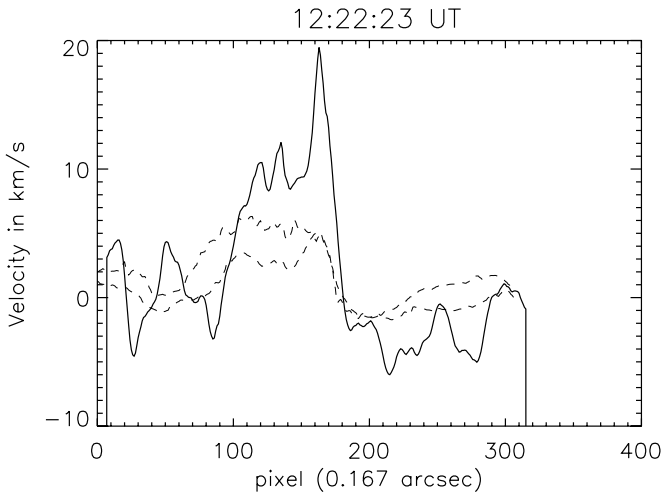

Fig. 6. Doppler shifts in the prominence along the IRIS slit 1 in the wide λ-band in the Mg II k line at 12:22:23 UT (solid line) and in a narrow λ-band in Hα (dashed lines) for two cuts close to the IRIS slit position according to the accuracy of the co-alignment between the MSDP and IRIS. Positive/negative values are red/blueshfits.

IRIS SJI images was used for the co-alignment between IRIS and SDO (Fig. 2). The co-alignment between SOT and IRIS is done by using the 1600 Å SDO images and the 2786 IRIS slit jaws. The Ca II and Mg II maps have many similarities (Fig. 4). The MSDP maps were aligned with SOT by using the intensity on the disk in the Hα and Ca II lines (Fig. 4). The THEMIS He D_3 intensity map was co-aligned with AIA images in 304 Å (Fig. 5).

3.2. Dynamics of the Ca II prominence

The Ca II line movie reveals turbulent behavior of the plasma in different parts of the prominence (top box in Fig. 2 top right panel). It is impossible to follow the evolution of structures. The plasma is fuzzy. This part corresponds to the northern part of the IRIS slits. In the middle of the IRIS slits, the Ca II images show very clearly a small dark bubble (3 arcsec) surrounded by bright rims (middle box in Fig. 2 top right panel). It is also visible in the Mg II lines. This bubble corresponds to pixels in the spectra where there is a change in behavior of profiles: from narrow to broad with double peaks. In the bright rims knots go down frequently around 13:00 UT. In the left part on the images we also see oblique threads striating the prominence. These threads exhibit counter streaming. Finally we see the emergence of a bubble (semi-sphere of 20 arcsec of diameter) close to the limb in the right part of the prominence (bottom box in Fig. 2 top right panel). Between 12:10 UT and 13:30 UT, the bubble rises to an altitude of 10 arcsec over the limb with a velocity of 2 km s^{-1}. It looks similar to the bubbles previously observed with Hinode/SOT by Berger et al. (2011); Dudík et al. (2012). The authors invoked an emerging flux as the cause of such bubbles in a weak bipolar field environment. Thermal instability (Berger et al. 2011) or magnetic pressure excess (Dudík et al. 2012) would lead to the slow rise of bubbles through the prominence. The location of the large bubble in the Hinode FOV is unfortunately outside of the IRIS FOV. No study on the temperature and the density of the bubble can be achieved using the IRIS spectra to resolve the question of the existence of a thermal instability. We suggest that the magnetic solution is acceptable and the dark area in the bubble is the corona that we see under the prominence. Slow rising prominence before eruption is a common observation. Magneto-hydrodynamic models based on the torus instability tell us that a prominence modeled as a flux rope should reach a given threshold height to erupt (Gosain et al. 2012; Török et al. 2009).

3.3. Hα profiles

We obtained a map of Hα profiles on the whole prominence for each MSDP observation time. From the line profiles, Doppler shifts have been computed by the bisector method for Hα +/–0.3 Å. We focus our study on the time 12:22 UT (Fig. 2). The range of the values is between –3 km s^{-1} and 4.5 km s^{-1}, consistent with earlier observations of prominences (Labrosse et al. 2010). Large Doppler shifts are only measured at the tops of prominences where only a few threads are integrated along the line of sight (Schmieder et al. 2010). High velocity threads in Hα larger than 20 km s^{-1} cannot be detected in these observations because the Hα wavelength band of the MSDP is too narrow. The evolution of the Doppler shift pattern is relatively fast (Fig. 3).

We present in Fig. 6 the cuts of the Hα Doppler shifts along the slit 1 of IRIS FOV at 12:22:23UT (two possible positions according to the accuracy of the co-alignment). The intensity of the Hα line along the slits 2, 3, and 4 is under the threshold of the intensity where Dopplershifts can be computed. The Doppler shift structures have a size on the order of 18 arcsec. The Hα Doppler shift values are lower than those of the Mg II lines, which can be explained by the lower spatial resolution of the MSDP and by the fact that the Hα line has lower optical depth so that the observations integrate more structures along the line of sight (LOS). The seeing also smooths the values.

3.4. Mg II profiles

The IRIS profiles are very interesting. In the northern part of the slits the profiles are very narrow; in the southern part the profiles have secondary peaks (Figs. 7 and 8, IRIS movie). The spectra correspond to pixels between 8 and 314 along the slit in the slit jaws with a pixel size of 0.167 arcsec. Horizontal dark lanes

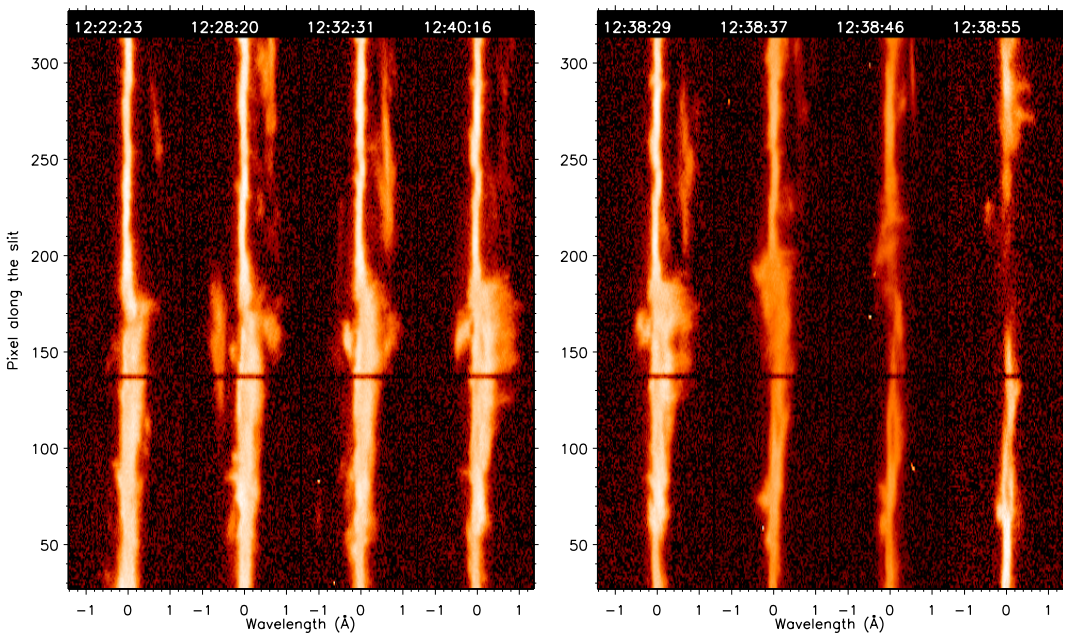

Fig. 7. Examples of Mg II k line spectra: evolution of the Mg II 2796.4 Å spectra at 12:22, 12:28, 12:32, 12:40 UT in slit 1 (*left*). Examples of 2796.4 Å spectra in the four slits of IRIS located from east to west in the slit jaws (slit 1 at 12:38:29, slit 2 at 12:38:37 UT, slit 3 at 12:38:46 UT, slit 4 at 12:38:55 UT) (*right*). The spectra are between pixel 8 and pixel 314 along the slit. The wavelength range of the Mg II spectra is 2795.00–2797.78 Å and the length of the slit is 47″. The dark line at pixel = 136 is an instrumental feature used for the alignment of the different lines in the spectra. The zero is taken as the velocity reference. North is up. A movie of the Mg II k spectra is available, see Fig. 14.

are the horizontal fiducial lines used for co-alignment between the different wavelengths. Slit 4 corresponds to the extreme west edge of the triangle-shaped prominence in the slit jaw and is frequently empty of signal or with a long gap of very weak signal. We focus our study mainly on slit 1 located at the east in the slit jaw where the signal is the strongest. The dispersion per pixel $\Delta\lambda$ is equal to 0.02546 Å and $\lambda_0 = 55.47$ pixel is the centroid of the averaged line used as the rest wavelength. The most of the profiles of the Mg II lines are not reversed and the maximum peak intensity is around 3×10^{-7} erg s^{-1} sr^{-1} cm^{-2} Hz^{-1} (Table 1). The FWHM of the Mg II lines is around 0.15 Å. If we fit the whole profile with a single Gaussian including the different peaks we obtained a FWHM of 0.4 Å. This is what can be seen with a spectrograph with low spectral resolution (Vial 1982).

We compare the observed profiles with the theoretical Mg II line profiles computed with non-LTE radiative transfer models in a 2D static slab (Paletou et al. 1993) (Table 1). For low peak intensities (lower than 2×10^{-7} erg s^{-1} sr^{-1} cm^{-2} Hz^{-1}) both the computed profiles and the observed ones are not reversed. For higher intensities the computed profiles are always reversed. This is not the case with our observations. When the observed profiles are wider, we find that there are two structures: one is nearly static and the other one has a velocity on the order of 20 km s^{-1} (Table 2). Only a few line profiles are reversed. We consider reversed profiles when the two peak wavelength positions are more or less symmetric with respect to the line center (for example, in Table 2 at $y = 100$ at 12:38 UT and perhaps $y = 160$ at 12:28 UT, but the peak positions are not symmetric there). The distance between the two peaks in the case of reversed profiles is around 0.2 Å. The ratio between the maximum intensity of the two Mg II lines (k/h) is around 1.24; between the integrated intensity it is 1.33, the FHMW maximum ratio is similar (1.1), and the Doppler shifts are equivalent (Fig. 9).

The predicted computed profiles do not fit the observations in many respects. Similar surprising results were found when we observed the hydrogen Lyman line series in prominences. Some prominences presented profiles that were not systematically reversed (Heinzel et al. 2005; Schmieder et al. 2007; Gunár et al. 2007; Curdt et al. 2010; Schwartz et al. 2012). This has been discussed in terms of the orientation of the magnetic structures in prominences and the column mass.

The narrow profiles in the northern part of the slit correspond to small Doppler shifts (±5 km s^{-1}). This part is in the section of the prominence plasma that looks turbulent in the Ca II movie. For unresolved turbulent plasma, the profiles should be broaden. This is not the case. The secondary weak peaks of the profiles are wider and have a long extension along the slit (e.g., at 12:32:32 UT in Fig. 7). They could correspond to small scale turbulence, but these peaks are mainly redshifted and not symmetric versus the line center as we expect for unresolved turbulence. The global structure with turbulence plasma would be globally redshifted in that case.

3.5. Mg II Doppler shifts

Doppler shifts are computed using single or multi-gaussian fits to the peaks of Mg II line profiles. The Mg II Doppler shifts computed with single fit are comparable to the Hα Doppler shifts. We show an example of such a comparison for 12:22 UT (Fig. 6). The Doppler shift/intensity pattern in the Mg II h and k lines has a periodicity of about 5 arcsec in width with smaller structures (1.6 arcsec) along the slit. The Hα Doppler structures have a triple size. The structures are clearer in Mg II lines because the higher optical depth of the line than in Hα (Heinzel, priv. comm.).

In the northern part of the slits, the profiles are narrow and usually one Gaussian profile fits the observations well. In the

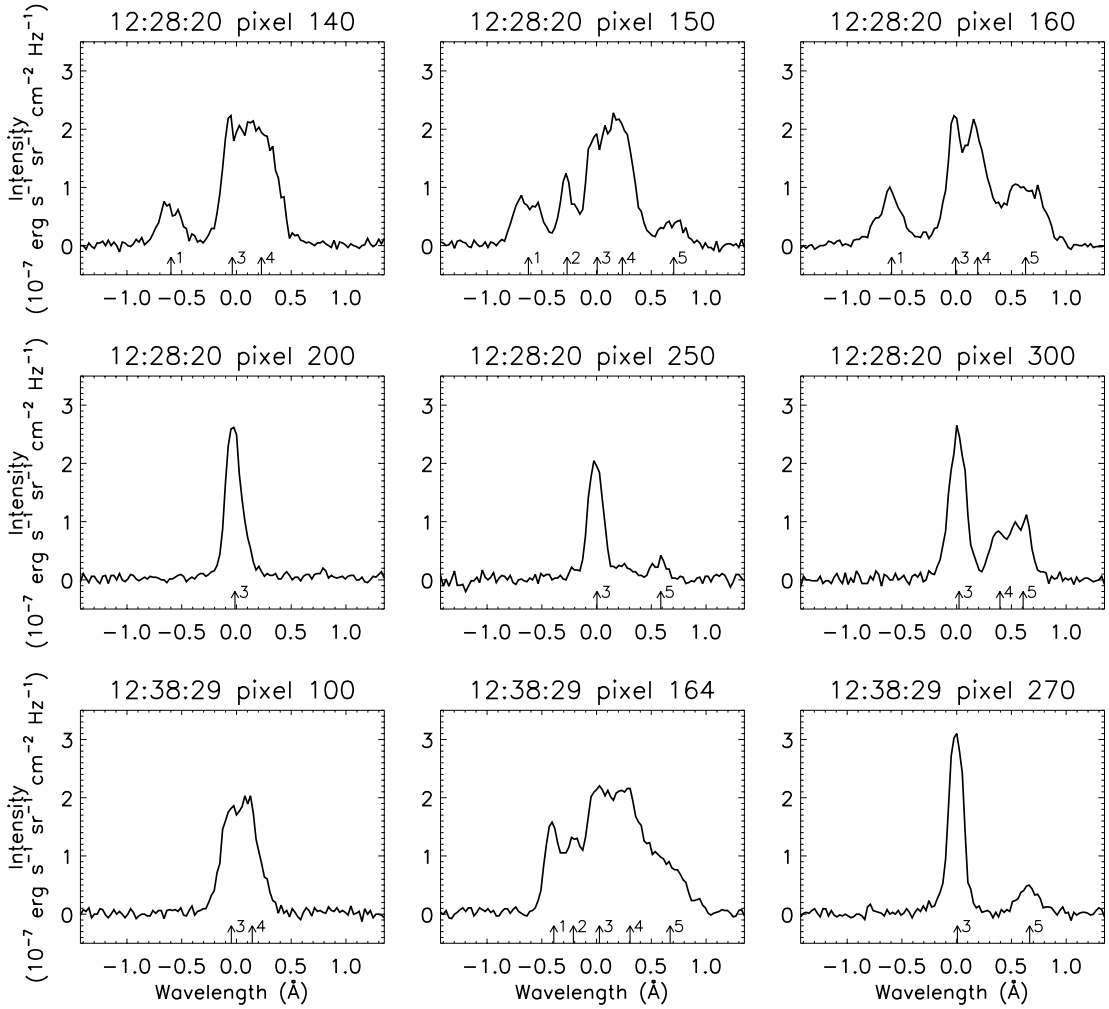

Fig. 8. IRIS line profiles of Mg II 2796.4 Å: (*first and second rows*) at 12:28:20 UT for six pixels along the slit (140, 150, 160, 200, 250, 300); (*third row*) at 12:38:29 UT for y = 100, 164, and 270 (see spectra in Fig. 7). We note that lateral peaks (indicated by ticks) are resolved on both sides of the main peak indicating fine structures along the LOS with Doppler shifts reaching 60 to 80 km s^{-1} (see Table 2).

Table 1. Characteristic parameters of the Mg II line profiles observed by IRIS (observation) and copied in Paletou et al. (1993) (model).

Parameter	Unit	Observation (IRIS) Mg II h	Observation (IRIS) Mg II k	Model of Paletou et al. (1993) Mg II h	Model of Paletou et al. (1993) Mg II k
FWHM	Å	0.15	0.16	0.40	0.40
Central intensity	10^{-7} erg s^{-1} cm^{-2} sr^{-1} Hz^{-1}	2–2.4	2.3–3.1	1–4	1–4.3
Integrated intensity	10^4 erg s^{-1} cm^{-2} sr^{-1}	1.2-2.6	1.8–3.7	2.4	3.7

southern part, fine structures in the Mg II lines are observed in the profiles (Fig. 7). The spectra along the slit (at 12:28 UT and at 12:38 UT, for example) show many different structures along the LOS (Fig. 8). We used multicomponent Gaussian fits to compute the Doppler shifts of each individual thread crossing by the LOS (Table 2). A relatively static component is always present, exhibiting the highest peak (peak 3). High Doppler shifts of up to 70–80 km s^{-1} are detected. In some pixels (y = 160), we note the structures with opposite Doppler shifts suggesting that counter streaming flows are present in the prominence (Zirker et al. 1998).

We have to mention that here we use the centroid of the Mg II line profiles averaged over the whole region as the rest wavelength, since neutral lines cannot be used in prominence observations to absolutely calibrate the wavelength. Nevertheless there are no neutral lines in the present observed wavelength range. In addition it has been found that the orbital variation of neutral line positions in other IRIS observations is usually less than 5 km s^{-1} peak to peak. So here we estimate an uncertainty of about 5 km s^{-1} for the velocity determinations[1]. This means that regarding the 5 km s^{-1} velocity as stationary is reasonable.

