



**HAL**  
open science

# Propriétés magnétiques des structures éruptives solaires

Etienne Pariat

► **To cite this version:**

Etienne Pariat. Propriétés magnétiques des structures éruptives solaires. Astrophysique stellaire et solaire [astro-ph.SR]. Observatoire de Paris; Paris Sciences et Lettres, 2019. tel-02153222

**HAL Id: tel-02153222**

**<https://theses.hal.science/tel-02153222>**

Submitted on 12 Jun 2019

**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.

# Mémoire d'habilitation à diriger des recherches

## Observatoire de Paris / PSL

*présenté et soutenu publiquement par*

**Étienne PARIAT**

Chargé de Recherche au CNRS

le 5 Juin 2019

## Propriétés magnétiques des structures éruptives solaires

### Jury

<b>Karine BOCCHIALINI,</b>	Professeur	Rapportrice
<b>Alain DORESSOUDIRAM,</b>	Astronome	Examineur
<b>Sébastien GALTIER,</b>	Professeur	Rapporteur
<b>Patrick HENEBELLE,</b>	Directeur de Recherche	Rapporteur
<b>Matthieu KRETZSCHMAR,</b>	Maître de Conférence, HDR	Examineur

---

*A mes amours, Veronica et Roger.*

# Table des matières

<b>Table des matières</b>	<b>iii</b>
<b>Liste des figures</b>	<b>v</b>
<b>Résumé</b>	<b>vii</b>
<b>Abstract</b>	<b>ix</b>
<b>1 Contexte des recherches : l'éruptivité solaire</b>	<b>1</b>
1.1 Éruptions et activité solaire . . . . .	1
1.2 La météorologie de l'espace et la prédiction des éruptions . . . . .	2
1.3 Problématique de l'éruptivité solaire . . . . .	4
1.4 Approche méthodologique . . . . .	5
<b>2 Energies magnétiques des systèmes éruptifs solaires</b>	<b>7</b>
2.1 Champs potentiel et non-potentiel et leur énergie . . . . .	7
2.2 Théorème de Thompson-Valori . . . . .	8
2.3 Libération d'énergie lors des évènements éruptifs . . . . .	9
<b>3 Courants électriques et topologie magnétique</b>	<b>13</b>
3.1 Courants électriques dans les systèmes éruptifs . . . . .	13
3.2 Topologie magnétique . . . . .	16
<b>4 Hélicités magnétiques</b>	<b>23</b>
4.1 Définitions . . . . .	23
4.2 Mesure et représentation de l'hélicité relative . . . . .	25
4.3 Conservation de l'hélicité magnétique relative . . . . .	29
4.4 Hélicités magnétiques et éruptivité . . . . .	30
<b>5 Conclusions &amp; Perspectives</b>	<b>33</b>
5.1 Synthèse . . . . .	33
5.2 Perspectives instrumentales et numériques . . . . .	34
5.3 Recherches en soutien aux activités en météorologie de l'espace . . . . .	36
<b>Bibliographie</b>	<b>37</b>
<b>A Note d'accompagnement</b>	<b>I</b>
A.1 Activités d'accompagnement . . . . .	I
A.2 Activités d'animation et de coordination . . . . .	V
A.3 Enseignement & valorisation . . . . .	VII
<b>B Liste des publications référées de Étienne Pariat</b>	<b>IX</b>



# Liste des figures

1.1	Observations UV et du champ magnétique photosphérique avant et pendant une éruption solaire. . . . .	3
2.1	Schéma de la décomposition de B en champs potentiel et non-potentiel . . .	8
2.2	Taille des taches solaires et énergie des éruptions . . . . .	10
2.3	Energies magnétiques et cinétiques dans les simulations MHD 3D de jets coronaux. . . . .	12
3.1	Analyse de la décomposition du champ magnétique et de la densité de courant électrique dans une simulation numérique d'émergence. . . . .	15
3.2	Entraînement photosphérique des lignes de champ magnétique coronales .	17
3.3	Connectivité magnétique et quasi-séparatrice . . . . .	18
3.4	Formation de courants électriques au niveau d'une séparatrice . . . . .	19
3.5	Observation de la corrélation entre émission UV, courants électriques & topologie magnétique . . . . .	20
3.6	Modèle standard magnétique 3D des éruptions solaires . . . . .	21
4.1	Nombre de lien de Gauss . . . . .	23
4.2	Hélicité relative par ligne de champ magnétique . . . . .	26
4.3	Hélicitogrammes3D . . . . .	27
4.4	Preuve de la conservation de l'hélicité magnétique relative lors des événements éruptifs . . . . .	28
4.5	Rôle de $H_j/H_\gamma$ comme marqueur de l'éruptivité dans différentes expériences numériques. . . . .	29
4.6	Etude de $H_j/H_\gamma$ dans la région active NOAA 11158 . . . . .	30



# Résumé

Les éruptions solaires constituent les phénomènes les plus énergétiques du système solaire. En quelques dizaines de minutes, une énergie comparable à cent mille fois la consommation annuelle humaine d'énergie est libérée dans l'atmosphère solaire. Lors de ces événements, de la matière magnétisée, ainsi que des rayonnements et des particules énergétiques, sont éjectés vers l'espace interplanétaire et peuvent interagir avec l'environnement magnétique de la Terre. Pour notre société toujours plus technologique, l'impact de ces éruptions devient ainsi un enjeu de plus en plus important nécessitant d'apprendre à nous prémunir de leurs effets nocifs. La prévision des éruptions solaires, dans le cadre de la discipline émergente de la météorologie de l'espace, requiert la compréhension des mécanismes physiques générant ces éruptions.

Le travail présenté dans ce mémoire, porte sur des recherches fondamentales en physique des relations Soleil-Terre. L'objectif global vise au développement de nouveaux outils de prédiction de l'activité solaire. Le cadre physique dans lequel sont étudiés ces phénomènes est celui de la magnétohydrodynamique (MHD), paradigme adapté aux plasmas chauds magnétisés qui constituent l'atmosphère solaire. L'objet du travail porte sur l'analyse des propriétés des régions sources de ces éruptions solaires, les régions actives, dont les tâches solaires sont la principale signature visible. Ces régions actives correspondent à des concentrations de champs magnétiques intenses, constituant la source d'énergie des éruptions. La compréhension du déclenchement des éruptions solaires repose ainsi sur la détermination des propriétés magnétiques des régions actives.

La méthodologie de recherche utilisée se base sur une combinaison étroite et synergique entre différents axes d'investigation, des travaux théoriques de modélisations conceptuelles et analytiques, des expérimentations numériques et de l'analyse observationnelle multi-instruments et multi-longueurs d'ondes d'événements actifs. A l'aide de ces méthodes, plusieurs grandeurs et propriétés physiques fondamentales sont étudiées : le champ magnétique lui-même, sa topologie et sa structuration en champs potentiel et non-potentiel, les énergies associées, les courants électriques induits et finalement l'hélicité magnétique, quantité dont l'importance a été relativement sous-estimée jusqu'à présent.

A travers la synthèse d'une soixantaine de travaux scientifiques, ce mémoire tente de montrer que, bien que chacune de ces quantités apporte un éclairage distinct, elles fournissent des informations complémentaires qui permettent d'aboutir à une description globale des champs magnétiques éruptifs, ce qui se traduit par la mise en place d'un véritable modèle 3D standard des éruptions solaires. Concernant la prédiction des éruptions solaires, les travaux sur la théorie de la mesure de l'hélicité magnétique permettent désormais de véritablement mesurer correctement cette quantité et d'établir son lien avec l'éruptivité. Les études préliminaires d'expériences numériques montrent que l'hélicité magnétique pourrait être à la base de diagnostics efficaces de l'état éruptif des régions actives solaires.





# Abstract

Solar eruptions constitute the most energetic phenomena of the solar system. In a few tens of minutes, an energy comparable to hundred thousand times the annual world human energy consumption is released in the solar atmosphere. During these events, magnetized matter, as well as energetic particles and radiations, are ejected toward the interplanetary space and frequently interact with the Earth magnetic environment. For our society, which relies more and more on technologies, the impact of these eruptions is becoming an ever-increasing concern, requiring us to learn how to guard against their detrimental effects. Solar eruption prediction, within the scope of the emerging applied discipline of space weather, requires to understand the physical mechanisms that generates these eruptions.

The work presented in this thesis corresponds to fundamental researches in physics of the Sun-Earth relations. The overall objective targets the development of new tools to forecast solar activity. The framework of study of these phenomena is magnetohydrodynamics, the physical paradigm adapted to the study of the hot magnetized plasma that constitutes the solar atmosphere. The present studies focus on analyzing the properties of the source regions of the eruptions, the solar active regions, which main visible counterpart are the solar sunspots. These active regions correspond to intense concentrations of magnetic fields, which constitutes the energy source that fuels the eruptions. Understanding the trigger of solar eruption thus relies on the determination of the magnetic properties of the active regions.

The research methodology that is employed is based on close and synergistic combination of different means of investigation; analytical theory, conceptual modeling, numerical experimentation, and multi-wavelength multi-instrument observational analysis. Thanks to these methods, several fundamental quantities and physical properties are being studied: the very magnetic field, its topology and its structuration in potential and non-potential fields, the associated energies, the induced electric currents, and finally magnetic helicity, an underrated quantity up to now.

Through the synthesis of about sixty scientific studies, this thesis intends to demonstrate that, while each quantity provides distinct information, these are complementary and enables a global description of eruptive magnetic fields, allowing the creation of an actual 3D standard model for solar eruptions. Regarding solar eruptions prediction, the studies on the theory of the measurement of magnetic helicity, now allow to truly and correctly estimate this quantity and determine its link with eruptivity. Preliminary studies of numerical experiments show that magnetic helicity could be the ground base of efficient diagnostics of the eruptive state of solar active regions.



# Chapitre 1

## Contexte des recherches : l'éruptivité solaire

Le travail présenté dans ce mémoire, porte sur des recherches fondamentales en physique des relations Soleil-Terre. Son objectif global est d'améliorer notre compréhension de l'influence du Soleil sur l'environnement magnétique de la Terre. Ceci vise le développement de nouveaux outils de prédiction de l'activité solaire, notamment du niveau de radiation et des éjections de matière et particules originaires du Soleil. Plus particulièrement, il s'agit de comprendre l'origine des phénomènes constituant cette activité, *e.g.*, les éruptions solaires, les jets, les éjections de masses coronales (CMEs). Le cadre physique dans lequel sont étudiés ces phénomènes est celui de la magnétohydrodynamique (MHD), paradigme adapté aux plasmas chauds magnétisés qui constituent l'atmosphère solaire.

### 1.1 Éruptions et activité solaire

Les éruptions solaires sont des phénomènes transitoires et intermittents durant lesquels un volume localisé de l'atmosphère solaire subit une transformation brutale. Les éruptions solaires correspondent à une violente transformation d'énergie, parmi les plus importantes dans l'héliosphère, l'énergie libérée pouvant atteindre jusqu'à  $10^{26}$  J en une dizaine de minutes. Les éruptions s'accompagnent de l'augmentation de l'émission lumineuse dans l'ensemble du spectre électromagnétique (*e.g.*, en UV voir Figure 1.1) ainsi que de l'accélération du plasma coronal, aussi bien sous forme de faisceaux de particules que de flots de matière, une partie s'échappant parfois vers l'espace interplanétaire.

Comme démontré par [Kretzschmar \[2011\]](#), l'émission d'une éruption solaire peut être définie comme celle d'un rayonnement de corps noir à  $\sim 9000$  K. Ainsi si l'augmentation du flux électromagnétique est plus particulièrement marquée, et plus nettement observable, dans les gammes les plus énergétiques du spectre, en termes énergétique l'essentiel de l'émission s'effectue néanmoins en lumière visible, bien que celle-ci soit très faiblement contrastée relativement à l'émission moyenne. La matière éventuellement éjectée, généralement au sein d'immenses structures magnétiques, les éjections de masse coronales (CMEs), peut, quant à elle, atteindre des vitesses de plusieurs  $10^3$  km/s, tandis que les particules accélérées sous forme de faisceaux peuvent atteindre des vitesses relativistes.

Les éruptions solaires sont les phénomènes les plus énergétiques de la vaste famille d'évènements impulsifs constituant l'activité solaire. Ces phénomènes couvrent plusieurs ordres de grandeur en termes d'énergie, d'échelles spatiales et temporelles, et dont les

événements les plus fréquents et les moins intenses sont vraisemblablement indécélables et constituent les éléments de base du processus de chauffage de la couronne solaire et d'accélération du vent solaire, grand problème de physique solaire. Si la cyclicité des éruptions solaires est intimement liée à la (re-)génération du champ magnétique dans l'intérieur solaire, deuxième grand problème de physique solaire, ce mémoire traite de la question du déclenchement des événements éruptifs, troisième grand problème de physique solaire à fort impact sociétal.

## 1.2 La météorologie de l'espace et la prédiction des éruptions

Depuis peu, la recherche en physique des relations Soleil-Terre stimule une nouvelle discipline appliquée : la météorologie de l'espace. Ce domaine émergent vise à la prédiction quantitative de l'impact de l'activité solaire sur l'environnement magnétique de la terre et sur les technologies humaines. Cette discipline est en plein développement et en train de se structurer aussi bien à l'échelle internationale que nationale. L'ONU vient de créer un groupe de travail dédié à cette thématique, l'agence mondiale de l'aviation civile a lancé un appel d'offres pour la création de centre de prévision dédié, l'ESA a lancé un programme de « Space Situation Awareness » avec un volet de météorologie de l'espace auquel la France participe. De nombreux pays possèdent et développent des centres de prévisions, *e.g.*, au sein de la NOAA (USA), du MetOffice (UK). En France, c'est pour l'instant au sein de l'armée française que s'est créé un service de prévision en météorologie de l'espace, le service FEDOME.

Parmi les questions posées par la météorologie de l'espace, celle à laquelle ce manuscrit cherche à répondre en priorité est : « une éruption solaire va-t-elle avoir lieu dans une prochaine période de temps donnée? ». L'état de l'art en la matière peut être résumé par le constat présenté dans la revue [Barnes et al. \[2016\]](#) ayant comparé la performance des différentes méthodes de prédiction des éruptions : « [. . .], none of the methods achieves a particularly high skill score. [...] Thus there is considerable room for improvement in flare forecasting. ». Ces méthodes font à peine mieux qu'une prévision purement aléatoire respectant la statistique de ces événements. Somme toute, la difficulté de la prédiction des éruptions tient à leur fréquence faible. Sur un cycle solaire, il n'y a en moyenne qu'une centaine d'éruptions de classe X, la classe des éruptions les plus importantes. L'incidence moyenne est ainsi de l'ordre de 3% par jour, mais cache de grandes variations en fonction de la période du cycle, le taux pouvant doubler lors des années de maximum d'activité. Aujourd'hui, avec les meilleures méthodes, la probabilité de détection, 24h à l'avance, des éruptions de classe X, n'est que de l'ordre de 40 à 50%.

La raison principale qui explique ces faibles performances vient du fait que les prédictions reposent sur des principes empiriques et des méthodes statistiques liés à l'activité passée, et non sur des postulats déterministes. Il s'agit ainsi de décrire les centres actifs par un certain nombre de caractéristiques (*e.g.*, le flux magnétique de la région active) et de déterminer la probabilité d'éruption en utilisant la fréquence d'éruption des régions observées dans le passé ayant les mêmes valeurs de ces caractéristiques. Or aucune des caractéristiques actuellement mesurées ne correspond de fait à des conditions suffisantes d'éruptivité, au mieux à des conditions nécessaires. Finalement, la prédiction en avance des éruptions solaires est limitée par notre méconnaissance des mécanismes fondamentaux qui déclenchent les éruptions.

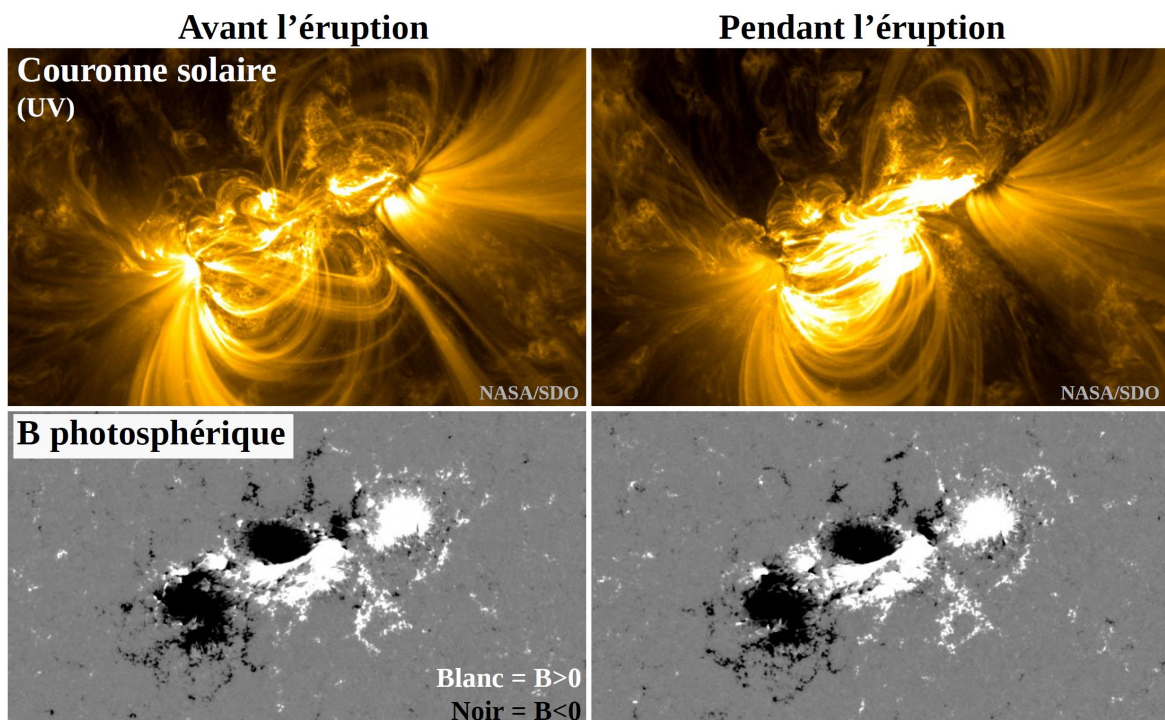


FIGURE 1.1 – Observations UV de la couronne solaire à 17.1 nm (AIA/SDO, panneaux du haut) et mesures spectropolarimétriques de la distribution de la composante longitudinale,  $B_{//}$ , du champ magnétique photosphérique (HMI/SDO, panneaux du bas) avant (panneaux de gauche) et pendant (panneaux de droite) l'éruption du 15 Février 2011 de la région active NOAA 11158. Alors que le système 3D de boucles coronales, qui tracent les lignes de champ magnétique (du fait des conditions de confinement du théorème d'Alfvén, cf. Section 3.2.1) présente des variations majeures, le champ magnétique photosphérique 2D reste quasi-identique. Adapté de [Dalmasse et al. \[2013\]](#)

### 1.3 Problématique de l'éruptivité solaire

Aucun doute n'existe sur le fait que les événements actifs puisent leur source d'énergie dans le champ magnétique intense présent au niveau des régions actives (taches solaires). Ce champ, qui n'est pas créé dans l'atmosphère solaire, est transporté depuis l'intérieur solaire et émerge dans la couronne solaire [cf. revues de [Schmieder et al., 2014](#); [Schmieder & Pariat, 2007](#); [van Driel-Gesztelyi & Green, 2015](#)]. La formation des régions actives s'accompagne d'une intensification et d'une structuration tridimensionnelle graduelle du champ magnétique au sein de l'atmosphère solaire. Cette évolution est lente et continue relativement à l'échelle des temps caractéristique des événements actifs. Le terme d'« éruptions » n'est ainsi pas galvaudé, non seulement par les énergies mises en jeu, mais aussi et surtout par la brièveté et la soudaineté du phénomène en comparaison de la période de calme antérieure.

Comprendre l'éruptivité des régions actives, revient à comprendre comment un système 3D structuré magnétiquement et stable la plupart du temps devient subitement instable, transformant soudainement l'énergie magnétique stockée en d'autres formes d'énergie. D'autant qu'il n'existe à l'heure actuelle aucun précurseur observationnel universellement reconnu, et que, les mesures du champ magnétique, obtenues au niveau de la basse atmosphère solaire (photosphère et chromosphère), présentent des variations très lentes qui ne rendent absolument pas compte de la dynamique de l'évolution du champ magnétique 3D dans la couronne solaire (voir l'exemple de la Figure 1.1). Les éruptions solaires sont ainsi des phénomènes qui sont intimement liés à l'organisation tridimensionnelle du champ magnétique et il est ainsi fondamental de comprendre la structuration 3D de celui-ci.

S'il est désormais reconnu que la reconnexion magnétique est un mécanisme central permettant la transformation de l'énergie [[Priest, 2014](#); [Priest & Forbes, 2007](#)], en revanche, la nature exacte de l'/des instabilité(s) permettant le déclenchement des événements éruptifs reste aujourd'hui inconnu [voir Tableau 1 de [Green et al., 2018](#), pour une liste exhaustive des scénarios aujourd'hui encore considérés]. Il existe néanmoins deux grandes familles de processus pouvant déstabiliser le système magnétique des régions actives solaires [cf. Revue dans la section 2 de [Aulanier et al., 2010](#)] :

- des instabilités magnétiques à grande échelle (de la taille de régions actives,  $10^6$ - $10^8$  m), telles que les instabilités de «kink» [[Török et al., 2004](#)] ou de «Torus» [[Kliem & Török, 2006](#)].
- des instabilités à petite échelles (de  $10^{-2}$ - $10^2$  m) se déroulant au sein de nappes de courant électriques, telles que les instabilités de Kelvin-Helmholtz, ou de «Tearing» primaires ou secondaires [e.g., [Cassak et al., 2009](#); [Loureiro et al., 2007](#); [Loureiro & Uzdensky, 2016](#)].

Dans le cas de la seconde famille d'instabilités, le phénomène de reconnexion magnétique serait ainsi non seulement impliqué dans l'évolution du système mais aussi dans le déclenchement même des éruptions. Dans le cas de la première famille d'instabilités, le déclenchement serait contrôlé par la distribution du champ à grande échelle. Dans le cas de l'instabilité de « Torus », le scénario le plus prometteur à l'heure actuelle, l'instabilité résulte d'une perte d'équilibre entre une structure magnétique porteuse de courant électrique (cf. Section 2.1) et donc torsadée et/ou cisailée (cf. Chapitre 4), cherchant à être expulsée, et son environnement magnétique jouant un rôle de confinement.

La différence considérable d'échelle spatiale entre ces familles d'instabilité empêche (et pour longtemps) la possibilité de les étudier directement et conjointement (par exemple

dans une simulation numérique unique), et donc, de discriminer laquelle joue le rôle véritable de déclencheur des événements éruptifs. Ni le site de reconnexion magnétique, ni même l'accumulation des courants électriques entraînant la reconnexion magnétique ne sont aujourd'hui directement observables dans la couronne solaire et seules les conséquences de cette reconnexion magnétique peuvent depuis peu être observées [Li et al., 2016; van Driel-Gesztelyi et al., 2014].

Afin de départager le rôle de ces instabilités, il est donc obligatoire de les étudier indirectement. L'objectif de mon travail consiste ainsi à caractériser les propriétés du champ magnétique dans les régions actives avant, pendant et après les éruptions. Il devient alors possible de tester les conditions, nécessaires et/ou suffisantes, d'apparition de ces instabilités. Il s'agit par exemple d'étudier les propriétés de la formation des courants électriques qui induiront la reconnexion (cf. Chapitre 3), où les propriétés hélicales des champs magnétiques qui peuvent amener à l'instabilité de «Torus» (cf. Chapitre 4).

Afin de caractériser le champ magnétique dans les régions actives en lien avec leur éruptivité, il est important d'étudier de manière conjointe, plusieurs grandeurs complémentaires qui nous renseignent sur les propriétés du champ magnétique étudié. La spécificité de mon expertise repose principalement sur quelques quantités physiques clefs. La présentation de mes résultats scientifiques est ainsi découpée en fonction des grandeurs étudiées :

- **l'énergie magnétique**, et plus particulièrement l'énergie magnétique libre, la part d'énergie disponible pour alimenter les événements éruptifs (Cf. Chapitre 2).
- **les courants électriques**, qui d'une part nous renseignent sur la manière dont l'énergie magnétique est stockée et qui d'autre part sont un élément nécessaire au déclenchement de la reconnexion magnétique (Cf. Section 3.1).
- **la topologie magnétique**, qui permet d'une part une description synthétique de la structuration 3D du champ magnétique, et d'autre part d'identifier les lieux préférentiels de formation des nappes de courant électrique (Cf. Section 3.2). 1
- **l'hélicité magnétique**, qui renseigne sur la géométrie du champ magnétique et son niveau d'entrelacement, et qui possède la propriété notable d'être un quasi-invariant en MHD (Cf. Chapitre 4).

## 1.4 Approche méthodologique

La méthodologie de recherche présentée dans ce mémoire se base sur une combinaison étroite et synergique entre différents axes d'investigation :

- Travaux théoriques : modélisations conceptuelles et études analytiques (avec ou sans applications numériques) visant à améliorer les modèles d'événements actifs.
- Expérimentations numériques : mise en place et analyse de simulations numériques originales visant à reproduire virtuellement les événements actifs.
- Analyse observationnelle : analyse multi-instruments sols (THEMIS, Nainital, Big Bear Solar Observatory) et spatiaux (SoHO, SDO, Hinode, STEREO, IRIS, Rhessi) et multi-longueur d'ondes d'événements actifs.

Cette discussion étroite entre résultats obtenus dans différents champs d'investigation permet, en les confrontant, de les exploiter au maximum. Cette combinaison de méthodes fait intrinsèquement partie de la démarche originale que je mets en place pour comprendre le déclenchement des événements actifs solaires.



Le travail présenté s'inscrit essentiellement dans le cadre de la Magnétohydrodynamique (MHD) <sup>1</sup>. La MHD est une branche de la physique, couplant mécanique des fluides et électromagnétisme, qui s'applique aux fluides magnétisés. Pour la plupart des échelles considérées dans ce mémoire, la MHD est le paradigme physique le plus approprié permettant de décrire le comportement du plasma de la couronne solaire et des régions actives. Le concept d'hélicité magnétique, étudié au Chapitre 4 dérive purement de la théorie MHD. La reconnexion magnétique est un phénomène particulier car si le concept (et le nom) dérive de la MHD, sa description complète sort du cadre de la MHD et doit être faite en prenant en compte de nombreux effets de la physique des plasmas à l'échelle des particules : e.g. différences de comportement entre ions et électrons, niveaux d'ionisation, dynamique des éléments neutres, etc. La reconnexion magnétique correspond donc à la limite d'application de la MHD. L'étude des propriétés des structures magnétiques prééruptives rentrent, quant à elles, parfaitement dans le cadre de cette approximation physique.

---

1. Les contraintes de ce mémoire ne permettant pas de rendre compte des principes de base de la MHD, le lecteur est renvoyé vers [Priest \[2014\]](#) et [Galtier \[2016\]](#) pour les découvrir.

## Chapitre 2

# Energies magnétiques des systèmes éruptifs solaires

L'énergie magnétique est une quantité qui semble évidente à étudier pour comprendre l'éruptivité des régions actives : sans énergie pas d'éruptions! Il existe néanmoins différentes formes d'énergie magnétique : l'énergie magnétique totale qui peut être décomposée en énergies potentielle et libre. En effet, seule une fraction de l'énergie magnétique totale est «exploitable» pour être convertie en d'autres formes d'énergie lors des événements actifs, l'énergie magnétique libre (cf. Section 2.1). Cette décomposition repose néanmoins sur la condition que le champ magnétique soit solénoïdal, ce qui n'est jamais strictement vérifiée dès lors que l'on dispose d'un jeu de données distribuées sur une grille discrète (cf. Section 2.2). Finalement, si la présence d'énergie magnétique libre est une condition suffisante pour le déclenchement d'éruptions cela ne signifie pas qu'elle joue un rôle de condition nécessaire (cf. Section 2.3).

### 2.1 Champs potentiel et non-potentiel et leur énergie

La source d'énergie des principaux événements actifs est magnétique. Les régions actives sont d'immenses concentrations de champ magnétique et la densité d'énergie magnétique dépasse de plusieurs ordres de grandeur les autres types d'énergie [e.g., Schrijver, 2009; Solanki, 2003; Wiegelmann & Sakurai, 2012; Wiegelmann et al., 2014]. L'énergie magnétique contenue dans les régions actives (de l'ordre de  $10^{27}$  J) est la seule qui soit suffisante pour expliquer l'énergie dégagée lors des éruptions solaires les plus violentes (de l'ordre de  $10^{26}$  J). Toute l'énergie magnétique n'est pourtant pas utilisable lors des éruptions solaires. Il est pour cela utile de discriminer le champ magnétique (et l'énergie) dans ses composantes potentielles et non-potentielles.

A un instant donné, soit un champ magnétique  $\mathbf{B}$  donné dans un volume  $\mathcal{V}$  simplement connecté, de surface frontière  $\partial\mathcal{V}$  avec  $d\mathbf{S}$  le vecteur surface élémentaire orienté vers l'extérieur de  $\mathcal{V}$ . Il existe alors un unique champ potentiel  $\mathbf{B}_p$  associé à  $\mathbf{B}$ , qui dérive d'une fonction scalaire,  $\varphi$ , et qui possède la même distribution normale que  $\mathbf{B}$  sur  $\mathcal{V}$ , *i.e.*, satisfaisant :

$$\begin{cases} \mathbf{B}_p = \nabla\varphi \\ \mathbf{B}_p \cdot d\mathbf{S}|_{\partial\mathcal{V}} = \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S}|_{\partial\mathcal{V}} \end{cases} \quad (2.1)$$

Le champ  $\mathbf{B}_p$  étant solénoïdal ( $\nabla \cdot \mathbf{B}_p = 0$ ), la fonction  $\varphi$  doit donc être solution de l'équation de Laplace ( $\Delta\varphi = 0$ ) avec des conditions aux limites de Neumann. Il en résulte ainsi une unique solution pour  $\mathbf{B}_p$ . Le champ  $\mathbf{B}_p$  étant potentiel, il n'induit ainsi aucun courant électrique puisque  $\nabla \times \mathbf{B}_p = 0$ .

Le champ non-potentielle,  $\mathbf{B}_j = \mathbf{B} - \mathbf{B}_p$  défini comme la différence entre le champ d'étude  $\mathbf{B}$  et son champ potentiel  $\mathbf{B}_p$ , possède les propriétés suivantes :

$$\nabla \times \mathbf{B}_j = \nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} \quad (2.2)$$

$$\mathbf{B}_j \cdot d\mathbf{S}|_{\partial\mathcal{V}} = \mathbf{B}_p \cdot d\mathbf{S}|_{\partial\mathcal{V}} - \mathbf{B}_p \cdot d\mathbf{S}|_{\partial\mathcal{V}} = 0 \quad (2.3)$$

La composante non-potentielle  $\mathbf{B}_j$  supporte ainsi les courants électriques induits par  $\mathbf{B}$ , tandis que  $\mathbf{B}_p$  possède la distribution normale de  $\mathbf{B}$  le long de  $\partial\mathcal{V}$ . La figure 2.1 illustre schématiquement cette décomposition tandis que la Figure 3.1 présente cette décomposition dans le cas d'une sortie de simulation d'émergence du champ magnétique.

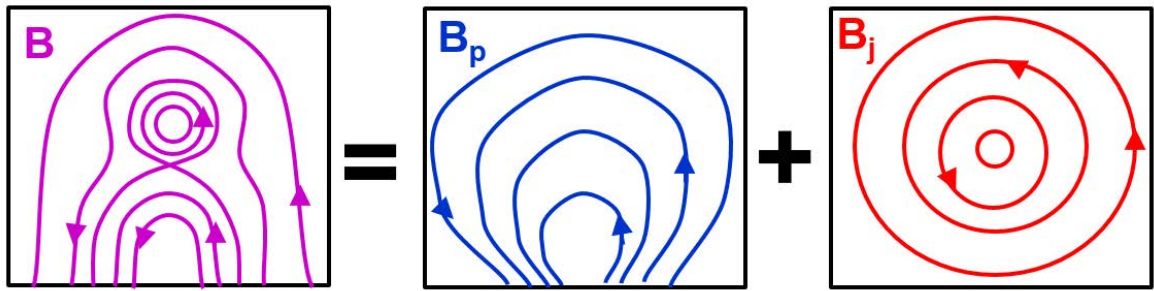


FIGURE 2.1 – Schéma d'illustration de la décomposition unique du champ magnétique  $\mathbf{B}_j$  en champ potentiel  $\mathbf{B}_p$  et champ non-potentielle porteur de courants  $\mathbf{B}_j$ .

Avec  $E_m$ , l'énergie magnétique totale,  $E_p$  l'énergie potentielle et  $E_j$  l'énergie libre, *i.e.*, l'énergie du champ magnétique non-potentielle, le théorème de Thompson montre que :

$$E_m = E_p + E_j \quad (2.4)$$

De même que pour le champ magnétique, l'énergie magnétique est ainsi décomposée de manière unique en énergie magnétique potentielle et libre. Rappelons que ce théorème repose sur le fait que le champ magnétique est solénoïdal (*i.e.*,  $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ ).

Or l'échelle de temps caractéristique de la variation du champ magnétique photosphérique, qui est de l'ordre de quelques heures, est bien plus grande que celle des éruptions, de l'ordre de plusieurs minutes. Lors des éruptions solaires, les observations montrent que le champ magnétique photosphérique, et en particulier sa composante radiale, ne varie que très marginalement, comme illustré Figure 1.1 . Ceci implique que lors d'une éruption solaire, comme la distribution du champ magnétique ne varie quasiment pas, l'énergie potentielle reste constante. L'énergie utile à une éruption solaire provient donc très majoritairement de la composante non-potentielle,  $E_j$ . L'étude de la non-potentialité des systèmes magnétiques a donc été centrale dans l'étude des éruptions solaires [*e.g.*, Schrijver, 2009, 2016].

## 2.2 Théorème de Thompson-Valori

Alors que la divergence du champ magnétique est théoriquement nulle (Loi de Maxwell-Thompson), dans le cas de données/mesures réalisées/représentées sur une structure discrète, ce n'est qu'approximativement vrai. Par exemple des données de simulations numériques, peuvent produire un champ magnétique satisfaisant  $\nabla \cdot \mathbf{B} \approx 0$  au mieux à la précision numérique.

Or une erreur finie dans la solénoïdalité du champ magnétique induit nécessairement des erreurs dans l'estimation de la mesure de l'énergie libre puisque le théorème de Thompson présenté dans la section précédente repose sur la condition de solénoïdalité. Ces erreurs peuvent être particulièrement importantes pour les méthodes et codes de simulations numériques ou de reconstruction 3D du champ magnétique coronal qui n'imposent pas explicitement la non divergence du champ magnétique [e.g., Valori et al., 2010; Wiegelmann, 2004; Wiegelmann et al., 2017].

En ne négligeant pas une divergence finie du champ magnétique, dans [Valori et al., 2013] nous avons donc réexaminé la décomposition de l'énergie magnétique. Le théorème de Thompson-Valori induit la décomposition suivante :

$$E_m = E_{p,s} + E_{j,s} + E_{ns}, \quad (2.5)$$

avec  $E_{p,s}$  et  $E_{j,s}$  les énergies magnétiques potentielle et non-potentielle des champs purement solénoïdaux. La somme des contributions non-solénoïdales,  $E_{ns}$ , est une quantité artefact qui peut être positive ou négative, contrairement aux énergies physiques. Nos travaux expliquent ainsi pourquoi certaines méthodes de reconstruction 3D du champ magnétique coronal ont trouvé des énergies libres négatives [e.g., De Rosa et al., 2009].

Un autre intérêt de cette étude est de fournir un indicateur physique de l'impact de la non-solénoïdalité dans des données numériques du champ magnétique. Le problème est de quantifier simplement l'impact de posséder  $\nabla \cdot \mathbf{B} \neq 0$  dans un jeu de données. L'indice du flux magnétique fractionnel  $\langle f_i \rangle$ , défini dans Wheatland et al. [2000] permet de suivre l'évolution au cours du temps de la non-solénoïdalité au sein d'un jeu de données. Néanmoins cet indice est grille-dépendant et ne permet donc pas de comparer des jeux de données de tailles distinctes. Le nouvel indice,  $|E_{ns}|/E_m$  que nous proposons, est plus universel. Il repose sur une véritable propriété physique du système puisqu'il mesure l'impact de la non-solénoïdalité en termes d'énergie [Valori et al., 2013]. Il indique la fraction d'erreur sur la mesure de l'énergie magnétique due à la non-solénoïdalité des données. Son utilisation est adoptée dans un nombre croissant de cas [e.g., Guo et al., 2017; Moraitis et al., 2019; Moraitis et al., 2019; Thalmann et al., 2019a,b; Valori et al., 2016].

## 2.3 Libération d'énergie lors des évènements éruptifs

L'énergie libre est un concept particulièrement important dans l'étude des éruptions solaires [e.g., Schrijver, 2009]. Une région active solaire qui serait constituée de champs purement potentiels ne disposerait pas de portion d'énergie magnétique susceptible d'être transformée en d'autres formes d'énergies (cinétique, chauffage) suite au changement de configuration magnétique induite par la reconnexion magnétique.

Bien que la présence d'énergie libre soit une condition nécessaire aux éruptions solaires, l'existence d'une condition suffisante basée sur les énergies magnétiques reste une question ouverte. Dans cette section, nous présentons certains travaux touchant au rôle des énergies magnétiques lors des évènements éruptifs.

Notons néanmoins que cette section présente de manière très succincte un corpus de travaux en simulation numérique dont la portée dépasse la seule question de l'énergie. En particulier les travaux sur la modélisation numérique des jets coronaux [Karpen et al., 2017; Pariat et al., 2009a, 2010, 2015a, 2016; Rachmeler et al., 2010] constituent un des états de l'art dans le domaine. Ces travaux touchent aux questions de la nature même de ces évènements et aux processus physiques expliquant l'accélération de la matière qui les accompagnent. C'est un choix éditorial de l'auteur de ce document, que de présen-

ter ces résultats succinctement sous l'unique angle de l'énergie, afin de les intégrer plus harmonieusement avec les autres travaux effectués.

### 2.3.1 Energie maximale libérable lors d'éruptions solaires

La question de la prévalence des super-éruptions, des éruptions qui auraient une énergie supérieure à  $10^{27}$  J, soit 10 fois plus importante que la plus forte éruption observée depuis le début de l'ère spatiale, est une problématique particulièrement importante en météorologie de l'espace afin de pouvoir déterminer les niveaux de risque auxquels sont soumis différents systèmes technologiques de notre société et d'adapter les niveaux de protection nécessaires [Oughton et al., 2017; Riley et al., 2018]. Cette question est en particulier nourrie par les observations d'éruptions stellaires qui montrent l'existence d'évènements ayant des énergies pouvant dépasser  $10^{28}$  J au niveau d'étoiles de type solaire [e.g., Davenport, 2016; Maehara et al., 2017, 2012; Van Doorselaere et al., 2017].

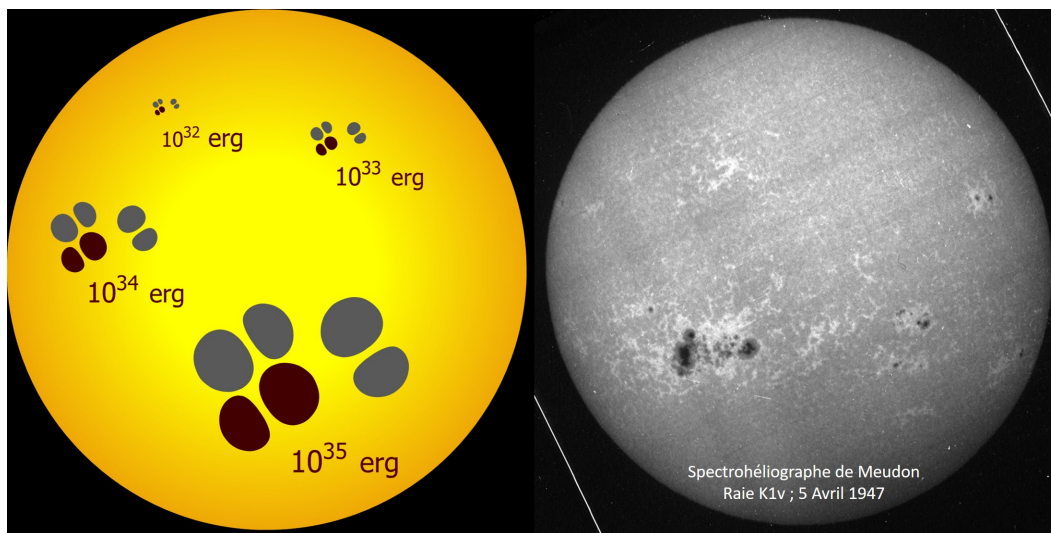


FIGURE 2.2 – Gauche : schéma à l'échelle des tailles nécessaires de l'ombre des taches solaires pouvant produire des éruptions de différents ordres d'énergie, estimées à partir du modèle de Aulanier et al. [2010]. Droite : observation photosphérique en lumière blanche du 5 avril 1947 par le spectrohéliographe de Meudon, du plus vaste groupe de taches solaires observé depuis le début des observations systématiques solaires par imagerie du Soleil entier, en 1904. Une telle région ne peut produire que des éruptions d'une énergie maximale de  $10^{26}$  J ( $10^{33}$  erg). Figure adaptée de [Aulanier et al., 2013]

Le code de simulation OHM [Aulanier et al., 2005a] et sa dernière version OHM-MPI [Zuccarello et al., 2015] ont permis de mettre en place une série d'expérimentations numériques MHD 3D de la génération d'éruptions solaires [Aulanier et al., 2013; Aulanier & Dudík, 2019; Aulanier et al., 2010; Janvier et al., 2014, 2013; Zuccarello et al., 2017a,b]. Ces simulations reposent sur un forçage à la frontière de type «line-tied» [Grappin et al., 2008] : cette frontière, qui est supposée être infiniment massive et infiniment conductrice, est censée représenter l'action d'entraînement de la photosphère solaire; une couche relativement mince possédant un paramètre  $\beta^1$  du plasma  $\gg 1$  sur la couronne solaire, d'une épaisseur relative bien plus importante et où le paramètre  $\beta$  est  $\ll 1$  [e.g., Gary,

1. Le paramètre  $\beta$  du plasma est un nombre sans dimension, défini comme rapport entre pression cinétique,  $P$ , et pression magnétique au sein de ce plasma,  $\beta = 2\mu_0 P/B^2$ . Il indique si la dynamique du plasma est principalement contrôlée par son champ magnétique ( $\beta$  faible) ou par sa thermodynamique ( $\beta$  fort)

2001; Wiegmann et al., 2017]. Les lignes de champ magnétique coronales sont ainsi ancrées au niveau de la frontière inférieure/photosphère. Les mouvements au niveau de cette frontière permettent ainsi de forcer le système et d'injecter de l'énergie dans le volume coronal (*e.g.*, voir illustration Figure 3.2).

A partir d'un champ initialement potentiel, constitué de deux polarités magnétiques asymétriques de signes opposés, des mouvements relativement lents de cisaillement autour de la ligne d'inversion entraînent la formation d'une arcade magnétique cisailée. Une diffusion contrôlée, qui émule la dispersion du champ magnétique observée au niveau des taches solaires, entraîne la formation d'un tube de flux magnétique torsadé pouvant devenir instable et produire ainsi une éruption solaire.

Différentes distributions des mouvements photosphériques entraînent différents profils d'injection des énergies magnétiques, et le déclenchement d'éruptions à des instants divers [Zuccarello et al., 2015]. Dans Zuccarello et al. [2015], en étudiant l'évolution des énergies par une analyse de type époque-superposée basée sur l'instant de l'éruption, nous avons montré qu'il n'existait pas de quantité seuil, basée sur l'énergie magnétique, permettant de déterminer de manière déterministe le moment d'éruption. Ces résultats indiquent que les énergies ne constituent pas de conditions suffisantes sur l'éruptivité. Comme nous le verrons Section 4, l'analyse de l'hélicité magnétique est plus déterminante.

En dimensionnant le système MHD, par nature sans dimension, nous avons pu étudier le lien entre l'énergie dégagée lors d'une éruption et la taille des taches solaires [Aulanier et al., 2013]. Ce travail nous a permis de montrer que les super-éruptions, d'énergie supérieure  $10^{27}$  J, pouvant sérieusement menacer les activités humaines, requièrent des tailles significativement anormales de régions actives (voir Figure 2.2). Grâce à ces simulations numériques nous avons pu établir des critères concrets observables permettant d'évaluer les risques associés à certaines régions actives.

### 2.3.2 Modélisation des jets solaires

Le stockage et la libération d'énergie magnétique ont aussi été étudiés à partir de simulations numériques MHD 3D de jets solaires [Karpen et al., 2017; Pariat et al., 2009a, 2010, 2015a, 2016; Rachmeler et al., 2010]. La plupart de ces simulations sont effectuées avec le code de simulation MHD 3D ARMS [DeVore, 1991], utilisant un maillage adaptatif et basé sur des méthodes de « transport par correction de flux ». Les jets solaires correspondent à une classe d'événements actifs se distinguant des éruptions par la morphologie des émissions lumineuses associées [cf. revue de Raouafi et al., 2016]. Les jets solaires sont des événements énergiques et intermittents au cours desquels est observée une structure colimatée s'étendant dans une direction. Les jets solaires correspondent généralement à des énergies plus faibles que les éruptions solaires (même s'il existe un certain recouvrement dans les gammes d'énergies). En termes de topologie magnétique, les éruptions et les jets se distinguent par le fait que ces derniers impliquent l'interaction de structures magnétiques ayant des rayons de courbure magnétique très différents.

De même que pour les simulations d'éruptions, les simulations de jets reposent sur un forçage « line-tied » à la frontière inférieure. J'ai développé différentes expériences numériques dans lesquelles j'ai paramétriquement étudié l'influence de différentes propriétés :

- les propriétés cinétiques du forçage [Pariat et al., 2009a, 2010]
- l'inclinaison et la distribution du champ magnétique [Pariat et al., 2015a]
- le paramètre beta du plasma [Pariat et al., 2016]

Mes simulations paramétriques ont aussi montré comment il était possible de générer des jets avec des propriétés morphologiques très diverses [Pariat et al., 2016]. Ces simulations me permettent ainsi de faire des prédictions sur les propriétés observationnelles des jets solaires. En étudiant l'énergie, les différentes expériences que j'ai pu mener montrent à nouveau que les énergies magnétiques ne constituent pas une condition suffisante pour l'éruptivité, les jets pouvant se déclencher sur des vastes gammes d'énergies totales, libres et potentielles (voir Figure 2.3).

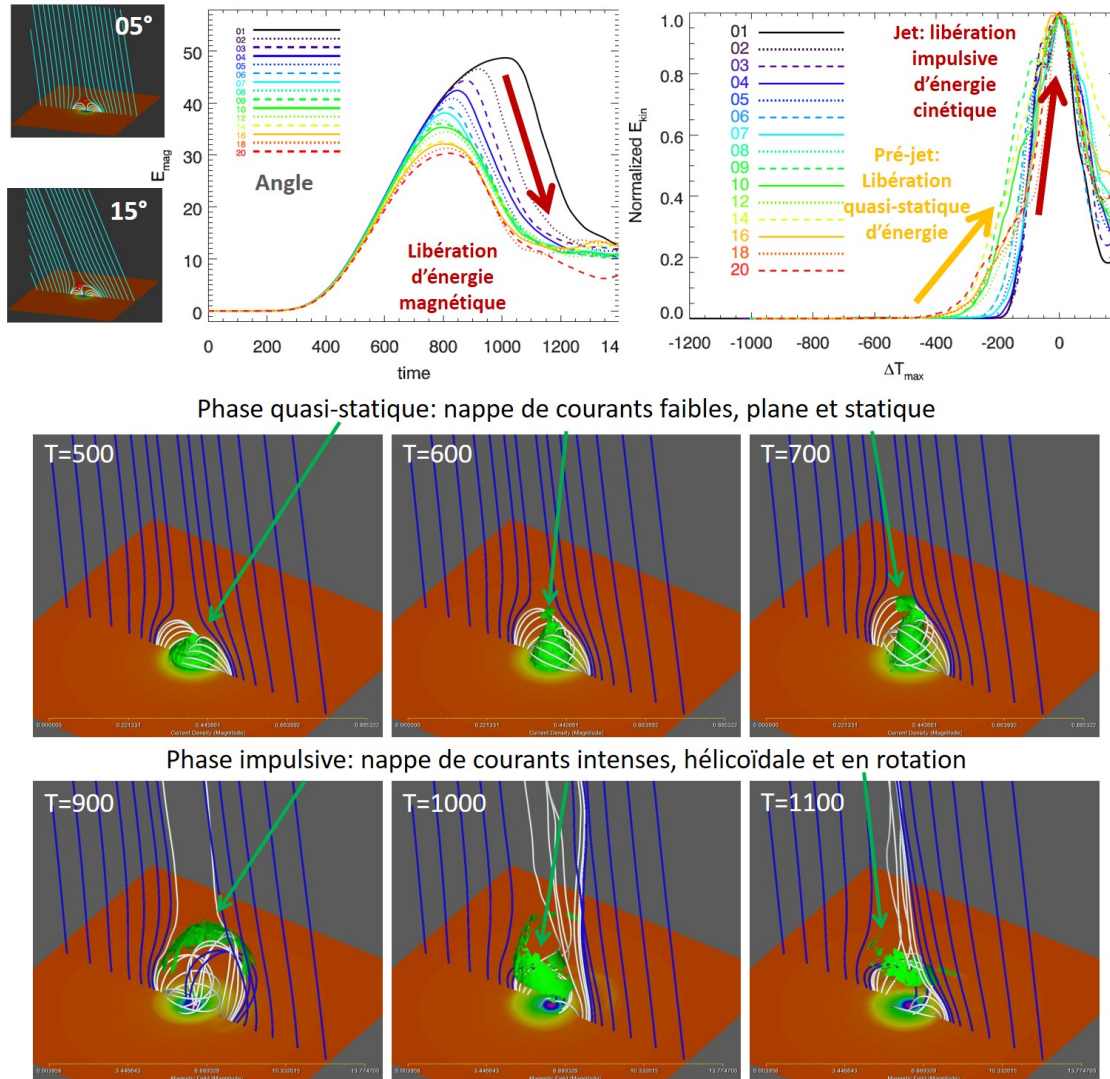


FIGURE 2.3 – Haut : Evolution de l'énergie magnétique libre (panneau central) et cinétique (normalisée, panneau de droite) dans des simulations MHD 3D de jets coronaires réalisées avec différents angles d'inclinaison du champ magnétique volumique. Deux exemples de configuration initiale avec une inclinaison de  $5^\circ$  et  $15^\circ$  sont présentés sur les panneaux de gauche. Les jets se déclenchent sur de vastes gammes d'énergie. Bas : Instantanés de l'évolution du système magnétique et des nappes de courant électrique dans les simulations MHD. Le plan inférieur présente la distribution du champ magnétique vertical, les lignes correspondent aux lignes de champ magnétique et les isosurfaces vertes sont celles des courants électriques. Figure adaptée de [Dalmasse et al. \[2012\]](#) et [Pariat et al. \[2015a\]](#).

# Chapitre 3

## Courants électriques et topologie magnétique

Comme vu dans le chapitre précédent, seuls les champs magnétiques porteurs de courant électrique contiennent l'énergie magnétique utilisable lors des éruptions (cf. Section 2.1). Les courants électriques sont aussi essentiels au processus même des éruptions car c'est en présence de fines nappes de courants électriques que peut se développer le mécanisme de la reconnexion magnétique<sup>1</sup>. Dans cette section, nous présenterons d'une part les propriétés de la distribution du courant électrique dans les régions éruptives solaires (cf. Section 3.1) et d'autre part les avancées en analyse topologique de ces systèmes (cf. Section 3.2) qui permettent d'identifier les sites préférentiels de formation des nappes de courants pouvant entraîner la reconnexion magnétique.