3.6. Transverse flows measured in Mg II and Si IV slit jaws

With a time slice procedure, we computed the transverse velocity field in some moving structures using the slit-jaw images (Fig. 10). In the movies of the slit jaws, the global structure

[1] References in IRIS technical note 20-ITN 20 Wavelength Calibration- http://iris.lmsal.com/documents.html

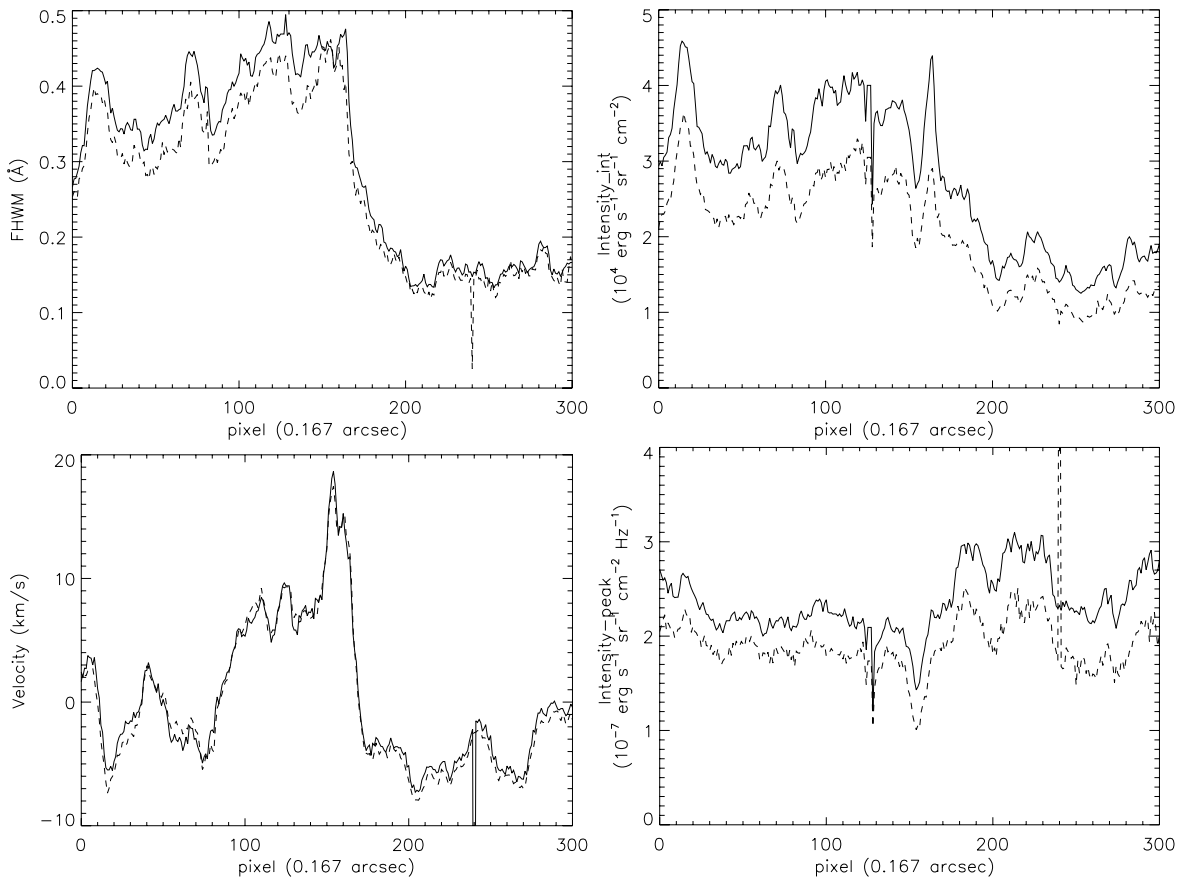

Fig. 9. Characteristics of the Mg II k 2796 Å (solid line) and Mg II h 2803 Å (dashed line) along the IRIS slit 1 at 12:22:23 UT: full half width maximum (FWHM), integrated intensity (I-int), Dopplershifts (velocity), and peak intensity (I-peak) assuming Gaussian profiles. The ratio of the peak intensity between the two lines is equal to 1.24.

Table 2. Several components of Mg II line profiles at 12:28 UT and at 12:38 UT for some pixels along the slit (Dopplershift velocity in km s^{-1}).

Pixel number	Peak1	Peak2	Peak3	Peak4	Peak5
140	–64.2		–4.1	24.5	
150	–67.0	–29.0	0.6	25.5	75.6
160	–63.8		–1.1	20.6	67.5
200			–1.5		
250			0.4		62.9
300			2.3	42.4	65.1
100			–5.0	15.5	
164	–41.9	–22.7	2.8	32.8	72.1
270			0.7		71.5

changes slowly. However, fine threads exhibiting fast moving material cross the slit. For example, in pixels around $y = 300$ material goes towards the limb between 12:29 UT and 12:39 UT, and for pixels in the middle of the raster material goes to the north between 12:56 UT and 13:02 UT (Fig. 10). The projected speeds of these features on the plane of the sky, computed from the time slices are respectively 52 km s^{-1} and 33 km s^{-1}.

The measured speeds are the same for the two slit-jaw sets (SJI 1400 and SJI 2796). These transverse velocities correspond to knots following threads that cross the IRIS slit around 12:38 UT and 13:01 UT. The transverse velocities correspond to high Doppler shifts detected in the structures crossing the slit. This indicates that the fine threads moving at the front of the prominence are oriented at a given angle with respect to the plane of the sky. For the knot crossing the slit at 12:38 UT the angle of the thread is around 50 degrees with the plane of the sky. The velocity vector strength may reach up to 100 km s^{-1}. These fine threads could be fine threads along the spine of the prominence between A and B, or between A and C (N-S filament in Figs. 1 and 2).

We performed a similar analysis with Ca II images and compare it with IRIS time slice (Fig. 11). The brightest pattern with no significant motions is similar in Ca II and in Mg II. It could be interpreted as corresponding to the quasi-stationary plasma. There is also an analogy between the fine threads crossing the slit, but it is not clear if these are exactly the same threads or parallel threads.

3.7. Magnetic field vector: macroscopic component

The raw data of the THEMIS/MTR mode was reduced with the DeepStokes procedure (López Ariste et al. 2009) and the Stokes profiles were fed to an inversion code based on Principal Component Analysis (López Ariste & Casini 2002; Casini et al. 2003). Initially, the observed profiles were compared against those in a database generated with known models of the polarization profiles of the He D3 taking into account the Hanle and

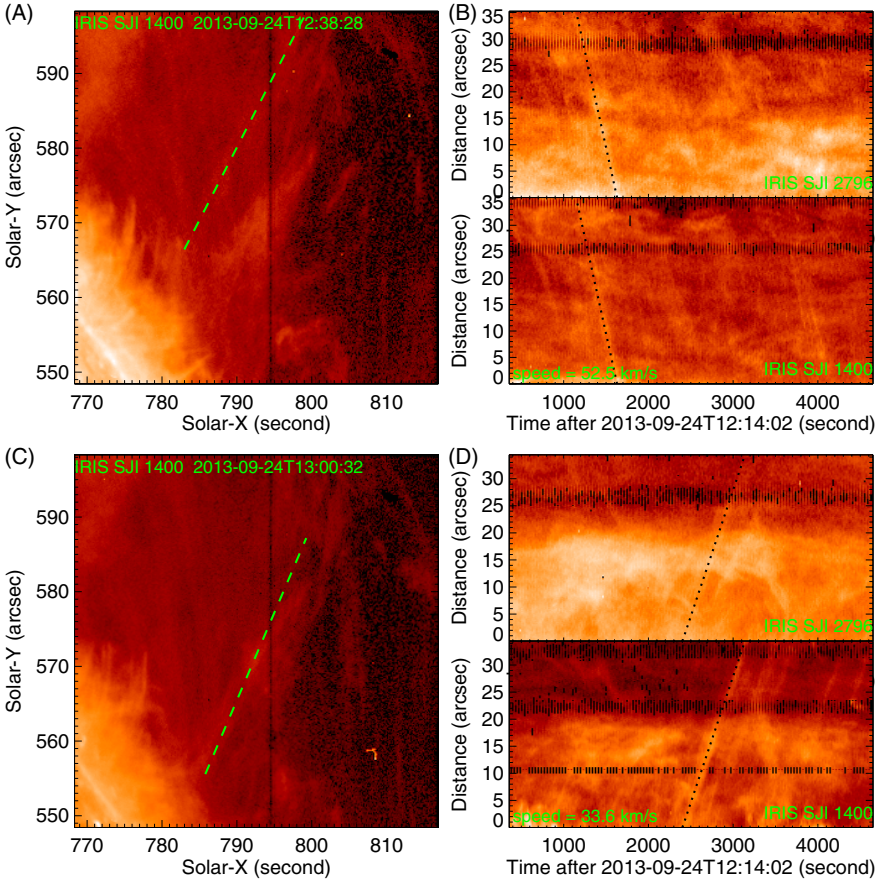

Fig. 10. *Left panels*: **A)** and **C)** Si IV slit jaws (47″ × 47″) respectively at 12:38:28 UT and 13:00:32 UT showing the cuts of the time slice when the flows are crossing the IRIS slits. *Right panels*: time slice diagrams are presented in pairs corresponding to MgII and Si IV slit jaws for each cut. **B)** corresponds to the cut in **A)**, **D)** to the cut in **C)**. The time slice diagrams show parallel straight lines indicating flows going towards the southeast/northwest direction with a projected speed respectively of 52.5 and 33.6 km s^{-1}. (A Si IV slit-jaw movie is available in the online edition, see also Fig. 14.)

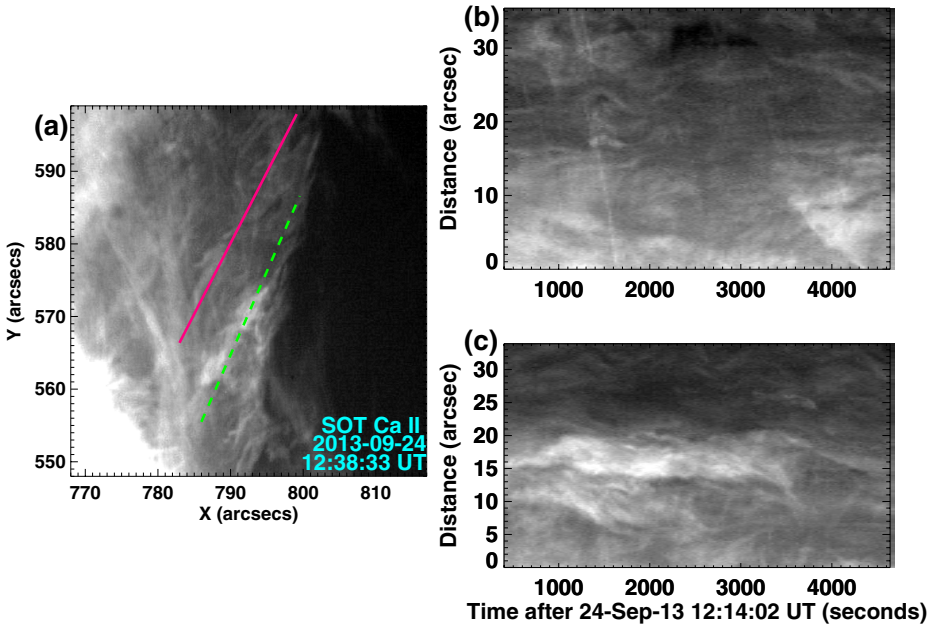

Fig. 11. **a)** Ca II image showing the two cuts used to make the time slice diagrams presented in **b)** and **c)**. The time slice diagram in **b)** shows parallel straight lines indicating flows going towards the southeast/northwest direction; in **c)** we see mainly a quasi static component and very weak straight lines.

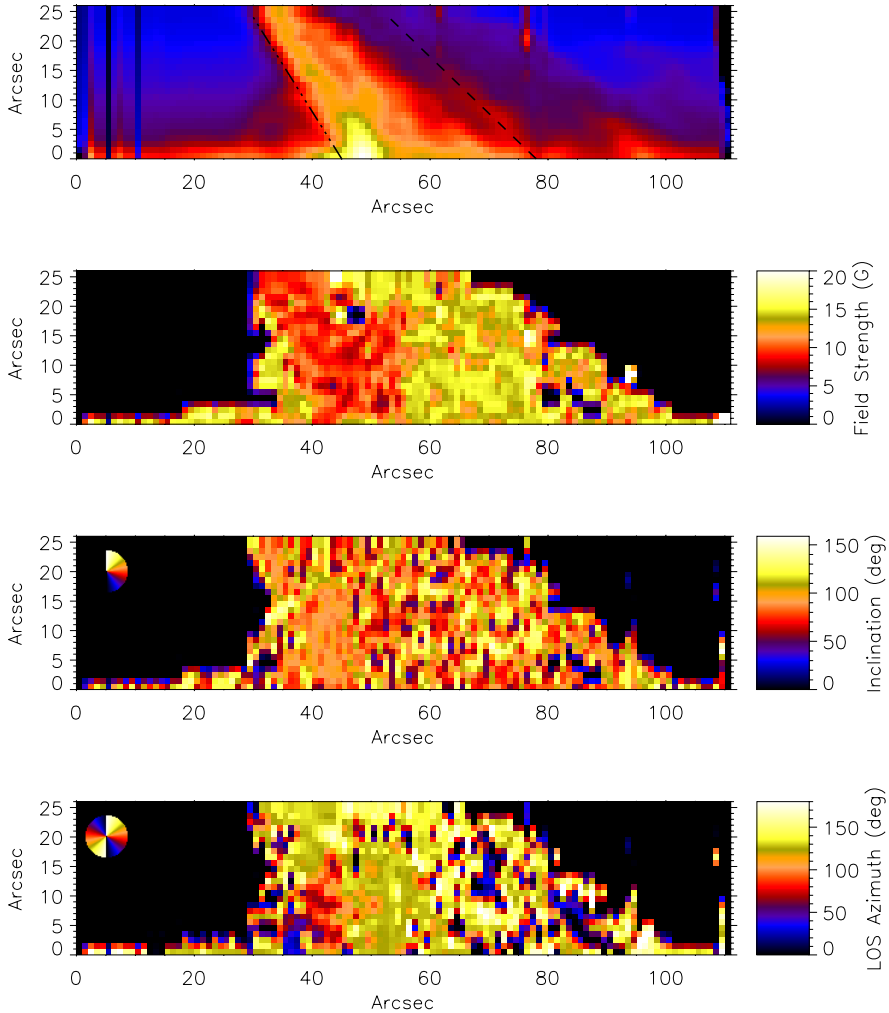

Fig. 12. THEMIS observation on September 24, 2013, obtained between 12:24 UT and 14:30 UT: (*from top to bottom*) intensity, magnetic field strength, inclination, and azimuth. The two lines (dot-dashed and dashed) in the intensity image represent the location of the two cuts used in Fig. 13. The origin of the cut in the brightest region is at $x = 40$, $y = 0$; the origin of the IRIS slit is at $x = 80$, $y = 0$.

Zeeman effects (López Ariste & Casini 2002). The details of the MTR data reduction are completely explained in Schmieder et al. (2013). The most similar profile of the data base containing 90 000 profiles is kept as the solution and the parameters of the model used in its computation are kept as the inferred vector magnetic field height above the photosphere and scattering angle. Error bars are determined for those parameters as well by doing statistics on all other models which are sufficiently similar to the observed ones, although not as similar as the one selected as the solution.

Figure 12 presents the maps obtained after inversion of the Stokes parameters recorded in the He D_3 line: (a) intensity, (b) magnetic field strength (c) inclination, (d) azimuth. The angle origin of inclination is the local vertical, the origin of the azimuth is the LOS in a plane containing the LOS and the local vertical. We see that the brightest parts of the prominence have a mean inclination of 90° which means that the magnetic field in the brightest oblique structure is clearly horizontal. However, there is a large dispersion of the values (+/–30 degrees) from one pixel to the next in the lateral parts of the prominence.

Figure 13 presents the variation of magnetic field strength, inclination, and azimuth along the slit positions of IRIS in Fig. 5. The field strength is in the range 5–15 Gauss and mainly horizontal. The inclination is around 90° +/–30°. The azimuth is close to 90° and again with a large dispersion (+/–50 degrees). This means that the magnetic field vector is mainly perpendicular to the plane of the sky with a large dispersion of values.

The brightest part of the prominence where the magnetic field is directed horizontally with respect to the solar surface is located mainly in foot A at the intersection of the two sections of the filament (Fig. 1). This confirms previous results (Bommier & Leroy 1998; Casini et al. 2003). Prominence feet observed on the disk have also shown that the field lines are tangent to the photosphere (López Ariste et al. 2006; Schmieder et al. 2013). Their shapes have been reliably represented by linear force free field extrapolations (Aulanier & Démoulin 1998; Dudík et al. 2008, 2012). The dispersion of the values of the inclination and the azimuth could be due to the foreground transient structures of the large arch seen in 304 Å (Fig. 5).

3.8. Magnetic field: turbulent component

The model used for inversion, and whose results we have just discussed, assumes a unique magnetic field vector per pixel. The low signal-to-noise ratio of the polarization signature advise against assuming more complex scenarios. This single value of

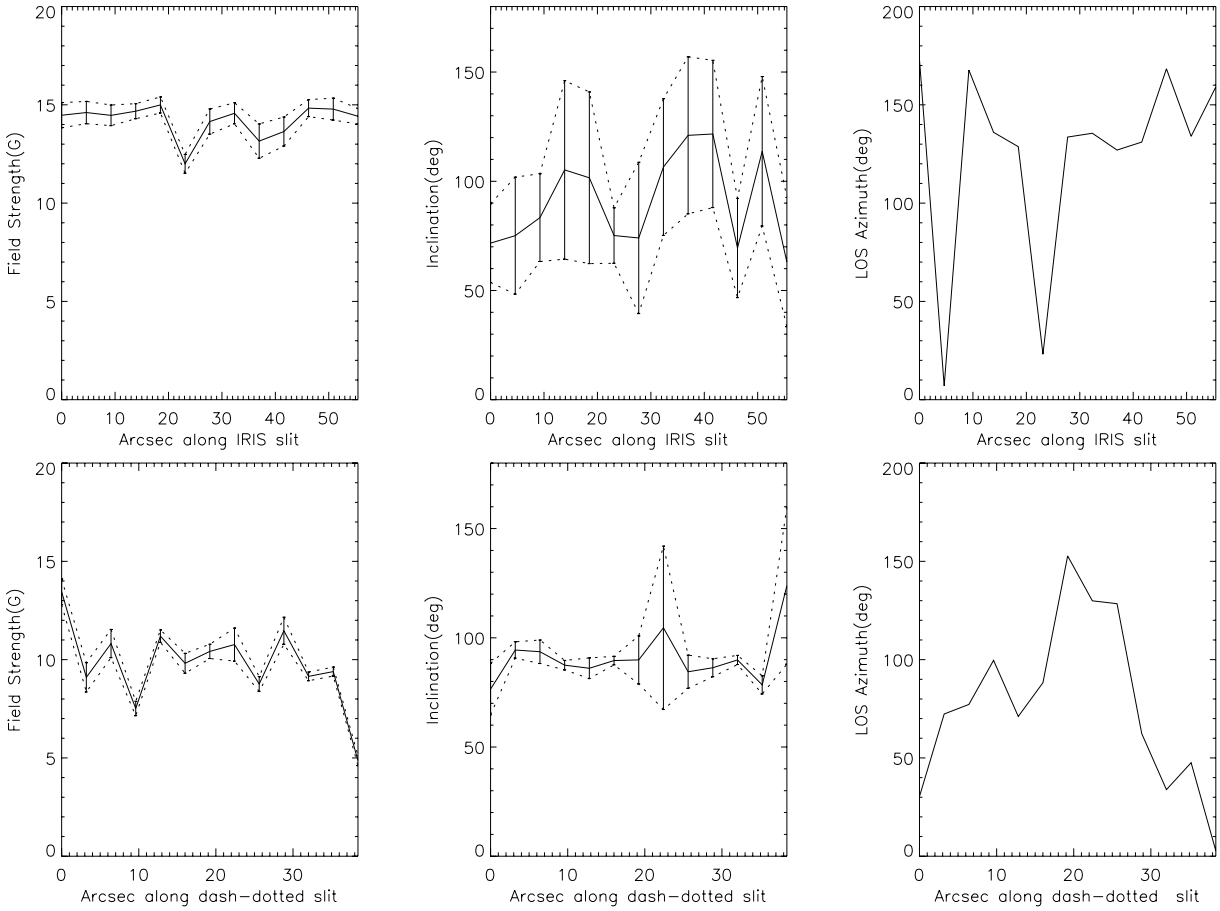

Fig. 13. Variation of the magnetic field, strength, the inclination, and the azimuth (THEMIS): (*top panels*) data along the IRIS slit, (*bottom panels*) data along the bright structure.

the magnetic field vector can be seen as the large scale magnetic structure supporting the prominence and revealed by polarimetry at low spatial resolutions. In the previous subsections we have listed a compilation of observations from IRIS and Hinode SOT with high cadence and high spatial resolution that suggest a more complex magnetic scenario where the local magnetic structure departs from the stand-alone macroscopic horizontal field.

Intrigued by the possibility of unveiling a more dynamic and complex field structure in the prominence we explored the effects of a turbulent field added to a macroscopic field into the Stokes profiles of the He D_3 line. We should say that the word *turbulence* is used incorrectly here. It may mean actual turbulence in the sense of hydrodynamics, but it may well just mean several unresolved (in time, space, and along the line of sight) magnetic components that are added together in the same pixel of our data set. The polarization of the He D_3 line in the presence of an isotropic field with a strength of roughly 15 G can be readily computed and, to a good precision, results in the absence of Stokes U and V profiles, while every transition involved in the line formation is polarized in Stokes Q to $\frac{1}{5}$ of the polarization at zero field (Landi Degl'Innocenti 1984). The absence of Stokes U and V profiles in a turbulent field already excludes this possibility from our observations: we do see Stokes U and V signals. If there is a turbulent field at all, it is mixed with a macroscopic average field. Therefore, the single profile in Stokes Q emitted by the turbulent magnetic component was added to the profiles from the macroscopic magnetic component weighted by a filling factor. These new profiles made of the addition of the two components were inverted with the same model of the observed data. The solutions found have systematically smaller field strengths and the inclination is on average the same, but the error bars grow enormously. This growth in the error bars of the inclination is exactly what is observed in the region sampled by the IRIS slit. The spectropolarimetry of the D_3 line would therefore be consistent with a turbulent component as suggested by the other observables cited above and added to a macroscopic field. The field strength in Fig. 13 (top panels) would be just a lower limit to both the macroscopic and the turbulent components, while the inclination of the macroscopic component would still be horizontal. On the other hand, those parts of the prominence with small error bars in the inclination, like those in the bottom panels in Fig. 13 across the brightest parts of the prominence, would not accept a turbulent component but just one single macroscopic field. In this picture the prominence would be made of an organized horizontal and relatively weak field supporting the densest cores of the plasma plus some other regions with stronger horizontal fields in addition to a turbulent field responsible for most of the rapid dynamics of the plasma.

4. Discussion and conclusion

A large quiescent prominence on the northwest limb was the target of coordinated observations on September 24, 2013. Observed on the disk a few days before, we note that the filament consisted of two sections: one oriented east-west and

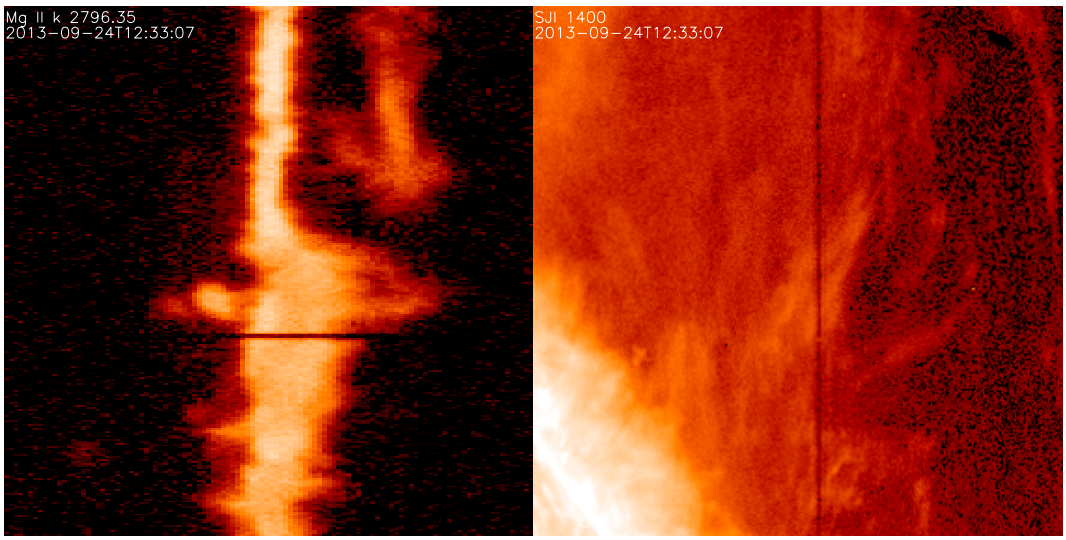

Fig. 14. Snapshot of the IRIS movies: (*left side*) Mg II k line spectra, (*right side*) IRIS Si IV slit-jaw image, the vertical line is the slit position of the spectra. The wavelength range of the Mg II spectra is 2795.00–2797.78 Å. The FOV of the Si IV slit-jaw image is 47″ × 47″.

one oriented north-south. The multiwavelength observations of this prominence obtained with the new spectrograph IRIS, Hinode/SOT, SDO/AIA, and from the ground (THEMIS in Canary Islands and the MSDP spectrograph on the Meudon solar tower) were analyzed. The small field instruments (109 arcsec × 109 arcsec for the Hinode/SOT, 50 arcsec × 50 arcsec for IRIS) were focused on the junction of the two sections: the foot A and the integration of the EW filament section. The prominence is shaped like a triangle. The AIA and the MSDP with their large fields of view also show the section NS with different arches and feet. We note the different aspects of the triangle-shaped prominence observed in He lines (304 Å and D_3) and in the chromospheric lines (CaII, Hα and Mg II). This results from the different temperatures of formation of the lines but also from their different optical thickness.

The principal results concern the dynamics and the magnetic field measured in this triangle. The spectro-polarimetry of the prominence indicates that the magnetic field is mainly horizontal all over the observed region with a field strength of only 5 to 15 Gauss. This confirms the previous magnetic modeling of filaments using linear or nonlinear force free field extrapolation showing that prominence material is sustained in shallow dips of field lines even in the barb or feet of the filament (Aulanier & Démoulin 1998; Aulanier & Schmieder 2002; van Ballegooijen 2004; Dudík et al. 2008). The aspect of apparent vertical structures could be just a perspective view of the dips as showed the simulation of Dudík et al. (2012) inserting parasitic polarities in a shear bipolar region to create a filament. The analysis of a different prominence by THEMIS had recently clearly shown the horizontal dips in the feet of the prominence (Schmieder et al. 2013).

Such a stable magnetic field is somehow disturbed by the dynamics of the observed plasma. First, the observations in the Ca II movie revealed a complex tangling of dynamical structures in the prominence. This aspect gives a priori the same impression as the tangled model for prominence proposed by van Ballegooijen & Cranmer (2010). We detect some relatively stable background emission while some threads in the front have material flowing rapidly. This was also visible in the IRIS slit-jaw movies. The transverse velocities of the fast moving features along the oblique threads crossing the IRIS slits were obtained with a time-slice analysis. The features or blobs were running with velocity up to 50 km s^{-1}. In one part of the Ca II images and in both of the IRIS slit jaws we see some disorganized motions, which could be interpreted as MHD turbulence.

We explored the possibility of a departure of the magnetic field from the average horizontal field retrieved by our inversions. We excluded a fully turbulent field since it would result in null Stokes U signatures contrary to the observations. However a model made of a horizontal macroscopic field plus a turbulent component would be interpreted by our inversion codes as a horizontal field with large error bars and smaller field strength. This is compatible with our observations in the most dynamic parts of the prominences, those observed with IRIS. Our conclusion draws a picture of the prominence where an organized horizontal and relatively weak field supports the densest cores of the plasma while some other regions with stronger horizontal fields in addition to a turbulent field would be responsible for most of the rapid dynamics of the plasma.

These rapid dynamics of the plasma was seen at its best in the IRIS spectra of the Mg II lines. The Mg II spectra exhibit multiple structures along the line of sight. The profiles of the lines have a Gaussian profile with weak intensities and are not reversed profiles contrary to the predicted theoretical profiles (Paletou et al. 1993). We compute the Doppler shifts and found discrete values from a quasi-static component (±5 km s^{-1} similar to the Hα Doppler shifts) to 60–70 km s^{-1}. The high Doppler shifts correspond to the large transverse motions measured along the oblique threads crossing the slits obtained with a time-slice analysis. In some pixels high positive and negative flows are detected suggesting structures with opposite Doppler shifts crossing the line of sight. These structures have an angle with the plane of the sky of about 45 degrees, and their real velocity may reach 100 km s^{-1}. Spectroscopy is a powerful diagnostics tool to detect the real orientation of the structures and the real velocities.

These oblique threads may be found along the field lines in the large arches observed in 304 Å. Is it fast moving cool material due to fast cooling of EUV plasma? There is counter streaming along these features. It has been suggested that counter streaming could occur because of longitudinal oscillations (Chen et al. 2014; Luna et al. 2014). The material in the dips could

travel on one side or the other side. For large scale structures the siphon flow mechanism could be more important than the counter streaming leading to large flows towards one end of the prominence or the other end. The siphon flow may go from the more magnetized end to the lower magnetized end (Chen et al. 2014). In our case the bright arches could be considered as a large structures containing siphon flows.

How can we reconcile two magneto-hydrodynamic systems, one mainly horizontal and one turbulent? This question was also put forward by Priest (2014). It should be important to work on the interpretation of the Stokes parameters profiles in this framework. The first test presented in this work is encouraging; while with the present data one cannot invert more complex magnetic models, we can at least propose models compatible with both the polarimetric and the imaging observations.

Finally, IRIS reveals the complexity of Mg II line profiles in an otherwise quiescent prominence (the filament was quiescent with no network environment). Even when we consider emission profiles having only one peak, it is difficult to interpret them in terms of the existing models (Paletou et al. 1993) because these models show mostly reversed profiles. Other observed profiles exhibit a multipeak structure, which we interpret as due to the line-of-sight Doppler shifts of individual emission profiles. In a future paper we plan to perform a detailed quantitative analysis of both types of Mg II profiles, using the existing non-LTE codes. Moreover, the future modeling should consistently explain the emission in the Hα line which we also present in this paper; Hα can thus provide an important constraint on the modeling of Mg II lines.

Acknowledgements. IRIS is a NASA small explorer mission developed and operated by LMSAL with mission operations executed at NASA Ames Research center and major contributions to downlink communications funded by the Norwegian Space Center (NSC, Norway) through an ESA PRODEX contract. Hinode is a Japanese mission developed and launched by ISAS/JAXA, with NAOJ as domestic partner and NASA and STFC (UK) as international partners. It is operated by these agencies in co-operation with ESA and NSC (Norway). SDO data are courtesy of NASA/SDO and the AIA science team. T.K. thanks NASA's LWS program for support. We thank also the team of THEMIS and particularly B. Gelly, the director of THEMIS allowing us to obtain coordinated observations of this prominence. We would like to thank D. Shine for providing the HINODE/SOT data, D.Crussaire, and R. Le Cocguen for the observations in the solar tower in Meudon. We thank deeply Peter Martens and Petr Heinzel for their fruitful comments which help us to improve the manuscript. H.T. is supported by contract 8100002705 from LMSAL to SAO.

References

Anzer, U., & Heinzel, P. 2005, ApJ, 622, 714
Aulanier, G., & Démoulin, P. 1998, A&A, 329, 1125
Aulanier, G., & Schmieder, B. 2002, A&A, 386, 1106
Berger, T., Testa, P., Hillier, A., et al. 2011, Nature, 472, 197
Berger, T. E., Liu, W., & Low, B. C. 2012, ApJ, 758, L37
Berlicki, A., Gunar, S., Heinzel, P., Schmieder, B., & Schwartz, P. 2011, A&A, 530, A143
Bommier, V., & Leroy, J. L. 1998, in New Perspectives on Solar Prominences, eds. D. F. Webb, B. Schmieder, & D. M. Rust, ASP Conf. Ser., 150, IAU Colloq. 167, 434
Bommier, V., Landi Degl'Innocenti, E., Leroy, J.-L., & Sahal-Brechot, S. 1994, Sol. Phys., 154, 231
Casini, R., López Ariste, A., Tomczyk, S., & Lites, B. W. 2003, ApJ, 598, L67
Chen, P. F., Harra, L. K., & Fang, C. 2014, ApJ, 784, 50
Curdt, W., Tian, H., Teriaca, L., & Schühle, U. 2010, A&A, 511, L4
De Pontieu, B., Title, A. M., Lemen, J. R., et al. 2014, Sol. Phys., 289, 2733
Dudík, J., Aulanier, G., Schmieder, B., Bommier, V., & Roudier, T. 2008, Sol. Phys., 248, 29
Dudík, J., Aulanier, G., Schmieder, B., Zapiór, M., & Heinzel, P. 2012, ApJ, 761, 9
Gosain, S., Schmieder, B., Artzner, G., Bogachev, S., & Török, T. 2012, ApJ, 761, 25
Gunár, S., Heinzel, P., Schmieder, B., Schwartz, P., & Anzer, U. 2007, A&A, 472, 929
Gunár, S., Schwartz, P., Dudik, J., Schmieder, B., & Heinzel, P. 2014, A&A, 567, A123
Heinzel, P., Anzer, U., & Gunár, S. 2005, A&A, 442, 331
Karpen, J. T., Tanner, S. E. M., Antiochos, S. K., & DeVore, C. R. 2005, ApJ, 635, 1319
Kosugi, T., Matsuzaki, K., Sakao, T., et al. 2007, Sol. Phys., 243, 3
Labrosse, N., Heinzel, P., Vial, J.-C., et al. 2010, Space Sci. Rev., 151, 243
Labrosse, N., Schmieder, B., Heinzel, P., & Watanabe, T. 2011, A&A, 531, A69
Landi Degl'Innocenti, E. 1984, Sol. Phys., 91, 1
Leroy, J. L., Bommier, V., & Sahal-Brechot, S. 1984, A&A, 131, 33
López Ariste, A., & Casini, R. 2002, ApJ, 575, 529
López Ariste, A., Rayrole, J., & Semel, M. 2000, A&AS, 142, 137
López Ariste, A., Aulanier, G., Schmieder, B., & Sainz Dalda, A. 2006, A&A, 456, 725
López Ariste, A., Asensio Ramos, A., Manso Sainz, R., Derouich, M., & Gelly, B. 2009, A&A, 501, 729
Luna, M., Karpen, J. T., & DeVore, C. R. 2012, ApJ, 746, 30
Luna, M., Knizhnik, K., Muglach, K., et al. 2014, ApJ, 785, 79
Mackay, D. H., Karpen, J. T., Ballester, J. L., Schmieder, B., & Aulanier, G. 2010, Space Sci. Rev., 151, 333
Okamoto, T. J., Tsuneta, S., Lites, B. W., et al. 2008, ApJ, 673, L215
Paletou, F., Vial, J.-C., & Auer, L. H. 1993, A&A, 274, 571
Parenti, S., Schmieder, B., Heinzel, P., & Golub, L. 2012, ApJ, 754, 66
Priest, E. R. 2014, in IAU Symp. 300, eds. B. Schmieder, J. M. Malherbe, & S. T. Wu, 379
Schmieder, B., Mein, N., Deng, Y., et al. 2004, Sol. Phys., 223, 119
Schmieder, B., Aulanier, G., Mein, P., & López Ariste, A. 2006, Sol. Phys., 238, 245
Schmieder, B., Gunár, S., Heinzel, P., & Anzer, U. 2007, Sol. Phys., 241, 53
Schmieder, B., Chandra, R., Berlicki, A., & Mein, P. 2010, A&A, 514, A68
Schmieder, B., Kucera, T. A., Knizhnik, K., et al. 2013, ApJ, 777, 108
Schmieder, B., Malherbe, J.-M., & Wu, S. T. 2014a, Nature of Prominences and their role in Space Weather, IAU Symp., 300
Schmieder, B., Roudier, T., Mein, N., et al. 2014b, A&A, 564, A104
Schwartz, P., Schmieder, B., Heinzel, P., & Kotrč, P. 2012, Sol. Phys., 281, 707
Suematsu, Y., Tsuneta, S., Ichimoto, K., et al. 2008, Sol. Phys., 249, 197
Török, T., Aulanier, G., Schmieder, B., Reeves, K. K., & Golub, L. 2009, ApJ, 704, 485
Tsuneta, S., Ichimoto, K., Katsukawa, Y., et al. 2008, Sol. Phys., 249, 167
van Ballegooijen, A. A. 2004, ApJ, 612, 519
van Ballegooijen, A. A., & Cranmer, S. R. 2010, ApJ, 711, 164
van Ballegooijen, A. A., & Martens, P. C. H. 1989, ApJ, 343, 971
Vial, J. C. 1982, ApJ, 253, 330
Zirker, J. B., Engvold, O., & Martin, S. F. 1998, Nature, 396, 440