### 3.1 Courants électriques dans les systèmes éruptifs

#### 3.1.1 Courants volumiques et de Lorentz

Dans le cadre de la MHD non-relativiste, la loi d'Ampère stipule que la densité de courant électrique,  $\mathbf{J}$ , est induite par la distribution 3D du champ magnétique,  $\mathbf{B}$ ;

$$\mu_0 \mathbf{J} = \nabla \times \mathbf{B} \quad (3.1)$$

avec  $\mu_0$  la perméabilité magnétique du vide. Les courants électriques peuvent néanmoins être classés en deux catégories en fonction de leur capacité à induire des forces de Lorentz,  $\mathbf{F}_L = \mathbf{J} \times \mathbf{B}$ .

Dans le cas d'un champ magnétique dit sans force,  $\mathbf{B}_{ff}$ , les courants électriques induits par le champ magnétique,  $\mathbf{J}_{ff}$ , sont colinéaires et la force de Lorentz est nulle. A grande échelle, et pour des temps suffisamment longs, la plupart des champs de la couronne solaire (du sommet de la région de transition jusqu'à plusieurs centaines de Mm de la surface) sont supposés être sans force dans ce milieu fortement magnétisé [Wiegmann et al., 2014]. C'est l'hypothèse faite pour la plupart des reconstructions 3D du champ magnétique coronal [e.g., modèles PFSS, LFFF, NLFFF, voir revues de Wiegmann et al., 2017; Wiegmann & Sakurai, 2012] ainsi que pour de nombreux modèles de champs magnétiques de régions actives [e.g., modèle à la Titov & Démoulin, 1999; Titov et al.,

---

1. Le phénomène de reconnexion magnétique est un très vaste sujet d'étude en physique des plasmas qui ne sera abordé que succinctement dans ce mémoire. Un lecteur intéressé pourra consulter Priest & Forbes [2007] pour les aspects MHD et Aunai [2011] pour les aspects particuliers.



2017]. Un tube de flux magnétique torsadé produit ainsi de larges courants électriques distribués dans le volume. Ce sont ces champs porteurs de courants qui contiennent l'essentiel de l'énergie magnétique libre.

Les champs sans force ne peuvent néanmoins pas directement entraîner de la reconnexion magnétique. En effet, la rupture des conditions de la MHD idéale dans l'équation d'induction magnétique, implique que le courant électrique possède une composante perpendiculaire au champ magnétique,  $\mathbf{J}_\perp$ , non nulle, et donc une force de Lorentz non nulle [e.g., Priest & Forbes, 2007]. La figure 3.1 présente la distribution des différentes densités de courant électrique dans une simulation MHD 3D d'émergence du champ magnétique. En pratique, dans la couronne solaire, la présence de régions avec  $\mathbf{J}_\perp$  est limitée et ne peut se retrouver que dans des configurations très spécifiques du champ magnétique. C'est par exemple le cas lorsque le champ magnétique présente un cisaillement important, mettant en présence des champs magnétiques ayant une composante anti-parallèle. Les courants électriques avec une composante  $\mathbf{J}_\perp$  se rencontrent ainsi sous la forme de nappes très fines [Priest & Forbes, 2007]. Ces nappes de  $\mathbf{J}_\perp$  peuvent entre autres être observées sur les Figures 3.1 & 2.3. La figure 2.3 présente, de plus, la dynamique de ces nappes en relation avec l'évolution des énergies magnétique et cinétique au cours de l'évolution des simulations MHD de la génération de jets coronaux [Pariat et al., 2009a, 2010, 2015a].

### 3.1.2 Mesure et distribution des courants électriques

Grâce à l'amélioration de la précision de la mesure du champ magnétique vectoriel, en particulier grâce aux instruments de spectro-polarimétrie SOT/Hinode [Tsuneta et al., 2008] & HMI/SDO [Schou et al., 2012], il devient ainsi possible de mesurer et d'observer la composante verticale du courant électrique lors des éruptions. Le pôle de physique solaire du LESIA a ainsi développé une expertise de pointe dans le monde sur l'étude des courants électriques [Fleishman et al., 2018; Janvier et al., 2014, 2016; Musset et al., 2015] et a ainsi pu montrer la correspondance entre la distribution des courants électriques photosphériques et celle des rubans d'éruptions et des émissions X. Les rubans d'éruptions sont des embrillancements observés dans les raies chromosphériques et dans l'UV, qui sont induits à la suite de l'impact des particules accélérées depuis le site de reconnexion lors des éruptions solaires [Benz, 2008; Fletcher et al., 2011]. Cette correspondance, prévue et confirmée aussi par les analyses topologiques, permet de confirmer le modèle standard 3D des éruptions solaires (cf. Section 3.2.4)

Dans la phase pré-éruptive, la distribution de courant peut aussi être particulièrement importante car elle peut jouer un rôle sur les conditions de déclenchement des éruptions. En effet, l'instabilité de «Torus» [Kliem & Török, 2006], le principal modèle de déclenchement des éruptions aux échelles MHD, repose sur l'existence de courants nets au sein d'une polarité magnétique [Török et al., 2014]. En MHD non-relativiste les courants électriques sont solénoïdaux ( $\nabla \cdot \mathbf{J} = \nabla \cdot (\nabla \times \mathbf{B}) = 0$ ) et ils sont donc équilibrés entre deux polarités magnétiques. En revanche, au sein d'une même polarité magnétique, les courants peuvent présenter des signes distincts et leur somme sur cette polarité est non nécessairement nulle. Les courants peuvent être soit directs, directement induits par le champ magnétique, ou de retour/indirects, d'écrantage. Les mesures actuelles ne permettent pas de déterminer si les courants observés dans les régions actives sont neutralisés, c'est-à-dire si la somme des courants directs et indirects dans une polarité magnétique donnée est nulle, ou s'il existe des courants nets formant les régions actives [e.g., Georgoulis et al., 2012]. La question de la neutralisation des courants est ainsi un débat de fond en physique

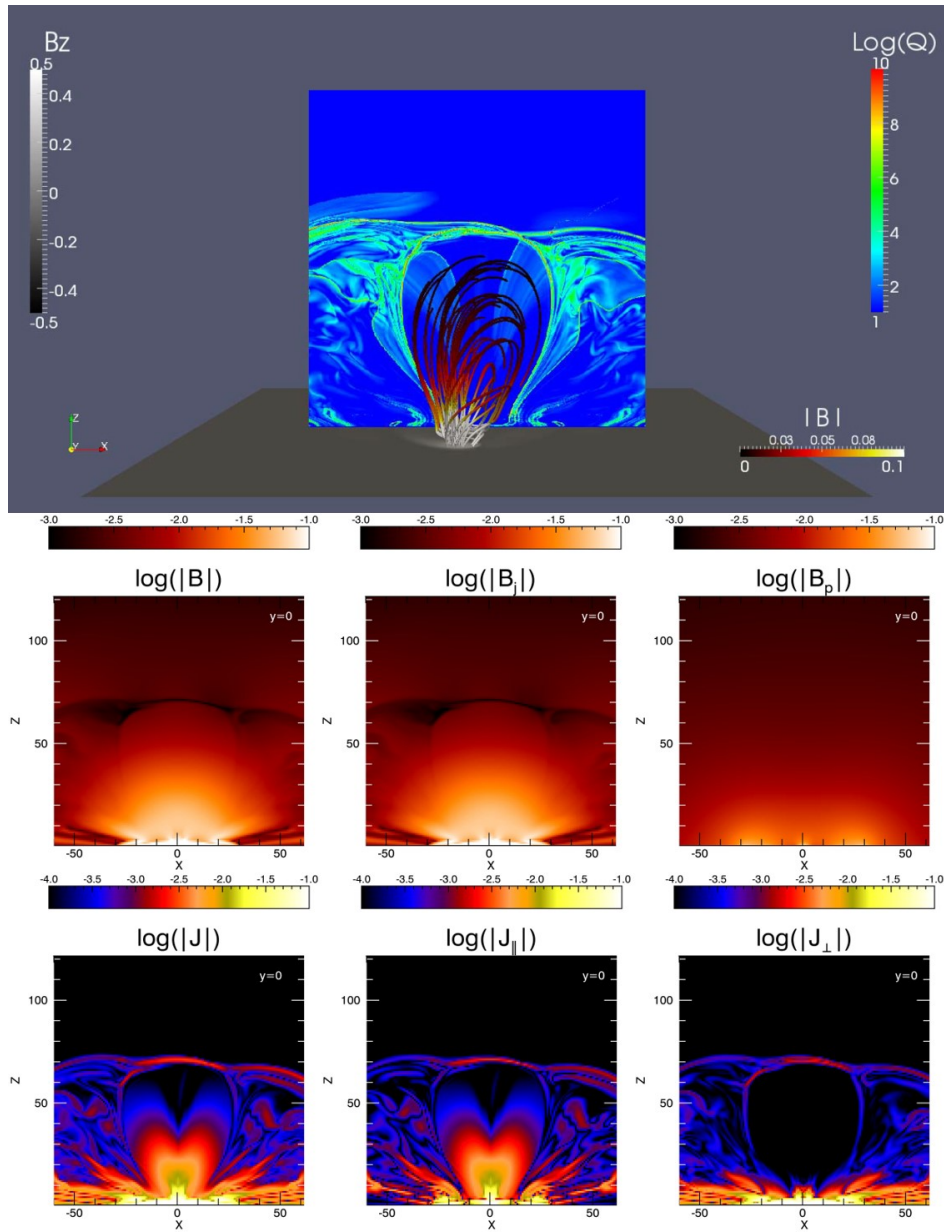


FIGURE 3.1 – Haut : Instantané de l'évolution du champ magnétique dans une simulation MHD 3D d'émergence du champ magnétique [Leake et al., 2014]. La surface inférieure présente la distribution de la composante verticale du champ magnétique tandis que les lignes de champ magnétique sont coloriées en fonction de l'intensité de  $|\mathbf{B}|$ . Le plan vertical présente une coupe du facteur d'écrasement  $Q$  (cf. Section 3.2.2) montrant les différents domaines de connectivité magnétique. Milieu : Distribution de  $|\mathbf{B}|$  dans le plan vertical et sa décomposition en champ potentiel  $\mathbf{B}_p$  et en champ non-potentiel  $\mathbf{B}_j$ . Bas : Distribution de  $|\mathbf{J}|$  dans le plan vertical et sa décomposition en composantes parallèle  $\mathbf{J}_||$  et perpendiculaire  $\mathbf{J}_\perp$  au champ magnétique. Si la distribution de  $\mathbf{J}_||$  est fortement marquée par la présence du tube de flux magnétique torsadé (et donc non-potentiel), avec la présence d'intenses courants distribués dans le volume, la distribution de  $\mathbf{J}_\perp$  suit, elle, étroitement la distribution de  $Q$ , c'est à dire des frontières topologiques. Figure adaptée de [Guo et al., 2017].

solaire depuis de nombreuses années [Melrose, 1991; Parker, 1996; Török et al., 2014].

Pour répondre à ce débat, au cours de la thèse de K. Dalmasse, a ainsi été mis en place une série de simulations paramétriques [Dalmasse et al., 2015], utilisant le code MHD 3D OHM [Aulanier et al., 2005a], d'accumulation d'énergie dans les régions actives par cisaillement ou par torsion des polarités magnétiques. Dans chacun des cas nous avons analysé la neutralisation des courants. Nous avons constaté que des configurations avec des courants neutralisés aussi bien que d'autres avec des courants nets pouvaient être formées. Nous avons montré que c'est la présence de cisaillements forts au niveau de la ligne d'inversion du champ magnétique qui empêche la neutralisation du courant. Ce résultat est notable car c'est souvent dans des régions actives où la ligne neutre est fortement cisailée avec des courants nets que se déroulent les éruptions les plus violentes [Kontogiannis et al., 2017; Liu et al., 2017].

## 3.2 Topologie magnétique

### 3.2.1 Introduction à la topologie magnétique solaire

Si l'on considère l'équation d'induction magnétique en MHD résistive :

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \nabla \times (\eta \nabla \times \mathbf{B}), \quad (3.2)$$

avec  $\mathbf{v}$  la vitesse du plasma et  $\eta$  la résistivité magnétique, le rapport du terme idéal ( $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ ) au terme de diffusion ( $\eta \nabla \times \mathbf{B}$ ) correspond au nombre de Reynolds magnétique,  $R_m$ . Pour un plasma très conducteur comme celui de la couronne solaire,  $R_m \gg \gg 1$  aux échelles des régions actives. Le plasma est alors très largement idéal et le théorème d'Alfvén est largement respecté, c'est-à-dire que la connectivité des lignes de champ est conservée au cours du temps. Dans le paradigme MHD, le phénomène de reconnexion magnétique correspond à l'ensemble des processus induits par un changement très localisé de la connectivité du champ magnétique [Priest & Forbes, 2007]. Selon l'équation d'induction ceci n'est permis que dans des régions très localisées (par rapport à la taille des régions actives) où sont présents des courants électriques.

L'objectif d'étude de la topologie magnétique en physique de la couronne solaire est de produire une description synthétique du champ magnétique [cf. revues de Longcope, 2005; Pariat, 2019]. Cette description doit permettre de mettre en avant les structures d'intérêt et plus particulièrement celles où des nappes de courants électriques peuvent se former préférentiellement. C'est en effet là que la reconnexion magnétique peut se développer [Priest & Forbes, 2007].

L'étude de la topologie du champ magnétique occupe une grande partie de mes travaux de recherche. C'est un sujet où notre groupe est pionnier dans le monde. En plus des recherches propres menées au sein du LESIA, c'est un sujet où mon expertise est fréquemment sollicitée par des équipes internationales [Chandra et al., 2017; Guo et al., 2013; Liu et al., 2015; Polito et al., 2017; Savcheva et al., 2016, 2015, 2012; Zhao et al., 2016, 2014, 2017].

### 3.2.2 Topologie : définition et mesure

La couronne solaire est un milieu où le paramètre  $\beta$  du plasma est faible, et donc dominé par le champ magnétique. Du cisaillement magnétique entraînant la formation de

nappes de courant fines ne s’y produit donc pas spontanément, contrairement à l’intérieur solaire. Par contre, la basse atmosphère solaire étant dans un milieu à fort  $\beta$ , les mouvements continus au niveau de la photosphère/chromosphère peuvent entraîner les pieds des lignes de champ magnétique coronales. Petit à petit, ces mouvements peuvent induire une modification de la configuration magnétique coronale. Ce forçage magnétique peut parfois amener à la formation de configurations où sont présents de forts cisaillements magnétiques (*e.g.*, Figure 3.2).

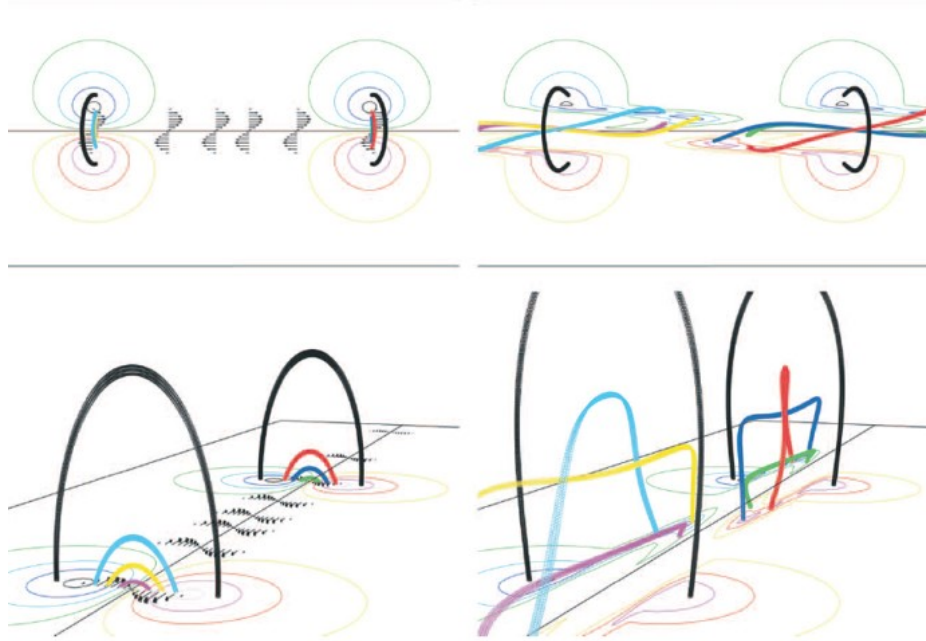


FIGURE 3.2 – Illustration, dans une simulation MHD 3D, de l’évolution «line-tied» du champ magnétique coronal, entraîné par les mouvements photosphériques advectant les pieds des lignes de champ magnétique. Figure adaptée de DeVore et al. [2005].

Certains types de structures sont plus susceptibles de créer des nappes de courants. Ce sont en particulier les zones où la connectivité du champ magnétique présente de forts gradients, voire des discontinuités. La connectivité magnétique peut être définie comme la fonction mathématique qui associe à la position d’un pied d’une ligne de champ, la position de l’autre pied de cette même ligne de champ [Longcope, 2005]. La MHD idéale étant fortement respectée dans la couronne solaire, la connectivité magnétique reste généralement stable et constante dans le temps.

Deux lignes de champ A et B appartiennent au même domaine de connectivité, si, en imaginant un déplacement continu du pied  $X_a$  de la ligne A au pied  $X_b$  de la ligne B, le déplacement du pied  $Y_a$  vers  $Y_b$  se fait lui aussi de manière continue. Un fort gradient de connectivité sera présent si  $|\overline{X_a X_b}| / |\overline{Y_a Y_b}| \gg 1$  ou  $\ll 1$ ; *i.e.*, si un petit déplacement au niveau d’un pied entraîne un grand déplacement au niveau de l’autre extrémité de la ligne de champ (voir Figure 3.3). Les régions de forts gradients de connectivité sont nommées zones quasi-séparatrices [cf. revue Démoulin, 2006].

Dans le cas, où un petit déplacement continu au niveau d’un pied entraîne un saut/une discontinuité du déplacement du pied opposé de la ligne de champ magnétique, il y a alors une discontinuité de la connectivité. Les surfaces de discontinuité sont nommées des surfaces séparatrices, qui sont formées de lignes de champ magnétique particulières, les lignes séparatrices. Certaines structures topologiques particulières génèrent des séparatrices, tels que les points nuls qui sont des points singuliers où  $\mathbf{B} = 0$  [*e.g.*, Haynes &

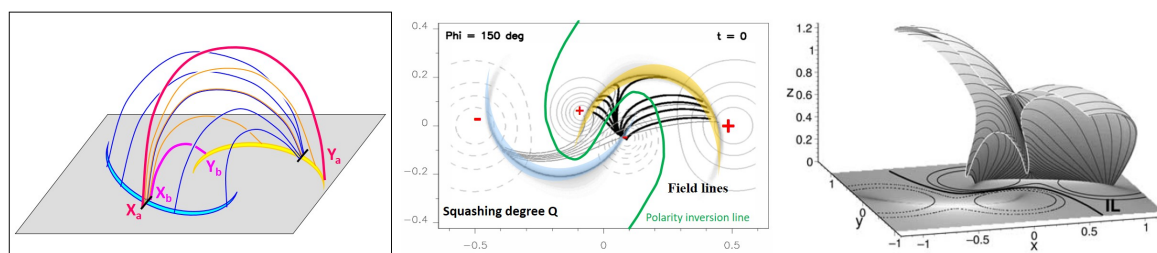


FIGURE 3.3 – Gauche : Exemple de lignes de champ magnétique présentant un fort gradient de connectivité. Le tube de flux auquel ces lignes de champ appartiennent est ainsi fortement déformé et il constitue ainsi une quasi-séparatrice. Centre : Distribution photosphérique du facteur d'écrasement  $Q$  (en niveau de gris) dans le cas d'une configuration magnétique quadripolaire. Au sein de cette zone de fort  $Q$  les lignes de champ magnétique (lignes noires) présentent de forts gradients de connectivité. Droite : représentation en volume de la quasi-séparatrice dans une configuration quadripolaire. Figure adaptée de Titov et al. [2002] et Aulanier et al. [2005b, 2006].

Parnell, 2007; Parnell et al., 1997], mais aussi les régions chauves [Bald Patches Titov et al., 1993], les zones de la photosphère solaire où le champ magnétique forme une boucle concave, en forme de U.

Les quasi-séparatrices et les séparatrices sont des structures topologiques particulièrement intéressantes où se forment spontanément des courants électriques comme montrés par des simulations numériques MHD [e.g., Aulanier et al., 2005b; Billinghurst et al., 1993; Effenberger et al., 2011; Parlat et al., 2009a,b; Parnell et al., 1997, 1994], ou particulières [Restante et al., 2013; Sauppe & Daughton, 2018; Wendel et al., 2013] ainsi que par des expériences de laboratoire [Gekelman et al., 2018; Gekelman et al., 2010, 2012]. En effet, ces structures présentent la propriété suivante : elles permettent la coexistence, dans un voisinage spatial très restreint, de lignes de champ dont les pieds respectifs sont très éloignés. Les mouvements au niveau des pieds de certaines de ces lignes sont ainsi décorrélés et distincts de ceux des autres lignes de champ magnétique. Des mouvements de cisaillement à grande échelle peuvent donc être transformés en cisaillement magnétique à très petite échelle, et donc induire la formation de nappes d'intenses courants électriques [voir Figure 3.4 et Parlat, 2019].

L'étude de la topologie magnétique revient donc à étudier les gradients de connectivité magnétique. Si la norme de la connectivité,  $N$ , a été la première grandeur utilisée [Démoulin et al., 1996b], la communauté s'intéresse depuis les travaux de Titov et al. [2002] au facteur d'écrasement («squashing degree»)  $Q$ . Alors qu'initialement, cette quantité était évaluée essentiellement au niveau de la photosphère [e.g., Aulanier et al., 2005b; Démoulin et al., 1997, 1996a; Mandrini et al., 1997, 1995, voir aussi Figure 3.4], Parlat & Démoulin [2012] a présenté une méthode pour calculer cette quantité dans n'importe quelle section du domaine (e.g., comme dans la coupe verticale de la Figure 3.1). En se reposant sur ce travail, de nouvelles méthodes et de nouveaux codes numériques, permettent aujourd'hui de calculer  $Q$  de manière extrêmement efficace et rapide, certains utilisant l'état de l'art en calcul sur GPU tel le code QLSquasher [Tassev & Savcheva, 2017].

### 3.2.3 Topologie et courants électriques

Le lien entre la topologie magnétique et les zones d'émissions lors des éruptions solaires est un résultat connu depuis les années 1990 [e.g., Démoulin et al., 1997, 1996a; Gorbachev & Somov, 1989; Mandrini et al., 1995]). Grâce à la topologie, il est possible de déterminer les lignes (quasi-)séparatrices et de prédire où la reconnexion magnétique

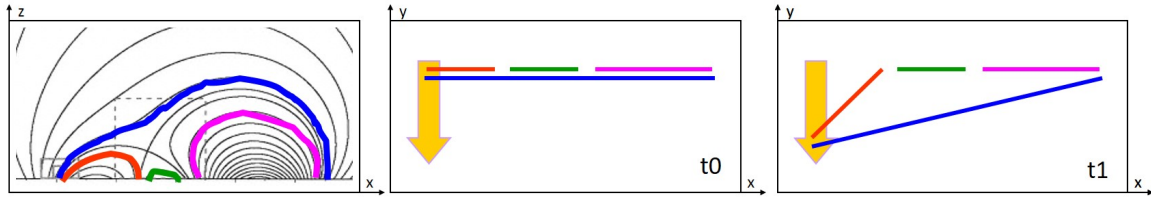


FIGURE 3.4 – Schéma représentant le déplacement de lignes de champ magnétique dans une configuration magnétique quadripolaire. Panneau de gauche : vue de coté de 4 lignes de champ particulières au sein de 4 domaines de connectivité. Panneau central : vue de dessus de ces 4 lignes de champ à l’instant initial  $t_0$ . Un mouvement «line-tied» est appliqué au niveau du pied le plus à gauche, relativement aux autres pieds. En supposant que le domaine est suffisamment grand, le mouvement au niveau d’un pied peut être considéré comme non-corrélé aux mouvements des autres pieds des lignes de champ. Du fait du «line-tying», le mouvement au niveau d’un pied n’entraîne pas un déplacement au niveau du pied opposé. Panneau de droite : évolution des lignes de champ à un instant  $t_1 > t_0$ . A l’interface entre les lignes de champ, un cisaillement magnétique apparaît et une nappe de courant électrique se développe spontanément ( $\mu_0 \mathbf{J} = \nabla \times \mathbf{B}$ ) le long des lignes séparatrices.

aura lieu. Des particules, accélérées au niveau du site de reconnexion, se propagent le long des séparatrices, finissent par impacter la basse atmosphère solaire et induire différents types de rayonnements X et UV [cf. revues de [Benz, 2008](#); [Fletcher et al., 2011](#)]. La distribution spatiale de ces embrillancements doit donc correspondre à celle des pieds des structures topologiques d’intérêt [[Gorbachev & Somov, 1989](#)]. Mes travaux sur la topologie ont fortement renforcé ce résultat et ceci de plusieurs manières.

Tout d’abord statistiquement : l’ensemble de mes travaux sur le sujet [e.g., [Savcheva et al., 2012](#); [Zhao et al., 2016, 2014](#)] confirment le lien entre topologie et sites d’émissions. En particulier, dans [Savcheva et al. \[2015\]](#), nous avons effectivement montré une excellente relation entre la position des rubans et la position d’une structure topologique spécifique, les quasi-séparatrices, et ceci pour 7 régions actives différentes ayant donné lieu à des éruptions d’énergie variée. Nous avons poursuivi cette étude en montrant que lors de l’éruption, la forme et la position des rubans d’éruptions suivaient l’évolution de la position des quasi-séparatrices [[Janvier et al., 2016](#); [Savcheva et al., 2016](#)]. Il est donc non seulement possible de prédire la forme des rubans d’éruptions mais aussi la dynamique de leur évolution lors des éruptions solaires.