C

Contribution 4ème rencontre franco-chinoise de physique solaire

Understanding Solar Activity: Advances and Challenges
M. Faurobert, C. Fang and T. Corbard (eds)
EAS Publications Series, **55** *(2012) 201–205*
www.eas.org

CORONAL JETS IN AN INCLINED CORONAL MAGNETIC FIELD: A PARAMETRIC 3D MHD STUDY

K. Dalmasse[1], E. Pariat[1], S.K. Antiochos[2] and C.R. DeVore[3]

Abstract. X-ray solar coronal jets are short–duration, fast, well collimated plasma brightenings occurring in the solar corona. To explain and understand the processes driving the jets, one must be able to model an explosive release of free energy. Magnetic reconnection is believed to play a key role in the generation of these energetic bursting events. The model of jets that we have been developing is based on a magnetic field constructed by embedding a vertical magnetic dipole in a uniform open magnetic field. In this study, we investigate the influence of the inclination of the open field on the properties of the jet using numerical simulations. We will show that the inclination of the open field is of critical importance for the properties of the jet such as the energy released. We conclude that the characteristics of the open field at the time of observations are a central criterion that must be taken into account and reported on in observational studies.

1 Introduction

Theoretical and observational studies give insights on the properties of jets and on the processes involved in their formation (see Shimojo *et al.* 1998; Savcheva *et al.* 2007; Nisticò *et al.* 2009; Pariat *et al.* 2010). They show that solar coronal jets are short–duration, well–collimated, transient brightenings occurring in the solar corona. They are three–dimensional eruptive–like events that tend to be generated in an inclined direction (Patsourakos *et al.* 2008; Liu *et al.* 2011).

The key idea underlying jet generation is magnetic reconnection occurring between a closed and an open magnetic field (*e.g.* Shibata *et al.* 1992; Schmieder *et al.* 1995). The jet is then the result of such reconnection and is collimated along the open reconnected magnetic field lines.

[1] LESIA-Observatoire de Paris, CNRS, UPMC Univ., Paris 06, Univ. Paris-Diderot, France
[2] Space Weather Laboratory, NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD 20771, USA
[3] Laboratory for Computational Physics and Fluid Dynamics, Naval Research Laboratory, Washington, DC 20375, USA

© EAS, EDP Sciences 2012
DOI: 10.1051/eas/1255028

Article published by EDP Sciences

In the following, we focus on the model from Pariat *et al.* (2009) based on the injection of twist by line–tied motion of the magnetic field lines in a closed domain. The magnetic field is constructed by embedding a vertical magnetic dipole in a vertical uniform background coronal magnetic field (fan–spine with null–point topology, see Pariat *et al.* 2009 for further detailed information on their model). While they developed an axisymmetrical model, the observations tend to show that jets are generated in an inclined direction. Kamio *et al.* (2010) found deviations from the radial direction of about 2° to 8° for the longitudinal and latitudinal angles (in the Heliocentric Earth Equatorial coordinate system) of the axis of a jet. Liu *et al.* (2011) measured an inclination of about 50° of the propagation axis of an observed jet. The inclination of the open field is therefore a significant parameter that needs to be considered and studied in numerical simulations.

What happens, then, when the vertical coronal magnetic field is inclined in their model? Indeed, axisymmetry adds a strong topological constraint inhibiting reconnection and allowing the build–up of free magnetic energy inside the closed region (*cf.* Sect. 2 of Pariat *et al.* 2009). The reconnection occurs then in a bursting event once the axisymmetry has been broken by a kink–like instability (Pariat *et al.* 2009; Rachmeler *et al.* 2010). The jet is then the result of the combination of fast untwisting MHD–waves developing and propagating along each new reconnected open field line. However, if the coronal field is inclined, there is no such constraint and reconnection is not topologically inhibited. The twisting motion may induce a non–zero rotation of the magnetic field at the separatrix resulting in the formation of a thin current sheet at the null point. Thus, reconnection may occur at the null point as soon as the twisting is applied. Depending on the reconnection and induced energy dissipation rates, this could prevent energy storage inside the closed region, inhibiting the generation of a jet.

Some questions arise then: will a jet be generated in the model from Pariat *et al.* (2009) if the coronal magnetic field is inclined? Pariat *et al.* (2010) showed that, for a 10° inclined open field, a jet will be formed. Hence, reconnection in a 10° inclined coronal magnetic field does not inhibit a jet. A second question is then what will be the properties of the jet with regard to the inclination?

In this study, we investigate these questions through numerical simulations. The physical model considered is briefly outlined in Section 2. The results of the parametric analysis are presented in Section 3, and summarized in Section 4.

2 Simulation of a jet

In this section, we briefly present the steps differing from the model developed in Pariat *et al.* (2009, for further details the reader may refer to that paper).

In the simulations, we consider the equations of ideal magneto–hydrodynamics (MHD) for a monofluid coronal plasma of uniform density and temperature, in a cartesian domain. The initial magnetic field is set to be potential. Its configuration is given by a vertical magnetic dipole placed under the photosphere and embedded in an inclined (with regard to the vertical direction, see θ in the middle panel from Fig. 1) and uniform background magnetic field (open field). The dipole is placed

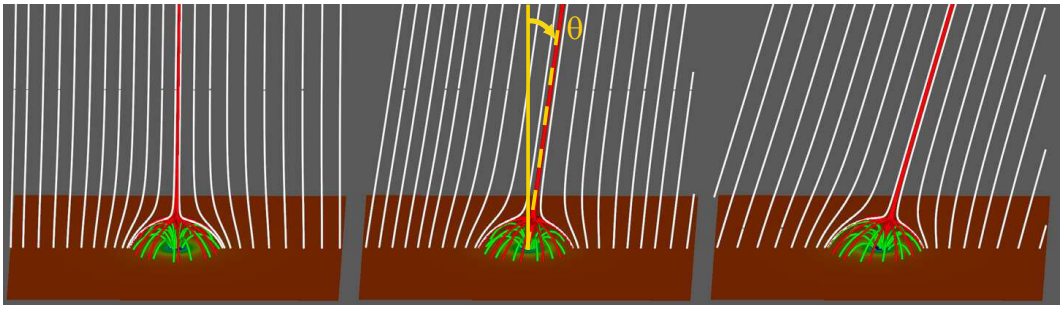

Fig. 1. Initial magnetic field configuration for the simulations with $\theta = 1^\circ$ (left panel), $\theta = 8^\circ$ (middle panel) and $\theta = 16^\circ$ (right panel). White lines: open magnetic field lines. Green lines: closed magnetic field lines. Red: separatrix field lines.

at (0,0,$z_0 = -1.5$), and its magnetic moment $\mathbf{m}_0$ is chosen such that $\mathbf{m}_0 = m_0\mathbf{e}_z$ and $\mu_0 m_0/4\pi = 25$. The initial uniform coronal magnetic field, $\mathbf{B}_{c.f.}$, is taken to be $\mathbf{B}_{c.f.} = |\mathbf{B}_{c.f.}|sin(\theta)\mathbf{e}_y - |\mathbf{B}_{c.f.}|cos(\theta)\mathbf{e}_z$ with $|\mathbf{B}_{c.f.}| = 1$. The initial vertical magnetic field is thus given by the following equation:

$$B_z(x, y, z) = \frac{\mu_0 m_0}{4\pi} \frac{2(z - z_0)^2 - (x^2 + y^2)}{(x^2 + y^2 + (z - z_0)^2)^{5/2}} - |\mathbf{B}_{c.f.}|cos(\theta). \tag{2.1}$$

An example of the initial magnetic field configuration for three of our simulations ($\theta = 1^\circ, 8^\circ, 16^\circ$) is given in Figure 1. For our simulations, the driving twisting motion is the same as in Pariat *et al.* (2010).

The equations of ideal MHD are solved in Cartesian coordinates by a finite–volume method with an initial non–uniform grid. They are solved using the Adaptively Refined MHD Solver (ARMS) that is based on Flux Corrected Transport method (see DeVore 1991). The initial adapted grid covers the domain $[-12, 12] \times [-12, 12] \times [0, 24]$, with a two levels higher refined subdomain $[-6, 6] \times [-6, 6] \times [0, 12]$. A dynamical adaptive mesh refinement toolkit (PARAMESH, MacNeice *et al.* 2000) is also used, allowing to refine and derefine the grid in order to well localize the diffusion at the thin current sheet.

3 Results

To investigate the influence of the inclination, θ, of the background open field on the properties of the jet, we have performed a parameter study with θ varying in $[1^\circ, 20^\circ]$. The primary results of these simulations are presented in this section. All results are scaled to typical coronal conditions and have non–dimensional units.

3.1 Jet generated in inclined coronal field

The left panel of Figure 2 displays the time evolution of the magnetic energy, E_{mag}, inside the simulation box for a set of our simulations. The figure shows, for all curves, the same three phases as in Pariat *et al.* (2009, see Fig. 5): an increase

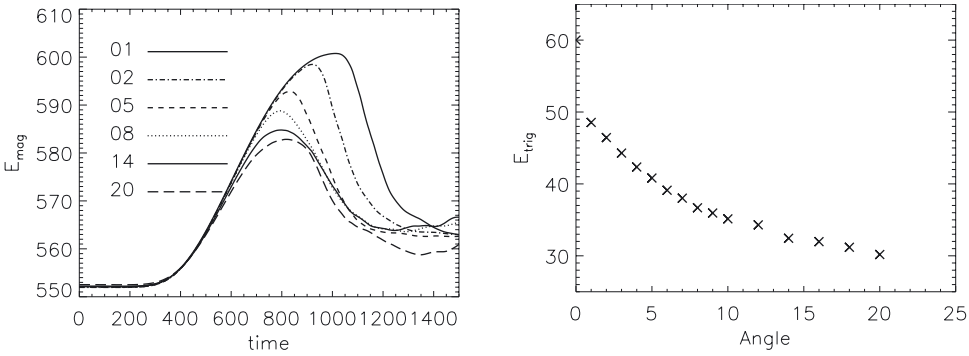

Fig. 2. *Left*: time evolution of the magnetic energy, E_{mag}, inside the simulation box for the simulations with $\theta = (1°, 2°, 5°, 8°, 14°, 20°)$. *Right*: trigger energy, E_{trig}, *versus* the inclination (in degrees) of the background coronal magnetic field.

of magnetic energy – the energy storage – followed by a sudden and large decrease – the energy release – and finally a relaxation phase. This large and sudden energy decrease traces the generation of a jet. In all simulations in the range of $[1°, 20°]$, a jet was observed. Therefore, we observe that, in the considered θ–range, the removal of the topological constraint does not prevent the storage of free energy inside the closed region, and does not forbid jet generation.

In addition we observe that, the maximum magnetic energy reached decreases with increasing angle. Also, the time at which this maximum is reached changes with the inclination. Clearly, the properties of the jet depend on the inclination of the coronal magnetic field.

3.2 Trigger energy

In the right panel of Figure 2, we present the trigger energy *versus* the inclination θ of the background coronal magnetic field for our simulations. The trigger energy, E_{trig}, is defined as being the maximum free magnetic energy stored at the time t_{jet} at which the jet is generated. Its expression is given by subtracting the initial magnetic energy from the maximum value of magnetic energy reached, *i.e.*:

$$E_{trig} = E_{mag}(t = t_{jet}) - E_{mag}(t = 0) \tag{3.1}$$

with t_{jet} such that $Max(E_{mag}) = E_{mag}(t = t_{jet})$.

The right panel of Figure 2 shows that the trigger energy decreases with an exponential-like shape as θ increases. This means that less free magnetic energy is stored before the jet is generated as the inclination is higher. Although we tried exponential and power–law fits, we found no simple relationship describing the evolution of the trigger energy with regard to θ. In addition, Figure 2 shows that the trigger energy is strongly dependent on θ: for the $\theta = 20°$ case, its value is about 30 energy units, *i.e.* half its value in the axisymmetrical case $\theta = 0°$.

4 Conclusions

Using numerical simulations, we showed that in a 3D model such as in Pariat *et al.* (2009), even when the open field is inclined – *i.e.* the topological constraint removed (within the range $[1°, 20°]$) – the system is still able to store energy before suddenly releasing it, as currently shown by observations of jet–like events. In addition, there is a strong dependence of the trigger energy on this inclination. We also found that other properties of the jet, such as the time at which the jet is triggered, the kinetic energy, or even the reconnection process involved, depend on the inclination (paper in preparation).

We conclude that the properties of the coronal magnetic field at the time of the jet are central criteria that must be taken into account and reported on in observational studies. We predict that one should be able to observe the properties of jets being a function of the inclination of the coronal magnetic field. Since the average number of turns found in the field lines is smaller when θ is higher (*e.g.* 0.9 turns for the 10° case against 1.4 for the axisymmetrical case), we also predict that one should observe jets with more twist when the magnetic field configuration is closer to axisymmetry.

This work was granted access to the HPC resources of CINES under the allocation 2010–046331 & 2011–046331 made by GENCI (Grand Equipement National de Calcul Intensif). Part of the calculations were done on the quadric–core bi–Xeon computers of the Cluster of the Service Informatique of Paris Observatory.

References

DeVore, C.R., 1991, J. Comput. Phys., 92, 142

Kamio, S., Curdt, W., Teriaca, L., Inhester, B., & Solanki, S.K., 2010, A&A, 510, L1

Liu, W., Berger, T.E., Title, A.M., Tarbell, T.D., & Low B.C., 2011, ApJ, 728, 103

MacNeice, P., Olson, K.M., Mobarry, C., de Fainchtein, R., & Packer, C., 2000, Comput. Phys. Commun., 126, 330

Nisticò, G., Bothmer, V., Patsourakos, S., & Zimbardo, G., 2009, Sol. Phys., 259, 87

Pariat, E., Antiochos, S.K., & DeVore, C.R., 2009, ApJ, 691, 61

Pariat, E., Antiochos, S.K., & DeVore, C.R., 2010, ApJ, 714, 1762

Patsourakos, S., Pariat, E., Vourlidas, A., Antiochos, S.K., & Wuelser, J.P., 2008, ApJ, 680, L73

Rachmeler, L.A., Pariat, E., DeForest, C.E., Antiochos, S.K., & Török, T., 2010, ApJ, 715, 1556

Schmieder, B., Shibata, K., Van Driel-Gesztelyi, L., & Freeland, S., 1995, Sol. Phys., 156, 245

Shibata, K., *et al.*, 1992, PASJ, 44, L173

Savcheva, A., *et al.*, 2007, PASJ, 59, 771

Shimojo, M., Shibata, K., & Harvey, K.L., 1998, Sol. Phys., 178, 379

D

Contribution IAU Symposium 300

Nature of Prominences and their role in Space Weather
Proceedings IAU Symposium No. 300, 2013
B. Schmieder, J.-M. Malherbe & S. T. Wu, eds.
© International Astronomical Union 2013
doi:10.1017/S1743921313011010

A confined flare above filaments

K. Dalmasse[1], R. Chandra[2], B. Schmieder[1], and G. Aulanier[1]

[1]LESIA, Observatoire de Paris, CNRS, UMPC, Univ. Paris Diderot,
5 place Jules Janssen, 92190 Meudon, France
email: kevin.dalmasse@obspm.fr

[2]Dept. of Physics, DSB Campus, Kumaun University, Nainital- 263 002, India

Abstract. We present the dynamics of two filaments and a C-class flare observed in NOAA 11589 on 2012 October 16. We used the multi-wavelength high-resolution data from SDO, as well as THEMIS and ARIES ground-based observations. The observations show that the filaments are progressively converging towards each other without merging. We find that the filaments have opposite chirality which may have prevented them from merging. On October 16, a C3.3 class flare occurred without the eruption of the filaments. According to the standard solar flare model, after the reconnection, post-flare loops form *below* the erupting filaments whether the eruption fails or not. However, the observations show the formation of post-flare loops *above* the filaments, which is not consistent with the standard flare model. We analyze the topology of the active region's magnetic field by computing the quasi-separatrix layers (QSLs) using a linear force-free field extrapolation. We find a good agreement between the photospheric footprints of the QSLs and the flare ribbons. We discuss how slipping or slip-running reconnection at the QSLs may explain the observed dynamics.

Keywords. Filaments, flare, MHD

1. Introduction

Filaments are dark, elongated structures consisting of chromospheric plasma embedded in the much hotter corona (van Ballegooijen & Martens 1989; Chae *et al.* 2001). They are cool ($\approx$ 8000 K), dense material confined in highly stressed magnetic fields overlying polarity inversion lines (PILs; Aulanier & Démoulin 1998; Schmieder *et al.* 2006). In the standard picture, the magnetic structure of filaments is formed through shearing motions along PILs and/or, through magnetic flux cancellation due to converging motions of opposite magnetic polarities towards the PILs (van Ballegooijen & Martens 1989; Antiochos *et al.* 1994).

Eventually, filaments may become unstable (see Moore *et al.* 2001; Martens & Zwaan 2001). According to the standard solar flare model (hereafter, CSHKP model), the instability of the filament may lead to two different types of flares, namely, eruptive or confined flares (see review by Shibata & Magara 2011). Eruptive flares correspond to cases for which the filament erupts, leading to the formation of a coronal mass ejection (CME). On the other hand, confined flares are sometimes associated with cases for which the eruption of the filament fails (*e.g.*, Török & Kliem 2005). Confined flares also comprise flares induced by magnetic reconnection of different magnetic flux tubes, or magnetic coronal loops, for which no filament is present (*e.g.*, Berlicki *et al.* 2004; Chandra *et al.* 2006). In the context of flares involving the presence of a filament, the CSHKP model predicts for both eruptive and confined flares, that the flare will be associated with two flare ribbons, and with the formation of hot post-flare loops *below* the erupting filament, regardless of whether it is a successful or failed eruption.

In this study, we present the evolution of two filaments and a confined flare observed in NOAA 11589, which cannot be explained by the CSHKP model. We propose an alternative flare scenario which accounts for the observed flare signatures and filaments evolution during the flare.

2. Observations

Our study was performed by combining observations from the Solar Dynamic Observatory (SDO) satellite, the french Télescope Héliographique pour l'Etude du Magnétisme et des Instabilités Solaires (THEMIS), and an indian telescope of the Aryabhatta Research Institute of observational Sciences (ARIES).

NOAA 11589 appeared on 2012 October 10 at the heliographic coordinates N13 E61. The AR quickly developed into two decaying magnetic polarities (see Fig. 1a). During its on-disk passage, the AR was associated with large-scale magnetic flux cancellation, and a few localized magnetic flux emergence events.

The flux cancellation in the internal part of the AR led to the formation of two filaments of opposite chirality which eventually converged. However, the filaments did not merge probably due to their axial field being oriented in opposite direction along the PIL (*e.g.*, Schmieder *et al.* 2004; DeVore *et al.* 2005).

The AR also presented some recurring and localized magnetic flux emergence associated with Ellerman bombs (EBs) in its northern part (as in Pariat *et al.* 2004).

On October 16, the AR produced a confined C3.3 class flare which started around 16:00 UT and ended around 16:39 UT. A first analysis of the flare signatures with AIA 1600 Å and AIA 171 Å channels seem to be in agreement with the CSHKP model: apparently presenting two flare ribbons, and the formation of hot post-flare loops.

However, a careful analysis of the EUV data from the AIA 171 Å channel reveals that the flare did not lead to the eruption of any of the filaments. It also shows a striking result: the post-flare loops were formed *above* the filaments contrary to what is expected from the CSHKP model, and the filaments were not disturbed by the flare.

3. Analysis

3.1. *Magnetic field extrapolation*

To understand and explain the evolution of the filaments during the flare, we study the magnetic topology of the AR by means of an LFFF extrapolation ($\vec{\nabla} \times \vec{B} = \alpha \vec{B}$, with α being the force-free parameter) to identify the key sites for the development of magnetic reconnection that led to the flare.

We only considered the global magnetic field of the AR because (i) the filaments were in plage regions where the magnetic field is weak, and thus, the currents are not well measured, and (ii) the filaments did not seem to play any role in the flare.

The extrapolations were performed using the fast Fourier transform method (Alissandrakis 1981) with a non-uniform grid of $1024^2 \times 351$ points covering a domain of $700^2 \times 2000$ Mm^3. Within the set of performed extrapolations, we kept the solution $\alpha = 7 \times 10^{-3}$ Mm^{-1} because it gave the best match with the northern loops of the AR (Fig. 1a), *i.e.*, the region where the flare was initiated.

3.2. *Topological analysis*

The topology is then analyzed by computing the quasi-separatrix layers (QSLs; *e.g.*, Démoulin *et al.* 1996). QSLs are thin 3D volumes of very sharp gradients of the magnetic field connectivity. QSLs are preferential sites for the build-up of strong and thin

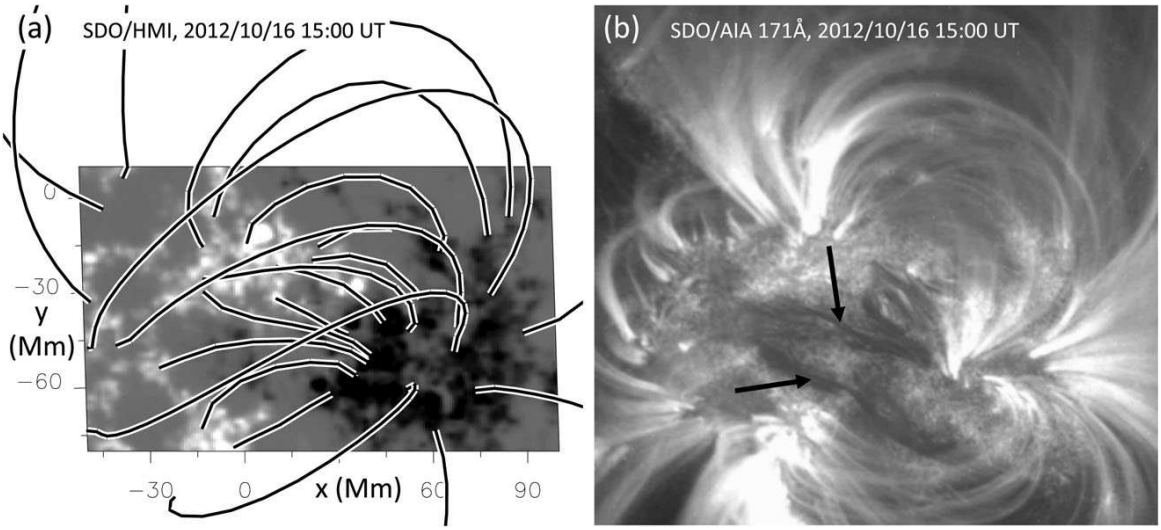

Figure 1. Central part of NOAA 11589. (a) Photospheric vertical magnetic field, B_z, in greyscale overplotted with selected magnetic field lines from the extrapolation (black lines). (b) AIA171 image showing some of the AR loops and the two observed filaments highlighted by black arrows.

current layers, and for the development of magnetic reconnection at these current layers (see review by Démoulin 2006). As separatrices, QSLs are preferential sites for particle acceleration (Aulanier *et al.* 2006). Many observational studies have thus successfully compared and associated the photospheric footprints of QSLs to flare ribbons providing indirect evidence of magnetic reconnection as the triggering mechanism of solar eruptive events (*e.g.*, Démoulin *et al.* 1996; Mandrini *et al.* 1997; Schmieder *et al.* 1997). The photospheric mapping of QSLs can be obtained by computing the squashing degree, Q (Titov *et al.* 2002). QSLs are thus identified as 3D regions of strong Q-values ($Q \gg 2$).

We computed the squashing degree for our LFFF extrapolation using "method 3" of Pariat & Démoulin (2012). Fig. 2(a) displays the photospheric mapping of QSLs for the same field of view as Fig. 1(a) by representing $\log_{10} Q$ at the photosphere. By plotting magnetic field lines over the photospheric Q-map, we identified two double-C shape QSLs, $Q_{1,2}$, similar to Aulanier *et al.* (2005), and a circular-like one (overlaid with a white circle), Q_3, similar to Masson *et al.* (2009). We find a few discrepancies between the QSLs footprints, Q_i, and the three flare ribbons of Fig. 2(b), R_i. This is due to the assumptions made by extrapolating the AR's magnetic field in LFFF, which do not model the highly-stressed filament magnetic fields, and which results in local modifications of the magnetic connectivity that slightly modifies the location and shape of the QSLs in our extrapolation. Nevertheless, there is a good qualitative agreement between the QSLs footprints and the flare ribbons (Fig. 2).

4. Conclusion

From the previous analysis, it is clear that the magnetic field of AR 11589 presents a complex topology formed by three entangled QSLs. Such a complex topology was favorable to the build-up of electric current layers and to the development of magnetic reconnection at any of these QSLs. The flare might thus have been the result of the stress of, at least, one of the QSLs eventually triggering magnetic reconnection at all QSLs.

Analyzing the AIA and HMI data prior to, and after the flare, we found signatures of localized, recurring magnetic flux emergence in the northern part of the AR — in the region below Q_1, *i.e.*, between the western part of $Q_{1,curv}$ and the southern part of $Q_{1,arc}$.

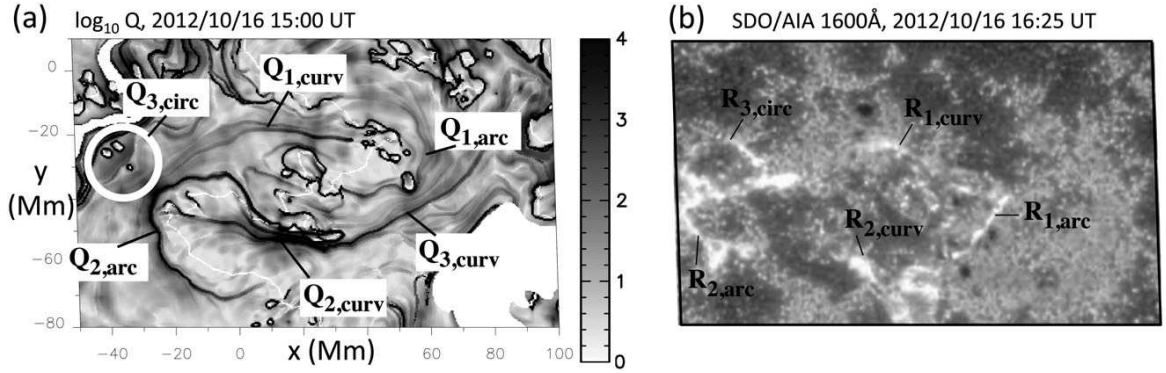

Figure 2. Central part of NOAA 11589. (a) Photospheric mapping of $\log_{10} Q$ displaying the photospheric footprints of QSLs at 15:00 UT. (b) Flare ribbons at 16:25 UT. The footprints of three QSLs, labelled Q_i, are identified with the three flare ribbons labelled R_i.

Consequently, we propose that this episodic flux emergence was the driver of the C3.3 class flare: this continuous magnetic flux emergence may have stressed the magnetic field of Q_1, resulting in the formation of a strong thin current layer, at least, within this QSL. Eventually, this can trigger slipping or slip-running reconnection at Q_1 (see Aulanier *et al.* 2006), which, in turn, can trigger magnetic reconnection at all the other intersecting QSLs, Q_2 and Q_3. This would have induced particle acceleration at all QSLs (*e.g.*, Masson *et al.* 2009), and hence, the formation of a complex distribution of flare ribbons (such as shown by Fig. 2b). Since both filaments were located below the QSLs involved in the flare mechanism, our scenario naturally accounts for the development of post-flare loops *above* these non-erupting filaments.

References

Alissandrakis, C. E. 1981, *A&A*, 100, 197
Antiochos, S. K., Dahlburg, R. B., & Klimchuk, J. A. 1994, *ApJ*, 420, L41
Aulanier, G. & Démoulin, P. 1998, *A&A*, 329, 1125
Aulanier, G., Pariat, E., & Démoulin, P. 2005, *A&A*, 444, 961
Aulanier, G., Pariat, E., Démoulin, P., & DeVore, C. R. 2006, *Solar Phys.*, 238, 347
Berlicki, A., Schmieder, B., Vilmer, N., Aulanier, G., & Del Zanna, G. 2004, *A&A*, 423, 1119
Chae, J., Wang, H., Qiu, J., Goode, P. R., Strous, L., & Yun, H. S. 2001, *ApJ*, 560, 476
Chandra, R. *et al.* 2006, *Solar Phys.*, 239, 239
Démoulin, P. 2006, *Adv. Sp. Res.*, 37, 1269
Démoulin, P., Henoux, J. C., Priest, E. R., & Mandrini, C. H. 1996, *A&A*, 308, 643
DeVore, C. R., Antiochos, S. K., & Aulanier, G. 2005, *ApJ*, 629, 1122
Mandrini, C. H. *et al.* 1997, *Solar Phys.*, 174, 229
Martens, P. C. & Zwaan, C. 2001, *ApJ*, 558, 872
Masson, S., Pariat, E., Aulanier, G., & Schrijver, C. J. 2009, *ApJ*, 700, 559
Moore, R. L., Sterling, A. C., Hudson, H. S., & Lemen, J. R. 2001, *ApJ*, 552, 833
Pariat, E., Aulanier, G. *et al.* 2004, *ApJ*, 614, 1099
Pariat, E. & Démoulin, P. 2012, *A&A*, 541, A78
Schmieder, B., Aulanier, G., Démoulin, P. *et al.* 1997, *A&A*, 325, 1213
Schmieder, B., Aulanier, G., Mein, P., & López Ariste, A. 2006, *Solar Phys.*, 238, 245
Schmieder, B., Mein, N. *et al.* 2004, *Solar Phys.*, 223, 119
Shibata, K. & Magara, T. 2011, *Living Reviews in Solar Phys.*, 8, 6
Titov, V. S., Hornig, G., & Démoulin, P. 2002, *Journal of Geophysical Research*, 107, 1164
Török, T. & Kliem, B. 2005, *ApJ*, 630, L97
van Ballegooijen, A. A. & Martens, P. C. H.. 1989, *ApJ*, 343, 971

E

Mission d'enseignement

Pendant ces trois années de thèse, j'ai eu le privilège d'exercer une activité d'enseignement à l'Observatoire de Paris. En particulier, accompagné de Jean-marie Malherbe, Jacques Moity, et Christian Balança, j'ai eu le plaisir d'encadrer des travaux dirigés (TDs) à la Tour Solaire de Meudon, portant sur les effets Doppler, Zeeman, sur la polarisation de la lumière, ou encore sur le traitement de données, pour les étudiants de première année du master de l'Observatoire de Paris. En compagnie de Christian, Jacques, et également, de Régis Lecocguen, j'ai aussi eu la chance d'encadrer la méthodologie de spectropolarimétrie pour les étudiants de deuxième année du master de l'Observatoire.

En plus de ces 168 heures d'enseignement en présentiel (56 heures par an), pour un total de 40 heures équivalent TD (réparties sur mes trois années de thèse), j'ai également fait du tutorat pour la formation à distance Fenêtre sur l'Univers. Grâce à Caroline Barban (responsable de cette formation), j'ai ainsi pu prendre part à une forme différente d'enseignement, et raviver quelques lointains souvenirs de galaxies [1], exoplanètes, parallaxes, magnitudes, ...

Cette première expérience d'enseignement m'a beaucoup plu, et m'a permis [2] de me découvrir un intérêt tout particulier pour l'enseignement en TDs, les observations, la spectroscopie, et la polarimétrie [3].

1. far, far away...
2. outre de me sortir le nez de la thèse de temps à autres
3. et qui ont pesé lourd dans mon choix de participer aux campagnes d'observations à THEMIS, organisée par Brigitte Schmieder, et dans mon choix de post-doctorat

F

Champs magnétiques sans force linéaires

F.1 Extrapolation d'un champ magnétique sans force linéaire

Un champ magnétique sans force linéaire est défini par :

$$\nabla \times \boldsymbol{B} = \alpha \boldsymbol{B}\,, \tag{F.1}$$

où le paramètre α est le cisaillement magnétique (en m^{-1}), et est uniforme (*cf.* Sect. 3.1.2.5).

Si l'on prend le rotationnel de cette équation, nous obtenons l'équation différentielle d'un champ magnétique sans force linéaire :

$$\Delta \boldsymbol{B} + \alpha^2 \boldsymbol{B} = 0\,, \tag{F.2}$$

En supposant une décroissance exponentielle du champ magnétique dans la direction verticale, Nakagawa & Raadu (1972) et Alissandrakis (1981) ont montré que dans le cas d'un champ sans force linéaire, le champ magnétique pouvait être calculé par transformée de Fourier rapide (Fast Fourier Transform, FFT). Dans la base de Fourier, les composantes du champ magnétique, solutions de l'équation (F.2), peuvent s'écrire sous forme de solutions séparables :

$$B_i(x,y,z) = \sum_{(n_x,n_y)\neq(0,0)}^{(N_x,N_y)} \Omega_B F_i(x,y) G(z)\,, \tag{F.3}$$

avec $i = (x, y, z)$.