Ensuite quantitativement : [Masson et al. \[2009, 2017\]](#) et [Liu et al. \[2015\]](#) se sont intéressés à une topologie magnétique particulière, présentant un point nul 3D. Dans ce type de topologie, une des séparatrices a une forme circulaire et les émissions UV associées adoptent aussi la même morphologie. Dans [Masson et al. \[2017\]](#), nous avons ainsi présenté la meilleure corrélation en date entre la structure topologique et les rubans d’émission. Ceci a été permis grâce à une reconstruction 3D du champ magnétique particulièrement minutieuse.

Finalement, mes travaux ont permis d’ajouter un chaînon manquant dans la compréhension du mécanisme : la présence des courants électriques au sein de la structure topologique engendrant les émissions lumineuses lors des éruptions. Dans [Janvier et al. \[2016\]](#), mais aussi dans [Masson et al. \[2017\]](#), nous avons en effet pour la première fois mis en évidence dans des observations la correspondance entre :

- les émissions UV
- les courants électriques

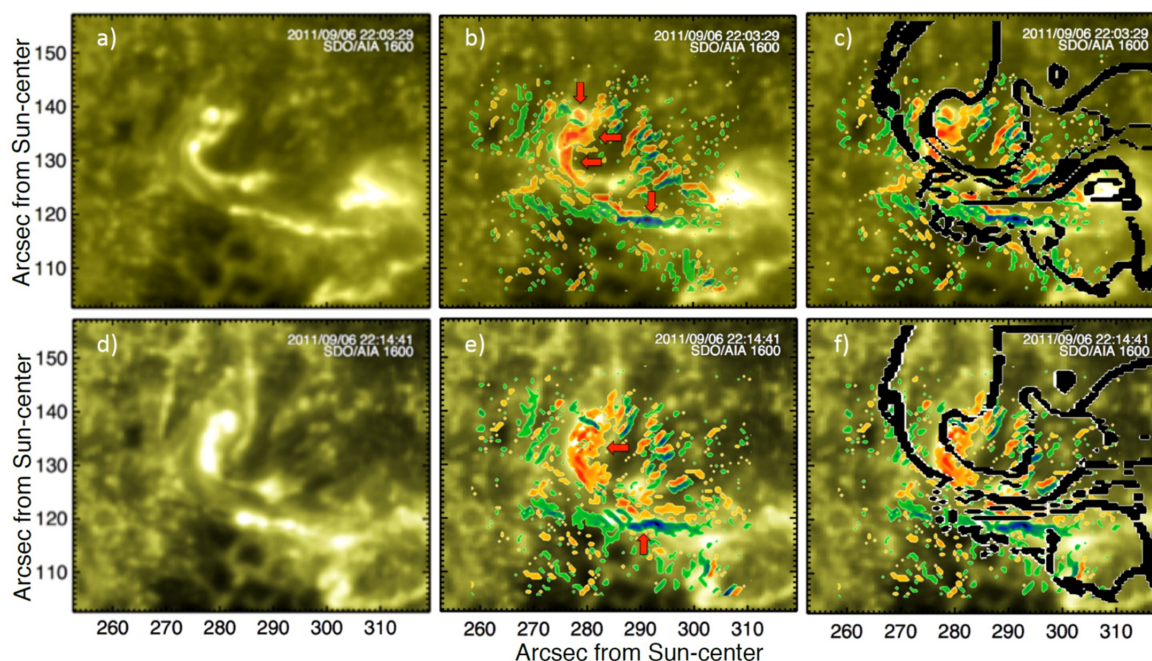


FIGURE 3.5 – Exemple observationnel de la corrélation entre la distribution spatiale des structures topologiques (QSLs en noir dans les panneaux de droite), de la densité de courants électriques (composante  $J_z$ , en rouge et bleu en fonction de son signe) et des émissions UV (à 160 nm, observées par AIA/SDO) lors d’une éruption solaire.

- la structure topologique

Ce résultat observationnel, prévu précédemment par les travaux théoriques [Démoulin et al., 1996b; Gorbachev & Somov, 1989; Janvier et al., 2013] confirme fortement le modèle 3D des éruptions solaires que notre groupe met en place.

### 3.2.4 Le modèle standard magnétique 3D des éruptions solaires

Notre modèle standard 3D des éruptions solaires (voir Figure 3.6) s’appuie sur le modèle 2D dit CSHKP [cf. revues de Green et al., 2018; McKenzie, 2002] auquel sont ajoutés les effets liés à la présence de la troisième dimension. Si cet ajout peut, à première vue, sembler anodin, il est en réalité particulièrement important tant le processus de reconnexion magnétique diffère entre un modèle 2D et un modèle 3D. Le modèle standard 3D cherche ainsi à rendre compte de phénomènes nouveaux ainsi que à inclure la problématique du déclenchement des éruptions, absent jusqu’alors du modèle CSHKP. Le modèle magnétique 3D permet ainsi d’inclure :

- la structuration magnétique de la région active : la présence de structures topologiques particulières ainsi que leur contenu en hélicité magnétique (cf. Chapitre 4)
- les instabilités amenant à la perte d’équilibre : s’il reste encore beaucoup de chemin à faire pour déterminer avec certitude le processus déclencheur des éruptions, les travaux sur l’instabilité de «Torus» [Kliem & Török, 2006], que ce soit les miens [Savcheva et al., 2012; Zuccarello et al., 2018] ou ceux du groupe [Aulanier et al., 2010; Zuccarello et al., 2015, 2016], montrent que c’est un mécanisme viable et particulièrement prometteur permettant d’expliquer de nombreuses observables.
- la formation et l’intensification des nappes de courants impliquées dans les reconnections magnétiques ayant lieu lors de l’éruption [Janvier et al., 2014, 2016; Masson

et al., 2009; Pariat et al., 2009b]

- la distribution 3D de l'injection des particules dans les lignes de champs magnétiques 3D ayant reconnecté : ceci permet d'une part de rendre compte de la distribution des émissions UV et X dans l'atmosphère solaire [Masson et al., 2009; Reid et al., 2012] et d'autre part d'expliquer l'injection de particules dans des lignes de champ magnétique connectées au milieu interplanétaire [Masson et al., 2012].

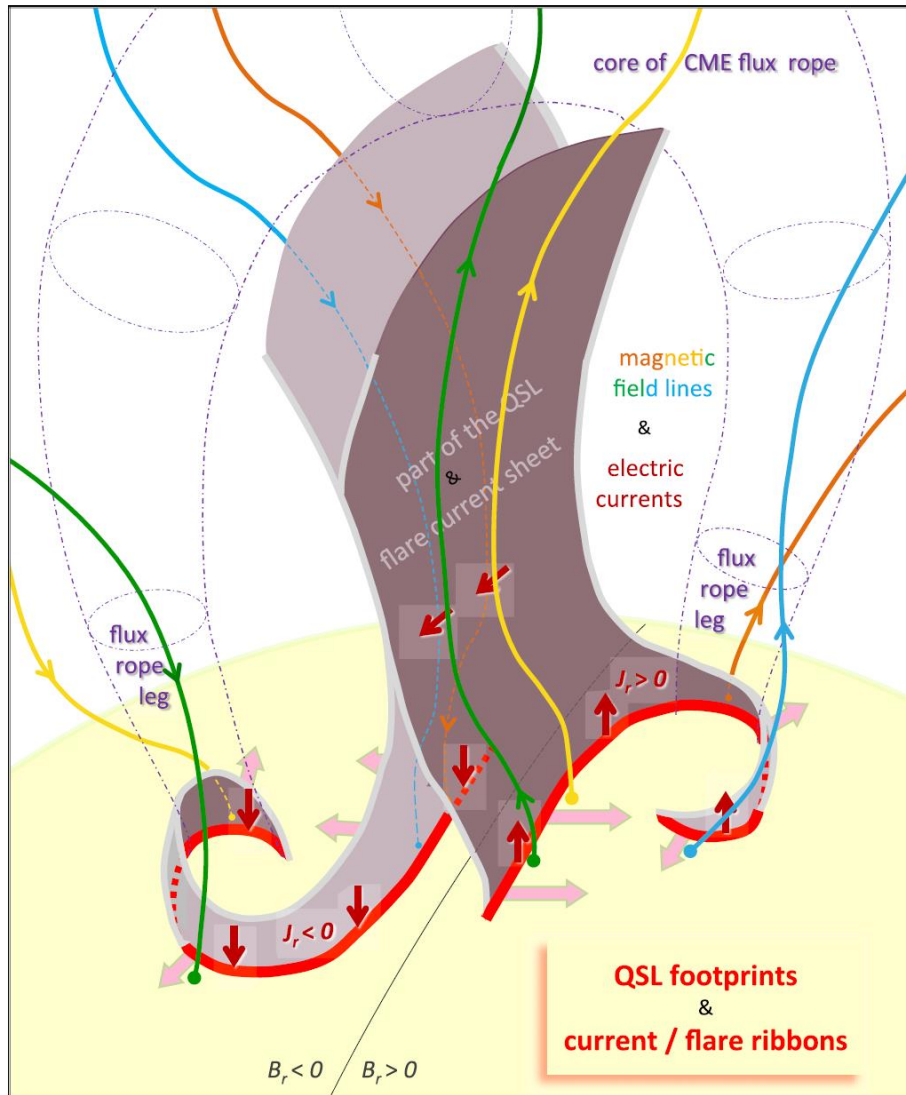


FIGURE 3.6 – Schéma du modèle standard magnétique 3D des éruptions solaires [Janvier et al., 2014].

La nature de la structure topologique présente dans les régions éruptives est importante pour comprendre le déroulement même de la reconnexion [Démoulin, 2006; Longcope, 2005; Pariat, 2019]. Les modes et régimes de reconnexion magnétique peuvent en effet varier en fonction de la structure topologique sous-jacente. Nos expériences numériques nous ont permis de démontrer l'existence d'un mode particulier de la reconnexion magnétique en présence de quasi-séparatrices : la reconnexion magnétique glissante [Aulanier et al., 2006; Masson et al., 2012, 2009]. C'est un régime de reconnexion purement 3D (il n'existe pas en 2D) qui généralise des modes étudiés habituellement en 2D [Hesse & Schindler, 1988; Priest & Forbes, 1992]. Nous avons aussi effectué un travail d'étude des propriétés de glissement apparent des lignes de champ en fonction des propriétés de la



quasi-séparatrice [Janvier et al., 2013]. Ces travaux numériques et théoriques nous ont ainsi permis d'interpréter la dynamique des rubans d'éruptions [e.g., Janvier et al., 2016; Masson et al., 2017] d'une manière bien plus précise que ce qui était effectué auparavant.

En conclusion, nos travaux sur la topologie sont particulièrement importants pour la justification même du rôle de la reconnexion magnétique. Ce phénomène n'est en effet pas directement observé, ni d'ailleurs toujours pas directement observable. Ce n'est que via des observations indirectes, e.g., changement de connectivité, que son implication est observationnellement attestée. Son rôle a été longuement débattu en physique solaire dans les années 1970-1990. Or, le modèle 3D d'éruption, qui repose fondamentalement sur le mécanisme de reconnexion, et l'adéquation entre topologie et distribution des embrillancements apportent un faisceau de preuves extrêmement solides. La topologie permet non seulement d'expliquer mais aussi de prédire la distribution des embrillancements. La structure topologique est en effet uniquement déterminée par les mesures du champ magnétique de la configuration pré-éruptive et est obtenue de manière complètement indépendante des observations UV de la phase éruptive. L'excellente corrélation qui existe entre la distribution des structures topologiques et celles des émissions UV est donc aujourd'hui la meilleure preuve du rôle central de la reconnexion magnétique dans les phénomènes éruptifs.

# Chapitre 4

## Hélicités magnétiques

La présence de courants électriques induits, permettant le stockage d'énergie magnétique libre, implique que le champ magnétique prenne une forme torsadée ou cisillée. Une troisième manière d'appréhender le concept de non-potentialité/champs porteurs de courants électriques revient à analyser les champs magnétiques sous l'angle de leur structure géométrique via le concept d'hélicité magnétique. Après avoir introduit les différentes hélicités magnétiques (cf. Section 4.1), nous présenterons les avancées obtenues concernant la mesure de ce type de quantités (cf. Section 4.2), leurs propriétés de conservation (cf. Section 4.3), et leur rôle dans l'éruptivité des régions actives (cf. Section 4.4).

### 4.1 Définitions

L'hélicité magnétique est une quantité scalaire signée qui permet de mesurer globalement la torsion, le cisaillement et l'enlacement des lignes de champs dans l'atmosphère solaire [cf. revues de Berger, 2003; Berger & Murdin, 2000]. L'hélicité magnétique permet une estimation caractérisant certaines propriétés géométriques du champ magnétique. Le signe de l'hélicité (positive ou négative) renseigne sur la chiralité du système magnétique. C'est une quantité qui est aussi intimement liée à l'énergie magnétique, puisque, à hélicité magnétique donnée, correspond un minimum d'énergie magnétique dans le domaine [Woltjer, 1958]. L'hélicité magnétique,  $\mathcal{H}$ , s'écrit classiquement [Elsasser, 1956] comme :

$$\mathcal{H} \equiv \int_V (\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}) dV, \quad (4.1)$$

avec  $\mathbf{A}$  le vecteur potentiel de  $\mathbf{B}$ , tel que :  $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$ . L'hélicité est ainsi homogène au carré d'un flux magnétique. Pour une structure simple comme un tube de flux magnétique uniformément torsadé, l'hélicité est égale au produit du carré du flux magnétique axial et du nombre de tours des lignes de champ autour de l'axe central ( $H = n\phi^2$ ).

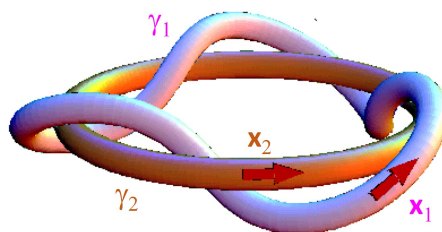


FIGURE 4.1 – Illustration de l'enlacement de deux courbes orientées,  $\gamma_1$  et  $\gamma_2$ , ayant un nombre de lien de Gauss de  $L(\gamma_1, \gamma_2) = -3$

En utilisant la définition du nombre de lien de Gauss,  $L(\gamma_1, \gamma_2)$ , entre deux courbes fermées et orientées  $\gamma_1$  et  $\gamma_2$ , dont les formes dans l'espace sont décrites par les coordonnées  $\mathbf{x}_1(\sigma_1)$  (resp.  $\mathbf{x}_2(\tau_2)$ ), avec  $\sigma_1$  (resp.  $\tau_2$ ) les coordonnées curvilinéaires le long de ces courbes (voir Figure ??),

$$L(\gamma_1, \gamma_2) = \frac{1}{4\pi} \oint_{\gamma_1} \oint_{\gamma_2} \frac{d\mathbf{x}_2}{d\tau_2} \times \frac{\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2}{|\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2|^3} \cdot \frac{d\mathbf{x}_1}{d\sigma_1} d\tau_2 d\sigma_1, \quad (4.2)$$

en décrivant le champ magnétique comme une collection discrète de flux infinitésimaux élémentaires (ce qui est permis en MHD dans un milieu à haut nombre de Reynolds magnétique), de flux magnétique  $d\Phi$ , il est possible de montrer que dans la jauge de Coulomb ( $\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$ ), l'hélicité s'écrit [Moffatt, 1969] :

$$\mathcal{H} = \int_{\Phi_i} \int_{\Phi_j} L(\gamma_i, \gamma_j) d\Phi_j d\Phi_i. \quad (4.3)$$

L'hélicité magnétique peut donc être vue comme la somme des nombres de liens de chaque couple de lignes de champ magnétique, pondérés par leur champ magnétique.

L'intérêt de l'hélicité magnétique provient essentiellement du fait que c'est un des très rares invariants en MHD idéale [Woltjer, 1958]. Si cette propriété peut être démontrée mathématiquement, il est aussi possible de voir directement que lorsque la reconnexion n'est pas permise (MHD idéale), la connectivité des lignes de champ est préservée et donc le nombre de liens entre les différentes lignes de champ magnétique reste identique et  $\mathcal{H}$  reste donc constante. Nous verrons que cette propriété reste vraie même lors des éruptions solaires, bien que d'importants phénomènes non-idéaux entrent en jeu (cf. Section 4.3).

La définition classique de l'hélicité magnétique la rend néanmoins peu utile en pratique. En effet, l'hélicité magnétique n'est invariante de jauge que lorsqu'on la considère dans un volume  $V$  magnétiquement fermé (i.e.  $\mathbf{B} \cdot d\mathbf{S}|_{\partial V} = 0$ ). Or, pour la plupart des plasmas naturels, cette condition n'est pas respectée. Ceci est particulièrement vrai pour l'étude de la couronne solaire, dont la frontière photosphérique est traversée par des flux magnétiques très intenses au niveau des régions actives. Il est donc clair que la définition classique de l'hélicité magnétique est inutile. Pour remédier à ce problème, Berger & Field [1984] ont introduit le concept d'hélicité magnétique relative. L'hélicité magnétique relative,  $H_V$ , peut s'écrire comme [Finn & Antonsen, 1985] :

$$H_V \equiv \int_V (\mathbf{A} + \mathbf{A}_0) \cdot (\mathbf{B} - \mathbf{B}_0) dV, \quad (4.4)$$

L'hélicité magnétique est ainsi évaluée relativement à un champ magnétique de référence  $\mathbf{B}_0$  qui doit posséder la même distribution de flux que le champ étudié à la surface du volume. Si en théorie  $\mathbf{B}_0$  peut être n'importe quel champ respectant cette condition, le champ magnétique potentiel,  $\mathbf{B}_p$ , reste le principal type de champ utilisé, et celui que nous utiliserons par la suite.

De même que le champ magnétique peut être décomposé en champ potentiel et non-potentiel (cf. Section 2.1), l'hélicité relative peut aussi être décomposée en hélicité non-potentielle,  $H_j$ , et hélicité mêlée,  $H_{pj}$ , tel que [Berger, 2003] :

$$H_V = \int_V (\mathbf{A} + \mathbf{A}_p) \cdot (\mathbf{B} - \mathbf{B}_p) dV = H_j + H_{pj}, \quad (4.5)$$

$$H_j \equiv \int_V (\mathbf{A} - \mathbf{A}_p) \cdot (\mathbf{B} - \mathbf{B}_p) dV = \int_V \mathbf{A}_j \cdot \mathbf{B}_j dV, \quad (4.6)$$

$$H_{pj} \equiv 2 \int_V \mathbf{A}_p \cdot (\mathbf{B} - \mathbf{B}_p) dV, \quad (4.7)$$

avec  $\mathbf{B}_j = \nabla \times \mathbf{A}_j$ , le potentiel vecteur du champ non potentiel  $\mathbf{B}_j$ . La composante  $H_j$  correspond, de fait, à l'hélicité classique du champ magnétique non potentiel. Par construction,  $\mathcal{V}$  est un volume magnétique pour  $\mathbf{B}_j$  (car  $\mathbf{B}_j \cdot d\mathbf{S}|_{\partial\mathcal{V}} = 0$ , cf. équation 2.3).  $H_{\mathcal{V}}, H_j$  et  $H_{pj}$  sont toutes trois des quantités invariantes de jauge. Si  $H_{\mathcal{V}}$  est étudiée depuis plusieurs décennies [cf. revues de Démoulin, 2007; Démoulin & Pariat, 2009], ce n'est que très récemment, et en partie sous mon impulsion, que l'intérêt de l'étude de  $H_j$  et  $H_{pj}$  est apparu (cf. Section 4.4).

## 4.2 Mesure et représentation de l'hélicité relative

### 4.2.1 Intégration directe volumique

La manière d'estimer l'hélicité, qui semble la plus simple et évidente, consiste à intégrer directement l'équation 4.4. Cette méthode n'est pourtant pas la plus immédiate à partir d'observations puisque seules des mesures 2D du champ magnétique solaire sont obtenues communément. Même pour ce qui est des données magnétiques issues de simulations numériques, a priori connues dans tout le volume, la mesure correcte de l'hélicité magnétique relative n'a été rendue possible que depuis 2011-2012 [e.g., Thalmann et al., 2011; Valori et al., 2012].

Précédemment, les méthodes d'estimation de l'hélicité relative n'imposaient pas strictement la condition  $\mathbf{B} \cdot d\mathbf{S}|_{\partial\mathcal{V}} = \mathbf{B}_p \cdot d\mathbf{S}|_{\partial\mathcal{V}}$  sur la totalité du domaine [e.g., DeVore, 2000]. Dans Valori et al. [2012] et Moraitis et al. [2018] nous avons montré que l'absence du respect strict de cette condition induisait des erreurs sensibles dans l'évaluation de  $H_{\mathcal{V}}$ , voire l'incapacité d'estimer correctement le signe / la chiralité de la structure dans certains cas pathologiques [e.g., Valori et al., 2011]. Nous avons donc entrepris de développer une méthode efficace de mesure de l'hélicité magnétique relative, tout d'abord dans un domaine cartésien [Valori et al., 2012], et plus récemment en géométrie sphérique [Moraitis et al., 2018]. Nos méthodes reposent sur l'évaluation de l'hélicité en utilisant la jauge de DeVore, ( $\mathbf{A} \cdot \mathbf{e} = 0$ , avec  $\mathbf{e}$  un vecteur unitaire d'une direction choisie). Ce choix de jauge, si elle entraîne un formalisme analytique plus complexe, permet une résolution numérique simplifiée et donc plus efficace.

Suite à la production de plusieurs méthodes d'estimation correcte de l'hélicité magnétique relative [Moraitis et al., 2014; Rudenko & Myshyakov, 2011; Thalmann et al., 2011; Valori et al., 2012; Yang et al., 2013], nous avons entrepris, sous mon initiative, la comparaison et validation de ces méthodes [Valori et al., 2016]. Nous avons montré que la quasi-totalité de ces méthodes fonctionnent de manière très satisfaisante et surtout nous avons pu estimer leur robustesse dans différentes conditions. Nous avons en particulier montré l'influence de la présence de solénoïdalité finie dans les données magnétiques (cf. Section 2.2). En présence de  $E_{ns}$  important, l'hélicité magnétique relative n'est plus indépendante de la jauge ce qui entraîne une incertitude sur son évaluation. Valori et al. [2016] ont donc permis de quantifier les valeurs de  $E_{ns}$  acceptables pour une estimation de  $H_{\mathcal{V}}$  significative.

### 4.2.2 Hélicité magnétique relative par ligne de champ

L'hélicité magnétique, contrairement à beaucoup de grandeurs classiques, est une quantité « globale » : il n'existe pas de densité par unité de volume d'hélicité au sens classique du terme [Berger, 2003; Berger & Murdin, 2000]. En effet, l'intégrant dans l'équation 4.1 n'est pas, en lui-même, invariant de jauge. Il est en revanche possible de définir une

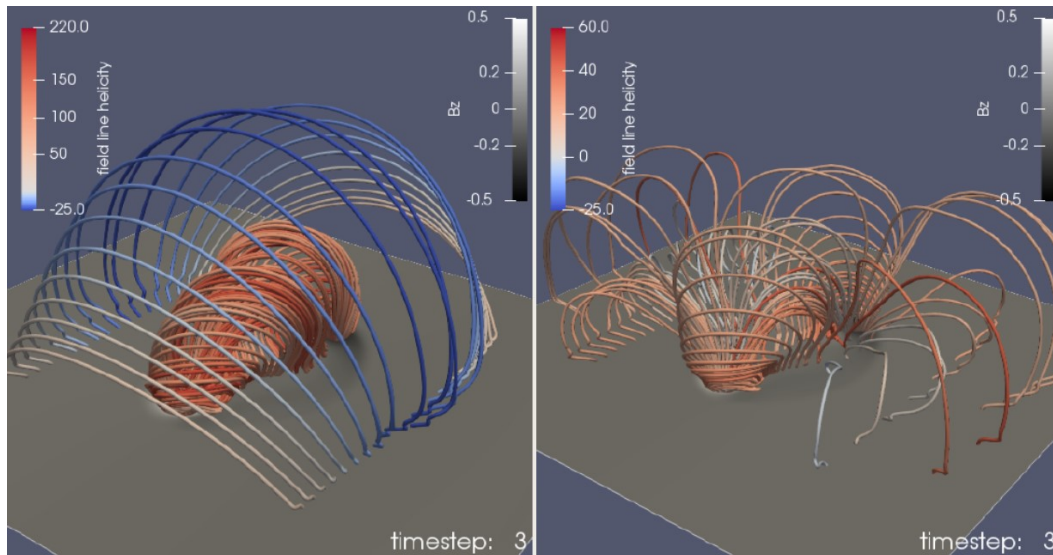


FIGURE 4.2 – Distribution de l’hélicité magnétique relative par ligne de champ (DHMRLC) lors de deux instantanés de l’évolution de simulations MHD 3D d’émergence, l’une donnant lieu à une éruption (droite) et l’autre à une configuration magnétique stable (gauche). Figure adaptée de [?].

densité d’hélicité magnétique par tube de flux élémentaire. La description de l’hélicité classique en termes de nombre de liens de Gauss fournit une telle densité : la somme des nombres de liens d’une ligne de champ donnée avec l’ensemble des autres lignes de champ du domaine.

Depuis peu, la question de la description de l’hélicité magnétique relative en terme de densité par ligne de champ émerge [Aly, 2018; Russell et al., 2015; Yeates & Hornig, 2014; Yeates & Page, 2018]. Dans ?, nous avons présenté un formalisme qui permet de définir une densité d’hélicité magnétique relative par ligne de champ (DHMRLC, voir Figure 4.2). Nous avons montré que l’interprétation physique de la DHMRLC restait dépendante du choix de la jauge du champ de référence (le champ potentiel). Ce type d’étude et de représentation de l’hélicité conduit à une description plus fine de l’hélicité qui permettra d’étudier le transfert d’hélicité entre structures au cours du temps, en particulier lors de la reconnexion magnétique.