La transformée de Fourier permet de réduire l'équation (F.2) en une équation différentielle ordinaire en z pour chaque mode de Fourier. La solution de cette équation fait apparaître deux solutions pour la fonction $G(z)$: une solution en $\exp(-z/l)$, et une autre en $\exp(z/l)$, où l est la hauteur d'échelle sur laquelle l'harmonique (n_x, n_y) du champ magnétique décroît selon z. La seconde solution ($\exp(z/l)$) doit être éliminée car l'énergie magnétique est finie. Les solutions de l'équation (F.2) dans la base de Fourier sont

(Aulanier & Démoulin 1998) :

$$
\begin{aligned}
F_x(x,y) &= -\frac{\alpha k_y}{k_x^2+k_y^2}\sin(k_x x+\phi_x)\sin(k_y y+\phi_y+\frac{\pi}{2}) \\
&\quad -\frac{l k_x}{k_x^2+k_x^2}\sin(k_x x+\phi_x)\sin(k_y y+\phi_y+\frac{\pi}{2})\,, && \text{(F.4)}\\
F_y(x,y) &= \frac{l k_y}{k_x^2+k_y^2}\sin(k_x x+\phi_x)\sin(k_y y+\phi_y+\frac{\pi}{2}) \\
&\quad -\frac{\alpha k_x}{k_x^2+k_x^2}\sin(k_x x+\phi_x)\sin(k_y y+\phi_y+\frac{\pi}{2})\,, && \text{(F.5)}\\
F_z(x,y) &= \sin(k_x x+\phi_x)\sin(k_y y+\phi_y)\,, && \text{(F.6)}\\
G(z) &= \exp(-z/l)\,, && \text{(F.7)}\\
\Omega_B &= \tilde{B}_{n_x,n_y}\,, && \text{(F.8)}\\
l &= (k_x^2+k_y^2-\alpha^2)^{-1/2}\,, && \text{(F.9)}\\
k_i &= \frac{2\pi n_i}{L}\,. && \text{(F.10)}
\end{aligned}
$$

(k_x, k_y) représentent respectivement les fréquences spatiales de $\boldsymbol{B}$ selon les directions x et y, et (n_x, n_y) est l'harmonique associée à ces fréquences. $\tilde{B}_{n_x,n_y}$ est l'amplitude de Fourier de l'harmonique (n_x, n_y). Enfin, L est l'extension horizontale du domaine de calcul.

Notons que les harmoniques de petit ordre (k_x et/ou k_y faibles) décroissent le moins rapidement, pour une valeur de α donnée. D'autre part, c'est pour ces harmoniques que le paramètre l est le plus influencé par les valeurs de α. Cela signifie que ce sont les grandes structures, *i.e.*, les lignes de champ magnétique les plus longues, qui sont les plus influencées par les variations du cisaillement α.

Remarquons également qu'il existe une contrainte sur la valeur de l : cette dernière doit être un réel. En effet, dans le cas contraire, les solutions trouvées oscillent en gardant une amplitude en moyenne constante avec l'altitude, z, ce qui correspond à une énergie magnétique infinie, *i.e.*, un résultat non-physique. Pour que l soit un réel, il faut donc :

$$|\alpha| \leq \sqrt{k_x^2+k_y^2}\,. \tag{F.11}$$

Les harmoniques de petit ordre k_x et k_y sont donc les premières à devenir oscillante lorsque α augmente. Pour un couple d'harmonique donné, cela impose une contrainte sur la valeur maximale de α donnant des solutions physiquement valides, qui est obtenue pour les harmoniques $(n_x, n_y) = (1, 0)$ et/ou $(0, 1)$, *i.e.*, :

$$|\alpha_{\text{critique}}| = \inf(k_x, k_y) = \frac{2\pi}{L}\,. \tag{F.12}$$

Lors d'une extrapolation, la valeur maximale, α_{critique}, que l'on peut utiliser est donc imposée par l'extension, L, du domaine d'extrapolation dans les directions x et y.

Dans toute extrapolation linéaire, il faut fixer le paramètre α. Ce paramètre doit être choisi afin que l'extrapolation rende compte, de la meilleure façon possible, du cisaillement du champ magnétique de la région active. Pour cela, on utilise les observations des boucles coronales en EUV, qui sont les traceurs des lignes de champ magnétiques dans l'atmosphère solaire (Sect. 2.2.3). On effectue alors une première extrapolation avec une

certaine valeur de α. Puis, on visualise les lignes de champ avec le même angle de projection que celui selon lequel la région active est observée. On coaligne le magnétogramme photosphérique utilisé pour l'extrapolation, avec l'image EUV des boucles coronales. On détermine ensuite la ligne de champ qui se rapproche le mieux possible de chaque boucle coronale en calculant la distance projetée (sur le plan du ciel) entre une ligne de champ et une boucle coronale. On réitère avec un autre α jusqu'à ce que l'on obtienne la meilleure correspondance possible entre les lignes de champ magnétique de l'extrapolation et les boucles coronales de la région active.

F.2 Hélicité magnétique relative d'un champ magnétique sans force linéaire

En utilisant les résultats de la section F.1 et ceux de Berger (1985), Démoulin et al. (2002) ont montré que l'hélicité magnétique d'un champ linéaire sans force pouvait s'écrire simplement en fonction de l'expression de la composante verticale du champ magnétique photosphérique exprimée dans la base de Fourier :

$$H_r = 2\alpha \sum_{(n_x,n_y)\neq(0,0)}^{(N_x,N_y)} \frac{|\tilde{B}'^2_{n_x,n_y}|}{(k_x^2+k_y^2)} l \,, \tag{F.13}$$

en posant $\tilde{B}'_{n_x,n_y} = \tilde{B}_{n_x,n_y} F_z(x,y)$. L'équation (F.13) montre alors que l'hélicité est proportionnelle au cisaillement, α, lorsque celui-ci est faible par rapport à $2\pi/L$. En effet, on a alors $l \approx (k_x^2+k_y^2)^{-1/2}$, ce qui implique que l'hélicité magnétique devient :

$$H_r^{\text{linéarisée}} = 2\alpha \sum_{(n_x,n_y)\neq(0,0)}^{(N_x,N_y)} \frac{|\tilde{B}'^2_{n_x,n_y}|}{(k_x^2+k_y^2)^{3/2}} \,, \tag{F.14}$$

qui est l'équation linéarisée de l'hélicité magnétique pour un champ sans force linéaire. Par contre, on remarque que lorsque le cisaillement tend vers $2\pi/L$, l'équation (F.13) ne permet plus de calculer l'hélicité magnétique. En effet, $l = (k_x^2+k_y^2-\alpha^2)^{-1/2}$, et par conséquent l'hélicité, tend alors vers une valeur infinie pour les harmoniques $(n_x,n_y) = (1,0)$ et $(0,1)$. L'équation (F.13) n'est donc pas adaptée au calcul de l'hélicité lorsque le champ magnétique sans force linéaire est extrapolé avec une valeur de cisaillement proche de α_{critique} (Eq. (F.12)).

α étant une quantité réelle, on a toujours $l = (k_x^2+k_y^2-\alpha^2)^{-1/2} \geq (k_x^2+k_y^2)^{-1/2}$. Par conséquent, quelle que soit la valeur du cisaillement magnétique, on a toujours (pour un champ sans force linéaire) :

$$H_r \geq H_r^{\text{linéarisée}} \,. \tag{F.15}$$

Ainsi, peu importe que le cisaillement magnétique soit fort ou non , il est possible d'estimer la quantité minimale d'hélicité magnétique coronale d'une région active en utilisant son expression linéarisée (Eq. (F.14)). Cette méthode est facile à implémenter et offre la possibilité de rapidement estimer l'hélicité magnétique d'une région active à partir d'un simple magnétogramme photosphérique, donc d'une mesure 2D du champ magnétique. La

première étape consiste alors à calculer la composante B_z du champ magnétique photosphérique, par exemple, à partir d'un magnétogramme vectoriel. Ensuite, il faut déterminer la valeur de cisaillement magnétique qui décrit le mieux les observations (comme décrit section F.1). On peut alors — dans le cadre de l'approximation d'un champ sans force linéaire — calculer l'hélicité coronale minimale de la région active étudiée (Eq. (F.14)), puisque chacun des termes, $\tilde{B}'_{n_x,n_y}$, nécessaires à son calcul, est déterminé au moment de l'extrapolation qui fait intervenir la décomposition du champ magnétique dans la base de Fourier (voir section F.1).

Des études observationnelles de régions actives utilisant cette méthode ont ainsi obtenu des valeurs d'hélicité magnétique de l'ordre de $10^{26-27}\mathrm{Wb}^2$ (Démoulin et al. 2002; Green et al. 2002; Mandrini et al. 2004; Nindos & Andrews 2004; Lim et al. 2007). Lim et al. (2007) ont comparé les valeurs obtenues à partir de l'expression linéarisée pour les champs sans force linéaires, aux valeurs obtenues en intégrant le flux d'hélicité magnétique (section 4.1.2). Leurs résultats montrent une incertitude de $\sim 15\%$ entre les deux, pouvant être attribuée à la précision de mesure du flux d'hélicité, à l'hypothèse de linéarisation qui donne une borne minimale, et/ou à l'hypothèse du champ sans force. Les valeurs obtenues avec l'expression linéarisée sont donc en accord avec les valeurs obtenues en intégrant le flux photosphérique d'hélicité bien que systématiquement plus faible.

La principale limite de cette méthode provient de l'hypothèse du champ magnétique sans force linéaire. Si l'approximation des champs sans force linéaires dans la couronne solaire permet, en général, d'obtenir une bonne approximation de la topologie du champ magnétique (Schmieder et al. 1997; Bagalá et al. 2000; Pariat et al. 2004; Luoni et al. 2007), elle ne permet pas cependant, de quantifier avec précision des grandeurs comme l'hélicité magnétique (*e.g.*, Régnier et al. 2005).

Le champ magnétique coronal d'une région active est souvent loin d'être un simple champ sans force linéaire. En effet, les cartes de courants photosphériques dans les régions actives présentent souvent une distribution complexe avec des courants de signes opposés dans chaque polarité magnétique (voir Sect. 5.1). Dans l'hypothèse du champ sans force linéaire, la densité de courants électriques est $\boldsymbol{j} = \alpha \boldsymbol{B}$ avec α uniforme et isotrope. Si l'on considère la composante verticale de cette équation, nous avons donc $\alpha = j_z/B_z$. L'hypothèse du champ sans force linéaire implique donc que le rapport des cartes photosphériques de courants par rapport au champ magnétique, j_z/B_z, doit être constant dans la région active étudiée. Dans une même polarité magnétique, le signe de B_z étant constant, le signe des courants verticaux doit l'être aussi. Ceci est donc contradictoire avec la présence de courants de signes opposés dans une même polarité que l'on observe dans de nombreux cas (*cf.* Fig. 5.4). Ces changements de signes montrent bien que le champ magnétique coronal est loin d'être un simple champ sans force linéaire dans ces cas-là.

L'hélicité magnétique quantifie l'enroulement des lignes de champs magnétique, et donc, est particulièrement sensible à la géométrie de ce champ (Sect. 4.1). Or, la géométrie du champ magnétique est elle-même sensible aux hypothèses d'extrapolations (*i.e.*, champ potentiel, sans force linéaire, ou sans force non-linéaire, *etc*). Seules, les mesures d'hélicité obtenues avec l'équation (F.14) sont donc peu exploitables lorsque le champ magnétique de la région active est loin de pouvoir être décrit par un simple champ sans force linéaire.

F.3 Énergie magnétique libre d'un champ magnétique sans force linéaire

Pour un champ magnétique sans force linéaire, α étant uniforme, nous avons :

$$\begin{aligned} \nabla \times \boldsymbol{B} &= \alpha \boldsymbol{B} && \text{(F.16)} \\ &= \alpha \nabla \times \boldsymbol{A} && \text{(F.17)} \\ &= \nabla \times (\alpha \boldsymbol{A}) \,. && \text{(F.18)} \end{aligned}$$

La solution de l'équation (F.18) est :

$$\boldsymbol{B} = \alpha \boldsymbol{A} + \nabla \phi \,, \tag{F.19}$$

où ϕ est un potentiel.

Remarquons que nous obtenons une solution particulière de ϕ pour le cas $\alpha = 0$, *i.e.*, un champ magnétique potentiel ($\boldsymbol{B}(\alpha = 0) = \nabla\phi$). Pour un champ magnétique sans force linéaire, $\boldsymbol{B}$, traversant une surface, $\mathcal{S}$, le champ potentiel, $\boldsymbol{B}_p$, correspondant à la distribution du flux magnétique de $\boldsymbol{B}$ sur $\mathcal{S}$ (*i.e.*, défini par Eq. (3.41)), donne la solution particulière de l'équation (F.18), que l'on peut donc ré-écrire :

$$\boldsymbol{B} = \alpha \boldsymbol{A} + \boldsymbol{B}_p \,. \tag{F.20}$$

En utilisant l'équation (F.20), combinée aux équations (3.50) et (3.56), l'hélicité magnétique relative du système vaut alors (pour un champ non-potentiel, $\alpha \neq 0$) :

$$\begin{aligned} H &= \int_{\mathcal{V}} (\boldsymbol{A} + \boldsymbol{A}_p) \cdot (\boldsymbol{B} - \boldsymbol{B}_p) \, \mathrm{d}\mathcal{V} && \text{(F.21)} \\ &= \frac{1}{\alpha} \int_{\mathcal{V}} (\boldsymbol{B} - \boldsymbol{B}_p)^2 \, \mathrm{d}\mathcal{V} + \int_{\mathcal{V}} \boldsymbol{A}_p \cdot (\boldsymbol{B} - \boldsymbol{B}_p) \, \mathrm{d}\mathcal{V} && \text{(F.22)} \\ &= \frac{2\mu_0}{\alpha} E_{libre} - H_m(\boldsymbol{B}_p) + \int_{\mathcal{S}} (\boldsymbol{A} \times \boldsymbol{A}_p) \cdot \mathbf{dS} \,. && \text{(F.23)} \end{aligned}$$

En se plaçant dans le cadre de la jauge de Coulomb (Eq. (3.65)), et en utilisant les conditions aux limites données par l'équation (3.64) et $\boldsymbol{A}_p \cdot \mathbf{dS}|_{\mathcal{S}} = 0$ (voir Sect. 3.2.4.2), on trouve finalement :

$$H = \frac{2\mu_0}{\alpha} E_{libre} \,. \tag{F.24}$$

Notons que cette expression n'est valable que pour les champs sans force linéaires, non-potentiels ($\alpha \neq 0$; si $\alpha = 0$, alors $H = 0$ et $E_{libre} = 0$ par définition).

Autrement dit, pour un champ sans force linéaire, il existe une relation simple reliant l'énergie libre du champ magnétique à son hélicité relative : l'énergie magnétique libre d'un champ sans force linéaire est proportionnelle à son hélicité magnétique relative. Par conséquent, plus l'hélicité relative d'un champ sans force linéaire est grande, plus son énergie magnétique libre sera grande, elle-aussi.

G

Transport de non-potentialité dans l'atmosphère solaire par les forces de Lorentz

Dans cette annexe, je vais montrer, à l'aide d'un exemple analytique inspiré de Longcope & Welsch (2000 ; voir aussi *e.g.*, Longcope & Klapper 1997), que les forces de Lorentz jouent un rôle primordial dans le transport de cisaillement et de torsion magnétique (donc de courants électriques induits, d'énergie magnétique libre, et d'hélicité magnétique, *i.e.*, plus généralement, de non-potentialité ; Sect. 3.2) dans l'atmosphère solaire.

Plaçons nous en géométrie cylindrique, et considérons un tube de flux magnétique cylindrique dont les deux extrémités sont ancrées dans la photosphère. Dans notre modèle, la photosphère est assimilée à deux plans parallèles d'équation $z = 0$ et $z = L$, et l'atmosphère solaire est modélisée par la photosphère et la couronne solaire (nous considérons un tube suffisamment long pour pouvoir négliger la chromosphère et la région de transition ; voir Fig. G.1). Le tube de flux a un rayon R, et une longueur L. Le champ magnétique est initialement uniforme et vertical dans tout le volume (voir Fig. G.1), tel que $\boldsymbol{B} = B_0\boldsymbol{e}_z$ (avec $B_0 > 0$). Le flux magnétique dans le tube est Φ_0. Appliquons une rotation rigide aux pieds des lignes de champ magnétique du tube de flux de rayon R uniquement. La rotation est centrée sur l'axe du tube, au niveau du plan photosphérique $z = 0$, de sorte à ajouter une composante azimutale au champ initialement vertical (voir Fig. G.1) sans modifier la composante verticale du champ magnétique. La vitesse du mouvement choisit est $\boldsymbol{v} = -r\dot{\theta}\boldsymbol{e}_\theta = -r\Omega\boldsymbol{e}_\theta$, avec une vitesse angulaire, $\Omega > 0$, constante.

Rappelons que dans les conditions physiques de l'atmosphère solaire, les mouvements du plasma au niveau de la photosphère, dominent la dynamique (Sect. 3.1.2.4), et le pseudo-vecteur des forces de Lorentz est nul dans la couronne (Sect. 3.1.2.5). Ces conditions physiques de la photosphère par rapport à la couronne solaire, font que la photosphère est souvent considérée comme une frontière ayant une inertie et une conductivité infinie : c'est l'hypothèse de la photosphère *line-tied*. Cette hypothèse implique que les mouvements du plasma dans la photosphère peuvent affecter les champs magnétiques dans la couronne, mais pas l'inverse. Dans notre modèle, nous nous plaçons donc dans cette hypothèse.