### 4.2.3 Flux d’hélicité

Historiquement, la méthode la plus utilisée pour estimer l’hélicité magnétique repose sur l’intégration en temps du flux d’hélicité. A partir de séries de cartes du champ magnétique photosphérique il est possible de calculer le flux d’hélicité relative et d’obtenir l’accumulation d’hélicité dans la couronne solaire [Chae, 2001; Démoulin, 2007; Démoulin & Pariat, 2009]. Du fait des propriétés de conservation de l’hélicité magnétique (cf. Section 4.3), l’hélicité ainsi accumulée peut donner une bonne approximation de l’hélicité magnétique dans le volume coronal. Au cours de ma thèse et par la suite j’ai ainsi fréquemment utilisé ce type d’approche pour l’étude de l’évolution de l’hélicité magnétique dans les régions actives [Chandra et al., 2010; Guo et al., 2013; Pariat et al., 2005, 2006; Romano et al., 2010].

### Flux d'hélicité potentielle et non-potentielle

L'intérêt récent pour les hélicités non potentielle  $H_j$  et mêlée  $H_{pj}$  (cf. Sections 4.4), nous amène à étudier les propriétés de ces quantités. [Linan et al. \[2018\]](#) a ainsi pour la première fois déterminé l'équation de la variation temporelle de  $H_j$  et  $H_{pj}$ . [Linan et al. \[2018\]](#) a ainsi montré que  $H_j$  et  $H_{pj}$  n'étaient pas des quantités conservées, contrairement à l'hélicité magnétique relative  $H_\gamma$ .

En particulier, [Linan et al. \[2018\]](#) a mis en avant l'existence d'un terme de transfert volumique entre ces deux quantités. A partir de différents jeux de simulations numériques d'évènements de type solaire [issues des travaux de [Leake et al., 2014, 2013](#); [Pariat et al., 2009a](#); [Zuccarello et al., 2015](#)]; [Linan et al. \[2018\]](#) et [Linan et al., 2019](#) (en prep.) ont démontré que ce terme n'était absolument pas négligeable.

Ces résultats ont une conséquence importante en termes d'observation : ils impliquent que, contrairement à l'hélicité relative,  $H_j$  et  $H_{pj}$  ne peuvent pas être estimées dans la couronne solaire en utilisant la méthode de l'intégration du flux d'hélicité. Seule la méthode, moins directe et plus dépendante du modèle, de l'intégration volumique pourra être employée [e.g., [James et al., 2018](#)], nécessitant des reconstructions 3D du champ magnétique coronal à partir des données 2D observées [[Wiegelmann et al., 2017](#)].

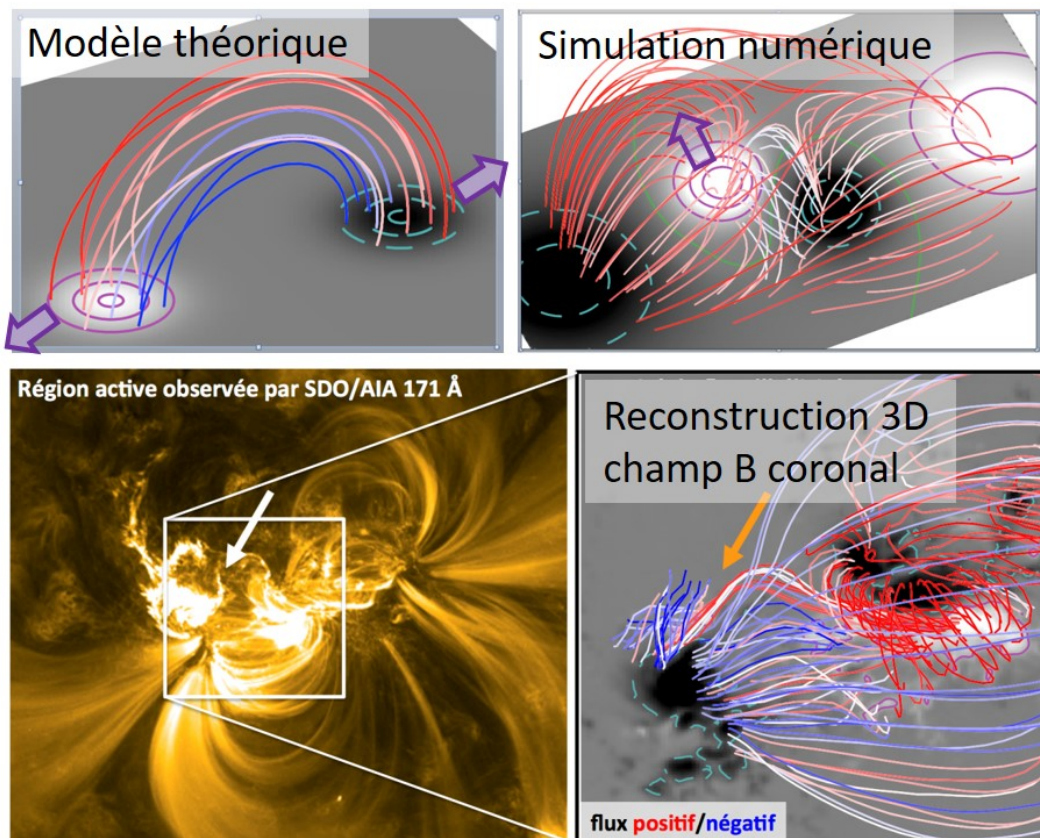


FIGURE 4.3 – Hélicitogrammes 3D appliqués à différents types de données. Haut Gauche : modèle analytique d'un tube de flux magnétique torsadé [[Titov & Démoulin, 1999](#)]. Haut droite : simulation numérique MHD 3D [[Aulanier et al., 2005b](#)]. Bas : observations UV et reconstruction 3D du champ magnétique coronal de la région active NOAA 11158. La couleur de chaque ligne de champ magnétique indique l'intensité et le signe (négatif en bleu et positif en rouge) du flux d'hélicité injecté dans cette ligne de champ. Dans le cas de la région active observée, le site de l'éruption correspond à une zone où des structures d'hélicité magnétique de signes opposés sont présentes (flèches blanche et orange). Figure adaptée de [Dalmasse et al. \[2014, 2013\]](#).

### Hélicitogrammes 3D

De manière similaire à l'hélicité magnétique relative, le flux d'hélicité ne possède pas de densité par unité de surface. Une méthode permettant de calculer et de représenter de la manière la plus pertinente le flux d'hélicité magnétique relative, les hélicitogrammes 3D, a ainsi été développée et testée de manière rigoureuse, aussi bien sur des données analytiques, numériques et observationnelles [Dalmasse et al., 2014, 2013, 2018]. Cette méthode permet de représenter directement l'injection d'hélicité magnétique dans chaque tube de flux élémentaires (voir Figure 4.3).

Dalmasse et al. [2013] présenta ainsi la première application de ces hélicitogrammes 3D à l'étude d'une région active observée et put mettre en avant la présence de structures à hélicité de signes opposés juste avant une éruption majeure (voir Figure 4.3). Cette méthode fait désormais partie des outils standards d'étude de l'hélicité dans les régions actives [Bi et al., 2015; Chen et al., 2018; Vemareddy & Demóulin, 2018, e.g.]. L'utilisation conjointe d'hélicitogrammes 3D et de l'hélicité par ligne de champ permet désormais d'appréhender la structuration des régions actives en hélicité [?]

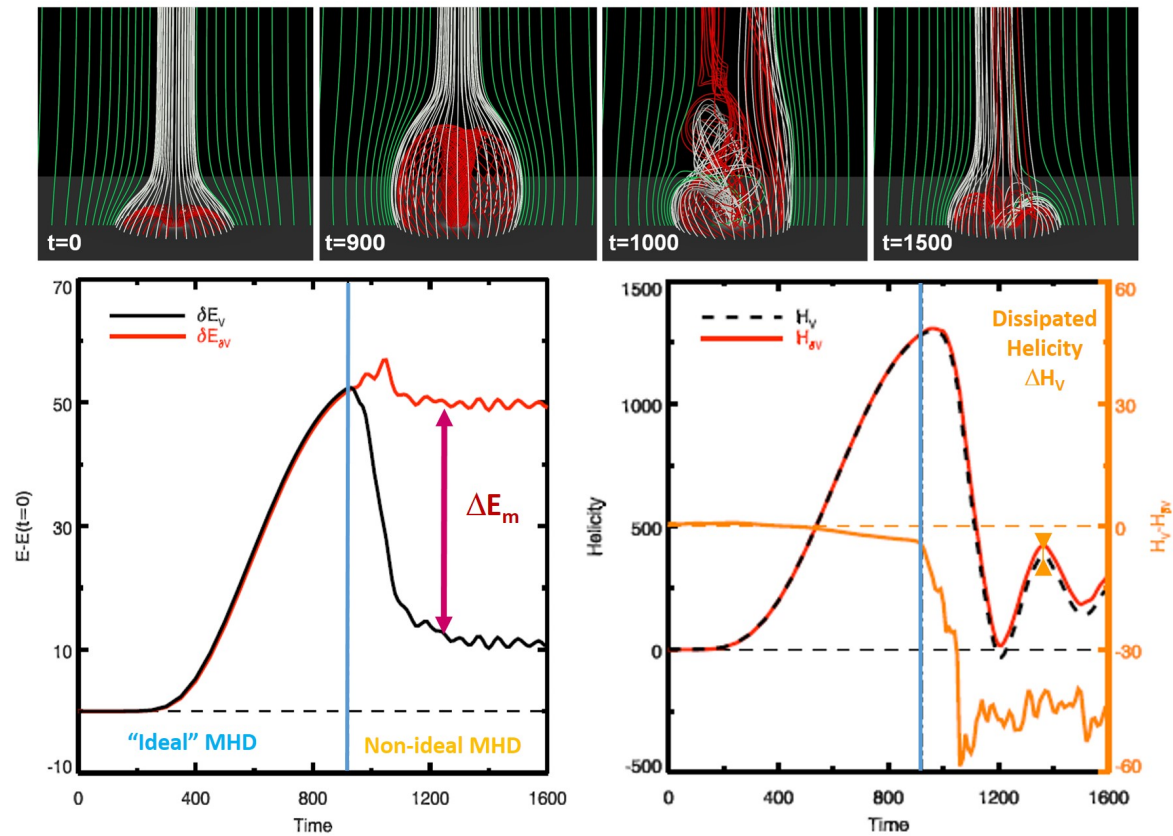


FIGURE 4.4 – Haut : Evolution de la connectivité des lignes de champ magnétique dans les simulations MHD 3D de génération de jets coronaux [Pariat et al., 2009a]. Les lignes de champ magnétique vertes et blanches (rouges) sont initialement ouvertes (fermées) ayant leurs deux extrémités situées sur différentes frontières (la même frontière basse) du domaine numérique. La connectivité évolue suite aux reconnections magnétiques, qui permettent le transfert de l'hélicité magnétique vers la frontière supérieure. Bas : Evolution de l'énergie magnétique (panneau de gauche) et de l'hélicité magnétique (panneau de droite) au cours de l'évolution du système. Les lignes noires présentent l'évolution de chacune des quantités dans le volume tandis que les lignes rouges présentent leur flux, à travers l'ensemble de la frontière du domaine numérique, intégrés dans le temps. La quasi-superposition de ces courbes montre l'excellente conservation de l'hélicité magnétique, même dans la phase non-idéale. Figure adapté de Pariat et al. [2015b].

### 4.3 Conservation de l'hélicité magnétique relative

L'expertise unique en théorie de la mesure de l'hélicité ainsi développée (cf. Section 4.2.1) a permis d'obtenir des résultats particulièrement importants sur les propriétés de l'hélicité magnétique. L'intérêt de l'hélicité magnétique est stimulé par le fait que c'est un des invariants quasi-unique en MHD idéale. Alors que cette propriété de conservation de l'hélicité est connue depuis les années 1950 [Woltjer, 1958], en analysant le comportement du plasma dans des Tokamaks, Taylor [1974], conjectura que l'hélicité magnétique devait aussi être conservée lorsque des mécanismes non-idéaux se développent. Cette hypothèse n'a pourtant jamais été testée de manière approfondie du fait des difficultés inhérentes à la mesure de l'hélicité magnétique. Grâce au développement d'une méthode analytique permettant de calculer numériquement, de manière correcte, l'hélicité magnétique d'un champ magnétique 3D dans un volume fini, il a ainsi été possible de tester directement la conservation de l'hélicité magnétique.

A partir de simulations numériques de jets coronaux [cf. Figure 2.3, Pariat et al., 2009a], j'ai estimé simultanément l'évolution de l'hélicité dans le domaine et son flux à travers les parois [Pariat et al., 2015b, , voir Figure 4.4]. Une particularité du set-up de ces simulations numériques, tient au fait que dans la période initiale de la simulation, la reconnexion magnétique est inhibée topologiquement et le comportement du système est quasi-idéal [e.g., Rachmeler et al., 2010], alors que dans la seconde période d'intenses reconnexions magnétiques ont lieu, amenant à la transformation / diffusion de près de 80% de l'énergie magnétique. Moins de 0,2% de l'hélicité est dissipée dans la première période, et au plus 2% de l'hélicité est diffusée dans la période non-idéale.

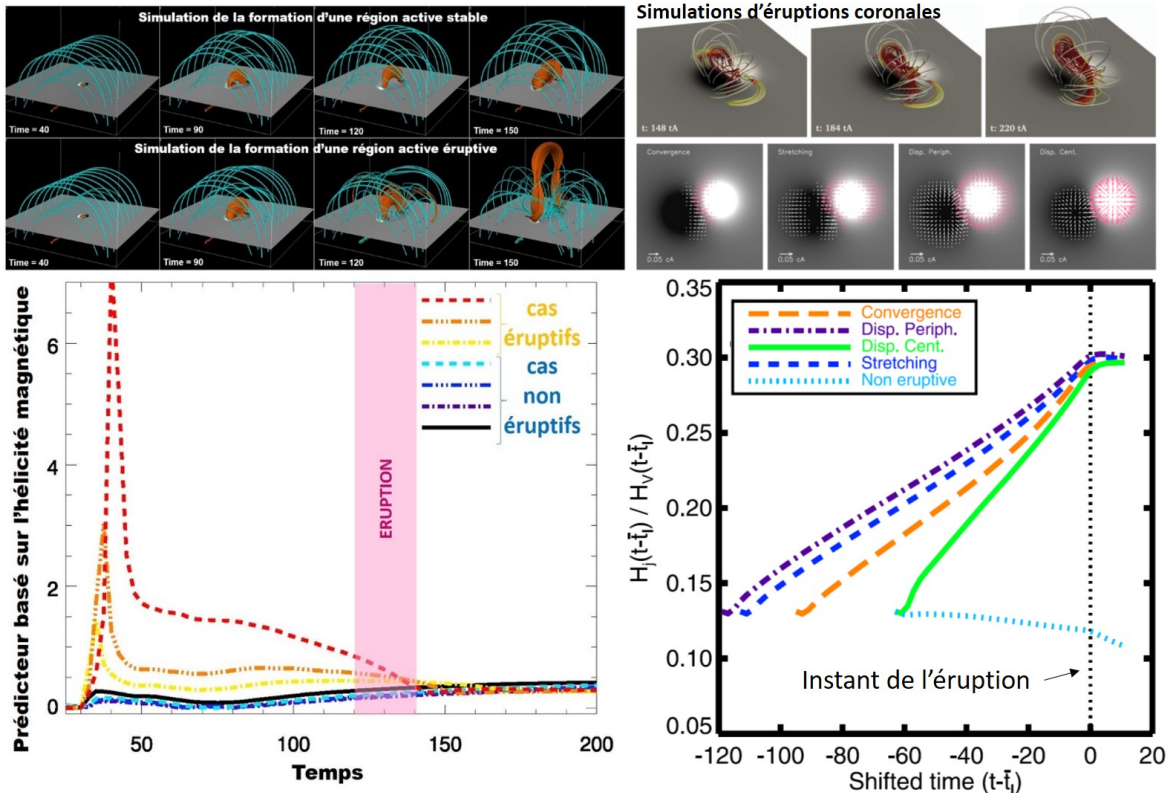


FIGURE 4.5 – Evolution du ratio  $H_j/H_V$  (panneaux du bas) dans des simulations numériques MHD 3D paramétriques d'émergence [Leake et al., 2014, 2013, à gauche] et d'éruption par forçage «line-tied» [Zuccarello et al., 2015, à droite]. Les panneaux du haut présentent des instantanés de l'évolution des simulations. Figure adaptée de Pariat et al. [2017] et Zuccarello et al. [2018].



Ces travaux renouvellent ainsi l'étude des propriétés de conservation de l'hélicité magnétique et semblent indiquer, au moins dans des expérimentations numériques, que l'hélicité serait effectivement très fortement conservée, même au cours des plus violents phénomènes actifs. Cette étude a été un tremplin pour lancer le projet HELISOL, financé par l'ANR dans le cadre de l'appel Jeune Chercheur.

## 4.4 Hélicités magnétiques et éruptivité

Plus récemment, mes travaux ont porté sur l'analyse du lien entre hélicité magnétique et éruptivité. Cette problématique a conduit, jusqu'ici, à des résultats controversés, qu'ils soient obtenus par des investigations théoriques, numériques ou observationnelles [e.g., [Amari et al., 2003](#); [Jacobs et al., 2006](#); [Nindos & Andrews, 2004](#); [Phillips et al., 2005](#)]. Les méthodes de mesure de l'hélicité magnétique étant relativement incorrectes jusqu'à récemment (voir Section 4.2), cette diversité de résultats n'est pas véritablement surprenante.

Désormais doté d'outils mathématiques et numériques permettant une mesure correcte de l'hélicité magnétique, j'ai pu montrer, à l'heure actuelle seulement à partir d'expérimentations numériques, que l'hélicité peut signaler le caractère éruptif d'une région active type et pourrait éventuellement être utilisée comme une quantité utile à la prédiction des éruptions (cf. Figure 4.5).

Tout d'abord, à partir de données de simulations numériques paramétriques de formations de régions actives solaires [[Leake et al., 2014, 2013](#)], certaines restant stables, d'autres donnant lieu à des éruptions, j'ai pu montrer dans [Pariat et al. \[2017\]](#) que le rapport de l'hélicité magnétique non potentielle,  $H_j$ , à l'hélicité magnétique totale, présentait des valeurs très élevées (cf. Figure 4.5) :

- pour les simulations éruptives uniquement,
- uniquement avant le déclenchement de l'éruption.

Cette quantité constitue ainsi un marqueur significatif de l'éruptivité du système. C'est la seule à présenter ce comportement parmi toutes les autres quantités étudiées (notamment les différentes énergies magnétiques et leurs rapports).

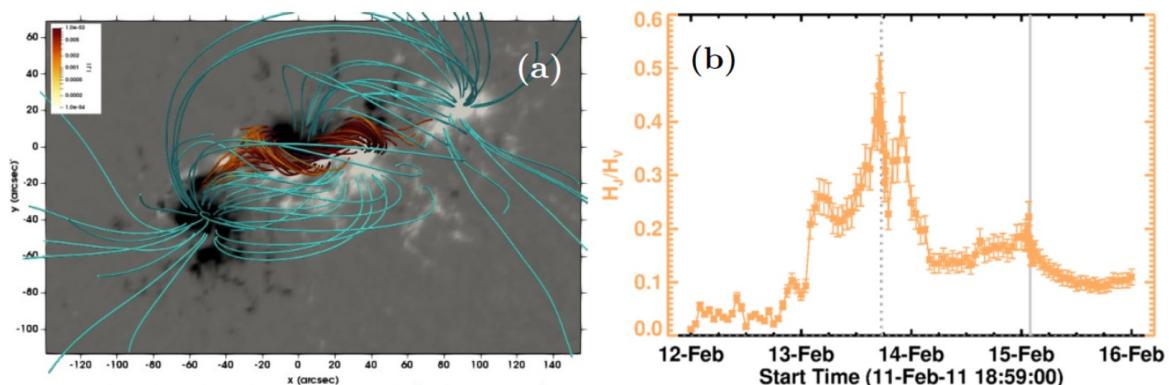


FIGURE 4.6 – Evolution du ratio  $H_j/H_\gamma$  dans la région active NOAA 11158 (panneau de droite). L'hélicité est estimée à partir de plus de 600 reconstructions 3D du champ magnétique coronal (un exemple d'une de ces reconstructions est présenté sur le panneau de gauche) obtenus avec le code de [Wiegmann \[2004\]](#). Les éruptions solaires majeures (classe M et X) produites par cette région durant cette période sont toutes deux associées avec un maximum local de  $H_j/H_\gamma$ . Figure adaptée de [Thalmann et al. \[2019b\]](#)

Ce résultat a par la suite été renforcé par l'analyse d'autres expériences numériques [e.g., [Linan et al., 2018](#); [Zuccarello et al., 2018](#)]. Ainsi, dans les simulations numériques paramétriques d'éruptions de [Zuccarello et al. \[2015\]](#), la détermination fine de l'instant exact de la déstabilisation du système magnétique avait été obtenue grâce à de très nombreux « runs » de relaxations. L'analyse de l'évolution de différentes quantités physiques montre que l'instant d'éruption correspond à une unique valeur du rapport  $H_j/H_\gamma$  (cf. [Figure 4.5](#)), alors que toutes les autres grandeurs présentent des écarts importants. [Zuccarello et al. \[2018\]](#) indique ainsi qu'il existe une valeur seuil du rapport  $H_j/H_\gamma$  au-delà de laquelle une éruption est déclenchée, et que ce rapport constitue donc un critère suffisant d'éruptivité.

Ce résultat obtenu à partir d'expérimentations numériques doit désormais être confirmé à partir de données d'observations. Bien que nos travaux sur le flux de  $H_j$  et  $H_{pj}$ , indiquent qu'il faille nécessairement passer par des méthodes de reconstruction 3D du champ magnétique d'utilisation complexe [Linan et al. \[2018\]](#), cf. [Section 4.2.3](#), nos travaux en cours sur des régions actives observées montrent des résultats encourageants [[Moraitis et al., 2019](#); [Thalmann et al., 2019a,b](#), voir [Figure 4.6](#)].



# Chapitre 5

## Conclusions & Perspectives

La présence de courants électriques induits, permettant le stockage d'énergie magnétique libre, implique que le champ magnétique prenne une forme torsadée ou cisailée. Une troisième manière d'appréhender le concept de non-potentialité / champs porteurs de courants électriques revient à analyser les champs magnétiques sous l'angle de leur structure géométrique via le concept d'hélicité magnétique.

### 5.1 Synthèse

Afin de pouvoir déterminer où et quand un phénomène actif se déclenche dans l'atmosphère solaire, il est nécessaire de comprendre la chaîne de mécanismes causaux qui amène à une éruption. Au travers de mes recherches, je cherche ainsi principalement à caractériser les propriétés des structures solaires pré-éruptives. La combinaison de divers points de vue, exprimés dans les études de différentes quantités physiques, permet d'appréhender de la manière la plus complète possible le concept de non-potentialité (cf. Section 2.1), si fondamental pour l'éruptivité. Les champs magnétiques non-potentiels, l'énergie libre, les courants électriques, l'hélicité magnétique permettent des descriptions complémentaires des structures magnétiques éruptives. Bien que ces quantités soient intimement liées, elles apportent chacune un éclairage distinct et complémentaire. Mes dernières années de travail m'amènent ainsi aux conclusions synthétiques suivantes :

- Si l'énergie magnétique a été longuement étudiée dans le cadre des éruptions solaires, il me semble que nous arrivons au bout de ce qu'il est possible d'en tirer pour traiter la question du déclenchement des éruptions. Si l'énergie libre est fondamentale puisque nécessaire au sens mathématique, il me semble qu'il n'est pas possible d'approcher / contraindre véritablement le mécanisme déclencheur des éruptions à l'aide de cette quantité.
- La topologie magnétique fournit une information essentielle pour décrire les champs magnétiques. D'année en année, je constate que son utilisation se répand de plus en plus et qu'elle devient un outil commun des analyses des régions éruptives lorsqu'il s'agit de comprendre la formation des nappes de courant impliquées dans la reconnexion magnétique.
- L'amélioration de la mesure du champ magnétique permet désormais d'analyser (une partie de) la distribution des courants électriques. Ce type de mesure reste encore très bruité et il est à espérer que les futurs instruments (cf. Section 5.2) permettront une avancée significative sur ce type de mesure afin de les exploiter au mieux. Nous obtiendrions ainsi des mesures utiles aux futures simulations de re-

connexion magnétique qui permettront de tester correctement les scénarios de déclenchement d'éruptions basés sur des instabilités au niveau des nappes de courants.

- L'hélicité magnétique est une quantité qui reste très largement sous-étudiée et à l'importance mésestimée. Elle dispose pourtant de propriétés fondamentales remarquables. J'ai pu montrer qu'elle était quasiment conservée, même en présence de très forts phénomènes de reconnexion magnétique, et mes récents travaux ont fait apparaître que la décomposition de l'hélicité magnétique permettait d'obtenir une quantité caractérisant l'éruptivité. Ce résultat a été vérifié sur une quinzaine de simulations numériques indépendantes, basées sur 4 modèles d'éruptions différents obtenus par des codes MHD 3D distincts. Nous cherchons actuellement la confirmation de ce résultat à partir de données d'observations (cf. Figure 4.6) et avons entamé des collaborations avec différents groupes spécialisés dans les reconstructions 3D du champ magnétique coronal (Thalmann et al in prep, Moraitis et al in prep, Linan et al. in prep). S'il est vérifié, ce résultat constituerait une preuve très importante que le déclenchement des éruptions ne serait pas lié à des instabilités locales au niveau du site de reconnexion, mais plutôt à une instabilité globale à l'échelle MHD. Par sa nature, le rapport d'hélicité  $H_j/H_V$  est plus particulièrement compatible avec un scénario de déclenchement basé sur l'instabilité de « Torus » [Aulanier et al., 2010; Kliem & Török, 2006]. Un travail théorique doit néanmoins être entrepris pour lier formellement l'hélicité avec cette classe d'instabilité.

Pour aller au-delà de ces résultats la prochaine décennie offre un contexte de recherche particulièrement stimulant sur certains aspects (*e.g.*, Solar Orbiter et les développements applicatifs en météorologie de l'espace), mais ou existe aussi quelques menaces concernant la surveillance régulière du magnétisme des centres actifs solaires.