Considérons l'état d'une ligne de champ magnétique de la configuration, située en r, après une durée dt (voir Fig. G.2). Dans la portion du tube située entre $z = 0$ et $dz \ll L$,

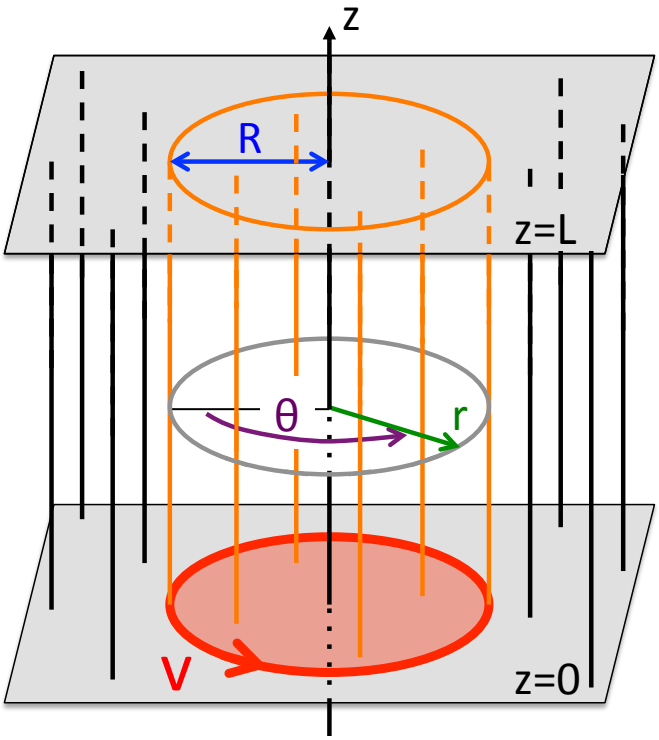

FIGURE *G.1: Transport de non-potentialité par les forces de Lorentz : conditions initiales (à $t = t_0$). Les lignes continues, verticales, oranges et noires, représentent respectivement les lignes de champ magnétiques à l'intérieur et à l'extérieur du tube de flux magnétique de rayon R et de longueur L. Les deux plans parallèles, $z = 0$ et $z = L$, symbolisent la photosphère. La ligne orientée rouge, épaisse, représente le champ de vitesse photosphérique appliqué à la base (en $z = 0$) du tube de flux.*

le mouvement photosphérique a transféré une torsion n, et donc une composante B_θ, à la ligne de champ magnétique. L'équation de la ligne de champ entre $z = 0$ et $z = dz$ implique $B_\theta = 2\pi r n B_0/dz$. Dans la portion torsadée de la ligne de champ, la densité de courant électrique vaut :

$$j_r = -\frac{1}{\mu_0}\frac{\partial B_\theta}{\partial z} = -\frac{2\pi r B_0}{\mu_0 dz}\frac{\partial n}{\partial z}\,, \tag{G.1}$$

$$j_\theta = 0\,, \tag{G.2}$$

$$j_z = \frac{1}{\mu_0 r}\frac{\partial (r B_\theta)}{\partial r} = \frac{4\pi B_0}{\mu_0 dz} n\,, \tag{G.3}$$

et la force de Lorentz, $\boldsymbol{F}$:

$$F_r = -j_z B_\theta\,, \tag{G.4}$$

$$F_\theta = -j_r B_0\,, \tag{G.5}$$

$$F_z = j_r B_\theta\,. \tag{G.6}$$

Si $M = (r, \theta, dz)$ est le point de la ligne de champ magnétique d'altitude $z = dz$ (Fig. G.2), alors le mouvement photosphérique génère un couple par unité de volume, $\delta\mathcal{M} = \boldsymbol{OM} \times \boldsymbol{F}$, en M, et dont la composante verticale vaut :

$$\delta\mathcal{M}_z = -r j_r B_0 \tag{G.7}$$

$$= \frac{2\pi r^2 B_0^2}{\mu_0 dz}\frac{\partial n}{\partial z}\,. \tag{G.8}$$

La rotation photosphérique du tube de flux génère un moment cinétique par unité de volume, $\delta\mathcal{L} = \rho \boldsymbol{OM} \times \boldsymbol{v}$, dont la composante verticale vaut :

$$\delta\mathcal{L}_z = -\rho r^2 \Omega\,. \tag{G.9}$$

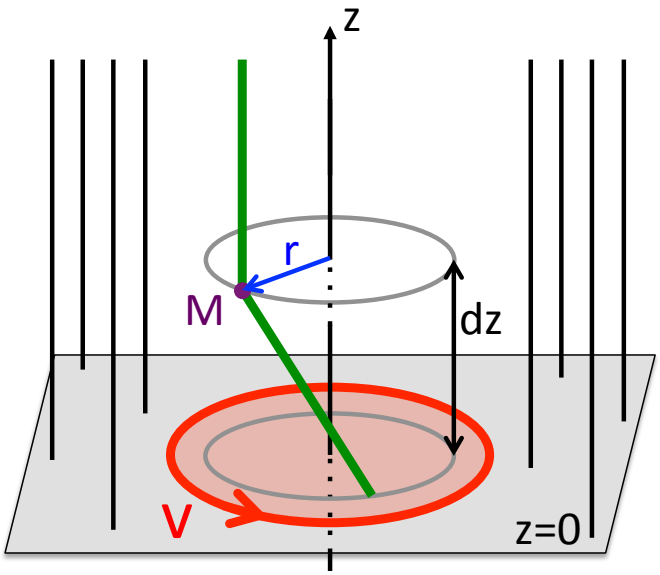

FIGURE *G.2: Transport de non-potentialité par les forces de Lorentz : état d'une ligne de champ magnétique dans la partie inférieure du tube de flux, à $t = t_0 + dt$.*

L'équation de conservation du moment cinétique donne :

$$\frac{\mathrm{d}\delta\mathcal{L}_z}{\mathrm{d}t} = \delta\mathcal{M}_z\,, \tag{G.10}$$

et donc :

$$-\frac{\partial\Omega}{\partial t} = \frac{2\pi}{dz} v_A^2 \frac{\partial n}{\partial z}\,, \tag{G.11}$$

où $v_A = B_0/\sqrt{\mu_0\rho}$ est la vitesse d'Alfvén.

L'hélicité d'un tube de flux magnétique uniformément torsadé valant $H = n\Phi_0^2$, la variation temporelle d'hélicité dans la portion comprise entre $z = 0$ et dz du tube de flux, est :

$$\frac{\mathrm{d}H}{\mathrm{d}t} = \Phi_0^2 \frac{\partial n}{\partial t}\,. \tag{G.12}$$

Cette variation d'hélicité peut également s'écrire comme la différence entre le flux d'hélicité sortant de la surface d'équation $z = dz$ et le flux photosphérique d'hélicité, qui en utilisant l'équation (4.15), devient :

$$\frac{\mathrm{d}H}{\mathrm{d}t} = \left.\frac{\mathrm{d}H}{\mathrm{d}t}\right|_{\mathcal{S}(z=0)} - \left.\frac{\mathrm{d}H}{\mathrm{d}t}\right|_{\mathcal{S}(z=dz)} \tag{G.13}$$

$$= \frac{1}{2\pi}\Phi_0^2\Omega(z=0) - \frac{1}{2\pi}\Phi_0^2\Omega(z=dz) \tag{G.14}$$

$$= -\frac{1}{2\pi}\Phi_0^2\frac{\partial\Omega}{\partial z}dz\,. \tag{G.15}$$

On en déduit alors :

$$\frac{\partial\Omega}{\partial z} = -\frac{2\pi}{dz}\frac{\partial n}{\partial t}\,. \tag{G.16}$$

En dérivant l'équation (G.11) par rapport à z, puis en utilisant l'équation (G.16), on trouve finalement :

$$\frac{\partial^2 n}{\partial t^2} = v_A^2\,\frac{\partial^2 n}{\partial z^2}\,. \tag{G.17}$$

C'est l'équation de propagation d'une onde à la vitesse d'Alfvén. Cette équation montre ainsi que la force de Lorentz induite dans la portion entre $z = 0$ et $z = dz$ par le mouvement photosphérique du pied de la ligne de champ, génère une onde d'Alfvén qui se propage vers l'autre pied de la ligne de champ magnétique. Cette onde d'Alfvén ne s'atténue qu'une fois que $\partial n/\partial z = 0$, *i.e.*, lorsque la torsion transférée par le mouvement du pied de la ligne de champ magnétique, a été uniformément redistribuée le long de celle-ci (puisque la force de Lorentz ne peut pas générer de rétroaction sur le pied de la ligne de champ car le β du plasma au niveau de la photosphère est très grand).

Cet exemple illustre bien ce qu'il se passe dans l'atmosphère solaire : le pseudo-vecteur des forces de Lorentz non-nul au niveau photosphérique, génère des ondes d'Alfvén qui transportent et redistribuent le cisaillement et la torsion magnétique le long des lignes de champ, jusqu'à ce que le cisaillement et la torsion transférés par les mouvements photosphériques des pieds des lignes de champ soient uniformes le long de celles-ci. La vitesse d'Alfvén étant typiquement $\sim 10^3 - 10^4$ fois plus grande que la vitesse des déplacements photosphériques (*cf.* Sect. 3.1.1), le cisaillement et la torsion magnétique transférés par ces déplacements sont transportés et redistribués *quasi-instantanément* le long des lignes de champs, qui évoluent donc, de façon quasi-statique.

De part leurs propriétés au niveau photosphérique et dans la couronne solaire, les forces de Lorentz ont donc un rôle primordial dans le transport de non-potentialité dans l'atmosphère solaire.

$\mathcal{H}$

Les relations entre énergie libre et hélicité relative : le diagramme énergie-hélicité

Dans la section 3.4.2.3, nous avons vu qu'il n'y avait pas, dans le cas général, de relation analytique simple entre l'énergie magnétique libre d'un champ magnétique, et son hélicité magnétique relative. Par exemple, ce n'est pas parce que l'hélicité magnétique relative est nulle, que le champ magnétique ne possède pas d'énergie libre. En effet, si le champ magnétique est constitué de deux sous-structures d'hélicité opposée, son énergie libre peut être très grande alors que son hélicité totale peut être très faible.

Toutefois, les résultats récents de Tziotziou et al. (2012) et Tziotziou et al. (2013) semblent indiquer qu'une relation simple entre énergie libre et hélicité relative, existe bel et bien. En effet, ces résultats montrent une relation de proportionnalité, quasi-linéaire, entre les deux : $|H| \propto E_{libre}^{0.9}$. Dans ce cas, est-il possible de retrouver cette relation analytiquement, à partir de leur méthode de calcul ? Et, si oui, quel est son domaine de validité ?

Dans ces deux études, la méthode utilisée pour calculer l'hélicité relative et l'énergie libre, est celle développée par Georgoulis et al. (2012b, *cf.* Sect. 4.1.1.4). Cette méthode de calcul est basée sur une décomposition du champ magnétique d'une région active en N tubes de flux magnétiques. Comme nous l'avons vu Sect. 4.1.1.4, la décomposition de la configuration en N tubes de flux magnétique (de taille finie) est obtenue par décomposition du magnétogramme en une partition de p polarités magnétiques positives et n polarités négatives. Le champ magnétique dans chacun des N tubes de flux magnétique est supposé être un champ sans force linéaire (Sect. 3.1.2.5), *i.e.*, tel que $\nabla \times \boldsymbol{B} = \mu_0 \boldsymbol{j} = \alpha_N \boldsymbol{B}$, avec α_N le cisaillement magnétique moyen au sein de chacun des N tubes de flux, mais pouvant varier d'un tube de flux à l'autre. La connectivité magnétique (obtenue par une méthode numérique, voir Sect. 4.1.1.4), permet de calculer α_N à partir du magnétogramme vectoriel. Georgoulis et al. (2012b) ont alors montré que

l'hélicité magnétique relative et l'énergie libre du système total sont :

$$H = 2\mu_0 \mathcal{A} \sum_{i=1}^{N} \alpha_i \Phi_i^{2\lambda} + \sum_{i=1}^{N} \sum_{j=1, j\neq i}^{N} \mathcal{L}_{i,j} \Phi_i \Phi_j \,, \tag{H.1}$$

$$E_{libre} = \mathcal{A} \sum_{i=1}^{N} \alpha_i^2 \Phi_i^{2\lambda} + \frac{1}{2\mu_0} \sum_{i=1}^{N} \sum_{j=1, j\neq i}^{N} \alpha_i \mathcal{L}_{i,j} \Phi_i \Phi_j \,. \tag{H.2}$$

Pour chacune des deux expressions, le premier terme du membre de droite décrit l'énergie libre ou l'hélicité relative, propre (interne) de chacun des tubes de flux magnétique. Le second terme décrit l'énergie libre ou l'hélicité, mutuelle entre deux tubes de flux. $\mathcal{A}$ et λ sont des facteurs d'échelle, avec $\lambda \sim 1.15$ (voir Georgoulis et al. 2012b). $\mathcal{L}_{i,j}$ est le nombre de liens entre les tubes de flux i et j (Sect. 4.1.1.2), et est calculé à partir de la méthode de Démoulin et al. (2006).

À partir des équations (H.1) et (H.2), la relation la plus simple que l'on puisse trouver entre l'énergie libre et l'hélicité relative, est celle d'un champ sans force linéaire, *i.e.*, $\alpha_i = \alpha$, auquel cas nous retrouvons l'équation (F.24). Dans ce cas, la relation énergie libre-hélicité relative est linéaire, ce qui est étrangement proche du résultat trouvé par Tziotziou et al. (2012) et Tziotziou et al. (2013). Cependant, comme nous l'avons déjà vu section 3.1.2.5, les observations montrent que, dans l'atmosphère solaire, α varie d'une ligne de champ magnétique à l'autre. Le champ magnétique y est donc mieux décrit par les champs sans force non-linéaires. Je me suis alors posé la question suivante : est-il possible, à partir de la méthode de Georgoulis et al. (2012b), d'exprimer l'énergie libre en fonction de l'hélicité relative dans le cas général d'un champ sans force non-linéaire, tout en faisant apparaître une relation de proportionnalité entre ces deux quantités ?

Pour répondre à cette question, je me suis inspiré du cas d'un champ sans force linéaire. Pour commencer, je considère donc une distribution de N tubes de flux magnétique, dont on connaît la connectivité, et le cisaillement magnétique. Dans ce cas, tous les α_i et les $\mathcal{L}_{i,j}$ sont fixés (par le magnétogramme vectoriel et la connectivité). Rappelons que le nombre de liens, $\mathcal{L}_{i,j}$, est indépendant de α_i et α_j, puisqu'il caractérise l'hélicité mutuelle de deux tubes de flux i et j, alors que α_i (α_j) caractérise l'hélicité propre du tube de flux i (j ; Sect. 4.1.1.4). L'idée est alors de considérer la valeur moyenne des α_i, $\overline{\alpha} = \sum_{i=1}^{N} \alpha_i$, et d'exprimer chacun des α_i comme la somme de la valeur moyenne et d'un écart à cette valeur moyenne (ou une fluctuation), $\delta\alpha_i$, tel que $\alpha_i = \overline{\alpha} + \delta\alpha_i$. Notons dès à présent que, le but étant de rester le plus général possible, aucune hypothèse de simplification n'est faite sur la valeur de $\delta\alpha_i$, *i.e.*, cette fluctuation peut être de l'ordre de grandeur de, ou supérieure à, la valeur moyenne, $\overline{\alpha}$. En remplaçant dans les équations (H.1) et (H.2), et en développant chaque terme, on trouve que l'expression de l'énergie libre et de l'hélicité

relative devient :

$$
\begin{aligned}
H &= \left(2\mu_0\mathcal{A}\overline{\alpha}\sum_{i=1}^{N}\Phi_i^{2\lambda} + \sum_{i=1}^{N}\sum_{j=1,j\neq i}^{N}\mathcal{L}_{i,j}\Phi_i\Phi_j\right) + 2\mu_0\mathcal{A}\sum_{i=1}^{N}\delta\alpha_i\Phi_i^{2\lambda} && \text{(H.3)}\\
&= \overline{H} + 2\mu_0\mathcal{A}\sum_{i=1}^{N}\delta\alpha_i\Phi_i^{2\lambda} && \text{(H.4)}\\
&= \overline{H} + H_{propre,\delta}\,, && \text{(H.5)}
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
E_{libre} &= \overline{\alpha}\left(\overline{\alpha}\mathcal{A}\sum_{i=1}^{N}\Phi_i^{2\lambda} + \frac{1}{2\mu_0}\sum_{i=1}^{N}\sum_{j=1,j\neq i}^{N}\mathcal{L}_{i,j}\Phi_i\Phi_j\right) + 2\overline{\alpha}\mathcal{A}\sum_{i=1}^{N}\delta\alpha_i\Phi_i^{2\lambda} && \text{(H.6)}\\
&\quad + \left(\mathcal{A}\sum_{i=1}^{N}(\delta\alpha_i)^2\Phi_i^{2\lambda} + \frac{1}{2\mu_0}\sum_{i=1}^{N}\sum_{j=1,j\neq i}^{N}\delta\alpha_i\mathcal{L}_{i,j}\Phi_i\Phi_j\right) && \text{(H.7)}\\
&= \frac{\overline{\alpha}}{2\mu_0}\overline{H} + 2\frac{\overline{\alpha}}{2\mu_0}H_{propre,\delta} + E_{libre,\delta} && \text{(H.8)}\\
&= \frac{\overline{\alpha}}{2\mu_0}H + \left(\frac{\overline{\alpha}}{2\mu_0}H_{propre,\delta} + E_{libre,\delta}\right)\,. && \text{(H.9)}
\end{aligned}
$$

Notons que les équations (H.5) et (H.9) ainsi exprimées sont valables pour tout $(\overline{\alpha}, \alpha_i, \delta\alpha_i)$.

L'équation (H.9) montre que l'énergie libre est la somme d'un terme proportionnel à l'hélicité totale du système (avec $\overline{\alpha}/(2\mu_0)$ la constante de proportionnalité), plus un terme global lié aux écarts entre le cisaillement moyen, $\overline{\alpha}$, de la configuration, et le cisaillement de chacun des N tubes de flux. Cette relation montre que, dans le cas général, il n'y a donc pas de relation analytique simple entre l'énergie libre et l'hélicité relative, dans le cadre de la méthode de Georgoulis et al. (2012b).

Toutefois, l'équation (H.9) montre que si le terme global (membre entre parenthèses) a une valeur qui est typiquement $\sim 10\%$ celle du terme lié à l'hélicité totale du système (premier terme du membre de droite), alors l'énergie libre du système devient :

$$
E_{libre} \approx \frac{\overline{\alpha}}{2\mu_0}H\,, \qquad \text{(H.10)}
$$

i.e., proportionnelle à l'hélicité magnétique relative, totale, de la région active (notons que l'équation (H.10) implique que $\overline{\alpha}$ est du même signe que l'hélicité relative puisque l'énergie libre est une grandeur, par définition, positive). Compte tenu des barres d'erreur de calcul de l'hélicité relative et de l'énergie libre à partir des observations, il y a alors deux possibilités pour que le terme global ait une valeur de $\lesssim 10\%\ \overline{\alpha}H/(2\mu_0)$:

(1) le champ magnétique est proche d'un champ sans force linéaire avec des variations spatiales "faibles" du cisaillement magnétique à toutes les échelles spatiales (*i.e.*, $\delta\alpha_i \lesssim 10\%\ \overline{\alpha}$ pour tout i) ;

(2) les régions où le champ magnétique est fortement sans force non-linéaire (*i.e.*, où les variations spatiales de α_i sont très fortes) sont très localisées (*i.e.*, aux petites échelles spatiales de la région active), et le champ magnétique est globalement proche d'un champ sans force linéaire (aux grandes échelles spatiales de la région active).

Notons que cette relation n'est cependant plus valide lorsque $\overline{\alpha}$ et/ou l'hélicité relative, ont des valeurs proches de zéro (ou compatibles avec une valeur nulle).

En tenant compte des barres d'erreur de mesures et de calculs, la relation empirique $|H| \propto E_{libre}^{0.9}$ trouvée par Tziotziou et al. (2012) est compatible avec l'équation (H.10). Leurs résultats semblent donc indiquer que, pour les régions actives que ces auteurs ont étudiées, la distribution du champ magnétique est compatible avec les possibilités (1) et (2). Physiquement, cela traduirait donc une tendance, du champ magnétique de ces régions actives, à stocker l'énergie libre (Eq. (3.50)) aux grandes échelles (comme pour l'hélicité magnétique ; Sect. 3.4.2.2). Une question intéressante à aborder serait de savoir si les régions actives les plus éruptives sont associées à des champs magnétiques sans force (fortement) non-linéaires. Si la réponse est oui, les résultats de Tziotziou et al. (2012) et Tziotziou et al. (2013) témoigneraient, contrairement aux arguments de la section 3.4.2.2, d'une certaine applicabilité du théorème de Woltjer-Taylor dans l'atmosphère solaire (*e.g.*, Schmieder et al. 1996) : *i.e.*, la relaxation du champ magnétique d'une région active, par reconnexion magnétique, fait tendre le système **vers un** champ magnétique sans force **quasi-linéaire**, même si l'hélicité du système varie (*e.g.*, lorsqu'une partie de l'hélicité est éjectée via une CME).

Notons que la relation énergie libre-hélicité relative obtenue par Tziotziou et al. (2012) et Tziotziou et al. (2013) a été obtenue avec une unique méthode. Il faudrait donc vérifier qu'elle est stable peu importe les méthodes utilisées pour les calculs de l'énergie libre, et de l'hélicité relative (dont la valeur dépend de la connectivité du champ magnétique).

Pour conclure, la relation entre énergie magnétique libre et hélicité magnétique relative n'est pas triviale en général, *i.e.*, pour un champ sans force non-linéaire, sauf si le champ magnétique n'est pas fortement non-linéaire aux grandes échelles spatiales (*i.e.*, si les variations du cisaillement magnétique sont localisées principalement aux petites échelles spatiales). La quantification de l'énergie magnétique libre, ou de l'hélicité magnétique relative, seule, n'est donc pas suffisante pour étudier les propriétés éruptives des régions actives en fonction de leur non-potentialité (Sect. 3.2).

Table des figures

2.1 Profils de température et densité dans l'atmosphère solaire 8
2.2 Observations de la photosphère par le satellite Hinode 9
2.3 Observations de la chromosphère 10
2.4 Observations de la couronne 12
2.5 Diagramme polaire de la vitesse du vent solaire en fonction de la latitude . 12
2.6 Rotation différentielle et dynamo α-Ω 14
2.7 Formation d'une couche magnétique et d'un tube de flux par effet dynamo 16
2.8 Émergence résistive d'un tube de flux magnétique 18
2.9 Circulation méridienne et inversion du sens du dipôle solaire 20
2.10 Évolution des taches solaires en fonction du cycle solaire 22
2.11 Couronne solaire proche d'un minimum et d'un maximum d'activité . . . 23
2.12 Exemples de signatures observationnelles d'éruptions solaires 24
2.13 Exemple de signatures et de modèle de CMEs 25
2.14 Exemples de structures cisaillées/torsadées dans la couronne solaire . . . 27

3.1 Tube de flux magnétique 35
3.2 Modèle du plasma-β dans l'atmosphère solaire 38
3.3 Exemples du nombre de liens entre deux courbes 47
3.4 Propriétés géométriques quantifiées par l'hélicité magnétique 49
3.5 Exemples de mécanismes de générations et de transferts d'hélicité 53
3.6 Transfert de non-potentialité dans une région active 55
3.7 Préférence hémisphérique du signe d'hélicité magnétique 56
3.8 Exemple de reconnexion magnétique en 3D 58
3.9 Schḿea de la redistribution de torsion après reconnexion 61
3.10 Exemples de régions actives quasi-potentielle et non-potentielle 63
3.11 Diagramme énergie libre-hélicité magnétique de régions actives 64

4.1 Exemples de tubes de flux contenant du twist et du writhe 71
4.2 Cartes de connectivité magnétique d'une région active 72
4.3 Exemples d'hélicitigrammes obtenus avec G_A 79
4.4 Dualité entre les densités G_A et G_θ 81

4.5 Exemples d'hélicitigrammes obtenus avec G_A et G_θ 82
4.6 Hélicitigramme et QSLs 121
4.7 Évolution temporelle 2D du flux d'hélicité dans une région active 126
4.8 Évolution temporelle 3D du flux d'hélicité dans une région active 127
4.9 Distributions 2D et 3D du flux d'hélicité pour différents modèles de connectivité 130

5.1 Sens des courants d'après le théorème d'Ampère 134
5.2 Courants directs et de retour dans un tube de flux torsadé en géométrie cylindrique 135
5.3 Repère en géométrie cylindrique 137
5.4 Magnétogrammes vectoriels et distribution des courants dans deux régions actives 139
5.5 Tube de flux formé par des mouvements photosphériques localisés 143
5.6 Profils de vitesses et de champ magnétique initiaux 150
5.7 Fonction de répartition de la fraction de flux magnétique non-conservée . . 153
5.8 Distribution photosphérique des courants électriques pour les simulations de tubes de flux torsadés 155
5.9 Évolution temporelle des courants électriques pour les simulations de tubes de flux torsadés 157
5.10 Distribution photosphérique du champ magnétique vectoriel pour les simulations de tubes de flux torsadés 158
5.11 Distribution photosphérique des courants électriques pour les simulations d'arcades cisaillées 159
5.12 Signe de la densité de courant dans les simulations d'arcades cisaillées . . 160
5.13 Évolution temporelle des courants électriques pour les simulations d'arcades cisaillées 161
5.14 Évolution des lignes de champ magnétique par cisaillement photosphérique 162
5.15 Distribution photosphérique du champ magnétique vectoriel pour les simulations d'arcades cisaillées 164
5.16 Interprétation de la non-neutralisation par analogie avec les circuits électriques 173
5.17 Champ porteurs de courants isolé du champ potentiel ambiant 175

6.1 Points nuls 3D, séparatrice, séparateur 181
6.2 Points nuls 3D, séparatrice, séparateur 182
6.3 Bald Patches 183
6.4 Quasi-séparatrices 185
6.5 Tube de flux magnétique dans une quasi-séparatrice 187
6.6 Schéma illustrant la méthode de calcul des QSLs 188
6.7 Modèle CSHKP 2D pour différentes topologies 190
6.8 Extension du modèle CSHKP en 3D pour une "eruption" 192
6.9 Exemples de jets solaires 209
6.10 Mouvements hélicoïdÃľaux dans les jets coronaux 210
6.11 Topologie des jets coronaux 210
6.12 Reconnexion magnétique et types de jets associés 212
6.13 Topologie et jet d'un modèle MHD 215

6.14 Jets standards et jets explosifs 238

G.1 Transport de non-potentialité par les forces de Lorentz : conditions initiales 308
G.2 Transport de non-potentialité par les forces de Lorentz : état du système à $t = dt$ 309

Table des matières

Remerciements iii
Résumé v

1 Contexte général **3**

2 Introduction **5**
2.1 L'intérieur solaire 6
2.1.1 Le coeur nucléaire et la zone radiative 6
2.1.2 La tachocline et la zone convective 6
2.2 L'atmosphère solaire 7
2.2.1 La photosphère 8
2.2.2 La chromosphère et la région de transition 10
2.2.3 La couronne 11
2.3 La dynamo solaire 13
2.3.1 Génération et intensification du champ magnétique 13
2.3.2 Transport et émergence du champ magnétique 15
2.3.2.1 Formation de tubes de flux magnétiques 15
2.3.2.2 Transport des tubes de flux magnétiques 16
2.3.2.3 Émergence résistive des tubes de flux magnétiques 17
2.3.3 Dispersion et inversion du champ magnétique 19
2.4 L'activité solaire 21
2.4.1 Activité cyclique, activité magnétique 21
2.4.2 Éruptions solaires et éjections de masse coronales 23
2.4.3 Activité éruptive : importance des structures torsadées 25
2.4.4 Sujet de la thèse 26

3 Dynamique de l'atmosphère solaire **29**
3.1 La magnétohydrodynamique 30
3.1.1 Les équations de la magnétohydrodynamique 30
3.1.1.1 Équations de conservation et équations d'états 32
3.1.1.2 Équations de Maxwell 33
3.1.1.3 Loi d'Ohm et équation d'induction 33

3.1.2 La magnétohydrodynamique idéale 34
3.1.2.1 Loi d'Ohm et équation d'induction idéale 34
3.1.2.2 Lignes et tubes de flux magnétiques 35
3.1.2.3 Théorème du champ gelé 35
3.1.2.4 Plasma-β 36
3.1.2.5 Champs magnétiques sans force 37
3.2 Non-potentialité d'un champ magnétique 40
3.2.1 Champs magnétiques potentiels et non-potentiels 41
3.2.1.1 Définitions 41
3.2.1.2 Décomposition d'un champ magnétique 41
3.2.2 Courants électriques induits 43
3.2.3 Énergie magnétique libre 44
3.2.3.1 Définition 44
3.2.3.2 Énergie magnétique libre et le théorème de Thomson . . . 45
3.2.3.3 Minimum d'énergie magnétique 46
3.2.3.4 Quantifier l'énergie libre à partir des observations 46
3.2.4 Hélicité magnétique relative 46
3.2.4.1 Hélicité magnétique et nombre de liens 47
3.2.4.2 Définition de l'hélicité magnétique relative 48
3.2.4.3 Invariance de jauge 49
3.2.4.4 Conservation 50
3.2.4.5 Quantifier l'hélicité magnétique relative à partir des observations 51
3.3 Mesures de non-potentialité 51
3.3.1 Origine des champs non-potentiels 52
3.3.2 Transport de champs non-potentiels 54
3.3.3 Préférence hémisphérique 55
3.4 Libération de l'énergie : reconfiguration du champ magnétique 57
3.4.1 Reconnexion magnétique 57
3.4.1.1 Définition MHD 57
3.4.1.2 Nappes de courant 58
3.4.2 Éjection et redistribution des champs non-potentiels 60
3.4.2.1 Conséquences de la reconnexion magnétique 60
3.4.2.2 Le principe de Woltjer-Taylor 61
3.4.2.3 Vers un champ magnétique potentiel : éruptions énergétiques 64
3.5 Les aspects étudiés dans cette thèse 65

4 Injection d'hélicité dans l'atmosphère solaire ***67***
4.1 Méthodes de calcul 68
4.1.1 Calcul direct 68
4.1.1.1 Intégration volumique à partir d'une extrapolation sans force non-linéaire 68
4.1.1.2 Hélicité magnétique et nombre de liens 69
4.1.1.3 Mesure du "twist" et du "writhe" 70
4.1.1.4 Hélicité propre et hélicité mutuelle 71

4.1.2 Calcul par intégration du flux d'hélicité à travers la photosphère . . 73
4.1.2.1 Flux d'hélicité magnétique 73
4.1.2.2 Mesurer le flux photosphérique d'hélicité magnétique . . . 75
4.2 Cartographier le flux d'hélicité 76
4.2.1 Définir une densité surfacique de flux d'hélicité 77
4.2.1.1 Définir une densité de flux d'hélicité 78
4.2.1.2 La définition classique 79
4.2.1.3 Une première nouvelle définition 80
4.2.1.4 Une deuxième nouvelle définition 82
4.2.2 Méthode pour cartographier le flux d'hélicité en tenant compte de la connectivité magnétique 83
4.2.2.1 Description de la méthode 83
4.2.2.2 Article **(A.1.1)** 85
(A.1.1) Photospheric injection of magnetic helicity : connectivity-based flux density 85
4.2.3 Application aux observations 116
4.2.3.1 Article **(A.1.2)** 116
(A.1.2) First observational application of a connectivity-based helicity flux density 116
4.2.3.2 Quantifications et validation des cartes obtenues 122
4.2.3.3 Évolution temporelle du flux d'hélicité dans une région active : résultats préliminaires 123
4.2.4 Limites de la méthode 128
4.3 Conclusions 131

5 Injection de courants dans l'atmosphère solaire ***133***
5.1 Courants électriques dans les régions actives 134
5.1.1 Courants directs et courants de retour 134
5.1.1.1 Définition des courants directs et des courants de retour . 135
5.1.1.2 Neutralisation et non-neutralisation des courants 136
5.1.1.3 Critère d'existence de courants de retour 136
5.1.2 Distribution photosphérique et propriétés des courants dans les régions actives 138
5.1.3 Neutralisation vs non-neutralisation : arguments théoriques 140
5.1.3.1 Arguments en faveur d'une neutralisation des courants . 140
5.1.3.2 Arguments en faveur d'une non-neutralisation des courants 144
5.1.4 En résumé : des courants neutralisés, ou non ? 145
5.2 Modélisation et caractérisation des courants électriques 146
5.2.1 Tubes de flux torsadés et cisaillés : neutralisation vs non-neutralisation des courants 146
5.2.1.1 Article **(A.1.6)** 146
(A.1.6) Photospheric electric currents in solar active regions . . . 146
5.2.1.2 Simulations numériques MHD avec le code OHM 148
5.2.1.3 Résultats des simulations numériques de torsion photosphérique 154

5.2.1.4 Résultats des simulations numériques de cisaillement photosphérique . . . 159
5.2.2 Émergence d'un tube de flux torsadé sans courant . . . 165
5.2.2.1 Article **(A.1.3)** . . . 165
(A.1.3) Distribution of electric currents in solar active regions . . 165
5.2.3 Conséquences de mes travaux . . . 172
5.2.3.1 Neutralisation et non-neutralisation des courants dans les régions actives . . . 172
5.2.3.2 Courants électriques induits dans un milieu sans force . . 174
5.3 Conclusions . . . 176

6 Reconfiguration magnétique dans l'atmosphère solaire ***179***
6.1 Topologie du champ magnétique . . . 180
6.1.1 Séparatrices et séparateurs . . . 180
6.1.1.1 Points nuls . . . 181
6.1.1.2 Bald Patches . . . 182
6.1.2 Quasi-séparatrices . . . 184
6.1.3 Analyse topologique : calcul des QSLs . . . 186
6.1.3.1 Définition mathématique des QSLs . . . 186
6.1.3.2 Calcul des QSLs . . . 187
6.2 Analyse topologique d'une éruption : reconnexion dans des QSLs . . . 189
6.2.1 Le modèle standard et les éruptions solaires . . . 189
6.2.1.1 Le modèle CSHKP . . . 189
6.2.1.2 Les deux classes d'éruptions solaires . . . 190
6.2.2 Expliquer une éruption atypique : cartographie des QSLs . . . 192
6.2.2.1 L'éruption du 16 Octobre 2012 . . . 193
6.2.2.2 Article **(A.1.4)** . . . 193
(A.1.4) Can we explain non-typical solar flares ? . . . 193
6.3 Jets coronaux : géométrie et reconnexion en point nul . . . 208
6.3.1 Les jets coronaux . . . 208
6.3.1.1 Propriétés observationnelles des jets coronaux . . . 208
6.3.1.2 Topologie magnétique associée aux jets coronaux . . . 209
6.3.1.3 Reconnexion magnétique et mécanismes d'accélération du plasma . . . 211
6.3.1.4 Jets standards vs jets explosifs . . . 212
6.3.2 Un modèle numérique 3D . . . 213
6.3.2.1 Libération d'énergie magnétique à un point nul . . . 213
6.3.2.2 Reconnexion magnétique avec le code ARMS . . . 215
6.3.3 Étude paramétrique MHD de la génération de jets coronaux . . . 217
6.3.3.1 Article **(A.1.5)** . . . 217
(A.1.5) Trigger of standard to blowout solar jets - I. Parametric studies of the magnetic field geometry . . . 217
6.3.3.2 Diversité des jets : le rôle de la géométrie . . . 237
6.4 Conclusions . . . 239

7 Conclusions & Perspectives ***241***

Bibliographie *247*

A Liste des communications *269*
A.1 Articles dans revues à comité de lecture 269
A.2 Compte-rendus de conférences 270
A.3 Contributions orales 271

B Article (A.1.7) : Dynamics of a prominence observed in Mg II lines by the IRIS spectrograph *273*

C Contribution 4ème rencontre franco-chinoise de physique solaire *287*

D Contribution IAU Symposium 300 *293*

E Mission d'enseignement *299*

F Champs magnétiques sans force linéaires *301*
F.1 Extrapolation d'un champ magnétique sans force linéaire 301
F.2 Hélicité magnétique relative d'un champ sans force linéaire 303
F.3 Énergie magnétique libre d'un champ sans force linéaire 305

G Transport de non-potentialité par les forces de Lorentz *307*

H Les relations entre énergie libre et hélicité relative *311*

Table des figures *317*

Table des matières *323*