## 5.2 Perspectives « instrumentales » : Solar Orbiter et expérimentations numériques

La mission Solar Orbiter (SolO) est la prochaine et quasi-unique mission de l'ESA dédiée à l'étude de l'héliosphère et des relations Soleil-Terre. SolO est un satellite d'observation du Soleil et de l'héliosphère, comportant à la fois des instruments d'observation à distance de l'atmosphère solaire et des instruments de mesure in-situ dans le vent solaire. SolO est une mission clef pour la communauté travaillant sur les relations Soleil-Terre et dans laquelle sont impliqués de nombreux laboratoires Français. SolO aura les particularités d'avoir une orbite lui permettant de se rapprocher à environ un tiers de la distance Terre-Soleil et adoptera des orbites sortant du plan de l'écliptique. En ce qui concerne l'imagerie, SolO se démarque ainsi notablement de l'ensemble des précédentes missions d'observation et de surveillance du Soleil, *e.g.*, SoHO (ESA), SDO(NASA), Hinode (JAXA), au sens où il s'agit d'une véritable mission de type survol du Soleil. La force et innovation notable de SolO est qu'il permettra des études synergiques entre des données d'imagerie et des données in-situ. Il sera donc possible d'une part d'observer un évènement actif et d'autre part de constater localement son impact sur l'héliosphère proche. Les observations de SolO se distingueront donc particulièrement des données obtenues jusqu'à présent. Le lancement de SolO est actuellement prévu en 2020 et les premières données devraient être obtenues à partir de 2022.

En tant que Co-I scientifique des instruments de spectro-imagerie X (STIX) et de spectroscopie UV (SPICE), j'espère exploiter ces instruments pour analyser les centres actifs et

les éruptions solaires. J'utiliserai tout particulièrement l'instrument d'imagerie UV (EUI) et le spectropolarimètre PHI. Les observations obtenues par ce dernier instrument seront particulièrement intéressantes puisque ce sera la première fois que seront obtenues des mesures du champ magnétique en dehors de l'axe Terre-Soleil. Combinées avec des mesures du champ magnétique obtenues au niveau de l'orbite terrestre, il sera possible d'effectuer des observations stéréoscopiques. Cela représentera une avancée majeure car nous pourrons lever l'ambiguïté fondamentale qui existe sur la direction du champ magnétique perpendiculaire à la ligne de visée [e.g., Section 4.1.2 de [Rouillard & MADAWG Team, 2019](#)]. Ces mesures permettront ainsi d'obtenir une amélioration significative des reconstructions 3D du champ magnétique coronal, étape essentielle pour l'étude de la topologie des hélicités magnétiques.

Si Solar Orbiter est une mission particulièrement innovante qui permettra de grandes avancées sur le couplage Soleil-Héliosphère, en revanche, en ce qui concerne la question des éruptions solaires, c'est la mission SDO qui permet à ce jour un suivi systématique des centres actifs. Faisant suite à la mission SoHO, depuis son lancement en 2010, SDO fournit des images de l'ensemble du disque solaire en UV (toutes les 10 secondes) et des mesures du champ magnétique photosphérique. Ces données sont parmi les principales exploitées par les centres de prévisions en météorologie de l'espace aujourd'hui. Bien que les instruments SUVI, à bord du système de satellites GOES de la NOAA, permettent désormais d'obtenir des images UV, il n'y aura néanmoins plus de mesures spatiales systématiques du champ magnétique solaire dès que SDO ne sera plus opérationnel. Aucune mission proposant ce type de mesure n'est actuellement financée. Or comme détaillé dans l'ensemble de ce mémoire, ce type de mesure est fondamental pour l'étude et la prévision de l'éruptivité. Le salut repose éventuellement sur le concept de mission Lagrange, une mission de météorologie de l'espace de l'ESA qui pourrait être lancée dans le cadre du programme « Space Situation Awareness ».

Du côté de l'expérimentation numérique, nous nous trouvons aussi dans une période charnière. La modélisation numérique est aujourd'hui en voie de maturation. Elle répond aujourd'hui de manière unique à des questions scientifiques que l'observation ou l'expérimentation ne peuvent simplement pas traiter. Si, auparavant, l'expérimentation permettait souvent d'expliquer et d'interpréter des observations, de plus en plus, l'expérimentation numérique est source de propositions d'observables qui sont confirmées a posteriori par l'observation. L'expérimentation numérique permet aujourd'hui de préparer et de nourrir des projets instrumentaux. L'expérimentation numérique devient ainsi un véritable axe d'investigation scientifique à part entière.

Cette maturation se conjugue néanmoins avec une crise structurelle. L'investigation scientifique via la simulation numérique est ainsi confrontée à une nécessaire professionnalisation et à un besoin de structuration. Si dans les années 90, un chercheur seul pouvait gérer toutes les étapes de la mise en place d'une expérience numérique (conception de l'expérience, écriture du code de simulation, exécution, visualisation et analyse des données), l'augmentation des capacités de calcul, des volumes de données à exploiter, la spécialisation et la diversification des structures de calcul, crée aujourd'hui des besoins spécifiques. Le futur de l'expérimentation numérique va de plus en plus requérir un mode de fonctionnement de type projet, regroupant des équipes de chercheurs et d'ingénieurs de plus en plus importantes, incorporant des métiers divers et spécialisés. Bien qu'un investissement important soit consacré aux plateformes de calcul (centres HPC nationaux et européens), il reste particulièrement difficile de constituer une équipe technique permettant la réalisation d'expérimentations scientifiques d'ampleur, à l'équivalent de projets instrumentaux.

### 5.3 Recherches en soutien aux activités en météorologie de l'espace

Comme décrit dans l'introduction (Section 1.2), la météorologie de l'espace est une discipline appliquée en plein développement au niveau international, européen et national. Au sein de l'Observatoire de Paris, les services nationaux d'observation labélisés de l'INSU CERCLe, le Radiohéliographe de Nançay, le Spectrohéliographe (ANO6), et la base de données associée BASS2000 (ANO5), en voie de regroupement dans un service unique, 3SOLEIL, nous placent en position unique dans la communauté française, en complément des centres MEDOC et CDPP, pour soutenir ce type d'activités. Mon implication dans la thématique de la météorologie de l'espace, a connu une forte progression dans le cadre du projet européen FLARECAST. Ce projet a abouti à la création d'un système automatisé de prédiction des éruptions solaires qui est employé par des prévisionnistes dans des centres appliqués de météorologie de l'espace (*e.g.*, UK Met Office).

Les prédictions d'éruptions de FLARECAST, de même que pour les autres systèmes équivalents, sont premièrement basées sur la caractérisation des régions actives solaires par un certain nombre de grandeurs physiques scalaires. A chaque instant, le système FLARECAST caractérise chaque région active solaire par plus de 150 (à l'heure actuelle) quantités physiques. A partir de cette liste de quantités, le système FLARECAST détermine l'éruptivité (prédiction de type épreuve de Bernoulli, oui ou non) et / ou la probabilité d'éruptions pour différentes classes énergétiques d'éruptions solaires dans une fenêtre temporelle donnée. Le système FLARECAST repose sur des algorithmes de pointe en exploration de données de type apprentissage automatique supervisé ou non supervisé, réseaux neuronaux, etc.

Fournir à ce type de système des quantités pertinentes pour déterminer l'éruptivité est donc particulièrement important. Plusieurs des travaux effectués ces dernières années ont ainsi visé à déterminer des quantités caractérisant les centres actifs et basés sur des conditions suffisantes d'éruptivité [Guennou et al., 2017; Pariat et al., 2017; Zuccarello et al., 2018]. En sus de l'observation, comme l'a démontré Guennou et al. [2017], le développement de simulations numériques et leur exploitation permettent aussi de créer des bancs de test pour les algorithmes d'analyse et de prédiction des éruptions.

La recherche en soutien à la météorologie de l'espace est particulièrement stimulante, car d'une part elle répond fortement à un enjeu sociétal, et d'autre part elle lance un défi de précision. Il ne s'agit en effet plus seulement comprendre des phénomènes et des mécanismes dans leur généralité, il faut encore pouvoir atteindre des capacités de modélisation et de reproduction d'évènements donnés. En d'autres termes, il ne suffit pas seulement de déterminer comment fonctionnent les éruptions solaires mais aussi de pouvoir indiquer si telle ou telle région active engendrera une éruption et à quel instant. Ceci entraîne une transformation de nos pratiques et accroît sensiblement le niveau d'exigence.

La recherche en météorologie de l'espace doit encore se structurer et ses frontières devront être définies. Le « marché » autour de la météorologie de l'espace reste encore balbutiant et fortement institutionnel (Armée française, Aviation civile). La discipline appliquée de météorologie de l'espace sera source d'opportunité d'accès à de nouvelles données, à l'exemple des satellites de météorologie terrestre GOES de la NOAA et du concept de mission LAGRANGE en météorologie de l'espace de l'ESA. Au fur et à mesure que des acteurs interviendront (*e.g.*, MétéoFrance), la frontière entre ce qui relève de la recherche et ce qui relève de l'applicatif devra ainsi être redéfinie.

# Bibliographie

## Bibliographie

- Aly, J.-J. 2018, *Fluid Dynamics Research*, 50, 011408 [26](#)
- Amari, T., Luciani, J. F., Aly, J. J., Mikic, Z., & Linker, J. 2003, *The Astrophysical Journal*, 585, 1073 [30](#)
- Aulanier, G., Démoulin, P., & Grappin, R. 2005a, *Astronomy and Astrophysics*, 430, 1067 [10](#), [16](#)
- Aulanier, G., Démoulin, P., Schrijver, C. J., et al. 2013, *Astronomy and Astrophysics*, 549, 66 [10](#), [11](#)
- Aulanier, G. & Dudík, J. 2019, *Astronomy and Astrophysics*, 621, A72 [10](#)
- Aulanier, G., Pariat, E., & Démoulin, P. 2005b, *Astronomy and Astrophysics*, 444, 961 [18](#), [27](#)
- Aulanier, G., Pariat, E., Démoulin, P., & DeVore, C. R. 2006, *Solar Physics*, 238, 347 [18](#), [21](#)
- Aulanier, G., Török, T., Démoulin, P., & DeLuca, E. 2010, *The Astrophysical Journal*, 708, 314 [4](#), [10](#), [20](#), [34](#)
- Aunai, N. 2011, [www.theses.fr](http://www.theses.fr) [13](#)
- Barnes, G., Leka, K. D., Schrijver, C. J., et al. 2016, *The Astrophysical Journal*, 829, 89 [2](#)
- Benz, A. O. 2008, *Living Reviews in Solar Physics*, 5, 1 [14](#), [19](#)
- Berger, M. A. 2003, *Advances in Nonlinear Dynamos. Series : The Fluid Mechanics of Astrophysics and Geophysics*, 20030424, 345 [23](#), [24](#), [25](#)
- Berger, M. A. & Field, G. B. 1984, *Journal of Fluid Mechanics (ISSN 0022-1120)*, 147, 133 [24](#)
- Berger, M. A. & Murdin, P. 2000, *Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics*, 2403 [23](#), [25](#)
- Bi, Y., Jiang, Y., Yang, J., et al. 2015, *The Astrophysical Journal*, 805, 48 [28](#)
- Billinghamurst, M. N., Craig, I. J. D., & Sneyd, A. D. 1993, *Astronomy and Astrophysics*, 279, 589 [18](#)
- Cassak, P. A., Shay, M. A., & Drake, J. F. 2009, *Physics of Plasmas*, 16, 120702 [4](#)
- Chae, J. 2001, *The Astrophysical Journal*, 560, L95 [26](#)
- Chandra, R., Mandrini, C. H., Schmieder, B., et al. 2017, *Astronomy and Astrophysics*, 598, A41 [16](#)
- Chandra, R., Pariat, E., Schmieder, B., Mandrini, C. H., & Uddin, W. 2010, *Solar Physics*, 261, 127 [26](#), [IV](#)
- Chandra, R., Schmieder, B., Mandrini, C. H., et al. 2011, *Solar Physics*, 269, 83 [IV](#)
- Chen, H., Yang, J., Yang, B., Ji, K., & Bi, Y. 2018, *Solar Physics*, 293, 93 [28](#)
- Dalmasse, K., Aulanier, G., Démoulin, P., et al. 2015, *The Astrophysical Journal*, 810, 17 [16](#)
- Dalmasse, K., Pariat, E., Antiochos, S. K., & DeVore, C. R. 2012, *EAS Publications Series*, 55, 201 [12](#), [II](#)
- Dalmasse, K., Pariat, E., Démoulin, P., & Aulanier, G. 2014, *Solar Physics*, 289, 107 [27](#), [28](#), [II](#)
- Dalmasse, K., Pariat, E., Valori, G., Démoulin, P., & Green, L. M. 2013, *Astronomy and Astrophysics*, 555, L6 [3](#), [27](#), [28](#), [II](#)
- Dalmasse, K., Pariat, E., Valori, G., Jing, J., & Démoulin, P. 2018, *The Astrophysical Journal*, 852, 141 [28](#), [II](#)
- Davenport, J. R. A. 2016, *The Astrophysical Journal*, 829, 23 [10](#)
- De Rosa, M. L., Schrijver, C. J., Barnes, G., et al. 2009, *The Astrophysical Journal*, 696, 1780 [9](#)
- Démoulin, P. 2006, *Advances in Space Research*, 37, 1269 [17](#), [21](#)
- Démoulin, P. 2007, *Advances in Space Research*, 39, 1674 [25](#), [26](#)
- Démoulin, P., Bagalá, L. G., Mandrini, C. H., Hénoux, J., & Rovira, M. G. 1997, *Astronomy and Astrophysics*, 325, 305 [18](#)
- Démoulin, P. & Pariat, E. 2009, *Advances in Space Research*, 43, 1013 [25](#), [26](#)
- Démoulin, P., Priest, E. R., & Lonie, D. P. 1996a, *Journal of Geophysical Research*, 101, 7631 [18](#)
- Démoulin, P., Priest, E. R., & Mandrini, C. H. 1996b, *Astronomy and Astrophysics*, 308, 643 [18](#), [20](#)
- DeVore, C. R. 1991, *Journal of Computational Physics (ISSN 0021-9991)*, 92, 142 [11](#)
- DeVore, C. R. 2000, *The Astrophysical Journal*, 539, 944 [25](#)
- DeVore, C. R., Antiochos, S. K., & Aulanier, G. 2005, *The Astrophysical Journal*, 629, 1122 [17](#)



- Effenberger, E., Thust, K., Arnold, L., Grauer, R., & Dreher, J. 2011, *Physics of Plasmas*, 18, 2902 [18](#)
- Elsasser, W. M. 1956, *Reviews of Modern Physics*, 28, 135 [23](#)
- Finn, J. H. & Antonsen, T. M. J. 1985, *Comments on Plasma Physics and Controlled Fusion*, 9, 111 [24](#)
- Fleishman, G. D., Musset, S., Bommier, V., & Glesener, L. 2018, *The Astrophysical Journal*, 857, 85 [14](#)
- Fletcher, L., Dennis, B. R., Hudson, H., et al. 2011, *Space Science Reviews*, 159, 19 [14](#), [19](#)
- Galtier, S. 2016, *Introduction to Modern Magnetohydrodynamics* [6](#)
- Gary, G. A. 2001, *Solar Physics*, 203, 71 [10](#)
- Gekelman, W., DeHaas, T., Pribyl, P., et al. 2018, *The Astrophysical Journal*, 853, 33 [18](#)
- Gekelman, W., Lawrence, E., Collette, A., et al. 2010, *Physica Scripta*, 142, 014032 [18](#)
- Gekelman, W., Lawrence, E., & Van Compernelle, B. 2012, *The Astrophysical Journal*, 753, 131 [18](#)
- Georgoulis, M. K., Titov, V. S., & Mikić, Z. 2012, *The Astrophysical Journal*, 761, 61 [14](#)
- Gorbachev, V. S. & Somov, B. V. 1989, *Soviet Astronomy*, 33, 57 [18](#), [19](#), [20](#)
- Grappin, R., Aulanier, G., & Pinto, R. 2008, *Astronomy and Astrophysics*, 490, 353 [10](#)
- Green, L. M., Török, T., Vršnak, B., Manchester, W., & Veronig, A. 2018, *Space Science Reviews*, 214, 46 [4](#), [20](#)
- Guennou, C., Pariat, E., Leake, J. E., & Vilmer, N. 2017, *Journal of Space Weather and Space Climate*, 7, A17 [36](#), [III](#)
- Guo, Y., Ding, M.-D., Cheng, X., Zhao, J., & Pariat, E. 2013, *The Astrophysical Journal*, 779, 157 [16](#), [26](#)
- Guo, Y., Pariat, E., Valori, G., et al. 2017, *The Astrophysical Journal*, 840, 40 [9](#), [15](#)
- Haynes, A. L. & Parnell, C. E. 2007, *Physics of Plasmas*, 14, 082107 [17](#)
- Hesse, M. & Schindler, K. 1988, *Journal of Geophysical Research*, 93, 5559 [21](#)
- Jacobs, C., Poedts, S., & van der Holst, B. 2006, *Astronomy and Astrophysics*, 450, 793 [30](#)
- James, A. W., Valori, G., Green, L. M., et al. 2018, *The Astrophysical Journal Letters*, 855, L16 [27](#)
- Janvier, M., Aulanier, G., Bommier, V., et al. 2014, *The Astrophysical Journal*, 788, 60 [10](#), [14](#), [20](#), [21](#), [IV](#)
- Janvier, M., Aulanier, G., Pariat, E., & Démoulin, P. 2013, *Astronomy and Astrophysics*, 555, 77 [10](#), [20](#), [22](#), [IV](#)
- Janvier, M., Savcheva, A., Pariat, E., et al. 2016, *Astronomy and Astrophysics*, 591, A141 [14](#), [19](#), [20](#), [22](#), [IV](#)
- Karpen, J. T., DeVore, C. R., Antiochos, S. K., & Pariat, E. 2017, *The Astrophysical Journal*, 834, 62 [9](#), [11](#)
- Kliem, B. & Török, T. 2006, *Physical Review Letters*, 96, 255002 [4](#), [14](#), [20](#), [34](#)
- Kontogiannis, I., Georgoulis, M. K., Park, S.-H., & Guerra, J. A. 2017, *Solar Physics*, 292, 159 [16](#)
- Kretzschmar, M. 2011, *Astronomy and Astrophysics*, 530, A84 [1](#)
- Leake, J. E., Linton, M. G., & Antiochos, S. K. 2014, *The Astrophysical Journal*, 787, 46 [15](#), [27](#), [29](#), [30](#)
- Leake, J. E., Linton, M. G., & Török, T. 2013, *The Astrophysical Journal*, 778, 99 [27](#), [29](#), [30](#)
- Li, L., Zhang, J., Peter, H., et al. 2016, *Nature Physics*, 12, 847 [5](#)
- Linan, L., Pariat, E., Moraitis, K., Valori, G., & Leake, J. 2018, *The Astrophysical Journal*, 865, 52 [27](#), [31](#), [VI](#)
- Liu, C., Deng, N., Liu, R., et al. 2015, *The Astrophysical Journal Letters*, 812, L19 [16](#), [19](#)
- Liu, Y., Sun, X., Török, T., Titov, V. S., & Leake, J. E. 2017, *The Astrophysical Journal Letters*, 846, L6 [16](#)
- Longcope, D. W. 2005, *Living Reviews in Solar Physics*, 2, 7 [16](#), [17](#), [21](#)
- Loureiro, N. F., Schekochihin, A. A., & Cowley, S. C. 2007, *Physics of Plasmas*, 14, 100703 [4](#)
- Loureiro, N. F. & Uzdensky, D. A. 2016, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 58, 014021 [4](#)
- Maehara, H., Notsu, Y., Notsu, S., et al. 2017, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 69, 41 [10](#)
- Maehara, H., Shibayama, T., Notsu, S., et al. 2012, *Nature*, 485, 478 [10](#)
- Mandrini, C. H., Démoulin, P., Bagalá, L. G., et al. 1997, *Solar Physics*, 174, 229 [18](#)
- Mandrini, C. H., Démoulin, P., Rovira, M. G., & de La Beaujardière, J.-F. 1995, *Astronomy and Astrophysics*, 303, 927 [18](#)
- Masson, S., Aulanier, G., Pariat, E., & Klein, K.-L. 2012, *Solar Physics*, 276, 199 [21](#), [IV](#)
- Masson, S., Pariat, E., Aulanier, G., & Schrijver, C. J. 2009, *The Astrophysical Journal*, 700, 559 [19](#), [20](#), [21](#), [IV](#)
- Masson, S., Pariat, E., Valori, G., et al. 2017, *Astronomy and Astrophysics*, 604, A76 [19](#), [22](#)
- McKenzie, D. E. 2002, in *Multi-Wavelength Observations of Coronal Structure and Dynamics – Yohkoh 10th Anniversary Meeting*. Proceedings of the conference held September 17-20, 155– [20](#)
- Melrose, D. B. 1991, *The Astrophysical Journal*, 381, 306 [16](#)
- Moffatt, H. K. 1969, *Journal of Fluid Mechanics*, 35, 117 [24](#)
- Moraitis, K., Pariat, E., Savcheva, A., & Valori, G. 2018, *Solar Physics*, 293, 92 [25](#), [III](#), [V](#)
- Moraitis, K., Pariat, E., Valori, G., & Dalmasse, K. 2019, *Astronomy and Astrophysics*, 624, A51 [9](#)
- Moraitis, K., Sun, X., Pariat, E., & Linan, L. 2019, *Astronomy and Astrophysics* [9](#), [31](#)
- Moraitis, K., Tziotziou, K., Georgoulis, M. K., & Archontis, V. 2014, *Solar Physics*, 122 [25](#)
- Musset, S., Vilmer, N., & Bommier, V. 2015, *Astronomy and Astrophysics*, 580, A106 [14](#)

- Nindos, A. & Andrews, M. D. 2004, *The Astrophysical Journal*, 616, L175 [30](#)
- Oughton, E. J., Skelton, A., Horne, R. B., Thomson, A. W. P., & Gaunt, C. T. 2017, *Space Weather*, 15, 65 [10](#)
- Pariat, E. 2019, CSIM Courses on "Advanced Topic in MHD" [16](#), [18](#), [21](#)
- Pariat, E., Antiochos, S. K., & DeVore, C. R. 2009a, *The Astrophysical Journal*, 691, 61 [9](#), [11](#), [14](#), [18](#), [27](#), [28](#), [29](#)
- Pariat, E., Antiochos, S. K., & DeVore, C. R. 2010, *The Astrophysical Journal*, 714, 1762 [9](#), [11](#), [14](#)
- Pariat, E., Dalmasse, K., DeVore, C. R., Antiochos, S. K., & Karpen, J. T. 2015a, *Astronomy and Astrophysics*, 573, A130 [9](#), [11](#), [12](#), [14](#), [II](#)
- Pariat, E., Dalmasse, K., DeVore, C. R., Antiochos, S. K., & Karpen, J. T. 2016, *Astronomy and Astrophysics*, 596, A36 [9](#), [11](#), [12](#), [II](#)
- Pariat, E. & Démoulin, P. 2012, *Astronomy and Astrophysics*, 541, 78 [18](#)
- Pariat, E., Démoulin, P., & Berger, M. A. 2005, *Astronomy and Astrophysics*, 439, 1191 [26](#), [II](#)
- Pariat, E., Leake, J. E., Valori, G., et al. 2017, *Astronomy and Astrophysics*, 601, A125 [29](#), [30](#), [36](#), [II](#), [VI](#)
- Pariat, E., Masson, S., & Aulanier, G. 2009b, *The Astrophysical Journal*, 701, 1911 [18](#), [21](#), [IV](#)
- Pariat, E., Nindos, A., Démoulin, P., & Berger, M. A. 2006, *Astronomy and Astrophysics*, 452, 623 [26](#)
- Pariat, E., Valori, G., Démoulin, P., & Dalmasse, K. 2015b, *Astronomy and Astrophysics*, 580, A128 [28](#), [29](#)
- Parker, E. N. 1996, *Astrophysical Journal* v.471, 471, 485 [16](#)
- Parnell, C. E., Neukirch, T., & Priest, E. R. 1997, *Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics*, 84, 245 [18](#)
- Parnell, C. E., Priest, E. R., & Golub, L. 1994, *Solar Physics*, 151, 57 [18](#)
- Phillips, A. D., MacNeice, P. J., & Antiochos, S. K. 2005, *The Astrophysical Journal Letters*, 624, L129 [30](#)
- Polito, V., Del Zanna, G., Valori, G., et al. 2017, *Astronomy and Astrophysics*, 601, A39 [16](#), [IV](#)
- Priest, E. 2014, *Magnetohydrodynamics of the Sun* [4](#), [6](#)
- Priest, E. & Forbes, T. 2007, *Magnetic Reconnection, MHD Theory and Applications* (Cambridge University Press) [4](#), [13](#), [14](#), [16](#)
- Priest, E. R. & Forbes, T. G. 1992, *Journal of Geophysical Research*, 97, 1521 [21](#)
- Rachmeler, L. A., Parlat, E., DeForest, C. E., Antiochos, S. K., & Török, T. 2010, *The Astrophysical Journal*, 715, 1556 [9](#), [11](#), [29](#), [III](#), [IV](#)
- Raouafi, N. E., Patsourakos, S., Parlat, E., et al. 2016, *Space Science Reviews*, 201, 1 [11](#), [VII](#)
- Reid, H. A. S., Vilmer, N., Aulanier, G., & Parlat, E. 2012, *Astronomy and Astrophysics*, 547, 52 [21](#), [IV](#)
- Restante, A. L., Markidis, S., Lapenta, G., & Intrator, T. 2013, *Physics of Plasmas*, 20, 082501 [18](#)
- Riley, P., Baker, D., Liu, Y. D., et al. 2018, *Space Science Reviews*, 214, 21 [10](#)
- Romano, P., Parlat, E., Sicari, M., & Zuccarello, F. 2010, *Astronomy and Astrophysics*, 525, A13 [26](#)
- Rouillard, A. & MADAWG Team. 2019, *Astronomy and Astrophysics* [35](#)
- Rudenko, G. V. & Myshyakov, I. I. 2011, *Solar Physics*, 270, 165 [25](#)
- Russell, A. J. B., Yeates, A. R., Hornig, G., & Wilmot-Smith, A. L. 2015, *Physics of Plasmas*, 22, 032106 [26](#)
- Sauppe, J. P. & Daughton, W. 2018, *Physics of Plasmas*, 25, 012901 [18](#)
- Savcheva, A., Parlat, E., McKillop, S., et al. 2016, *The Astrophysical Journal*, 817, 43 [16](#), [19](#), [IV](#)
- Savcheva, A., Parlat, E., McKillop, S., et al. 2015, *The Astrophysical Journal*, 810, 96 [16](#), [19](#), [IV](#)
- Savcheva, A., Parlat, E., van Ballegoijen, A. A., Aulanier, G., & DeLuca, E. 2012, *The Astrophysical Journal*, 750, 15 [16](#), [19](#), [20](#), [IV](#)
- Schmieder, B., Archontis, V., & Parlat, E. 2014, *Space Science Reviews*, 186, 227 [4](#)
- Schmieder, B. & Parlat, E. 2007, *Scholarpedia*, 2, 4335 [4](#)
- Schou, J., Scherrer, P. H., Bush, R. I., et al. 2012, *Solar Physics*, 275, 229 [14](#)
- Schrijver, C. J. 2009, *Advances in Space Research*, 43, 739 [7](#), [8](#), [9](#)
- Schrijver, C. J. 2016, *The Astrophysical Journal*, 820, 103 [8](#)
- Solanki, S. K. 2003, *The Astronomy and Astrophysics Review*, 11, 153 [7](#)
- Tassev, S. & Savcheva, A. 2017, *The Astrophysical Journal*, 840, 89 [18](#)
- Taylor, J. B. 1974, *Physical Review Letters*, 33, 1139 [29](#)
- Thalmann, J. K., Inhester, B., & Wiegmann, T. 2011, *Solar Physics*, 272, 243 [25](#)
- Thalmann, J. K., Linan, L., Parlat, E., & Valori, V. 2019a, *The Astrophysical Journal Letters* [9](#), [31](#)
- Thalmann, J. K., Moraitis, K., Linan, L., et al. 2019b, *The Astrophysical Journal* [9](#), [30](#), [31](#)
- Titov, V. S. & Démoulin, P. 1999, *Astronomy and Astrophysics*, 351, 707 [13](#), [27](#)
- Titov, V. S., Hornig, G., & Démoulin, P. 2002, *Journal of Geophysical Research*, 107, 1164 [18](#)
- Titov, V. S., Mikić, Z., Török, T., Linker, J. A., & Panasenco, O. 2017, *The Astrophysical Journal*, 845, 141 [13](#)
- Titov, V. S., Priest, E. R., & Démoulin, P. 1993, *Astronomy and Astrophysics*, 276, 564 [18](#)
- Török, T., Chandra, R., Parlat, E., et al. 2011, *The Astrophysical Journal*, 728, 65 [III](#)

- Török, T., Kliem, B., & Titov, V. S. 2004, *Astronomy and Astrophysics*, 413, L27 [4](#)
- Török, T., Leake, J. E., Titov, V. S., et al. 2014, *The Astrophysical Journal Letters*, 782, L10 [14](#), [16](#)
- Tsuneta, S., Ichimoto, K., Katsukawa, Y., et al. 2008, *Solar Physics*, 249, 167 [14](#)
- Valori, G., Démoulin, P., & Pariat, E. 2012, *Solar Physics*, 278, 347 [25](#)
- Valori, G., Démoulin, P., Pariat, E., & Masson, S. 2013, *Astronomy and Astrophysics*, 553, 38 [9](#)
- Valori, G., Green, L. M., Démoulin, P., et al. 2011, *Solar Physics*, 374 [25](#)
- Valori, G., Kliem, B., Török, T., & Titov, V. S. 2010, *Astronomy and Astrophysics*, 519, 44 [9](#)
- Valori, G., Pariat, E., Anfinogentov, S., et al. 2016, *Space Science Reviews*, 201, 147 [9](#), [25](#), [VII](#)
- Van Doorselaere, T., Shariati, H., & Debosscher, J. 2017, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 232, 26 [10](#)
- van Driel-Gesztelyi, L. L., Baker, D., Török, T., et al. 2014, *The Astrophysical Journal*, 788, 85 [5](#)
- van Driel-Gesztelyi, L. L. & Green, L. M. 2015, *Living Reviews in Solar Physics*, 12, 1 [4](#)
- Vemareddy, P. & Demoulin, P. 2018, *The Astrophysical Journal*, 857, 90 [28](#)
- Wendel, D. E., Olson, D. K., Hesse, M., et al. 2013, *Physics of Plasmas*, 20, 122105 [18](#)
- Wheatland, M. S., Sturrock, P. A., & Roumeliotis, G. 2000, *Astrophysical Journal*, 540, 1150 [9](#)
- Wiegelmann, T. 2004, *Solar Physics*, 219, 87 [9](#), [30](#)
- Wiegelmann, T., Petrie, G. J. D., & Riley, P. 2017, *Space Science Reviews*, 210, 249 [9](#), [11](#), [13](#), [27](#)
- Wiegelmann, T. & Sakurai, T. 2012, *Living Reviews in Solar Physics*, 9, 5 [7](#), [13](#)
- Wiegelmann, T., Thalmann, J. K., & Solanki, S. K. 2014, *The Astronomy and Astrophysics Review*, 22, 78 [7](#), [13](#)
- Woltjer, L. 1958, in *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America (National Acad Sciences)*, 489–491 [23](#), [24](#), [29](#)
- Yang, S., Büchner, J., Santos, J. C., & Zhang, H. Q. 2013, *Solar Physics*, 283, 369 [25](#)
- Yeates, A. R. & Hornig, G. 2014, *Journal of Physics : Conference Series*, 544, 012002 [26](#)
- Yeates, A. R. & Page, M. H. 2018, *Journal of Plasma Physics*, 84, 775840602 [26](#)
- Zhao, J., Gilchrist, S. A., Aulanier, G., et al. 2016, *The Astrophysical Journal*, 823, 62 [16](#), [19](#), [IV](#)
- Zhao, J., Li, H., Pariat, E., et al. 2014, *The Astrophysical Journal*, 787, 88 [16](#), [19](#), [IV](#)
- Zhao, J., Schmieder, B., Li, H., et al. 2017, *The Astrophysical Journal*, 836, 52 [16](#), [IV](#)
- Zuccarello, F. P., Aulanier, G., Dudík, J., et al. 2017a, *The Astrophysical Journal*, 837, 115 [10](#)
- Zuccarello, F. P., Aulanier, G., & Gilchrist, S. A. 2015, *The Astrophysical Journal*, 814, 126 [10](#), [11](#), [20](#), [27](#), [29](#), [31](#)
- Zuccarello, F. P., Aulanier, G., & Gilchrist, S. A. 2016, *The Astrophysical Journal Letters*, 821, L23 [20](#)
- Zuccarello, F. P., Chandra, R., Schmieder, B., Aulanier, G., & Joshi, R. 2017b, *Astronomy and Astrophysics*, 601, A26 [10](#)
- Zuccarello, F. P., Pariat, E., Valori, G., & Linan, L. 2018, *The Astrophysical Journal*, 863, 41 [20](#), [29](#), [31](#), [36](#), [IV](#), [VI](#)

# Annexe A

## Note d'accompagnement

Comme toute activité de recherche, les travaux présentés dans ce mémoire d'habilitation s'inscrivent dans un cadre spécifique que cette note d'accompagnement vise à détailler. Seront ainsi présentées dans cette note mes activités d'encadrement et de collaboration avec de jeunes chercheurs, mes activités d'animation et de coordination de la recherche et mes activités de valorisation.

### A.1 Activités d'accompagnement

#### A.1.1 Encadrement direct

##### Synthèse

Depuis l'obtention de mon doctorat en 2006, j'ai eu l'occasion de (co-)encadrer deux thèses, deux post-doctorants, et quatre stagiaires de second et troisième cycles universitaires.

##### **Encadrement stage de M2 (2011) :**

Stage de 4 mois de Kévin Dalmasse, Master Astrophysique IdF

##### **Co-direction de la thèse de Kévin Dalmasse (2011-2014) :**

Directeur de thèse : Guillaume Aulanier

Titre de la thèse : «Injection et libération d'énergie libre, d'hélicité magnétique, et de courants électriques dans l'atmosphère solaire ».

Thèse soutenue en Septembre 2014 à l'Observatoire de Paris

Financement ED Astronomie et Astrophysique d'île de France

Publications référées communes (au 15/03/19) : 9

##### **Encadrement stages de M1 (2015 & 2016) :**

2016 : Stage de 3 mois d'Alexandre Michel

2015 : Stage de 3 mois de Thomas Trivelatto

##### **Encadrement de Chloé Guennou (2016-2017) :**

Post-doctorante financée par le projet FLARECAST

Publications référées communes : 1

**Encadrement de Kostas Moraitis (2016-2019) :**

Post-doctorant financé par le projet ANR Jeune chercheur HeliSol

Publications référées communes (au 15/03/19) : 4

**Encadrement stage de M2 (2017) :**

Stage de 6 mois de Luis Linan, Master PPF

**Direction de la thèse de Luis Linan (2017-2020) :**

Co-directeur de thèse : Guillaume Aulanier

Titre de la thèse « Etude de l'hélicité magnétique dans l'atmosphère solaire ».

Thèse débutée en Octobre 2017.

Etudiant inscrit à l'Observatoire de Paris/PSL.

Thèse financée par le projet ANR Jeune chercheur HeliSol

Publications référées communes (au 15/03/19) : 2

**Détails**

Le stage de M2, puis la thèse de Kévin Dalmasse se sont déroulés dans la continuité thématique d'une part de mon post-doctorat et d'autre part de ma thèse de doctorat. Si le stage de K. Dalmasse s'est construit autour de la modélisation MHD des jets solaires [Dalmasse et al., 2012; Pariat et al., 2015a, 2016], une partie de son travail de thèse s'est développée à partir des résultats de Pariat et al. [2005], où j'avais évoqué la possibilité théorique de déterminer un proxy pour étudier la distribution spatiale du flux d'hélicité magnétique. Kévin Dalmasse s'est ainsi vu chargé de mettre en place cette méthode, de construire les algorithmes d'analyse et de les tester, ce qu'il a brillamment effectué [Dalmasse et al., 2014, 2013]. Estimant n'avoir pas à cette époque les capacités pour encadrer entièrement une thèse, j'avais sollicité Guillaume Aulanier pour diriger la thèse de Kévin Dalmasse et animer directement une partie de celle-ci. La thèse de Kévin Dalmasse a donc abouti, d'une part à des travaux sur l'hélicité magnétique sous ma supervision, et d'autre part à des travaux sur la distribution de courants électriques et des observations de phénomènes actifs sous la supervision de Guillaume Aulanier. Kévin Dalmasse a donc été moteur et le premier à construire une expertise sur la caractérisation des champs magnétiques pré-éruptifs à partir de plusieurs quantités physiques, dont la philosophie a été reprise dans le cadre de ce mémoire de HDR. Kevin Dalmasse est à l'heure actuelle en Post-Doctorat CNES à l'IRAP après avoir effectué trois années de Post-Doc au National Center for Atmospheric Research (NCAR) à Boulder, CO, USA. La collaboration particulièrement fructueuse nouée avec Kévin Dalmasse est toujours active et se concrétise encore aujourd'hui par des publications communes régulières [e.g. Dalmasse et al., 2018; Pariat et al., 2017].

Le post-doctorat de Chloé Guénnou s'est lui construit autour du projet européen FLA-RECAST (cf. Section A.2.1). La thématique de ce post-doctorat était donc bien plus contrainte et impliquait d'une part de travailler thématiquement autour de la question de la prédiction des éruptions solaires, et d'autre part de collaborer avec les différentes équipes partenaires dans ce projet européen. Le projet que nous avons mis en place avec C. Guénnou a ainsi consisté à utiliser des simulations numériques (sur laquelle je dispose d'une

expertise forte) pour tester les critères et les méthodes employés pour construire des prédictions d'éruptions à partir d'observations. Ce projet s'est nourri du constat que la recherche en prédiction des éruptions solaires se construisait quasi-uniquement à partir de données d'observations et n'exploitait pas les développements en expérimentation numérique. Nous avons ainsi testé, à partir de simulations numériques, près d'une centaine de grandeurs physiques caractérisant les régions actives solaires, d'une manière identique à celle déployée par les programmes de prévisions des éruptions à partir de données observationnelles. Nous avons ainsi pu mettre en évidence non seulement certaines quantités potentiellement intéressantes pour la prévision des éruptions mais aussi pu étudier quelles quantités étaient robustes au choix des paramètres des algorithmes évaluant ces quantités dans de véritables cadres applicatifs [Guennou et al., 2017]. Chloé Guennou après avoir tenté plusieurs fois de manière infructueuse les concours de la fonction publique, a décidé de quitter le monde académique. Elle a obtenu un CDI à l'international pour faire du développement logiciel pour une grande banque française.

La thèse de Luis Linan et le post doctorat de Kostas Moraitis s'inscrivent dans le cadre du projet ANR Jeune chercheur HeliSol (cf. Section A.2.1) qui est toujours en cours. Les tâches et objectifs confiés aux jeunes chercheurs collaborant avec moi à HéliSol ont été définis soigneusement lors de la réponse à l'appel à projet. Un post-doctorant devait se voir confier une part importante de développements numériques, son expérience lui permettant de faire fructifier plus directement cette production sur des applications scientifiques. Le travail confié à un thésitif devait être plus théorique et déboucher plus directement sur des résultats durant le temps de la thèse.

Le travail de Kostas Moraitis a ainsi principalement été orienté vers le développement de nouvelles routines de calcul de l'hélicité magnétique [Moraitis et al., 2018; ?]. Kostas Moraitis, étant déjà un chercheur confirmé, a disposé d'une grande marge de manœuvre pour mettre en place les solutions adéquates à la création de ces nouveaux outils.

Le travail confié à Luis Linan dans le cadre de son stage de M2 et de sa thèse fut initialement plus théorique. Luis Linan s'est vu confier l'étude de la dérivation analytique du flux des composantes  $H_j$  et  $H_{pj}$  de l'hélicité relative, dont il s'est particulièrement bien tiré. Luis a par la suite exploité différentes simulations numériques afin d'étudier le comportement de ces quantités. Dans la suite de sa thèse, Luis analysera les propriétés de l'hélicité magnétique à partir d'observations. N'ayant pas directement l'expertise en reconstruction 3D des champs magnétiques coronaux, j'ai poussé (et continue à pousser) Luis Linan à aller se former et à collaborer avec des équipes expertes dans ce domaine (MSSL, UCL, UK & Graz University, Autriche).

### A.1.2 Collaborations avec des jeunes chercheurs

La présence et le passage dans le pôle solaire du LESIA de nombreux jeunes chercheurs, qu'ils soient en thèse ou post-doctorant, offre de multiples possibilités de collaborations et permet de bénéficier d'expertises diverses. Bien que n'étant pas directement responsable, j'ai travaillé avec certains des étudiants en thèse et post-doctorants de notre laboratoire :

- Tibor Török (anciennement post-doc projet Solaire, EU FP6) : travaux de collaboration autour de l'instabilité de kink dans les simulations de jets [Rachmeler et al., 2010] et d'éruptions [Török et al., 2011].
- Ramesh Chanra (anciennement post-doc dans le cadre du programme franco-indien

CEFIPRA) : travaux autour de l'hélicité magnétique et de sa mesure dans l'atmosphère solaire [Chandra et al., 2010] ainsi que sur la topologie [Chandra et al., 2011].

- Sophie Masson (thèse soutenue en 2011 à l'Observatoire de Paris, directeur de thèse) : Ludwig Klein. 3 publications en commun lors de sa thèse. Le travail effectué avec Sophie Masson a essentiellement tourné autour de la simulation numérique d'évènements actifs [Masson et al., 2012, 2009]. J'ai en particulier pu exploiter la première simulation initiée par les données produites par Sophie Masson [Masson et al., 2009] pour étudier la formation des courants électriques lors de l'émergence [Pariat et al., 2009b].
- Hamish Reid (anciennement post-doc projet HESPE, UE FP7) : durant son post-doctorat nous avons travaillé à l'étude de la topologie du champ magnétique en lien avec les émissions en rayons X lors des éruptions solaires [Reid et al., 2012]. Hamish Reid m'a initié à l'observation à haute énergie lors des éruptions tandis que je l'ai sensibilisé à la topologie magnétique.
- Miho Janvier (anciennement post-doc bourse fond recherche AXA) : Ce post-doctorat, encadré par G. Aulanier, a été l'occasion de travailler sur le modèle standard d'éruption. J'ai ainsi formé et fourni à M. Janvier des méthodes pour analyser la topologie magnétique [Janvier et al., 2014, 2013, 2016].
- Gherardo Valori (anciennement post-doc projet eHeroes, UE FP7) : ce post-doctorat a été l'occasion de monter une collaboration durable autour de l'étude de l'hélicité et de l'énergie magnétique. C'est au cours de son post-doctorat dans notre groupe que Gherardo Valori s'est intéressé à cette question. Nous avons aujourd'hui encore une collaboration très soutenue (14 publications communes), de co-direction de projets (équipe ISSI).
- Jie Zhao (thèse en co-tutelle avec Brigitte Schmieder et Li Hui de l'université de Nanjing, Chine) : collaboration s'étant principalement concentrée autour de l'étude de la topologie magnétique des régions actives émergentes [Zhao et al., 2016, 2014, 2017].
- Stuart Gilchrist (anciennement post-doc contrat DIM-ACAV) : travail autour de l'analyse de la topologie du champ magnétique [Zhao et al., 2016].
- Francesco Zuccarello (anciennement post-doc bourse fond recherche AXA) : J'ai analysé le contenu en hélicité des simulations paramétriques effectuées par F. Zuccarello avec G. Aulanier dans le cadre de son post-doctorat, afin de mettre en avant le rôle clef du rapport  $H_j/H_\gamma$  [Zuccarello et al., 2018].

J'ai enfin travaillé avec des thésitifs hors de notre groupe, e.g. Vanessa Polito de l'université de Cambridge, UK [Polito et al., 2017], Antonia Savcheva de Harvard CfA, USA [Janvier et al., 2016; Savcheva et al., 2016, 2015, 2012] & Laurel Rachmeler de South West Research, Boulder, USA [Rachmeler et al., 2010].

J'ai mis mes compétences à la disposition de ces jeunes chercheurs qui viennent se former dans notre laboratoire, et les ai aidés dans l'analyse de leurs objets d'étude. Je les forme à l'utilisation des outils que j'ai développés. Ce partage de compétences leur permet d'incorporer ces outils à leur recherche et me donne l'opportunité de diffuser très largement mes thématiques de recherche auprès de ces jeunes chercheurs.

## A.2 Activités d'animation et de coordination

### A.2.1 Programmes de recherches

#### FLARECAST

J'ai été impliqué dans le projet «Flare likelihood and region eruption forecasting » (FLARECAST, <http://flarecast.eu/>) financé par la commission européenne dans le cadre du programme européen pour la recherche et le développement Horizon 2020 (Grant agreement No. 640216).

FLARECAST est un programme de 3 ans qui a débuté en Janvier 2015 et s'est terminé en décembre 2017. FLARECAST est un projet lié à la «Protection of European assets in and from Space», d'un budget de 2,5 Meuros, piloté par l'académie d'Athènes (Grèce) et regroupant 8 instituts européens dont en France, le LESIA et l'IAS où le système est actuellement installé. FLARECAST vise à la mise en place d'un système automatisé de prévision des éruptions solaires. Dans le cadre de FLARECAST, les propriétés physiques des régions actives solaires seront extraites en temps quasi-réel et analysées avec des algorithmes de pointe basés sur des méthodes de fouille de données («data-mining») et d'apprentissage automatique («machine-learning»). L'outil développé par FLARECAST sera utilisé par les chercheurs et les prévisionnistes en météorologie de l'espace (le Met Office UK est partenaire de FLARECAST).

Avec Nicole Vilmer, j'ai été co-responsable d'un workpackage, le second le plus important en termes d'ETP, portant sur des recherches exploratoires visant d'une part à analyser les résultats obtenus par FLARECAST, et d'autre part à suggérer de nouveaux proxys plus pertinents de l'éruptivité des régions actives. Dans ce cadre, j'ai été amené à animer l'activité de ce groupe, à faire la synthèse des résultats obtenues (10 publications référées) à l'occasion des réunions d'équipes et des rapports semestriels et de fin de projet, à gérer la production des différents livrables, et finalement à diffuser les résultats lors de conférences internationales.

#### HeliSol

Je suis aussi porteur d'un projet ANR Jeune Chercheur, HELISOL (projet n°ANR-15-CE31-0001) portant sur l'étude de l'hélicité magnétique dans l'atmosphère solaire; <https://sites.lesia.obspm.fr/helisol/>

HELISOL est un projet de 5 ans ayant débuté en Février 2016 et qui se terminera en Janvier 2020. Le budget de ~ 300 keuros sert essentiellement au financement d'une thèse, celle de Luis Linan débuté en Novembre 2017, et de post-doctorants, dont Kostas Moraitis, travaillant sur le projet depuis Septembre 2016. En tant que PI de ce projet, que je coordonne complètement, HELISOL s'insère entièrement dans mes travaux de recherches et ses résultats ont été présentés en grande partie dans ce mémoire (cf. Chapitre 4). En 3 ans ce projet a conduit à huit publications référées. Sept autres publications sont à l'heure actuelle en début ou en cours de publication. Les travaux du projet HeliSol se sont concentrés sur les axes suivants :

- Développement de nouvelles méthodes innovantes de calcul de l'hélicité magnétique : cette partie du projet, mis en œuvre par Kostas Moraitis, post-doctorant recruté en CDD dans le cadre du projet HeliSol, a ainsi développé une méthode et un code permettant le calcul dans le cadre d'une géométrie sphérique, géométrie naturelle du Soleil, alors que tous les codes existants ne fonctionnaient que pour des grilles de données en géométrie cartésienne [Moraitis et al., 2018]. De plus, le projet



HeliSol cherche à développer une manière orthogonale d'étudier l'hélicité magnétique en s'intéressant à l'hélicité magnétique par ligne de champ magnétique. Le code de calcul est en cours de développement avec des résultats initiaux encourageants [?]. Parallèlement, HeliSol s'intéresse à l'analyse des propriétés d'additivité de l'hélicité magnétique (Valori et al., in prep).

- Analyse de l'hélicité magnétique dans l'atmosphère solaire. Luis Linan, a commencé à étudier les propriétés du flux des composantes de l'hélicité magnétique : l'hélicité du champ magnétique non-potentiel et sa contrepartie [Linan et al., 2018]. HeliSol a ainsi montré que pour mesurer ces quantités il est nécessaire d'utiliser des reconstructions 3D du champ magnétique. Luis Linan est en train de se former à ce type de méthode avec G. Valori, collaborateur au projet HeliSol afin d'analyser l'évolution de l'hélicité magnétique dans des régions actives sélectionnées (Linan et al., in prep.) .
- Analyse des propriétés de l'hélicité magnétique et de son lien avec l'éruptivité des régions actives : HeliSol a obtenu ici deux résultats majeurs. A partir de données de simulations numériques paramétriques de formation de régions actives solaires, certaines restant stables d'autres donnant lieu à des éruptions, HeliSol a montré qu'une quantité dérivée de l'hélicité magnétique apparaissait comme un excellent indicateur de l'éruptivité du système. Cette quantité présente des valeurs très élevées pour les simulations éruptives uniquement, et peu de temps avant le déclenchement de l'éruption [Pariat et al., 2017]. Le système magnétique devient éruptif lorsqu'est atteinte une valeur seuil de cette quantité [Zuccarello et al., 2018]. Nous collaborons aussi avec différents groupes internationaux pour analyser des cas de régions actives observées (e.g. Thalmann et al in prep, Moraitis et al. in prep, Dalmasse et al. in prep, Linan et al. in prep).

## A.2.2 Coordination d'équipes scientifiques

### Pôle de physique solaire du LESIA

Depuis Janvier 2014, je suis coordinateur du pôle de physique solaire du LESIA. Le pôle de physique solaire est un des cinq pôles de recherche du LESIA. Il est composé aujourd'hui de 9 chercheurs permanents, une moyenne de 6 chercheurs non permanents (thésitifs et post-doctorants), et en moyenne 5 chercheurs associés ou visiteurs de longue durée. Une quinzaine d'ingénieurs et techniciens sont aussi directement associés aux activités de notre groupe.

Mon rôle de coordinateur consiste à animer et représenter l'activité du groupe à l'intérieur et à l'extérieur du laboratoire, faire le lien entre les chercheurs de notre groupe et l'équipe de direction du laboratoire, à coordonner et organiser la stratégie et la vie scientifique de notre équipe. Au titre de coordinateur du groupe, je fais partie de plusieurs commissions du laboratoire : informatique, locaux, communication. J'interviens ainsi directement avec l'équipe de direction du laboratoire en tant que membre du conseil de direction élargi du LESIA.

Enfin par ailleurs, je suis membre élu du conseil de laboratoire/conseil de département du LESIA. J'interviens ainsi sur de nombreux aspects de la vie du laboratoire et je participe de ce fait régulièrement à l'évaluation des dossiers d'avancement des personnels Ingénieurs Techniciens et Administratifs (ITA) du laboratoire.

## Equipes Internationales de l'ISSI

Je suis ou ai été co-organisateur de 3 groupes de travail de l'International Space Science Institute (ISSI) dont le dernier est toujours en activité :

- Understanding Solar Jets and their Role in Atmospheric Structure and Dynamics; 2013-2014; <http://www.issibern.ch/teams/solarjets/>
- Magnetic Helicity estimations in models and observations of the solar magnetic field; 2015-2016; <http://www.issibern.ch/teams/magnetic-helicity/>
- Magnetic helicity un astrophysical plasmas; 2018-2020; <http://www.issibern.ch/teams/helicityastroplas/>

Les projets de recherche liés à ces équipes sont sélectionnés suite à un appel d'offres international compétitif. Dans le cadre de ces équipes, jusqu'à présent, j'ai organisé et animé 7 ateliers réunissant une dizaine de chercheurs chacun. Ces ateliers ont amené à la publication de 2 papiers de revue [Raouafi et al., 2016; Valori et al., 2016], et de plusieurs articles de recherches par différents membres de ces équipes.

## A.3 Enseignement & valorisation

### A.3.1 Enseignement

Entre 2012 et 2015, j'ai donné 27 heures de cours magistraux (40,5 HETD). J'ai été responsable et concepteur d'une partie des TDs du cours de Magnéto-hydrodynamique (MHD) du M2 de Physique et Applications, Spécialité Optique, matière, plasmas, Parcours "Plasmas : de l'espace au laboratoire" dont Sébastien Galtier (Université Paris 11) était le responsable. La charge horaire correspondant à ma participation correspond à 13,5 HETD/an.

Je suis enfin intervenu régulièrement dans des écoles d'été dédiées à des jeunes chercheurs (thésitifs, post-doctorants) durant lesquels j'ai pu donner des cours liés aux éruptions solaires et à la question de l'éruptivité :

- Cours sur la topologie magnétique (3 HETD); Niveau Doctoral & Post-Doctoral; 4th SOLAIRE Postgraduate School on «Solar MHD, Reconnection Theory, Flares and CMEs», Janvier 2010, ST-Andrews, UK.
- Cours sur l'éruptivité solaire (3 HETD); Niveau Doctoral & Post-Doctoral; Ecole thématique du CNRS «SunStars : Connexions en physique solaire et stellaire», May 2019; Banyuls sur mer, France
- Cours sur la topologie et l'hélicité magnétique (7 HETD); Niveau Doctoral & Post-Doctoral; Ecole «Advance topics in MHD», Juin 2017, Centre International des Sciences Mécaniques, Udine, Italie

### A.3.2 Prix Jeunes Chercheurs

La carrière des jeunes chercheurs étant une préoccupation majeure, je suis particulièrement investi dans l'organisation de prix jeunes chercheurs.

Comme membre élu et vice-président du bureau de l'«European Solar Physics Division», (ESPD) de l'European Physical Society, la société européenne représentant l'ensemble des chercheurs travaillant en physique Solaire (<http://solar.epsdivisions.org/about/board-members-bis>), je coordonne («chairman») le comité des prix de l'ESPD.

J'ai fortement participé à la création de ces prix qui, depuis 2017 sont décernés chaque année pour la meilleure thèse et le meilleur début de carrière dans le domaine de la physique solaire. Je suis ainsi en charge de l'appel à nomination, de l'organisation du jury, dont je fais partie, et de la délivrance des prix.

Par ailleurs, dans le cadre de ma participation au bureau de la division plasma de la SFP, je suis aussi membre du jury du prix René Pellat <https://www.sfpnet.fr/prix/prix-rene-pellat>, qui délivre annuellement le prix de la meilleure thèse française en physique des plasmas.

### **A.3.3 Valorisation des activités de recherches**

Mes activités de valorisation s'effectuent essentiellement dans le cadre de la diffusion du savoir envers des publics variés.

Je suis intervenu plusieurs fois lors d'actions visant directement le grand public, que ce soit en contact direct et personnalisé lors de journées portes ouvertes / fêtes de la science / actions ponctuelles lors d'évènements astronomiques (e.g. éclipses), lors de conférences grand public et comme auteur d'articles à diffusion large (sites web, presse papier)

J'ai aussi participé à des actions de diffusion du savoir vers des publics scolaires, d'une part dans le cadre des parrainages de l'Observatoire de Paris lors de journées portes ouvertes, e.g. Fête de la science et enfin lors de «stage en entreprise» prévu dans leur scolarité.

Le troisième axe de mes actions de partage du savoir a pour cible la sphère de la presse écrite et audiovisuelle. La physique des relations Soleil-Terre étant un enjeu sociétal, et en tant que coordinateur du principal groupe français travaillant sur la question des éruptions solaires je suis ainsi très régulièrement (~mensuellement) sollicité par des journalistes presse, radio ou télé pour répondre à leurs questions. J'ai moi-même participé et rédigé à plusieurs reprises des news et des communiqués de presse afin d'alerter le milieu journalistique sur de récentes découvertes que j'ai effectuées ou sur l'actualité du Soleil. Par exemple, les travaux réalisés dans le cadre d'Helisol sur la capacité de l'hélicité magnétique à signaler l'éruptivité des régions actives solaires ont entraîné un communiqué de presse du CNRS, qui a induit une couverture médiatique dans la presse nationale et internationale

## Annexe B

# Liste des publications référées de Étienne Pariat

Dans la liste bibliographique suivante, les **titres d'articles en vert** correspondent aux articles où je suis premier auteur, les **titres d'articles en rouge** sont ceux résultant d'un encadrement direct de ma part d'un/une jeune chercheur/chercheuse sous ma responsabilité, et les **titres d'articles en orange** correspondent à des collaborations avec des jeunes chercheurs, en thèse ou post-doctorant au moment de la publication, pour lesquelles j'ai eu une activité de pilotage importante du travail scientifique, sans avoir directement de rôle de supervision.

### 2004

- 1) **Pariat, E.**, Aulanier, G., Schmieder, B., Georgoulis, M. K., Rust, D. M., & Bernasconi, P. N. (2004). **Resistive Emergence of Undulatory Flux Tubes**. The Astrophysical Journal, 614(2), 1099-1112. <http://doi.org/10.1086/423891>

### 2005

- 2) **Pariat, E.**, Démoulin, P., & Berger, M. A. (2005). **Photospheric flux density of magnetic helicity**. Astronomy and Astrophysics, 439(3), 1191-1203. <http://doi.org/10.1051/0004-6361:20052663>
- 3) Aulanier, G., **Pariat, E.**, & Démoulin, P. (2005). Current sheet formation in quasi-separatrix layers and hyperbolic flux tubes. Astronomy and Astrophysics, 444(3), 961-976. <http://doi.org/10.1051/0004-6361:20053600>

### 2006

- 4) Schmieder, B., Mandrini, C. H., Démoulin, P., **Pariat, E.**, Berlicki, A., & DeLuca, E. (2006). Magnetic reconfiguration before the X 17 Solar flare of October 28 2003. Advances in Space Research, 37(7), 1313-1316. <http://doi.org/10.1016/j.asr.2004.12.051>
- 5) **Pariat, E.**, Nindos, A., Démoulin, P., & Berger, M. A. (2006). **What is the spatial distribution of magnetic helicity injected in a solar active region?** Astronomy and Astrophysics, 452(2), 623-630. <http://doi.org/10.1051/0004-6361:20054643>
- 6) Démoulin, P., **Pariat, E.**, & Berger, M. A. (2006). Basic Properties of Mutual Magnetic Helicity. Solar Physics, 233(1), 3-27. <http://doi.org/10.1007/s11207-006-0010-z>
- 7) **Pariat, E.**, Aulanier, G., Schmieder, B., Georgoulis, M. K., Rust, D. M., & Bernasconi, P. N. (2006). **Emergence of undulatory magnetic flux tubes by small scale reconnections**. Advances in Space Research, 38(5), 902-905. <http://doi.org/10.1016/j.asr.2006.03.040>

- 8) **Pariat, E.** (2006). **Injection de flux et d'hélicité magnétiques dans l'atmosphère solaire.**, Université Paris-Diderot - Paris VII, Thèse de Doctorat. <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00108682>
- 9) Aulanier, G., **Pariat, E.**, Démoulin, P., & DeVore, C. R. (2006). Slip-Running Reconnection in Quasi-Separatrix Layers. *Solar Physics*, 238(2), 347-376. <http://doi.org/10.1007/s11207-006-0230-2>
- 10) Mandrini, C. H., Démoulin, P., Schmieder, B., DeLuca, E., **Pariat, E.**, & Uddin, W. (2006). Companion Event and Precursor of the X17 Flare on 28 October 2003. *Solar Physics*, 238(2), 293-312. <http://doi.org/10.1007/s11207-006-0205-3>
- 2007**
- 11) Schmieder, B. & **Pariat, E.** (2007). Magnetic flux emergence. *Scholarpedia*, 2(12), 4335. <http://doi.org/10.4249/scholarpedia.4335>
- 12) **Pariat, E.**, Schmieder, B., Berlicki, A., Deng, Y., Mein, N., López Ariste, A., & Wang, S. (2007). **Spectrophotometric analysis of Ellerman bombs in the Ca II, H $\alpha$ , and UV range.** *Astronomy and Astrophysics*, 473(1), 279-289. <http://doi.org/10.1051/0004-6361:20067011>
- 13) **Pariat, E.**, Démoulin, P., & Nindos, A. (2007). **How to improve the maps of magnetic helicity injection in active regions?.** *Advances in Space Research* 39, 1706. <http://doi.org/10.1016/j.asr.2007.02.047>
- 2008**
- 14) Patsourakos, S., **Pariat, E.**, Vourlidis, A., Antiochos, S. K., & Wuelser, J. P. (2008). STEREO SECCHI Stereoscopic Observations Constraining the Initiation of Polar Coronal Jets. *The Astrophysical Journal*, 680(1), L73-L76. <http://doi.org/10.1086/589769>
- 2009**
- 15) **Pariat, E.**, Antiochos, S. K., & DeVore, C. R. (2009). **A Model for Solar Polar Jets.** *The Astrophysical Journal*, 691(1), 61-74. <http://doi.org/10.1088/0004-637X/691/1/61>
- 16) Démoulin, P., & **Pariat, E.** (2009). Modelling and observations of photospheric magnetic helicity. *Advances in Space Research*, 43(7), 1013-1031. <http://doi.org/10.1016/j.asr.2008.12.004>
- 17) Masson, S., **Pariat, E.**, Aulanier, G., & Schrijver, C. J. (2009). **The Nature of Flare Ribbons in Coronal Null-Point Topology.** *The Astrophysical Journal*, 700(1), 559-578. <http://doi.org/10.1088/0004-637X/700/1/559>
- 18) **Pariat, E.**, Masson, S., & Aulanier, G. (2009). **Current Buildup in Emerging Serpentine Flux Tubes.** *The Astrophysical Journal*, 701(2), 1911-1921. <http://doi.org/10.1088/0004-637X/701/2/1911>
- 2010**
- 19) 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 Physics* 261, 127. <http://doi.org/10.1007/s11207-009-9470-2>
- 20) **Pariat, E.**, Antiochos, S. K., & DeVore, C. R. (2010). **Three-dimensional Modeling of Quasi-homologous Solar Jets.** *The Astrophysical Journal*, 714(2), 1762-1778. <http://doi.org/10.1088/0004-637X/714/2/1762>
- 21) Rachmeler, L. A., **Pariat, E.**, DeForest, C. E., Antiochos, S. K., & Török, T. (2010). **Symmetric Coronal Jets : A Reconnection-controlled Study.** *The Astrophysical Journal*, 715(2), 1556-1565. <http://doi.org/10.1088/0004-637X/715/2/1556>

**2011**

- 22) Schmieder, B., Démoulin, P., **Pariat, E.**, Török, T., Molodij, G., Mandrini, C. H., et al. (2011). Actors of the main activity in large complex centres during the 23 solar cycle maximum. *Advances in Space Research*, 47(1), 2081-2091. <http://doi.org/10.1016/j.asr.2011.02.001>
- 23) 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. *Astronomy and Astrophysics* 525, A13. <http://doi.org/10.1051/0004-6361/201014437>
- 24) Török, T., Chandra, R., **Pariat, E.**, Démoulin, P., Schmieder, B., Aulanier, G., et al. (2011). Filament Interaction Modeled by Flux Rope Reconnection. *The Astrophysical Journal*, 728(1), 65. <http://doi.org/10.1088/0004-637X/728/1/65>
- 25) Chandra, R., Schmieder, B., Mandrini, C. H., Démoulin, P., **Pariat, E.**, Török, T., & Uddin, W. (2011). Homologous Flares and Magnetic Field Topology in Active Region NOAA 10501 on 20 November 2003. *Solar Physics*, 269(1), 83-104. <http://doi.org/10.1007/s11207-010-9670-9>
- 26) Schrijver, C. J., Aulanier, G., Title, A. M., **Pariat, E.**, & Delannée, C. (2011). The 2011 February 15 X2 Flare, Ribbons, Coronal Front, and Mass Ejection : Interpreting the Three-dimensional Views from the Solar Dynamics Observatory and STEREO Guided by Magnetohydrodynamic Flux-rope Modeling. *The Astrophysical Journal* 738, 167. <http://doi.org/10.1088/0004-637X/738/2/167>

**2012**

- 27) Masson, S., Aulanier, G., **Pariat, E.**, & Klein, K.-L. (2012). Interchange Slip-Running Reconnection and Sweeping SEP Beams. *Solar Physics*, 276(1), 199-217. <http://doi.org/10.1007/s11207-011-9886-3>
- 28) **Pariat, E.**, & Démoulin, P. (2012). **Estimation of the squashing degree within a three-dimensional domain**. *Astronomy and Astrophysics*, 541, 78. <http://doi.org/10.1051/0004-6361/201118515>
- 29) Savcheva, A., **Pariat, E.**, van Ballegoijen, A. A., Aulanier, G., & DeLuca, E. (2012). **Sigmoidal Active Region on the Sun : Comparison of a Magnetohydrodynamical Simulation and a Nonlinear Force-free Field Model**. *The Astrophysical Journal*, 750(1), 15. <http://doi.org/10.1088/0004-637X/750/1/15>
- 30) Valori, G., Démoulin, P., & **Pariat, E.** (2012). **Comparing Values of the Relative Magnetic Helicity in Finite Volumes**. *Solar Physics*, 278(2), 347-366. <http://doi.org/10.1007/s11207-012-9951-6>
- 31) Reid, H. A. S., Vilmer, N., Aulanier, G., & **Pariat, E.** (2012). **X-ray and ultraviolet investigation into the magnetic connectivity of a solar flare**. *Astronomy and Astrophysics*, 547, 52. <http://doi.org/10.1051/0004-6361/201219562>

**2013**

- 32) Aulanier, G., Démoulin, P., Schrijver, C. J., Janvier, M., **Pariat, E.**, & Schmieder, B. (2013). The standard flare model in three dimensions. II. Upper limit on solar flare energy. *Astronomy and Astrophysics*, 549, 66. <http://doi.org/10.1051/0004-6361/201220406>
- 33) Valori, G., Démoulin, P., **Pariat, E.**, & Masson, S. (2013). **Accuracy of magnetic energy computations**. *Astronomy and Astrophysics*, 553, 38. <http://doi.org/10.1051/0004-6361/201220982>

- 34) Poisson, M., López Fuentes, M., Mandrini, C. H., Démoulin, P., & **Pariat, E.** (2013). Study of magnetic flux emergence and related activity in active region NOAA 10314. *Advances in Space Research* 51, 1834. <http://doi.org/10.1016/j.asr.2012.03.010>,
- 35) Janvier, M., Aulanier, G., **Pariat, E.**, & Démoulin, P. (2013). **The standard flare model in three dimensions. III. Slip-running reconnection properties.** *Astronomy and Astrophysics*, 555, 77. <http://doi.org/10.1051/0004-6361/201321164>
- 36) Dalmasse, K., **Pariat, E.**, Valori, G., Démoulin, P., & Green, L. M. (2013). **First observational application of a connectivity-based helicity flux density.** *Astronomy and Astrophysics*, 555, L6. <http://doi.org/10.1051/0004-6361/201321999>
- 37) Guo, Y., Ding, M.-D., Cheng, X., Zhao, J., & **Pariat, E.** (2013). Twist Accumulation and Topology Structure of a Solar Magnetic Flux Rope. *The Astrophysical Journal*, 779(2), 157. <http://doi.org/10.1088/0004-637X/779/2/157>

## 2014

- 38) Dalmasse, K., **Pariat, E.**, Démoulin, P., & Aulanier, G. (2014). **Photospheric Injection of Magnetic Helicity : Connectivity-Based Flux Density Method.** *Solar Physics*, 289(1), 107-136. <http://doi.org/10.1007/s11207-013-0326-4>
- 39) Zhao, J., Li, H., **Pariat, E.**, Schmieder, B., Guo, Y., & Wiegmann, T. (2014). **Temporal Evolution of the Magnetic Topology of the NOAA Active Region 11158.** *The Astrophysical Journal* 787, 88. <http://doi.org/10.1088/0004-637X/787/1/88>
- 40) Janvier, M., Aulanier, G., Bommier, V., Schmieder, B., Démoulin, P., & **Pariat, E.** (2014). Electric Currents in Flare Ribbons : Observations and Three-dimensional Standard Model. *The Astrophysical Journal*, 788(1), 60. <http://doi.org/10.1088/0004-637X/788/1/60>
- 41) van Driel-Gesztelyi, L., Baker, D., Török, T., **Pariat, E.**, Green, L.M., Williams, D.R., Carlyle, J., Valori, G., Démoulin, P., Kliem, B., Long, D.M., Matthews, S.A., and Malherbe, J.-M., (2014). Coronal Magnetic Reconnection Driven by CME Expansion—the 2011 June 7 Event. *The Astrophysical Journal* 788, 85. <http://doi.org/10.1088/0004-637X/788/1/85>
- 42) Schmieder, B., Archontis, V., & **Pariat, E.** (2014). Magnetic Flux Emergence Along the Solar Cycle. *Space Science Reviews*, 186(1), 227-250. <http://doi.org/10.1007/s11214-014-0088-9>

## 2015

- 43) **Pariat, E.**, Dalmasse, K., DeVore, C. R., Antiochos, S. K., & Karpen, J. T. (2015a). **Model for straight and helical solar jets. I. Parametric studies of the magnetic field geometry.** *Astronomy and Astrophysics*, 573, A130. <http://doi.org/10.1051/0004-6361/201424209>
- 44) Savcheva, A., **Pariat, E.**, McKillop, S., McCauley, P., Hanson, E., Su, Y., et al. (2015). **The Relation between Solar Eruption Topologies and Observed Flare Features. I. Flare Ribbons.** *The Astrophysical Journal*, 810(2), 96. <http://doi.org/10.1088/0004-637X/810/2/96>
- 45) **Pariat, E.**, Valori, G., Démoulin, P., & Dalmasse, K. (2015b). **Testing magnetic helicity conservation in a solar-like active event.** *Astronomy and Astrophysics*, 580, A128. <http://doi.org/10.1051/0004-6361/201525811>
- 46) Dalmasse, K., Aulanier, G., Démoulin, P., Kliem, B., Török, T., & **Pariat, E.** (2015). The Origin of Net Electric Currents in Solar Active Regions. *The Astrophysical Journal*, 810(1), 17. <http://doi.org/10.1088/0004-637X/810/1/17>

- 47) Liu, C., Deng, N., Liu, R., Lee, J., **Pariat, E.**, Wiegelmann, T., Liu, Y., Kleint, L., & Wang, H. (2015). A Circular-ribbon Solar Flare Following an Asymmetric Filament Eruption. *The Astrophysical Journal*, 812, L19. <http://doi.org/10.1088/2041-8205/812/2/L19>
- 2016**
- 48) Savcheva, A., **Pariat, E.**, McKillop, S., McCauley, P., Hanson, E., Su, Y., & DeLuca, E. (2016). *The Relation between Solar Eruption Topologies and Observed Flare Features. II. Dynamical Evolution*. *The Astrophysical Journal*, 817(1), 43. <http://doi.org/10.3847/0004-637X/817/1/43>
- 49) Zhao, J., Gilchrist, S. A., Aulanier, G., Schmieder, B., **Pariat, E.**, & Li, H. (2016). Hooked Flare Ribbons and Flux-rope-related QSL Footprints. *The Astrophysical Journal*, 823, 62. <http://doi.org/10.3847/0004-637X/823/1/62>
- 50) Janvier, M., Savcheva, A., **Pariat, E.**, Tassev, S., Millholland, S., Bommier, V., et al. (2016). *Evolution of flare ribbons, electric currents, and quasi-separatrix layers during an X-class flare*. *Astronomy and Astrophysics*, 591, A141. <http://doi.org/10.1051/0004-6361/201628406>
- 51) Raouafi, N. E., Patsourakos, S., **Pariat, E.**, Young, P. R., Sterling, A. C., Savcheva, A., et al. (2016). Solar Coronal Jets : Observations, Theory, and Modeling. *Space Science Reviews*, 201(1), 1-53. <http://doi.org/10.1007/s11214-016-0260-5>
- 52) **Pariat, E.**, Dalmasse, K., DeVore, C. R., Antiochos, S. K., & Karpen, J. T. (2016). *A model for straight and helical solar jets. II. Parametric study of the plasma beta*. *Astronomy and Astrophysics*, 596, A36. <http://doi.org/10.1051/0004-6361/201629109>
- 53) Valori, G., **Pariat, E.**, Anfinogentov, S., Chen, F., Georgoulis, M.K., Guo, Y., Liu, Y., Moraitis, K., Thalmann, J.K., & Yang, S., (2016). Magnetic Helicity Estimations in Models and Observations of the Solar Magnetic Field. Part I : Finite Volume Methods. *Space Science Reviews* 201, 147. <http://doi.org/10.1007/s11214-016-0299-3>
- 2017**
- 54) Karpen, J. T., DeVore, C. R., Antiochos, S. K., & **Pariat, E.** (2017). Reconnection-Driven Coronal-Hole Jets with Gravity and Solar Wind. *The Astrophysical Journal*, 834(1), 62. <http://doi.org/10.3847/1538-4357/834/1/62>
- 55) Chandra, R., Mandrini, C. H., Schmieder, B., Joshi, B., Cristiani, G. D., Cremades, H., **Pariat, E.**, Nuevo, F. A., Srivastava, A. K., & Uddin, W. (2017). Blowout jets and impulsive eruptive flares in a bald-patch topology. *Astronomy and Astrophysics*, 598, A41. <http://doi.org/10.1051/0004-6361/201628984>
- 56) Zhao J., Schmieder B., Li H., Pariat E., Zhu X., Feng L., & Grubecka M., (2017). Observational Evidence of Magnetic Reconnection for Brightenings and Transition Region Arcades in IRIS Observations. *The Astrophysical Journal*, 836, 52 <http://doi.org/10.3847/1538-4357/836/1/52>
- 57) Polito, V., Del Zanna, G., Valori, G., **Pariat, E.**, Mason, H. E., Dudík, J., & Janvier, M. (2017). Analysis and modelling of recurrent solar flares observed with Hinode/EIS on March 9, 2012. *Astronomy and Astrophysics*, 601, A39. <http://doi.org/10.1051/0004-6361/201629703>
- 58) **Pariat, E.**, Leake, J. E., Valori, G., Linton, M. G., Zuccarello, F. P., & Dalmasse, K. (2017). *Relative magnetic helicity as a diagnostic of solar eruptivity*. *Astronomy and Astrophysics*, 601, A125. <http://doi.org/10.1051/0004-6361/201630043>
- 59) Guo, Y., **Pariat, E.**, Valori, G., Anfinogentov, S., Chen, F., Georgoulis, M. K., et al. (2017). Magnetic Helicity Estimations in Models and Observations of the Solar Magnetic Field.



- III. Twist Number Method. *The Astrophysical Journal*, 840(1), 40. <http://doi.org/10.3847/1538-4357/aa6aa8>
- 60) Masson, S., **Pariat, E.**, Valori, G., Deng, N., Liu, C., Wang, H., & Reid, H. (2017). Flux rope, hyperbolic flux tube, and late extreme ultraviolet phases in a non-eruptive circular-ribbon flare. *Astronomy and Astrophysics*, 604, A76. <http://doi.org/10.1051/0004-6361/201629654>
- 61) Guennou, C., **Pariat, E.**, Leake, J.E., & Vilmer, N. (2017). **Testing predictors of eruptivity using parametric flux emergence simulations** *Journal of Space Weather and Space Climate*, 7, A17. <http://doi.org/10.1051/swsc/2017015>
- 2018**
- 62) Dalmasse, K., **Pariat, E.**, Valori, G., Jing, J., & Démoulin, P. (2018). **Studying the Transfer of Magnetic Helicity in Solar Active Regions with the Connectivity-based Helicity Flux Density Method**. *The Astrophysical Journal*, 852(2), 141. <http://doi.org/10.3847/1538-4357/aaa1e1>
- 63) Zuccarello, F. P., **Pariat, E.**, Valori, G., & Linan, L. (2018). **Threshold of Non-potential Magnetic Helicity Ratios at the Onset of Solar Eruptions**. *The Astrophysical Journal*, 863(1), 41. <http://doi.org/10.3847/1538-4357/aacdfc>
- 64) Moraitis, K., **Pariat, E.**, Valori, G., & Savcheva, A. (2018). **Computation of Relative Magnetic Helicity in Spherical Coordinates**, *Solar Physics*, 293, 92. <http://doi.org/10.1007/s11207-018-1314-5>
- 65) Linan, L., **Pariat, E.**, Moraitis, K., Valori, G., & Leake, J. (2018). **Time Variations of the Nonpotential and Volume-threading Magnetic Helicities**. *The Astrophysical Journal*, 865(1), 52. <http://doi.org/10.3847/1538-4357/aadae7>
- 2019**
- 66) Moraitis K., **Pariat, E.**, Valori G., & Dalmasse K., (2019). **Relative magnetic field line helicity**. *Astronomy and Astrophysics*, 624, A51. <http://doi.org/10.1051/0004-6361/201834668>
- 67) Moraitis K., Sun X., **Pariat, E.**, & Linan L. (2019). **Magnetic helicity and eruptivity in active region 12673**. *Astronomy and Astrophysics*, soumis
- 68) **Pariat, E.**, (2019). **Using Magnetic Helicity, Topology and Geometry to Investigate Complex Magnetic Fields**. CSIM Courses, Advanced Topics in MHD, Ed. D. MacTaggart, & A. Hillier, in press.
- 69) Rouillard A, et al. (2019). Models and Data Analysis Tools for the Solar Orbiter mission. *Astronomy and Astrophysics*, soumis.
- 70) Thalmann J. K., Linan L., **Pariat, E.** & Valori V. (2019). On the reliability of magnetic energy and helicity computations based on nonlinear force-free coronal magnetic field models. *The Astrophysical Journal*, soumis.
- 71) Thalmann J. K., Moraitis K., Linan L., **Pariat, E.**, Dalmasse K., & Valori V. (2019). Long-term relative helicity evolution in solar active regions : NOAA 11158 vs. NOAA 12192. *The Astrophysical Journal*, en préparation.

